

ای نسخی نامه الهی که تویی  
ای آنسه‌ی حال شاهی که تویی  
بیرون ز تونیست آنچه د عالم هست  
از خود بطلب هر آنچه خواهی که تویی

تەندىپم بەروان پاڭ  
دكىشىر ئۇلامعىلى لىپاڭتى



۱۳۰۷

دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی

# مپانی و گارپرہ امرواج فراصوت

نویسنده: جی. دیوید ان. چیک

J. David N. Cheeke

به کوشش

دکتر محمد صادق ابریشمیان

استاد دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی

## ۱۰. پیشگفتار (نویسنده)

ده سال از ارائه نسخه دستی برای اولین ویرایش مبانی و کاربردهای امواج فراصوت می‌گذرد و فقط انسان است که به آن مناسبت فکر می‌کند. در آن زمان من مدیر یک گروه تحقیقاتی فراصوت بودم و در رابطه با روابط خارجی و همکاری‌های بین‌المللی، از جمله مشارکت فعال در سمپوزیوم فراصوت IEEE، در "ضخامت اشیاء" بودم. مزایای زیادی وجود داشت: همکاران جالب برای گفتگو، دسترسی روزانه به نتایج جدید، هم از گروه تحقیقاتی من و هم از ادبیات فعلی، بازخورد مستمر از گروه‌های خارجی و غیره بود. همه اینها من را کاملاً در جریان آخرین پیشرفت‌های تحقیقاتی در زمینه‌های مرتبط علاقه شخصی در فراصوت، همراه با ورودی کلی در مورد آنچه در حوزه‌های مرتبط می‌گذرد، نگه داشت. پس از آن دوره، من از تحقیقات دانشگاهی بازنیسته شدم تا به طور کامل در یک شرکت به نام Microbridge Technologies Inc. نتایج درخشنانی بدست آمد و من که یکی از بنیانگذاران آن بودم و حرفه‌اش توسعه اجزای میکروالکترونیکی برای دستگاه‌های حسگر بود، مشارکت کردم. این تجربه بهمن امکان دسترسی به دیدگاه صنعتی دستگاه‌های MEMS و کاربردهای حسگر و همچنین درک متفاوتی از معنای کلمه "فوری" را داد.

امروز شرایط بسیار متفاوت است. پس از بازنیستگی از شرکت Microbridge، من سبک زندگی روستایی را در پیش گرفته‌ام که هم از تحقیقات دانشگاهی و هم از میکروالکترونیک صنعتی فاصله دارد. تماس‌های دقیق از بین رفته‌اند، اما بحث‌های گاه و بیگاه با همکاران سابق، و زمان تأمل در موضوعات کلی‌تر، چیز دیگری را فراهم کرده است، که می‌توان آن را به عنوان نمای روشن‌تر از تصویر کلان توصیف کرد. هنگامی که تمام وقت شما صرف نگرانی‌های روزمره نمی‌شود، دیدن روندها در کل موضوع آسان‌تر است. بنابراین، برای من روشن شد، جایی که قبلاً چندان واضح نبود، یک گرایش عمده در فراصوت به سمت میکرو و حتی نانو آکوستیک وجود دارد که به‌زودی به آن باز خواهم گشت.

این کتاب در اصل از یک دوره ترم طولانی در فراصوت برای دانشجویان پیشرفت‌های لیسانس، فارغ التحصیل و دانشجویان خارجی در دانشگاه کنکور迪ا در طول دهه ۱۹۹۰ پدید آمد. برخی از مطالب همچنین از یک دوره کوتاه چهار ساعته "مبانی امواج فراصوت" که من در سمپوزیوم بین‌المللی فراصوت سالانه IEEE برای چندین سال ارائه دادم به دست آمده است. در هر دو مورد نتوانستم متن موجود مناسب برای این سطح را پیدا کنم، کتاب‌های ابتدایی بیشتر به موج‌های عمومی محدود می‌شوند و کتاب‌های پیشرفته‌تر برای سطح عالی (دکتری) مناسب‌تر هستند. این وضعیت انگیزه نگارش چاپ اول این کتاب را فراهم کرد.

نتیجه نهایی کتابی بود که به سطح متوسط می‌پرداخت، که فراتر از یک توصیف موج ساده بود، اما از بحث کامل امواج فراصوت در محیط‌های ناهمسانگرد کوتاهی می‌کرد. این امر با محدود کردن بحث به محیط همسانگرد به دست آمد، که امکان ساده‌سازی و روشن‌تر شدن قابل توجه توصیف ریاضی را فراهم می‌کرد و اجازه می‌داد تا تأکید بیشتری بر مفاهیم فیزیکی زیربنایی داشته باشیم. مطالب اولیه تحت پوشش در بخش‌های ۳/۱۳/۲۴/۱۴/۲۴/۳۵/۱۵/۲۶/۱۶/۳۷/۱۷/۳۷/۴۸/۱۸/۲۹/۱۱۰/۱۱۰/۲ در قسمت‌های بنیادی ذکر شده

## ۱۰۰. پیشگفتار (نویسنده)

در دورس بالا استفاده قرار گرفت، در حالی که مطالب انتخاب شده در فصل‌های کاربردی استفاده شده است.

این ویرایش دوم شامل تعدادی مطالب اضافی است که مستقیماً روند میکرو/نانو ذکر شده در بالا را منعکس می‌کند. فصل‌های مربوط به مبدل‌های موج توده‌ای<sup>۱</sup> و سطحی<sup>۲</sup> گسترش یافته و فصل جدیدی در مورد میکروآکوستیک اضافه شده است. تلاش خاصی برای مقایسه مزایا و معایب فناوری‌های مختلف برای کاربردهای مختلف و محدوده فرکانس‌های مختلف انجام شده است. بهنظر می‌رسد که همه این فناوری‌های جدید مکمل یکدیگر هستند تا رقیب، و خطر کمی وجود دارد که یکی از آنها به طور کامل جایگزین سایرین شود. فصل جدیدی در مورد میکروسکوپ‌های کاوشگر، ناحیه‌ای که اخیراً نتایج قابل توجهی در آن به دست آمده است، اضافه شده است. این ناحیه فوق العاده غنی است و تقریباً به طور قطع هنوز در مراحل اولیه است. فصلی در مورد فرacsot بدون تماس یا بدون تماس اضافه شده است تا تصویر بسیار گستردگتری از مجموعه تکنیک‌های فرacsot در دست ارائه دهد. در فصل‌های دیگر، بخش فرacsot در طبیعت به روزرسانی شده است تا شامل چندین نتیجه جدید جذاب باشد، بخشی در مورد نظریه ویسکوالاستیک اضافه و ناحیه سونولومینسانس با چندین پیشرفت جدید هیجان‌انگیز و فصل‌های برنامه‌ها به روزرسانی شده‌اند. مطالب برای گروه بندی اصول اولیه در بخش اول کتاب و به دنبال آن برنامه‌های کاربردی بازآرایی شده است. خلاصه‌ها و سوالات به همه فصل‌ها و نه فقط فصل‌های اساسی، تعمیم داده شده است. مانند قبل، بحث با تقریب همسانگرد محدود شده تا به کسانی که مستقیماً با این زمینه آشنایی ندارند یا نیازی به درگیر شدن با مشخصه تانسوری سنگین مواد ناهمسانگرد ندارند، کمک کند.

این کتاب می‌تواند در نقش اصلی خود به عنوان یک متن برای یک دوره یک ترم، به عنوان متن تکمیلی برای دروس پایه یا به عنوان یک مرجع عمومی استفاده شود. بخش‌های کاربردی در میکروآکوستیک و نانوکاوشگرهای صوتی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار هستند، زیرا بینشی در مورد دستگاه‌ها و ابزارهای نسل بعدی می‌دهند، که باید برای کسانی که در زمینه‌های مشابه کار می‌کنند نیز مفید باشد.

<sup>۱</sup>Bulk wave

<sup>۲</sup>Surface wave

# فهرست مطالب

.....	۱۰	پیشگفتار (نویسنده)
<b>۱۱</b>	<b>مرواری بر فراصوت</b>	<b>۱</b>
۱۱	مقدمه	۱.۱
۱۴	فراصوت در طبیعت	۲.۱
۱۹	سیر تاریخی توسعه	۳.۱
۲۱	فیزیک آکوستیک	۴.۱
۲۲	کاربردهای موج آکوستیک حجمی با فرکانس پایین	۵.۱
۲۳	امواج فراصوت سطحی	۶.۱
۲۴	مواد پیزوالکتریک	۷.۱
۲۵	فراصوت توان بالا	۸.۱
۲۵	فراصوت پژشگی	۹.۱
۲۶	آکوستو اپتیک	۱۰.۱
۲۶	آکوستیک زیر آب و لرزه شناسی	۱۱.۱
<b>۲۹</b>	<b>مقدمه‌ای بر ارتعاشات و امواج</b>	<b>۲</b>
۲۹	ارتعاشات	۱.۲
۳۱	انرژی ارتعاشی	۱.۱.۲
۳۲	جواب نمائی: فیزوری	۲.۱.۲
۳۳	نوسان میرائی	۳.۱.۲
۳۴	نوسان اجباری	۴.۱.۲
۳۸	فیزورها و جمع اثرهای خطی حرکت هارمونیکی ساده	۵.۱.۲
۳۹	تحلیل فوریه	۶.۱.۲
۴۰	امواج غیرپریودیک: انتگرال فوریه	۷.۱.۲
۴۲	حرکت موج	۲.۲
۴۴	امواج هارمونیکی	۱.۲.۲
۴۶	امواج مسطح در ابعاد سه بعدی	۲.۲.۲
۴۷	پاشندگی، سرعت گروهی، و بسته‌های موج	۳.۲.۲

<b>۵۵</b>	امواج تودهای در سیالات	۳
۵۵	تئوری یک بعدی سیالات	۱.۳
۵۹	سرعت صوت	۱.۱.۳
۶۲	چگالی انرژی	۲.۱.۳
۶۴	شدت آکوستیک	۳.۱.۳
۶۴	مدل سه بعدی	۲.۳
۶۵	بردار پواین‌تینک آکوستیک	۱.۲.۳
۶۶	میرائی	۲.۲.۳
<b>۷۷</b> مقدمه‌ای بر نظریه الاستیسیته ۴		
۷۷	مقدمه‌ای کوتاه بر تانسورها	۱.۴
۷۹	تانسور کرنش	۲.۴
۸۲	تانسور تنش	۳.۴
۸۴	ترمودینامیک تغییر شکل	۴.۴
۸۵	قانون هوک	۵.۴
۸۹	سایر ثابت‌های الاستیک	۶.۴
<b>۹۷</b> امواج آکوستیک حجمی در جامدات ۵		
۹۸	مدل یک بعدی جامدات	۱.۵
۹۹	معادله موج سه بعدی	۲.۵
۱۰۳	خواص مواد	۳.۵
۱۰۹	جامدات ویسکوالاستیک	۴.۵
۱۱۰	مدل‌های ویسکوالاستیک	۱.۴.۵
۱۱۲	انتشار موج	۲.۴.۵
<b>۱۱۹</b> پرتوهای محدود: تابش، پراش و پراکندگی ۶		
۱۲۰	تابش	۱.۶
۱۲۰	منبع نقطه‌ای	۱.۱.۶
۱۲۳	تشعشع از یک پیستون دایره‌ای	۲.۱.۶
۱۲۹	پراکندگی	۲.۶
۱۳۰	استوانه	۱.۲.۶
۱۳۱	کره	۲.۲.۶
۱۳۳	امواج آکوستیکی کانونی	۳.۶
۱۳۶	فشار تشعشع	۴.۶
۱۳۸	اثر داپلر	۵.۶
<b>۱۴۵</b> بازتاب و انتقال امواج فرماصوت در فصل مشترک ۷		
۱۴۵	مقدمه	۱.۷

۱۴۷	.....	بازتاب و انتقال در تابش عمودی	۲.۷
۱۵۰	.....	امواج ایستاده	۱.۲.۷
۱۵۳	.....	بازتاب از یک لایه	۲.۲.۷
۱۵۴	.....	تابش مایل: مرز مشترک سیال-سیال	۳.۷
۱۵۸	.....	ملاحظات تقارن	۱.۳.۷
۱۵۸	.....	مرز مشترک جامد-سیال	۴.۷
۱۶۷	.....	مرز مشترک جامد-جامد	۵.۷
۱۶۷	.....	مرز مشترک جامد-جامد: مود <i>SH</i>	۱.۵.۷
۱۶۸	.....	بازتاب در یک مرز جامد آزاد	۲.۵.۷

۱۷۵	.....	<b>امواج ریلی</b>	۸
۱۷۵	.....	مقدمه	۱.۸
۱۷۶	.....	انتشار امواج ریلی	۲.۸
۱۸۰	.....	سطح سیال بارشده	۳.۸
۱۸۶	.....	جابجایی پرتو	۱.۳.۸
۱۸۹	.....	امواج جانبی: خلاصه‌ای از امواج ریلی نشستی	۲.۳.۸
۱۹۰	.....	امواج استونلی در مرز مشترک مایع-جامد	۳.۳.۸

۱۹۵	.....	<b>امواج لمب</b>	۹
۱۹۶	.....	روش پتانسیل برای امواج لمب	۱.۹
۲۰۲	.....	اثرات بارگذاری مایعات	۲.۹
۲۰۲	.....	صفحه بار شده مایع: یک طرفه	۱.۲.۹
۲۰۳	.....	صفحه مایع بارگذاری شده: هر دو طرف یکسان	۲.۲.۹
۲۰۵	.....	صفحه مایع بارگذاری شده: هر دو طرف متفاوت	۳.۲.۹
۲۰۵	.....	مایع-استوانه بارگذاری شده جامد	۴.۲.۹
۲۰۵	.....	مایع-لوله بارگذاری شده	۵.۲.۹

۲۱۱	.....	<b>موجبرهای صوتی</b>	۱۰
۲۱۱	.....	۱.۱.۰ مقدمه: تحلیل موج جزئی	۱.۱.۰
۲۱۲	.....	۲.۱.۰ معادله موجبر: مودهای <i>SH</i>	۲.۱.۰
۲۱۶	.....	۳.۱.۰ امواج لمب	۳.۱.۰
۲۱۷	.....	۴.۱.۰ امواج ریلی	۴.۱.۰
۲۱۸	.....	۵.۱.۰ بسترها لایه‌ای	۵.۱.۰
۲۱۹	.....	۱.۵.۱.۰ امواج لاو	۱.۵.۱.۰
۲۲۲	.....	۲.۵.۱.۰ امواج لمب تعمیم یافته	۲.۵.۱.۰
۲۲۵	.....	۳.۵.۱.۰ امواج استونلی	۳.۵.۱.۰
۲۲۸	.....	۶.۱.۰ ساختارهای چند لایه	۶.۱.۰
۲۳۲	.....	۷.۱.۰ استوانه همسانگرد آزاد	۷.۱.۰

۲۳۳	.....	۸.۱۰ پیکربندی موجبر
۲۳۴	.....	۱.۸.۱۰ موجبرهای پوششی
۲۳۵	.....	۲.۸.۱۰ موجبرهای توپوگرافیک
۲۳۶	.....	۳.۸.۱۰ موجبرهای فیبر دایره‌ای

۲۴۱	.....	۱۱ آکوستیک کریستالها
۲۴۱	.....	۱.۱۱ مقدمه
۲۴۳	.....	۱.۱.۱۱ دستگاه مکعبی
۲۴۴	.....	۲.۱۱ سرعت گروهی و سطوح مشخصه
۲۴۸	.....	۳.۱۱ پیزوالکتریک
۲۴۸	.....	۱.۳.۱۱ مقدمه
۲۴۹	.....	۲.۳.۱۱ روابط ساختاری پیزوالکتریک
۲۵۲	.....	۳.۳.۱۱ ضریب تزویج پیزوالکتریک

۲۵۹	.....	۱۲ کاویتاسیون و سونولومینسانس
۲۵۹	.....	۱.۱۲ دینامیک حباب
۲۵۹	.....	۱.۱.۱۲ توصیف شبه استاتیکی حباب
۲۶۰	.....	۲.۱.۱۲ دینامیک حباب
۲۶۵	.....	۳.۱.۱۲ گسیل صوتی
۲۶۵	.....	۴.۱.۱۲ پاسخ صوتی مایع حبابی
۲۶۷	.....	۲.۱۲ سونولومینسانس چند حبابی
۲۶۸	.....	۱.۲.۱۲ خلاصه نتایج آزمایش‌ها
۲۷۱	.....	۳.۱۲ SL تک حبابی
۲۷۱	.....	۱.۳.۱۲ مقدمه
۲۷۳	.....	۲.۳.۱۲ چینش آزمایشی
۲۷۸	.....	۳.۳.۱۲ دینامیک حباب
۲۸۰	.....	۴.۳.۱۲ نتایج کلیدی تجربی

۲۹۹	.....	۱۳ مبدل‌های موج صوتی حجیم، خطوط تاخیری و نوسانگرهای
۲۹۹	.....	۱.۱۳ مبدل‌های موج صوتی حجیم
۳۰۳	.....	۱.۱.۱۳ مبدل بدون بار
۳۰۵	.....	۲.۱.۱۳ مبدل بار شده
۳۰۶	.....	۲.۱۳ خطوط تاخیری موج صوتی حجیم
۳۰۶	.....	۱.۲.۱۳ مود بازتاب پالس
۳۱۰	.....	۲.۲.۱۳ مواد میله بافر
۳۱۱	.....	۳.۲.۱۳ تلفات صوتی در میله بافر
۳۱۲	.....	۴.۲.۱۳ کاربرد میله بافر BAW
۳۱۳	.....	۵.۲.۱۳ میله‌های بافر روکش شده

۳۱۴	.....	رزو ناتورهای کوارتز-کریستال	۳.۱.۱۳
۳۱۴	.....	مقدمه	۱.۳.۱۳
۳۱۶	.....	برش‌ها و مودها	۲.۳.۱۳
۳۱۷	.....	ساختار نوسانگرها و بسته بندی	۳.۳.۱۳
۳۱۸	.....	پیشرفت‌های اخیر	۴.۳.۱۳
۳۲۰	.....	نوسانگر سیلیکونی	۴.۱.۱۳

#### ۱۴ مبدل‌های موج صوتی سطحی، پردازش سیگنال آنالوگ و کاربردها در موبایل

۳۲۷	.....	مقدمه	۱.۱۴
۳۲۹	.....	اجزای اساسی	۲.۱۴
۳۲۹	.....	مبدل بین دیجیتالی	۱.۲.۱۴
۳۳۳	.....	پیکربندی خط تاخیری	۲.۲.۱۴
۳۳۴	.....	آرایه‌های بازنابی	۳.۲.۱۴
۳۳۵	.....	تزویج‌کننده‌های چند نواری	۴.۲.۱۴
۳۳۷	.....	مواد و فناوری	۳.۱۴
۳۳۷	.....	زیرلایه	۱.۳.۱۴
۳۳۸	.....	ضریب حرارتی خط تاخیر	۲.۳.۱۴
۳۳۸	.....	مودهای شبه SAW	۳.۳.۱۴
۳۳۹	.....	الکترودها	۴.۳.۱۴
۳۳۹	.....	پردازش سیگنال‌ها	۴.۱۴
۳۳۹	.....	خطوط تاخیر	۱.۴.۱۴
۳۴۰	.....	فیلتر میان گذر	۲.۴.۱۴
۳۴۳	.....	رزو ناتورها و فیلترهای رزو ناتوری	۳.۴.۱۴
۳۴۷	.....	نوسانگرها	۴.۴.۱۴
۳۴۸	.....	عناصر پاشنده کدگذاری زمانی	۵.۴.۱۴
۳۵۰	.....	کاربرد SAW	۵.۱۴
۳۵۰	.....	سیر تاریخی توسعه	۱.۵.۱۴
۳۵۲	.....	فیلترهای SAW در تلفن همراه	۲.۵.۱۴
۳۵۵	.....	مدار SAW در مخابرات بی‌سیم در دستگاه کدگذاری	۶.۱۴

#### ۱۵ میکروآکوستیک

۳۶۳	.....	RF MEMS, FBAR, CMUT	
۳۶۳	.....	مقدمه	۱.۱۵
۳۶۴	.....	مروری بر فناوری MEMS	۲.۱۵
۳۶۴	.....	مواد میکروالکترونیک	۱.۲.۱۵
۳۶۶	.....	تکنیک‌های الگوبرداری و حکاکی	۲.۲.۱۵
۳۶۸	.....	ناخالص سازی	۳.۲.۱۵

۳۶۹	مدارات سی ماس	۴.۲.۱۵
۳۶۹	ریزماشین کاری و MEMS	۵.۲.۱۵
۳۷۲	ممژهای فرکانس رادیوئی	۳.۱۵
۳۷۲	تشدید کننده ممز RF	۱.۳.۱۵
۳۷۴	ممز و عناصر مدار	۲.۳.۱۵
۳۷۵	ساعت‌های اتمی در مقیاس تراشه	۳.۳.۱۵
۳۷۷	نکات و دیدگاه‌های عملی	۴.۳.۱۵
۳۷۸	FBAR	۴.۱۵
۳۷۸	پیشینه تاریخی	۱.۴.۱۵
۳۸۰	Fناوری SMR و FBAR	۲.۴.۱۵
۳۸۲	SMR و FBAR دستگاه‌های	۳.۴.۱۵
۳۸۵	مقایسه RF و SAW برای کاربردهای	۴.۴.۱۵
۳۸۸	نتیجه گیری‌ها و دیدگاه‌ها	۵.۴.۱۵
۳۸۹	مبدل‌های خازنی CMUT	۵.۱۵
۳۸۹	تکنولوژی ساخت cmut	۱.۵.۱۵
۳۹۳	افزایش عملکرد CMUT‌ها	۲.۵.۱۵

۱۶ حسگرهای آکوستیکی		
۴۰۱		
۴۰۲	تشدید کننده می ضخامت-برشی	۱.۱۶
۴۰۷	تشدید کننده TSM در مایع	۱.۱.۱۶
۴۰۸	تشدید کننده TSM با فیلم ویسکوالاستیک	۲.۱.۱۶
۴۰۹	حسگرهای میدان جانبی برانگیخته	۳.۱.۱۶
۴۱۰	حسگرهای QCM بدون الکترود	۴.۱.۱۶
۴۱۱	حسگر SAW	۲.۱۶
۴۱۲	تعاملات SAW	۱.۲.۱۶
۴۱۳	تعامل الکتروآکوستیکی	۲.۲.۱۶
۴۱۴	فیلم‌های الاستیک و ویسکوالاستیک بر روی بسترها	۳.۲.۱۶
۴۱۶	SAW	
۴۱۷	حسگرهای بی‌سیم SAW	۴.۲.۱۶
۴۱۸	حسگرهای نوع SH	۳.۱۶
۴۱۸	حسگر مود صفحه‌ای آکوستیکی	۱.۳.۱۶
۴۲۱	HS - SAW	۲.۳.۱۶
۴۲۲	حسگرهای مود لاو	۳.۳.۱۶
۴۲۳	حسگر موج عرضی سطحی	۴.۳.۱۶
۴۲۳	حسگر موج صفحه‌ای خمشی	۴.۱۶
۴۲۷	حسگر زیستی CMUT CHEM	۵.۱۶
۴۲۸	حسگر مایع FBAR	۶.۱۶
۴۲۹	حسگرهای صوتی میله‌های نازک	۷.۱۶

۴۳۲	.....	۸.۱۶ تجزیه و تحلیل و مقایسه حساسیت ثقلی
۴۳۷	.....	۹.۱۶ فیزیک حسگری مایعات
۴۳۷	.....	۱.۹.۱۶ حسگری چگالی
۴۳۸	.....	۲.۹.۱۶ سنجش ویسکوزیته
۴۴۰	.....	۳.۹.۱۶ سنجش دما
۴۴۱	.....	۴.۹.۱۶ سنجش جریان
۴۴۳	.....	۵.۹.۱۶ سنجش سطح
۴۴۴	.....	۱۰.۱۶ حسگرهای گاز شیمیائی
۴۴۴	.....	۱.۱۰.۱۶ مقدمه
۴۴۵	.....	۲.۱۰.۱۶ فصل مشترک شیمیایی برای سنجش
۴۴۷	.....	۳.۱۰.۱۶ آرایه‌های حسگر
۴۴۷	.....	۴.۱۰.۱۶ کروماتوگرافی گازی با آشکارسازی حسگر صوتی
۴۴۹	.....	۵.۱۰.۱۶ مخاط بویایی مصنوعی
۴۵۰	.....	۱۱.۱۶ حس چشایی: زبان الکترونیکی
۴۵۱	.....	۱۲.۱۶ حسگر زیستی
۴۵۴	.....	۱۳.۱۶ چشم اندازها در حسگرهای آکوستیک

۴۶۷	.....	۱۷ میکروسکوپ صوتی پرتو مت مرکز
۴۶۷	.....	۱.۱۷ مقدمه
۴۷۴	.....	۲.۱۷ وضوح
۴۷۹	.....	۳.۱۷ طراحی عدسی صوتی
۴۸۵	.....	۴.۱۷ سازوکارهای تضاد و اندازه‌گیری‌های کمی
۴۸۵	.....	۱.۴.۱۷ نظریه $V(z)$
۴۸۶	.....	۲.۴.۱۷ تابع بازتاب از عکس تبدیل فوریه
۴۸۶	.....	۳.۴.۱۷ پرتو خط کانونی
۴۸۹	.....	۴.۴.۱۷ تصویر برداری زیر سطحی (داخلی)
۴۹۰	.....	۵.۱۷ کاربرد میکروسکوپ صوتی
۴۹۰	.....	۱.۵.۱۷ نمونه‌های بیولوژیکی
۴۹۳	.....	۲.۵.۱۷ فیلم‌ها و زیرلايه‌ها
۴۹۴	.....	۳.۵.۱۷ مواد NDE
۴۹۶	.....	۴.۵.۱۷ دستگاه‌های NDE

۵۰۵	.....	۱۸ میکروسکوپ صوتی میدان نزدیک
۵۰۵	.....	۱.۱۸ مقدمه
۵۰۶	.....	۲.۱۸ میکروسکوپ تونل زنی روبشی
۵۰۸	.....	۳.۱۸ میکروسکوپ نیروی اتمی
۵۱۲	.....	۴.۱۸ فراصوت AFM
۵۱۲	.....	۱.۴.۱۸ مدل فیزیکی برای مکانیک تماس دینامیکی

۵۱۵	میکروسکوپ نیروی تشدید تماسی	۵.۱۸
۵۱۵	میکروسکوپ صوتی نیروی اتمی	۱.۵.۱۸
۵۲۵	میکروسکوپ نیروی اتمی فراصوتی	۲.۵.۱۸
۵۲۶	میکروسکوپ جانبی و مود TR	۳.۵.۱۸
۵۲۷	میکروسکوپ اثر دیود مکانیکی	۶.۱۸
۵۲۸	میکروسکوپ نیروی فراصوتی	۱۶.۱۸
۵۳۱	میکروسکوپ نیروی اصطکاک فراصوتی دیود مکانیکی	۲۶.۱۸
۵۳۲	میکروسکوپ نیروی هترودین	۳۶.۱۸
۵۳۳	رویش هولوگرافی فراصوت میدان نزدیک	۴۶.۱۸
۵۳۵	میکروسکوپ کاوشگر موج صوتی	۷.۱۸
۵۴۰	سایر میکروسکوپهای پویشگر	۸.۱۸
۵۴۰	میکروسکوپ نیروی پیزو رسپانس	۱.۸.۱۸
۵۴۱	میکروسکوپ نیروی هترودین نوری	۲.۸.۱۸
۵۴۲	چشم اندازها	۹.۱۸

۵۵۱	<b>ارزیابی غیرمخرب مواد</b>	۱۹
۵۵۱	مقدمه	۱.۱۹
۵۵۵	سطح	۲.۱۹
۵۵۷	اصول NDE موج ریلی	۱.۲.۱۹
۵۵۸	تولید موج ریلی برای NDE	۲.۲.۱۹
۵۵۹	زوایه بحرانی بازتاب	۳.۲.۱۹
۵۶۱	صفحه‌ها	۳.۱۹
۵۶۱	موج لامب نشتی: منحنی‌های پاشندگی	۱.۳.۱۹
۵۶۳	NDE با استفاده از امواج نشتی لامب	۲.۳.۱۹
۵۶۴	ساختارهای لایه‌ای	۴.۱۹
۵۶۴	رویه‌های وارونگی	۱.۴.۱۹
۵۶۶	روش فاصله گذاری فرکانس مودی	۲.۴.۱۹
۵۶۸	چسبندگی	۵.۱۹
۵۷۲	ضخامت سنجی	۶.۱۹
۵۷۴	رویکردهای مبتنی بر قطع مود	۱.۶.۱۹
۵۷۷	کنترل فرایند	۷.۱۹
۵۷۹	ناظارت صحت ساختاری	۸.۱۹
۵۸۱	آینه‌ای وارونگی زمانی	۹.۱۹

۵۹۱	<b>فناوری‌های NDE برای تماس آزاد و غیر آزاد</b>	۲۰
۵۹۱	فراصوت لیزری	۱.۲۰
۵۹۳	تولید لیزر اولتراسوند	۱.۱.۲۰
۵۹۴	تشخیص لیزری سونوگرافی	۲.۱.۲۰

۵۹۸ .....	کاربردهای NDE .....	۳.۱.۲۰
۶۰۴ .....	لیزر فراصوتی پیکو ثانیه .....	۴.۱.۲۰
۶۱۰ .....	مبدل‌های صوتی الکترومغناطیسی .....	۲.۲۰
۶۱۰ .....	تولید .....	۱.۲.۲۰
۶۱۲ .....	آشکارسازی .....	۲.۲.۲۰
۶۱۲ .....	پیکربندی و عملیات .....	۳.۲.۲۰
۶۱۳ .....	کاربردها .....	۴.۲.۲۰
۶۱۵ .....	مبدل‌های کوپل هوائی .....	۳.۲۰
۶۱۶ .....	مبدل‌های پیزوالکتریک .....	۱.۳.۲۰
۶۱۸ .....	مبدل‌های خازنی و میکروماشین .....	۲.۳.۲۰
۶۲۰ .....	مقایسه حساسیت مبدل‌ها .....	۳.۳.۲۰
۶۲۱ .....	طیف سنجی فراصوت رزونانسی .....	۴.۲۰
۶۲۲ .....	پیشینه نظری و تجزیه و تحلیل داده‌ها .....	۱.۴.۲۰
۶۲۴ .....	روشهای تجربی .....	۲.۴.۲۰
۶۲۴ .....	تکنیک‌های خاص .....	۳.۴.۲۰
۶۲۶ .....	میکروسکوپ رزونانسی اولتراسوند .....	۴.۴.۲۰
۶۳۷ .....		آ توابع بسل
۶۳۹ .....		ب خواص صوتی مواد
۶۶۱ .....		نمایه .....



## فصل ۱

# مروی بر فراصوت

### ۱.۱ مقدمه

از یک دیدگاه می‌توان گفت که مانند خود زندگی، امواج فراصوت از دریا آمده است. در خشکی، حواس پنجگانه موجودات زنده (بینایی، شنوایی، لامسه، بویایی و چشایی) نقش مکمل را ایفا می‌کنند. دو مورد از اینها، بینایی و شنوایی، برای تعامل دوربرد ضروری هستند، در حالی که سه مورد دیگر اساساً عملکرد کوتاه برد دارند. اما همه چیز در زیر آب متفاوت است. بینایی به عنوان یک قابلیت دوربرد، مانند همتای تکنولوژیکی آن، رادار، معنای خود را از دست می‌دهد. بنابراین، به طور پیش فرض، امواج صوتی این عملکرد حسی دوربرد را در زیر آب انجام می‌دهند. پیشرفت‌های ترین و هوشمندترین شکل‌های حیات زیر آب (مانند نهنگ‌ها و دلفین‌ها) در مقیاس زمانی میلیون‌ها سال، سامانه‌های بسیار پیچیده‌ای را برای یافتن برد، شناسایی هدف و سامانه‌های ارتباطی با استفاده از امواج فراصوت کامل کرده‌اند. در زمینه فناوری، فراصوتی نیز واقعاً با توسعه مبدل‌های زیر آب در طول جنگ جهانی اول شروع شد. آب یک محیط طبیعی برای انتقال مؤثر امواج صوتی در فواصل زیاد است و در واقع، در مورد انتقال در محیط‌های مات، فراصوت خودش را نشان می‌دهد.

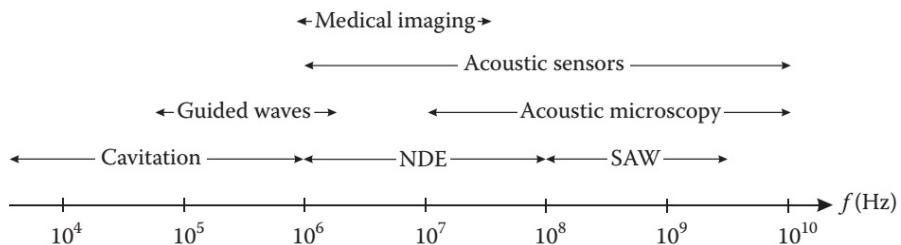
در این کتاب، ما بیشتر به سونوگرافی به عنوان شاخه‌ای از فناوری برخلاف نقش آن در طبیعت علاقه مندیم، اما بررسی گسترده‌ای از اثرات آن در هر دو زمینه در این فصل ارائه خواهد شد. تلاش‌های انسان برای شناسایی زیر آب در سال ۱۹۱۲ با غرق شدن کشتی ار ام اس تایتانیک<sup>۱</sup> در اثر برخورد با یک کوه یخ تحریک شد. به سرعت نشان داده شد که وضوح تشخیص کوه یخ در فرکانس‌های بالاتر بهبود یافته است، که منجر به حرکت به سمت توسعه امواج فراصوت در مقایسه با امواج شنیداری می‌شود. این منجر به کار پیشگام لانگوین<sup>۲</sup> شد که عموماً به نام پدر رشته فراصوت شناخته می‌شود. محرك فوری کار او تهدید زیردریایی در طول جنگ جهانی اول بود. بریتانیا و فرانسه برنامه مشترکی

<sup>۱</sup>RMS Titanic

<sup>۲</sup>Langevin

را برای شناسایی زیردریایی تنظیم کردند و در این زمینه بود که لانگوین یک مخزن غوطه‌وری آزمایشی را در دانشکده فیزیک و شیمی پاریس راهاندازی کرد. در پاریس. او همچنین آزمایش‌هایی در مقیاس بزرگ به طول دو کیلومتر در رودخانه سن انعام داد. مبدل خازنی به‌زودی با یک عنصر کوارتز جایگزین شد که منجر بهبود چشمگیر عملکرد شد و تشخیص تا فاصله شش کیلومتری به‌دست آمد. با اختراع مبدل ساندویچی کارآمدتر توسط لانگوین مدت کوتاهی پس از آن، موضوع متولد شد. اگرچه این پیشرفت‌ها خیلی دیر انجام شد تا در آن جنگ علیه زیردریایی‌ها کاربرد زیادی داشته باشد، پیشرفت‌های فنی و کاربردهای تجاری متعددی به‌سرعت دنبال شد.

اما بالاخره فرا صوت چیست؟ مانند طیف مرئی، طیف صوتی با عملکرد استاندارد پاسخ گیرنده انسانی مطابقت دارد و فرکانس‌های ۲۰ هرتز تا ۲۰ کیلوهرتز را پوشش می‌دهد، اگرچه با افزایش سن، حد بالایی به میزان قابل توجهی کاهش می‌یابد. هم برای نور و هم برای صدا، "باند انسانی" تنها بخش کوچکی از کل پهنه‌ای باند موجود است. در هر مورد، پهنه‌ای باند کامل را می‌توان با یک نظریه کامل و منحصر به فرد توصیف کرد، نظریه امواج الکترومغناطیسی برای اپتیک و نظریه امواج تنش در محیط‌های مادی برای آکوستیک است.



شکل ۱.۱: محدوده فرکانس مشترک برای فرآیندهای مختلف فرا صوت.

فرا صوت به عنوان باند بالای ۲۰ کیلوهرتز تعریف می‌شود. تا محدوده مگاهرتز ادامه می‌یابد و در نهایت، در حدود یک گیگاهرتز، که معمولاً ناحیه هایپرسونیک<sup>۳</sup> نامیده می‌شود، می‌رود. طیف کامل در شکل (۱.۱) نشان داده شده است، جایی که محدوده‌های معمولی برای پدیده‌های موردن علاقه نشان داده شده است. بیشتر کاربردهای توضیح داده شده در این کتاب در محدوده ۱ تا ۱۰۰ مگاهرتز، مربوط به طول موج در یک جامد معمولی تقریباً ۱ میلی‌متر تا ۱۰ میکرومتر است، که در آن سرعت متوسط صوت حدود ۵۰۰۰ متر بر ثانیه است. در آب - پرمصرف ترین مایع - سرعت صوت حدود ۱۵۰۰ متر بر ثانیه، با طول موج‌های حدود ۳ میلی‌متر تا ۳۰ میکرومتر برای محدوده فرکانس فوق است.

اپتیک و آکوستیک از ابتدا مسیرهای موازی توسعه را دنبال کرده‌اند. در واقع، بیشتر پدیده‌هایی که در اپتیک مشاهده می‌شوند در آکوستیک نیز رخ می‌دهند. اما آکوستیک چیزی بیشتر از حالت طولی در محیط‌های حجمی دارد که منجر به تغییرات چگالی در طول انتشار می‌شود. تمام پدیده‌هایی که در محدوده فرا صوت رخ می‌دهند در سراسر طیف

<sup>۳</sup>Hypersonic Regime

کامل آکوستیک نیز رخ می‌دهند و هیچ نظریه‌ای وجود ندارد که فقط برای فراصوت کار کند. بنابراین، تئوری انتشار در کل محدوده فرکانس یکسان است، به جز در محدودیت‌های شدید که در آن چیزهای خنده‌دار اتفاق می‌افتد. به عنوان مثال، پراش و پراکندگی پدیده‌های جهانی هستند. آنها می‌توانند در محدوده فرکانس صوتی، فراصوت یا مافوق صوت (هایپرسونیک) رخ دهند. همین نظریه در کار است و فقط تجلی و اهمیت نسبی آنهاست که تغییر می‌کند. همانطور که در دنیای امواج الکترومغناطیسی، مقیاس طول است که اهمیت دارد. تغییر در مقیاس طول همچنین به‌این معنی است که باید از فناوری‌های کاملاً متفاوتی برای تولید و تشخیص امواج صوتی در محدوده‌های فرکانسی مختلف استفاده شود.

چرا وقت برای مطالعه فراصوت ارزش دارد؟ از طرف دیگر، چرا خواندن (یا نوشتן) کتابی مانند این ارزش زحمت کشیدن را دارد؟ همانطور که در ساختار خود کتاب منعکس شده است، واقعاً دو پاسخ وجود دارد. اولاً، هنوز دانش اساسی جدید زیادی در مورد امواج صوتی در فرکانس‌های فراصوت باید آموخت. این ممکن است مستلزم درک بهتر چگونگی وقوع امواج فراصوت در طبیعت باشد، مانند درک بهتری از نحوه حرکت خفash‌ها یا ارتباط دلفین‌ها. همچنین، همانطور که بعداً در این فصل ذکر شد، مسائل اساسی دیگری وجود دارد که فراصوت اطلاعات منحصر به فردی را ارائه می‌دهد. آن به‌ابزاری شناخته شده و ارزشمند برای درک بهتر خواص جامدات و مایعات تبدیل شده است. به عنوان مثال ابررسانها و هلیوم مایع دو سیستمی هستند که پاسخ منحصر به‌فردی با عبور امواج صوتی دارند. در مورد دوم، آنها حتی بسیاری از حالت‌های خاص و مشخصه انتشار آکوستیک خود را نشان می‌دهند. درک بهتر این اثرات منجر به درک بهتر مکانیک کوانتمی و در نتیجه پیشرفت دانش بشری می‌شود.

دلیل دوم مطالعه فراصوت به‌این دلیل است که کاربردهای زیادی دارد. اینها در طیف گسترده‌ای از رشته‌ها، شیمی، فیزیک، مهندسی، زیست‌شناسی، صنایع غذایی، پزشکی، اقیانوس‌شناسی، زلزله‌شناسی و غیره کاربرد دارند. تقریباً همه این کاربردها بر اساس دو ویژگی منحصر به‌فرد امواج فراصوت هستند:

۱. امواج فراصوت آهسته حرکت می‌کنند، حدود ۱۰۰۰۰۰ برابر کندر از امواج الکترومغناطیسی. این روشی را برای نمایش اطلاعات به موقع، ایجاد تاخیر متغیر و غیره فراهم می‌کند.

۲. امواج فراصوت به‌راحتی می‌توانند به مواد مات نفوذ کنند، در حالی که بسیاری از انواع دیگر تابش‌ها مانند نور مرئی نمی‌توانند. از آنجایی که منابع امواج فراصوت ارزان، حساس و قابل اعتماد هستند، این روش بسیار مطلوبی برای کاوش و تصویربرداری از داخل اجسام مات است.

یک یا هر دو این ویژگی‌ها در اکثر کاربردهای فراصوت وجود دارد. از هر کدام یک مثال می‌زنیم تا نشان دهیم چقدر اهمیت دارند. امواج صوتی سطحی (SAWs)<sup>۴</sup> نوع فرکانس بالائی از امواج سطحی هستند که توسط لرد ریلی<sup>۵</sup> در زلزله‌شناسی کشف شده‌اند. به‌دلیل

<sup>۴</sup>Surface acoustic waves (SAWs)

<sup>۵</sup>Lord Rayleigh

سرعت آهسته آنها، می‌توان آنها را در مقیاس طولی مناسب (سانتی‌متر) برانگیخت و تشخیص داد. آنها به بخش مهمی از پردازش سیگنال آنالوگ تبدیل شده‌اند، به عنوان مثال، در تولید فیلترهای ارزان قیمت و با کیفیت بالا، که اکنون جایگاه کاربرد بزرگی را در بازارهای تلویزیون و ارتباطات بی‌سیم پیدا کرده‌اند. مثال دوم در کاربردهای پزشکی است. تصاویر جنین اکنون به بخشی استاندارد از تشخیص و کنترل پزشکی تبدیل شده است. کیفیت تصاویر هر سال با پیشرفت تکنولوژی بهبود می‌یابد. بسیاری از زمینه‌های دیگر در پزشکی وجود دارد که در آنها تصویربرداری آکوستیک غیرتهاجمی از بدنه، مانند تصویربرداری قلبی، اورولوژی و چشم، بسیار ارزشمند است. این یکی از سریع‌ترین زمینه کاربرد فراصوت در حال رشد است.

## ۲.۱ فراصوت در طبیعت

ابتدا مورد مهم ارتباط فراصوت توسط حیوانات از جمله پستانداران، جوندگان، ماهی‌ها، پرنده‌گان و غیره را در نظر می‌گیریم. در واقع، تنها تعداد محدودی از گونه‌ها از این قابلیت استفاده می‌کنند و این کار را بیشتر در محیط‌هایی انجام می‌دهند که مکانیسم‌های حسی معمولی چندان مؤثر نیستند، به عنوان مثال، دید در شب یا زیر آب یا جایی که صدای قابل شنیدن پس‌زمینه بالایی وجود دارد. عملکردهای سنجش شامل ناوبری و ارتباط برای تعامل یا بقای گروهی مانند جذب جفت، فرار از شکارچیان یا کشف طعمه است. اهمیت نسبی فراصوت در زرادخانه حسی حیوان به عوامل فنی مانند تضعیف، پراکندگی، جهت و غیره در مقایسه با ارتباطات صوتی یا نوری بستگی دارد.

اخیراً به دلیل استفاده از آزمایش‌های آزمایشگاهی بسیار کنترل شده، علاقه به این زمینه افزایش یافته است. اغلب این شامل مداخله جراحی<sup>۶</sup> برای اجازه دادن به مطالعه مستقیم<sup>۷</sup> سیستم حسی حیوان، همراه با نقشه برداری با تصویربرداری تشید مغناطیسی (MRI) از نواحی دهانه رحم درگیر در عملکردهای مختلف است. این آزمایشگاه همچنین امکان اصلاح کنترل شده محیط را فراهم می‌کند که اطلاعات تکمیلی را به مشاهدات میدانی می‌دهد. توسعه ابزار فراصوت بهبود یافته، میکروfon‌ها و غیره نیز منجر به آزمایش‌های دقیق‌تر شده است. کار بسیار اخیر نیز بر پیشرفت در زمینه ژنتیک مرکز شده است. در این بررسی کوتاه، با یکی از پیشرفت‌های ترین پزشکان فراصوت، خفash، شروع می‌کنیم. به دنبال آن گزارش‌هایی از اقدامات فراری که توسط طعمه‌های آن مانند پروانه، آخوندک و جیرجیرک ایجاد شده است، ارائه می‌شود. سپس جوندگان و به دنبال آن قورباغه‌ها و ماهیان دریایی (نهنگ‌ها، خوک‌های دریایی و دلفین‌ها) را در نظر می‌گیریم. این بحث با دیدنی‌ترین آنها، یعنی میگوی ضربه‌زن<sup>۸</sup>، پایان می‌یابد.

یکی از شناخته شده‌ترین نمونه‌ها ناوبری فراصوت توسط خفash‌ها است که مطالعه آن تاریخچه نسبتاً عجیبی دارد<sup>۹</sup>. فیلسوف طبیعی‌دان ایتالیایی لازارو اسپالانزانی<sup>۹</sup> نتایج

<sup>6</sup>Surgical intervention

<sup>7</sup>Magnetic Resonance Imaging (MRI)

<sup>8</sup>Snapping Shrimp

<sup>9</sup>Lazzaro Spallanzani

کار خود را در مورد این موضوع در سال ۱۷۹۴ منتشر کرد. او نشان داد که خفاش‌ها می‌توانند هنگام پرواز در تاریکی از موانع اجتناب کنند، شاهکاری که او به "حس ششم" در اختیار خفاش‌ها نسبت داد. این مفهوم به نفع نظریه مربوط به پرواز بالمس رد شد. در پرتو شواهد تجربی بیشتر، اسپالانزانی توضیح خود را به یکی بر اساس شنیدن تغییر داد. اگرچه در نهایت درستی این دیدگاه ثابت شد، اما رد شد و نظریه لمس حفظ شد. موضوع رها شد. تنها در اواسط قرن بیستم بود که تحقیقات جدی در این زمینه، عمدها توسط گریفین<sup>۱۰</sup> و پای<sup>۱۱</sup> انجام شد. بررسی‌های کامل‌تر نشان داده است که خفاش به‌طور کامل مجهز به‌سیستم سونار حیوانات است. تغییرات دقیق زیادی وجود دارد زیرا این تکنیک توسط میکروچیپترهای فرعی که شامل بیش از ۸۰۰ گونه است، استفاده می‌شود. انتشار سیگنال‌ها از حنجره با سرعت ۲۰۰–۱۰۰ پالس در ثانیه (pps) است. نرخ پایین<sup>۱۰</sup> (pps) دور از هدف استفاده می‌شود تا از وضوح خوب اطمینان حاصل شود و نرخ به<sup>۲۰۰</sup> (pps) نزدیک به‌هدف افزایش می‌یابد. مدت زمان (۱۰۰ms – ۵۰ms) و شدت (۱۲dB – ۵۰dB) هنگام نزدیک شدن به‌هدف کاهش می‌یابد تا از اشباع گیرنده و ناشنوایی موقع جلوگیری شود. فاصله پالس به‌حدوده مورد نظر مرتبط است (۱۰۰ میلی ثانیه به برد ۱۷ متر اجازه می‌دهد، در حالی که ۵ میلی ثانیه محدوده ۸۵ سانتی‌متر را ارائه می‌دهد). جهت‌گیری به روش معمول با دریافت با دو گوش خفاش تضمین می‌شود. تعدادی از مطالعات نشان داده‌اند که خفاش دارای یک سامانه پردازش سیگنال فوق العاده پیچیده است. دو حالت اصلی کار وجود دارد: (۱) روبش مدولاسیون فرکانس (FM)، که امکان مکان‌یابی بسیار دقیق توسط سیگنال‌های کوتاه مدت را فراهم می‌کند. این برای کارهای نزدیک و در جاهایی که اهداف متعددی وجود دارد موثر است، زیرا وضوحی به اندازه یک میلی‌متر دارد. این امکان استفاده از فناوری‌های همبستگی متقابل<sup>۱۲</sup> را توسط خفاش فراهم می‌کند. نقطه ضعف آن کاهش دامنه به‌دلیل استفاده از فرکانس‌های زیاد است، یعنی سطح سیگنال پایین‌تر در هر فرکانس. و (۲) فرکانس ثابت (CF)<sup>۱۳</sup> که امکان استفاده از جابجایی داپلر را فراهم می‌کند. بهتر است با یک خفاش ثابت در یک محیط باز سازگار شود. تشخیص دوربرد به دلیل تمرکز انرژی در یک فرکانس امکان پذیر است. از هارمونیک‌ها نیز می‌توان استفاده کرد و از آنها برای داپلر نیز استفاده می‌شود. البته سامانه شنواهی خفاش برای مدیریت این پردازش سیگنال پیچیده بسیار توسعه یافته است. مطالعات MRI نشان داده است که مودهای CF و FM بخش‌های مختلف مغز خفاش را درگیر می‌کنند<sup>[۲]</sup>. در برخی موارد، سامانه فیزیولوژیکی برای تکنیک مورد استفاده بسیار تخصصی است. خفاش سبیل دار دارای یک غشای ضخیم برای بهینه‌سازی دریافت در ۶۱/۵–۶۱ کیلوهertz است، دقیقاً فرکانس هارمونیک دوم با جابجایی داپلر. به‌طور خلاصه، شواهدی وجود دارد که سامانه پژواک‌یابی خفاش تقریباً کاملاً بهینه شده است. خفاش‌های کوچک می‌توانند با سرعت کامل در ساختارهای شبکه‌ای سیمی که فقط کمی بزرگ‌تر از طول بالهایشان هستند، پرواز کنند. بحث‌های خوبی در مورد اکولوکاسیون (مکان‌یابی پژواکی) توسط خفاش‌ها در Fenton<sup>[۲]</sup> و Suga<sup>[۳]</sup> ارائه شده است.

<sup>۱۰</sup> Griffin<sup>۱۱</sup> Pye<sup>۱۲</sup> Cross-Correlation<sup>۱۳</sup> Constant frequency (CF)

همچنین جالب است که یکی از طعمه‌های اصلی خفاش، پروانه، به‌طور کامل به‌صورت فرماصوت مجهر شده است. پروانه می‌تواند حضور خفاش را در فواصل دور (تا ۱۰۰ فوت) با تشخیص سیگنال فرماصوت ساطع شده از خفاش تشخیص دهد. آزمایش‌های آزمایشگاهی نشان داده‌اند که پروانه سپس یک سری مانورهای فرار انجام می‌دهد و یک سیگنال فرماصوت متشکل از یک سری کلیک ارسال می‌کند. برای مدت طولانی، نقش دقیق این کلیک‌ها نامشخص بود، اما آزمایش‌های آزمایشگاهی کنترل شده اخیر با پروانه‌های ببر متصل به صراحت نشان داده است که کلیک‌ها نشان‌دهنده یک سیگنال پارازیت است که باید توسط خفاش گرفته شود<sup>۴</sup>! نمونه جالب دیگر آخوندک نمازی است. یک گوش دارد که با آن خفاش در حال نزدیک شدن را تشخیص می‌دهد. درست قبل از رسیدن خفاش، وارد یک شیرجه شبیب دار می‌شود، درست مانند یک خلبان جنگنده که در حال دعوای سگ است<sup>۵</sup>. در نهایت، نمونه دیگری از فرماصوت مورد استفاده حشرات توسط کریکت meconematinae katydid در جنگل بارانی آمریکای جنوبی ارائه شده است<sup>۶</sup>. اکثر جیرجیرک‌ها با تکان دادن بال‌های خود صدا تولید می‌کنند، اما این کاتنیدید با روش دیگری بالاترین فرکانس را در بین تمام حشرات تولید می‌کند. او یک سوهان دارد و از آن برای بستن بال‌های جلو برای ذخیره انرژی الاستیک استفاده می‌کند. در نقطه‌ای، اسکراپر آزاد می‌شود و انرژی الاستیک به‌شكل یک پالس فرماصوت کوتاه آزاد می‌شود. جیرجیرک‌ها تخصص دیگری دارند و آن این است که جنس ماده حساسیت جهتی فوق العاده بالایی دارد که نمی‌توان آن را با تفاوت شدت دریافت شده توسط دو گوش توضیح داد. به‌نظر می‌رسد که ماده به‌اختلاف فاز حساس است، اثربخشی که اگر نر صدای خالص طولانی ارسال کند، بهینه می‌شود.

انواع مختلفی از پرندگان از امواج فرماصوت برای اکولوکاسیون استفاده می‌نند و البته ارتباط صوتی بین پرندگان بسیار توسعه یافته است. از میان حیوانات اصلی، سگ تنها حیوانی است که از امواج مافوق صوت استفاده می‌کند. سگ‌ها قادر به تشخیص سیگنال‌های فرماصوت هستند که برای انسان غیرقابل شنیدن است، که اساس سوت سگ خاموش است. با این حال، سگ‌ها برای اکولوکاسیون نیازی به فرماصوت ندارند، زیرا این عملکردها به طور کامل توسط بینایی و حس بویایی عالی آنها برای تشخیص دوربرد و کوتاه پوشش داده می‌شود. نمونه‌های دیگری از حیوانات خشکی‌زی که از امواج فرماصوت استفاده می‌کنند، جوندگان هستند، عمدتاً سنجاب زمینی ریچاردسون، گوفر دشت. این جوندگان بصورت گروهی زندگی می‌کنند و از آلام‌های فرماصوت برای هشدار دادن به سایر اعضاء در مورد حضور شکارچیان استفاده می‌کنند. آنها بسته به‌فاصله شکارچی از هر دو آلام صوتی (۸ کیلوهرتز) و فرماصوت (۴۸ کیلوهرتز) استفاده می‌کنند.

هر کسی که در این کشور زندگی می‌کند می‌داند که آواز خواندن بخش مهمی از زندگی یک قورباغه است. دوزیستان نقش ارتباطی بین زندگی خشکی و آبزی دارند و این در مورد استفاده حیوانات از امواج فرماصوت نیز صادق است. قورباغه گوش مقرع چینی، اودورانا تورماتا<sup>۱۴</sup>، نمونه بسیار جالبی از سازگاری یک موجود با محیط خود است. طی ۱۰ سال گذشته توسط Feng و Narins<sup>۱۵</sup> به تفصیل مورد مطالعه قرار گرفته است و یافته‌ها شگفت‌انگیز هستند. این قورباغه‌ها در نزدیکی جریان‌های پر سر و صدا زندگی

می‌کنند که منجر به ایجاد یک پس‌زمینه پر سر و صدا در محیط می‌شود که مشخص شد تقریباً طیف کامل صوتی را پوشش می‌دهد. قورباغه‌ها با برقراری تماس‌های خود در محدوده فراصوت و ایجاد صدای جیر جیرهای شدید تا فرکانس کیلوهرتز، این مشکل را برطرف می‌کنند. آنها از تمام ترفندهایی استفاده می‌کنند که به طور مستقل توسط خفاش‌ها ایجاد شده‌اند: از روش‌های صدا کردن CF و FM، دو برابر کردن دوره تناوب، و هارمونیک‌های فرعی، که نشان دهنده رفتار آشفته غیرخطی است. پرده گوش فرورفته و استخوان‌های اتصال کوتاه و سایر جنبه‌های فیزیولوژیکی به آن‌ها اجازه می‌دهد تا در محدوده فراصوت بشونند. شگفت‌آورتر از همه، آنها کنترل فعالی بر دهانه شیپور استاش خود دارند و به آنها اجازه می‌دهد در صورت لزوم لوله‌ها را بینندن تا نویز پس‌زمینه را کاهش دهند تا نسبت سیگنال به تونیز بهبود یابد. مانند جیرجیرک‌های کاتیدید، هم نر و هم ماده، تیزبینی فوق العاده‌ای از خود نشان می‌دهند، حتی اگر فاصله بین گوش‌هایشان کم باشد. آنها همچنین توانایی ناوبری استثنایی را در قفس‌های آزمایشگاهی تاریک از خود نشان می‌دهند. این پدیده‌ها هنوز با جزئیات درک نشده‌اند، اما به نظر می‌رسد واضح است که آنها با توانایی‌های فراصوت غیر معمول قورباغه‌ها انجام می‌شوند.

با عبور از استفاده از امواج مافق صوت در زیر آب، فوک‌ها یکی دیگر از داستان‌های انتقال جالب است. این فوک‌ها درس طبیعت را در امپدانس آکوستیک ارائه می‌دهد، زیرا دارای دو مجموعه گوش است - یکی برای استفاده در هوا، با مرکزیت ۱۲ کیلوهرتز، و دیگری برای همانطور که برای دلفین‌ها و نهنگ‌ها مشاهده خواهد شد، فرکانس‌های فراصوت ارتباطی به طور قابل توجهی بالاتر از فرکانس‌های موجود در هوا است؛ این امر برای بدست آوردن وضوح فضایی تقریباً مشابه در این دو مورد ضروری است، زیرا سرعت صوت در آب به طور قابل توجهی بیشتر از هوا است.

در کنار خفاش‌ها، دلفین‌ها (گراز دریایی) و نهنگ‌ها شناخته شده‌ترین پژوهشکار فراصوتی هستند. انتشار فراصوت آنها به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است و کار در حال انجام است. اعتقاد بر این است که دلفین‌ها واژگان کاملاً مشخصی دارند. برخی از صدای‌های منتشر شده عبارتند از دو مورد اخیر بیشترین فراوانی را دارند. سوت صدایی با فرکانس پایین در پالس‌های طولانی حدود یک ثانیه و فرکانس‌هایی در محدوده ۷ تا ۱۵ کیلوهرتز است. کلیک‌ها در فرکانس‌های بسیار بالاتر، تا ۱۵۰ کیلوهرتز، با نرخ تکرار بالاتر، تا چند صد در ثانیه، هستند. عرض کلیک‌ها به اندازه کافی کوتاه است به طوری که هیچ حفره‌ای<sup>۱۵</sup> در آب به دلیل دامنه‌های زیاد تولیدی ایجاد نمی‌شود. به خوبی شناخته شده است که نهنگ‌های دندان دار (اورکا و نهنگ‌های اسپرم) از تکنیک‌های اکلولوکاسیون استفاده می‌کنند. آنها یک اندام چربی دارند که صدای ساطع شده را در مقابل خود متتمرکز می‌کند. توانایی دریافت آنها توسط لایه‌هایی از بافت چربی در فک پایین آنها که با امپدانس منطبق با آب است، بهبود می‌یابد؛ این باعث افزایش سطح سیگنال ارسالی به گوش میانی می‌شود. بیو سونار برای نهنگ‌های اسپرم ضروری است زیرا آنها تقریباً منحصراً از ماهی مرکب تغذیه می‌کنند. تاکتیک‌های فراری این دومی شامل رفتن به اعماق زیاد در دریا است، جایی که هر سیستم بینایی برای شناسایی آنها بی‌فایده

است و فرا صوت ضروری می شوند. این مثال ها نشان می دهد که گونه ها به طور کلی به طور مشابه رشد می کنند، میکرو خفاش هایی که حشرات را در تاریکی شکار می کنند به فرا صوت نیاز دارند، در حالی که خفاش های میوه خوار انجام نمیدهند.

ما بررسی آکوستیک حیوانات را با داستان باور نکردنی می گو در حال کوبیدن کامل می کنیم. این می گو دارای یک پنجه معمولی و یک چنگال بزرگ است که تا زمانی که طعمه صفت کشیده شود باز نگه داشته می شود و در این مرحله با سرعت برق بسته می شود. همراه با یک صدا، و معلوم می شود که این به دلیل فروپاشی حباب های حفره ای (کاویتاسیون) است، دقیقاً همانطور که در فصل ۱۲ در مطالعه سونولومینسانس<sup>۱۶</sup> تک حباب توضیح داده شده است. کاویتاسیون ایجاد شده توسط می گو با استفاده از تکنیک های مشابه با استفاده از دوربین مخصوص با سرعت بالا مورد مطالعه قرار گرفته و پدیده های مشابهی از جمله تشکیل موج ضربه ای مشاهده شده است [۱۷].

اخیراً در سطح مولکولی نشان داده شده است که خفاش ها و سینه داران به دلیل توالی بندی مشابه ژن پرستین و پروتئین های مربوط به آن، به طور کاملاً مستقل بیو سونار برای گوش داخلی تولید کردند. این مثال واضحی از همگرایی تطبیقی مستقل ارائه می کند و نشان می دهد که مسیرهای محدودی یا شاید فقط یک مسیر برای توسعه اکولوکاسیون در پستانداران وجود دارد [۱۸].

در حالی که استفاده از سونار توسط حیواناتی مانند خفاش ها و نهنگ ها صدا را از خود ساطع می کنند، اما در محدوده فرکانس بسیار پایین، زیر ۲۰ هرتز، که مادون صوت نامیده می شود، در فرآیندهای مختلفی منتشر می شوند که تقریباً همیشه شامل فروپاشی حباب ها می شود، که به تفصیل در فصل ۱۲ توضیح داده شده است. تشدید حباب ها توسط Minnaert مورد مطالعه قرار گرفت، که فرکانس تشدید را محاسبه کرد و دریافت که با اندازه حباب معکوس تغییر می کند. بنابراین، حباب های بسیار کوچک دارای فرکانس تشدید بسیار بالایی هستند که در محدوده فرما صوت قرار دارند. حباب ها و بسیاری از نمونه های دیگر از فیزیک در طبیعت در کتاب جذاب نور و رنگ در هوای آزاد توسط [۱۹] Minnaert توضیح داده شده است.

صدای جویبار مثال خوبی از انتشار فرما صوت در طبیعت است زیرا حباب ها به طور مداوم شکل می گیرند و فرو می ریزند. لیتون [۲۰] یک طیف معمولی را در محدوده ۳ تا ۲۵ کیلوهرتز اندازه گیری کرد. آبشارها باعث تماس با فرکانس بالا می شوند، در حالی که نمونه کلاسیک دیگر باران بر روی یک گودال یا دریاچه است. صدای منتشر شده را می توان به راحتی با قرار دادن یک هیدروفون<sup>۱۱</sup> (میکروفون آبی) در آب اندازه گیری کرد. در شرایط معمول، طیف بسیار وسیعی از ۱ تا ۱۰۰ کیلوهرتز به دست می آید که قله آن در حدود ۱۴ کیلوهرتز است. منبع طیف، گسیل صوتی مرتبط با تاثیر قطره آب بر سطح مایع و تولید حباب توسط حباب ها است، مشخص می شود که طیف وسیع ناشی از ضربه و قله در ۱۴ کیلوهرتز به مجموع تشدیدهای صوتی است. یک اثر مشابه با دانه های برفی که بر روی سطح آب می ریزند رخ می دهد و ظاهرآ باعث ایجاد صدای ناخوشایند در زیر سطح می شود.

<sup>۱۶</sup>Sonoluminescence

<sup>۱۷</sup>Hydrophone

به راحتی بزرگترین منبع فراصوتی سطح اقیانوس است، جایی که امواج شکسته باعث ایجاد توده چرخشی از حباب‌ها و آب متلاطم می‌شود. این وضعیت به‌طور مفصل توسط اقیانوس شناسان مورد مطالعه قرار گرفته است. اثر همیشه وجود دارد، اما مانند درخت وقتی در جنگل می‌افتد، به‌ندرت کسی وجود دارد که آن را می‌شنود.

### ۳.۱ سیر تاریخی توسعه

اگرچه فراصوت در طبیعت به خودی خود یک مطالعه جذاب است، توسعه فناوری امواج فراصوت که در آزمایشگاه مورد مطالعه و در صنعت مورد استفاده قرار می‌گیرد، از اهمیت بسیار بیشتری برخوردار است. فراصوت به عنوان بخشی از آکوستیک در نتیجه اختراعات لانگوین توسعه یافته است. البته تعدادی پیش‌ساز در قرن نوزدهم و اوایل قرن بیستم وجود داشت. ما تحولات اصلی را از ابتدا تا حدود سال ۱۹۵۰ خلاصه می‌کنیم؛ این بحث به‌شدت بر مقاله مروری عالی گراف<sup>۱۸</sup> [۱] متکی است.

پس از سال ۱۹۵۰، این موضوع به‌دلیل تصادفی خوشحال کننده از پیشرفت در مواد الکترونیک، رشد صنعتی، علوم پایه و فرسته‌های انفجاری مطرح شد. همچنین هم‌افزایی فوق العاده‌ای بین فناوری و پیشرفت‌های اساسی وجود داشت. توصیف زمان این تحولات بیهوده خواهد بود و بنابراین از رویکرد تکه و بخش زمانی استفاده می‌شود.

تعدادی از منابع با فرکانس بالا که در قرن نوزدهم توسعه یافته‌اند، پیشرو چیزهای آینده بودند.

۱. چرخ Savant (۱۸۳۰) را می‌توان اولین مولد فراصوت در نظر گرفت که تا حدود ۲۴ کیلوهرتز کار می‌کرد.

۲. سوت گالتون<sup>۱۹</sup> (۱۸۷۶) برای آزمایش حد بالای شنوازی حیوانات ساخته شد. محدوده فرکانس پایه ۳ تا ۳۰ کیلوهرتز بود. صدای ای در فرکانس‌های بسیار بالاتر تولید می‌شد که احتمالاً به‌دلیل تولید هارمونیک بود، زیرا این عملیات درک ضعیفی داشت و نادرست بود و به خوبی کنترل نمی‌شد.

۳. کونیگ<sup>۲۰</sup> (۱۸۹۹) چنگال‌های تنظیمی را توسعه داد که تا ۹۰ کیلوهرتز کار می‌کردند. باز هم، این آزمایش‌ها به‌خوبی درک نشدن و نتیجه‌گیری‌ها اشتباه بودند، تقریباً به طور قطع به‌دلیل اثرات غیرخطی بود.

۴. آژیرهای مختلف با قدرت بالا در ابتدا توسط Cagniard de la Tour در سال ۱۸۱۹ ساخته شد. این آژیرها زیر فرکانس فراصوت کار می‌کردند اما تأثیر مهمی بر پیشرفت‌های بعدی فراصوت داشتند.

به‌موازات پیشرفت‌های فناوری که قبل ذکر شد، درک فزاینده‌ای از انتشار امواج صوتی، از جمله سرعت صوت در هوا (پاریس ۱۷۳۸)، آهن (Biot ۱۸۰۸)، و آب (کالادون و استورم

<sup>۱۸</sup>Graff

<sup>۱۹</sup>Galton

<sup>۲۰</sup>Koenig

(۱۸۶۶) وجود داشت - این دومی یک آزمایش کلاسیک است. نتایج به طور معقولی با مقادیر شناخته شده امروزی سازگار بود - شاید قابل درک باشد، زیرا اندازه‌گیری به دلیل مقدار کم سرعت صوت در مقایسه با مشکلات تاریخی اندازه‌گیری سرعت نور چالش برانگیز نیست. پیشرفت‌ها رویکرد موج ایستاده برای متغیرها بود. (Kundt ۱۸۶۶) و اثر استروبوسکوپی (Toeppler ۱۸۶۷) که منجر به تصویربرداری Schlieren شد.

یکی از رویدادهای کلیدی که مستقیماً به ظهور فراصوت منجر شد، کشف پیزوالکتریک توسط برادران کوری در سال ۱۸۸۰ بود؛ به طور خلاصه، آنها هم اثر مستقیم و هم اثر معکوس را ایجاد کردند، یعنی تبدیل سیگنال الکتریکی به سیگنال مکانیکی. سیگنال و بالعکس قرن بیستم با بزرگترین آکوستیک دان، لرد ریلی (جان دبلیو. استروت) آغاز شد. ریلی آنچه اساساً اصول آکوستیک بود، نظریه صدا<sup>۲۱</sup> را در سال ۱۸۸۹ منتشر کرد [۱۲]. او مطالعات قطعی انجام داد و اکتشافات در آکوستیک، از جمله اتمیزه کردن atomization امواج سطح آکوستیک (Rayleigh)، آرامش مولکولی<sup>۲۲</sup>، فشار آکوستیک، اثرات غیرخطی، و فروپاشی حباب<sup>۲۳</sup>.

غرق شدن کشتی تایتانیک و تهدید حملات زیردریایی آلمان به آزمایش‌های لانگوین در پاریس در سال ۱۹۱۵ منجر به تولد واقعی فراصوت شد. بعبارت دیگر، کار او عملی بودن کار اکو پالس در فرکانس‌های بالا (۱۵۰ کیلوهرتز) را برای جسم نشان داد. از سوی دیگر، معرفی مبدل‌های کوارتز و سپس مبدل ساندویچی (فولاد-کوارتز-فولاد) منجر به اولین استفاده عملی و کارآمد از مبدل‌های پیزوالکتریک شد. با کمال تعجب، تقریباً هیچ یک از کارهای لانگوین در مورد فراصوت منتشر نشد. کار او توسط Cady دنبال شد که منجر به توسعه نوسانگرهای کنترل شده با کریستال بر اساس کوارتز شد.

در بین جنگ‌ها، هدف اصلی در توسعه منابع پرقدرت، عمدتاً توسط Wood و Loomis بود. برای مثال، یک لوله نوسان‌ساز با توان بسیار بالا در محدوده ۲۰۰ تا ۵۰۰ کیلوهرتز برای تعداد زیادی از کاربردهای پرقدرت، از جمله فرآیندهای فشار تابشی، کنده کاری کردن، حفاری، گرمایش، امولسیون، اتمیزه کردن، اثرات شیمیایی و بیولوژیکی، سونولومینسانس، سونوشیمی و غیره، ساخته شد. این دوره، ۱۹۴۰ – ۱۹۵۵، با کاربردهای متنوعی مشخص شد که برخی از آنها شامل موارد زیر است:

۱. مواد جدید، از جمله سرامیک قطبی برای انتقال.
۲. مبدل شاخ میسون (۱۹۵۰) برای تمرکز موثر انرژی فراصوت توسط عنصر مخروطی.
۳. تحولات در دینامیک حباب توسط بلیک، ایشه، نولتینک، نپیرس، فلین و دیگران
۴. ماشینکاری و حفاری فراصوت
۵. تمیز کردن فراصوت: جنرال الکتریک در سال ۱۹۵۰ یک واحد تجاری تولید کرد
۶. لحیم کاری و جوشکاری فراصوت، پیشرفت‌هایی که عمدتاً در آلمان انجام شده است

<sup>۲۱</sup>The Theory of Sound

<sup>۲۲</sup>Molecular relaxation

<sup>۲۳</sup>Bubble collapse.

۷. امولسیون سازی: پراکندگی رنگدانه‌ها در رنگ، محصولات آرایشی و بهداشتی، رنگ، جلا کفش و غیره

۸. فرآیندهای متالورژی، از جمله گاز زدایی مذاب

از دهه ۱۹۵۰ به بعد، پیشرفت‌های زیادی در بخش‌های زیادی صورت گرفت که می‌توان تنها تحولات اصلی را به تفکیک بخش خلاصه کرد. البته، فهرست هنوز کامل نیست، اما هدف این است که به جای ارائه یک پوشش دایره‌المعارفی از تحولات، نمونه‌هایی از رشد انفجاری موضوع ارائه شود. مجموعه مقالات کنفرانس‌های سالانه یا دوسالانه درباره این موضوع، مانند؛ کنفرانس IEEE Ultrasonics International Ultrasonics International ۱۹۵۰ پیشرفت در بسیاری از بخش‌های اصلی هستند.

## ۴.۱ فیزیک آکوستیک

یک عنصر کلیدی در رشد انفجاری فراصوت برای کاربردهای دستگاه‌های الکترونیکی و خصوصیات مواد در دهه ۱۹۶۰ و پس از آن، پذیرش فراصوت به عنوان یک ابزار تحقیق و توسعه (R&D) جدی توسط جامعه تحقیقاتی ماده چگال<sup>۲۴</sup> بود. قبل از سال ۱۹۵۰، فراصوت در خط اصلی جعبه ابزار محققان ماده چگال که عمدتاً بر رسانایی، اثر هال، حساسیت، گرمای ویژه و سایر اندازه‌گیری‌های سنتی مورد استفاده برای توصیف جامدات متکی بودند، یافت نمی‌شد. با این حال، با پیشرفت در فناوری مبدل‌ها<sup>۲۵</sup>، ابزار دقیق الکترونیکی و در دسترس بودن کریستال‌های با کیفیت بالا، انجام آزمایش‌های کمی روی سرعت و تضعیف به عنوان تابعی از میدان مغناطیسی، دما، فرکانس و غیره امکان پذیر و نتایج با پیش‌بینی‌های تئوری میکروسکوپی مقایسه شد.

این روند ادامه یافت و تقویت شد و الکترواستاتیک به‌زودی به یک تکنیک انتخابی برای نظریه پردازان ماده چگال و تحریبی گرایان تبدیل شد. تعداد زیادی از مطالعات پیچیده در مورد نیمه‌هادی‌ها، فلزات، ابررساناهای عایق‌ها، کریستال‌های مغناطیسی، شیشه‌ها، پلیمرها، مایعات کوانتومی، انتقال فاز و بسیاری دیگر انجام شد و اطلاعات منحصر به فردی توسط فرصوت ارائه شد. برخی از این کارها کلاسیک شده‌اند. دو مثال برای نشان دادن قدرت فراصوت به عنوان یک ابزار تحقیقاتی ارائه خواهد شد.

فیزیک حالت جامد و دمای پایین در دهه ۱۹۵۰ یک مرحله رشد شدید را پشت سر گذاشت. یکی از شگفت‌انگیزترین نتایج، حل معماه ۵۰ ساله ابررسانایی توسط نظریه باردین، کوپر و شریفر (BCS)<sup>۲۶</sup> در سال ۱۹۵۷ بود.

نظریه (BCS) پیشنهاد کرد که الکترون‌های رسانایی شرکت‌کننده در ابررسانایی به صورت یک زوج با تکانه مساوی و مخالف توسط برهمنکش الکترون-فونون به هم تزویج می‌شوند. برهمنکش با میدان‌های خارجی شامل عوامل بهنام عامل همدوسي است که دارای عالم مخالف میدان‌های الکترومغناطیسی و آکوستیکی است. این تئوری پیش‌بینی می‌کرد

<sup>۲۴</sup>Condensed Matter

<sup>۲۵</sup>Transducer

<sup>۲۶</sup>Bardeen, Cooper, and Schrieffer (BCS)

که در دمای انتقال، یک اوج زمان آرامش اسپین هسته‌ای و یک کاهش نمایی مستقیم از تضعیف فراصوت با دما وجود خواهد داشت. این با آزمایش تأیید شد و گام مهمی در پذیرش گسترده نظریه (BCS) بود. تئوری تضعیف فراصوت بر روی کار Pippard، که توصیف کاملی از برهم کنش امواج فراصوت با الکترون‌های رسانا در اطراف سطح فلزات فرمی ارائه می‌کرد، تکیه داشت.

مثال دوم توسط هلیوم مایع ارائه شده است که در دمای  $2/17$  کلوین به حالت فوق سیال تبدیل می‌شود.

آزمایش‌های فراصوت تغییر در سرعت و میرایی را در زیر مرحله انتقال نشان داد. شاید مهم‌تر از آن، تحقیقات بیشتر وجود راههای دیگری برای انتشار صدا در حالت ابرسیال در هندسه‌های مختلف را نشان داد- به طوری که در چنین سیستم‌هایی از صدای اول (معمولی)، دوم، سوم و چهارم صحبت می‌شود. این اندازه‌گیری‌های آکوستیک راهی طولانی را برای ارائه درک کامل‌تر از حالت ابرسیال انجام داده است. مورد  $He^3$  حتی برای مطالعات آکوستیک پربارتر بود. نمودار فاز بسیار پیچیده‌تر بود و میدان مغناطیسی را در بر می‌گرفت و بسیاری از حالت‌های کوانتومی هیدرودینامیکی جدید کشف شد. اخیراً حتی امواج عرضی صرفاً در حال انتشار در این محیط ابرسیال یافت می‌شود.

این کار و کارهای اساسی دیگر منجر به تلاش‌هایی برای افزایش فرکانس فراصوت شد. تولید همدوس با استفاده از میدان‌های مایکروویو در سطح پیزوالکتریک، فرکانس موثر را به خوبی در ناحیه موفق صوت بالای  $100$  گیگاهرتز افزایش داد. متعاقباً، شکاف انرژی ابررسانای لایه‌های نازک برای تولید و تشخیص فونون‌های فرکانس بالا در فرکانس شکاف مورد استفاده قرار گرفت و دامنه را تا ناحیه تراهنتر گسترش داد. پالس‌های حرارتی برای تولید پالس‌های باند پهنه با فرکانس بسیار بالا از انرژی صوتی استفاده شد. در رویکردی دیگر، توسعه راکتورهای هسته‌ای با شار بالا منجر به اندازه‌گیری منحنی‌های پراکندگی فونون در محدوده فرکانس بالا شد و فراصوت ابزار بسیار مفیدی برای تأیید شیب فرکانس پایین این منحنی‌ها شد. به طور خلاصه، همه این کارها در فیزیک آکوستیک به فراصوت به عنوان یک ابزار تحقیقاتی مشروعیت جدیدی بخشید و توسعه فناوری‌های فراصوت را تحریک کرد.

## ۵.۱ کاربردهای موج آکوستیک حجیم با فرکانس پایین

این تمرکز اصلی بحث ما بر روی کاربردهای فراصوت، برخی از بهترین نمونه‌های انتشار فراصوت را ارائه می‌دهد. مبدل پیزوالکتریک خود منجر به برخی از اولین و مهمترین کاربردها شد. تشدید کننده کوارتز از دهه  $1930$  در دستگاه‌های الکترونیکی استفاده شد. کوارتز میکروبالنس بهیک حسگر پرکاربرد برای تشخیص بارگذاری جرمی گونه‌های مولکولی در محیط‌های گازی و آبی تبدیل شد و به طور کامل در فصل شانزدهم توضیح داده خواهد شد. بسیاری از حسگرهای مرتبط دیگر بر اساس این اصل توسعه یافته و برای بسیاری از مشکلات مانند سنجش جریان (از جمله داپلر)، سنجش سطح و انتشار (مسافت یاب، فاصله، درب باز کن گاراژ، دوربین فاصله یاب و غیره) به کار گرفته شدند. علاقه جدید

به انتشار منجر به توسعه ارزیابی غیر مخرب فراصوت (NDE)<sup>۲۷</sup> شد. تکنیک‌های پژواک پالس که در طول جنگ جهانی دوم برای سونار و رادار توسعه یافتند منجر به (NDE) مواد و خطوط تاخیری با استفاده از همان اصول و ابزار دقیق الکترونیکی شد. (NDE) مواد با پالس کوتاه‌تر و فرکانس بالاتر با الکترونیک جدید توسعه یافته در طول جنگ، بهویژه رادار امکان پذیر شد. اولین حق ثبت اختراع تشخیص عیوب فراصوتی در سال ۱۹۴۰ صادر شد. از سال ۱۹۶۰ تا به امروز، پیشرفت‌های قابل توجهی در فناوری (NDE) برای تشخیص عیوب در نمونه‌های چند لایه ناهمسانگرد، ارتقاء امواج فراصوت به وضعیت ابزار تحقیقاتی اصلی، مکمل مقاومت، مغناطیسی شدن، اشعه ایکس، جریان‌های گردابی و غیره صورت گرفته است.

یکی از مهم‌ترین زمینه‌ها در کار امواج صوتی حجیم با فرکانس پایین (BAW)<sup>۲۸</sup> توسعه تصویربرداری فراصوت بود که با کار سوکولوف شروع شد. با تغییر موقعیت و زاویه مبدل، روش‌های A (اسکن خط)، B (قطع عمودی)، و C (قطع افقی) ایجاد شد. مشخص شده است که اسکن C رایج‌ترین مورد استفاده است، جایی که مبدل در صفحه  $y - x$  بر روی سطح نمونه مورد بررسی انتقال می‌یابد تا بتوان تصویربرداری سطحی و زیرسطحی از عیوب را انجام داد. در ک Quate در اوایل دهه ۱۹۷۰ که امواج فراصوت مایکروسکوپی در آب دارای طول موج نوری هستند منجر به توسعه میکروسکوپ آکوستیک روبشی (SAM)<sup>۲۹</sup> توسط Quate Lemons در سال ۱۹۷۴ شد. این موضوع در فصل هفدهم به تفصیل پوشش داده شده است، زیرا این نمونه کتاب درسی است. طراحی ابزار فراصوت SAM وضوح نوری را برای فرکانس‌های در محدوده گیگاهرتز، کنتراست ذاتی بالا، اندازه‌گیری کمی سرعت صدای سطحی و قابلیت تصویربرداری زیرسطحی فراهم می‌کند. در پیشرفت‌های اخیر، میکروسکوپ نیروی اتمی که توسط Quate نیز توسعه داده شده است، برای انجام تصویربرداری سطح، سطح نزدیک و میدان نزدیک با وضوح نانومتری استفاده شده است. به موازات آن، پیشرفت‌های زیادی در تصویربرداری صوتی با آرایه‌های فازی صورت گرفته است. پیشرفت‌های اخیر شامل آرایه‌های معکوس زمانی و استفاده از آرایه‌های مبدل خازنی میکروماسین شده با کارایی بالا است.

## ۶. امواج فراصوت سطحی

یکی از مودهایی بود که خیلی زود توسط لرد رایلی در ارتباط با مطالعات زلزله‌شناسی کشف شد. در زمینه دستگاه، تا زمان توسعه مبدل بین دیجیتالی<sup>۳۰</sup> توسط White و Voltmer در دهه ۱۹۶۰، این یک کنگکاوی علمی با کاربردهای اندکی باقی ماند. این پیشرفت امکان استفاده از فناوری میکروالکترونیک مسطح، فوتولیتوگرافی، اتاق‌های تمیز و غیره را برای ساخت دستگاه‌های SAW در مقادیر زیاد فراهم کرد. دومین پیشرفت توسعه آهسته اما در نهایت موفقیت آمیز پخش فیلم‌های ZnO با کیفیت بالا بر روی

<sup>۲۷</sup>NonDestructive Evaluation (NDE)

<sup>۲۸</sup>Bulk Acoustic Wave (BAW)

<sup>۲۹</sup>Scanning Acoustic Microscope (SAM)

<sup>۳۰</sup>Interdigital Transducer

سیلیکون بود که طراحی دستگاه را از بسترهاي پیزوالکتریک حجیم آزاد کرد و اجازه ادغام فراصوت با الکترونیک سیلیکونی را داد. از دهه ۱۹۶۰، مقدار زیادی کار روی میانی و فناوری SAW و کاربرد آن در پردازش سیگنال، NDE و حسگرهای انجام شده است. فیلتر SAW از نظر تجاری در اقلام مصرفی انبوه مانند فیلترهای تلویزیون و ارتباطات بی‌سیم اهمیت ویژه‌ای داشته است. در حال حاضر فشاری برای استفاده از دستگاههای با فرکانس بسیار بالا (۵ تا ۱۰ گیگاهرتز) برای کاربردهای ارتباطی وجود دارد.

عنوانین فوق اصلی ترین موضوعاتی هستند که در بخش برنامه‌های کاربردی پوشش داده شده‌اند. البته، حوزه‌های بسیار مهم دیگری از فراصوت وجود دارد، اما منتخبی از آن موضوعاتی که به عنوان نمونه‌هایی از نظریه پایه مناسب‌تر به نظر می‌رسند و نویسنده صلاحیت پرداختن به آن‌ها را داشت، انجام شد. برخی از حوزه‌های مهم حذف شده (و دلایل حذف) شامل مواد پیزوالکتریک، مبدل‌ها، کاربردهای پزشکی (تخصصی و فنی)، فراصوت با قدرت بالا (بدون پایه نظری توسعه یافته)، آکوستیک زیرآب، و لرزه شناسی آکوستیک بیشتر از فراصوت و عدم اتحاد با موضوعات دیگر). در این موارد، برای تکمیل بررسی مقدماتی این فصل، خلاصه‌ای از برخی از نکات برجسته ارائه می‌شود.

## ۷.۱ مواد پیزوالکتریک

بسیاری از پیشرفت‌های قابل توجه در فراصوت به دلیل همکاری ارائه شده توسط مواد جدید با کارایی بالا و الکترونیک بهبود یافته است. این شاید بهترین نمونه در کار لانگوین در استفاده از کوارتز برای انتقال و سپس توسعه مبدل کامپوزیت باشد. دومین گام بزرگ رو به جلو در دهه ۱۹۴۰ با توسعه مبدل‌های سرامیکی قطبی از خانواده سرب زیرکونات (PZT) رخ داد که نسبتاً ارزان، ناهموار، با کارایی بالا و ایده‌آل برای کار در این زمینه بودند. برای آزمایشگاه، کریستال‌های جدید گران‌تر اما بسیار با کارایی بالا مانند لیتیوم نیوبات وارد استفاده گشته شدند. موج سوم با فیلم‌های پیزوالکتریک رخ داد. پس از شروع نادرست با ZnO و CdS و AlN به فیلم‌های پیزوالکتریک استاندارد برای کاربردهای دستگاهی مانند SAW تبدیل شدند. توسعه پلی وینیلیدین و سپس کوپلیمرهای مبتنی بر آن برای بسیاری از کاربردهای خاص مهم بود - بهویژه در فراصوت پزشکی، زیرا امپدانس صوتی به خوبی با امپدانس در آب مطابقت دارد. از دیگر ویژگی‌های مطلوب می‌توان به انعطاف پذیری و پهنای باند وسیع اشاره کرد. با این حال، آنها بسیار تضعیف کننده هستند، بنابراین برای کاربردهای SAW یا فرکانس بالا مناسب نیستند.

اخیراً، خانواده اصلی PZT با استفاده از پیزوكامپوزیت‌های مهندسی شده برای کاربردهای عمومی BAW بهبود یافته است. بسترهاي جدید SAW هنوز در دست توسعه هستند، بهویژه با فشار به سمت فرکانس‌های بالاتر. مبدل‌های میکروالکترومکانیکی در مرحله توسعه شدید قرار دارند، زیرا پتانسیلی برای سیستم‌های تصویربرداری صوتی با کیفیت بالا، بلادرنگ<sup>۳۱</sup> و تولید انبوه دارند.

## ۸.۱ فراصوت توان بالا

این یکی از اولین زمینه‌های فراصوت بود که توسعه یافت، اما از نظر تئوری ضعیف باقی مانده است. این شامل بسیاری از کاربردهای صنعتی سنگین است و اغلب رویکرد نیمه تجربی است. بسیاری از کارهای اولیه توسط وود و لومیس<sup>۳۲</sup> انجام شد که سیستمی با فرکانس بالا و قدرت بالا ایجاد کردند و سپس از آن برای بسیاری از کاربردها استفاده کردند. یکی از مشکلات در کار اولیه، تزویج کارآمد انرژی صوتی به محیط بود که سطوح توان موجود را محدود می‌کرد. راه حلی برای این گلوگاه پیدا شد. یک مدل خام توسط وود و لومیس ایجاد شد، و این توسط میسون با استفاده از یک مخروط نمایی<sup>۳۳</sup> در سال ۱۹۵۰ تکمیل شد. مبدل‌های ساندویچی سرامیکی پیش‌تنیده نیز در افزایش سطح توان صوتی مهم بودند. مشکل دیگری که تا حدی منجر به همین محدودیت شد، کاویتاسیون بود. هنگامی که کاویتاسیون در سطح مبدل یا مخروط رخ می‌دهد، انتقال انرژی صوتی به دلیل عدم تطابق امپدانس صوتی ایجاد شده توسط هوا به شدت کاهش می‌یابد. با این حال، کار بر روی کاویتاسیون به تدریج منجر به تبدیل شدن آن به یک موضوع مهم در نوع خود شد. انشعاب فرآیند منجر به عملیاتی مانند حفاری، برش و پاک کننده‌های فراصوتی شد. از دیگر کاربردهای کاویتاسیون را می‌توان به سونووشیمی و سونولومینسانس اشاره کرد. فراصوت با قدرت بالا نیز راهی مفید برای تامین مقادیر زیادی گرمایی بود که منجر به لحیم کاری و جوشکاری فلزات و پلاستیک‌ها به روش فراصوت شد.

## ۹.۱ فراصوت پزشکی

از نقطه نظر تکنیکی صرفاً فراصوت، شباهت‌های زیادی بین NDE و فراصوت پزشکی وجود دارد. اساساً، تلاش برای یافتن عیوب در یک شی مات است. همان رویکردهای فن‌آوری مرتبط هستند، مانند تمایز بین پژواک‌های نزدیک بهم و جدا سازی سیگنال‌ها از نویز است. بنابراین تعجب آور نیست که بسیاری از توسعه‌ها از یک سو برای مشکلات، از سوی دیگر اعمال شده است. البته تفاوت‌هایی نیز وجود دارد: یکی اینکه بزرگی نمونه‌های داخل بدن بخش مهمی از فراصوت پزشکی است. اثرات تنفسی، جریان خون و آسیب احتمالی بافت مسائلی هستند که در NDE کاملاً وجود ندارند. این امر منجر به تحقیق و توسعه زیادی در مورد کاویتاسیون القایی و آسیب کاویتاسیون و همچنین توسعه طرح‌های داپلر بسیار پیچیده برای نظارت بر جریان خون شده است.

از لحاظ تاریخی، در طول دهه‌های ۱۹۴۰ و ۱۹۵۰، تأکید زیادی بر درمان وجود داشت. در دهه ۱۹۵۰ زمانی که موضوع غالب فعلی تصویربرداری پزشکی شروع شد، کاهش یافت. کارهای زیادی روی مغز انجام شد و به دنبال آن در اورولوژی، چشم پزشکی و اندام‌های حیاتی (قلب و کبد) کاربرد داشت. مسلمانًا مشهورترین کاربرد تصویربرداری فراصوت در پزشکی تصویربرداری جنین است. تصاویری با جزئیات و وضوح فوق العاده را

<sup>۳۲</sup>Wood and Loomis

<sup>۳۳</sup>Exponential Taper

می‌توان بلادرنگ به دست آورد. در تصویربرداری آزمایشگاهی<sup>۳۴</sup> با وضوح بالا نیز به همین روش انجام شده است. روند فعلی برای تصویربرداری زنده شامل آرایه‌های فازی برای تصویربرداری بلادرنگ و تصویربرداری غیرخطی با استفاده از عوامل کنتراست و همچنین تصویربرداری هارمونیک از بافت پایه است.

## ۱۰.۱ آکوستو اپتیک

تعامل نور و صدا در اوایل تاریخ فراصوت کشف شد. بریلوین<sup>۳۵</sup> وجود پراکندگی بریلوین را در سال ۱۹۲۲ پیشنهاد کرد که به دنبال آن پراش فرکانس پایین (دبای-سیرز ۱۹۲۲ و رامان-نات ۱۹۲۵) انجام شد. تجسم Schlieren از میدان‌های فراصوت از دیرباز ابزار مفیدی برای کاوش پدیده‌های پراکندگی و انتشار بوده است. سلول‌های برآگ برای تعدیل کننده‌های آکوستو-اپتیک اجزای مهمی در سیستم‌های ارتباطی نوری هستند. یک منطقه مهم در حال توسعه، فراصوت لیزری است. از دهه ۱۹۶۰ مشخص شد که جذب پرتو لیزر می‌تواند منجر به تولید امواج فراصوت توسط اثر ترمومالاستیک شود. مود تولید شده را می‌توان تا حدی با شرایط سطح کنترل کرد. یک سیستم تمام نوری را می‌توان با استفاده از تداخل سنج مایکلسون Michelson برای نظارت بر جابجایی سطح ساخت. کاربردهای لیزر فراصوت در فصل بیستم توضیح داده شده است.

## ۱۱.۱ آکوستیک زیر آب و لرزه شناسی

جالب است که آکوستیک زیر آب و زلزله شناسی را نمی‌توان به درستی زیر چتر فراصوت قرار داد زیرا تقریباً تمام کار در این مناطق در محدوده فرکانس صوتی یا فرودهای انجام می‌شود. این تنها انتهای دُم است، همانطور که بود، چند نمودار که به رژیم فراصوت نفوذ می‌کند. با این وجود، نظریه اصلی یکسان است و تنها مقیاس طول بسیار بزرگتر است. همچنین، پدیده‌های صوتی مورد علاقه در بسیاری از موارد یکسان هستند. فقط باید نام امواج ریلی، لاو و سزاوا در پوسته زمین، انتشار امواج طولی و عرضی در بخش عمده زمین، و پدیده‌های بازتابی و انتقال چندلایه در مورد زلزله شناسی ذکر شود. برای آکوستیک زیر آب، ما دوباره پدیده‌های بازتاب و انتقال، امواج هدایت شده در کانال‌ها به دلیل لایه‌های طبقه بنده شده ناشی از گرادیان دما، پراکندگی امواج صوتی توسط انواع اهداف، پدیده‌های حباب، تصویربرداری صوتی، سونار، و از این قبیل ادامه دارد. در هر دو مورد، ما مسائل معکوس را داریم که در پایه یک تکه بزرگ از NDE هستند. یکی از مزایای این وضعیت، حداقل در اصل، این است که برای متخصصان فراصوت باید نسبتاً آسان باشد که روی مشکلات این رشته‌های دیگر کار کنند و بالعکس.

<sup>۳۴</sup>Vitro imaging

<sup>۳۵</sup>Brillouin

# كتاب نامه

- [1] Graff, K. F., A history of ultrasonics, in *Physical Acoustics*, XV, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1981, chap. 1.
- [2] Suga, N., Biosonar and neural computation in bats, *Sci. Amer.*, 262, 60, 1990.
- [3] Fenton, M. B., Natural history and biosonar signals, in *Hearing in Bats*, Popper, A. N. and Fay, R. R., Eds., Springer Verlag, New York, 1995, 37–86.
- [4] Corcoran, A. J. and Connor, W. E., Tiger moth jams bat sonar, *Science*, 325, 325, 2009.
- [5] Yager, D. and Triblehorn, J., reported in *National Geographic Today*, Nov. 19, 2002.
- [6] Montealegre, Z. F., Morris, G. K., and Mason, A. C., Generation of extreme ultrasonics in rainforest katydids, *J. Exp. Biol.*, 209, 4923, 2006.
- [7] Feng, A. S. and Narins, P. M., Ultrasonic communication in concave-eared torrent frogs, *J. Comp. Physiol. A*, 194, 159, 2008.
- [8] Versluis, M., von der Heydt, A., Schmitz, B., and Lohse, D., How snapping shrimp snap: Through cavitating bubbles, *Science*, 289, 2114, 2000.
- [9] Li, Y., Liu, Z., Shi, P., and Zhang, J., The hearing gene Prestin unites echolocating bats and whales, *Curr. Biol.*, 20, R55, 2010.
- [10] Minnaert, M., *The Nature of Light and Color in the Open Air*, Dover Publications, New York, 1954.
- [11] Leighton, T. G., *The Acoustic Bubble*, Academic Press, San Diego, 1994.
- [12] Rayleigh, J. W. S., *The Theory of Sound*, Vols. 1 and 2, Dover Publications, New York, 1945.



## فصل ۲

# مقدمه‌ای بر ارتعاشات و امواج

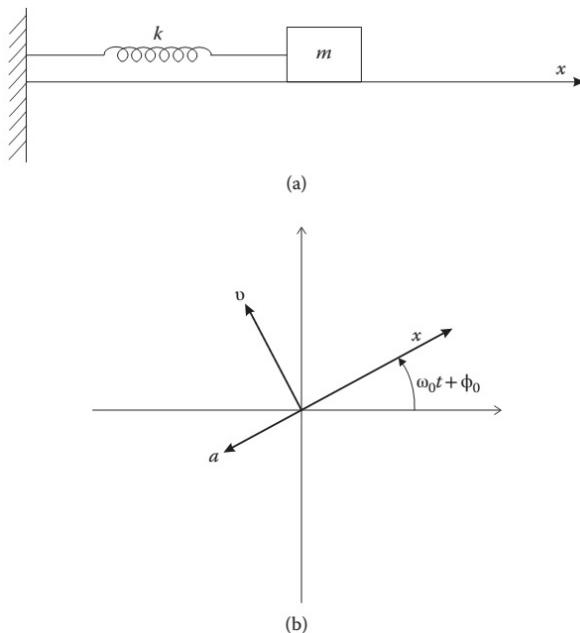
### ۱.۲ ارتعاشات

هدف کلی این فصل ارائه مقدمه‌ای بر ارتعاشات و امواج است (به عنوان مثال، کتاب [۱]). به طور مشخص‌تر، این فصل همچنین با هدف یادآوری مطالب ریاضی پایه لازم برای خواندن کتاب و معرفی ایده‌ها و تشبیهات فیزیکی ساده است که در سراسر کتاب مفید خواهد بود. سیستم مدل مورد استفاده یک نوسان‌ساز ساده، جرمی متصل به فنر خواهد بود، اگرچه می‌توان از یک آونگ ساده یا هر سیستم مشابه دیگری استفاده کرد. برای جابجایی‌های کوچک، مشاهده می‌شود که نوسانات در یک فرکانس منفرد سینوسی هستند که اصطلاحاً به آن حرکت هارمونیکی ساده می‌گویند.

از شکل (۱.۲) به راحتی می‌بینیم که حرکت دوره‌ای خواهد بود. اگر جرم جابجا شود، در ابتدا نیروی ترمیم کننده به دلیل فنر وجود خواهد داشت. برای جابجایی‌های کوچک، قانون هوک اعمال می‌شود، به طوری که نیروی بازگرداننده با  $F = -kx$  داده می‌شود. این در واقع واژه اصلی در بسط نیرو توسط تیلور از نظر جابجایی است. قانون هوک در مسائل مکانیکی ارتعاشات و امواج همه جا حاضر است. به عنوان مثال، این تقریب است که برای تعریف ثابت‌های الاستیک کریستال‌ها استفاده می‌شود و همچنین اساس نظریه کشش جامدات است. اگر قانون هوک رعایت نشود، همه چیز از نظر ریاضی و فیزیکی بسیار پیچیده‌تر می‌شود و ما وارد حوزه آکوستیک غیرخطی می‌شویم. به جز مواردی که خلاف آن ذکر شده باشد، ما همیشه در رژیم خطی شرح داده شده توسط قانون هوک باقی خواهیم ماند.

هوک و نیوتون دانشمندان بزرگ انگلیسی قرن هفدهم بودند و تنش پنهانی بین آنها وجود داشت. بنابراین تا حدودی طعنه آمیز است که معادله اصلی برای نوسان ساز ساده و معادله موج هر دو با ترکیبی از قانون هوک و معادله حرکت نیوتون به دست می‌آیند. برای سیستم جرم-فنر، این را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$F = m \frac{d^2x}{dt^2} \quad (1.2)$$



شکل ۲.۲: منحنی پاشندگی معمولی که سرعت فاز و سرعت گروهی را برای یک نقطه از منحنی نشان می‌دهد.

یا

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (2.2)$$

از نظر فیزیکی، این معادله جواب  $x(t)$  را برای جابجایی جرم ارائه می‌دهد. هنگامی که جرم در لحظه  $t = 0$  آزاد شد، توسط فنر در جهت  $-x$  کشیده می‌شود که بهنوبه خود با حرکت جرم فشرده می‌شود. در لحظه حداکثر فشرده سازی، تمام انرژی سیستم به عنوان انرژی پتانسیل در فنر ذخیره می‌شود. سپس جرم توسط فنر به سمت راست دفع می‌شود و در لحظه‌ای که گسترش فنر صفر می‌شود، انرژی پتانسیل نیز صفر شده و تمام انرژی سیستم اکنون به صورت انرژی جنبشی جرم است. اگر نیروی تضعیف (میرایی) وجود نداشته باشد، فرآیند با تبادل از انرژی جنبشی به انرژی پتانسیل و بالعکس متناوب خواهد بود و تا بی‌نهایت ادامه می‌یابد. اگر تلفات، به عنوان مثال، اصطکاک با سطح نگهدارنده وجود داشته باشد، حرکت به تدریج میرا شده و در نهایت متوقف می‌شود. سرانجام، لازم به ذکر است که این یک ارتعاش ثابت و ایزوبله است که تحت حرکت تناوبی قرار می‌گیرد. هیچ موجی در اینجا منتشر نشده است: این وضع در بخش ۲/۲ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

با بازگشت به معادله (۱.۲)، این را می‌توان به وضوح به عنوان معادله هارمونیک، با جواب‌های هارمونیکی شناسایی کرد. با تعریف فرکانس زاویه‌ای  $\omega = k/m$  این جواب‌ها

به صورت زیر هستند:

$$x = A_1 \cos \omega_0 t + A_2 \sin \omega_0 t \quad (3.2)$$

برای این معادله دیفرانسیل همگن مرتبه دوم، جواب دارای دو مقدار ثابت دلخواه است که با شرایط اولیه تعیین می‌شوند. جواب را می‌توان به صورت متناوب زیر نوشت:

$$x = A \sin(\omega_0 t + \phi_0) \quad (4.2)$$

که در آن  $\phi_0$  زاویه فاز اولیه است. فرکانس  $f_0$  و زمان تناوب  $T$  است که از رابطه زیر بدست می‌آیند:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \quad (5.2)$$

$$T = \frac{1}{f_0} \quad (6.2)$$

زیرنویس (اندیس) صفر بدان علت است که این یک نوسانگر ساده بدون میرائی است. جواب کامل را می‌توان با استفاده از شرایط اولیه پیدا کرد. در  $t = 0$ ، جابجایی اولیه  $x_0$  و سرعت اولیه  $v_0$  را تعریف می‌کنیم، که بلافاصله از آنها خواهیم داشت:

$$A = \sqrt{x_0^2 + \left(\frac{v_0}{\omega_0}\right)^2} \quad (7.2)$$

$$\phi_0 = \tan^{-1} \frac{-v_0}{\omega_0 x_0} \quad (8.2)$$

که به طور کامل جابجایی را از معادله (4.2) تعیین می‌شود. سرعت  $v$  و شتاب  $a$  بلافاصله بصورت زیر بدست می‌آیند:

$$v = v_m \cos(\omega_0 t + \phi_0) \quad (9.2)$$

$$a = -\omega_0 v_m \sin(\omega_0 t + \phi_0) \quad (10.2)$$

از این جواب‌ها، می‌توان نتیجه گرفت که جابجایی و سرعت دارای ربع فاز اختلاف فاز (تأخیر جابجایی به اندازه  $\pi/2$ )، و جابجایی و شتاب دارای  $\pi$  اختلاف فاز هستند. این نوع تحلیل برای امواج مهم است.

### ۱.۱.۲ انرژی ارتعاشی

برای یک سیستم مکانیکی، به طور کلی، انرژی کل  $U$  مجموع انرژی پتانسیل  $U_P$  و انرژی جنبشی  $U_K$  است. اینها به راحتی برای سیستم مدل ما محاسبه می‌شوند.  $U_P$  با کار انجام شده برای فشرده سازی فنر تعیین می‌شود:

$$U_P = \int_0^x kx dx = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} kA^2 \sin^2(\omega_0 t + \phi_0) \quad (11.2)$$

انرژی جنبشیاز رابطه مکانیکی معمولی برای جرم  $m$  تعیین می‌شود:

$$u_K = \frac{1}{2}mv_m^2 = \frac{1}{2}mv_m^2 \cos^2(\omega_0 t + \phi_0)$$

ازاینرو ، انرژی کل برابر است با:

$$U = U_P + U_K = \frac{1}{2}m\omega_0^2 A^2 \quad (12.2)$$

روش دیگر، همانطور که می‌توان از بحث تبادل انرژی در طول یک دوره تناوب استنباط کرد، انرژی کل بهسادگی برابر با حداکثر پتانسیل یا انرژی جنبشی است:

$$U = \frac{1}{2}mA^2 = \frac{1}{2}mv_m^2 \quad (13.2)$$

## ۲.۱.۲ جواب نمائی: فیزوری

نتایج قبلی برای  $x, v$  و  $a$  با استفاده از توابع مثلثاتی واقعی سینوس و کسینوس برای نشان دادن تغییرات تناوبی با زمان بهدست آمد. یک نمایش جایگزین وجود دارد که از نظر مفهومی ساده و از نظر ریاضی اقتصادی‌تر از استفاده از توابع مثلثاتی واقعی است. در صفحه مختلط، به خوبی شناخته شده است که می‌توانیم با استفاده از قانون اویلر، توابع سینوس و کسینوس را در صفحه مختلط نشان دهیم.

$$e^{j\theta} = \cos \theta + j \sin \theta$$

که در آن  $\sqrt{-1} = j$  است. به طور کلی،  $j$  در عملیات مهندسی و  $i$  در ریاضیات و فیزیک استفاده می‌شود، اما این امر جهانی نیست. زمانی که آنها به عنوان یک شاخص استفاده نمی‌شوند، اسکالارهای  $i$  یا  $j$  همیشه نشان دهنده  $\sqrt{-1}$  هستند. ممکن است آنها را به جای یکدیگر استفاده کنیم. در صفحه مختلط. محور  $x$  نمایانگر قسمت حقیقی و محور  $y$  قسمت موهومی یک متغیر مختلط  $z$  نمایش داده می‌شود، طبق قرارداد، قسمت مهم فیزیکی توسط  $Re(z)$  ارائه شده است. این قرارداد خالص است؛ از آنجایی که بخش‌های حقیقی و موهومی حاوی اطلاعات اضافی هستند، بخش موهومی نیز می‌تواند به همان اندازه انتخاب شود. انتخاب مفاهیم برای تقویت انتخاب متعارف است.

نماد نمایی مختلط به‌طور ایدهآل برای نمایش ارتعاشات هارمونیک مناسب است. بنابراین، به جای توصیف یک جایجایی فیزیکی به صورت  $x = A \cos \omega t$  می‌توانیم آن را با کمیت  $x = Ae^j$  نشان دهیم. بردار شعاع  $A$  حقیقی است و با سرعت زاویه ای ثابت  $x = A \cos \omega t = Ae^{j\omega t}$  می‌چرخد. بنابراین، تصویر روی محور  $x$ ها، قسمت حقیقی، تغییرات  $x = A \cos \omega t = \theta$  می‌باشد. نمایش قطبی را نمایش فیزور می‌نامند ( $A$  یک "فیزور" است). فیزورها روش‌های گرافیکی ساده‌ای برای نمایش ارتعاشات هستند و به‌ویژه هنگامی که چندین ارتعاش مختلف اضافه می‌شوند و زمانی که فرد می‌خواهد نتیجه را محاسبه کند مفید هستند. مانند قبل، دو کمیت برای تعیین یک فیزور باید داده شود، یعنی دامنه

(بردار شعاع) و مقدار فاز (زاویه  $\theta$ ) مزیت تحلیلی دیگر استفاده از اعداد مختلط و فیزورها این است که ضرب درز مربوط به پیشرفت فاز در  $90^\circ$  درجه (چرخش از محور حقیقی به محور موهومی) است. با  $z = \text{فاز را با } \pi/2$  به تاخیر می‌اندازد. بنابراین، روابط فیزور را می‌توان فوراً از فرمول‌های تحلیلی با شناسایی عبارت‌های موهومی و علامت آنها استنتاج کرد.

### ۳.۱.۲ نوسان میرائی

یک نوسانگر ساده بدون میرا، البته، یک ساده‌سازی آکادمیک است. در دنیای واقعی، همیشه اثرات اصطکاک و مقاومت وجود دارد که در نهایت حرکت نوسانگر را خنثی می‌کند، مگر اینکه توسط یک نیروی خارجی حفظ شود. در این قسمت به بررسی اثرات میرایی می‌پردازیم و سپس نوسانگر میرایی اجباری را در قسمت بعدی مطالعه می‌کنیم. اکثر مکانیسم‌های میرایی، اگر نه همه، نیروی مخالف مناسب با سرعت یا جریان ایجاد می‌کنند. نیروهای اصطکاک و افت پتانسیل در یک مقاومت دو مثال رایج هستند. این نیرو را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$F = -R_m \frac{dx}{dt} \quad (14.2)$$

که در آن زیرنویس (اندیس)  $m$  مخفف مکانیکی، برای تشخیص  $R_m$  از مقاومت الکتریکی  $R$  است. در سیستم فن-جرم،  $R_m$  اغلب به عنوان یک میراکننده (داشپات)<sup>۱</sup> نمایش داده می‌شود که حرکت جرم را کند می‌کند. معادله حرکت اکنون می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{R_m}{m} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (15.2)$$

با استفاده از جواب آزمایشی  $x = A e^{\gamma t}$  داریم:

$$\gamma^2 + \frac{R_m}{m} \gamma + \omega_0^2 = 0$$

$$\gamma = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} \quad (16.2)$$

که در آن  $\alpha = R_m/2m$  است.

برای سیستم‌های مکانیکی معمولی و مطلوب، نوسان حداقل برای چندین سیکل به طوری که  $\omega < \alpha$  برای این مورد، ادامه دارد. سپس یک فرکانس  $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$  برای نوسانگر میرا تعریف می‌کنیم، به طوری که در نهایت

$$x = e^{-\alpha t} (A_1 e^{j\omega_1 t} + A_2 e^{-j\omega_1 t}) = A e^{-\alpha t} e^{j(\omega_1 t + \phi)} \quad (17.2)$$

<sup>۱</sup>Dashpot (damper)

## ۴.۱.۲ نوسان اجباری

در عمل، تقریباً تمام نوسانگرهای خارجی یا با بازخورد، مجبور می‌شوند. از این رو، پاسخ فرکانسی از اهمیت بالایی برخوردار است. بسته به کاربرد، هدف ممکن است تحریک نوسانگر در یک فرکانس خاص یا در یک پهنه‌ای باند وسیع باشد. ما با ایجاد پاسخ سیستم در یک فرکانس راهاندازی شروع می‌کنیم و سپس این نتایج را به پاسخ برای یک فرکانس دلخواه تعمیم می‌دهیم.  
برای نیروی اعمالی  $Fe^{j\omega t}$  می‌توان معادله دیفرانسیل را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{R_m}{m} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = Fe^{j\omega t} \quad (18.2)$$

از نظر فیزیکی، در حالت پایدار، سیستم باید در فرکانس اعمال شده پاسخ دهد، بنابراین به دنبال جواب‌هایی به شکل  $x = Ae^{j\omega t}$  هستیم. با جایگزینی در معادله (۱۸.۲)، خواهیم داشت:

$$x = \frac{1}{j\omega} \frac{Fe^{j\omega t}}{R_m + j(\omega m - \frac{k}{\omega})} \quad (19.2)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{Fe^{j\omega t}}{R_m + j(\omega m - \frac{k}{\omega})} \quad (20.2)$$

معادله (۲۰.۲) به شکل قانون اهم برای مدار جریان متناوب الکتریکی (AC) است. یک قیاس رسمی را می‌توان با تعریف امپدانس مکانیکی ایجاد کرد:

$$Z_m = R_m + jX_m \quad (21.2)$$

که در آن راکتانس مکانیکی  $X_m = \omega m - k/\omega$  از معادله (۲۰.۲) به دست می‌آید. مشابه قانون اهم، امپدانس = نیرو تقسیم بر سرعت را تعریف می‌کنیم. این قیاس برای امواج صوتی نیز معتبر است و مفهوم امپدانس آکوستیک در سراسر این کتاب مورد استفاده قرار خواهد گرفت.

مشابه مدارهای الکتریکی، بخش‌های حقیقی و موهومی امپدانس را می‌توان با یک نمودار برداری، مربوط به صفحه مختلط، با زاویه فاز  $\tan \theta = [\omega m - k/\omega]/R_m$  نشان داد. مقادیر حقیقی جابجایی و سرعت توسط

$$x = \frac{F}{\omega Z_m} \sin(\omega t - \theta) \quad (22.2)$$

$$v = \frac{F}{Z_m} \cos(\omega t - \theta) \quad (23.2)$$

بنابراین، سرعت نسبت به نیروی اعمالی با زاویه فاز  $\theta$  عقب می‌افتد. همانطور که در مدار AC، این بر توان انتقال یافته به نوسانگر تأثیر می‌گذارد، زیرا نیرو و سرعت به طور کلی هم

فاز نیستند. توان منتقل شده در زمان  $t$  برابر است با:

$$p(t) = F(t)v(t) = \frac{F}{Z_m} \cos \omega t \cos(\omega t - \theta) \quad (24.2)$$

مهم‌تر از آن، میانگین توان انتقال یافته در یک دوره تناوب است:

$$\begin{aligned} P_0 &= \langle P(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt \\ &= \frac{F}{\sqrt{Z_m}} \cos \theta = \frac{F R_m}{\sqrt{Z_m}} \end{aligned} \quad (25.2)$$

حداکثر توان انتقالی زمانی اتفاق می‌افتد که راکتانس مکانیکی ناپدید شود ( $\theta = 0^\circ$ ) و امپدانس  $Z_m$  حداقل مقدار  $R_m$  خود را بگیرد که در  $\omega = \omega_0$  رخ می‌دهد. این فرکانس تشدید سیستم نامیده می‌شود. توان تابعی از فرکانس است. در شکل (25.2) نشان داده شده است. یک پارامتر مهم منحنی توان  $P_0(\omega)$  عرض نسبی منحنی در اطراف رزونانس است. مانند سیستم الکتریکی معادل، عرض باند با ضریب  $Q$  یا کیفیت توصیف می‌شود. راه‌های مختلفی برای تعریف وجود دارد. و  $Q$  سیستم را شرح دهید و اینها به صورت زیر خلاصه می‌شوند:

1. ضریب کیفیت  $Q$  را می‌توان به عنوان فرکانس تشدید تقسیم بر پهنه‌ای باند  $BW$  اختلاف فرکانس بین فرکانس‌های بالا و پایین تعریف کرد که توان آن به نصف مقدار  $Q$  کاهش یافته است:

$$Q = \frac{\omega_0}{BW} \quad (26.2)$$

بنابراین  $Q$  بالا مربوط به رزونانس تیز با پهنه‌ای باند باریک است.

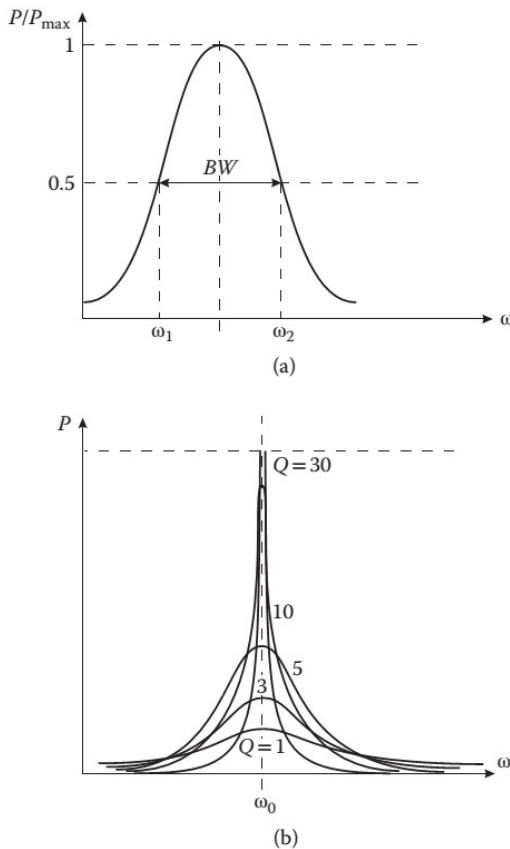
2. شکل بالا برای  $Q$  را می‌توان بر حسب ثابت‌های مکانیکی بازنویسی کرد. برای دو نقطه نیم توان،  $X_m = \omega_m k / \omega$  است. با استفاده از  $Z_m^2 = 2R_m^2$ ، این به دست می‌آید.

$$Q = \frac{\omega_0 m}{R_m} \quad (27.2)$$

بنابراین،  $Q$  بالا مربوط به  $R_m$  کوچک یا کم تلفات است. بر حسب زمان میرائي  $\tau$  نوسانگر آزاد، که زمان کاهش دامنه به  $1/e$  مقدار اولیه آن است،  $\alpha = 1/\tau = 1/\omega$  از معادله (27.2)،  $\alpha = R_m / 2m$  بدست می‌آید:

$$Q = \frac{1}{\zeta} \omega_0 \tau \quad (28.2)$$

این بدان معنی است که یک نوسانگر  $Q$  بالا زمانی که به عنوان یک نوسانگر آزاد استفاده می‌شود، قبل از اینکه دامنه به صفر برسد، برای مدت طولانی، از مرتبه  $\tau$  زنگ می‌زند.



شکل ۲.۲: **الف** میانگین توان ورودی به عنوان تابعی از فرکانس برای نشان دادن وضوح منحنی رزونانس. **ب** میانگین توان جذب شده توسط یک نوسان ساز اجباری به عنوان تابعی از فرکانس در واحدهای  $F \sqrt{2m\omega}$ .

۳. سرانجام، یک تعریف رسمی از  $Q$ ، معادل با تعریف بالا، هست:

$$Q = \frac{\text{انرژی ذخیره شده}}{\text{کل انرژی تلف شده}} \quad (29.2)$$

باز هم، یک نوسانگر  $Q$  بالا یک سیستم کم تلفات است.

۴. همچنین ضریب کیفیت  $Q$  می‌تواند به عنوان یک ضریب تقویت دیده شود. با کاهش  $R$ ، منحنی جابجایی - فرکانس واضح تر می‌شود و دامنه در رزونانس  $A_0$  به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. محاسبه مستقیم  $Q$  از تعریف منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$Q = A_0 \frac{k}{F_0} \quad (30.2)$$

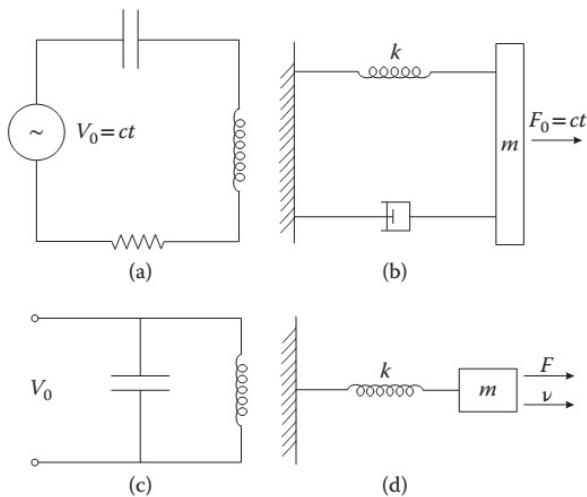
این  $A_0/k$ ، دامنه مجانبی فرکانس‌های پایین است، بنابراین معادله (۳۰.۲) به این معنی است که دامنه در فرکانس تشدید یک ضریب  $Q$  بیشتر از فرکانس‌های پایین

است. این اصل به طور معمول در مدارهای الکتریکی  $Q$  بالا، به عنوان مثال، در گیرنده‌های فرکانس رادیویی مورد استفاده قرار می‌گیرد.

قياس کامل بین کمیت‌های الکتریکی و مکانیکی در جدول (۱.۲) به همراه فهرستی از روابط کلیدی نمایش داده شده است. از نظر فیزیکی، طبق قانون لنز، اندوکتانس مربوط به اینرسی (جرم) سیستم برای تغییر در جریان است. خازن انرژی پتانسیل را مانند فنر فشرده در سیستم مکانیکی ذخیره می‌کند. مقاومت مربوطه انرژی تلف شده در هر دو حالت است. هنگام مقایسه مدارهای الکتریکی با پیکربندی‌های مکانیکی باید دقت شود که در چه مقادیری ثابت نگه داشته می‌شوند. به عنوان مثال، در شکل (۳.۲)-الف، ولتاژ منبع ثابت نگه داشته شده و جریان یکسانی از همه آنها عبور می‌کند. عناصر در مدار الکتریکی این بهوضوح با پیکربندی مکانیکی نشان داده شده در شکل (۳.۲)-ب مطابقت دارد، که در آن تمام عناصر در صورت ثابت بودن نیرو دارای سرعت و دامنه یکسانی هستند.

جدول ۱.۲: مقایسه مدارهای رزونانس الکتریکی و مکانیکی معادل

مکانیکی	الکتریکی
تغییر مکان $x$	بار الکتریکی $Q$
سرعت $v$	جریان الکتریکی $I$
نیروی اعمالی $F$	ولتاژ اعمالی $V$
مقاومت مکانیکی $R_m$	مقاومت الکتریکی $R$
جرم $m$	خودالقائی $L$
ضریب فنریت $C = 1/k$	ظرفیت $C$
امپدانس مکانیکی $Z_m = R_m + j(\omega m - k/\omega)$	امپدانس $Z = R + j(\omega L - 1/\omega C)$
معادله دیفرانسیل $m \frac{d^2x}{dt^2} + R_m \frac{dx}{dt} + kx = F_0 e^{j\omega t}$	
جواب $x = \frac{1}{j\omega} \frac{F_0}{Z_m}$	
فرکانس تشددید $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$	
انرژی $U_k = \frac{1}{2}mv^2$	
$U_P = \frac{1}{2}kx^2$	
زاویه فاز $\phi = \tan^{-1} \frac{(\omega m - k/\omega)}{R_m}$	
$U_k = \frac{1}{2}LI^2$	
$U_P = \frac{1}{2}CV^2 = \frac{Q^2}{2C}$	
$\phi = \tan^{-1} \frac{(\omega L - 1/\omega C)}{R}$	



شکل ۳.۲: الف مدار الکتریکی سری و ب معادل مکانیکی آن. ج مدار الکتریکی موازی و د معادل مکانیکی آن.

### ۵.۱.۲ فیزورها و جمع اثرهای خطی حرکت هارمونیکی ساده

یک فیزور دارای دامنه و جهت (زاویه فاز) است و بهاین ترتیب یک بردار است. اگر دو فیزور دارای فرکانس یکسانی باشند، می‌توان آنها را به صورت برداری همان طور که در شکل (۴.۲) نشان داده شده، اضافه کرد. برای  $n$  عدد از چنین فیزور، داریم:

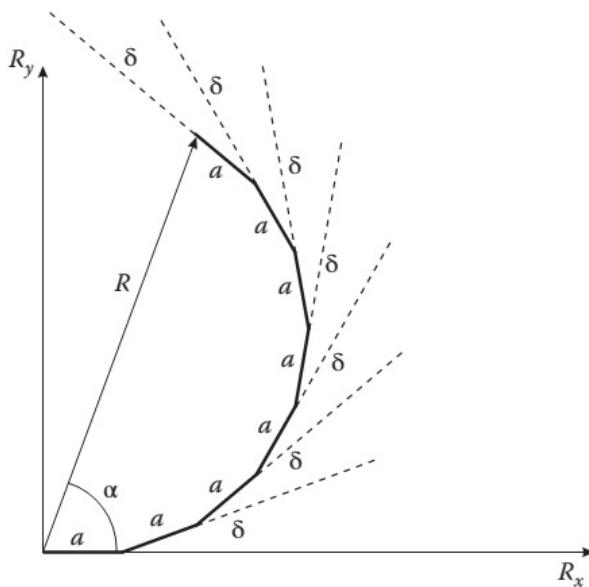
$$A = \left[ \left( \sum A_n \cos \phi_n \right)^2 + \left( \sum A_n \sin \phi_n \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (31.2)$$

$$\tan \phi = \frac{\sum A_n \sin \phi_n}{\sum A_n \cos \phi_n}$$

برای  $n \rightarrow \infty$  و سهم مساوی برای هر جزء، مکان چند ضلعی به یک کمان دایره تبدیل می‌شود. بهاین ترتیب می‌توان الگوهای تداخل و پراش را در آکوستیک و اپتیک ساخت. نتایج فوق برای برهمنهی (جمع اثرها) نوسان‌ها در یک فرکانس است. اگر فرکانس‌ها متفاوت باشند، حرکت پیچیده و نامتناوب<sup>۲</sup> می‌شود، حتی اگر فقط دو جزء وجود داشته باشد. در مورد دو ارتعاش با فرکانس‌های بسیار نزدیک بهم، "ضربان‌ها"<sup>۳</sup> را می‌توان در تفاضل فرکانس‌ها مشاهده کرد. این سؤال در مورد امواج و تشکیل بسته‌های موجی بعداً در این فصل مطرح خواهد شد.

<sup>۲</sup>Aperiodic

<sup>۳</sup>Beats



شکل ۴.۲: جمع فیزورهای دامنه مساوی و فازهای مختلف.

### ۶.۱.۲ تحلیل فوریه

اکنون به این می‌پردازیم که از برخی جهات مسئله معکوس اضافه کردن فیزورهای ارائه شده در بخش آخر است. اگر با یکتابع تناوبی دلخواه شروع کنیم، فوریه نشان داد که می‌توان آن را به صورت مجموع نامحدود از سینوس و کسینوس (یعنی هارمونیک‌ها) نشان داد. موضوع، همراه با تبدیل فوریه برای توابع غیر تناوبی، در متون متعددی بررسی شده است و ما فقط برخی از نتایج اصلی را در اینجا خلاصه می‌کنیم.

یکتابع تناوبی ناهمونیکی<sup>۴</sup> (غیر سینوسی) از زمان، مانند موج مربعی را در نظر می‌گیریم. سپس قضیه فوریه بیان می‌کند که می‌توان آن را به صورت یک سری فوریه نشان داد:

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n\omega t \quad (32.2)$$

که در آن

$$A_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos n\omega t dt$$

$$B_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin n\omega t dt$$

تقارن یا فقدان تابع مورد تجزیه و تحلیل می‌تواند به ساده‌سازی‌های مهمی منجر شود. به عنوان مثال، فرض کنید مبدأ طوری انتخاب شده است که موج مربعی مورد نظر دارای

<sup>۴</sup>Anharmonic

تقارن فرد باشد. از آنجایی که امواج سینوسی دارای تقارن فرد ( $\sin t = \sin(t)$ ) و امواج کسینوس دارای تقارن زوج ( $\cos t = \cos(t)$ ) هستند، سری فوریه این موج مربعی می‌تواند فقط دارای جمله‌های سینوسی باشد. تنها پس از سه ترم، شکل کلی موج مربعی بازتولید می‌شود، اما بهوضوح برای بازتولید جبهه عمودی، جمله‌های زیادی (در اصل یک تعداد نامحدود) نیاز است.

### ۷.۱.۲ امواج غیرپریودیک : انتگرال فوریه

نتایج قبلی در مورد تجزیه و تحلیل فوریه (سنتر) را می‌توان از توابع تناوبی به توابع غیر تناوبی (به عنوان مثال، تک پالس) با یک تابع ساده گسترش داد. اگر دوره تناوب  $T$  را در معادله (۳۲.۲) به  $T \rightarrow \infty$  میل کند، در واقع یک پالس منفرد یا به طور کلی تر یک اختلال گذرا  $f(t)$  داریم که می‌توانیم با تعمیم ساده سری توصیف کنیم.

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \cos \omega t d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega) \sin \omega t d\omega \quad (33.2)$$

که در آن

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos \omega t dt \\ B(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \sin \omega t dt \end{aligned}$$

به عنوان مثال برای یک پالس مربع (شکل ۵.۲) را در نظر گیرید:

$$\begin{aligned} f(t) &= E_0 & |t| < \frac{T}{2} \\ &= 0 & |t| > \frac{T}{2} \end{aligned} \quad (34.2)$$

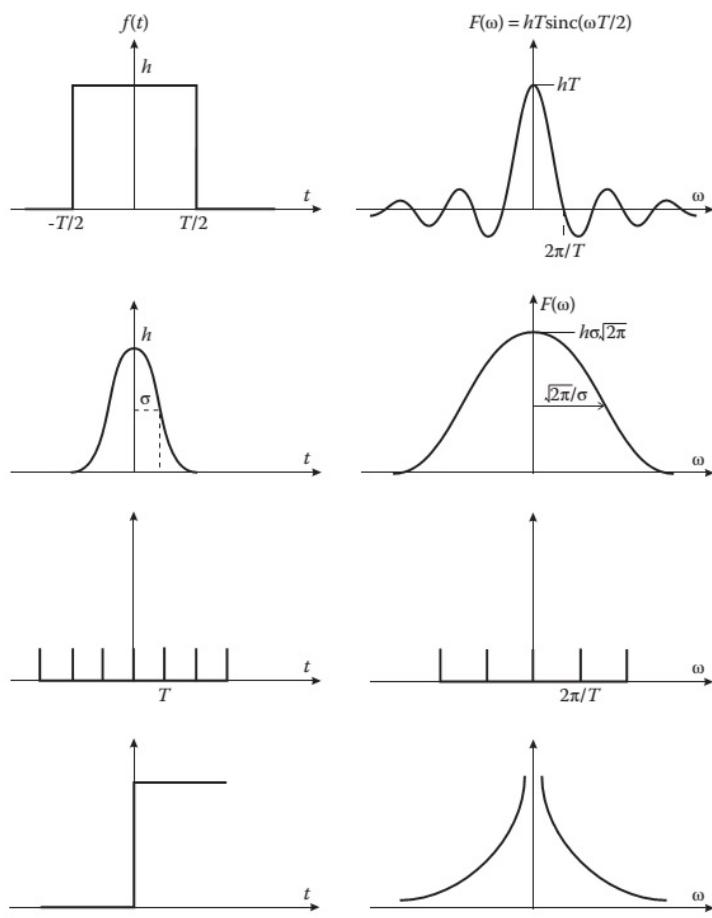
آن یک تابع زوج است، جمله سینوسی صفر است و

$$\begin{aligned} A(\omega) &= E_0 T \frac{\sin \frac{\omega T}{2}}{\frac{\omega T}{2}} \\ &= \text{sinc} \frac{\omega T}{2} \end{aligned} \quad (35.2)$$

که در شکل (۵.۲) نیز نشان داده شده است. هنگامی که متغیرهای  $t$  و  $\omega$  با  $x$  و  $k$  جایگزین می‌شوند، این یک نتیجه بسیار آشنا در اپتیک است. این مربوط به پراش توسط یک شکاف است.

بازنویسی معادله (۳۳.۲) با نماد مختلط برای به دست آوردن یک زوج تبدیل فوریه مقرن به صرفه‌تر و استانداردتر است.

$$\begin{aligned} f(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega \\ g(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \end{aligned} \quad (36.2)$$



شکل ۵.۲: تبدیل فوریه چند تابع معمولی

که در آن فرکانس منفی، بر اساس قضیه اویلر، چیزی بیش از راهی برای نوشتن مزدوج مختلط نیست.

$$e^{j(\pm\omega t)} = \cos \omega t \pm j \sin \omega t \quad (37.2)$$

به راحتی مشاهده می‌شود که از نظر ابعادی اعضای زوج تبدیل فوریه معکوس یکدیگر هستند. علاوه بر این، اگر پالس در فضای  $t$  بسیار باریک باشد، در فضای  $\omega$  بسیار گسترده است و بالعکس. دو مثال مهم عبارتند از تابع شکاف که قبلاً با تبدیل فوریه سینوسی مشاهده کردید و گوسی که هر دو در شکل (۵.۲) نشان داده شده‌اند. تبدیل گوسی را می‌توان به راحتی به گوسی دیگر تغییر داد. به عنوان یک حالت حدی، تابع دلتای دیراک

را در نظر بگیرید

$$\delta(t) = \begin{cases} 0 & t \neq 0 \\ \infty & t = 0 \end{cases} \quad (38.2)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = 1$$

که یک برآمدگی تیز بینهایت با سطح واحد در  $t = 0$  است. سپس تبدیل فوریه آن خواهد بود:

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \quad (39.2)$$

که مقداریست ثابت و مستقل از فرکانس است.

نتایج تابع  $\delta$  یک نمایش مستقیم از قضیه پهنانی باند است که بیان می‌کند:  $\omega \cdot t \sim 1$   $(40.2)$

با اعمال بر یک پالس، این قضیه بیان می‌کند که هرچه پالس باریک‌تر باشد، طیف فرکانس مربوطه گسترده‌تر است و بالعکس، که با نتایج تبدیل فوریه گوسی مطابقت دارد. در بخش بعدی به قضیه پهنانی باند باز می‌گردیم تا آن را در مورد امواج و بسته‌های موج تعمیم دهیم.

## ۲.۲ حرکت موج

امواج جهانی هستند و خود را به شکل‌های مختلف در طبیعت نشان می‌دهند و در آزمایشگاه فیزیک و مهندسی در همه جا حضور دارند. آنها در واقع آنقدر در حوزه‌های مختلف علوم (آکوستیک، اپتیک، الکترومغناطیسی و غیره) رایج هستند که معمولاً حرکت موج به عنوان یک موضوع بنهایی در دروس فیزیک ابتدایی تدریس می‌شود. آنچه در ادامه می‌آید جایگزینی برای این بحث‌های ابتدایی نیست، بلکه خلاصه‌ای است که ما را قادر می‌سازد نتایج اصلی را در یک مکان جمع‌آوری کنیم و بر مفاهیم خاصی که برای این کتاب مهم هستند، مانند سرعت فاز و سرعت گروهی تأکید کنیم.

سوال اول این است: موج چیست؟ در واقع، پاسخ‌های شهودی ساده به این سؤال را می‌توان به زبان ریاضی دقیق دوباره رابطه‌بندی کرد تا آزمونی برای یک تابع معین ارائه شود تا تصمیم بگیرد که آیا با انتشار موج مطابقت دارد یا خیر. در حال حاضر، ما از مسائل آسیب‌شناختی مانند محیط‌های بهشت پراکنده ساز<sup>۵</sup>، بسیار پاشنده<sup>۶</sup> و غیره اجتناب می‌کنیم و روی رژیم خطی در محیط‌های ساده و غیر پراکنده ساز تمرکز می‌کنیم. با این روح، سپس موج را «به عنوان انتشار خود نگهدار با سرعت ثابت یک اختلال بدون تغییر شکل» تعریف می‌کنیم. می‌توانیم شکل اختلال<sup>۷</sup> را با تابع  $f(x, t)$ ، یک گوسی در  $t = 0$  نشان دهیم. سپس پالس با سرعت ثابت  $V$  منتشر می‌شود،

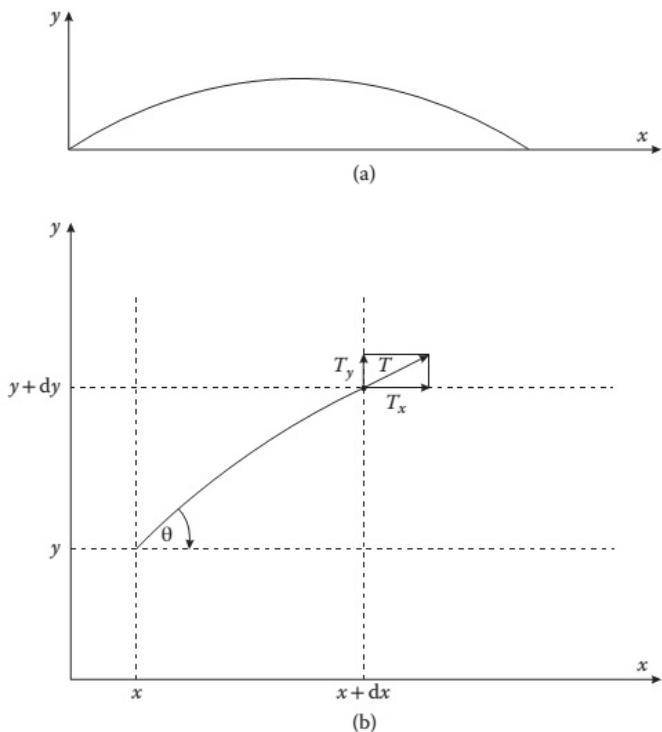
<sup>5</sup>Scattering

<sup>6</sup>Dispersive

<sup>7</sup>Disturbance

و در زمان  $t$  می‌توانیم آن را توصیف کنیم. همان نمایه در یک قاب مرجع متحرک  $x'$  با  $f(x')$ . از آنجایی که با بررسی  $x = xVt$  و هیچ تغییری در شکل رخ نداده است، برای هر زمان  $t$   $f(x - Vt) = f(x, t)$  داریم. این شکل  $f(x - Vt)$  مشخصه موجی است که به‌سمت راست یا در جهت جلو حرکت می‌کند. برای همان سیستم مختصات به راحتی می‌توان دید که موجی که به‌سمت چپ منتشر می‌شود با  $f(x + Vt)$  توصیف می‌شود. این قانون ساده عملکردی دارد که در سراسر کتاب مشخص خواهد شد. برای مثال، طبق آن،  $\sin(\omega t kx)$  در واقع یک موج است و  $\sin \omega t$  نیست. در واقع، دومی به‌وضوح نمونه‌ای از حرکت هارمونیک یک نوسانگر ثابت است، همانطور که در بخش ۲.۱ بحث شد.

در مورد حرکت هارمونیک ساده برای یک نوسان ساز مکانیکی، معادله حرکت سیستم مکانیکی مورد مطالعه را با ترکیب قانون هوک با معادله حرکت نیوتون تعیین می‌کنیم. یکی از ساده‌ترین نمونه‌های ممکن، ارتعاش‌های عرضی یک ریسمان یا یک بند (رشته) است (شکل ۶.۲). برای سادگی، رشته را تحت کشش معین  $T$  قرار می‌دهیم و طول آن بی‌نهایت است. در حالی که کشش  $T$  در طول رشته ثابت است، این به‌دلیل انحنای رشته برای مولفه  $y$  صادق نیست.



شکل ۶.۲: الف رشته ارتعاشی با نقاط انتهایی ثابت. ب نیروهای روی یک عنصر رشته.

از شکل (۶.۲)، برای عنصر  $dx$  داریم:

$$dF_y = (T \sin \theta)_{x+dx} - (T \sin \theta)_x \quad (41.2)$$

با انجام بسط تیلور برای  $F_y$  داریم:

$$F(x + dx) = F(x) + \frac{\partial F}{\partial x} dx \quad (42.2)$$

ازینرو بدست می‌آید

$$dF_y = (T \sin \theta)_x + \frac{\partial(T \sin \theta)}{\partial x} dx + \dots - (T \sin \theta)_x$$

بنابراین

$$dF_y = \frac{\partial(T \sin \theta)}{\partial x} dx \quad (43.2)$$

برای جابجایی کوچک  $(\theta)$  رشته،  $\sin \theta \sim \frac{\partial y}{\partial x}$  به‌طوری که

$$dF_y = T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} dx \quad (44.2)$$

از قانون نیوتون برای رشته‌ای از جرم در واحد طول  $\rho_l$  داریم:

$$dF_y = \rho_l dx \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (45.2)$$

با ترکیب معادلات (44.2) و (45.2)، یک معادله موج یک بعدی خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{V_s^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (46.2)$$

که در آن

$$V_s^2 = \frac{T}{\rho_l} \quad (47.2)$$

شکل معادله موج، معادله (46.2)، در واقع برای همه انواع امواج کاملاً کلی است و شکل  $V_s^2$  برای آن نوع سیستم مکانیکی معمولی است. کشش  $T$  که می‌تواند اعمال شود متناسب با سفتی مکانیکی سیستم است و از این واقعیت می‌توان برای به‌دست آوردن تخمین‌های پیشینی سرعت صوت در یک سیستم معین استفاده کرد. برای مثال، برای مقدار معین  $\rho_l$ ، سرعت موج مکانیکی (صوت) در یک سیم فولادی بسیار بیشتر از طناب ساخته شده از اسپاگتی پخته شده است.

## ۱.۲.۲ امواج هارمونیکی

برای حرکت موجی کلی،  $\psi(x, t) = f(x, t)$  را، به‌طوری که معادله موج برای  $\psi$  باشد، می‌نویسیم.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{V_s^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (48.2)$$

که جواب کلی آن بصورت زیر است:

$$\psi = C_1 f(x - V_s t) + C_2 g(x + V_s t) \quad (49.2)$$

برای خلاصه کردن پارامترهای اصلی موج، یک شکل موج زیر را در نظر می‌گیریم:

$$\psi = A \sin kx \quad (50.2)$$

و اگر این به سمت راست منتشر شود، از معادله قبلی داریم:

$$\psi = A \sin k(x - V_s t + \phi) \quad (51.2)$$

و پارامترهای موج شناخته شده به شرح زیر است:

- زاویه فاز اولیه  $\phi$

- طول موج  $\lambda = 2\pi/k$

- عدد موج  $k$

- زمان تناوب  $T = 1/f$

- فرکانس  $f = \omega/2\pi$

همه این‌ها منجر به

$$\omega = V_s k \quad \text{یا} \quad V_s \lambda f \quad (52.2)$$

$$\psi = A \sin k(x - V_s t + \phi) \quad (53.2)$$

اجازه دهید با جزئیات بیشتری به سرعت نگاه کنیم. فاز موج را به عنوان آرگومان تابع هارمونیک تعریف می‌کنیم

$$\equiv kx - \omega t + \phi \quad (54.2)$$

سپس سرعت فاز به عنوان سرعت انتشار فاز ثابت، مثلاً سرعت یک تاج موج تعریف می‌شود.

در این صورت؛

$$= kx - \omega t + \phi = \text{ثابت} \quad (55.2)$$

بنابراین

$$kdx - \omega dt = 0 \quad \text{برای} \quad \text{ثابت} =$$

از این رو

$$V_P \equiv \left( \frac{dx}{dt} \right)_\phi = \frac{\omega}{k} \quad (56.2)$$

از سوی دیگر، این نتیجه را می‌توان با استفاده از قانون زنجیره‌ای برای مشتقات جزئی از ترمودینامیک به دست آورد.

$$\left( \frac{\partial x}{\partial t} \right)_\phi = - \frac{\left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_x}{\left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_t} = \frac{\omega}{k} \quad (57.2)$$

سرانجام، توصیف حرکت موج با استفاده از تابع نمایی مختلط معمول است. همانطور که قبل ذکر شد،

$$\psi(x, t) = \operatorname{Re}[A \exp i(\omega t - kx + \phi)] = A \cos(\omega t - kx + \phi) \quad (58.2)$$

در فیزیک، استفاده از نماد بالا معمول است، به عنوان مثال،

$$\psi(x, t) = A \exp i(kx - \omega t)$$

و در مهندسی بیشتر از مزدوج مختلط استفاده می‌شود

$$\psi(x, t) = A \exp j(\omega t - kx)$$

که در آن هر دو  $i$  و  $j$  نمایشگر  $\sqrt{-1}$  هستند.

هر دو نماد را اغلب در ادبیات مواجه می‌شوید. برای یکنواختی، ما به طور دلخواه از فرم  $\exp j(\omega t - kx)$  در بقیه کتاب استفاده می‌کنیم.

## ۲.۲.۲ امواج مسطح در ابعاد سه بعدی

یک سامانه مختصات سه بعدی  $(x, y, z)$  را با انتشار در جهت بردار انتشار  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$  اتخاذ می‌کنیم. جبهه موج مکان نقاط فاز ثابت در یک زمان معین  $t$  است، بنابراین امواج مسطح را می‌توان به صورت مجموعه‌ای از صفحات مسطح موازی نشان داد. اگر  $\mathbf{r}$  بردار موقعیتی از مبدأ به نقطه‌ای در جبهه موج در زمان  $t$  افزایش یابد، آنگاه معادله جبهه موج برابر است با:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \text{ثابت} \quad (59.2)$$

و بنابراین در نمادهای مختلط، موج مسطح را با رابطه زیر توصیف می‌کنیم:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = A \exp j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi) \quad (60.2)$$

با تعمیم ساده حالت یک بعدی، می‌توانیم مستقیماً از موارد فوق نشان دهیم، مانند قبل،

$$V_P = \frac{\omega}{k} \quad (61.2)$$

جواب برای انتشار در جهت دلخواه  $\mathbf{k}$  را می‌توان نوشت:

$$\psi(x, y, z, t) = A \exp j(\omega t - [k_x x + k_y y + k_z z]) \quad (62.2)$$

یا بر حسب کسینوس دایرکتورهای  $n_x, n_y, n_z$  برای  $\mathbf{k}$ :

$$\psi(x, y, z, t) = A \exp j(\omega t - k[n_x x + n_y y + n_z z]) \quad (63.2)$$

که در آن

$$k^{\natural} = k_x^{\natural} + k_y^{\natural} + k_z^{\natural} \quad (64.2)$$

و

$$n_x^{\natural} + n_y^{\natural} + n_z^{\natural} = 1 \quad (65.2)$$

معادله موج مسطح سه بعدی را معمولاً می‌توان بر حسب لابلائین نوشت:

$$\nabla^{\natural} = \frac{\partial^{\natural}}{\partial x^{\natural}} + \frac{\partial^{\natural}}{\partial y^{\natural}} + \frac{\partial^{\natural}}{\partial z^{\natural}} \quad (66.2)$$

بنابراین

$$\nabla^{\natural} \psi = \frac{1}{V^{\natural}} \frac{\partial^{\natural} \psi}{\partial t^{\natural}} \quad (67.2)$$

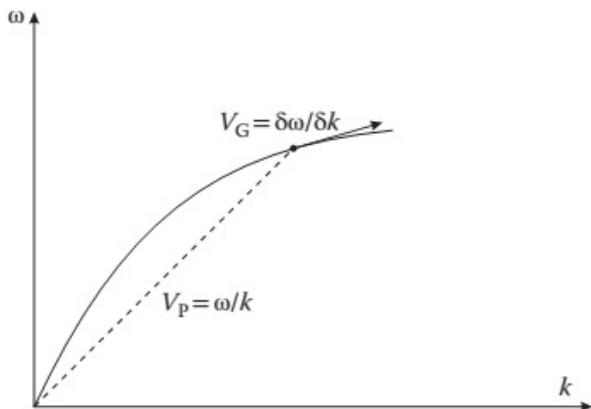
### ۳.۲.۲ پاشندگی، سرعت گروهی، و بسته‌های موج

ما تا به حال ساده‌ترین مدل ممکن را برای انتشار موج در نظر گرفته‌ایم: همسانگرد، همگن، خطی و بدون پاشندگی. برخی از این ساده سازی‌ها بعداً حذف خواهند شد، اما پاشندگی بهتر است که اکنون در نظر گرفته شود. پاشندگی اساساً به‌این معنی است که سرعت فاز با فرکانس تغییر می‌کند. در اپتیک، پاشندگی خود را در تقسیم نور سفید به‌اجزای طیفی آن توسط یک منشور یا یک قطره باران نشان می‌دهد. در این حالت، پاشندگی به‌دلیل حرکت وابسته به فرکانس جرم اتمی است. در آکوستیک، همین اثرات در فرکانس‌های بسیار بالا یا با فونون‌های حرارتی نزدیک مرزهای ناحیه بریلولین<sup>۸</sup> اتفاق می‌افتد و منحنی‌های پاشندگی حاصل را می‌توان مستقیماً با پراکندگی<sup>۹</sup> نوترون اندازه‌گیری کرد. با این حال، در آکوستیک مقیاس طول مربوطه  $10^5$  برابر بزرگ‌تر از اپتیک است، به‌طوری که برای محدوده فرکانس نسبتاً کم فراصوت، طول موج‌ها بسیار بزرگ هستند، از مرتبه  $100$  میکرومتر تا یک میلی‌متر. این به‌همان ترتیب بزرگی است که ابعاد بحرانی فیلم‌ها، صفحات، سیم‌ها و غیره برای هدایت امواج مأ فوق صوت استفاده می‌شود، بنابراین می‌توان انتظار داشت که با پاشندگی در چنین ساختارهایی در زمینه‌های کاملاً هندسی مواجه شویم. از این‌رو، ضروری است که از همان ابتدا عواقب پاشندگی را درک کنیم.

<sup>۸</sup>Brillouin

<sup>۹</sup>Scattering

برای همه انواع امواج، به جز فرکانس مشخصه آن، هیچ اطلاعاتی توسط موج حامل سینوسی "خالص" منتقل نمی‌شود. برای انتقال اطلاعات نیاز به مدولاسیون حامل با فرکانس‌های دیگر داریم و مناسب است سرعت انتشار این مدولاسیون و در نتیجه به طور کلی‌تر سرعت انتشار اطلاعات و انرژی را در نظر بگیریم. ساده‌ترین موردی که باید در نظر گرفت، بسته موجی است که در تمام متون استاندارد در مورد امواج به تفصیل بررسی شده است. اگر چندین فرکانس نزدیک بهم به صورت خطی روی هم قرار گیرند، یک بسته موج با گسترش محدود در فضا و یک طیف فرکانس محدود فوریه متناظر را تشکیل می‌دهند. مدولاسیون تا حدودی مشابه ضربان‌های حرکت هارمونیک ساده است که قبل از نظر گرفته شد. مدولاسیون با سرعت این بسته موج حرکت می‌کند. برای یک مدل ساده از دو موج با اختلاف فرکانس کمی را در نظر می‌گیریم:



شکل ۷.۲: الف نوسان‌کننده فنر و جرم. ب نمودار فیزوری برای حرکت هارمونیکی ساده.

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \cos(\omega_1 t - k_1 x) \\ \psi_2 &= \cos(\omega_2 t - k_2 x)\end{aligned}\quad (68.2)$$

جمع اثرهای  $\psi_1$  و  $\psi_2$  میدهد:

$$\psi = 2 \cos \left[ \frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2} t + \frac{(k_1 + k_2)}{2} x \right] \cos \left[ \frac{(\omega_1 - \omega_2)}{2} t + \frac{(k_1 - k_2)}{2} x \right] \quad (69.2)$$

یک بسته موج کامل را می‌توان با برهم نهی چنین زوچهایی با فرکانس مرکزی  $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$  و فرکانس مدولاسیون  $\omega_m = (\omega_1 - \omega_2)/2$  ایجاد کرد. برای این مثال ساده، مدولاسیون دارای سرعت  $V_G = \partial\omega/\partial k$  است. برای  $\omega_1 \rightarrow \omega_0 \rightarrow \omega_2$  این به  $\omega_1 - \omega_2 = (k_1 - k_2)/V_G$  سرعت گروه می‌رود. دو شکل مختلف از  $V_G$  برای اهداف محاسباتی هستند

$$V_G = \frac{\partial \omega}{\partial k} = V_P + k \frac{dV_P}{dk} \quad (70.2)$$

$$\frac{1}{V_G} = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{V_P} - \frac{\omega}{V_P^x} \frac{dV_P}{d\omega} \quad (71.2)$$

قضیه پهنانی باند حرکت هارمونیک ساده را می‌توان با در نظر گرفتن متغیرهای مزدوج علاوه بر  $\omega, t$  به امواج تعمیم داد. بدین ترتیب،

$$\Delta\omega\Delta t \sim 1, \quad \Delta x\Delta k \sim 1 \quad (72.2)$$

که در آن رابطه دوم از شکل (۵.۲) آشکار می‌شود. رابطه پهنانی باند معروف‌ترین کاربرد خود را برای بسته‌های موج در مکانیک کوانتوم دارد که در آن  $p = h/\lambda = \hbar k$  تکانه ذره و انرژی ذره است. بنابراین، داریم  $E = \hbar\omega$

$$\Delta x\Delta p \sim \hbar, \quad \Delta E\Delta t \sim \hbar \quad (73.2)$$

که اصل عدم قطعیت معروف هایزنبرگ<sup>۱۰</sup> است.

## خلاصه

- حرکت هارمونیکی ساده به ارتعاشات هارمونیکی در فرکانس  $f$  از جرم نقطه‌ای حول یک نقطه تعادل اشاره دارد. حرکت به طور کلی توسط یک نیروی خارجی حفظ می‌شود و توسط نیروهای اصطکاک میرا می‌شود. این حرکت توسط قانون دوم نیوتون و قانون هوک کنترل و فرکانس طبیعی  $\omega = k/m$  را می‌دهد.
- فیزور نمایشی از ارتعاش در صفحه مختلط است. فیزور در زاویه فاز  $\theta = wt$  می‌چرخد و بردار شعاع دامنه ارتعاش است. دو یا چند فاز را می‌توان به صورت جبری در صفحه مختلط جمع کرد.
- رزونانس (تشدید) وقتی اتفاق می‌افتد که قسمت موهومی امپدانس صفر باشد. رزونانس را می‌توان با ضرب کیفیت  $Q$  توصیف کرد که معیاری برای تیزی تشدید است. پنج روش مختلف برای بیان  $Q$  وجود دارد که هر کدام دارای تفسیر فیزیکی متفاوت اما مکمل یکدیگر هستند.
- سری فوریه راهی برای نمایش یکتابع تناوبی به صورت مجموع سینوس‌ها یا کسینوس‌ها با آرگومان مضرب جدایی ناپذیر فرکانس بنیادی است. سری سینوس برای توابع تقارن فرد و سری کسینوس برای توابع زوج استفاده می‌شود.
- انتگرال فوریه تعمیم سری فوریه به نمایش پالس‌ها توسط یک طیف فرکانسی است. یک زوج تبدیل فوریه، نمایش‌های فوریه یک پالس را در حوزه زمان و فرکانس یا مقادیر در فضای اعداد مکانی و موجی پیوند می‌دهد.

<sup>۱۰</sup> Heisenberg

- **امواج متحرک** مربوط به انتشار خودپایه یک اختلال در فضا با سرعت ثابت بدون تغییر شکل است. موج پیشرونده یا متحرک با تابعی به صورت  $f(kx - Vt)$  مشخص می‌شود.

### • موج هارمونیکی

موجی با فرکانس تکی  $\omega$  است که توسط تابع سینوسی یا کسینوسی توصیف می‌شود، یا در نماد مختلط با  $\exp j(\omega t - kx)$  توصیف می‌شود.

- **سرعت فاز** سرعت فاز  $V_P = \omega/k$  سرعت جبهه موج فاز ثابت است.
- **سرعت گروهی** سرعت گروهی  $V_G = \delta\omega/\delta k$  سرعت انتشار یک بسته موج است. برای محیط ای بدون تلفات یا کم تلفات نیز سرعت انتشار انرژی است.
- **پاشندگی** وضعیتی را توصیف می‌کند که در آن سرعت فاز با فرکانس تغییر می‌کند. آن در محیط‌های پاشنده رخ می‌دهد.

## پرسش‌ها

۱. نموداری رسم کنید تا نشان دهید چگونه دو فیزور را به صورت گرافیکی جمع کرده و دامنه کل و زاویه فاز آنها را تعیین کنید. عبارات تحلیلی را برای منتجه بدست آورید.
۲. نموداری از جابجایی و سرعت یک نوسان ساز هارمونیک ساده اجباری به عنوان تابعی از فرکانس تهیه کنید. نمودار فازور مربوطه را رسم کنید. نتایج را برای اسیلاتورهایی که  $R \rightarrow \infty$  و  $R \rightarrow 0$  هستند مقایسه کنید.
۳. شکل موج مثلثی را تابعی از زمان در نظر بگیرید. دامنه و دوره را تعریف کنید. یک مبدأ را انتخاب کنید و سه مؤلفه فوريه اول را ترسیم کنید. در مورد استفاده از توابع سینوس یا کسینوس نظر دهید.
۴. دو حالت محدود (عرض به صفر یا بی‌نهایت) برای تبدیل فوریه یک پالس گاوسی رسم کنید.
۵. نمودار برداری مربوط به  $\tan \theta$  را برای حرکت هارمونیک ساده رسم کنید.
۶. تصمیم بگیرید که کدام یک از امواج زیر حرکت می‌کند و سرعت فاز مناسب را محاسبه کنید:

$$\begin{aligned} & \bullet \text{ الف } f(x, t) = (ax - bt)^2 \\ & \bullet \text{ ب } f(x, t) = (ax - bt + c)^2 \\ & \bullet \text{ ج } f(x, t) = 1/(ax^2 - bt) \end{aligned}$$

۷. یک موج هارمونیک با  $\omega$  و  $k$  داده شده را در نظر بگیرید.  $V_P, T$  و  $\lambda$  را بر حسب این مقادیر بدست آورید.

۸. منحنی پاشندگی  $w(k) = A|\sin ka|$  را در نظر بگیرید.  $w(k)$  را در محدوده  $-\pi/a \leq k \leq \pi/a$  و نمودارهای  $V_P(k)$  و  $V_G(k)$  را رسم کنید. برای  $V_P(\omega)$  و  $V_G(\omega)$  همین کار را انجام دهید.

۹. معادله (۶۹.۲) را برای حالتی که  $\omega_2 \gg \omega_1$  ترسیم کنید. در مورد مناسب بودن این مورد برای ارتباطات نظر دهید.

۱۰. سرعت گروه را برای موارد زیر که سرعت فاز مشخص است محاسبه کنید:

• الف موج الاستیک عرضی در یک میله

$$V_P = A/\lambda$$

• ب امواج آب عمیق

$$V_P = A\sqrt{\lambda}$$

• ج امواج سطحی در مایعات

$$V_P = A/\sqrt{\lambda}$$

• د امواج الکترومغناطیسی در یونسفر

$$V_P = \sqrt{c^2 + A^2 \lambda^2}$$

که در آن  $c$  سرعت نور است.



# كتاب نامه

- [1] Pain, H. J., *The Physics of Vibrations and Waves*, John Wiley & Sons, New York,  
1968.



## فصل ۳

# امواج توده‌ای در سیالات

این فصل مطالب مقدماتی فصل دوم را به‌ساده‌ترین مورد آکوستیک مورد علاقه‌ما در اینجا گسترش می‌دهد، یعنی انتشار امواج توده‌ای<sup>۱</sup> در مایعات و گازها. به‌طور رسمی، این مورد بسیار ساده‌تر از موارد جامد است. سیالات در حالت تعادل همیشه همسانگرد هستند و فقط امواج طولی (فشاری) می‌توانند منتشر شوند. از این‌رو، هیچ قطبشی (پلاریزاسیون) برای مشخص کردن وجود ندارد و می‌توان نظریه موج اسکالر را اعمال کرد. از منظر دیگر، امواج فراصوت در مایعات به‌اندازه کافی با امواج جامد متفاوت است که بحث جداگانه‌ای لازم است. در نهایت، این نتایج در مورد مایعات، مبنای خوبی برای گسترش این نظریه به‌جامدات است. بحث خوبی در مورد امواج در مایعات در مطالعه کینزلر<sup>۲</sup> و همکاران [۳] و بایر<sup>۳</sup> و لچر<sup>۴</sup> [۴] ارائه شده است.

از نظر نمادی،  $V_i$  با زیرنویس<sup>۵</sup> برای سرعت صوت،  $V_L$  برای امواج توده‌ای در مایعات،  $V_L$  برای امواج طولی و برشی در جامدات،  $V_P$  و  $V_G$  به‌ترتیب برای سرعت فاز و گروهی و غیره استفاده می‌شود. وقتی نماد  $V$  به‌نهایی وجود دارد، معمولاً متغیر ترمودینامیکی حجم  $V$  را نشان می‌دهد.

## ۱.۳ تئوری یک بعدی سیالات

ما سیالات حجیمی را در نظر می‌گیریم که همگن، همسانگرد و تراکم‌پذیر با فشار تعادل  $p$  و چگالی  $\rho$  هستند. در مورد امواج در رشته‌ها در فصل دوم، قانون نیوتون را برای عنصر حجم اعمال می‌کنیم و به‌یک معادله اضافی مربوط به‌افزایش فشار به‌تغییر حجم سیال نیاز داریم که با تعریف تراکم‌پذیری ارائه خواهد شد.

با در نظر گرفتن یک عنصر حجمی ساده، یک موج به‌شکل زیر ارائه می‌شود. اگر

<sup>۱</sup>Bulk Waves

<sup>۲</sup>Kinsler

<sup>۳</sup> Beyer

<sup>۴</sup> Letcher

افزایش فشار در  $t = 0$  به صفحه در مبدأ اعمال شود، این باعث افزایش فشار و چگالی در لایه سیال در کنار آن نسبت به لایه سمت راست می‌شود. از این‌رو، ذرات به سمت راست جریان می‌یابند که منجر به افزایش فشار و چگالی می‌شود و اغتشاش به عنوان مجموعه‌ای از فشرده‌سازی‌ها و ریزش‌های جایگزین جریان پیدا می‌کند.

با در نظر گرفتن گرفتن عنصر حجم بین  $x$  و  $x + dx$  داریم

$$dF_x = \left[ P(x) - \left\{ P(x) + \frac{\partial P}{\partial x} dx \right\} \right] A = - \frac{\partial P}{\partial x} dxA \quad (1.3)$$

اعمال قانون نیوتن برای عنصر جرم

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.3)$$

در اینجا  $P$  و  $u$  به ترتیب فشار و جابجایی لحظه‌ای هستند.  
برای سادگی، ما بین فشار تعادلی  $P_0$  و فشار لحظه‌ای  $P$  به فشار آکوستیک اضافی  $P$  توسط رابطه زیر تمایز میدهیم

$$p = P - P_0$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (3.3)$$

برای پیوند فشار اعمال شده به فشرده سازی مایع، تراکم پذیری را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\chi = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right) \quad (4.3)$$

و فشرده سازی مایع با اتساع  $S$  توصیف می‌شود:

$$S \equiv \frac{\Delta V}{V} \quad (5.3)$$

در طول فشرده سازی حجم  $dV = Adx$  در فشار  $p$  در سمت چپ به  $dV = Adx$  در فشار  $p + dp$  در سمت راست

$$S = \frac{\Delta V}{V} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (6.3)$$

از تعریف تراکم پذیری

$$p = -\frac{S}{\chi} = -\frac{1}{\chi} \frac{\partial u}{\partial x} \quad (7.3)$$

بنابراین می‌توان معادله حرکت را بازنویسی کرد

$$\frac{\partial u}{\partial t} = V_0 \frac{\partial u}{\partial x} \quad (8.3)$$

که در آن

$$V_{\circ}^{\star} \equiv \frac{1}{\rho_{\circ} \chi} \quad (9.3)$$

تراکم پذیری را می‌توان به صورت بازنویسی کرد

$$\chi = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} = \frac{1}{\rho_{\circ}} \frac{\partial \rho}{\partial p} \quad (10.3)$$

که شکل کلی تری می‌دهد

$$V_{\circ}^{\star} = \frac{\partial P}{\partial \rho} \quad (11.3)$$

از آنجایی که فشار فقط در مرتبه اول با چگالی متناسب است، این واقعیت را نشان می‌دهد که ثابت  $V_{\circ}$  فقط به مرتبه اول ثابت است. به عبارت دیگر، از آنجایی که رابطه چگالی فشار در یک نظریه دقیق غیرخطی است، آکوستیک خطی، مربوط به ثابت  $V_{\circ}$  است. به این صورت وجود ندارد بلکه فقط یک تقریب است.

از معادلات (۲۰.۳) تا (۱۱.۳) معادلات موج را می‌توان به شکل زیر نوشت.

$$\frac{\partial^{\star} u}{\partial t^{\star}} = V_{\circ}^{\star} \frac{\partial^{\star} u}{\partial x^{\star}} \quad \text{یا} \quad (12.3)$$

$$\frac{\partial^{\star} p}{\partial t^{\star}} = V_{\circ}^{\star} \frac{\partial^{\star} p}{\partial x^{\star}} \quad \text{یا} \quad (13.3)$$

که در آن

- سرعت ذره  $v = \frac{\partial u}{\partial t}$

- اتساع  $S = \frac{\partial u}{\partial x}$

$$p = -\rho_{\circ} V_{\circ}^{\star} S \quad \bullet$$

همه این سه شکل معادله موج با روابط بالا در تقریب خطی معادل هستند. ما روی جواب‌های جابجایی  $u(x, t)$  تمرکز خواهیم کرد. اینها را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$u = A \exp j(\omega t - kx) + B \exp j(\omega t + kx) = u_+ + u_- \quad (14.3)$$

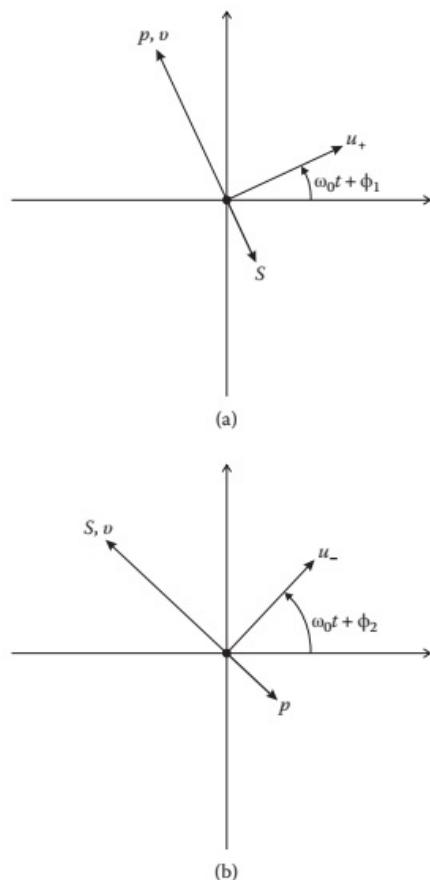
که در آن  $A(u_+)$  دامنه (جابجایی) موج در جهت پیشرونده  $(+x)$  و  $B(u_-)$  دامنه (جابجایی) موج در جهت پیشرونده  $(-x)$  است. در این صورت  $p$ ،  $S$  و  $v$  را نیز می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$p = \rho_{\circ} V_{\circ}^{\star} \frac{\partial u}{\partial x} = j \rho_{\circ} \omega V_{\circ} (u_+ - u_-) \quad (15.3)$$

$$S = \frac{\partial u}{\partial x} = jk(-u_+ + u_-) \quad (16.3)$$

$$v = \frac{\partial u}{\partial t} = j\omega(u_+ + u_-) \quad (17.3)$$

یکی از پیامدهای فوری این معادلات این است که روابط فازی بین فشار، جابجایی، اتساع و سرعت را فراهم می‌کنند. همانطور که در شکل (1.۳) نشان داده شده است، اینها به بهترین وجه می‌توانند در یک نمودار فیزور مختلط نمایش داده شوند. از دیدگاه عملی، رابطه فشار و سرعت بسیار مهم است. برای موج پیشونده، فشار و سرعت منجر به جابجایی توسط  $\pi/2$  می‌شود. برای موج پسروند، سرعت با  $\pi/2$  و فشار با  $\pi/2$  عقب می‌افتد. تغییر در رابطه فاز با جهت انتشار به این دلیل است که فشار و اتساع کمیت‌های اسکالر هستند، در حالی که جابجایی و سرعت بردار هستند.



شکل ۱.۳: نمایش فیزوری برای یک موج صوتی در یک سیال. (الف) موج پیشونده. (ب) موج پسروند.

### ۱.۱.۳ سرعت صوت

همانطور که در شکل محلول‌ها مشاهده می‌شود، سرعت صوت  $V_{\circ} = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}} = \frac{c}{k}$ ، سرعت فاز موج است. برای امواج توده‌ای در محیط بین‌نهایت، برای یک محیط معین ثابت است اما به‌تمام پارامترهای ترمودینامیکی مانند تراکم پذیری، چگالی، فشار خارجی و دما وابسته است. در شرایط کنونی، مستقل از فرکانس (محیط بین‌نهایت) و دامنه (رژیم خطی) است، اما به‌طور کلی، البته، چنین نیست. در واقع آنالیز سرعت برای گازها و مایعات کاملاً متفاوت است و به‌همین دلیل این دو مورد جداگانه بررسی خواهند شد.

#### گازها

تقریب یک گاز ایده‌آل به‌صورت زیر انجام می‌شود:  $PV = n_{\circ}RT$  یا  $P = (RT/M)\rho$  که در آن  $n_{\circ}$  تعداد مول‌ها. از آنجایی که انتشار صدا در یک گاز اساساً یک فرآیند آدیاباتیک است، رابطه  $PV_{\gamma} = \text{ثابت نیز قابل استفاده است. این را می‌توان بصورت زیر نوشت:}$

$$\frac{P}{\rho^{\gamma}} = \text{ثابت} \quad (18.3)$$

بنابراین

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\gamma P}{\rho} \quad (19.3)$$

و برای شرایط تعادل  $P_{\circ}, \rho_{\circ}$

$$V_{\circ} = \sqrt{\frac{\gamma P_{\circ}}{\rho_{\circ}}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (20.3)$$

برای هوا (دیا اтомیک) در دمای اتاق (۲۰ درجه سانتیگراد)،  $\gamma = 1/4$  و  $P_{\circ} = 1/01 \times 10^5 Pa$   $V_{\circ} \sim 343$  متر بر ثانیه بدست می‌آید که تطابق خوبی با آزمایش دارد.

در روش فعلی سیالات، اولین فرض ضمنی تعادل ترمودینامیکی موضعی این است که تنها تحت این شرایط می‌توان مقادیر محلی  $P, T, \rho$  و غیره را تعیین کرد. در مورد گاز، مقیاس طول برای تعادل ترمودینامیکی، میانگین مسیر آزاد ذرات گاز است، یعنی میانگین فاصله بین برخورد مولکول‌ها. استاندارد است که

$$l = v_{\circ} \tau \quad (21.3)$$

که در آن

- میانگین زمان بین برخوردها  $\tau$

- سرعت ذرات ترمودینامیکی مولکول‌ها  $v_{\circ}$

- $l$  را می‌توان از اندازه‌گیری‌های انتقال روی گاز و  $v_{\circ}$  که از نظریه جنبشی گازها به‌خوبی شناخته شده است، استنباط کرد. اندازه آن در مرتبه  $v_{\circ} = \sqrt{3RT/M} \propto 300 m/s$  در دمای ۲۰ درجه سانتی‌گراد است.

دومین فرض ضمنی این است که برای بدست آوردن شرایط انتشار موج، پارامترهای ترمودینامیکی باید در فواصل بسیار کوتاهتر از طول موج بهخوبی تعریف شوند. در غیر این صورت، کمیت‌های انتشار مانند فشار و چگالی بهسادگی با توجه بهموج تعریف نمی‌شوند. سپس شرط  $\lambda \gg STPl \propto 10^{-5} cm$  را می‌دهد که برای اعمال توصیف موج باید رعایت شود. این دلالت بر یک حد فرکانس بالایی برای انتشار موج در گاز دارد، به عنوان مثال، برای هوا در  $STPl \propto 10^{-5} cm$ ، که منجر به فرکانس بحرانی  $f \approx 1 \text{ GHz}$  گیگاهرتز می‌شود.

لازم به ذکر است که شرایط یکسانی برای مایعات و جامدات وجود دارد اما فرکانس‌های بحرانی بسیار بالاتر است و هیچ پیامد عملی برای امواج فراصوت ندارد.

### مایعات

یافتن مدل‌های ساده برای موارد محدود انتشار صدا در گازها و جامدات نسبتاً آسان است. با این حال، مایعات یک مورد میانی را تشکیل می‌دهند و پیدا کردن یک مدل ساده که سرعت صوت  $V$  را به ثابت‌های مولکولی متصل می‌کند، دشوارتر است. چند مدل موجود به‌طور خلاصه توضیح داده خواهد شد.

یک رویکرد نیمه تجربی، مشابه روش گازها، ارائه می‌دهد

$$V_0 = \sqrt{\frac{\gamma K_T}{\rho_0}} \quad (22.3)$$

که در آن  $K_T$  مدول حجمی<sup>۵</sup> هم‌دما<sup>۶</sup> است. یکی دیگر از رویکردهای نیمه تجربی، قاعده راؤ<sup>۷</sup> است:

$$V_0^{1/3} V = R_a \quad (23.3)$$

که در آن  $V$  حجم مولی و  $R_a$  ثابت برای یک مایع معین است. توسط راؤ اشاره شد که در میان اعضای یک سری مایعات همولوگ به‌طور منظم افزایش می‌باید به‌طوری که

$$R_a = AM + B \quad (24.3)$$

که در آن  $M$  وزن مولکولی است. یکی از محدود روابط بین  $V$  و ساختار مایع توسط مطالعه اولیه شافس<sup>۸</sup> [۳] ارائه شد. او فرض کرد که اگرچه یک معادله واقعی حالت برای مایع بسیار پیچیده است، برخی از خواص مایعات آلی مانند سرعت صوت را می‌توان از معادله واندروالز<sup>۹</sup> استنباط کرد.

$$P + \frac{a}{V^{\gamma}}(V - b) = RT \quad (25.3)$$

که در آن

<sup>۵</sup>Bulk Modulus

<sup>۶</sup>Isothermal

<sup>۷</sup>Rao's rule

<sup>۸</sup>Schaaffs

<sup>۹</sup>Van Der Waals Equation

جدول ۱.۳: ویژگی‌های صوتی مایعات خاص

$Z_{\circ} (M Rayls)$	$\rho (10^3 kg \cdot m^{-3})$	$V_L (km \cdot s^{-1})$	مایع
۱/۰۷	۰/۷۹	۱/۱۷	استون
۱/۲۰	۱/۴۳	۰/۸۴	آرگون مایع ( $87K$ )
۰/۸۷	۰/۷۹	۱/۱	متانول
۱۷/۵	۶/۱۰	۲/۸۷	گالیوم ( $30K$ )
۲/۵	۱/۲۶	۱/۹۲	گلسرین
۰/۰۳۳	۰/۱۴۵	۰/۲۲۸	هليوم مایع ( $2K$ )
۱۹/۶	۱۳/۵۳	۱/۴۵	جيوه
۰/۶۸	۰/۸۵	۰/۸۶	نيتروژن مایع ( $77K$ )
۱/۵	۱/۱	۱/۳۵	روغن سيليكون
۱/۵۷	۱/۰۲	۱/۵۳	آب دریا
۱/۴۸۳	۱/۰۰	۱/۴۸	آب ( $20^{\circ}C$ )

• ثابت جهانی گاز  $R =$

• ثابت  $a =$

• حجم حذف شده  $b =$

برای مایعات آلی شافس به دست آمده است

$$V_{\circ} = \sqrt{\gamma RT \left( \frac{M}{3(M - \rho b)^2} - \frac{2}{M - \rho b} \right)} \quad (26.3)$$

مقایسه واقعی با حل  $b$  انجام می‌شود

$$b = \frac{M}{\rho} \left[ 1 - \frac{RT}{MV_{\circ}^2} \left( \sqrt{1 + \frac{MV_{\circ}^2}{3RT}} - 1 \right) \right] \quad (27.3)$$

توافق عالی با مقایسه  $b = 4V_{molecule}$  با حجم‌های مولکولی تعیین شده توسط روش‌های دیگر به دست آمد. بحث بیشتر در مورد سایر رویکردهای نیمه تجربی توسط باير و لتجر [۲] ارائه شده است، از جمله آن برای سرعت صوت در مخلوط‌های مایع. مقادیر مایعات خاص در جدول (۱.۳) آورده شده است

### امپدانس آکوستیک

با استفاده از قیاس الکترومکانیکی که در فصل دوم بیان شد، امپدانس صوتی خاص  $Z$  یک موج صوتی را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$Z = \frac{p}{v} \quad (28.3)$$

امپدانس  $Z$  حامل یک علامت است زیرا  $v$  می تواند در جهت مثبت یا منفی باشد. قدر مطلق  $Z$  برای امواج مسطح که برای مشخص کردن محیط حجیم (بی نهایت) مفید است، امپدانس مشخصه مایع،  $Z_0 = \rho_0 V_0$  نامیده می شود. نوع سوم، امپدانس آکوستیک معمولی، در فصل هفتم برای تجزیه و تحلیل بازتاب و انتقال معرفی خواهد شد.

با استفاده از نماد قبلی، می توانیم امپدانس صوتی را برای انتشار موج پیشرونده و پسروندۀ تعیین کنیم:

$$Z_+ = \frac{p_+}{v_+} = \frac{j\rho_0\omega V_0 u_+}{j\omega u_+} = \rho_0 V_0 \quad (29.3)$$

$$Z_- = \frac{p_-}{v_-} = \frac{-j\rho_0\omega V_0 u_-}{j\omega u_-} = -\rho_0 V_0 \quad (30.3)$$

امپدانس آکوستیک یک مفهوم بسیار مفید در فرما صوت است. از فصل دوم، مقایسه مستقیم امپدانس در مدارهای الکتریکی است. در مورد مدارهای الکتریکی، به خوبی شناخته شده است که حداکثر انتقال توان بین دو مدار زمانی وجود دارد که تطبیق امپدانس برقرار باشند.

در مورد فرما صوت، این مربوط به حداکثر انتقال یک موج فرما صوت از یک محیط به محیط دیگر زمانی است که امپدانس های مشخصه برابر باشند. امپدانس های صوتی مشخص برای برخی مایعات در شکل (۲.۲) نشان داده شده است که برای انتخاب مایعاتی با چگالی و سرعت صوت تعیین شده مفید است.

### ۲.۱.۳ چگالی انرژی

چگالی انرژی کل انرژی در واحد حجم، مجموع انرژی جنبشی و پتانسیل است. طبق تعریف، چگالی انرژی جنبشی برابر است با

$$u_K = \rho_0 \dot{u}^2 \quad (31.3)$$

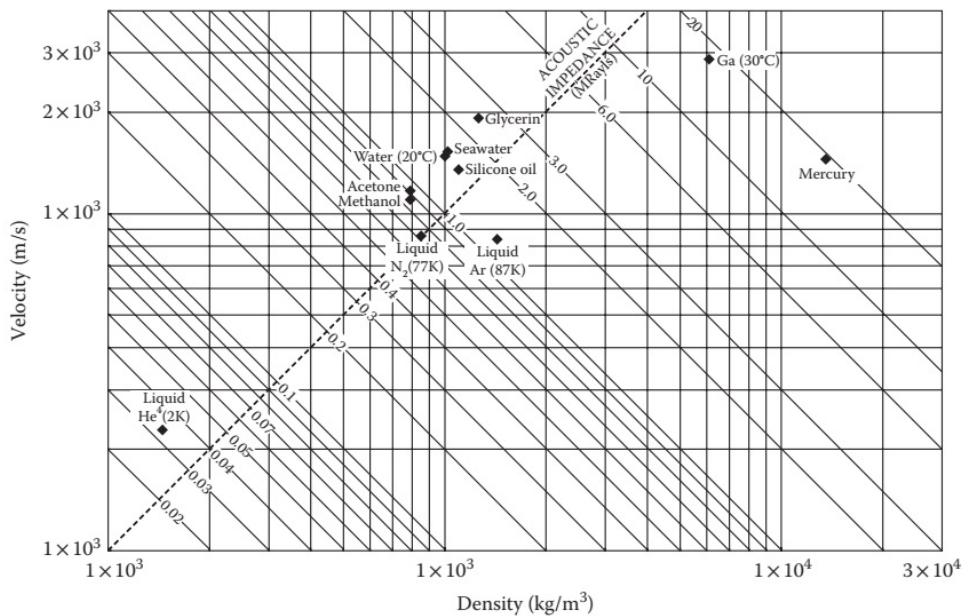
برای انرژی پتانسیل، عنصر حجمی  $V$  را در نظر می گیریم که با عبور موج صوتی به  $V'$  تبدیل شده است.

چون  $S = \frac{\partial u}{\partial x}$  از رابطه (۶.۳) داریم؛

$$\begin{aligned} V' &= V \left( 1 + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ &= V \left( 1 - \frac{p}{\rho_0 V_0} \right) \end{aligned} \quad (32.3)$$

و تغییر در انرژی پتانسیل برابر است با:

$$\Delta U_p = - \int p dV' \quad (33.3)$$



شکل ۲.۳: سرعت صوت-چگالی / رابطه امپدانس آکوستیک مشخصه در مقیاس log-log مایعات مختلف. (براساس نموداری که توسط Eggleton R.C در شرح داده شده است، "میکروسکوپ صوتی در طول موج‌های نوری"، پایان‌نامه دکترا، آزمایشگاه E. L.Ginzton استانفورد، کالیفرنیا، ۱۹۷۹.)

از رابطه (۳۲.۳) داریم

$$dV' = -\frac{V dp}{\rho_0 V_0^2} \quad (34.3)$$

بنابراین

$$\Delta U_p = \frac{V}{\rho_0 V_0^2} \int_0^p pdp = \frac{1}{2} \frac{p^2 V}{\rho_0 V_0^2} \quad (35.3)$$

سرانجام،

$$\Delta U_{tot} = \Delta U_K + \Delta U_p = \frac{1}{2} \rho_0 \left( \dot{u}^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 V_0^2} \right) V \quad (36.3)$$

در نتیجه چگالی انرژی صوتی خواهد بود

$$u_a = \frac{\Delta U_{tot}}{V} = \frac{1}{2} \rho_0 \left( \dot{u}^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 V_0^2} \right) \quad (37.3)$$

### ۳.۱.۳ شدت آکوستیک

شدت آکوستیک  $I$  میانگین شار انرژی صوتی در واحد سطح در واحد زمان است. برای یک موج مسطح، واضح است که برای یک عنصر لوله با مساحت  $A$  و طول  $V \cdot dt$ ، تمام انرژی  $dU_a$  داخل عنصر استوانه‌ای، سطح انتهایی را طی می‌کند و در زمان  $dt$  استوانه را ترک می‌کند.

بنابراین،

$$dU_a = u_a A V \cdot dt$$

در نتیجه

$$I \equiv \frac{\overline{dU_a}}{\overline{Adt}} = \overline{u_a} V. \quad (38.3)$$

### ۲.۳ مدل سه بعدی

نتایج قبلی را می‌توان بلافضله به سه بعد تعمیم داد. جابجایی  $u$  و سرعت  $v$  اکنون به طور صریح به بردار تبدیل می‌شوند و در حالی که فشار صوتی  $p$  یک اسکالر باقی می‌ماند. از این رو توصیف سه بعدی از خواص صوتی سیالات معمولاً بر حسب فشار انجام می‌شود. این نه تنها ساده‌ترین انتخاب است، بلکه فشار نیز متغیری است که معمولاً در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود.

برای عنصر سطح  $dA$  با جابجایی  $u$  حجم مربوطه برابر  $A \cdot dV = u \cdot dA$  است. طبق قضیه گوس؛

$$\Delta V = \oint_s \mathbf{u} \cdot d\mathbf{A} = \int_V \nabla \cdot \mathbf{u} \, dV \equiv \int_V S(\mathbf{r}) \, dV \quad (39.3)$$

که در آن  $S(\mathbf{r})$  اتساع است.  
بنابراین،

$$S(\mathbf{r}) = \nabla \cdot \mathbf{u} \equiv \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (40.3)$$

قانون نیوتن در سه بعد برابر است با:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = -\nabla p \quad (41.3)$$

که در آن  $\nabla p$ - نیروی خالص وارد بر عنصر است.  
می‌خواهیم به مجموعه‌ای ساده از متغیرها تغییر دهیم به طوری که در سمت چپ باید بر حسب فشار بیان شود. این را می‌توان با استفاده از  $\nabla \cdot \mathbf{u} = S(\mathbf{r})$  و سپس با استفاده از معادله (۷.۳)، رابطه بین اتساع و فشار انجام داد. با اعمال آن مراحل در رابطه (۴۱.۳)، به دست می‌آوریم :

$$\rho_0 \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = -\Delta(p) \quad (42.3)$$

که در آن

$$\Delta = \nabla \cdot \nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv \text{لاپلاسین}$$

سرانجام معادله موج خواهد بود؛

$$\Delta(p) = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (43.3)$$

که در آن

$$V^2 = \frac{1}{\rho_0 \chi} \quad (44.3)$$

با مقایسه با معادله (43.3)، معادله موج سه بعدی برای  $u$  و  $v$  خواهد بود؛

$$\nabla^2 u = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (45.3)$$

$$\nabla^2 v = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (46.3)$$

و جواب برای  $u$  است:

$$u = u_0 \exp j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (47.3)$$

که در آن  $\mathbf{k}$  بردار انتشار است که جهت آن جهت انتشار را میدهد و مقدار آن برابر است با:

$$|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (48.3)$$

### ۱.۲.۳ بردار پواین‌تینک آکوستیک

در حضور نیروی حجم اعمال شده در واحد حجم معادله (42.3) تبدیل می‌شود

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \mathbf{f} \quad (49.3)$$

اگر این نیرو بیانگر نیروی سیال مجاور بر روی یک عنصر  $dV$  باشد، کار انجام شده در واحد حجم در زمان  $dt$  برابر است با

$$\begin{aligned} dw &= \mathbf{f} \cdot d\mathbf{u} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} dt \\ &= \rho_0 \mathbf{v} \cdot dv + \nabla p \cdot d\mathbf{u} \quad (\text{با معادله } 49.3) \\ &= d \left( \frac{1}{2} \rho_0 \mathbf{v}^2 \right) - pdS + \nabla \cdot (pd\mathbf{u}) \end{aligned} \quad (50.3)$$

با مراجعه به مدل تک بعدی، بلافتاصله دو عبارت اول را به ترتیب به عنوان تغییر انرژی جنبشی و پتانسیل در واحد حجم شناسایی می‌کنیم.  
بنابراین

$$u_K = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \quad (51.3)$$

$$u_P = - \int_0^S p dS = \int_0^S \frac{S dS}{\chi} = \frac{1}{2} \frac{S^2}{\chi} \quad (\text{با معادله } ۷.۳)$$

ما بردار پواین‌تینگ<sup>۱۰</sup> آکوستیک را تعریف می‌کنیم،

$$\mathbf{P} \equiv p \mathbf{v} \quad (۵۲.۳)$$

و با گرفتن مشتق از معادله (۵۰.۳)؛

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d}{dt}(u_K + u_P) + \nabla \cdot \mathbf{P}$$

برای یک سیستم محدود، انتگرال‌گیری روی حجم میدهد؛

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt}(U_K + U_P) + \oint_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{A} \quad (۵۳.۳)$$

که در آن  $\mathbf{P}$  توان آکوستیک لحظه‌ای در واحد سطح تابشی از سیستم از سطح  $S$  است. این معادله بیانگر قانون بقای انرژی در یک زمان معین است.

در این صورت مقدار متوسط  $\mathbf{P} \equiv \mathbf{I}$  با چگالی شار متوسط که توسط موج آکوستیک حمل می‌شود مطابقت دارد. برای یک سیستم بدون جذب،  $\mathbf{I} = \text{ثابت}$ ، و با معادله (۵۳.۳) توان صوتی خالص تابش شده از یک عنصر بسته در حالت پایدار صفر است.

### ۲.۲.۳ میرائی

تا به حال ما رفتار برگشت‌پذیر کاملاً بدون تلفات سیال را فرض کردیم. در عمل، تلفات یا جذب انرژی صوتی توسط محیط وجود دارد. این تلفات معمولاً به ویسکوزیته و هدایت حرارتی نسبت داده می‌شود که منجر به میرایی کلاسیک می‌شود. علاوه بر این، فرآیندهای مولکولی وجود دارد که در آن انرژی صوتی به انرژی مولکولی داخلی تبدیل می‌شود. زمان محدود برای این فرآیندها منجر به اثرات استراحت (آرامش)<sup>۱۱</sup> و تلفات می‌شود. در واقع، تمام اثرات تلفات در سیالات را می‌توان با تاخیر فاز بین فشار صوتی و پاسخ متوسط (تغییر چگالی یا حجم) توصیف کرد. یک مثال کلاسیک از ترمودینامیک، نمودار  $P-V$  است که می‌توان از آن برای نمایش کارهای انجام شده بر روی محیط به دلیل تغییر فشار استفاده کرد.

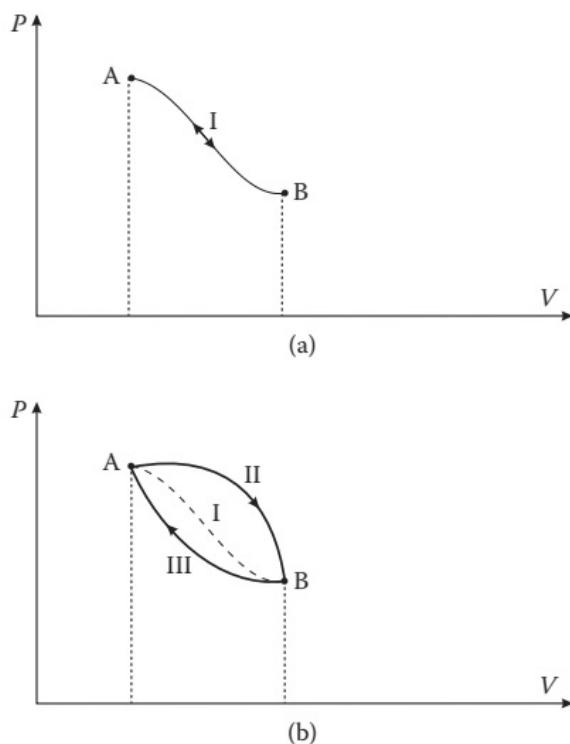
وضعیت در شکل (۳.۳) در نمودار معمول  $P-V$  برای فشرده سازی و انبساط گاز نشان داده شده است. فرض کنید تغییرات  $P$  و  $V$  ناشی از یک موج صوتی است. کار انجام شده یا ارائه شده توسط سیستم توسط رابطه زیر برای فرآیند مناسب داده می‌شود:

$$W = - \int P dV$$

به خوبی معلوم است که ناحیه محصور شده توسط منحنی برای یک سیکل (یک چرخه)،

<sup>۱۰</sup> Poynting vector

<sup>۱۱</sup> Relaxation



شکل ۳.۳: (الف) تبدیل برگشت پذیر از  $A$  به  $B$  و از  $B$  به  $A$  در یک محیط بدون تلفات. (ب) تبدیل از  $A$  به  $B$  و از  $B$  به  $A$  در محیطی با تلفات.

کار خالص انجام شده بر روی سیستم است. در حالت بدون تلفات، سیستم در طول همان مسیر  $I$  در طول انبساط از  $A$  به  $B$  ( $\int_A^B$ ) و فشرده سازی از  $B$  به  $A$  بازگشت ( $\int_B^A$ ) تکامل می‌شود. این دو مقدار کار دارای علامت مخالف هستند، بنابراین مقدار خالص کار جذب شده توسط سیستم از موج صوتی صفر است. از سوی دیگر، اگر سیستم فوراً پاسخ ندهد، تغییر حجم به طور شهودی تمایل به تاخیر که در حالت برگشت پذیر برای هر دو انبساط ( $II$ ) و فشرده سازی ( $I$ ) دارد سبب مقدار خالص کار در هر چرخه توسط موج صوتی در محیط شده، از اینرو جذب انرژی حاصل می‌شود.

### مقیاس دسیبل میرانی

اگر جابجایی  $u$  موج را برابر در نظر بگیریم

$$u = u_0 \exp j(\omega t - kx)$$

برای موج بدون اتلاف، برای امواج مسطح  $u \propto I$  است. اگر اکنون تلفات را اضافه کنیم، تنها اثر این است که بردار موج مختلط می‌شود، به عنوان مثال  $\alpha \rightarrow \beta - j\alpha$ ، که در آن

بهنام ضریب تضعیف دامنه موج است، مثلاً

$$u = u_{\circ} \exp j(\omega t - \beta x) \exp(-\alpha x) \quad (54.3)$$

در شرایط موج مسطح، که برای اندازه‌گیری میرایی استاندارد هستند،  $I \propto u^2$ ، به‌طوری که شدت آکوستیک به‌صورت  $\exp(-2\alpha x)$  کاهش می‌باید. ضریب دو از تفاوت میرایی بین دامنه و شدت ناشی از ترم درجه دوم ناشی می‌شود. در عمل باید مراقب آنچه که اندازه‌گیری (و محاسبه) می‌شود بود تا از سردرگمی در این نقطه جلوگیری شود. در عمل ضریب تضعیف دامنه با تعیین نسبت دامنه  $r_{12}$  موج در دو موقعیت مختلف  $x_1$  و  $x_2$  اندازه‌گیری می‌شود. بنابراین،

$$r_{12} = \exp \alpha(x_2 - x_1)$$

تضییف (میرایی) بر حسب نپر<sup>۱۲</sup> معادل  $Np/m = \alpha(x_2 - x_1)$ ، به‌طوری که  $\alpha$  بر حسب اندازه‌گیری می‌شود. استفاده از مقیاس دسی بل<sup>۱۳</sup> (dB) برای مقایسه سطح شدت آکوستیک رایج‌تر است؛ میرایی بر حسب دسی بل به‌صورت زیر تعریف می‌شود.

$$\begin{aligned} \text{تضییف (dB)} &= 20 \log_{10}(r_{12}) \\ &= 20 (\log_{10} e) \alpha(x_2 - x_1) \text{ dB} \end{aligned} \quad (55.3)$$

که در آن  $\alpha$  بر حسب  $dB/m$  است. بنابراین، رابطه بین دو واحد خواهد بود:

$$\alpha(dB/m) = 20 (\log_{10} e) \alpha(Np/m) = 8.686 \alpha(Np/m) \quad (56.3)$$

### رابطه زمان استراحت برای ویسکوزیته

درمان کلاسیک استوکس شامل یک اصطلاح وابسته به‌زمان در رابطه تراکم فشار است [؟]

$$p = \rho_{\circ} V_{\circ} s + \eta \frac{\partial s}{\partial t} \quad (57.3)$$

که در آن  $\eta$  ضریب ویسکوزیته و  $s = -S$  تغییر چگالی نسبی یا چگالش است. برای فشار اعمالی  $p_a = p_{a\circ} \exp(j\omega t)$ ، اگر پاسخی را برای تراکم  $s = s_{\circ} \exp(j\omega t)$  فرض کنیم، جایگزینی مستقیم زیر حاصل می‌شود:

$$S_{\circ} = \frac{p_{\circ}}{\rho_{\circ} V_{\circ} + j\omega \eta} \quad (58.3)$$

<sup>۱۲</sup>Neper

<sup>۱۳</sup>Decibel (dB)

واضح است که تغییر چگالی، فشار اعمالی را باندازه زاویه  $\phi$  عقب می‌اندازد، که در آن

$$\tan \phi = \frac{\omega \eta}{\rho_0 V_0^2} \quad (59.3)$$

اگر یک تغییر فشار تابع پله‌ای  $\Delta p_a$  در  $t = 0$  اعمال شود، جواب برابر است با:

$$s = \frac{\Delta p_a}{\rho_0 V_0^2} \left( 1 - \exp\left(-\frac{\rho_0 V_0^2 t}{\eta}\right) \right) \quad (60.3)$$

و اگر تابع پله‌ای فشار ناگهانی قطع شود،

$$s = \frac{\Delta p_a}{\rho_0 V_0^2} \exp\left(-\frac{\rho_0 V_0^2 t}{\eta}\right) \quad (61.3)$$

با یادآوری قیاس الکترومکانیکی، به آسانی مشاهده می‌شود که این محلول‌ها با جریان در مدار  $L - R$  زمانی که یک اختلاف پتانسیل به طور ناگهانی اعمال یا قطع می‌شود، یکسان هستند. این فرآیند با زمان آرامش (ثابت زمانی)  $\tau = L/R$  توصیف می‌شود. بر اساس قیاس، ما یک زمان آرامش چسبناک (ویسکوز) را تعریف می‌کنیم:

$$\tau = \frac{\eta}{\rho_0 V_0^2} \quad (62.3)$$

### تضعیف ناشی از ویسکوزیته

اثرات تضعیف معمولاً با استفاده از یک عدد موج مختلط بیان می‌شوند

$$k \equiv \beta - j\alpha \quad (63.3)$$

در این صورت

$$u = u_0 \exp j[\omega t - (\beta - j\alpha)x] = u_0 e^{-\alpha x} \exp j(\omega t - \beta x) \quad (64.3)$$

با استفاده از جمله استوکس برای فشار، معادله موج خواهد بود:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = V_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\eta}{\rho_0} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} \quad (65.3)$$

با جایگزین کردن  $u$  و جدا کردن بخش‌های حقیقی و موهومی؛

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2}{2V_0^2} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} - \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) \quad (66.3)$$

$$\beta^2 = \frac{\omega^2}{2V_0^2} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} + \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) \quad (67.3)$$

و

$$V_P^2 \equiv \frac{\omega^2}{\beta^2} = \frac{2V_0^2(1 + \omega^2 \tau^2)}{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (68.3)$$

برای اکثر سیالات در فرکانس فرراصوت در دمای اتاق،  $\omega\tau \ll 1$  است، بنابراین:

$$\alpha \sim \frac{\omega^2 \tau}{2V_0} = \frac{\omega^2 \eta}{2\rho_0 V_0^3} \quad (69.3)$$

و سرعت فاز اصلاح شده خواهد بود

$$V_P = V_0 \left( 1 + \frac{3}{\lambda} \omega^2 \tau^2 \right) \quad (70.3)$$

نتیجه مهم در اینجا این است که در این حد  $\omega \sim \alpha$  است. این بدان معنی است که به سرعت با فرکانس افزایش می‌یابد، این پیامدهای مهمی برای دستگاه‌های صوتی و خواهد داشت. تغییر در سرعت کم است و در بیشتر موارد در عمل نادیده گرفته می‌شود.

### تضعیف ناشی از هدایت حرارتی

در توصیف ساده انتشار صوت، معمولاً آدیباتیک کامل در نظر گرفته می‌شود. این تنها در صورت هدایت گرمایی  $\kappa = 1$  کاملاً صادق است. در واقع، همیشه یک  $\kappa$  محدود وجود دارد، و بنابراین، گرما از نواحی داغ (فشردگی<sup>۱۴</sup>) به مناطق سردتر (کمیاب شدگی<sup>۱۵</sup>) ایجاد شده توسط موج صوتی منتقل می‌شود. در مورد اثرات چسبناک، تغییر دما باعث تاخیر در فشار اعمالی شده که منجر به تضعیف بیشتر گشته که با زمان آرامش توصیف می‌شود.

$$\tau = \frac{\kappa}{\rho_0 V_0 C_p} \quad (71.3)$$

تضعیف متناظر در حد  $\omega\tau \ll 1$  هنگامی که برای ضریب تضعیف کلاسیک مایعات به جمله چسبناکی به معادله (69.3) اضافه می‌شود، می‌دهد:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho_0 V_0^3} \frac{4\eta}{3} + \frac{\kappa(\gamma - 1)}{C_p} \quad (72.3)$$

جالب است که این تضعیف کلاسیک را با آنچه به طور تجربی در مایعات مشاهده شده است مقایسه کنیم، که در جدول (۲.۳) برای مایعات و گازها انجام شده است. توافق کمی عالی برای گازهای بی اثر (He و Ar) و برای مواردی که جمله چسبناک غالب است (گلیسیرین) به دست می‌آید. در غیر این صورت، مقدار تجربی گاهی اوقات به طور قابل توجهی از مقدار کلاسیک فراتر می‌رود. این به دلیل پدیده آرامش مولکولی است.

### آرامش ملکولی

این به خودی خود یک موضوع شیمی فیزیک است که به راحتی می‌تواند یک کتاب بزرگ را پر کند. با این حال، از آنجایی که موضوع در حال حاضر به خوبی درک شده است و مورد توجه پژوهشی فعلی نیست، تنها یک مرور مختصر ارائه خواهد شد. بحث مفصلی توسط هرتسفلد و لیتوویتز<sup>۱۶</sup> و بایر و لچر<sup>۱۷</sup> ارائه شده است.

<sup>۱۴</sup>Compression

<sup>۱۵</sup>Rarefaction

## جدول ۲.۳: جذب آکوستیکی در سیالات

برای تمام داده‌ها	
$\alpha/f^{\gamma} (Np \cdot s^{\gamma} \cdot m^{-1})$ و $p_0 = 1atm$ و $T = 20^{\circ}C$ تمام مقادیر در $10^{-11}$ ضرب شود.	

مشاهده	کلاسیک	هدایت حرارتی	ویسکوزیته برشی	گازها
۱/۸۷	۱/۸۵	۰/۷۷	۱/۰۸	آرگون
۰/۵۴	۰/۵۳	۱/۲۲	۰/۳۱	هليوم
۱/۹۲	۱/۶۱	۰/۴۷	۱/۱۴	اکسیژن
۱/۶۴	۱/۳۵	۰/۳۹	۰/۹۶	نیتروژن
۴۰ Hz در $\alpha/f$ بیشینه	۱/۳۷	۰/۳۸	۰/۹۹	هوای خشک
۳۰ Hz در $\alpha/f$ بیشینه	۱/۴۰	۰/۳۱	۱/۰۹	دی‌اکسید کربن

تمام مقادیر در  $10^{-11}$  ضرب شود.

مشاهده	کلاسیک	هدایت حرارتی	ویسکوزیته برشی	مایعات
۳۰۰۰٪	۳۰۰۰٪	--	۳۰۰۰٪	گلسرین
۵٪	۶٪	۶٪	--	جیوه
۳۰٪	۷٪	۰/۵	۶/۵	استون
۲۵٪	۸٪	--	۸٪	آب
۱/۲ & ۱/۳۶ kHz در $\alpha/f$ بیشینه	۸٪	--	۸٪	آب دریا

برای اینکه بینیم ساختار مولکولی چگونه می‌تواند به اثرات آرامش کمک کند، اجازه دهید به اختصار به فیزیک ساده آرامش نگاهی بیندازیم، که همچنین بینشی از ویسکوزیته و سهم هدایت حرارتی را به دهد. یک سیستم فیزیکی در دمای ثابت را در نظر بگیرید که توسط انرژی جذب شده از یک موج فراصوت تابشی به حالت انرژی بالاتر برانگیخته می‌شود. این سیستم سعی خواهد کرد با دادن این انرژی به نواحی اطراف با سرعتی که توسط زمان استراحت وابسته به دما تعیین می‌شود، به حالت تعادل بازگردد. اجازه دهید به آرمی فرکانس فراصوت را از صفر افزایش دهیم.

در رژیم  $1 \ll \omega$ ، تغییرات میدان اعمال شده به قدری آهسته است که فرآیند تقریباً برگشت پذیر است، سیستم در فاز میدان اعمال شده دنبال می‌شود، انرژی جذب شده اضافی کمی وجود دارد، و تضعیف ناچیز است. این امر با افزایش فرکانس کمتر صادق است و منجر به افزایش تضعیف می‌شود.

در حد مخالف با  $1 \gg \omega$  در فرکانس‌های بهاندازه کافی بالا، میدان فراصوت آنقدر سریع تغییر می‌کند که سیستم نمی‌تواند آن را دنبال کند. از این‌رو، تقریباً هیچ انرژی جذبی وجود ندارد و تضعیف دوباره بسیار کم است. با کاهش فرکانس، سیستم به تدریج شروع به دنبال کردن میدان و جذب انرژی می‌کند. بنابراین، میرایی شروع به افزایش می‌کند.

واضح است که یک موقعیت بهینه وجود دارد که در آن سیستم مقدار زیادی انرژی را از میدان جذب می‌کند و آن را به طور موثر و غیرقابل برگشت به عنوان گرما به محیط اطراف می‌ریزد، بنابراین مقدار تضعیف بالایی می‌دهد. این وضعیت بهینه در  $1 \sim \omega$  رخ

می‌دهد، که در آن یک اوج به خوبی تعریف شده در میرایی وجود دارد. به طور تجربی، می‌توان با تغییر دما (یا پارامترهای دیگر) که باعث می‌شود  $\tau$  ناحیه بحرانی اطراف قله را جارو کند، اوج را در فرکانس ثابت مشاهده کرد. نکته دیگر این است که از نظر تجربی اوج آرامش بسیار تیز است و ممکن است با تشديد اشتباه گرفته شود. باید در تفسیر دقت کرد زیرا فیزیک در این دو مورد کاملاً متفاوت است.

مورد گازها ساده‌ترین مورد تجزیه و تحلیل است. گازهای تک اتمی و بی‌اثر فقط در جات آزادی انتقالی دارند. بنابراین  $\tau$  بسیار کوتاه است، و هیچ تضعیف اضافی بالاتر از مقدار "کلاسیک" وجود ندارد. گازهای چند اتمی دارای سطوح چرخشی و ارتعاشی هستند که نیاز به زمان محدودی برای گرفتن انرژی اضافی دارند، به‌ویژه دومی. این منجر به‌گرمای خاصی به صورت رابطه زیر است

$$C_V = C_e + C_m \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (73.3)$$

و بدیهی است که منجر به تضعیف نوع آرامش می‌شود. یک مثال کلاسیک  $CO_2$  است که در STP پیک آرامش در حدود ۲۰ کیلوهرتز را نشان می‌دهد. حداکثر تضعیف مرتبه ۱۲۰۰ برابر مقدار کلاسیک است. مثال جالب دیگر هوا است. هوای خشک میرایی کمی بیشتر از مقدار کلاسیک نشان می‌دهد، اما برای هوای مرطوب زیر ۱۰۰ کیلوهرتز، مرتبه‌ای از همین مقدار افزایش می‌یابد. این به‌دلیل کاهش  $\tau$  برای حالت ارتعاشی مولکول اکسیژن به‌دلیل اثر کاتالیزوری مولکول‌های بخار آب است.

اثرات آرامش مشابهی در مایعات دیده شده است و این میرایی بیش از حد در مایعات غیر قطبی مانند استون را توضیح می‌دهد. نشان داده شده است که تضعیف بیش از حد مشاهده شده در آب به‌دلیل آرامش ساختاری است که توسط هال <sup>۱۶</sup> توضیح داده شده است. آب به عنوان یک مایع دو حالت شناخته شده است، بخشی از آب در حالت آزاد است، بقیه در یک حالت محدود است که در آن مولکول‌های آب ساختار بسته‌تری دارند. موج فرراصوت باعث انتقال بین دو حالت شده و تاخیرهای زمانی مرتبط منجر به پدیده آرامش می‌شود. تضعیف اضافی در آب دریا رخ می‌دهد که در آن نمک‌های محلول منجر به نوعی آرامش شیمیایی می‌شود.

## خلاصه

• معادله موج یک معادله دیفرانسیل مرتبه دوم است که امکان تعیین جابجایی  $u(x, t)$  را برای شرایط اولیه و مرزی مشخص می‌کند.

• سرعت صوت در گازها با فرمول کلی  $V^\circ = dP/d\rho$  به دست می‌آید. برای یک گاز عالی،  $V^\circ = \sqrt{\gamma RT/M}$  است.

- سرعت صوت در مایعات به تقریب اول توسط  $\sqrt{\gamma K_T / \rho}$  داده می‌شود که در آن  $K_T$  مدول حجمی همدما (ایزوترم) است.
- امپدانس آکوستیک مخصوص امپدانس آکوستیک خاص  $Z = p/v$  که دارای علامت است. در جهت پیشرونده مثبت و در جهت پیشرونده منفی است. مقدار مطلق برای امواج مسطح، امپدانس آکوستیک مشخصه  $Z_0 = \rho_0 V_0$  است و برای محیط ثابت است.
- شدت آکوستیک شار متوسط انرژی صوتی در واحد سطح در واحد زمان است. برای یک موج مسطح، توسط  $\bar{u}_a V$  داده می‌شود.
- بردار پواین‌تینگ آکوستیک بصورت  $pV$  تعریف می‌شود و چگالی شار انرژی صوتی در یک جهت معین است.
- دسیبل یک مقیاس لگاریتمی است که برای مقایسه شدتهای صوتی استفاده می‌شود. تضعیف آکوستیک در یک محیط بر حسب  $\text{dB}/\text{m}$  یا  $\text{Np}/\text{m}$  بیان می‌شود.
- تضعیف کلاسیک در مایعات و گازها بهدلیل ویسکوزیته و هدایت حرارتی است.
- آرامش ملکولی در گازها و مایعات چند اتمی رخ می‌دهد. بهدلیل تاخیر فاز در انتقال انرژی فراصوت بهسطوح مختلف انرژی، آرامش منجر به تضعیف اضافی شده که با پارامتر  $\omega\tau$  توصیف می‌شود. حد  $1 \ll \omega\tau$  برای اکثر محیط‌ها در فرکانس‌های فراصوت اعمال می‌شود.

## پرسش‌ها

۱. شکل موج را به عنوان تابعی از  $x$  برای  $P(x)$  و  $u(x)v(x)$  برای یک موج هارمونیک در حال حرکت رسم کنید. در رابطه فاز در جهت پیشرونده بصورت معادله (۱۴.۳) نظر دهید.

۲. از نتایج سوال ۱ و معادله (۵۲.۳) برای محاسبه  $I(x)$  برای این موج استفاده کنید. نمودار مقدار لحظه‌ای و میانگین  $I(x)$  را محاسبه و ترسیم کنید.

۳. با استفاده از داده‌های جدول (۱.۳)، برای گلیسیرین مقادیر زیر را محاسبه کنید:

### • الف زمان آرامش چسبناک $\tau$

• ب تضعیف فرکانس پایین  $\alpha_s$ ؛ این نتیجه را با نتایج جدول (۱.۳) مقایسه کنید

۴. از تقریبی برای هوا به عنوان گاز کامل با وزن مولکولی ۲۹ استفاده کنید. در STP (صفر درجه سانتیگراد و یک اتمسفر فشار)، محاسبه کنید:

### • الف چگالی جرم

• ب سرعت ملکولی میانگین

- ج زمان آزاد میانگین دو برخورد
  - د مسیر آزاد میانگین دو برخورد
۵. رابطه (۷.۳) را اثبات کنید.

۶. نشان دهید که تراکم  $s$ ، تغییر چگالی در واحد چگالی  $= -S$ ، که در آن  $S$  اتساع است.

۷. امپدانس آکوستیک ویژه موج ایستاده  $p = p_0 \sin kx \cos \omega t$  را پیدا کنید..

۸. برای دو موج با فرکانس‌های مختلف که در جهت  $+x$  حرکت می‌کنند، نشان دهید که امپدانس صوتی خاص  $V \cdot \rho$  است.

# كتاب نامه

- [1] Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., and Sanders, J. V., *Fundamentals of Acoustics*, John Wiley & Sons, New York, 2000.
- [2] Beyer, R. T. and Letcher, S. V., *Physical Ultrasonics*, Academic Press, New York, 1969.
- [3] Schaaffs, W., Zur Bestimmung von Molekulradien organischer Flüssigkeiten aus Schallgeschwindigkeit und Dichte, *Z. Physik*, 114, 110, 1939.
- [4] Herzfeld, K. F. and Litovitz, T. A., *Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves*, Academic Press, New York, 1959.
- [5] Hall, L., The origin of ultrasonic absorption in water, *Phys. Rev.*, 73, A775, 1948.



## فصل ۴

# مقدمه‌ای بر نظریه الاستیسیته

تئوری الاستیسیته مطالعه مکانیک محیط پیوسته یا به عبارت ساده تغییر شکل عناصر یک جسم جامد توسط نیروهای وارد است. در این فصل، ما با الاستیسیته ایستا (مستقل از زمان) که شامل تغییر شکل‌های همگن است، سروکار داریم. در واقع، پارامترهای تعریف شده در اینجا می‌توانند در فرکانس‌های محدودی که در انتشار فراصوت رخ می‌دهند نیز استفاده شوند. این ساده‌ترین حالت است و ما را قادر می‌سازد مفاهیمی مانند تغییر شکل، تانسور کرنش<sup>۱</sup>، تانسور تنش<sup>۲</sup> و مدول الاستیسیته را تعریف کنیم. ما نماد تانسور را برای توصیف پارامترهای الاستیک معرفی می‌کنیم. این یک رویکرد ساده، ظرفی و قدرتمند است که در سراسر نظریه‌های پیشرفته در کشش و آکوستیک استفاده می‌شود. بحث‌های کاملی برای تانسورها توسط نای [۱] و برای کشش توسط لاندو و لیفسیتز [۲] ارائه شده است.

### ۱.۴ مقدمه‌ای کوتاه بر تانسورها

مطالعه فیزیک و مهندسی منجر به دسته مقادیر قابل اندازه‌گیری به صورت اسکالار یا بردار می‌شود. اسکالارها کمیت‌های فیزیکی هستند که می‌توان آنها را با یک عدد ساده، به عنوان مثال، دما نشان داد. به همان اندازه مهم، آنها با جهت مرتبط نیستند. از سوی دیگر، یک بردار به طور واضح به جهت، به عنوان مثال، سرعت  $V$  بستگی دارد. در فضای سه بعدی، باید سه جزء  $V_x$ ,  $V_y$  و  $V_z$  را مشخص کنیم تا بردار سرعت  $V$  را به طور کامل توصیف کنیم.

مفهوم تانسور به عنوان بسط ایده یک بردار معرفی شده است. در محیط‌های ناهمسانگرد، تانسورها برای توصیف رابطه بین دو بردار ضروری هستند. اما حتی در محیط‌های همسانگرد، ایده کمیت‌های فیزیکی توسط بیشتر مشخص می‌شود. همانطور که در نظریه ناهمسانگردی مشاهده خواهد شد، بیش از سه مولفه ضروری است.

<sup>۱</sup>Strain tensor

<sup>۲</sup>Stress tensor

مفهوم تانسور را می‌توان با یک مثال ساده - هدایت الکتریکی در یک جامد بتن ریزی کرد. برای یک سیستم یک بعدی (سیم)، مرسوم است که رسانایی (هدایت)  $\sigma$  را به صورت ثابت تناسبی نشان دهیم که چگالی جریان  $J$  را به میدان الکتریکی مرتبط  $E = \sigma E$  می‌کند. با این حال، برای یک محیط سه بعدی که ناهمسانگرد<sup>۳</sup> است، میدان الکتریکی  $E$  و چگالی جریان  $J$  به طور کلی در جهات کاملاً متفاوت خواهند بود، بنابراین، به طور کلی، باید بنویسیم.

$$\begin{aligned} J_1 &= \sigma_{11}E_1 + \sigma_{12}E_2 + \sigma_{13}E_3 \\ J_2 &= \sigma_{21}E_1 + \sigma_{22}E_2 + \sigma_{23}E_3 \\ J_3 &= \sigma_{31}E_1 + \sigma_{32}E_2 + \sigma_{33}E_3 \end{aligned} \quad (۱.۴)$$

بنابراین، برای مشخص کردن هدایت به طور کامل، باید ۹ جزء را که معمولاً به صورت ماتریسی نوشته می‌شوند، مشخص کیم.

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (۲.۴)$$

نماد سمت چپ نماد تانسور است؛ به دلایل واضح،  $\sigma_{ij}$  تانسور مرتبه دوم نامیده می‌شود. برای یک سیستم همسانگرد، همیشه  $J$  موازی  $E$  و  $|J| = \sigma |E|$  است. در این مورد نتیجه می‌شود که تانسور هدایت با رابطه زیر داده می‌شود

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix} \quad (۳.۴)$$

قاعده ساده‌ای که از شکل کلی  $\sigma_{ij}$  به دست می‌آید این است که رتبه یک تانسور با تعداد شاخص‌ها به دست می‌آید. بنابراین یک اسکالر تانسور رتبه صفر و یک بردار تانسور رتبه یک است.

در این مرحله، باید تاکید کرد که اگرچه یک تانسور را می‌توان به صورت ماتریسی نوشت، اما فقط یک ماتریس ساده نیست. یک تانسور یک کمیت فیزیکی واقعی مانند هدایت را نشان می‌دهد، به ویژه بسیاری از ماتریس‌ها (مثلاً تغییر مختصات) روابط ریاضی ساده‌ای هستند. بسیاری از متون پیش‌رفته نشان می‌دهند که یک تانسور با روشنی که تحت تبدیل مختصات است به دقت تعریف می‌شود (به عنوان مثال، نای [۱]، که در اینجا مورد نیاز نخواهد بود، زیرا همه تانسورهای استفاده شده در این کتاب نشان دهنده ویژگی‌های فیزیکی شناخته شده هستند).

از نقطه نظر عملی، صرفه اقتصادی زیادی از ارائه و ظرافت را می‌توان با استفاده از قرداد اینشتین به دست آورد. این قرارداد به سادگی می‌گوید که وقتی یک پسوند دو بار در یک عبارت مشابه اتفاق می‌افتد، این به طور خودکار بر جمع آن پسوند دلالت دارد که به یک نمایه ساختگی یا پسوند ساختگی تبدیل می‌شود.

<sup>۳</sup>Anisotropic

برای مثال، معادله (۱.۴) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} J_1 &= \sum \sigma_{1j} E_j \\ J_2 &= \sum \sigma_{2j} E_j \\ J_3 &= \sum \sigma_{3j} E_j \end{aligned} \quad (۴.۴)$$

یا

$$J_i = \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij} E_j \quad (۵.۴)$$

با قرارداد انیشتون

بطوری که در ک می‌شود، هرگز به صراحت نشان داده نمی‌شود، که  $j, i$  از تمام مقادیر موجود، در اینجا ۱، ۲ و ۳ یا  $x, y$  و  $z$  را قبول می‌کند. در این رابطه،  $i$  جهت عبور جریان را نشان می‌دهد.

## ۲.۴ تانسور کرنش

ایده اصلی این است که نیروها به اجسام جامد اعمال می‌شود تا آنها را تغییر شکل دهند. به عنوان نقطه شروع، نیاز به توصیف تغییر شکل وجود دارد. اگر نقطه‌ای در موقعیت  $r'$  از مبدأ به وسیله نیرو به موقعیت  $r$  جابجا شود، تغییر شکل  $\mathbf{u} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}_i$  بردار جابجایی نامیده می‌شود. در نماد تانسور،  $u_i = x'_i - x_i$  که در آن  $u_i$  و  $x'_i$  توابعی از  $x_i$  هستند. از آنجایی که یک نقطه در حین تغییر شکل جا به جا می‌شود، بنابراین فاصله  $dl$  بین دو نقطه نزدیک به هم نیز تغییر می‌کند. با استفاده از

$$dl' = dx'_1 + dx'_2 + dx'_3 = dx_i \quad \text{قبل از تبدیل} \quad (۶.۴)$$

$$dl' = dx_i \quad \text{بعد از تبدیل} \quad (۷.۴)$$

در نتیجه

$$dl' = (dx_i + du_i) \quad (۸.۴)$$

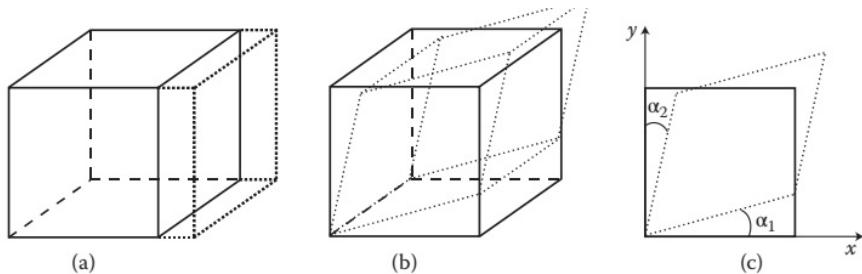
با استفاده از

$$du_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k \quad (۹.۴)$$

$$dl' = dl + 2 \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_i dx_k + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_l} dx_k dx_l \quad (۱۰.۴)$$

این را می‌توان بصورت زیر نوشت؛

$$dl' = dl + 2 S_{ik} dx_i dx_k \quad (۱۱.۴)$$



شکل ۱.۴: کرنش برای یک مکعب واحد (الف) کرنش کششی  $u_{xx}$  (ب) کرنش برشی  $u_{xy}$  (ج)  
تعریف زاویه برای کرنش برشی  $u_{xy'}$

که در آن

$$S_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (12.4)$$

اگر کرنش‌ها به اندازه کافی کوچک باشند، که همیشه در فراصوت خطی فرض می‌شوند، می‌توان از جمله درجه دوم چشم پوشی کرد. سپس تانسور کرنش  $S_{ik}$  خواهد بود؛

$$S_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (13.4)$$

در ساخت و سازها، تانسور کرنش متقابران است به طوری که نه ترم بهشش کاهش می‌یابد. واضح است که سه تا از اینها قطری و سه تای غیر قطری هستند. هر جمله قطری ( $i = k$  یا  $i = 3$ ) دارای اهمیت ساده‌ای است که در شکل (۱.۴) نشان داده شده است. برای مثال،

$$S_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \quad (14.4)$$

به وضوح امتداد واحد طول در جهت  $x_1$  است. بنابراین، جملات قطری مربوط به فشرده سازی یا انبساط در امتداد یکی از سه محور است. جملات غیر قطری را می‌توان با ارجاع به شکل (۱.۴) برای حالت تغییر شکل صفحه عمود بر محور  $z$  در کرد. برای تغییر شکل‌های کوچک داریم؛

$$\tan \alpha_1 \sim \alpha_1 = \frac{\partial u_y}{\partial x}, \quad \tan \alpha_2 \sim \alpha_2 = \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (15.4)$$

که در آن  $\alpha_1$  و  $\alpha_2$  به ترتیب زاویه‌ها با محورهای  $x$  و  $y$  هستند. بنابراین تغییر زاویه بین دو ضلع مستطیل

$$\alpha_1 + \alpha_2 = \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \quad (16.4)$$

متناسب با کرنش برشی  $S_{xy}$  است. ویژگی نهایی تانسور کرنش را می‌توان از نتایج ریاضی زیر بدست آورد:

• الف هر تانسور متقارن را می‌توان در یک نقطه با انتخاب محورهای مناسب قطری کرد. اگر این کار انجام شود، تانسور کرنش دارای مولفه‌های قطری  $S^{(1)}, S^{(2)}$  و  $S^{(3)}$  و جمله‌های خارج از قطر صفر هستند.

• ب ردیابی<sup>۴</sup> (یعنی مجموع عبارات قطری) یک تانسور متقارن تحت تغییر مختصات ثابت است. از الف، ردیابی برای انتخاب هر سیستم مختصاتی،  $S^{(1)} + S^{(2)} + S^{(3)}$  خواهد بود.

فرض کنید مختصات طوری انتخاب شده‌اند که  $S_{ik}$  قطری باشد؛ سپس

$$\begin{aligned} dl'^{\gamma} &= (\partial_{ik} + 2S_{ik})dx_i dx_k \\ &= (1 + 2S^{(1)})dx_1^{\gamma} + (1 + 2S^{(2)})dx_2^{\gamma} + (1 + 2S^{(3)})dx_3^{\gamma} \end{aligned} \quad (17.4)$$

که در آن جابجایی نسبی در امتداد محور  $i$  برابر  $S^{(i)}$  است. حجم قبل و بعد از تغییر شکل یک عنصر حجم کوچک  $dV$  را در نظر بگیرید. نتیجه می‌شود که

$$\begin{aligned} dV &= dx_1 dx_2 dx_3 \\ dV' &= dx'_1 dx'_2 dx'_3 \end{aligned} \quad (18.4)$$

به‌طوری که

$$\begin{aligned} dV' &= dV(1 + S^{(1)})(1 + S^{(2)})(1 + S^{(3)}) \\ &= dV(1 + S^{(1)} + S^{(2)} + S^{(3)}) \end{aligned} \quad (19.4)$$

باز هم از جمله درجه دوم صرفنظر می‌شود. در هر سیستم مختصاتی، ردیابی را می‌توان نوشت

$$S_{ii} = S_{11} + S_{22} + S_{33} \quad (20.4)$$

سرانجام این میدهد؛

$$dV' = dV(1 + S_{ii}) \quad (21.4)$$

به طوری که  $S_{ii}$  تغییر نسبی حجم را تحت تغییر شکل می‌دهد. این را می‌توان به عنوان اتساع<sup>۵</sup>  $S$  بیان کرد، که تغییر حجم در واحد حجم است، که می‌تواند به صورت زیر بیان شود.

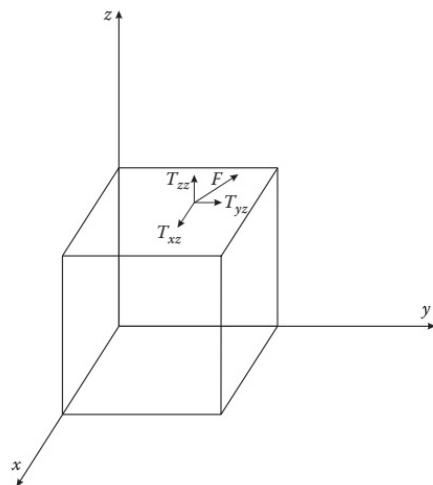
$$S = S_{ii} = S_{11} + S_{22} + S_{33} \quad (22.4)$$

<sup>۴</sup>Trace

<sup>۵</sup>Dilatation

### ۳.۴ تانسور تنش

جسمی را در تعادل ایستا تحت نیروهای خارجی فرض می‌کنیم به‌طوری که هیچ انتقال یا چرخشی خالص وجود ندارد. آنچه نگران کننده است تأثیر نیروهای داخلی بر یک مکعب واحد فرضی در داخل جامد است. برای مثال، این نیروها می‌توانند از برخورد امواج فرراصوت به‌منطقه مورد نظر ناشی شوند. در اصل دو نوع نیرو می‌تواند بر روی مکعب وارد شود: (۱) نیروهای جسمی<sup>۶</sup> (اثر بر حجم) و (۲) نیروهای سطحی. نیروهای جسمی مانند گرانش در نظر گرفته نمی‌شوند، بنابراین برای نیروهای سطحی که بر روی وجههای مکعب وارد می‌شوند، توضیحی لازم است. این نیروها منجر به تغییر شکل مکعب شده که می‌تواند توسط تانسور کرنشی که قبلاً بحث شد توصیف شود. هنگامی که این توصیف به دست آمد، می‌توان معادل سه بعدی قانون هوک را برای رابطه بین نیروها و تغییر شکل‌ها تدوین کرد.



شکل ۲.۴: تعریف اجزای تانسور تنش.

همانطور که در شکل ۲.۴ مشاهده می‌شود، یک نیروی اعمال شده به‌طور کلی در یک زاویه دلخواه نسبت به مکعب واحد قرار می‌گیرد. از آنجایی که ما نیروهای وارد بر جوه مکعب را در نظر می‌گیریم، یک وجه خاص را مدنظر قرار میدهیم، به عنوان مثال، وجه  $xy$  با نرمال در امتداد محور  $z$ ‌ها.

مولفه‌های نیروی اعمالی را می‌توان به‌دو دسته اصلی تقسیم کرد:

۱. مولفه عمود بر سطح که باعث ایجاد تنش‌های فشاری یا کششی می‌شود.
۲. مولفه مماسی که باعث ایجاد تنش‌های برشی می‌شوند. برای مثال در اینجا دو مورد از این موارد  $dF_y$  و  $dF_x$  را در نظر می‌گیریم.

<sup>6</sup>Body Forces

در حالت یک بعدی، تنش روى ميله به عنوان نiero در واحد سطح تعريف مى‌شود. در گسترش اين تعريف به‌سه بعد، همانطور که در بالا گفته شد، به‌وضوح دو بردار دخیل هستند: (۱) جهت عمود بر سطح و (۲) جهت نiero. نتیجه اين است که در سه بعد، تنش بايد با يك تانسور تنش رتبه دو توصيف شود.  
گسترش مستقيم از يك بعدی مى‌دهد؛

$$T_{zz} = \frac{F_z}{A_z}, \quad T_{zy} = \frac{F_z}{A_y}, \quad T_{zx} = \frac{F_z}{A_x} \quad (۲۳.۴)$$

به‌طوری که تمام مولفه‌ها با يك تانسور تنش رتبه دو توصيف مى‌شوند.

شرط تعادل استاتیکی منجر به تقارن تانسور تنش مى‌شود. تنش‌های کششی در امتداد هر يك از محورها باید متعادل شوند. در غير این صورت، جسم شتاب می‌گيرد، به‌طوری که تنها می‌تواند سه تنش قطري مستقل وجود داشته باشد. به‌همین ترتیب، تنش‌های برشی باید متعادل شوند تا از چرخش جلوگیری شود که منجر به‌سه تنش خارج از قطر مى‌شود. نمایشی زیبا از این موضوع، همراه با ارائه انتزاعی‌تر از تانسور تنش، توسط لاندو و لیفسیتز [۲] ارائه شده است.

در نهايیت، برای مورد خاص يك مایع، فشار هیدرواستاتیک است. در همه جهات یکنواخت و یکسان است. بنابراین، برای يك کره، نیروی در جهت  $i$  بر عنصر سطحی  $dA$  برابر است با:

$$\begin{aligned} dF_i &= -pdA_i = -p\delta_{ik}dA_k \\ &= T_{ik}dA_k \end{aligned} \quad (۲۴.۴)$$

در اينجا  $\delta_{ij}$  دلتای کرونکر است که يك دستگاه رياضي بسيار مفيد است. به‌صورت زير تعریف شده است

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & i = k \\ 0 & i \neq k \end{cases} \quad (۲۵.۴)$$

از اين‌رو، برای فشرده سازی هیدرواستاتیک یکنواخت

$$T_{ik} = -p\delta_{ik}$$

$$T_{ik} = \begin{bmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{bmatrix} \quad (۲۶.۴)$$

عناصر غير قطري با تنش برشی مطابقت دارند. اينها صفر هستند، مطابق با اين واقعيت شناخته شده است که يك مایع غير لزج نمى‌تواند تنش برشی را تحمل کند.

## ۴.۴ ترمودینامیک تغییر شکل

تغییر شکل‌های کوچک و آهسته را در نظر بگیرید تا بتوان آنرا الاستیک (به‌طوری که با حذف نیروهای خارجی به‌حالت اولیه خود بر می‌گردد) و در مفهوم ترمودینامیکی برگشت‌پذیر فرض کرد.

به‌طور کلی، هویت ترمودینامیکی می‌دهد

$$dU = TdS + dW \quad (۲۷.۴)$$

که در آن

- انرژی داخلی  $U =$

- دما  $T =$

- آنتروپی  $S =$

- کار انجام شده بر روی سیستم  $W =$

برای مورد خاص تراکم هیدرواستاتیک

$$dW = -pdV = -pdS_{ii} = -p\delta_{ik}dS_{ik} = T_{ik}dS_{ik} \quad (۲۸.۴)$$

به‌طوری که

$$dU = TdS + T_{ik}dS_{ik} \quad (۲۹.۴)$$

همانطور که در جاهای دیگر نشان داده شده است [۴]، این شکل در واقع در حالت کلی صادق است.

برای انرژی آزاد هلمهولتز <sup>v</sup> $F = U - TS$ ، بنابراین

$$dF = -SdT + T_{ik}dS_{ik} \quad (۳۰.۴)$$

و برای انرژی آزاد گیبس <sup>λ</sup> $G = H - TS$

$$\begin{aligned} H &= U + dV \\ G &= U - TS - T_{ik}dS_{ik} = F - T_{ik}dS_{ik} \end{aligned} \quad (۳۱.۴)$$

از شکل دیفرانسیل کامل از نظر مشتقات جزئی آن

$$T_{ik} = \left( \frac{\partial U}{\partial S_{ik}} \right)_S = \left( \frac{\partial F}{\partial S_{ik}} \right)_T \quad (۳۲.۴)$$

$$S_{ik} = \left( \frac{\partial G}{\partial T_{ik}} \right)_T \quad (۳۳.۴)$$

---

<sup>v</sup>Helmholtz

<sup>λ</sup>Gibbs

## ۵.۴ قانون هوک

قانون هوک در ساده‌ترین شکل خود بیان می‌کند که برای کشیدگی‌های کوچک یک سیستم الاستیک، تنش متناسب با کرنش است. دو رویکرد متفاوت و معادل برای قانون هوک برای جامد همسانگرد وجود دارد که هر کدام بهشیوه خود مهم و آموزنده است. اولین [۲] مبتنی بر گسترش کلاسیک لاندو از انرژی آزاد هلمهولتز در پارامترهای سیستم و کاربرد متعاقب آن از فیزیک آماری است. در این حالت انرژی آزاد  $F$  بر حسب تانسور کرنش منبسط می‌شود

$$F_T = F_0 + \frac{1}{2} \lambda u_{ii}^2 + \mu S_{ik}^2 \quad (34.4)$$

که در آن  $\lambda$  و  $\mu$  ضرایب لامه<sup>۹</sup> نامیده می‌شوند. این بسط نکات زیر را درنظر می‌گیرد؛

- **الف** برای سیستم تغییر شکل نیافته در دمای ثابت،  $S_{ik} = 0$  و  $T_{ik} = 0$ . از آنجایی که  $(\partial F / \partial S_{ik})_T = 0$ ، هیچ جمله خطی در انبساط وجود ندارد.
- **ب** از آنجایی که  $F$  یک اسکالار است، هر جمله در بسط باید یک اسکالار باشد. از آنجایی که عبارت‌های قطری  $S_{ii}^2$  و همه عبارت‌های قطر  $S_{ik}^2$  اسکالار هستند، ضرایب  $\lambda$  و  $\mu$  نیز اسکالار هستند.

شکل  $F$  را می‌توان برای در نظر گرفتن دو شکل اساسی تغییر شکل اجسام همسانگرد بازنویسی کرد:

- **الف** برش خالص، مربوط به حجم ثابت و تغییر شکل در این حالت  $S_{ii} = 0$ .

- **ب** فشرده سازی هیدرواستاتیک خالص، مربوط به تغییر حجم در شکل ثابت.

هر تغییر شکلی را می‌توان به صورت مجموع دو نوشت که منجر به شکل زیر می‌شود

$$S_{ik} = \left( S_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} S_{ll} \right) + \frac{1}{3} \delta_{ik} S_{ll} \quad (35.4)$$

اولین عبارت برش خالص، دومین تراکم هیدرواستاتیک است. انرژی آزاد را می‌توان بازنویسی کرد تا برش و فشرده سازی را به صراحت نشان دهد

$$F = \mu \left( S_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} S_{ll} \right)^2 + \frac{1}{3} K S_{ll}^2 \quad (36.4)$$

که اکنون

$$\begin{aligned} K &= \lambda + \frac{1}{3} \mu \\ \mu &= \text{مدول فشرده سازی} \\ &\quad \text{مدول صلبیت} \end{aligned} \quad (37.4)$$

این بازآرایی جملات چیزی بیش از یک ابزار ریاضی است. مشاهده خواهد شد که این دو مدول سرعت دو مود صوتی، طولی و برشی را که می‌توانند در یک جامد همسانگرد منتشر شوند، تعیین کنند.

<sup>۹</sup>Lamé coefficients

فیزیک آماری به ما می‌گوید که انرژی آزاد هلمهولتز برای سیستمی در دمای ثابت در تعادل گرمایی حداقل است. در صورت عدم وجود نیروهای خارجی، این حداقل باید در  $S_{ik} = ۰$  رخ دهد. دو شکل درجه دوم در معادله (۳۶.۴) باید مثبت باشند، بنابراین شرط لازم و کافی برای مثبت بودن  $F$  این است که  $۰ < \mu < K$  باشد.

روابط ترمودینامیکی بخش قبل را می‌توان برای تعیین روابط بین تنش و کرنش، به‌ویژه معادله (۳۲.۴) استفاده کرد. مستقیماً از معادله (۳۶.۴) داریم؛

$$\begin{aligned} dF &= KS_{ll}dS_{ll} + ۲\mu(S_{ik} - \frac{۱}{\varphi}S_{ll}\delta_{ik})d(S_{ik} - \frac{۱}{\varphi}S_{ll}\delta_{ik}) \\ &= [KS_{ik}\delta_{ik} + ۲\mu(S_{ik} - \frac{۱}{\varphi}S_{ll}\delta_{ik})]dS_{ik} \end{aligned} \quad (۳۸.۴)$$

بنابراین در نهایت

$$T_{ik} = \left( \frac{\partial F}{\partial S_{ik}} \right)_T = KS_{ll}\delta_{ik} + ۲\mu \left( S_{ik} - \frac{۱}{\varphi}S_{ll}\delta_{ik} \right) \quad (۳۹.۴)$$

این نتیجه نشان می‌دهد که فشار خالص و تغییر شکل برشی به ترتیب باعث ایجاد مولفه‌های تنش متناسب با  $K$  و  $\mu$  می‌شوند. همچنین تجلی قانون هوک است زیرا در هر دو مورد تنش متناسب با کرنش است.

یافتن عبارت معکوس که  $T_{ik}$  را به  $S_{ik}$  پیوند می‌دهد آسان است. مستقیماً از معادله (۳۹.۴) داریم؛

$$T_{ii} = ۳KS_{ii} \quad (۴۰.۴)$$

سپس بلافارسله معادله (۳۹.۴) را می‌توان معکوس کرد تا بهست آید

$$S_{ik} = \frac{\delta_{ik}T_{ll}}{۹K} + \frac{(T_{ik} - \frac{۱}{\varphi}\delta_{ik}T_{ll})}{۲\mu} \quad (۴۱.۴)$$

که باز هم قانون هوک را نشان می‌دهد. معادله (۴۱.۴) نتیجه مهمی را نشان می‌دهد که مولفه‌های قطری تنش و کرنش به‌طور منحصر به‌فردي برای تراکم هیدرواستاتیک خالص به‌هم متصل می‌شوند. در این حالت  $T_{ik} = p\delta_{ik}$  به‌طوری که

$$S_{ii} = -\frac{P}{K} \quad (۴۲.۴)$$

برای تغییرات کوچک می‌توانیم تراکم پذیری  $\chi$  را به صورت زیر بنویسیم

$$\chi = \frac{۱}{K} = -\frac{۱}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \quad (۴۳.۴)$$

در نهایت، قضیه اویلر را می‌توان برای به‌دست آوردن یک صورت فشرده برای  $F$  به‌کار برد. از آنجایی که  $F$  بر حسب درجه دوم  $S_{ik}$  است، قضیه اویلر بیان می‌کند که

$$S_{ik} \frac{\partial F}{\partial S_{ik}} = ۲F \quad (۴۴.۴)$$

همراه با  $T_{ik} = \left( \frac{\partial F}{\partial S_{ik}} \right)_T$  خواهیم داشت؛

$$F = \frac{1}{2} T_{ik} S_{ik} \quad (45.4)$$

رویکرد دوم به قانون هوک بسیار مستقیم‌تر است و کاربرد عملی‌تری خواهد داشت.  $T_{ik}$  به صورت یک سری تیلور بر حسب  $S_{ik}$  بسط یافته داده شده است؛

$$T_{ij} = T_{ij}(0) + \left( \frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \right)_{S_{ik}=0} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 T_{kl}}{\partial S_{ij} \partial S_{mn}} \right)_{S_{ij}=0, S_{mn}=0} S_{ij} S_{mn} \quad (46.4)$$

جمله اول  $T_{ij}(0) \equiv 0$  در  $S_{ij} = 0$  زیرا تنش و کرنش به طور همزمان برای جامدات الاستیک به صفر می‌رسند. عبارت سوم (غیرخطی) در اینجا نادیده گرفته خواهد شد. این پایه ثابت‌های الاستیک مرتبه سوم و آکوستیک غیرخطی را تشکیل می‌دهد. در کشش خطی، این سری پس از ترم دوم کوتاه شده و منجر به رابطه زیر می‌شود؛

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad (47.4)$$

که در آن

$$C_{ijkl} \equiv \left( \frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \right)_{S_{kl}=0} \quad (48.4)$$

بنام تانسور سفتی<sup>۱۰</sup> الاستیک یا تانسور ثابت الاستیک شناخته می‌شود. مشابه بسط سری تیلور  $S_{ij}$  بر حسب  $T_{kl}$  می‌تواند به روشی یکسان انجام شود، که منجر به تانسور انطباق الاستیک  $C_{ijkl}$  می‌شود.

$$S_{ij} = \left( \frac{\partial S_{ij}}{\partial T_{kl}} \right)_{T_{kl}=0} T_{kl} = s_{ijkl} T_{kl} \quad (49.4)$$

هر تانسور را می‌توان از دیگری بدست آورد؛

$$s_{ijkl} = c_{ijkl}^{-1} \quad (50.4)$$

و در موارد زیر به طور انحصاری از  $c_{ijkl}$  استفاده خواهد شد. از آنجایی که تنش متناسب با کرنش است  $c_{ijkl}$  قانون هوک را در سه بعد نشان می‌دهد و امتداد ثابت فنر یک بعدی  $k$  در  $F = -kx$  است. بدینهی است که یک تانسور رتبه چهارم است، همانطور که باید باشد، زیرا دو تانسور رتبه دوم را به هم متصل می‌کند. در نهایت، از آنجایی که  $T_{ij}$  و  $S_{kl}$  هر دو متقارن هستند، این تقارن در  $c_{ijkl}$  منعکس می‌شود که خود متقارن است.

$$c_{ijkl} = c_{jikl} = c_{ijlk} = c_{jilk} \quad (51.4)$$

---

<sup>۱۰</sup> Stiffness tensor

جدول ۱.۴: جدول تبدیل از شاخص‌های معمولی به شاخص‌های کاهش‌یافته (نشان‌گذاری مهندسی)

$i, j, k, l$	$\alpha, \beta$
۱۱	۱
۲۲	۲
۳۳	۳
۳۲=۲۳	۴
۱۳=۳۱	۵
۲۱=۱۲	۶

$$c_{ijkl} = c_{klji} \quad (52.4)$$

این عملیات تقارن تعداد ثابت‌های مستقل را از ۲۶ به ۲۱ برای بلورهای با تقارن‌های مختلف کاهش می‌دهد. همانطور که در متون پیشرفته متعدد در آکوستیک نشان داده شده است، این عدد از ۲۱ (تری کلینیک) تا ۳ (مکعب) متغیر است. برای جامدات همسانگرد قبل نشان داده شده است که تنها دو ثابت الاستیک مستقل وجود دارد. در واقع به خوبی شناخته شده است [۲] که برای یک جامد همسانگرد

$$c_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (53.4)$$

که در آن  $\lambda$  و  $\mu$  ضرایب لامé هستند که قبلاً در بخش ۴.۵، معادله (۳۴.۴) معرفی شده‌اند.

استفاده از نماد کاهش‌یافته برای ثابت‌های الاستیک، به دلیل تقارن  $T_{ij}$  و  $S_{kl}$ ، یک روش استاندارد است. از آنجایی که هر یک از آنها دارای شش جزء مستقل است، تانسور  $c_{ijkl}$  حداقل ۳۶ دارد. این منجر به معرفی نماد مهندسی می‌شود که در آن  $c_{\alpha\beta} \equiv c_{ijkl}$  است. از آنجایی که  $i, j$  و  $k, l$  به صورت زوج هستند، شش مقدار  $\alpha$  و  $\beta$  در جدول (۱.۴) نشان داده شده است. باز هم تقارن  $c_{IJ}$

$$c_{IJ} = c_{JI} \quad (54.1)$$

منجر به حداقل ۲۱ ثابت مستقل می‌شود. از آنجایی که همان نماد  $c$  به طور کلی برای تانسور ثابت الاستیک استفاده می‌شود، بلاfacسله از تعداد شاخص‌ها (اندیس‌ها) مشخص می‌شود که آیا نماد کامل یا کاهش‌یافته استفاده می‌شود. بنابراین، اگر از  $c_{11}$  استفاده شود، فقط می‌تواند در نماد کاهش‌یافته باشد، که در واقع، در ادبیات رایج‌تر است. با استفاده از قانون هوک و شکل همسانگرد  $c_{ijkl}$ ، بلاfacسله به دست می‌آوریم

$$T_{ij} = \lambda(S_{xx} + S_{yy} + S_{zz}) + ۲\mu_{ij}S_{ii} \quad (54.2)$$

برای تنش کششی،  $i = xyz$  و

$$T_{ij} = 2\mu S_{ij} \quad (55.4)$$

برای تنش مماسی با  $i, j = x, y, z$  و  $i \neq j$  است.  
در نماد کاهاش یافته، ماتریس سفتی در حالت کلی به این ترتیب است:

$$c_{IJ} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{bmatrix} \quad (56.4)$$

در حالی که برای حالت همسانگرد؛

$$c_{IJ} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda \end{bmatrix} \quad (57.4)$$

که مانند قبل

$$T_J = \lambda(S_1 + S_2 + S_3) + 2\mu S_J, \quad J = 1, 2, 3 \quad (58.4)$$

برای فشار کششی <sup>۱۱</sup> و

$$T_J = \lambda S_J, \quad J = 4, 5, 6 \quad (59.4)$$

برای تنش مماسی <sup>۱۲</sup>

## ۶.۴ سایر ثابت‌های الاستیک

چهار پارامتر دیگر کاربرد عملی پیدا کرده‌اند، زیرا مستقیماً با اندازه‌گیری‌ها مرتبط هستند،  
که مثلًا برای پارامتر  $\lambda$  برای جامدات، چنین نیست. روابط ریاضی مهم بین این پارامترها  
و مقادیر برای مواد معرف در جداول (۲.۴) و (۳.۴) آورده شده است.

<sup>۱۱</sup> Extensional Stress

<sup>۱۲</sup> Tangential Stress

جدول ۲.۴: تبدیل از شاخص‌های معمولی به شاخص‌های کاهش‌یافته

$\lambda, \mu$	$c_{11}, c_{44}$	$E, \sigma$	$E, \mu$
$\lambda$	$\lambda$	$c_{11} - 2c_{44}$	$\frac{E\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)} \quad \frac{\mu(E-2\mu)}{3\mu-E}$
$\mu$	$\mu$	$c_{44}$	$\frac{E}{2(1+\sigma)} \quad \mu$
$E$	$\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$	$\frac{c_{44}(3c_{11}-3c_{44})}{c_{11}-c_{44}}$	$E \quad E$
$K$	$\lambda + \frac{2\mu}{3}$	$c_{11} - \frac{4c_{44}}{3}$	$\frac{E}{3(1-2\sigma)} \quad \frac{E\mu}{3(3\mu-E)}$
$\sigma$	$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$	$\frac{c_{11}-2c_{44}}{2(c_{11}-c_{44})}$	$\sigma \quad \frac{E}{2\mu} - 1$

جدول ۳.۴: ثابت‌های الاستیک برای جامدات همسانگرد

$\sigma$	$\mu$	$\lambda$	ثابت لامه	ثابت تراکم	مadol یانگ	مadol پوآسون	نسبت	
							$10^9 n - m^{-2}$	$10^9 n - m^{-2}$
۰,۳۹	۱,۶۰	۵/۶۳	۶/۷	۴/۵	۴۰	۰,۳۹	۱,۶۰	۵/۶۳
۰,۴	۱,۳۹	۵/۶	۶/۵	۳/۹	۳۰	۰,۴	۱,۳۹	۵/۶
۰,۲۵	۲۴/۲۱	۲۲۳/۴	۳۹/۶	۶۰/۳	۶۰	۰,۲۵	۲۴/۲۱	۲۲۳/۴
۰,۳۲	۳۹/۶	۶۷/۴	۹۴/۰	۱۰۴/۱	۱۰۴	۰,۳۲	۳۹/۶	۶۷/۴
۰,۳۶	۲۵/۰	۶۱/۴	۷۸/۱	۶۷/۶	۶۷	۰,۳۶	۲۵/۰	۶۱/۴
۰,۳۸	۳۸/۱	۱۱۴/۷	۱۴۰/۲	۱۰۴/۸	۱۰۴	۰,۳۸	۳۸/۱	۱۱۴/۷
۰,۴۰	۴۶/۰	۱۷۸/۲	۲۰۹/۰	۱۲۸/۶	۱۲۸	۰,۴۰	۴۶/۰	۱۷۸/۲
۰,۴۲	۲۸/۴	۱۵۰/۱	۱۶۹/۱	۸۰/۶	۸۰	۰,۴۲	۲۸/۴	۱۵۰/۱
۰,۴۴	۱۲/۱	۹۰/۸	۹۸/۸	۳۴/۷	۳۴	۰,۴۴	۱۲/۱	۹۰/۸
۰,۱۷	۳۰/۹	۱۶/۳	۳۷/۰	۷۲/۵	۷۲	۰,۱۷	۳۰/۹	۱۶/۳
۰,۲۹	۸۰/۹	۱۱۳/۲	۱۶۷/۴	۱۹۴/۲	۱۹۴	۰,۲۹	۸۰/۹	۱۱۳/۲
۰,۰۵	۱۴۷/۰	۱۶/۳	۱۱۵/۱	۷۳/۰	۷۳	۰,۰۵	۱۴۷/۰	۱۶/۳
۰,۲۹	۱۴۵/۹	۲۰۱/۰	۲۹۸/۸	۸۹۵	۸۹۵	۰,۲۹	۱۴۵/۹	۲۰۱/۰

- الف مدول یانگ  $E$  به عنوان نسبت تنش محوری به کرنش محوری برای یک میله استاده تعريف می‌شود.  $E$  را می‌توان با استفاده از معادله (۵۸.۴) به صورت زیر بیان کرد.

اجازه دهید میله در امتداد محور  $x$  قزار گیرد، به طوری که تنها مولفه تنش وجود دارد. در این صورت

$$\begin{aligned} T_1 &= (\lambda + 2\mu)S_1 + \lambda(S_1 + S_2) \\ \circ &= (\lambda + 2\mu)S_1 + \lambda(S_1 + S_2) \\ \circ &= (\lambda + 2\mu)S_2 + \lambda(S_1 + S_2) \end{aligned} \quad (60.4)$$

بنابراین

$$E = \frac{T_1}{S_1} = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (61.4)$$

سودمندی این پارامتر این است که در یک اندازه‌گیری استاندارد آزمایشگاهی به دست می‌آید. روابط بین  $E$  و سایر ثابت‌های الاستیک در جدول (۲۰.۴) آورده شده است. بدیهی است که دو ثابت الاستیک مستقل را می‌توان به صورت  $(E, \mu)$ ,  $(E, \sigma)$ ,  $(\lambda, \mu)$ ,  $(\lambda, \sigma)$  یا  $(c_{11}, c_{22})$  انتخاب کرد.

- ب نسبت پواسون  $\sigma$  با نسبت انقباض جانبی به امتداد طولی میله در الف داده می‌شود.

$$\sigma = \frac{S_2}{S_1} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (62.4)$$

$\sigma$  را می‌توان در آزمایش مشابه مدول یانگ اندازه‌گیری کرد. اشاره شده است که توسط لاندو و لیفسیتز [۲] که در اصل  $-1 \leq \sigma \leq 0/5$  است، اگرچه مقادیر منفی  $\sigma$  هرگز مشاهده نشده است. همچنین می‌توان نشان داد که  $\sigma > 0$  مربوط به  $\lambda > 0$  است، اگرچه هیچ یک از اینها از نظر ترمودینامیکی ضروری نیستند. در نهایت،  $\sigma \sim 0/5$  مربوط به موادی است که مدول صلبیت  $\mu$  در مقایسه با مدول فشرده سازی  $K$  کوچک است.

- ج مدول توده‌ای یا مدول فشرده سازی

$$K \equiv -\frac{p}{S} \quad (63.4)$$

و معکوس آن تراکم‌پذیری است

$$\chi \equiv -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right) \quad (64.4)$$

هر دو پارامتر باید در شرایط آدیاباتیک یا ایزوترمال ارائه شوند.

برای یک جامد تحت فشار هیدرواستاتیک یکنواخت

$$T_{ij} = -p\delta_{ij} \quad (۶۵.۴)$$

با استفاده از

$$T_{ij} = \lambda S\delta_{ij} + 2\mu S_{ij}$$

و

$$S = S_{11} + S_{22} + S_{33}$$

میدهد

$$p = -\left(\lambda + \frac{2\mu}{3}\right) S = -KS$$

بنابراین

$$K = \lambda + \frac{2\mu}{3} \quad (۶۶.۴)$$

همانطور که قبلا در معادله (۳۷.۴) استفاده شد.

- د مدول صلبیت  $\mu$ . برای یک برش خالص، برای یک نمونه ایستاده آزاد. بنابراین مدول صلبیت برای امواج برشی مشابه مدول یانگ برای امواج طولی در کشش طولی یک میله ایستاده نقش دارد. از آنجایی که تنها دو ثابت الاستیک برای توصیف کامل حالت همسانگرد مورد نیاز است، تعدادی گزینه ممکن وجود دارد. مقادیر هر یک از این ثابت‌ها بر حسب انتخاب‌های رایج برای دو ثابت مستقل در جدول (۲.۴) آورده شده است. مقادیر نمایندگی این ثابت‌ها در جدول (۳.۴) آورده شده است.

## خلاصه

- تانسور مرتبه  $n$  تانسوری است که برای تعیین آن به  $n$  شاخص نیاز دارد.
- نماد انيشتین یا قرارداد جمع انيشتین قراردادی است که در آن شاخص‌های مکرر در یک جمله معادله تانسور بر روی تمام مقادیر موجود جمع می‌شوند.
- تانسور کرنش  $S_{ij}$  یک تانسور مرتبه دوم خطی شده است که کرنش مکانیکی را در یک نقطه توصیف می‌کند. تانسور کرنش متقارن است.
- تانسور تنش  $T_{ij}$  یک تانسور متقارن مرتبه دوم است که تنش محلی را توصیف می‌کند. شاخص اول جهت نیرو را می‌دهد، دومی جهت نرمال را به سطحی که روی آن عمل می‌کند می‌دهد.
- ثابت‌های لامه  $\lambda$  و  $\mu$  ثابت‌هایی هستند که از لحاظ تاریخی برای توصیف خواص کشسانی یک جامد همسانگرد انتخاب شده‌اند.

- مدول تراکم یا مدول حجمی  $K$  ثابت الاستیک مربوط به تراکم هیدرواستاتیکی است.
- تراکم پذیری معکوس مدول حجمی است.
- تانسور ثابت الاستیک یک تانسور متقارن مرتبه چهارم است که تانسور تنش را تابعی از تانسور کرنش می‌کند. به آن تانسور سفتی الاستیک نیز می‌گویند.
- مدول یانگ ثابت الاستیک مربوط به کشش یک میله ایستاده آزاد است.
- نسبت پواسون نسبت انقباض جانبی به امتداد طولی یک میله ایستاده آزاد است.

## پرسش‌ها

۱. در مورد امتداد محوری یک میله، پیامدهای نسبت پواسون منفی به تغییر شکل چیست؟ عواقب سایر پارامترهای الاستیک چه خواهد بود؟
۲. در نماد اینیشتین، یک مشتق فضایی با استفاده از کاما نوشته می‌شود، به عنوان مثال،  $\delta u_{ij}/\delta x_j = u_{ij,j}$  معادلات دیفرانسیل زیر و شکل‌های جبر برداری را در نماد اینیشتین بنویسید:

$\nabla \phi$	• الف
$\nabla \times \mathbf{H}$	• ب
$\nabla \cdot \mathbf{E}$	• ج
$\nabla^* \mathbf{E}$	• د
$\frac{\partial^* u}{\partial t^*} = V^* \frac{\partial^* u}{\partial x^*}$	• ه

۳. معادلات زیر را که با نماد اینیشتین نوشته شده‌اند به صورت کامل دکارتی بنویسید:

$u_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) + \frac{1}{2}(u_{k,i} + u_{k,j})$	• الف
$P_i = d_{ijk} \delta_{jk}$	• ب
$P_i = K \circ X_{ij} E_j$	• ج

۴. نتایج جدول (۱.۴) را اثبات کنید.

۵. نتایج معادله (۶۵.۴) را به طور کامل بنویسید تا نشان دهید که  $K = \lambda + \frac{2\mu}{3}$

- الف یک صفحه مستطیلی دارای طول  $l$  (جهت  $x$ )، عرض  $w$  (جهت  $y$ ) و ضخامت  $t$  (جهت  $z$ ) است. یک تنش یکنواخت  $T_{xx}$  در انتهای  $T_{yy}$  یکنواخت در هر دو طرف اعمال می‌شود، به طوری که عرض بدون تغییر باقی می‌ماند. با استفاده از قانون هوک، نسبت پواسون و مدول یانگ را تعیین کنید.
- ب نتایج فوق را تابعی از  $E$  و  $\sigma$  بیان کنید.



# كتاب نامه

- [1] Nye, J. F., *Physical Properties of Crystals*, Clarendon Press, Oxford, 1957.
- [2] Landau, L. D. and Lifshitz, E. M., *Theory of Elasticity*, Pergamon Press, London, 1959.



## فصل ۵

# امواج آکوستیک حجمی در جامدات

تئوری الاستیسیته توصیف کاملی از خواص استاتیکی یک سیستم مکانیکی ارائه می‌دهد و در واقع پارامترهایی مانند مدول الاستیک نیز می‌توانند برای توصیف خواص دینامیکی در محدوده فرکانس کامل فراصوت استفاده شوند. با این حال، ما به یک نظریه پویا برای توصیف انتشار موج نیاز داریم که در این فصل ارائه شده است. ابتدا نتایج یک بعدی برای سیالات را به حالت امواج طولی یک بعدی در جامدات تعمیم می‌دهیم. سپس جامد سه بعدی را بررسی می‌کنیم، جایی که هر دو حالت طولی و عرضی وجود دارد. در نهایت، مکانیسم‌های تضییف را در تعدادی از موارد مهم مورد بحث قرار می‌دهیم.

نتایج اساسی برای انتشار یک بعدی در سیالات را می‌توان به انتشار یک بعدی یک مود طولی ساده در جامدات تعمیم داد. البته تفاوت‌های زیادی بین مایعات و جامدات در خصوص ویژگی‌های صوتی آنها وجود دارد. برای اهداف ما، برخی از موارد مهم به شرح زیر است:

۱. در مقایسه با جامدات، مایعات بسیار قابل تراکم هستند. به همین دلیل است که فشار صوتی و تراکم پذیری معمولاً به عنوان پارامترهای مایعات استفاده می‌شود. به جز کاربردهای تخصصی، هرگز از این پارامترها در جامدات استفاده نمی‌شود. تنش و ثابت‌های الاستیک پارامترهای مناسب در این مورد هستند.
۲. مایعات می‌توانند شکل خود را تغییر دهند، همانطور که می‌خواستند، یا حداقل برای قرار گرفتن در ظرف. از این‌رو، یک مایع نمی‌تواند تنش برشی ساکن را پشتیبانی کند. امواج برشی فقط می‌توانند در مایعات در فرکانس‌های بالا و سپس فقط برای فاصله بسیار کوتاه منتشر شوند. با این حال، در جامدات، برای ارائه توضیحات کامل، ضروری است که امواج طولی و عرضی را در نظر بگیریم. بنابراین، نظریه اسکالار برای توصیف رفتار سه بعدی جامدات کافی نیست.
۳. در مایعات، فشار اسکالر است و روی یک عنصر حجمی به‌طور یکنواخت عمل می‌کند،

به طوری که مدول فشرده‌سازی (مدول حجمی) مدول مناسب برای انتشار موج طولی است. با این حال، در جامدات، می‌توان فشار یا کشش یک طرفه داشت به‌طوری که مدول مناسب برای امواج طولی مدول حجمی نباشد.

## ۱.۵ مدل یک بعدی جامدات

ما نتایج فصل سوم را برای سیالات تعمیم می‌دهیم که برای مودهای طولی در جامدات برای انتشار در جهت  $x$  با سرعت موج  $V_L$  مناسب است. ما عنصری به‌طول  $l$  را در نظر می‌گیریم که به‌دلیل نیروی خارجی  $F$  در جهت  $x$  مثبت تحت کشش  $\partial u / \partial T$  قرار می‌گیرد. تنش خارجی  $T \equiv F/A$  است، به‌طوری که تنش خالص روی عنصر  $\partial T = l(\partial T / \partial x)$  می‌شود. این منجر به یک نیروی خالص در واحد حجم بر روی عنصر  $(\partial T / \partial x)$  می‌شود.

$$S = \frac{\partial u}{l} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (1.5)$$

قانون هوک با رابطه  $T \equiv cS$  داده می‌شود که در آن  $c$  یک ثابت است.  
با نوشتن قانون نیوتون

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \rho \ddot{u} \quad (2.5)$$

و با ترکیب آن با قانون هوک، بلاfacسله معادله موج را بدست می‌آوریم؛

$$\frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = \frac{\rho_0}{c} \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} \quad (3.5)$$

که می‌تواند برای تنش و سرعت نیز مانند مورد سیالات نوشته شود.  
جواب برای جابجایی خواهد بود؛

$$u = A \exp j(\omega t - \beta x) + B \exp j(\omega t + \beta x)$$

در مورد سیالات، عبارت اول مربوط به‌انتشار در جهت پیشرونده  $(+x)$  و دومی به‌انتشار در جهت پسرونده  $(-x)$  هستند.  
پارامترهای انتشار عبارتند از:

- عدد موج  $\beta = \omega / V_L$

- سرعت موج  $V_L = \sqrt{c/\rho_0}$

مقادیر لحظه‌ای چگالی انرژی از جملات نظریه سیال و کشش فصل چهارم حاصل می‌شود.

$$u_K = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \quad (4.5)$$

$$u_P = \frac{1}{2} TS \quad (5.5)$$

و در نیجه میانگین مقادیر خواهند بود؛

$$\bar{u}_K = \frac{1}{\sqrt{4}} \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{\sqrt{4}} \rho v v^* \right] = \frac{1}{4} \operatorname{Re} [\rho v v^*] \quad (6.5)$$

$$\bar{u}_P = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} T S^* \right] \quad (7.5)$$

و سرانجام

$$\bar{u}_a = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} [T S^*] \quad (8.5)$$

شدت آکوستیکی  $I$  را می‌توان نوشت؛

$$I = u_a V_L \quad (9.5)$$

و بردار پواین‌تینک آکوستیکی لحظه‌ای

$$\mathcal{P} = -v T \quad (10.5)$$

که بطور مستقیم از معادله کلی (۵۲.۳) بدست می‌آید.

## ۲.۵ معادله موج سه بعدی

مانند درس اپتیک، بر اساس زمینه‌های فیزیکی، انتظار داریم که سه قطبش صوتی را در سه بعدی پیدا کنیم. در واقع، به خوبی شناخته شده است که برای اتم‌های  $3N$  مود عادی، سه شاخه با  $N$  مود در هر شاخه، وجود دارد. در زمینه فیزیکی، انتظار می‌رود یک شاخه طولی و دو شاخه عرضی با قطبش متعدد پیدا شود. این بخش نشان می‌دهد که چگونه وجود شاخه‌های طولی و عرضی مستقیماً از رابطه‌بندی که تا کنون توسعه یافته، سرچشم می‌گیرد.

معادله موج در سه بعد را می‌توان بلافاصله با ترکیب دو معادله زیر که قبله دیده شده است به دست آورد:

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = \rho_s \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (11.5)$$

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \quad (12.5)$$

با احتمالات مختلف نمادگذاری کامل و کاهش یافته و ثابت‌های لامه، یعنی  $c_{ijkl}$ ,  $c_{ij}$ ,  $\lambda$  و  $\mu$ ، گزینه‌های ممکن زیادی برای ادامه وجود دارد. با پیش‌بینی نتیجه،  $c_{11}$  و  $c_{44}$  را انتخاب می‌کنیم. همچنین در این مورد، جداسازی بین مودهای طولی و عرضی شفاف ترین است. بدین ترتیب،

$$T_{ij} = (c_{11} - 2c_{44}) S_{ij} + 2c_{44} S_{ij} = (c_{11} - 2c_{44}) S_{ij} + c_{44} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (13.5)$$

که در آن

$$S = S_{ii} = \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (۱۴.۵)$$

بنابراین معادله حرکت می‌شود:

$$\rho \frac{\partial^{\gamma} u_i}{\partial t^{\gamma}} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (c_{11} - 2c_{44}) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] + c_{44} \frac{\partial^{\gamma} u_i}{\partial x_j^{\gamma}} + c_{44} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (۱۵.۵)$$

این را می‌توان بصورت برداری نوشت؛

$$\rho \frac{\partial^{\gamma} \mathbf{u}}{\partial t^{\gamma}} = (c_{11} - c_{44}) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + c_{44} \Delta \mathbf{u} \quad (۱۶.۵)$$

که در آن

$$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \quad (۱۷.۵)$$

$$\Delta = \frac{\partial^{\gamma}}{\partial x_k^{\gamma}} \quad \text{لاپلاسین} \quad (۱۸.۵)$$

سرانجام،

$$\rho \frac{\partial^{\gamma} \mathbf{u}}{\partial t^{\gamma}} = (c_{11} - c_{44}) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + c_{44} \nabla^{\gamma} \mathbf{u} \quad (۱۹.۵)$$

به دلایل بسیار خوب، در این مرحله، سنتی است که بنویسیم هر بردار را می‌توان به عنوان گرادیان یک اسکالار و کرل یک بردار نوشت، دو کمیت جدید به عنوان پتانسیل‌های اسکالار ( $\phi$ ) و بردار ( $\psi$ ) شناخته می‌شوند.

$$\mathbf{u} = \nabla \phi + \nabla \times \psi \quad (۲۰.۵)$$

که در آن

$$\nabla \times (\nabla \phi) \equiv 0 \quad (۲۱.۵)$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \psi) \equiv 0 \quad (۲۲.۵)$$

با جایگزینی در معادله حرکت؛

$$\rho \frac{\partial^{\gamma} \phi}{\partial t^{\gamma}} + \rho \frac{\partial^{\gamma} (\nabla \times \psi)}{\partial t^{\gamma}} = (c_{11} - c_{44}) \nabla (\nabla^{\gamma} \phi) + c_{44} \nabla^{\gamma} (\nabla \phi) + c_{44} \nabla^{\gamma} (\nabla \times \psi) \quad (۲۳.۵)$$

با استفاده از اتحاد هلmholtz در آنالیز برداری این خواهد شد؛

$$\nabla \left( \rho \frac{\partial^{\gamma} \phi}{\partial t^{\gamma}} - c_{11} \nabla^{\gamma} \phi \right) + \nabla \times \left( \rho \frac{\partial^{\gamma} \psi}{\partial t^{\gamma}} - c_{44} \nabla^{\gamma} \psi \right) = 0 \quad (۲۴.۵)$$

## امواج آکوستیک حجمی در جامدات

۱۰۱

از آنجایی که جمله اول صرفاً اسکالار و دومی صرفاً بردار است، این دو عبارت باید به‌طور جداگانه برابر با صفر باشند:

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c_{11} \nabla^2 \phi \quad (25.5)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = c_{44} \nabla^2 \psi \quad (26.5)$$

از آنجایی که  $c_{44} = \lambda + 2\mu$  و  $\mu = c_{11} = \lambda + 2\mu$  با امواج عرضی مرتبط می‌کنیم. بنابراین طبیعی است که پتانسیل اسکالار  $\phi$  با انتشار خاصیت صرفاً اسکالار، اتساع و پتانسیل برداری با امواج عرضی که باید دارای دو حالت قطبی (متعامد) باشند، مرتبط است. مهمتر از همه، استفاده از پتانسیل‌های اسکالار و برداری به‌ما این امکان را می‌دهد که معادلات انتشار این دو حالت مستقل را از هم جدا کنیم.

بطور صریح می‌نویسیم؛

$$\mathbf{u}_L = \nabla \phi, \quad \nabla \times \mathbf{u}_L = 0. \quad (27.5)$$

$$\mathbf{u}_T = \nabla \times \psi, \quad \nabla \cdot \mathbf{u}_T = 0. \quad (28.5)$$

بدست می‌آید

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}_L}{\partial t^2} = V_L^2 \nabla^2 \mathbf{u}_L, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}_T}{\partial t^2} = V_T^2 \nabla^2 \mathbf{u}_T \quad (29.5)$$

که در آن

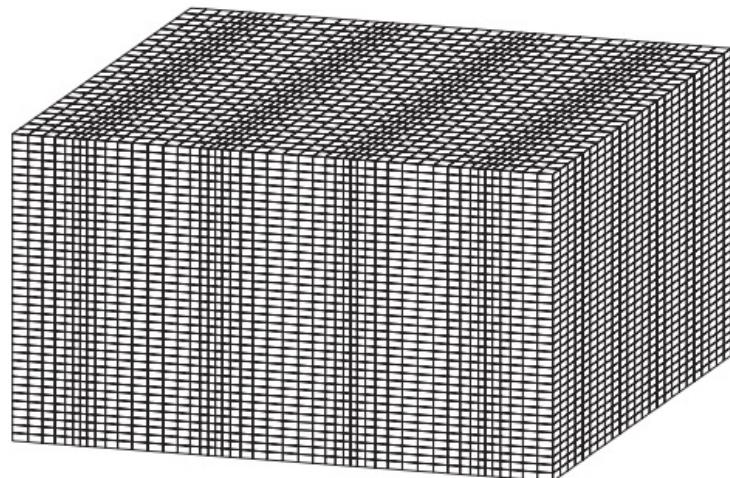
$$V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad \text{و} \quad V_T = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} \quad (30.5)$$

خواص برداری  $\mathbf{u}_L$  و  $\mathbf{u}_T$  تایید نتایج قبلی است. از آنجایی که  $\mathbf{u}_T = \nabla \times \psi$  است، هیچ تغییری در حجم مرتبط با  $\mathbf{u}_T$  (از این‌رو  $\psi$ ) وجود ندارد، که برای یک موج عرضی باید باشد. به‌همین ترتیب  $\nabla \times \mathbf{u}_L = 0$  به‌این معنی است که هیچ تغییری در زاویه یا چرخش مربوط به  $(\phi)$  و وجود ندارد که مشخصه یک موج طولی است. تغییر شکل جابجایی برای امواج طولی و عرضی معمولی در شکل (۱.۵) نشان داده شده است. روابط انرژی و توان صوتی برای امواج طولی و عرضی را می‌توان مستقیماً از شکل‌های تک بعدی آنها گسترش داد. بنابراین انرژی پتانسیل و جنبشی در واحد حجم هستند

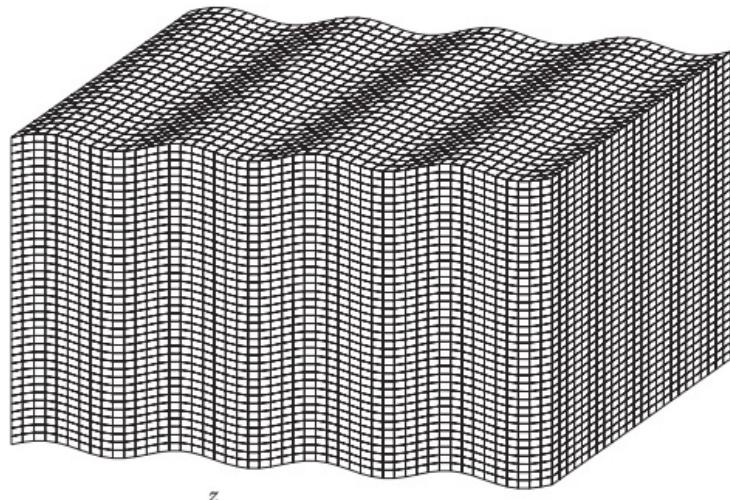
$$u_P = T_{ij} \frac{dS_{ij}}{dt} \quad (31.5)$$

$$u_K = \frac{1}{2} \rho \dot{u}_i \quad (32.5)$$

و



(a)



(b)

شکل ۱.۵: نمودارهای شبکه‌ای برای تغییر شکل‌های ناشی از انتشار امواج صفحه حجمی در امتداد محور  $x$ . (الف) امواج طولی. (ب) امواج عرضی قطبی شده در جهت  $z$ .

بردار پواین‌تینک لحظه‌ای  $\mathcal{P}$ ، که یک جریان توان  $vT$  در واحد سطح در یک بعد می‌دهد، به‌طور مستقیم

$$\mathcal{P}_i(x_i, t) = -T_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial t} \quad (33.5)$$

به‌سه بعدی تبدیل می‌شود.

تجزیه و تحلیل فوق نشان می‌دهد که امواج حجمی از یک مود طولی و دو مود عرضی متعامد تشکیل شده‌اند. یک اصطلاح استاندارد برای شناسایی این مودها ایجاد شده است و به‌طور جهانی برای توصیف مودهای حجمی<sup>۱</sup> و هدایت‌شده<sup>۲</sup> استفاده می‌شود. صفحه کاغذ (صفحه سازیتال<sup>۳</sup>) شامل محور  $x$  و سطح نرمال (محور  $z$ ) است. محور  $y$  بر این صفحه عمود است. سپس محاسبات برای مودهای حجمی با امواج طولی و امواج عرضی با قطبش در صفحه کاغذ انجام می‌شود که هر دو دارای بردار موج در صفحه کاغذ هستند. اینها همچنین ممکن است به ترتیب به صورت مودهای  $P$  (فشار) و  $SV$  (عمود برشی) نیز با پیروی از اصطلاحات ژئوفیزیک اصلی شناخته شوند. امواج عرضی منتشر شده در صفحه سازیتال با قطبش عمود بر کاغذ (محور  $y$ ) حالت  $SH$  (افقی برشی) نامیده می‌شوند. در این زبان، مودهای آکوستیک به راحتی به گروههای متعامد و غیر تزویج نشده مودهای سازیتال ( $PSV$ ) و  $SH$  تقسیم می‌شوند.

### ۳.۵ خواص مواد

ما ابتدا در مورد خواص انتشار که در درجه اول با سرعت صوت مرتبط است بحث می‌کنیم. این با خلاصه‌ای از منابع اصلی تضییف امواج فراصوت دنبال می‌شود. مهم است که نسبت به ترتیبات بزرگی چگالی، سرعت صوت و امپدانس‌های صوتی مواد مختلف احساس داشته باشیم. مقادیر معرف در جدول (۱.۵) آورده شده‌اند که باید با مقادیر جدول (۱.۳) مقایسه شوند. یک نگاه گذرا آنچه را که قبلاً می‌دانیم تأیید می‌کند، یعنی اینکه بیشتر جامدات چگالی و سرعت صوت بسیار بیشتر از آب دارند که باز هم بسیار بیشتر از سرعت‌های موجود در هوا است. این حالت بیشتر در یک پارامتر خلاصه می‌شود، امپدانس صوتی، که برای امواج طولی و عرضی در شکل‌های (۲.۵) و (۳.۵) ارائه شده است. در فصل هفتم نشان داده خواهد شد که ضریب بازتاب دامنه در سطح مشترک بین دو محیط با استفاده از

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (34.5)$$

که در آن موج تابشی از محیط ۱ است و تا قسمتی به محیط ۲ منتقل می‌شود. دو مورد محدود کننده مورد توجه هستند. اگر  $Z_2 = Z_1$  باشد، ضریب بازتاب صفر است. گویی موج در یک محیط به حرکت خود ادامه میدهد. از سوی دیگر، اگر  $Z_2 \gg Z_1$  آنگاه  $R \sim 1$  باشد،

<sup>۱</sup>Bulk Modes

<sup>۲</sup>Guided Modes

<sup>۳</sup>Saggital plane

جدول ۱.۵: خواص آکوستیکی جامدات مختلف

$Z_s$ (MRayls)	$Z_L$ (MRayls)	$\rho$ ( $10^3 \text{ kg/m}^3$ )	$V_s$ (km/s)	$V_L$ (km/s)	جامدات
۱,۳۹	۳,۲۵	۱,۲۱	۱,۱۵	۲,۷۰	اپوکسی
	۱,۲۴	۱,۱۸		۱,۰۵	لاستیک
۱,۲۵	۳,۱	۱,۱۵	۱,۱۰	۲,۷۰	لوسیت
۷,۶۲	۱۳,۱	۲,۲۵	۳,۲۸	۵,۶۵	پیرکس
۸,۲۱	۱۷,۳۳	۲,۷۰	۳,۰۴	۶,۴۲	آلومینیم
۱۸,۱۵	۴۰,۶	۸,۶۴	۲,۱۰	۴,۷۰	برنج
۲۰,۲	۴۴,۶	۸,۹۳	۲,۲۷	۵,۰۱	مس
۲۲,۶	۶۳,۸	۱۹,۷	۱,۲۰	۳,۲۴	طلا
۰,۴۴	۷,۸۳	۲۴,۶	۰,۷	۲,۱۶	سرب
		۲,۲	۳,۷۵	۵,۹۶	کوارتز
	۳۴,۰	۴,۷		۷,۳۳	لیتیوم
	۳۶,۰	۵,۶۸		۶,۳۳	روی
۲۴,۹	۴۶,۰	۷,۹۰	۳,۲	۵,۹	فولاد
۱۶,۶۰	۲۴,۱۰	۱,۸۷	۸,۹	۱۲,۹۰	بریلیوم
۲۴,۲	۴۴,۴	۴,۰	۶,۰۴	۱۱,۱	یاقوت

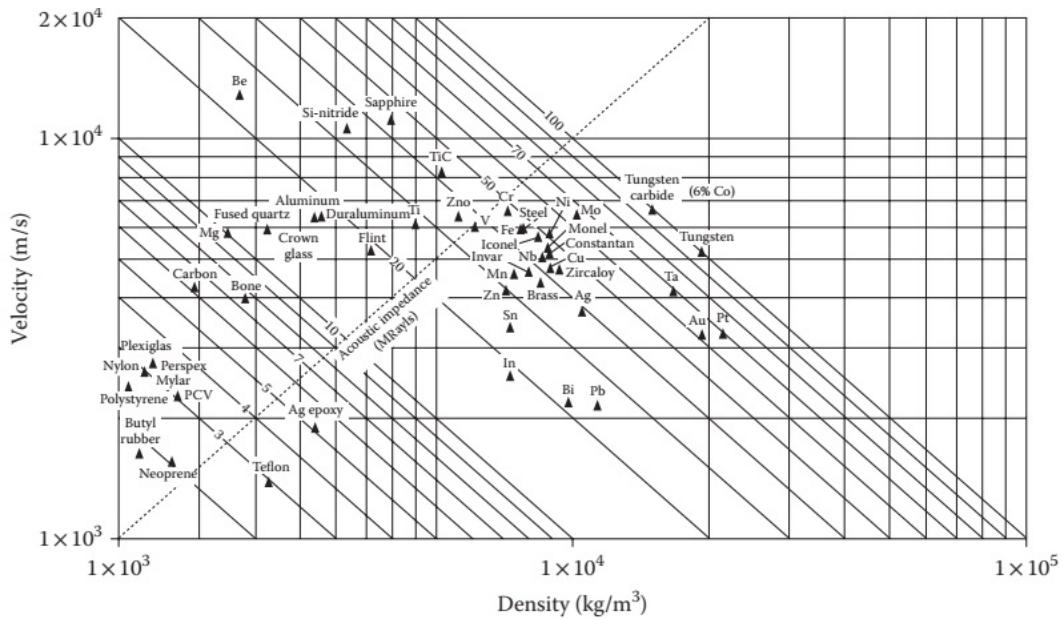
یعنی موج تقریباً به طور کامل منعکس می‌شود. این دو محدودیت مهم هستند زیرا در بیشتر کاربردهای فراصوت، یکی سعی می‌کند موج را از ورود به محیط دیگر (مثلًا بازتاب از یک خط تاخیری<sup>۴</sup>) جلوگیری کند یا بر عکس، انتقال آن را از یک محیط به محیط دیگر به حداقل برساند (مثلًا حداکثر انتقال از یک مبدل به یک جسم در آزمایش *NDE*). نمونه‌هایی از این نوع به طور مکرر مطرح می‌شوند و در کاربردهای عملی، داشتن درک بصیری از بزرگی امپدانس‌های صوتی مهم است.

برای بزرگی مقادیر مورد نظر، اجزاء دهید یک ماده جامد معمولی را با چگالی ۵۰۰۰ کیلوگرم در متر مکعب و سرعت طولی ۵۰۰۰ متر در ثانیه در نظر بگیریم، که امپدانس صوتی طولی ۲۵ مگا ریل (MRayls) را به ما میدهد و که در آن ریل (از نام لرد ریلی<sup>۵</sup>) واحد امپدانس آکوستیک MKS نامگذاری شده است. با مراجعه به جدول (۱.۵) مشاهده می‌شود که محدوده ارقام برای جامدات معمولی ۱۰ تا ۱۵ MRayls است، با برخی از مواد با چگالی بالا و سرعت بالا مانند تنگستن تا ۱۰۰ MRayls میرسد. در مقایسه، پلاستیک و لاستیک در محدوده ۱ تا ۵ MRayls، آب ۱/۵ MRayls، و در هوا به کمتر از ۴۰۰ ریل میرسد. به همین دلیل است که برای محاسبات بین خارج از این محدوده یعنی، مرز مشترک هوای و جامد یا هوای و مایع را می‌توان به عنوان کاملاً منعکس کننده در نظر گرفت. در برخی موارد،

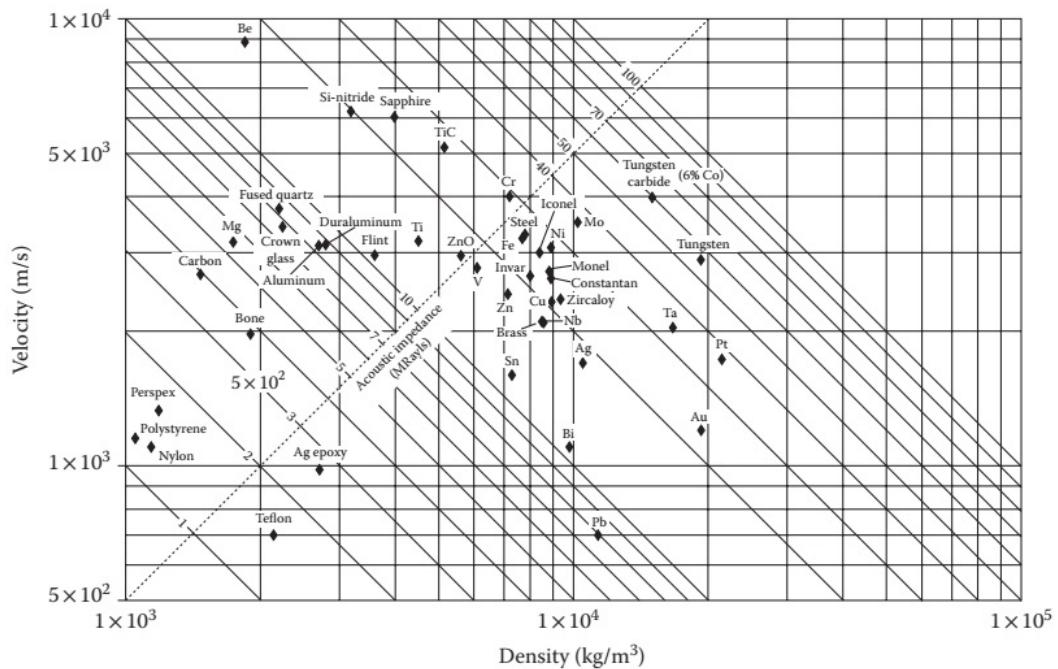
<sup>۴</sup>Delay Line<sup>۵</sup>Lord Rayleigh

## امواج آکوستیک حجمی در جامدات

۱۰۵



شکل ۲.۵: سرعت چگالی-صدا/امپدانس آکوستیک مشخصه طولی در مقیاس لگاریتم برای جامدات مختلف ترسیم می‌شود.



شکل ۳.۵: نمودار امپدانس آکوستیک مشخصه تراکم-صوت / عرضی در مقیاس لگاریتم-لگاریتم برای جامدات مختلف.

دانستن محدوده سرعت صوت یا چگالی یک ماده با ملاحظات دیگر (مثلاً ویژگی‌های فوکوس لنزهای صوتی) ثمرود نیاز است که در این صورت شکل‌های (۲.۵) و (۳.۵) برای نشان دادن انتخاب‌های احتمالی مواد رایج در یک محدوده امپدانس آکوستیک معین، در یک نگاه مفید هستند.

چگالی مواد مورد استفاده در کاربردهای فراصوت به جز در موارد بسیار خاص، مستقل از دما است. با این حال، این مورد برای سرعت صوت نیست. از صفر مطلق تا دمای اتاق، سرعت صوت معمولاً حدود یک درصد کاهش می‌یابد که در دمای اتاق  $\sim \frac{1}{(V/\delta T)}$   $^{10^{-4} K^{-1}}$  شیب ایجاد می‌کند. این یک اثر ذاتی و ترمودینامیکی است که منشأ آن در خواص صوتی غیرخطی جامدات است. این می‌تواند در طراحی و عملکرد دستگاه‌های موج سطحی صوتی و حسگرهای آکوستیک توجه ویژه‌ای داشته باشد.

تضعیف فراصوت  $\alpha$  در جامدات یک پارامتر دشوار است که به صورت مطلق مشخص شود، اما بسیار مهم است. در آکوستیک فیزیکی بنیادی، دانش کمی از  $\alpha$  اغلب برای اعتبارسنجی مدل‌ها و نظریه‌ها بسیار مفید است. تأیید تئوری ابررسانایی BCS یک مثال است و بسیاری دیگر وجود دارد. در برنامه‌ها و دستگاه‌ها، تقریباً همیشه بر کاهش تضعیف تا حد امکان برای بهبود عملکرد دستگاه تأکید می‌شود. در برخی موارد خاص (پشتیبان‌های مبدل) بر عکس مورد نظر است. در هر صورت باید کنترل شود و برای انجام این کار باید در ک شود. این همیشه آسان نیست زیرا عوامل مؤثر زیادی وجود دارند که کنترل آنها از حالت جسم نمونه به شرایط اندازه گیری دشوار است. میرایی در بسیاری از نمونه‌ها تقریباً به طور کامل توسط فرآیند ساخت و آماده سازی نمونه تعیین می‌شود. در مورد اندازه گیری، برای به دست آوردن یک مقدار دقیق  $\alpha$ ، در اصل به یک میرائی نمایی کامل از پژواک‌ها در نمونه نیاز داریم، همانطور که در فصل سیزدهم توضیح داده شده است. این تقریباً هرگز در عمل حتی تحت بهترین شرایط آزمایشگاهی به دست نمی‌آید. از این‌رو، مقادیر دقیق تضعیف مطلق هرگز نقل قول نمی‌شوند و در بیشتر موارد تضعیف نسبی به عنوان تابعی از برخی پارامترها، مانند دما، فشار، یا میدان مغناطیسی اندازه گیری می‌شود. با توجه به این مشکلات، در مطالعات بنیادی اغلب مفیدتر است که تغییرات سرعت مطلق و/یا نسبی را اندازه گیری کنیم، که بسیار کمتر مستعد مصنوعات تجربی هستند.

در ادامه، ما عمدتاً منابع اصلی میرایی، ترتیب بزرگی آنها در مواد مختلف و تغییرات آنها با فرکانس و دما را در نظر می‌گیریم. فقط امواج طولی پوشش داده می‌شود مگر اینکه خلاف آن ذکر شده باشد. منابع تضعیف بهدو دسته تقسیم می‌شوند: ذاتی (اثرات حرارتی، تحریکات اولیه) و منابع ناشی از نقص (ناخالصی‌ها، مرز دانه‌ها، نابجایی، ترک‌ها و غیره از موارد مشکوک معمول هستند). بحث‌های مفصل درباره منشاء فیزیکی میرایی در جامدات در مراجع [۱] و [۲] آورده شده است.

مولفه ذاتی تضعیف فراصوت برای یک جامد را می‌توان از دیدگاه ماکروسکوپی توصیف کرد، همان طور که برای مایعات در فصل سوم انجام شد. در تضعیف کلاسیک در یک

سیال، داریم

$$\alpha = \frac{\omega^2}{\rho_0 V_i^2} \eta + \frac{\lambda}{\lambda + 2 C_v} \frac{K}{C_v} \quad (35.5)$$

که در آن  $\Delta\lambda$  تفاوت بین ضرایب لامه همدما و آدیاباتیک است.  $C_v$  گرمای ویژه در حجم ثابت در واحد حجم است،  $V_i$  نشان دهنده سرعت طولی یا برشی است و سایر نمادها معانی معمول خود را دارند. بلاfaciale متوجه می‌شویم که از آنجایی که از  $V_i^2$  در مخرج ظاهر می‌شود و از آنجایی که به‌طور متوسط  $V_s = V_L/2$ ، میرایی برشی ذاتی بر آن غالب خواهد بود.

در جامدات، بیشتر معمول است که به‌مسئله از نقطه نظر فونون نزدیک شویم، جایی که شبکه کریستالی با گازی از فونون‌های متقابل انرژی  $\hbar\omega$  نشان داده می‌شود، که در آن  $\omega$  فرکانس مود شبکه است. در این تصویر، موج فراصوت از تعداد زیادی فونون با فرکانس پایین در فرکانس فراصوت تشکیل شده است. تضعیف بهدو جزء مشابه بالا تقسیم می‌شود، یعنی از دست دادن ترمومالاستیک و ویسکوزیته فونون. برای سادگی، مورد امواج طولی را در یک جامد عایق در نظر می‌گیریم که در آن گرما توسط فونون‌های برانگیخته حرارتی که همیشه در دمای  $T$  وجود دارند، به‌نام فونون‌های حرارتی، حمل می‌شود. برای از دست دادن ترمومالاستیک، نواحی فشرده شده توسط موج فراصوت گرم شده و انرژی اضافی توسط فونون‌های حرارتی به‌مناطق نادر که خنک‌تر هستند منتقل می‌شود. مانند بالا، این مؤلفه میرایی را می‌توان نوشت:

$$\alpha = \frac{1}{2V} \frac{c}{c_0} \frac{\omega^2 \tau_{th}}{c_0 + \omega^2 \tau_{th}} \quad (36.5)$$

که در آن  $c_0 - c = c_1 - c_0$  و  $\Delta c = c_1 - c_0$  به‌ترتیب مدول‌های الاستیک آرام و غیرآرام هستند (یعنی همدما و آدیاباتیک). زمان برخورد برای فونون‌های حرارتی برابر است با:

$$\tau_{th} = \frac{K}{C_p V^2} \quad (37.5)$$

که در آن  $C_p$  ظرفیت گرمایی در فشار ثابت در واحد حجم است. پس از تجزیه و تحلیل قابل توجه، می‌توان این را به صورت زیر نوشت:

$$\alpha = \frac{\gamma_G^2 C_v T}{2\rho V^3} \frac{\omega^2 \tau_{th}}{c_0 + \omega^2 \tau_{th}} \quad (38.5)$$

که  $\gamma_G$  ثابت گروناizen<sup>۶</sup> و  $\beta$  ضریب انبساط خطی است. مؤلفه ویسکوزیته مربوطه بنام تلفات اخیزر<sup>۷</sup> است و از محاسبه دقیق برهمکنش فونون-فونون ناشی می‌شود. مدل فیزیکی این است که استفاده از کرنش تابع پله واحد<sup>۸</sup> منجر به تغییر دمای مؤثر مودهای فونون می‌شود که منجر به توزیع مجدد جمعیت‌های آنها توسط برهمکنش فونون-فونون می‌شود. یک تاخیر فاز در این فرآیند وجود دارد و منجر به اتلاف

<sup>6</sup>Gruneisen constant

<sup>7</sup>Akhiezer

<sup>8</sup>Step Function

انرژی و در نتیجه تضعیف می‌شود. محاسبات بسیار دقیقی توسط بومل و درانسفلد<sup>[۹]</sup>، وودراف و ارنریچ<sup>[۱۰]</sup> و میسون و بیتمن<sup>[۱۱]</sup> [۵] انجام شد. فقط نتیجه نهایی در اینجا داده می‌شود، که به شکل زیر برای  $1 \ll \omega\tau_{th}$  در دمای اتاق است:

$$\frac{\alpha}{f^2} = R\bar{\gamma}_G \quad (۳۹.۵)$$

که در آن یک شکل اصلاح شده از ثابت گرونایزن<sup>[۱۲]</sup> است که به عنوان یک پارامتر قابل تنظیم در نظر گرفته می‌شود و

$$R \propto \frac{K_{\theta_D}}{M\theta_D^4 V^{2/3}} \quad (۴۰.۵)$$

که در آن

- هدایت حرارتی در دمای دیبای<sup>[۱۳]</sup>  $\theta_D$
- میانگین جرم اتمی، و
- حجم اتمی است.

این مدل میرایی را پیش‌بینی می‌کند که ثابت است و در دمای اتاق در توافق با آزمایش به اندازه  $\alpha$  تغییر می‌کند. پیش‌بینی می‌کند که میرایی برای موادی با دمای دیبای بالا و هدایت حرارتی پایین کاهش می‌یابد. این از نظر فیزیکی منطقی است زیرا شرط اول به معنی هم زدن حرارتی کمتر در دمای معین است در حالی که حالت دوم اثر آرامش را ضعیف می‌کند.

البته تقریباً تعداد نامتناهی از راه‌ها وجود دارد که در آنها نقص‌ها می‌توانند به  $\alpha$  کمک کنند. عیوب فیزیکی و شیمیایی معمولاً بد توصیف می‌شوند و تئوری فقط برای ساده‌ترین موارد وجود دارد. در این شرایط فقط ساده‌ترین و مهم‌ترین مورد یعنی پلی‌کریستال‌ها در اینجا به اختصار توضیح داده می‌شود.

اگرچه کریستال‌ها تضعیف ذاتی اولیه را نشان می‌دهند، این امر در مورد پلی‌کریستال‌ها صادق نیست. پلی‌کریستال‌ها تجمعی از دانه‌های بسیاری هستند که هر کدام جهت‌گیری متفاوت از همسایگان خود دارند.

زنر<sup>[۱۴]</sup> [۶] نشان داد که دانه‌ها اثر آرامش حرارتی مشابه آنچه قبلاً توضیح داده شد را ایجاد می‌کنند. اما مهم‌ترین اثر پراکندگی ناشی از جهت‌گیری نادرست دانه‌های است که هر کدام ثابت الاستیک موثر متفاوتی در جهت انتشار دارند. جزئیات کامل توسط

<sup>۹</sup>Bommel and Dransfeld

<sup>۱۰</sup>Woodruff and Ehrenreich

<sup>۱۱</sup>Mason and Bateman

<sup>۱۲</sup>Gruneisen constant

<sup>۱۳</sup>Debye temperature

<sup>۱۴</sup>Zener

پاپاداکیس<sup>۱۵</sup> [۷] ارائه شده است. بسیار تقریبی، برای پراکندگی یک موج فراصوت با طول موج  $\lambda$  توسط دانه‌هایی با قطر متوسط  $D$  خواهد بود؛

$$\alpha = \beta_1 f + \beta_2 f^4, \quad \lambda \geq 3D \quad (۴۱.۵)$$

که در آن جمله اول بهدلیل هیسترزیس و دومی مربوط به پراکندگی رایلی توسط دانه‌ها است. پاپاداکیس نشان می‌دهد که این اصطلاح را می‌توان به‌این صورت نوشت:

$$\alpha = \beta f^4 S \quad (۴۲.۵)$$

که  $\beta$  میانگین حجم دانه و  $S$  پارامتر ماده‌ای است که به‌طور گستره‌های متفاوت است. در حد مقابل که  $D, \alpha \sim 1/D \ll \lambda$  و مستقل از فرکانس است. انبوهی از داده‌های تجربی توسط پاپاداکیس [۷] گزارش شده است. به طور کلی، پراکندگی رایلی در محدوده  $1 - 10$  مگاهرتز با مرتبه تضعیف تقریباً  $10 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$  در  $10^6$  مگاهرتز مشاهده می‌شود. در فرکانس‌های بالاتر، شبیب به‌طور کلی به‌یک تغییر<sup>۳</sup> کاهش می‌یابد. اندازه متوسط دانه‌ها مرتبه  $100$  میکرومتر است.

## ۴.۵ جامدات ویسکوالاستیک

جامد ویسکوالاستیک یک حالت میانی بین جامدات و مایعات است. به‌یاد بیاورید که برای جامدات الاستیکی خطی در یک بعد، از قانون هوک،  $T = ES$  استفاده می‌کنیم. این بدان معناست که وقتی تنش  $T$  را اعمال می‌کنیم، کرنش  $S$  القا می‌شود که با حذف تنش به‌صرف برمنی گردد. همچنین بیانگر این است که وقتی تنش اعمال می‌شود، انرژی الاستیک را همانطور که در رابطه (۴.۵) ارائه شد، ذخیره کردہ‌ایم. اگر ماده جامد نیز مانند یک مایع دارای خواص ویسکوزیته باشد، می‌توان آنها را با ضریب ویسکوزیته  $\eta$  که در آن  $T = \eta dS/dt$  توصیف کرد. به‌طور کلی، یک جامد ویسکوالاستیک حاوی این عناصر است و نحوه ترکیب آنها به‌مدل دقیق مورد استفاده برای نشان دادن جامد بستگی دارد، همانطور که به‌زودی توسعه خواهد یافت. خواص ویسکوالاستیک در دنیای واقعی مهم است زیرا همه جامدات تا حدی دارای آنها هستند، جامد الاستیک خطی یک حالت ایده‌آل است. در برخی از مواد مهم صنعتی مانند پلیمرها، چوب، اپوکسی، فلزات در دمای بالا و غیره، خاصیت ویسکوالاستیک غالب است. این موضوع در زمینه‌های مهم دیگر مانند بافت‌های مورد مطالعه در فراصوت پزشکی نیز صادق است.

شکل جمله ویسکوز نشان می‌دهد که رابطه  $T(S)$  برای جامدات ویسکوالاستیک به‌زمان بستگی دارد، بنابراین رفتار مستقل از زمان یا شبه استاتیک را از رژیم فرکانس بالا تشخیص خواهیم داد. ابتدا با در نظر گرفتن حالت شبه استاتیک، اگر تنش تابع پله‌ای اعمال شود، کرنش به‌تدریج ایجاد و سپس با برداشتن تنش به‌آرامی شل می‌شود. این منجر به‌پدیده‌های شبه استاتیکی زیر می‌شود: (۱) خزش<sup>۱۶</sup>، که در آن کرنش به‌آرامی با

<sup>۱۵</sup>Papadakis

<sup>۱۶</sup>Creep

زمان در تنش ثابت افزایش می‌یابد، (۲) جامدات غیر الاستیک، زیر مجموعه‌ای از جامدات ویسکوالاستیک، که در آن کرنش پس از برداشتن بار به صفر برمی‌گردد. و (۳) پسماند<sup>۱۷</sup>، که برای بارگذاری چرخه‌ای که در آن یک تاخیر فاز بین تنش و کرنش وجود دارد، رخ می‌دهد، که منجر به اتلاف می‌شود همانطور که در شکل (۳.۳) نشان داده شده است.

خواص دینامیکی در فرکانس‌های محدود نیز بسیار مهم است. در فرکانس‌های پایین، با مشاهده ارتعاش و میرائی یک نمونه نی شکل، به عنوان اصطکاک داخلی مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. اگر تنش به صورت سینوسی به صورت  $T(t) = T_0 \sin \omega t$  تغییر کند، آنگاه کرنش نیز به صورت سینوسی با تاخیر فاز  $\delta$ ،  $S(t) = S_0 \sin(\omega t - \delta)$  تغییر می‌کند. زاویه اتلاف  $\delta$  معیاری از میرایی ویسکوالاستیک در ماده را نشان می‌دهد. این تلفات اندازه‌گیری شده توسط اصطکاک داخلی هستند که اغلب به شکل  $\tan \delta$  بیان می‌شوند. از نظر میرایی یک نمونه ویسکوالاستیک ارتعاشی، سایر معیارهای رایج ذکر شده اغلب عبارتند از (۱)  $Q = (\tan \delta)^{-1}$ ، (۲) کاهش لگاریتم  $\Lambda = \pi \tan \delta$  برای میرائی آزاد ارتعاش نمونه یک میله، و (ج) تضعیف  $\alpha = 2\pi \tan(\delta/2)$  نپر بر طول موج است.

### ۱.۴.۵ مدل‌های ویسکوالاستیک

در محتوای فصل دوم، محیط‌های ویسکوالاستیک پیچیده را می‌توان با پیکربندی‌های مختلف عناصر الاستیک و چسبناک (ویسکوز) مدل کرد، همانطور که مدارهای الکتریکی پیچیده را می‌توان با یک مدار معادل شامل عناصر مدار ساده مانند  $R, L$  و  $C$  مدل کرد. دو مدل ساده به طور گسترده مورد استفاده قرار می‌گیرند و پایه‌ای برای پیکربندی‌های پیچیده‌تر هستند<sup>۱۸</sup>. در هر دو مورد، عنصر الاستیک به شرح زیر است:

$$T = GS \quad (43.5)$$

که در آن  $T$  تنش اعمال شده،  $S$  کرنش و  $G$  مدول مناسب است. همانطور که در بالا، عنصر ویسکوز به شرح زیر است:

$$T = \eta dS/dt \quad (44.5)$$

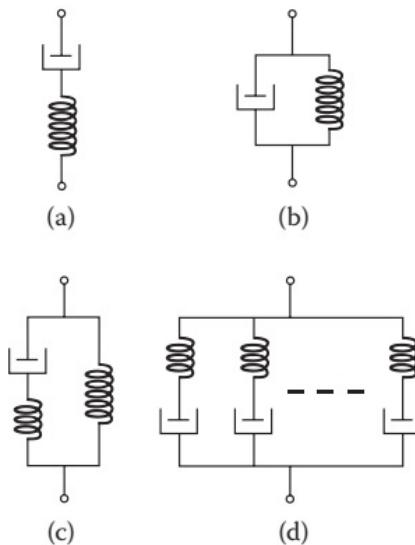
نحوه ترکیب  $T$  و  $S$  برای هر عنصر به مدل مورد استفاده بستگی دارد. مدل **ماکسول**. در این حالت، که در شکل (۴.۵)-الف نشان داده شده است، عناصر الاستیک و چسبناک به صورت سری هستند. وضعیت مشابه مدل زنجیره خطی در فیزیک حالت جامد است، به طوری که کرنش‌های دو عنصر به صورت جبری اضافه می‌شوند. داریم:

$$S = S_1 + S_2 \quad \dot{S} = \dot{S}_1 + \dot{S}_2 \quad \text{بطور مستقیم منجر به}$$

جایگزینی  $S_1$  و  $S_2$  از روابط تنش-کرنش (۴۳.۵) و (۴۴.۵) :

$$\dot{S} = \frac{\dot{T}}{G} + \frac{T}{\eta}$$

<sup>۱۷</sup>Hysteresis



شکل ۴.۵: مدل‌هایی برای محیط‌های ویسکوالاستیک (الف) مدل ماکسول. (ب) مدل وویگت. (ج) مدل وویگت اصلاح شده یا مدل کلوین.<sup>(۵)</sup> پیکربندی که بسیاری از مدارهای ماکسول را به صورت موازی نشان می‌دهد.

با استفاده از خواهیم داشت:

$$G_{1\circ} = \frac{G\omega^2}{G\eta^2 + \omega^2} \quad (45.5)$$

$$G_{2\circ} = \frac{\omega G^2 \eta}{G\eta^2 + \omega^2} \quad (46.5)$$

به طور کلی مشخص شده است که مدل ماکسول برای توصیف پدیده‌های آرامشی ساده، که با بازآرایی مولکولی مطابقت دارند، رضایت بخش است. اگر زمان‌های آرامش زیادی مربوط به گونه‌های مولکولی مختلف درگیر باشند، از یک مدل ماکسول تعیین یافته استفاده می‌شود که بسیاری از مدارهای ماکسول را به صورت موازی گروه‌بندی می‌کند، همانطور که در شکل (۴.۵)-د نشان داده شده است. در کاربردهای عملی، مدل ماکسول برای مسائلی مانند پلیمرهای نزدیک به نقطه ذوب، بتن تازه و رفتار بسیاری از فلزات نزدیک به نقطه ذوب مفید است. این اثرات خوش را به اندازه کافی توصیف نمی‌کند، که می‌تواند با مدل وویگت<sup>۱۸</sup> که در ادامه می‌آید بهتر بحث شود.

**مدل وویگت** شامل عناصر الاستیک و چسبناک به صورت موازی است، همانطور که در شکل (۴.۵)-ب نشان داده شده است. در اینجا، کرنش  $S$  برای فنر و داشپات یکسان است، به طوری که تنش مجموع آن در دو عنصر برابر است با:

$$T = T_1 + T_2 \quad (47.5)$$

<sup>۱۸</sup>Voigt

با استفاده از روابط (۴۳.۵) و (۴۴.۵) داریم؛

$$T = GS + \eta \frac{dS}{dt} \quad (۴۸.۵)$$

دوباره، با استفاده از

$$T_0 = G^*(\omega), \quad G^* = G_1^* + jG_2^* \quad (۴۹.۵)$$

بدست می‌آید:

$$G_1^* = G \quad (۵۰.۵)$$

$$G_2^* = \omega\eta \quad (۵۱.۵)$$

برای هر دو مدل می‌بینیم که رابطه تنش-کرنش مانند حالت کاملاً الاستیک است، اما مدول اکنون مختلط و وابسته به فرکانس است. بخش حقیقی مربوط به انرژی ذخیره شده و بخش موهومی مربوط به میرائی است. گونه‌ای از مدل وویگت، مدل کلوین، شامل قراردادن یک فنر به صورت سری با داشپات است، همانطور که در شکل (۴.۵)-ج نشان داده شده است.

## ۲.۴.۵ انتشار موج

معادله (۴۸.۵) تعمیم قانون هوک برای در نظر گرفتن خواص ویسکوزیته جامد است. در سه بعد، می‌توانیم این را به صورت زیر بنویسیم؛

$$T_{ij} = c_{ijkl}S_{kl} + \eta_{ijkl} \frac{\delta S_{kl}}{\delta t} \quad (۵۲.۵)$$

که در آن، با بازرسی، تانسور ویسکوزیته  $\eta_{ijkl}$  دارای تقارن مشابه با ثابت الاستیک  $c_{ijkl}$  است و هر دو تانسورهای رتبه چهارم هستند. با جایگزینی معادله (۵۲.۵) در قانون نیوتن، معادله (۱۱.۵)، داریم:

$$\rho \frac{\partial^3 u_i}{\partial t^3} = c_{ijkl} \frac{\partial^3 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + \eta_{ijkl} \frac{\partial^3 u_l}{\partial x_j \partial x_k \partial l} \quad (۵۳.۵)$$

این معادله را می‌توان برای حالت همسانگرد در قیاس با نتایج بخش ۵.۲ حل کرد. این در مرجع Royer و Dieulesaint [۹] با استفاده از مولفه‌های ویسکوزیته  $\eta_{11}$  برای طولی و  $\eta_{22}$  برای اجزای برشی انجام شده است. محاسبه مشابهی در مرجع Auld [۱۰] برای مورد انتشار موج برشی در امتداد لبه یک کریستال مکعبی انجام شده است. نتایج بقرار زیر هستند:

$$k = \omega \sqrt{\frac{\rho}{c_{44}}} \left( 1 + \frac{3}{8} \left( \frac{\omega \eta_{44}}{c_{44}} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (۵۴.۵)$$

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2} \sqrt{\frac{\rho}{c_{44} c_{44}}} \eta_{44} \quad (55.5)$$

این نتایج مشابه نتایج یک سیال چسبناک است که در معادلات (۶۹.۳) و (۷۰.۳) آمده است، اثر اصلی افزایش اندازه سرعت فاز و تضعیف ذاتی است که به صورت  $\omega^2$  تغییر می‌کند.

گزارش‌های زیادی در مورد استفاده از فرآصوت برای مشخص کردن مواد ویسکوالاستیک هم برای کارهای اساسی بر روی مواد جدید و هم برای کاربردها در پزشکی و NDE وجود دارد و دو مثال ذکر خواهد شد. کار اخیر نشان داده است که بافت‌ها بهبترین وجه با مدل وویگت یا مدل اصلاح شده توصیف می‌شوند. کاتلین و همکاران [۱۱] اندازه‌گیری‌های الاستوگرافی گذرا را با استفاده از امواج برشی صفحه در فانتوم‌های آگار-ژلاتین و ماهیچه‌های گاو انجام داده‌اند. نتایج در محدوده ۱۰۰۰ - ۲۰ هرتز بر اساس مدل‌های رئولوژیکی بر اساس نمایش‌های ماکسول و وویگت تفسیر شدند. در حالی که هر دو مدل مقادیر مشابهی از کشش را پیش‌بینی می‌کردند، نتایج برای ویسکوزیته بسیار متفاوت بود، مدل وویگت به مقادیر نزدیک‌تر به مقادیر گزارش‌شده در ادبیات منجر شد. نتیجه مشابهی برای رفتار میرایی در مقابل فرکانس به دست آمد.

یانگ و چرچ [۱۲] بازتاب برشی سیستماتیک را روی ماهیچه‌های اسکلتی خوک، کبد و کلیه انجام دادند. آنها مدول‌های ذخیره سازی منفی را به دست آورده‌اند که دلالت بر مدول‌های برشی منفی برای مدل‌های ماکسول، کلوین و وویگت دارد. نتایج مشخصه سیستم‌های دارای انرژی از پیش ذخیره شده است. مشخص شد که قرار دادن یک اصطلاح اینرسی (جرم) با مدل وویگت یک توصیف ویسکوالاستیک مناسب ارائه می‌دهد. این را می‌توان با در نظر گرفتن آنالیز ساده یک بعدی برای چنین سیستم داشپات-فنر-جرم، که در آن رابطه نیرو را می‌توان نوشت، مشاهده کرد.

$$F = (k - \omega^2 m + j\omega R_m)x$$

که در آن  $x =$  جابجایی،  $k =$  ثابت فنر،  $m =$  جرم،  $R_m =$  مقاومت در برابر میرایی،  $\omega =$  فرکانس حرکت. بنابراین، افزودن یک جرم با افزودن یک بخش واقعی منفی به نیروی مخلوط مطابقت دارد. برای محیط ویسکوالاستیک، رابطه تنش-کرنش متناظر برای مدول است  $G$

$$T = G_0 S + G_\infty \tau_s \frac{\delta S}{\delta t} + G_\rho \tau_s^2 \frac{\partial^2 S}{\partial t^2}$$

که در آن  $\tau_s$  زمان استراحت است. در اینجا،  $G_0$  به جمله اینرسی مربوط می‌شود. واضح است که وقتی  $\tau_s$  کوچک است، این عبارت را می‌توان نادیده گرفت. بر عکس، این اصلاح در مدل وویگت زمانی ضروری است که  $\tau_s$  بزرگ و فرکانس بالا باشد.

## خلاصه

- پتانسیل‌های جابجایی (سرعت) از یک تابع اسکالار ( $\phi$ ) و بردار پتانسیل ( $\Psi$ ) تشکیل شده است. ( $\phi$ ) بر انتشار طولی خالص و ( $\Psi$ ) بر امواج برشی حاکم هستند.
- معادله موج سه بعدی برای جامدات دارای جواب‌های امواج برشی خالص و طولی خالص هستند. این دو معادله از هم مستقل بوده، که در نتیجه جواب آنها امواج طولی و برشی مودهای مستقل انتشار در جامدات حجمی هستند.
- امواج حجمی طولی خالص دارای ثابت الاستیک  $\lambda + 2\mu$  هستند.
- امواج حجمی برشی خالص دارای  $\mu$  ثابت الاستیک هستند.
- بردار پواین‌تینگ آکوستیکی در یک جامد همسانگرد سه بعدی توسط  $\mathcal{P}_i = -T_{ij}(\delta u_i / \delta t)$  داده می‌شود.
- مودهای سازیتال دارای بردارهای انتشار و بردارهای پلاریزاسیون در صفحه سازیتال (صفحه کاغذ) هستند.
- مودهای  $SH$  دارای بردار انتشار در صفحه سازیتال و بردار پلاریزاسیون عمود بر آن صفحه هستند.
- تضییف در جامدات همسانگرد بهدلیل انواع عیوب و تحیریکات اولیه از جمله ناخالصی‌ها، مرز دانه‌ها، نابجایی‌ها، ترک‌ها، فونون‌ها، الکترون‌ها، تحیریکات مغناطیسی و غیره است.
- جامدات ویسکوالاستیک با هر دو ویژگی الاستیک و ویسکوز توصیف می‌شوند.
- خزش ناشی از افزایش فشار با زمان در تنفس ثابت است.
- مدل ماکسول یک جامد ویسکوالاستیک دارای عناصر الاستیک و ویسکوز به صورت سری است. برای توصیف پدیده‌های آرامش و رفتار جامدات نزدیک به نقطه ذوب مفید است.
- مدل وویگت دارای عناصر کشسان و چسبناک به صورت موازی است. مشخص شده است که برای نشان دادن خواص فراصوت بافت‌ها مفید است.

## پرسش‌ها

۱. برای یک جامد یک بعدی، رابطه  $\delta S / \delta t = \delta v / \delta \tau$  را بدست آورید.
۲. معادلات (۲۵.۵) و (۲۶.۵) را دوباره بر حسب  $\lambda$  و  $\mu$  بدست آورید.
۳. یک محیط جامد همسانگرد عرضی را در نظر گیرید، بطوری که همسانگری در صفحه عمود بر محور اصلی باشد. در کدام ساختاری این معادل آن است؟ مودهای  $SH$  و سازیتال را برای جامد همسانگرد عرضی محاسبه کنید. باید مودهای طولی را برای هر دو محور موازی و عمود بر محور اصلی در نظر گیرید

۴. از شکل‌های (۲.۵) و (۳.۵) و جدول (۱.۵)، سه مواد جامد را تعیین کنید که بترتیب بیشترین و کمترین امپدانس آکوستیکی را دارند. همین را برای مایعات با استفاده از جدول (۱.۳) انجام دهید. ضریب ارسال انرژی را برای تابش عمودی برای بالاترین عدم تطبیق در محیطی که انتخاب می‌کنید محاسبه کنید.

۵. یک موج صفحه‌ای بفرکانس  $5 \text{ MHz}$  بر روی یک صفحه فولادی می‌تابد. ضخامت لازم برای این موج که لازم است  $90^\circ$  اختلاف فاز نسبت به وقتی از سوراخ بزرگی در این صفحه می‌گذرد محاسبه کنید.



# كتاب نامه

- [1] Beyer, R. T. and Letcher, S. V., *Physical Ultrasonics*, Academic Press, New York, 1969.
- [2] Truell, R., Elbaum, C., and Chick, B. B., *Ultrasonic Methods in Solid State Physics*, Academic Press, New York, 1969.
- [3] Bommel, H. and Dransfeld, K., Attenuation of hypersonic waves in quartz, *Phys. Rev. Lett.*, 2, 249, 1959.
- [4] Woodruff, T. O. and Ehrenreich, H., Absorption of sound in insulators, *Phys. Rev.*, 123, 1553, 1961.
- [5] Mason, W. P. and Bateman, T. B., Ultrasonic wave propagation in pure silicon and germanium, *J. Acoust. Soc. Am.*, 36, 644, 1964.
- [6] Zener, C., Internal friction in solids. Pt. II: General theory of thermoelastic internal friction, *Phys. Rev.*, 53, 90, 1938.
- [7] BPapadakis, E. M., Scattering in polycrystalline media, in *Methods of Experimental Physics: Ultrasonics*, Edmonds, P. D., Ed., Academic Press, New York, 1981, chap. 5.
- [8] Rose, J. L., *Ultrasonic Waves in Solid Media*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1999.
- [9] Royer, D. and Dieulesaint, E., *Elastic Waves in Solids 1*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2000.
- [10] Auld, B. A., *Acoustic Fields and Waves in Solids 1*, 2nd ed., Krieger Publishing, Malabar, FL, 1990.
- [11] Catheline, S., Gennison, J-L., Delon, G., Fink, M., Sinkus, R., and Abouelkaram, S., Measurement of viscoelastic properties of homogeneous soft solid using transient elastography: An inverse problem approach, *J. Acoust. Soc. Am.*, 116, 3734, 2004.

- [12] Yang, X. and Church, C. C., A simple viscoelastic model for soft tissues in the frequency range 6–20 MHz, *IEEE Trans.UFFC*, 53, 1404, 2006.

## فصل ۶

# پرتوهای محدود: تابش، پراش و پراکندگی

مزایای زیادی در استفاده از راه حل‌های موج صفحه‌ای وجود دارد. آنها از نظر مفهومی ساده هستند و ریاضیات را تا حد زیادی تسهیل می‌کنند. با این حال، در عمل، فراصوت همیشه شامل استفاده از مبدل‌های اندازه محدود، در نتیجه پرتوهای محدود است. یک پیامد فوری این است که اثرات پراش باید در نظر گرفته شود. علاوه بر این، عواقب کانونی کردن، تصویربرداری، امواج نشتی، و پراکندگی از اندازه‌ها و شکل‌های مختلف اجسام، از جمله مسائل دیگر است که باید مورد توجه قرار گیرد.

یکی از مسائل متعدد این فصل، بحث اثرات پراش خواهد بود. برای سادگی، با نظریه اسکالار برای یک محیط سیال سروکار داریم، اگرچه نتایج را می‌توان مستقیماً به یک محیط جامد گسترش داد. ابتدا با تابش (تشعشع) از یک منبع نقطه‌ای شروع کرده و سپس بحث را به تابش توسط یک پیستون دایره‌ای گسترش می‌دهیم. این یک مسئله کلاسیک در فراصوت است و نتایج دستورالعمل‌های کلی برای انتشار امواج فراصوت از مبدل پیزوالکتریک ارائه می‌دهد. به دنبال آن، طرحی برای پراکندگی امواج فراصوت توسط موانع دایره‌ای و استوانه‌ای ارائه خواهد شد. در نهایت، مسائل اصلی در گیر در امواج فراصوت متمرکز، فشار تابش آکوستیکی و تغییر داپلر<sup>۱</sup>، پرداخته می‌شود.

---

<sup>۱</sup>Doppler shift

## ۱.۶ تابش

### ۱.۱.۶ منبع نقطه‌ای

راحتر است که معادله موج را بطور کلی برای یک سیال بنویسیم:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = V_s^2 \nabla^2 p \quad (1.6)$$

که در آن  $p$  یک کمیت اسکالر است و می‌توانیم یک دستگاه مختصات برای هر شکل مناسب  $\nabla^2$  را انتخاب کنیم.

واضح است که دستگاه مختصات کروی بهترین گزینه برای بحث درباره مسئله منبع نقطه‌ای است. برای انجام تبدیل از  $(x, y, z) \rightarrow (r, \theta, \psi)$  داریم:

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \psi \\ y &= r \sin \theta \sin \psi \\ z &= r \cos \theta \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} \quad (3.6)$$

با جایگزینی در رابطه (۱.۶) و با توجه به این که برای امواج کروی، فشار مستقل از  $\theta$  و  $\psi$  است:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = V_s^2 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right) \quad (4.6)$$

بنابراین،

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = V_s^2 \left( \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2} \right) \quad (5.6)$$

چون  $r$  و  $t$  متغیرهای مستقلی هستند، این را می‌توان بصورت زیر بازنویسی کرد؛

$$\frac{\partial^2 (rp)}{\partial t^2} = V_s^2 \left( \frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2} \right) \quad (6.6)$$

که جواب آن خواهد بود؛

$$rp = f_d(V_s t - r) + f_c(V_s t - r) \quad (7.6)$$

$$p = \frac{f_d(V_s t - r)}{r} + \frac{f_c(V_s t - r)}{r} \quad (8.6)$$

که  $f_d$  جواب برای امواج واگرا است و عمدتاً برای مسائل تشعشع مفید خواهد بود، در حالی که  $f_c$ ، جواب همگرا، برای امواج کروی متمرکز شونده مناسب خواهد بود. جواب واگرا به صراحت در موارد زیر بررسی خواهد شد.

برای امواج صفحه‌ای راحت‌تر است که رابطه بین تغییر مکان، سرعت ذره، اتساع و فشار را تدوین کنیم. از قانون نیوتن داریم؛

$$-\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} \quad (9.6)$$

که در آن  $u_r$  جابجایی ذره شعاعی است.  
از این انتگرال‌گیری کرده و خواهیم داشت؛

$$v_r = \frac{\partial u_r}{\partial t} = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial r} dt \quad (10.6)$$

یا بصورت مختلط؛

$$v_r = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (11.6)$$

سرانجام، جابجایی برابر است با

$$u = \int v dt = \frac{v}{j\omega} = \frac{1}{\rho_0\omega^2} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (12.6)$$

برای جواب هارمونیکی در فرکانس  $\omega$

$$p = \frac{A}{r} \exp j(\omega t - kr) \quad (13.6)$$

از این‌رو،

$$S = -\frac{p}{\rho_0 V_0^2} \quad (14.6)$$

$$u_r = -\left(\frac{1}{r} + jk\right) \frac{p}{\rho_0\omega^2} \quad (15.6)$$

$$v_r = \left(\frac{1}{r} + jk\right) \frac{p}{j\omega\rho_0} \quad (16.6)$$

بر خلاف امواج صفحه‌ای، سرعت ذرات به‌طور کلی با فشار اختلاف فاز دارد در حالی که جابجایی همواره فشار را  $\frac{\pi}{2}$  عقب می‌اندازد.  
امپدانس آکوستیکی ویژه برابر است با؛

$$Z = \frac{p}{v} = \frac{j\omega\rho_0}{\left(\frac{1}{r} + jk\right)} = \frac{\rho_0 V_0 (kr + j)}{1 + k^2 r^2} \quad (17.6)$$

$$= \rho_0 V_0 \frac{k^2 r^2}{1 + k^2 r^2} + j \rho_0 V_0 \frac{kr}{1 + k^2 r^2} \quad (18.6)$$

که در آن زاویه فاز بین قسمت حقیقی و موهومی برابر  $\tan \theta = 1/kr$  یا

$$\cos \theta = \frac{kr}{\sqrt{1 + k^2 r^2}} \quad (19.6)$$

و مدول امپدانس آکوستیکی برابر است با؛

$$|Z| = \left| \frac{p}{v} \right| = \rho_{\circ} V_{\circ} \frac{kr}{\sqrt{1 + k^2 r^2}} = \rho_{\circ} V_{\circ} \cos \theta \quad (20.6)$$

که برای  $1 \gg kr$  به مقدار امواج صفحه‌ای نزدیک می‌شود. این همان طور است که انتظار می‌رود، زیرا دور از منبع، موج کروی به یک موج مسطح نزدیک می‌شود.  
طبق تعریف  $Z \equiv p/v$ ، بنابراین سرعت ذره را می‌توان بر حسب امپدانس به صورت زیر بیان کرد

$$v = \frac{A}{rZ} \exp j(\omega t - kr) \quad (21.6)$$

شدت  $I$  یک موج کروی طبق تعریف، میانگین نرخ کار انجام شده بر روی سطح محیط اطراف است. برای یک دوره تناوب  $T$  داریم؛

$$I \equiv \frac{1}{T} \int_0^T p v dt \quad (22.6)$$

با استفاده از قسمت حقیقی  $p$  و  $v$  و نتایج قبلی برای زاویه فاز؛

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{T} \int_0^T p_{\circ} \cos(\omega t - kr) v_{\circ} \cos(\omega t - kr - \theta) dt \\ &= \frac{1}{2} p_{\circ} v_{\circ} \cos \theta \quad \text{که در آن } p_{\circ} = \frac{A}{r} \end{aligned} \quad (23.6)$$

با استفاده از رابطه (20.6)، از رابطه  $p_{\circ} = p_{\circ}/\rho_{\circ} V_{\circ} \cos \theta = p_{\circ}/\rho_{\circ} V_{\circ}$ ؛

$$I = \frac{p_{\circ}^2}{2\rho_{\circ} V_{\circ}} \quad (24.6)$$

اکنون می‌توان میدان صوتی مرتبط با امواج کروی را رابطه‌بندی کرد. با فرض اینکه یک منبع کروی با شعاع  $a$  در درون یک سیال است، سرعت شعاعی در یک نقطه از سطح به صورت زیر خواهد بود؛

$$v = v_{\circ} e^{j\omega t} \quad (25.6)$$

برای دامنه‌های کوچک، شرط مرزی پیوستگی سرعت شعاعی است. از نتایج قبل داریم؛

$$\frac{A}{aZ_a} \exp j(\omega t - ka) = v_{\circ} \exp(j\omega t)$$

در نتیجه

$$A = av_{\circ} Z_a \exp j(ka) \approx j\rho_{\circ} V_{\circ} ka^{\circ} v_{\circ}, \quad \text{برای } ka \ll 1 \quad (26.6)$$

این نتیجه مطلوب را برای منبع کوچک (نقطه‌ای) میدهد؛

$$p = \frac{j\rho_{\circ} V_{\circ} ka^{\circ} v_{\circ}}{r} \exp j(\omega t - kr) \quad (27.6)$$

## ۲.۶ تشعشع از یک پیستون دایره‌ای

نتیجه، البته، بسیار پیچیده‌تر و محاسبه آن بسیار دشوارتر از یک منبع نقطه‌ای است. اصل اساسی ساده است. هر نقطه از منبع را می‌توان به عنوان یک منبع نقطه مانند در نظر گرفت، که امواج کروی را همانطور که در معادله (۲۷.۶) در فواصل به اندازه کافی دور از منبع میدهد منتشر می‌کند. سپس بر اساس اصل هویگنس، می‌توان این مشارکت‌های مختلف را با در نظر گرفتن دامنه و فاز هر سهم خلاصه کرد. در عمل، دستیابی به نتایج تحلیلی، حتی برای ساده‌ترین موارد، دشوار است، که منجر به انتخاب بین محاسبه عددی و راه حل‌های تقریبی می‌شود. رویکرد دوم در اینجا انتخاب شده است.

تابشگر پیستونی دایره‌ای یک مثال مهم در فرآصوت است زیرا در مورد ساده‌ترین تقریبی است که می‌توان برای تشعشع به یک محیط بی‌نهایت انجام داد. همچنین در آکوستیک صوتی در تئوری بلندگوها مهم است. این فرض وجود دارد که در داخل یک بافل<sup>۲</sup> بی‌نهایت نصب شده است، به طوری که صدا فقط در جهت جلو تابش می‌شود. هندسه در شکل (۱.۶) نشان داده شده است، جایی که فرض می‌شود مبدل با سرعت ذرات یکنواخت در سراسر سطح خود برانگیخته شده است.

از معادله (۲۷.۶)، هر سطح عنصر منبع بینهایت کوچک  $dA$  روی پیستون یک فشار دیفرانسیل  $dp$  در نقطه مشاهده در فاصله  $r'$  ایجاد می‌کند.

$$dp = \frac{j\rho_{\circ}V_{\circ}k}{2\pi r'}(\mathbf{v} \cdot d\mathbf{A}) \exp j(\omega t - kr') \quad (28.6)$$

از آنجایی که حرکت هر عنصر نسبت به سطح نرمال است،  $\mathbf{v}$  را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$dp = \frac{j\rho_{\circ}V_{\circ}k}{2\pi r'}vdA \exp j(\omega t - kr') \quad (29.6)$$

فشار کل  $p$  در نقطه  $(r, \theta)$  انتگرال  $dp$  روی سطح کامل تابشگر است.  
از هندسه ابتدائی داریم

$$r' = (r^2 + \sigma^2 - 2r\sigma \sin \theta \cos \psi)^{\frac{1}{2}} \quad (30.6)$$

با این حال، عبارت حاصل برای  $dp$  قابل انتگرال‌گیری نیست و بنابراین باید تقریب‌هایی انجام شود. ابتدا میدان دور یا حد فرانهوfer<sup>۳</sup> را که در آن  $a \gg r$  است، بررسی می‌کنیم.

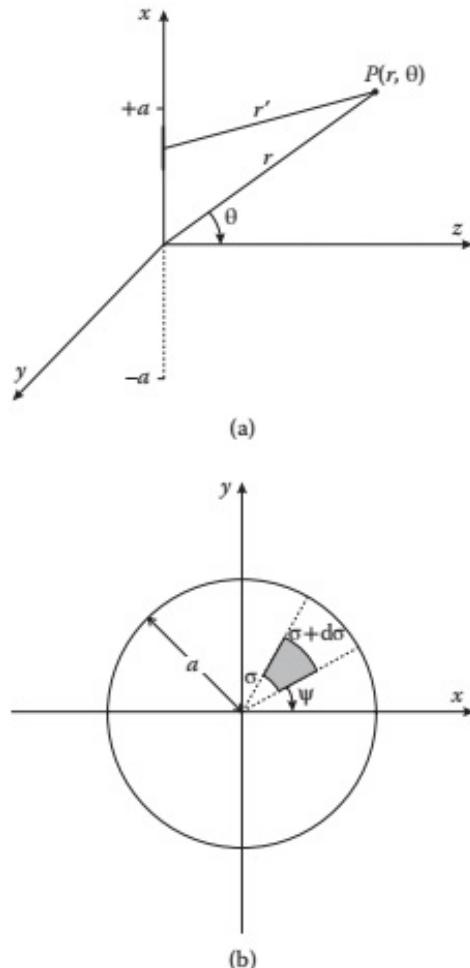
### ناحیه فرانهوfer (میدان دور)

برای  $r \gg a$ ، این را می‌توان در سری تیلور با دو عبارت اول بسط داد

$$r' = r - \sigma \sin \theta \cos \psi$$

<sup>۲</sup>Baffle

<sup>۳</sup>Fraunhofer



شکل ۱.۶: متغیرهای هندسی مورد استفاده برای محاسبه توزیع فشار برای یک صفحه تابشگر دایره‌ای پیستونی. (الف) نمای محوری. (ب) مختصات شعاعی در صفحه تابشگر.

از آنجایی که فاصله بین دو نقطه همسایه برای محاسبه دقیق اختلاف فاز بین امواج فشار ساطع شده از آنها بسیار مهم است، هر دو این جمله‌ها را باید برای فاز حفظ کرد. برای دامنه،  $r \approx r'$  کافی است.

در این صورت داریم؛

$$p = \frac{j\rho_0 V_0 k}{2\pi r} v_0 e^{j(\omega t - kr)} \int_0^a \sigma d\sigma \int_0^{\pi} e^{jk\sigma \sin \theta \cos \psi} d\psi \quad (31.6)$$

انتگرال دوم (روی  $\psi$ ) را می‌توان به صورت یک سری توانی بسط داد و انتگرال‌گیری کرد تا  $2\pi J_0(k\sigma \sin \theta)$  را بدست آورد (پیوست الف). انتگرال دوم را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد؛

$$\int x J_0(x) dx = x J_1(x)$$

بنابراین

$$2\pi \int_0^a \sigma J_0(k\sigma \sin \theta) d\sigma = 2\pi a^2 \left[ \frac{J_1(ka\sin \theta)}{ka\sin \theta} \right]$$

سر انجام؛

$$p = \frac{j\rho_0 V_0 ka^2 v_0}{2r} e^{j(\omega t - kr)} \left[ \frac{J_1(ka\sin \theta)}{ka\sin \theta} \right] \quad (32.6)$$

این جمله در براکت‌ها به عنوان تابع توجیهی<sup>۴</sup> (DF) شناخته می‌شود زیرا تغییر فشار را با جهت نشان می‌دهد. مقادیر عددی در ضمیمه الف جدول بندی شده و این تابع در شکل (۳.۶) رسم شده است. یک شکل تقریبی برای (DF) را می‌توان با بسط  $J_1(x)$  به دست آورد، خواهیم داشت:

$$\frac{2J_1(x)}{x} \approx 1 - \frac{x^2}{\lambda}$$

به ویژه، برای نقاط در امتداد محور  $x = 0$  سپس  $1 = DF$  و نتیجه برای  $p$  از نظر شکل با منبع نقطه مانند مساحت  $\pi a^2$  یکسان است.

اولین صفر  $\theta_1$  تابع  $ka\sin \theta = 3/83$  در  $jinc(x)$  اتفاق می‌افتد، بنابراین

$$\sin \theta_1 = \frac{3/83}{ka} = 0.61 \frac{\lambda}{a} \quad (33.6)$$

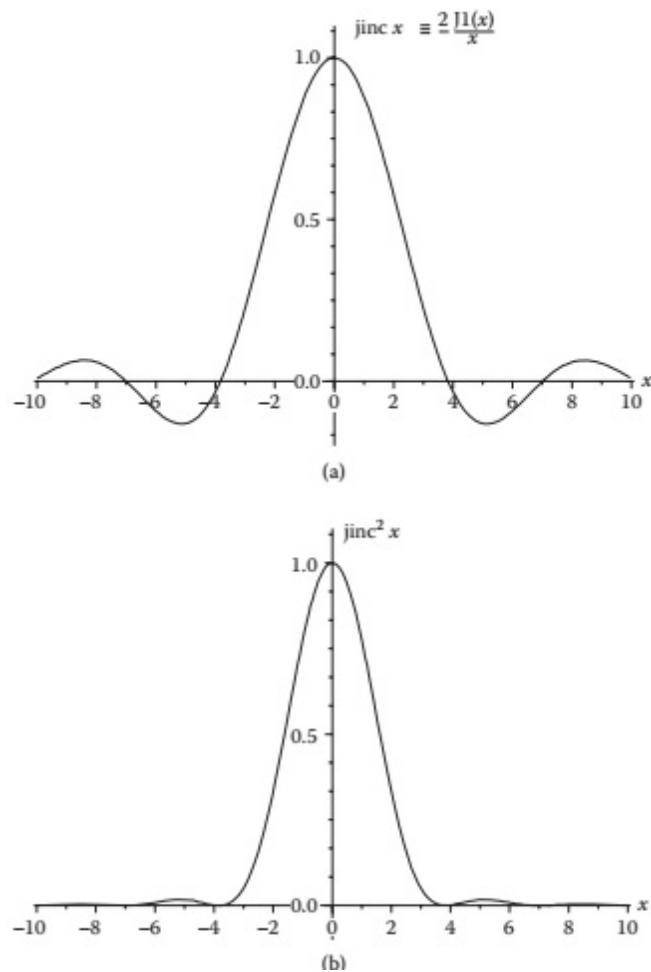
که اندازه‌ای از عرض نیم زاویه‌ای لوب اصلی (گلبرگ اصلی)<sup>۵</sup> فشار آکوستیک را نشان می‌دهد. به همین ترتیب، اولین لوب کناری بین زوایای  $\theta_1$  و  $\theta_2$  قرار می‌گیرد، جایی که

$$\sin \theta_2 = \frac{7/02}{ka} = 1.12 \frac{\lambda}{a} \quad (34.6)$$

به این ترتیب می‌توان یک سری کامل از لوب‌ها را در دو طرف لوب اصلی به نام لوب‌های کناری شناسایی کرد. این لوب‌های جانبی به دو دلیل نامطلوب هستند. هدف اصلی یک تابشگر صوتی تولید یک پرتو باریک از انرژی صوتی است که در برخی کاربردها، به عنوان مثال، تصویربرداری یا آزمایش‌های غیرمخرب استفاده می‌شود. لوب‌های جانبی نشان دهنده انرژی از دست رفته از پرتو اصلی است که البته نامطلوب است. اگر لوب‌های جانبی به اندازه کافی بزرگ باشند، می‌توانند با اطلاعات به دست آمده از پرتو اصلی تداخل داشته باشند که این نیز ناخواسته است. از این‌رو، بخش مهمی از طراحی تابشگرهای صوتی شامل کاهش لوب‌های جانبی است. یک راه جایگزین و کارآمدتر برای ارائه لوب‌های جانبی، استفاده از نمودارهای قطبی، همانطور که در شکل‌های (۳.۶) و (۴.۶) نشان داده شده است، برای چندین فرکانس

<sup>۴</sup>Directivity Function (DF)

<sup>۵</sup>Principle Lobe

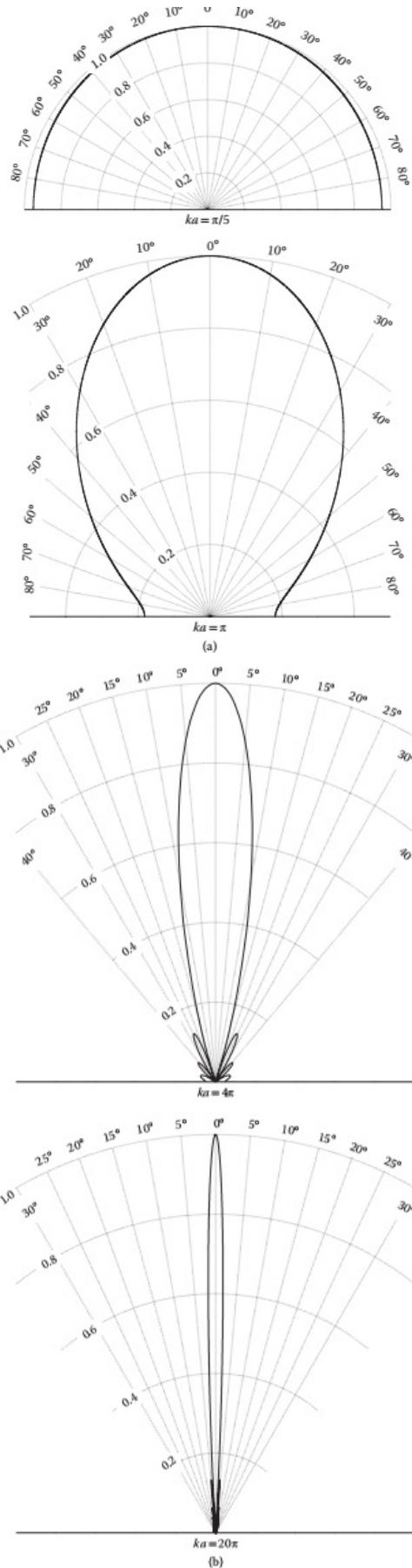


شکل ۲.۶: تابع توجیهی  $jincx$  برای تابشگر دایره‌ای. (الف) فشار، (ب) شدت.

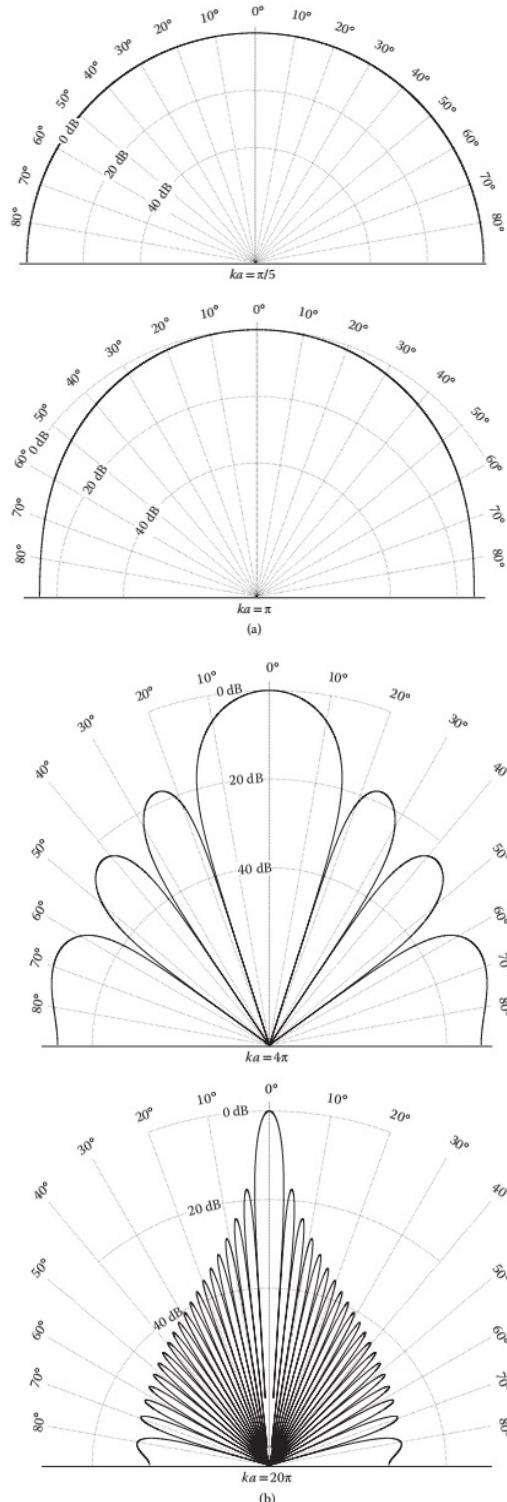
مختلف با استفاده از مقیاس‌های دسیبل و خطی است. مشاهده می‌شود که برای  $1 \gg ka$  لوب‌های جانبی زیادی وجود دارد. با کاهش  $ka$ ، تعداد کاهش می‌یابد و برای  $ka \ll 1$  در واقع فقط لوب اصلی وجود دارد که برای آن  $1 \approx DF$  است. در این مورد، شدت محوری توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$I_{\circ} = \frac{\rho_{\circ} V_{\circ} k^{\gamma}}{8\pi r^2} v_{\circ}^{\gamma} A \quad (35.6)$$

که در آن  $A$  مساحت پیستون است. در اعمق ناحیه میدان دور  $I_{\circ} \propto 1/r^3$  که از نظر فیزیکی بقدر مناسب دور از تابشگر است، دومی مانند منبع نقطه‌ای بهنظر می‌رسد. این خلاف حالت محدود کننده قبلی است که در آن نقطه مشاهده نزدیک مبدل است. یک معیار کمی در پایان بخش آورده خواهد شد. همانطور که از نام آن پیداست، وضعیت بسیار شبیه پراش فرنل در اپتیک است.



شکل ۳.۶: نمودار قطبی (مقیاس خطی) برای تابشگرهای دایره‌ای با نسبت شعاع بر طول موج  $1/\sqrt{a}$  (بالا) و  $5/\sqrt{a}$  (پایین).



شکل ۴.۶: (الف) نمودارهای قطبی (مقیاس ورود به سیستم) برای تابشگرهای دایره‌ای با نسبت شعاع بر طول موج (بالا)  $1/5$  و  $1$ ٪ (پایین). (ب) نمودارهای قطبی (مقیاس ورود) برای تابشگرهای دایره‌ای با نسبت شعاع بر طول موج (بالا)  $2$  و (پایین)  $20$ ٪.

جواب‌های تحلیلی فقط در محور، جایی که  $r' = (r^2 + \sigma^2)^{1/2}$  وجود دارد. بنابراین، از معادله (۲۸.۶)

$$dp = \frac{j\rho_0 V_0 k}{2\pi} v_0 e^{j\omega t} \left( \frac{e^{-jk\sqrt{r^2 + \sigma^2}}}{\sqrt{r^2 + \sigma^2}} \right) dA \quad (36.6)$$

بعداز انتگرال‌گیری

$$p = \rho_0 V_0 v_0 e^{j\omega t} \left( e^{jk\sqrt{r^2 + \sigma^2}} - e^{-jk\sigma^2} \right) dA$$

با بخش حقیقی

$$p = \rho_0 V_0 v_0 a^2 \left[ 2 - 2 \cos k \left( \sqrt{r^2 + \sigma^2} - z \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (37.6)$$

شرط بیشینه یا کمینه با عبارت کسینوس داده می‌شود و به‌این صورت است که

$$z = \frac{4r^2 - n^2 \lambda^2}{4n\lambda} \quad (38.6)$$

که در آن

$n = 1, 3, 5, 7, \dots$  برای بیشینه

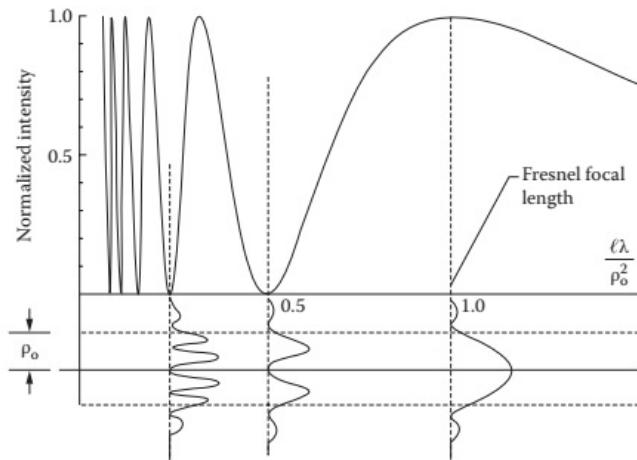
$n = 2, 4, 6, 8, \dots$  برای کمینه

بیشینه نهایی در  $z_F = a^2/\lambda$  است و به‌آن فاصله فرنل می‌گویند. بنابراین میدان نزدیک با  $z < z_F$  و میدان دور با  $z > z_F$  مطابقت دارد. همانطور که در شکل (۵.۶) نشان داده شده است، منطقه میدان نزدیک با بیشینه و کمینه تداخل سریع مشخص می‌شود. این امر از نظر فیزیکی منطقی است زیرا در نزدیکی مبدل یک جابجایی کوچک در امتداد محور منجر به یک تغییر نسبتاً بزرگ در فاز موجک می‌شود که از یک عنصر سطحی معین می‌آید. این در میدان دور که جابجایی فاز برای همه عناصر تدریجی و یکنواخت است و مبدل بیشتر و بیشتر به عنوان یک منبع نقطه مانند عمل می‌کند، صادق نیست.

در نهایت، تغییر فشار آکوستیک در صفحه عرضی نیز در شکل (۵.۶) ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که پرتو تا فاصله فرنل به خوبی هماهنگ می‌شود، اگرچه تغییرات شدت قابل توجهی در سراسر بخش پرتو وجود دارد. فراتر از فاصله فرنل، در میدان دور، پرتو، همانطور که انتظار می‌رفت، به دلیل افزایش رفتار منبع مانند نقطه عریض می‌شود.

## ۲.۶ پراکندگی

پراکندگی امواج صوتی توسط مواد از انواع مختلف، مانند بسیاری از شاخه‌های فیزیک، موضوعی بسیار پیشرفته و از نظر ریاضی بسیار پیچیده است. مانند سایر زمینه‌ها، ارائه نتایج اصلی برای مواردی که طول موج یا بسیار بیشتر یا بسیار کمتر از ابعاد مشخصه مانع است، نسبتاً آسان است. وقتی طول موج در حد این بعد باشد، مشکل بسیار دشوارتر و



شکل ۵.۶: توزیع شدت محوری که توسط یک مبدل دایره‌ای با شعاع  $a$  به عنوان تابعی از فاصله  $\frac{r}{P_0}$  از مبدل تولید می‌شود. توزیع شدت عرضی تقریبی در زیر آن رسم شده است.

اغلب غیرقابل حل می‌شود. در این شرایط به مروری بر پراکندگی توسط چند جسم ساده بسته می‌کنیم.

در اصل، مانند مورد تابش، میدان صوتی پراکنده را می‌توان از اصل هویگنس تعیین کرد و امواج ساطع شده از منابع ثانویه را بر سطح جسم پراکنده، با در نظر گرفتن دامنه و فازهای نسبی آنها، اضافه کرد. برای بدنه‌ای با اندازه و شکل دلخواه، این مشکل به طور کلی غیر قابل حل است. برای پراکندگی توسط اجسام ساده، دو رویکرد برای توصیف پراکندگی استفاده خواهد شد: نمودار قطبی و شدت پراکندگی کل به صورت تابعی از فرکانس. نمودار قطبی بسیار مفید است زیرا یک سرخ بصری فوری از شدت صدای پراکنده در یک جهت معین می‌دهد. شدت پراکندگی کل به صورت تابعی از  $ka$  نشان داده می‌شود که در آن  $k$  عدد موج و  $a$  بعد مشخصه مرکز پراکندگی است. این نمودار برای شناسایی رژیم‌های پراکندگی مختلف که در بالا ذکر شد مفید است. دو مثال اصلی که باید مورد بحث قرار گیرند، استوانه و کره هستند.

## ۱.۲.۶ استوانه

فرض کنید یک موج صفحه‌ای بر روی یک استوانه صلب به شعاع  $a$  در جهت عمود بر محور سیلندر وارد می‌شود. در محدوده اپتیک هندسی  $1 \gg ka$ ، استوانه به عنوان یک مانع هندسی در جهت عقب پراکنده می‌شود و به صورت تداخلی بین موج تابشی و موج پراکنده رو به جلو پراکنده می‌شود تا یک سایه هندسی کاملاً مشخص ایجاد کند. این محدودیت در اپتیک نسبت به آکوستیک به دلیل مقیاس‌های طولی رایج است، اگرچه در مخزن غوطه‌وری فراصوت به راحتی قابل دستیابی است.

حد  $1 \geq ka$  نیاز به محاسبه دقیق دارد که توسط مورس<sup>۶</sup> [۱] انجام شده است. مراحل

<sup>۶</sup>Morse

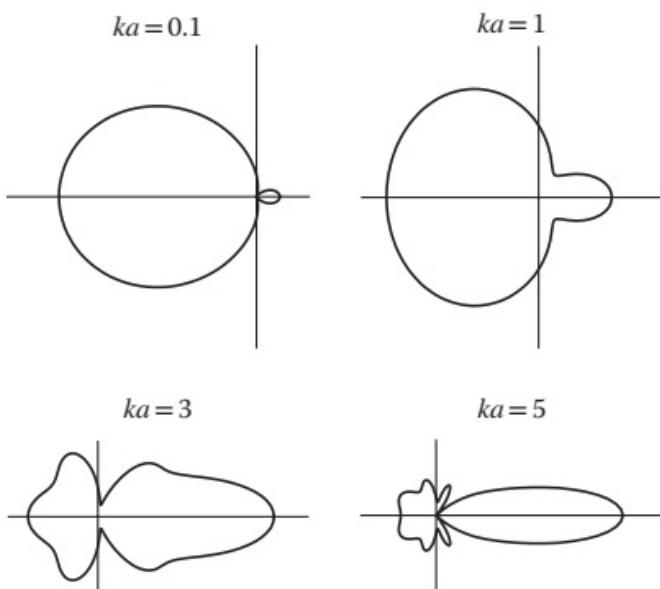
اصلی محاسبه به شرح زیر است:

۱. بیان فشار صفحه‌ای موج تابشی  $(p, \dot{u}_{pr})$  در مختصات استوانه‌ای.
۲. تشریح موج خارج شونده  $(p, \dot{u}_{sr})$  بر حسب همان پارامترها (دامنه و فاز) در مطالب بخش اول بالا.

$$r = a \quad \text{در} \quad \dot{u}_{pr} + \dot{u}_{sr} \equiv 0 \quad \text{برای اراضع}$$

۳. محاسبه دامنه و فاز مراحل ۱ و ۲ برای اراضع
۴. محاسبه شدت پراکندگی به صورت تابعی از زاویه،  $\beta a$  از جواب‌های مرحله ۳.

برای طول موج‌های به اندازه کافی کوتاه، حدود نیمی از شدت در جهت رو به جلو پراکنده می‌شود و بقیه تقریباً به طور یکنواخت در زاویه حجمی باقی مانده پراکنده می‌شود. این باعث ایجاد یک نمودار قطبی از نوع کاردیوئید (قلب شکل)<sup>۶.۶</sup> می‌شود: همانطور که در شکل (۶.۶) نشان داده شده است، با کاهش طول موج، در جهت رو به جلو بیشتر و بیشتر هدایت می‌شود. شدت پراکندگی کل را نیز می‌توان به صورت تابعی از  $ka$  محاسبه کرد. برای  $1 \ll ka \ll 1$  شدت پراکنده به سرعت افزایش می‌یابد تا برای  $1 \gg ka$  اشباع شود.



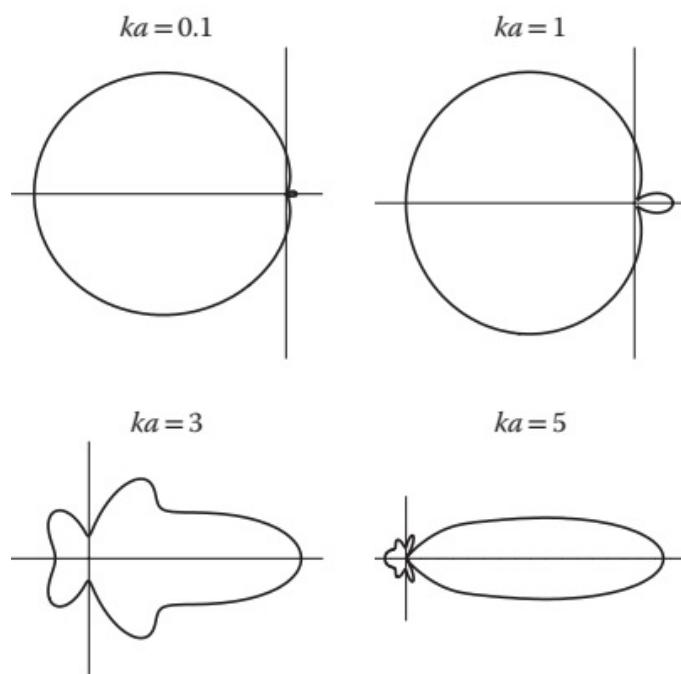
شکل ۶.۶: نمودارهای قطبی (مقیاس خطی) برای تابش پراکندگی در عدد موج  $k$  از یک استوانه سلب به شعاع  $a$  به ترتیب برای  $ka = 0.1, 1, 3, 5$ .

## ۲.۲.۶ کره

محاسبه از همان خطوطی که برای استوانه است پیروی می‌کند. نمودارهای قطبی مربوطه در شکل (۷.۶) و تغییرات شدت پراکندگی نسبت به  $ka$  در شکل (۸.۶) نشان داده شده

<sup>۶.۶</sup>Cardiod

است. شدت پراکندگی کل به صورت تابعی از  $ka$  مورد بحث قرار خواهد گرفت. این منحنی را می‌توان به سه ناحیه تقسیم کرد. برای  $1 \ll ka$ ، منحنی به طور مجانبی به رابطه کلاسیک ریلی<sup>۴</sup>  $IS \sim 1/\lambda^4$  است، همانطور که باید در حد طول موج بلند باشد. در مقابل، محدودیت طول موج کوتاه،  $1 \gg ka$  است و شدت بازتابش اشباع می‌شود. در رژیم میانی، رفتار به دلیل تحریک امواج خزنه‌یا امواج مرز مشترک که در اطراف سطح منحنی مانع تقریباً سرعت صدای طولی در مایع حرکت می‌کنند، ماهیت تناوبی دارد.

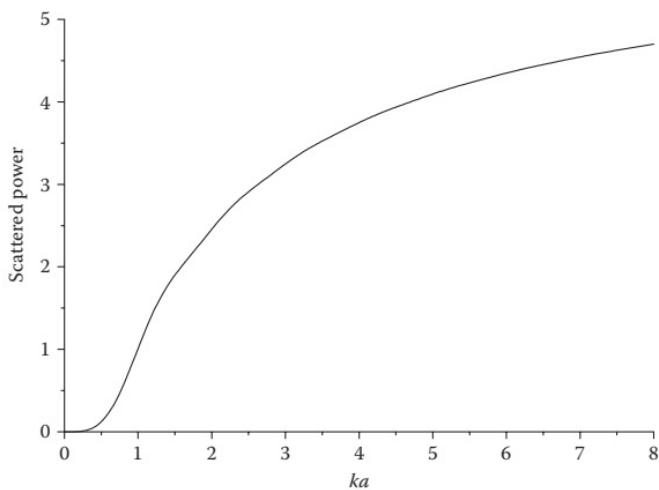


شکل ۷.۶: نمودارهای قطبی (مقیاس خطی) برای تابش پراکندگی در عدد موج  $k$  از یک کره صلب به شعاع  $a$  به ترتیب برای  $ka = 0.1, 1, 3$  و  $5$ .

اصطلاح پراکندگی سطح مقطع  $\sigma$  معمولاً برای توصیف مسائل پراکندگی استفاده می‌شود؛ آن به صورت کل توان پراکنده شده تقسیم بر شدت موج تابشی تعریف می‌شود و سطح ظاهری را نشان می‌دهد که موج را مسدود می‌کند.  $\sigma$  پارامتر مناسبی برای مقایسه قدرت پراکندگی اشکال مختلف هدف فراهم می‌آورد. به عنوان مثال، برای یک کره با شعاع  $a$  برابر  $(ka^4)(\pi a^2)^\frac{1}{2}$  است، که همان طوری که مشاهده می‌شود این فرم قانون پراکندگی رایلی را نیز در بر می‌گیرد.

<sup>۴</sup>Rayleigh formula

<sup>۹</sup>Specular



شکل ۸.۶: قدرت پراکندگی یک کره به شعاع  $a$  به صورت تابعی از  $ka$ .

## ۳.۶ امواج آکوستیکی کانونی

چندین سطح بحث برای امواج صوتی کانونی وجود دارد. ساده‌ترین، سطح ۱، استفاده از اپتیک هندسی یا نظریه پرتو<sup>۱۰</sup> است. برای اینکه تابشگر آکوستیک مقعر کروی کانونی در این بخش در نظر گرفته شود، سطح ۱ بلاfaciale بهما می‌گوید که انرژی صوتی در مرکز اینجا متمرکز شده است. سطح ۲ پراش را در نظر می‌گیرد، دقیقاً به همان روشهایی که در قسمت‌های قبلی این فصل برای تابشگرهای دایره‌ای صفحه انجام شده است. این سطح نشان می‌دهد که نقطه کانونی یک نقطه بینهایت کوچک نیست بلکه به ترتیب مرتبه طول موج گستردگی شده است. این منجر به مفهوم تابع گسترش نقطه<sup>۱۱</sup> ووضوح جانبی<sup>۱۲</sup> می‌شود. سطح سوم پیچیدگی تشخیص می‌دهد که از آنجایی که شدت آکوستیک در نزدیکی کانون بسیار زیاد است، باید اثرات غیرخطی را در نظر گرفت. اثر اصلی در اینجا تولید هارمونیک‌های فرکانس کاری در ناحیه کانونی است.

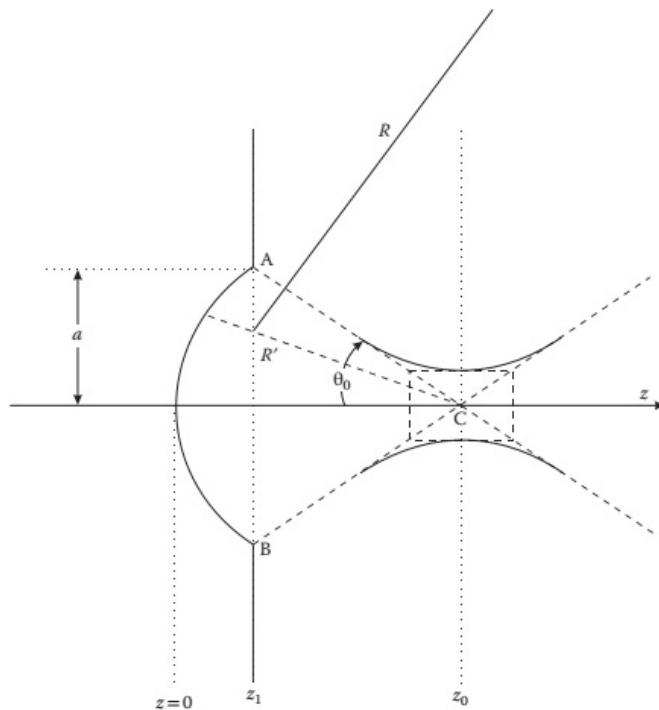
این کتاب محدود به سیستم‌های خطی است، بنابراین سطح ۳ در اینجا مورد بررسی قرار نخواهد گرفت، اگرچه اثرات غیرخطی در کانونی کردن به صورت کیفی در فصل هفدهم مورد بحث قرار خواهد گرفت. به همین ترتیب، توضیح کامل ریاضی سطح ۲ خارج از محدوده کتاب است، و در هر صورت در جای دیگری به طور مفصل توسط کینو<sup>۱۳</sup> [۲] ارائه شده است، برای مثال، رویکرد کلی آن در اینجا دنبال و خلاصه می‌شود. با توجه به این موضوع، ما عمدتاً یک گزارش توصیفی از پرتوهای کانونی تا عمقی ارائه می‌دهیم که برای ارائه توصیف دقیقی از عدسی‌های صوتی کافی است.

<sup>۱۰</sup> Ray Theory

<sup>۱۱</sup> Point Spread Function

<sup>۱۲</sup> Lateral Resolution

<sup>۱۳</sup> Kino



شکل ۹.۶: فوکوس توسط تابشگر کروی. ناحیه استوانه‌ای نقطه‌دار اطراف  $C$  وضوح فضایی و عمق میدان را نشان می‌دهد.

ریلی اولین عملیات دقیق منبع پیستونی دایره‌ای را که قبلاً توضیح داده شد ارائه کرد، و این نتایج اولین تقریب خوبی را برای تابشگرهای دایره‌ای ارائه می‌دهند، بهویژه زمانی که شعاع انحنای بسیار بیشتر از طول موج باشد. بحث‌های اولیه توسط ویلیامز<sup>۱۴</sup> [۲] و اونیل<sup>۱۵</sup> [۴] ارائه شد. لوکاس و مویر<sup>۱۶</sup> [۵] انتگرال سطح تابشگر را به یک انتگرال واحد کاهش دادند و نشان دادند که در تقریب فرنل، شرایط مرزی روی سطح منحنی می‌تواند به صفحه بافل تبدیل شود. اخیراً، یک راه حل عددی همگرا مطابق با تمام موارد محدود کننده توسط چن<sup>۱۷</sup> [۶] و همکاران ارائه شده است.

به دنبال کار کینو<sup>۱۸</sup> [۲]، تابشگر کروی کانونی نشان داده شده در شکل (۹.۶) را در نظر می‌گیریم. با استفاده از نتایج لوکاس و مویر می‌توان عنصر مسطح  $AB$  را با در نظر گرفتن اختلاف فاز بین یک نقطه از سطح تابشگر کروی و نقطه متناظر آن روی عنصر  $AB$  با استفاده از تئوری پرتو به صورت یک منبع موثر در نظر گرفت. کینو نشان می‌دهد که این

<sup>۱۴</sup>Williams

<sup>۱۵</sup>O'Neil

<sup>۱۶</sup>Lucas and Muir

<sup>۱۷</sup>Chen

به بیان زیر برای پتانسیل جابجایی در تقریب فرنل با  $z \ll a$  منجر می‌شود:

$$\phi(r, z, \psi) = \frac{u_0}{2\pi} \iint \frac{e^{-jk(R+R_1)} \cos^2 \theta}{R \cos \theta} r dr d\psi \quad (39.6)$$

که در آن  $u_0$  دامنه جابجایی شعاعی است. انتگرال‌گیری روی زاویه ازیموتال (سمت) میدهد؛

$$\phi(r, z, \circ) = -e^{jk(z+r^\gamma/\lambda z)} \frac{u_0}{z} \int_0^a J_0 \left( \frac{krr'}{z} \right) e^{\frac{-jk r'^\gamma}{\lambda} (\frac{1}{z} - \frac{1}{z_0})} \quad (40.6)$$

که در آن  $J_0(x)$  تابع بسل نوع اول مرتبه صفر است. از این نتیجه می‌توان برای تعیین جابجایی در کانون  $z_0$  استفاده کرد

$$u_z(\circ, z_0) \sim \frac{j\pi a^\gamma}{\lambda z_0} e^{-jkz_0} u_0 \quad (41.6)$$

برای  $1 \gg k z_0$  و بنابراین شدت پرتو در کانون در مقایسه با مبدل خواهد بود.

$$\frac{I(\circ, z_0)}{I(\circ)} = \left( \frac{\pi a^\gamma}{z_0 \lambda} \right)^2 = \left( \frac{\pi}{S} \right)^2 \quad (42.6)$$

که در آن  $S = z_0 \lambda / a^\gamma$  پارامتر فرنل است. از این رو عدسی به‌طور معمول در رژیم  $\pi < S < z_0 \lambda / a^\gamma$  عمل می‌کند.

وضوح جانبی را می‌توان با محاسبه شدت خارج از محور در  $z_0$  تعیین کرد. معادله (40.6) نتیجه می‌دهد

$$\frac{I(\circ, z_0)}{I(\circ)} = \left( \frac{\pi a^\gamma}{z_0 \lambda} \right)^2 jinc^2 \left( \frac{ra}{\lambda z_0} \right) \quad (43.6)$$

نتیجه اصلی در اینجا این است که شدت جانبی به صورت  $\left( \frac{ra}{\lambda z_0} \right)^2 jinc^2$  تغییر می‌کند، که همان نتیجه برای یک پیستون دایره‌ای دور از منبع است.

معادله (40.6) و نتیجه مستقیم آن، معادله (43.6)، منجر به معیارهای کمی برای وضوح (قابلیت تفکیک) <sup>۱۸</sup> می‌شود.

### ۱. وضوح مکانی

با استفاده از معیار وضوح ریلی مانند اپتیک، وضوح مکانی <sup>۱۹</sup> با موقعیت صفر اول تابع  $jinc^2 x$  به دست می‌آید.

$$r_0 = \frac{0.61\lambda}{NA} \quad (44.6)$$

<sup>۱۸</sup>Resolution

<sup>۱۹</sup>Spatial Resolution

که در آن  $NA = \sin \theta$ <sup>۲۰</sup> روزنہ عددی<sup>۲۱</sup> است. روزنہ نسبی<sup>۲۱</sup> یا عدد  $F$  عدسی با استفاده از رابطه زیر بدست می‌آید؛

$$F = \frac{z}{2a} \quad (45.6)$$

## ۲. گلبرگ‌های کناری

همانطور که قبلاً دیده شد، لوب‌های جانبی در الگوهای تابش برای مبدل‌های صفحه‌ای مهم هستند. بهمین ترتیب برای مبدل‌های کانونی باید تا آنجا که ممکن است کاهش یابد تا تشخیص سیگنال بهبود یابد. اولین لوب جانبی برای تابشگر کروی در اولین ماکزیمم ثانویه تابع  $x^{jinc} = 5/136$  در  $kra/z = 5/136$  رخ می‌دهد. دامنه آن  $17.6$  دسی‌بل پایین‌تر از لوب اصلی است.

## ۳. عمق کانون

تغییر محوری شدت را می‌توان از رابطه<sup>(۳۷.۳)</sup> تعیین کرد و با یک معیار مناسب می‌توان از آن برای تعیین عمق کانون<sup>۲۲</sup> استفاده کرد. ساده‌ترین راه برای انجام این کار، همانطور که در شکل<sup>(۸.۶)</sup> نشان داده شده، نشان دادن یک استوانه در ناحیه کانونی است. از معادله<sup>(۴۴.۶)</sup>، این یک عمق کانونی در امتداد محور  $z$  به ما می‌دهد.

$$d_z = 1/22\lambda \left( \frac{z}{a} \right)^2 \quad (46.6)$$

## ۴. تغییر فاز $\pi$ در کانون

بورن و ولف<sup>[۲۳]</sup> با جزئیات بسیار نشان داده‌اند که در کانون سیستم‌های کانونی سه بعدی، تغییر فاز  $\pi$  وجود دارد. این نتیجه نیز مستقیماً از معادله<sup>(۴۰.۶)</sup> حاصل می‌شود. بحث جالبی در این مورد در رویر و دیولزان<sup>[۲۴]</sup> ارائه شده است. تصویر فیزیکی ساده به‌شرح زیر است. یک جبهه موج کروی همگرا در کانون به نقطه‌ای می‌رسد و سپس به‌صورت یک جبهه کروی واگرا از کانون خارج می‌شود. این مربوط به انعکاس با توجه به‌مبدأ (چرخش توسط  $\pi$ )، که مربوط به تغییر فاز  $\pi$  است.

## ۴.۶ فشار تشعشع

مانند همه اشکال تابش، یک پرتو انرژی صوتی بر جسمی که در مسیر خود قرار دارد، نیرو یا فشار تشعشعی وارد می‌کند. این پدیده در اندازه‌گیری میدان صوتی و در کالیبراسیون ابزارهای صوتی مانند هیدروفون‌ها اهمیت دارد. اثر واقعی در آزمایشگاه یا در شرایط مزرعه می‌تواند بسیار پیچیده باشد و به‌پیکربندی خاص سیستم مورد مطالعه بستگی

<sup>۲۰</sup>Numerical Aperture (NA)

<sup>۲۱</sup>Relative Aperture

<sup>۲۲</sup>Depth of focus

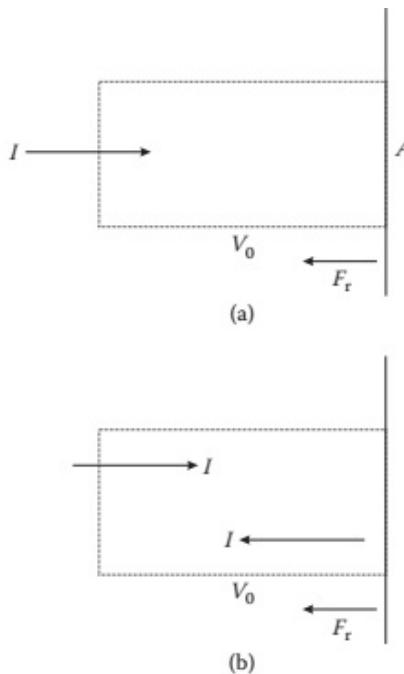
<sup>۲۳</sup>Born and Wolf

<sup>۲۴</sup>Royer and Dieulesaint

دارد. در آنچه در ادامه می‌آید، یک درمان ساده از یک مورد ایده‌آل ارائه می‌کنیم تا اصول اولیه مربوطه را آشکار کنیم. یک گزارش تاریخی و آموزشی خوب توسط تور<sup>۲۵</sup>[۹] ارائه شده است.

حالت شکل (۱۰.۶) را برای یک هدف کاملاً جذب کننده در نظر بگیرید. ساختار استاندارد برای شار انرژی نشان داده شده است. در طول زمان  $\Delta t$ ، انرژی موجود در یک استوانه به طول  $V \cdot \Delta t$  به دیوار می‌رسد و جذب می‌شود. برای شدت آکوستیک  $I$ ، انرژی جذب شده در طول زمان  $\Delta t$  برابر  $I A \Delta t$  است. دیوار نیرویی در مقابل موج وارد می‌کند و در طول زمان  $\Delta t$  کار برابر با  $F V \cdot \Delta t$  انجام می‌دهد که باید برابر با انرژی جذب شده باشد. با معادل سازی این دو کمیت و تشخیص این که بر اساس قانون سوم نیوتون، موج نیرویی برابر و مخالف بر دیوار  $F = p_r A$  وارد می‌کند، فشار تشعشع را پیدا می‌کنیم.

$$p_r = \frac{I}{V} \quad \text{جذب} \quad (۴۷.۶)$$



شکل ۱۰.۶: هندسه برای فشار تابش صوتی. (الف) جاذب کامل. (ب) بازتابنده کامل.

در مورد یک بازتابنده کامل، وضعیت مشابه فشار اعمال شده توسط یک گاز کامل بر روی دیوارهای ظرف است. در این حالت، محاسبه معمولاً با قرار دادن ضربه  $F \Delta t$  برابر با تغییر تکانه ذرات داخل استوانه شکل (۱۰.۶) انجام می‌شود. در مورد جذب، تکانهای که باید جذب شود صرفاً همان اندازه موج تابشی است که در بالا محاسبه شد. با این حال،

<sup>۲۵</sup>Torr

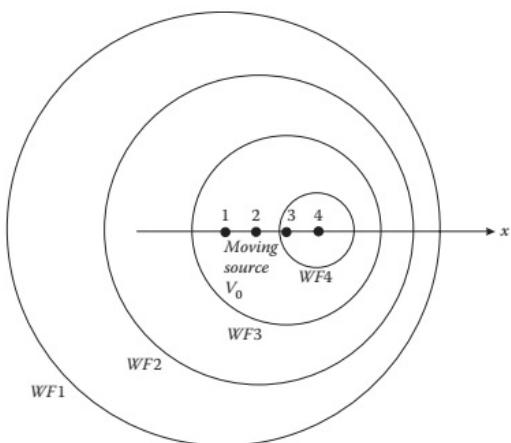
برای بازتابنده، جهت تکانه معکوس می‌شود، بهطوری که ضربه، یا فشار تشعشع، اکنون با دو برابر مدول تکانه موج تابشی تعیین می‌شود. بدین ترتیب،

$$p_r = \frac{2I}{V_0} \quad \text{بازتاب} \quad (48.6)$$

بهطور کلی، بهدلیل جذب جزئی، ایجاد حالت‌های صوتی مختلف در هدف، انتقال جزئی در اهداف مرکب و غیره، فشار تابش واقعی چیزی بین این دو حالت محدود کننده خواهد بود.

## ۵.۶ اثر داپلر

یک تجلی کلاسیک از اثر داپلر این است که هر کودکی که در حال تماشای قطار در حال عبور است، ناخودآگاه آن را تجربه می‌کند. در اینجا، ناظر ثابت (کودک) یک افزایش ظاهری فرکانس توسط جسم متوجه (قطار) را هنگام نزدیک شدن می‌شنود، بهدلیل آن با عبور قطار کاهش می‌یابد و سپس دور می‌شود. این تغییر فرکانس داپلر در فراصوت، بهویژه برای ابزار دقیق برای جریان سنج، کاربردهای پزشکی و اقیانوس شناسی مهم است. در این مثال‌ها، هر یک یا همه منبع، محیط، یا گیرنده ممکن است در حال حرکت باشند. منشأ فیزیکی اثر داپلر در تغییر طول موج ظاهری نهفته است. برای مثال منبع متوجه در نظر گرفته شده در بالا، همانطور که در شکل (۱۱.۶) نشان داده شده است، وقتی منبع متوجه در هنگام حرکت امواج کروی ساطع می‌کند، جبهه‌های موج در جلوی منبع بهم فشرده می‌شوند. تغییرات موثر متناظر در طول موج منجر به تغییرات فرکانس مشاهده شده توسط ناظر ثابت می‌شود.



شکل ۱۱.۶: ازدحام جبهه‌های موج در مقابل یک منبع متوجه که منجر به تغییر داپلر می‌شود. وضعیت در چهار موقعیت منبع مجزا نشان داده شده است.

تخمین کمی<sup>۲۶</sup> از اثر داپلر را می‌توان به صورت زیر ارائه کرد. اولین حرکت در امتداد محور را برای منبع متحرك ( $V_S$ ) و گیرنده ( $V_R$ ) در محیطی با سرعت صوت  $V_0$  با انتشار توسط منبع یک سیگنال ثابت در فرکانس  $f_S$ ، در نظر می‌گیریم. به دلیل فشرده شدن جبهه‌های موج در مقابل منبع، جبهه موج کوتاه می‌شود.

$$\lambda_a = \frac{(V_0 - V_S)}{f_S} \quad (49.6)$$

اگر گیرنده در حال دور شدن از منبع باشد، فرکانس  $f_R$  را تشخیص می‌دهد

$$f_R = \frac{(V_0 - V_R)}{\lambda_a} \quad (50.6)$$

در نهایت می‌دهد؛

$$f_R = f_S \frac{(V_0 - V_R)}{(V_0 - V_S)} \quad (51.6)$$

به روشهای مشابه می‌توان نشان داد که برای یک منبع و گیرنده ثابت که فرکانس  $f_S$  را به سمت هدف با سرعت  $V_T$  تابش می‌کند.

$$f_R = f_S \frac{(V_0 - V_T)}{(V_0 + V_T)} \quad (52.6)$$

نمایش کامل‌تر و دقیق‌تر از تغییر داپلر در ادبیات، به عنوان مثال، بوسیله پیرس<sup>۲۷</sup> [۱۰] ارائه شده است.

در اینجا به برخی از کاربردهای شیفت داپلر اشاره خواهد شد. روش‌های داپلر برای دبی سنج‌های صنعتی برای مایعات و گازها متعدد است و در فصل شانزدهم به آنها اشاره شده است. کاربردهای پژوهشی متعدد هستند زیرا این تکنیک عالی برای نظارت بر حرکت در داخل یک جسم مات است. جریان خون، از جمله جریان خون جنین، یک کاربرد آشکار است. سایر موارد شامل حرکت اجزای آلی داخلی (به عنوان مثال، دریچه‌های قلب) و نظارت بر شریان‌ها از نظر شدت تصلب شرایین است.

ابزار دقیق اقیانوس شناسی از داپلر استفاده گسترده‌ای می‌کند، به عنوان مثال، برای مطالعه دینامیک لایه اقیانوس با استفاده از حباب‌ها، پلانکتون‌ها و ریزه‌ها به عنوان مراکز پراکندگی سونار داپلر است. نظارت بر حرکت سطح دریا و کمک ناوبری از دیگر کاربردها است. در دنیای غیرفرضی، رادار داپلر نیز یک کاربرد مهم است.

## خلاصه

- منبع ای آکوستیک نقطه‌ای باعث ایجاد امواج کروی شده که از نقطه مورد نظر منحرف می‌شوند. دامنه فشار موج صوتی با  $1/r$  متغیر است.

<sup>۲۶</sup>Quantitative Estimate

<sup>۲۷</sup>Pierce

- منبع پیستون صفحه‌ای فرض می‌شود که منبع پیستون صفحه‌ای به‌طور یکنواخت در سرتاسر سطح خود تحریک شده و در یک بافل بینهایت محصور شده است به‌طوری که انرژی صوتی فقط در جهت جلو تابش می‌شود.
- فاصله فرنل از منبع پیستونی صفحه دایره‌ای با  $z_F = a^2/\lambda$  به‌دست می‌آید. موقعیت آخرین بیشینه شدت در امتداد محوری است که از صفحه مبدل خارج می‌شود.
- میدان نزدیک ناحیه‌ای است بین فاصله فرنل و صفحه مبدل. با تغییرات شدید در فاز و دامنه موج آکوستیک مشخص می‌شود.
- میدان دور منطقه‌ای دور از منبع و فراتر از فاصله فرنل است. دامنه با  $1/r$  تغییر می‌کند و هر چه موج از منبع دورتر می‌شویم، جبهه موج به‌یک موج مسطح نزدیک می‌شود.
- پراکندگی امواج صوتی را می‌توان اصولاً از اصل هویگنس<sup>۲۸</sup> محاسبه کرد. دامنه پراکندگی معمولاً با مقطع پراکندگی توصیف می‌شود که ناحیه ظاهری جسم پراکنده کننده را نشان می‌دهد.
- تابشگر آکوستیکی کانونی شده امواج صوتی ساطع شده را در مرکز انحنای تابشگر کروی کانونی می‌کند. شدت جانبی به صورت  $(ra/\lambda)^{jinc}$  تغییر کرده بطوری که وضوح فضایی را در نقطه کانونی تعیین می‌کند.
- فشار تشعشعی یک موج صوتی توسط معادله (۴۷.۶) برای یک هدف جذب کننده و معادله (۴۸.۶) برای یک هدف کاملاً بازتابنده داده شده است.
- اثر داپلر تغییر فرکانس مشاهده شده زمانی است که منبع، هدف یا گیرنده نسبت به یکدیگر در حال حرکت هستند. از این اثر می‌توان برای استنباط سرعت هدف استفاده کرد.

## پرسش‌ها

۱. نمودار فیزور جابجایی، سرعت ذرات و فشار را برای منبع نقطه‌ای معادله (۱۳.۶) رسم کنید.
۲. نمودار برداری مقاومت صوتی و راکتانس خاص مسئله قبلی را رسم کنید.
۳. نشان دهید که راکتانس صوتی خاص یک موج کروی حداکثر برای  $kr = 1$  است.
۴. میانگین سرعت جریان انرژی در یک سطح بسته که یک منبع نقطه‌ای را احاطه کرده است را محاسبه کنید.

<sup>۲۸</sup>Huygens principle

۵. برای یک مبدل با شعاع ۵ میلی متر، فاصله فرنل در آب را به صورت تابعی از فرکانس ۱ تا ۱۰۰۰ مگاهرتز محاسبه و آن را رسم کنید. این نتیجه را به خانوادهای از منحنی‌ها برای مایعات با سرعت صوتی کوچکتر و بزرگتر از آب بسط دهید.
۶. الگوهای تابش مبدل‌های شعاع ۱ و ۱۰ میلی متر را در آب در فرکانس‌های ۱ و ۲۰ مگاهرتز ترسیم کنید. تفاوت کیفی الگوهای تابش را توضیح دهید.
۷. اگر لوب‌های جانبی پرتو کانونی در مقایسه با پرتو اصلی ۳۰ دسی بل پایین و ۳ دسی بل پایین باشد، چه پیامدهایی برای تصویربرداری وجود دارد؟
۸. معادلات (۳۴.۵) و (۲۴.۶) را بهم مربوط سازید.
۹. فرمول فشار تابش را با استفاده از مفهوم تکانه موج و قانون دوم نیوتون محاسبه کنید.
۱۰. برای یک گیرنده ثابت در زاویه  $\theta$  نسبت به حرکت منبع، نشان دهید معادله (۵۱.۶) به رابطه زیر تبدیل می‌شود.

$$f_R = f_S \frac{1}{1 - \frac{V_S \cos \theta}{V_0}}$$



# كتاب نامه

- [1] Morse, P. M., *Vibration and Sound*, McGraw-Hill, New York, 1948.
- [2] Kino, G. S., *Acoustic Waves*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1987.
- [3] Williams, Jr., A. O., Acoustic intensity distribution from a “piston” source, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 17, 219, 1946.
- [4] O’Neil, H. T., Theory of focusing radiators, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21, 516, 1949.
- [5] Lucas, B. G. and Muir, T. G., The field of a focusing source, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 72, 1289, 1982.
- [6] Chen, X., Schwartz, K. Q., and Parker, K. J., Radiation pattern of a focused transducer: A numerically convergent solution, *J. Acoust. Soc. Am.*, 94, 2979, 1993.
- [7] Born, M. and Wolf, E., *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford, 1970.
- [8] Royer, D. and Dieulesaint, E., *Elastic Waves in Solids I*, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [9] Torr, G. R., The acoustic radiation force, *Am. J. Phys.*, 52, 402, 1984.
- [10] Pierce, A. D., *Acoustics*, McGraw-Hill, New York, 1981.



## فصل ۷

# بازتاب و انتقال امواج فرا صوت در فصل مشترک

### ۱.۷ مقدمه

انجام هر گونه عملیات با امواج فراصوت به معنای انتقال آنها از یک محیط به محیط دیگر است که در آن اندازه‌گیری یا تحریک انجام می‌شود. در موارد دیگر، هدف ممکن است حفظ یک موج در یک محیط معین و جلوگیری از تشعشع آن به محیط باشد. در هر صورت، درک خوب اصول بازتاب و انتقال امواج فراصوت ضروری است.

مسئله مشابه پدیده‌های الکترومغناطیسی و دیگر امواج است. فرآیند را می‌توان به چند مرحله ساده تقسیم کرد:

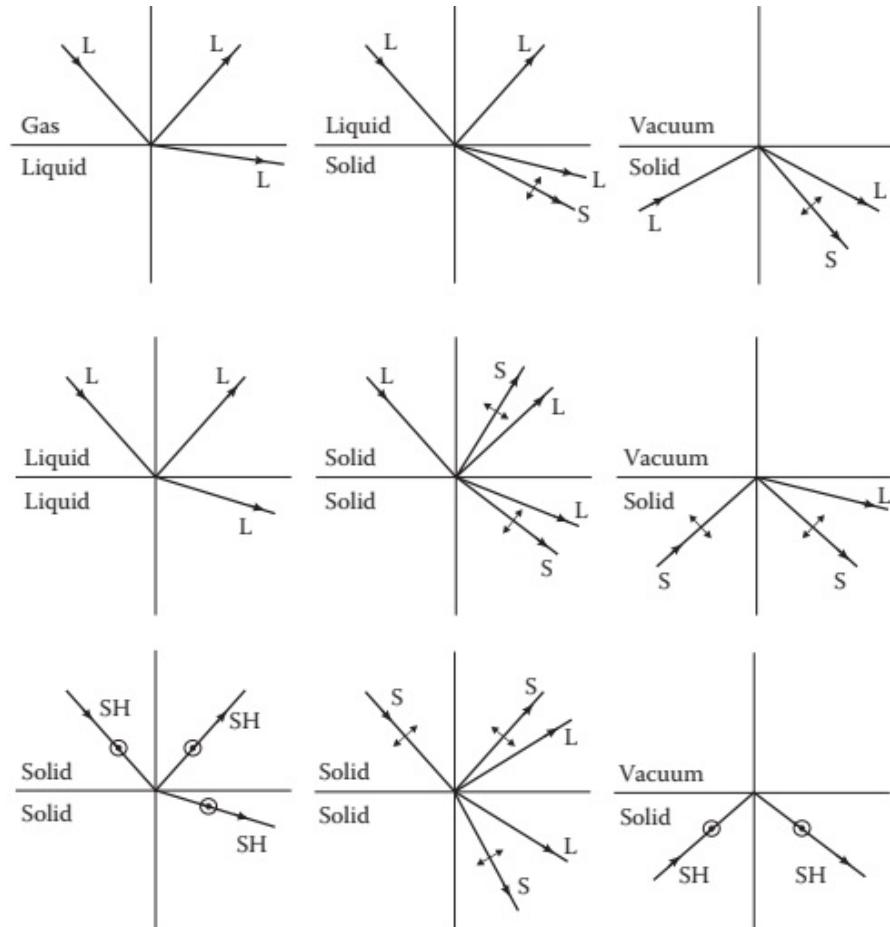
۱. یک نموداری از فرآیند ترسیم کرده و فصل مشترک و دستگاه مختصات مورد استفاده را بوضوح تعریف کنید.
۲. بردار موج تابشی (دامنه و زاویه تابش) را تعریف کرده و همه بردارهای موج بازتاب شده و ارسالی ممکن را شناسایی کنید.
۳. پتانسیل‌های سرعت (تغییر مکان) را برای هر محیط نوشته و از این رو سرعت (تغییر مکان) هر بردار موج را در مرحله ۲ به دست آورید. برای آنها، از جواب‌های استاندارد معادله موج حجمی استفاده کنید.
۴. شرایط مرزی مناسب را در مراتب اعمال کنید. به طور معمول، تعداد شرایط مرزی مورد نیاز برابر با تعداد جواب‌های به دست آمده است.
۵. جواب‌ها را در شرایط مرزی قرار دهید، بنابراین مجموعه‌ای از  $N$  معادله برای  $N$  دامنه که باید تعیین شوند بدست می‌آید.

## مبانی و کاربرد امواج فراصوت

۶. از این واقعیت استفاده کنید که این معادلات برای همه مقادیر مختصات  $x$  در امتداد فصل مشترک معتبر هستند، و اصل بقای تکانه موازی و در نتیجه قانون اسنل را فراهم می‌کند.

۷. مجموعه معادلات مرحله ۵ را حل کنید تا دامنه‌های مجھول بر حسب دامنه موج تابشی بهدست آورید.

تعدادی از موارد معمولی در شکل (۱.۷) بصورت قرارداد معمولی استفاده می‌شود نشان داده شده و در آن موج نابشی از محیط بالایی است. فهرست کامل نیست بهاین معنا که محیط تابش به طور دلخواه انتخاب شده است. به عنوان مثال، برای فصل مشترک جامد و مایع، تابش از مایع نشان داده شده است، اما موج تابشی ممکن است در جامد باشد به طوری که این مورد باید به طور جداگانه بررسی شود.



شکل ۱.۷: موارد معمول بازتاب و انتقال امواج صوتی در فصل مشترک بین جامدات، مایعات و گازها.

شرایط مرزی به آسانی به صورت ساده بیان می‌شوند، اما درک آنها برای طرح و حل

صحیح مسئله ضروری است. اساساً، آنها با شرایطی مطابقت دارند که باید برای به دست آوردن یک فصل مشترک کاملاً تعریف شده برای مسئله مورد نظر برآورده شوند. کلی ترین حالت فصل مشترک جامد و جامد است. برای اینکه این به خوبی تعریف شود، نباید هیچ تنش خالصی روی فصل مشترک یا جابجایی یک محیط نسبت به دیگری وجود داشته باشد. این منجر به شرایط مرزی پیوستگی مولفه های قائم و مماسی تنش و جابجایی می شود، یعنی چهار شرایط، مربوط به چهار دامنه ای که در شکل (۱.۷) نشان داده شده است. اگر این شرایط مرزی در یک زمان معین در همه جا در طول فصل مشترک برآورده شود، آنگاه می توان مسائل را مطرح و حل کرد. با این حال، اگر آنها همیشه به صورت محلی رعایت نشوند، فصل مشترک دیگر به خوبی تعریف نمی شود و نمی توان شرایط را به صورت معتبر برای همه مقادیر مختصات فصل مشترک  $x$  نوشت و بنابراین مسئله را نمی توان به طور مستقیم حل کرد. در واقع، اگر تغییر شکل فصل مشترک به وضوح مشخص نشده باشد، یا وابسته به زمان یا برگشت ناپذیر باشد، هیچ جوابی ممکن نیست. اگر تغییر شکل به خوبی تعریف و مستقل از زمان باشد، مسئله به یکی از NDE نقص های فصل مشترک تبدیل می شود، و در فصل پانزدهم مورد بحث قرار گرفت. در این فصل و فصل های بعدی، فقط فصل مشترک های کامل را در نظر می گیریم.

این فصل به شرح زیر سازماندهی شده است. در بخش ۷.۲، بازتاب و انتقال را در سرعت عادی برای فصل مشترک های مایع-مایع در نظر می گیریم. این به ما اجازه می دهد تا روی مفاهیم اساسی مانند عدم تطبیق صوتی، امواج ایستاده، و محیط های لایه ای در ساده ترین توصیف ریاضی و مهم ترین زمینه های کاربردی تمرکز کنیم. بخش های بعدی به تابش مایل برای چندین مورد مهم می پردازد:

۱. مایع-مایع، ساده ترین حالت انتقال بین دو محیط.

۲. مایع-جامد که در عمل برای حسگرهای NDE، میکروسکوپ صوتی و غیره بسیار مهم است. همچنین به یک مورد جالب برای زوایای بحرانی و از این رو به موضوع فصل هشتم، و امواج صوتی سطحی منجر می شود. در نهایت، ساختار کند کننده برای مسئله انعکاس یا انتقال اعمال می شود. این مزیت بزرگ ارائه یک نمایش ساده، دقیق و بصری از قانون اسلن است. پس از آن، بحث در مورد اساس موجبرهای صوتی خواهد بود.

۳. حالت جامد-جامد، مود SH، ساده ترین حالت برای انتقال بین دو جامد.

۴. خلاء جامد که نتایج آن برای موجبرهای صوتی مفید خواهد بود.

## ۲.۷ بازتاب و انتقال در تابش عمودی

این مورد را برای اهداف تشریحی انجام می دهیم تا اهمیت تطبیق امپدانس در چنین مسائل را مشاهده نماییم. این ساده ترین حالت است؛ ریاضیات آن ساده است و هیچ تبدیل مود وجود ندارد. اگر فقط مودهای طولی در نظر گرفته شود، می توان از آن برای فصل مشترک های مایع-مایع یا مایع-جامد استفاده کرد.

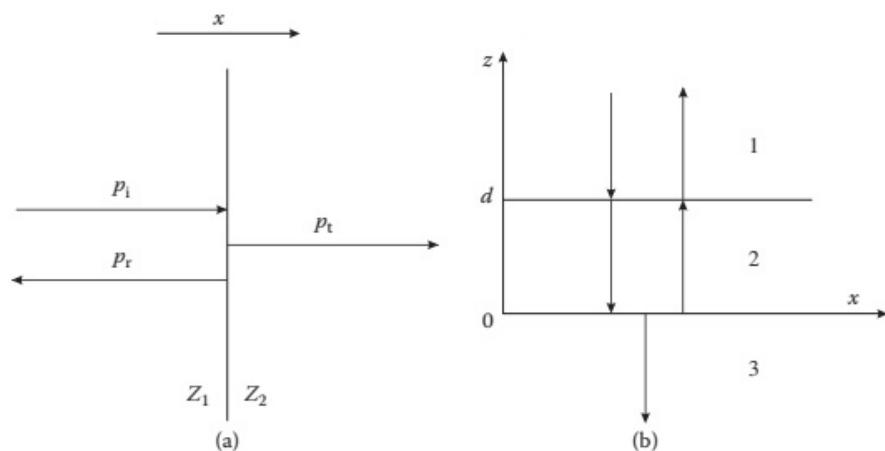
فصل مشترک مایع و مایع نشان داده شده در شکل (۲.۷)-الف را با یک موج فشار صفحه‌ای از سمت چپ در نظر بگیرید. بهدلیل تفاوت در خواص صوتی بین دو محیط، بازتاب و انتقال جزئی در فصل مشترک وجود دارد. سه موج را می‌توان به صورت زیر نمایش داد:

$$p_i = A \exp j(\omega t - k_1 x) \quad (1.7)$$

$$p_r = AR_p \exp j(\omega t + k_1 x) \quad (2.7)$$

$$p_t = AT_p \exp j(\omega t - k_2 x) \quad (3.7)$$

از آنجایی که دو محیط باید در یک فصل مشترک کامل در تماس نزدیک باشند، پیوستگی



شکل ۲.۷: پیکربندی برای بازتاب و انتقال در تابش عمودی برای (الف) فصل مشترک مسطح و (ب) لایه‌ای به ضخامت  $d$  بین دو محیط حجمی.

شرایط مرزی فشار و سرعت (تغییر مکان) در  $x = 0$  است. اگر این شرایط رعایت نمی‌شد، مرز به خوبی تعریف نمی‌شد. با استفاده از تعریف امپدانس آکوستیکی، نتیجه می‌شود که

$$R_p + 1 = T_p \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{Z_1} (1 - R_p) = \frac{T_p}{Z_2} \quad (5.7)$$

که در آن  $Z_1$  و  $Z_2$  امپدانس‌های مشخصه صوتی دو محیط هستند. معادلات (۴.۷) و (۵.۷) را می‌توان حل کرد تا برای ضرایب انتقال فشار و انعکاس به دست آید.

$$T_p = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (6.7)$$

$$R_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (7.7)$$

این نتایج ضریب بازتاب فشار ( $R_p \equiv p/p_{inc}$ ) و ضریب انتقال فشار ( $T_p \equiv p_{tr}/p_i$ ) را به دست می‌دهد. انتقال شدت صوتی و ضریب بازتاب از اهمیت زیادی برخوردار هستند. در تابش عمودی، اینها را می‌توان مستقیماً از تعریف شدت آکوستیک  $I \equiv p^2/2Z$  بدست آورد.

بنابراین،

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{Z_1}{Z_2} |T_p|^2 \quad (8.7)$$

$$\frac{I_r}{I_i} = |R_p|^2 \quad (9.7)$$

که از آن می‌توان اثبات کرد که قانون بقای انرژی رعایت شده است.

$$I_i = I_r + I_t \quad (10.7)$$

مفاهیم فیزیکی ساده زیادی در این نتیجه وجود دارد. اجازه دهید به محدوده مدول  $R_p$  و  $T_p$  نگاه کنیم. اگر  $Z_1 \equiv Z_2$  و  $T_p \equiv 1$  باشند. گوئی یک محیط یکنواخت وجود دارد، بنابراین هیچ بازنگاری وجود ندارد.

برای  $Z_1 \ll Z_2$  و  $R_p \approx 1$ . این یک مرز آزاد نامیده می‌شود، برای مثال، مربوط محیط ۱ = آب یا جامد، و محیط ۲ = هوا است. عدم تطبیق امپدانس آکوستیکی بسیار زیاد است به طوری که تقریباً تمام موج آکوستیک منعکس می‌شود. تغییر فاز  $\pi$  برای فشار در سطح مشترک وجود دارد.

شدت آکوستیکی ارسالی برای این مورد، بطوری که انتظار می‌رود، توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{Z_1}{Z_2} |T_p|^2 \ll 1$$

جالب است که به نتایج عددی برای فصل مشترک آب و هوا نگاه کنیم.  
برای هوا  $V_1 \sim 1500 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1}$ ,  $\rho_2 \sim 1/3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  و  $V_2 \sim 330 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1}$ ,  $\rho_1 \sim 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  بنابراین

$$R_p \sim -1 + 5/8 \times 10^{-4}$$

۹

$$T_p = 1 + R_p \approx 5/8 \times 10^{-4}$$

در نهایت

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1/5 \times 10^{-6}}{429} \times (5/8 \times 10^{-4})^2 = 1/1 \times 10^{-3}$$

برای حالت مخالف،  $Z_2 \gg Z_1$  فوراً خواهیم داشت  $\sim R_p \sim 1$  و  $T \sim 2$ . این حالت مربوط به مرز صلب است. شدت ارسالی  $I_t/I_i \sim 4(Z_1/Z_2)$  دوباره بسیار کم است، و همانطور که انتظار می‌رود عدم تطبیق صوتی دوباره بسیار زیاد است. از نظر عددی،

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{450 \times 10^6}{1/5} \times 4 \sim 1/1 \times 10^{-3}$$

واضح است که شدت ارسالی نسبت به محیط تابشی متقارن است، یعنی شدت ارسالی چه موج از هوا باشد و چه از آب، یکسان است. این در مورد فشار و سرعت ذرات صدق نمی‌کند. ملاحظات تقارن بعداً در بخش ۷.۳.۱ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

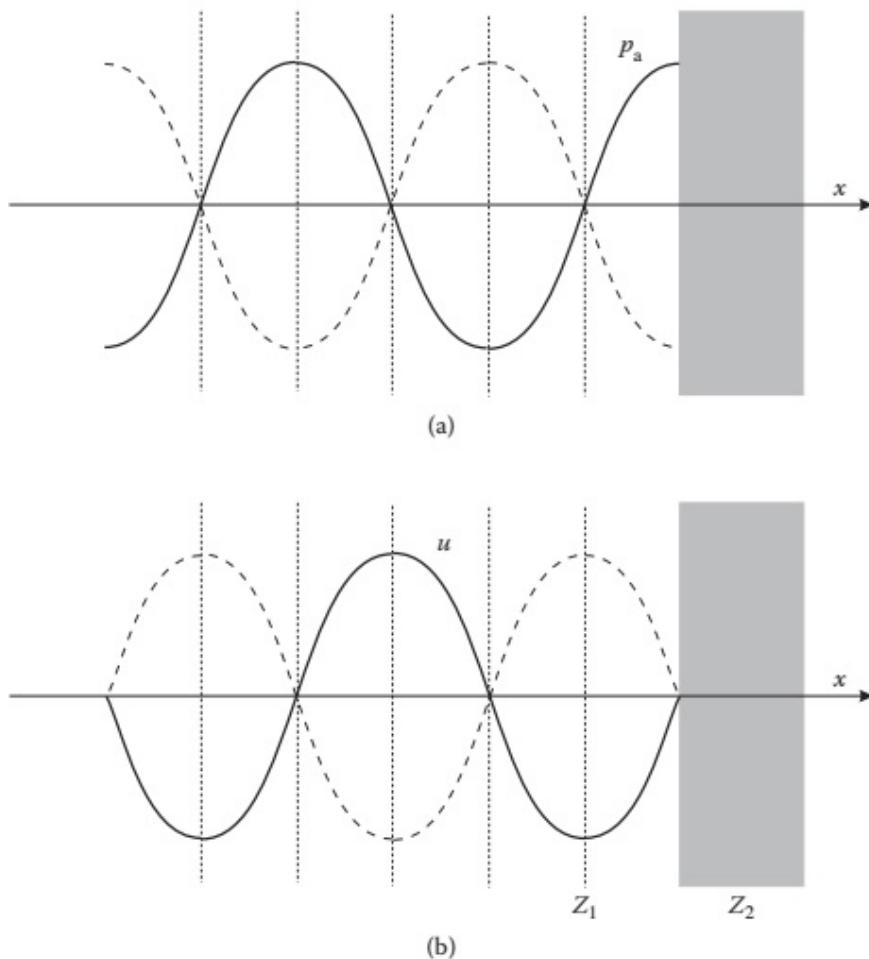
## ۱.۲.۷ امواج ایستاده

امواج متحرک یا پیشرونده که تاکنون در محیط‌های ججیم بحث شده‌اند با انتشار یک اختلال (فاز) و انتشار انرژی مشخص می‌شوند. اگر دو موج در حال حرکت، با فرکانس و مود یکسان، اما در جهت مخالف، با هم ترکیب شوند. این باعث ایجاد امواج ایستاده می‌شود که یک الگوی ایستاده از گره‌ها و شکم‌ها (پادگره‌ها<sup>۱</sup>) را تشکیل می‌دهند و برای آنها انتشار انرژی وجود ندارد. امواج ایستاده برای عملکرد موجبره‌ای صوتی و تشدید کننده‌ها (رزوناتورها) اساسی هستند و به‌همین دلیل در فراصوت جایگاه مرکزی دارند. امواج ایستاده را می‌توان به‌آسانی با پیکربندی بازتاب کلی یک موج مسطح که در بخش قبل بررسی شد، تشکیل و توصیف کرد. از نظر کیفی، وضعیت در شکل (۳.۷) نشان داده شده است. همانطور که قبلاً نشان داده شد، فشار منعکس شده منفی فشار تابشی است. از آنجایی که با شرایط مرزی جابجایی در مرز صلب صفر است، جابجایی در موج تابشی در مرز نیز صفر است که منجر به گره می‌شود. بر عکس، از آنجایی که جابجایی و فشار در یک ربع موج اختلاف دارند، یک شکم فشار در مرز صلب وجود دارد. سپس جابجایی و فشار دارای یک سری گره و شکم هستند که مقادیر بیشینه آنها در زمان‌های مختلف در شکل (۳.۷) نشان داده شده است. برای یک مرز آزاد، رفتار مخالف است. یعنی فشار دارای یک گره در سطح و جابجایی دارای یک پادگره (شکم) است. مجدداً، شرط دوم مستقیماً از شرایط مرزی در یک سطح آزاد پیروی می‌کند. از آنجایی که چهار مورد مختلف وجود دارد، یک دستگاه کمک حافظه مفید است. یک راه این است که به‌یاد داشته باشید که جابجایی در یک سطح آزاد ماقزیم (آنتیود) است و جابجایی-فشار و بدون صلب مخالف هستند، به‌طوری که اگر یک مورد به‌خاطر سپرده شود، موارد دیگر به‌طور خودکار دنبال می‌شوند. این رفتار به‌صورت کمی در موارد زیر نشان داده شده است.

امواج فشار بخش قبل (از معادلات (۱.۷) تا (۳.۷) به‌میدان فشار زیر در محیط ۱ منجر می‌شود:

$$p = p_i + p_r = \exp j(\omega t - kx) + R_p \exp j(\omega t + kx) \quad (11.7)$$

<sup>۱</sup> Antinodes



شکل ۳.۷: الگوی موج ایستاده در یک مرز صلب. (الف) امواج فشار تابشی و بازتابی. (ب) جابجایی‌های تابشی و بازتابی.

که برای راحتی ما دامنه موج تابشی را یک فرض می‌کنیم.  
بنابراین،

$$\begin{aligned} 2p &= (1 + R_p) [e^{j(\omega t - kx)} + e^{j(\omega t + kx)}] + (1 - R_p) [e^{j(\omega t - kx)} - e^{j(\omega t + kx)}] \\ &= e^{j\omega t} (1 + R_p) 2 \cos kx + (1 - R_p) (-2j \sin kx) e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (12.7)$$

دو حالت محدود کننده که قبلاً مورد بررسی قرار گرفت، مطلوب ما است.  
برای مرز صلب،

$$R_p = 1, \quad \text{و} \quad p = 2 \cos kx e^{j\omega t} \quad (13.7)$$

و برای مرز آزاد

$$R_p = -1 \quad \text{و} \quad p = 2 \sin kx e^{j\omega t + \frac{\pi}{4}} \quad (14.7)$$

این شکل ریاضی یک آزمون ساده و راحت برای تشخیص امواج متحرک و ایستاده (ساکن) ارائه می‌دهد. امواج متحرک مربوط به انتشار یک اختلال هستند و لزوماً به شکل  $f(\omega t) - f(\omega t)g(kx) = 0$  هستند. در امواج ایستاده، تغییرات مکانی و زمانی به شکل  $f(\omega t)g(kx) = 0$  همانطور که در بالا مشاهده شد از هم جدا می‌شوند. این یک آزمایش راحت برای دسته بندی یک شکل موج ناشناخته به عنوان موج آزاد یا موج ایستاده فراهم می‌کند.

مرز مشترک صلب ایده‌آل یا سطوح آزاد، ایده‌آل سازی‌هایی هستند که همیشه در عمل دیده نمی‌شوند، مثلاً، فصل مشترک یک تشدید کننده‌ها، اما تقریب‌های بسیار خوبی هستند. با این حال، اغلب ضریب انعکاس واحد نیست، در این صورت الگوی موج ایستاده کامل نیست، و به ویژه دامنه در گره‌ها دیگر صفر نیست. سپس میدان موج را می‌توان به عنوان بخشی از موج ایستاده و بخشی از موج متحرک در نظر گرفت. این وضعیت معمولاً با نسبت موج ساکن (SWR)<sup>۲</sup> توصیف می‌کنند.

$$\begin{aligned} SWR &= \frac{P_{anode}}{P_{node}} \\ SWR &\equiv \frac{1+R_p}{1-R_p} \quad \text{محیط بدون تلفات} \end{aligned} \quad (15.7)$$

می‌توانیم جریان نیرو را برای امواج ایستاده به صورت زیر محاسبه کنیم. از تعریف بردار پواین‌تینگ<sup>۳</sup> صوتی به عنوان توان صوتی در واحد سطح منتقل شده از یک سطح و از طرف دیگر، مدل دو سطح بازتابنده برای راه اندازی یک موج ایستاده، مشخص می‌شود که میانگین شدت آکوستیک صفر است. یعنی هیچ انتشار خالص انرژی آکوستیک در جهت مثبت یا منفی  $x$  وجود ندارد.

این نتیجه را می‌توان رسمی‌تر به صورت زیر مشاهده کرد. از معادله (۱۰.۵)، بردار پواین‌تینگ صوتی با میانگین زمانی است

$$I = \overline{p(t)\mathbf{v}(t)} = \frac{1}{4} Re[pv^*] \quad (16.7)$$

برای یک موج پیشرونده، فشار صوتی  $p$  و سرعت ذره  $v$  هم فاز هستند، و بنابراین یک جریان توان محدود دریافت می‌کنیم. برای امواج ایستاده، جابجایی ذرات و سرعت هم فاز بوده، اما همانطور که در شکل (۱۶.۷) نشان داده شده است، با فشار نود درجه اختلاف فاز دارند. در این مورد، میانگین زمانی در معادله (۱۶.۷) برابر با صفر است، همانطور که قبلاً دیدیم، با انتشار انرژی صفر مطابقت دارد.

<sup>۲</sup> Standing Wave Ratio (SWR)

<sup>۳</sup> Poynting

## ۲.۲.۷ بازتاب از یک لایه

امپدانس ورودی یک لایه که بین دو محیط مختلف قرار گرفته است را می‌توان با بسط مستقیم ضریب بازتاب برای یک مرز مشترک واحد محاسبه کرد [۱]. از معادله (۲.۷) داریم؛

$$R_p = \frac{Z_{in} - Z_1}{Z_{in} + Z_1} \quad (2.7)$$

که از شکل (۲.۷)-ب،  $Z_{in}$  امپدانس ورودی است که توسط لایه و محیط ۳ در مرز ۲ - ۱ ارائه شده است. برای سادگی، ما تابش عمودی را در نظر می‌گیریم. عامل  $\exp j(kx - \omega t)$  در موارد زیر حفظ نمی‌شود؛ در همه جمله‌های مشترک است، زیرا نتایج برای همه مقادیر  $x$  صادق است.

در لایه، فشار را می‌توان بصورت زیر نوشت؛

$$p_2 = A \exp j(k_2 z) + B \exp j(-k_2 z) \quad (2.8)$$

به دلیل بازتاب‌های متعدد در لایه، امواج رو به جلو و عقب می‌روند.  $A$  و  $B$  را می‌توان با پیوستگی امپدانس (از آنجایی که  $p$  و  $v_z$  پیوسته هستند) در مرز مشترک محاسبه کرد. امپدانس مربوط به  $p_2$  را می‌توان با استفاده از رابطه کلی در معادله (۲۸.۳) محاسبه کرد. از این‌رو،

$$\left. \frac{-j\omega\rho_2 p_2}{\frac{\partial p_2}{\partial z}} \right|_{z=0} = Z_2 \quad (2.9)$$

که مستقیماً به رابطه زیر منجر می‌شود؛

$$\frac{A}{B} = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2}$$

سپس از همان محاسبه در مرز مشترک ۲ - ۱ ( $z = d$ ) می‌توان برای تعیین  $Z_{in}$  استفاده کرد، که

$$Z_{in} = Z_2 \frac{Z_3 - jZ_3 \tan \varphi}{Z_3 - jZ_2 \tan \varphi} \quad (2.10)$$

که در آن  $\varphi = k_2 d$  تغییر فاز وایسته به ضخامت لایه است. کاربرد مهم این نتیجه در آکوستیک و اپتیک موردی است که در آن  $d = \lambda_2 / 4$  یعنی زمانی که ضخامت لایه یک چهارم طول موج باشد. سپس از معادله (۲۰.۷) داریم،

$$Z_{in} = \frac{Z_2}{Z_3} \quad \text{و} \quad R_p = \frac{Z_2 - Z_1 Z_3}{Z_2 + Z_1 Z_3} \quad (2.11)$$

که بازاء  $Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_3}$  بازتاب  $R_p = 0$  می‌شود. این یک نتیجه بسیار شناخته شده و مهم است. به این معنی که برای به دست آوردن انتقال کامل بین دو محیط با امپدانس صوتی متفاوت، کافی است یک لایه موج یک چهارم (ربع موج) ماده بین آنها فراهم شود که

دارای امپدانس صوتی برابر با میانگین هندسی دو محیط انتهایی باشد. البته، این نتیجه فقط در یک فرکانس خاص صادق است، که برای آن  $d = \lambda_0/4$ . چنین لایه‌های یک چهارم طول موج در مواردی استفاده می‌شود که فرد می‌خواهد انتقال صوتی بین دو محیط را به بیشینه برساند. مورد لایه یک چهارم طول موج یکی از بزرگترین اهمیت عملی است. با این حال، امکان تعمیم نتیجه قبلی برای تعداد دلخواه از لایه‌ها، همانطور که در [۱] توضیح داده شد، وجود دارد.

### ۳.۷ تابش مايل: مرز مشترك سيال-سيال

مورد تابش مايل برای مرز مشترك سیال-سیال مطلوب ما است، زیرا شامل بسیاری از فیزیک ساده مرز مشترك مایع-جامد است، اما از نظر ریاضی پیچیدگی کمتری نسبت به دومی دارد. علاوه بر این، نتایج جالب خاصی در مورد تقارن برای محیط تابشی و انکسار در این مورد قابل تعیین است.

وضعیت در شکل (۱.۷) نشان داده شده است، که در آن موجی به دامنه واحد بر روی سطح مشترك تحت زاویه تابش  $\theta$  نسبت به عمود بر سطح برخورده است. زوایای مربوطه در شکل (۱.۷) برای امواج منعکس شده و ارسالی که به ترتیب دارای دامنه‌های  $R$  و  $T$  هستند، تعریف شده است. پتانسیل‌های سرعت برای سه موج را می‌توان بصورت زیر نوشت؛

$$\varphi^i = \exp j(\omega t - k_x^i x + k_z^i z) \quad (۲۲.۷)$$

$$\varphi^r = R \exp j(\omega t - k_x^r x - k_z^r z) \quad (۲۳.۷)$$

$$\varphi^t = T \exp j(\omega t - k_x^t x + k_z^t z) \quad (۲۴.۷)$$

که در آن

$$\mathbf{v} = \nabla \varphi \quad \Rightarrow \quad p = -\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

و فشار برابر است با

$$p^i = -j\omega\rho_1 \exp j(\omega t - k_x^i x + k_z^i z) \quad (۲۵.۷)$$

$$p^r = -j\omega\rho_1 R \exp j(\omega t - k_x^r x - k_z^r z) \quad (۲۶.۷)$$

$$p^t = -j\omega\rho_1 T \exp j(\omega t - k_x^t x + k_z^t z) \quad (۲۷.۷)$$

و سرعت‌های عمودی برابر هستند با؛

$$v_z^i = jk_z^i \varphi^i \quad (۲۸.۷)$$

$$v_z^r = -jk_z^r \varphi^r \quad (۲۹.۷)$$

$$v_z^t = jk_z^t \varphi^t \quad (۳۰.۷)$$

در مرز مشترک  $z = ۰$  شرایط مرزی با پیوستگی فشار و سرعت عمودی داده می‌شود. از این‌رو،

$$p^i + p^r = p^t \quad (۳۱.۷)$$

$$v_z^i + v_z^r = v_z^t \quad (۳۲.۷)$$

این دو رابطه را می‌توان برای بدست آوردن ضرایب بازتاب و انتقال استفاده کرد. قبل از آن، می‌توانیم زاویه بازتاب و انتقال را با توجه به‌این که باید شرایط مرزی برای تمام مقادیر  $x$  صادق باشد، بدست آورد.

$$k_x^i = k_x^r = k_x^t \quad (۳۳.۷)$$

یا

$$k^i \sin \theta_i = k^r \sin \theta_r = k^t \sin \theta_t$$

چون

$$k^r = \frac{\omega}{V_1}, \quad k^t = \frac{\omega}{V_2}$$

در نهایت خواهیم داشت  $\theta_i \equiv \theta_r$  و

$$\frac{\sin \theta_i}{V_1} = \frac{\sin \theta_t}{V_2} \quad (۳۴.۷)$$

که قانون معروف اسنل<sup>۴</sup> است. بازگشت به خط اول، و استفاده از تفسیر مکانیک کوانتم  $\hbar k$  به عنوان تکانه موج، می‌توان گفت که این قانون مربوط به بقاء تکانه (مومنتوم) موازی است، یعنی، مولفه تکانه در امتداد سطح است. این تفسیر بحث تائید منحنی کندی در بخش ۴-۷ است.

با اعمال  $z = ۰$  در معادله (۳۱.۷) و (۳۲.۷)، بدست می‌آید؛

$$\rho_1(1 + R) = \rho_2 T \quad (۳۵.۷)$$

$$k_z^i(1 - R) = k_z^t T \quad (۳۶.۷)$$

---

<sup>۴</sup>Snell's law

که می‌توان آنرا حل کرد و خواهیم داشت؛

$$R = \frac{\frac{\rho_2 V_r}{\cos \theta_r} - \frac{\rho_1 V_1}{\cos \theta_1}}{\frac{\rho_2 V_r}{\cos \theta_r} + \frac{\rho_1 V_1}{\cos \theta_1}} \quad (37.7)$$

$$T = \frac{\frac{\rho_2 V_r}{\cos \theta_r}}{\frac{\rho_2 V_r}{\cos \theta_r} + \frac{\rho_1 V_1}{\cos \theta_1}} \quad (38.7)$$

که در آن  $\theta_t = \theta_2$  و  $\theta_i = \theta_1$  از معادلات (۳۷.۷) و (۳۸.۷)، می‌توانیم ضرایب بازتاب و انتقال را برای فشار بصورت زیر بنویسیم؛

$$R_p = \frac{p^t}{p^i} \equiv R \quad (39.7)$$

$$T_p = \frac{p^t}{p^i} = \frac{\rho_2}{\rho_1} T \quad (40.7)$$

با نوشتن امپدانس صوتی عمودی بصورت استاندارد،  $Z_2 = \rho_2 V_r / \cos \theta_2$ ،  $Z_1 = \rho_1 V_1 / \cos \theta_1$  و سرانجام خواهیم داشت؛

$$R_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (41.7)$$

$$T_p = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (42.7)$$

که همان شکل کلی تابش عمودی است. ضرایب بازتاب و انتقال برای شدت صوتی نیز جالب است. از آنجائی که بازتاب و انتقال نسبت به مرز مورد نظر است، فقط مولفه عمودی شدت صوتی مناسب است. برای یک  $\theta$  معین، شدت صوتی کل برابر است با؛

$$I^i = \frac{|\rho^i|^2}{2Z_1}, \quad I^r = \frac{|\rho^r|^2}{2Z_1}, \quad \text{و} \quad I^t = \frac{|\rho^t|^2}{2Z_2}$$

$$I^i \cos \theta_i = I^r \cos \theta_r + I^t \cos \theta_t \quad (43.7)$$

بدیهی است که ضرایب بازتاب شدت صوتی ( $T_I$ ) و انتقال ( $R_I$ ) تابعی از زاویه تابش هستند. یک مثال برای مرز مشترک جامد-مایع داده خواهد شد.

اجازه دهید اکنون برای نفس کشیدن درنگ کنیم تا در مورد اطلاعات اضافی که بحث تابش مایل به ما داده است و چگونگی تفسیر نتایج را تأمل کنیم. اولین شرط این است که نتیجه را تأیید کنیم که ضریب انعکاس سرعت از نظر مدول برابر اما از نظر علامت مخالف با ضریب انعکاس فشار است که در مثال تابش عمودی قبلًا بیان شد. این را می‌توان بلاfacله به صورت زیر به دست آورد

$$R_v \equiv \frac{v_z^r}{v_z^i} = - \frac{j k_z^r \varphi^r}{j k_z^i \varphi^i} \quad (44.7)$$

$$R_v = -R, \quad \text{در} \quad z = 0 \quad (45.7)$$

که همان است قبلاً گفته شد. همین نتیجه برای جابجایی به درستی صدق می‌کند. عواقب کامل قانون اسنل نیز باید بررسی شود. اجازه دهید فرض کنیم که محیط پایین‌تر دارای سرعت صوتی بالاتری دارد به‌طوری که  $V_1 < V_r$ . نتیجه فوری این است که  $\theta_t < \theta_i$ . این بدان معنی است که با افزایش  $\theta$ ، موج انكساری به سرعت به صفحه سطح مشترک (محور  $x$ ) نزدیک می‌شود. در یک زاویه بحرانی  $\theta_c = \pi/2$  به‌طوری که

$$\frac{\sin \theta_c}{V_1} = \frac{\sin(\frac{\pi}{2})}{V_r} \quad (46.7)$$

در نتیجه

$$\sin \theta_c = \frac{V_1}{V_r} \quad (47.7)$$

در واقع، همانطور که بعداً برای فصل مشترک سیال-جامد توسعه داده خواهد شد، این مربوط به انتشار یک موج سطحی در صفحه مرز مشترک است. برای زوایای  $\theta_c > \theta$ ، بازتاب کلی و  $|R_p| \equiv 1$  است.

در برخوفسکیخ و گودین<sup>۵</sup> [۱] نشان داده شده است که با استفاده از پارامترهای عمودی به‌شرح زیر می‌توان نتایج جالبی گرفت. ما  $m \equiv \rho_2/\rho_1$  و  $n \equiv V_1/V_r$  را تعریف می‌کنیم. سپس می‌توانیم معادلات (۴۱.۷) و (۴۲.۷) را به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$R_p = \frac{m \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{m \cos \theta + \sqrt{n^2 + \sin^2 \theta}} \quad (48.7)$$

بازتاب و انتقال امواج فراصوت در مرز مشترک برابر است با

$$R_p = \frac{2m \cos \theta}{m \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (49.7)$$

که به رابطه فرنل معروف است. این شکل نوشتمن مطالعه  $R$  و  $T$  ترکیبات مختلف مواد را برای مقادیر خاص  $\theta$  را آسان می‌کند. ناحیه انعکاس کلی  $\theta_i > \arcsin n$  مورد توجه خاص است. در این ناحیه،

$$R_p = \exp j\varphi \quad (50.7)$$

$$\varphi = -2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{m \cos \theta} \quad (51.7)$$

در این ناحیه مدول ضریب انعکاس واحد است در حالی که فاز به صورت یکنواخت تغییر می‌کند. این رفتار در مطالعه امواج رایلی اهمیت دارد.

<sup>۵</sup>Brekhovskikh and Godin

### ۱.۳.۷ ملاحظات تقارن

تغییرات ضرایب بازتاب و انتقال مختلف به طور کلی در برخوافسکیخ و گودین [۱] بررسی شده است. مروری بر نتایج اصلی به شرح زیر است.

۱. زوایای تابش ( $\theta_1$ ) و انكسار ( $\theta_2$ ). اگر جهت انتشار معکوس شود و موج شکست تبدیل به موج تابشی شود، طبق قانون اسنل، موج شکست جدید در زاویه  $\theta_1$  قرار دارد. علاوه بر این، از معادله (۴۱.۷)، اگر ضریب فشار اصلی  $R_p = +V$  باشد، معکوس شدن جهت انتشار منجر به موج جدیدی با  $R_p = -V$  می‌شود.
۲. ضرایب بازتاب و انتقال برای  $p_V$  و  $u$ . همانطور که قبلًا در تابش عمودی نشان داده شد، اگر جهت انتشار معکوس شود، هیچ رابطه تقارنی برای این مقادیر وجود ندارد.
۳. ضریب انتقال انرژی. ضریب برای انتقال انرژی صوتی عمود بر مرز مشترک، اگر جهت انتشار معکوس شود، همانطور که قبلًا مشاهده شد متقارن است.

$$T_1 = \frac{I_{2z}}{I_{1z}} = \frac{\rho_1 V_1 \cos \theta_2}{\rho_2 V_2 \cos \theta_1} |T_p|^2 \quad (۵۲.۷)$$

بیان  $T_p$  در ضرایب نرمال شده (نمایلیزه)، معادله (۴۹.۷)، می‌شود

$$T_1 = 4 \frac{\cos \theta_1}{\rho_1 V_1} \frac{\cos \theta_2}{\rho_2 V_2} \left( \frac{\cos \theta_1}{\rho_1 V_1} + \frac{\cos \theta_2}{\rho_2 V_2} \right)^{-1} \quad (۵۳.۷)$$

که از نظر مبادله دو محیط متقارن است.

### ۴.۷ مرز مشترک جامد-سیال

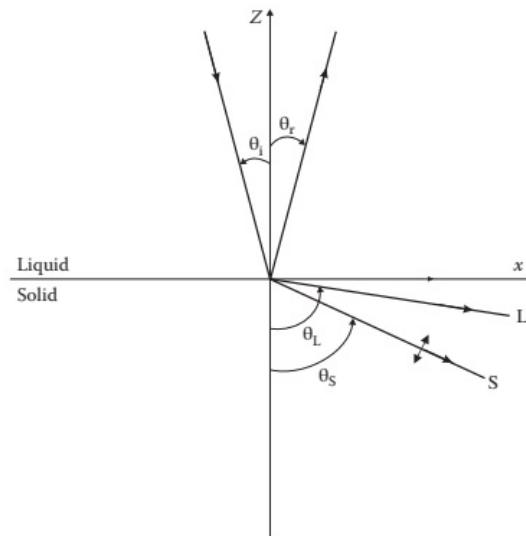
مسئله در شکل (۴.۷) ارائه شده است، که در آن یک موج صفحه‌ای از سیال تابش کرده و در محیط ۱ انعکاس جزئی و انتقال جزئی امواج طولی و برشی به محیط جامد (محیط ۲) وجود دارد. می‌خواهیم ضرایب بازتاب و انتقال را برای تنفس و شدت صوتی محاسبه کنیم. رویکرد مشابه کار ارائه شده توسط برخوافسکیخ [۲] و ریستیک [۳] است. پتانسیل‌های سرعت را می‌توان به ترتیب در مایع و جامد به صورت زیر نوشت؛

$$\mathbf{v} = \nabla \varphi \quad (۵۴.۷)$$

$$\mathbf{v} = \nabla \phi + \nabla \times \psi \quad (۵۵.۷)$$

و پتانسیل‌ها را می‌توان به عنوان جواب‌های موج مسطح برای معادله موج بیان کرد

$$\varphi_i = \exp j(\omega t - k \sin \theta_i x + k \cos \theta_i z) \quad (۵۶.۷)$$



شکل ۴.۷: سیستم مختصات برای انعکاس و انتقال در سطح مشترک مایع-جامد با تابش از مایع.

$$\varphi_r = R \exp j(\omega t - k \sin \theta_r x + k \cos \theta_r z) \quad (۵۷.۷)$$

$$\phi = T_L \exp j(\omega t - k_L \sin \theta_L x + k_L \cos \theta_L z) \quad (۵۸.۷)$$

$$\psi = T_S \exp j(\omega t - k_S \sin \theta_S x + k_S \cos \theta_S z) \quad (۵۹.۷)$$

که در آن  $k_L$  و  $k_S$  به ترتیب اعداد موج برای امواج طولی در مایع و جامد و  $k_r$  عدد موج برای امواج برشی در جامد هستند.  $T_L$ ،  $R$ ،  $T_S$  ضرایب بازتاب و انتقال هستند که باید محاسبه شوند. توجه داشته باشید که اینها به صراحت انعکاس پتانسیل سرعت و ضرایب انتقال هستند. در مایع با استفاده از  $p = -T = \lambda S$ ،  $S = \nabla \cdot \mathbf{u}$ ،  $v = j\omega u$  و  $v = \nabla \varphi$  داریم؛

$$p = \frac{\lambda_1}{j\omega} \nabla^2 \varphi \quad (۶۰.۷)$$

$$V_1^2 = \frac{\lambda_1}{\rho_1} = \frac{\omega^2}{k^2} \quad (۶۱.۷)$$

در حالت جامد، از معادلات (۵۴.۷) و (۵۵.۷) داریم؛

$$j\omega T_{zz} = \mu_r \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + 2\mu_r \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (۶۲.۷)$$

تنش عومودی است و

$$j\omega T_{xz} = \mu_r \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \quad (۶۳.۷)$$

تنش مماسی است.  
در اینجا

$$v_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (64.7)$$

$$v_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (65.7)$$

و طبق معمول امواج حجمی خواهد بود

$$V_L^r = \frac{\lambda_2 + 2\mu_2}{\rho_2} = \frac{\omega^r}{k_L^r} \quad (66.7)$$

$$V_S^r = \frac{\mu_2}{\rho_2} = \frac{\omega^r}{k_S^r} \quad (67.7)$$

با جایگزینی این نتایج در معادلات (62.7) و (63.7)، تنش‌ها به راحتی پیدا می‌شوند.

$$j\omega T_{zz} = \lambda_2 \nabla^r \phi + 2\mu_2 \left( \frac{\partial^r \phi}{\partial z^r} + \frac{\partial^r \phi}{\partial x \partial z} \right) \quad (68.7)$$

$$j\omega T_{xz} = \mu_2 \left( 2 \frac{\partial^r \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^r \psi}{\partial x^r} + \frac{\partial^r \psi}{\partial z^r} \right) \quad (69.7)$$

این نتایج برای تنش‌ها و سرعت‌ها در شرایط مرزی جایگزین می‌شوند. با فرض یک مایع غیر چسبناک ایده‌آل، سه شرایط مرزی و سه دامنه ( $T_S$  و  $R$ ,  $T_L$ ) تعیین می‌شوند.

### ۱. پیوستگی سرعت‌های عمودی

$$v_{z1} \equiv v_{z2} \quad (70.7)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (71.7)$$

### ۲. پیوستگی تنش عمودی

$$p = T_{zz} \quad (72.7)$$

$$\lambda_1 \nabla^r \varphi = \lambda_2 \nabla^r \phi + 2\mu_2 \left( \frac{\partial^r \phi}{\partial z^r} + \frac{\partial^r \phi}{\partial x \partial z} \right) \quad (73.7)$$

۳. تنش مماسی صفر است زیرا سیال نمی‌تواند تنش ویسکوز را تحمل کند  
 $T_{xz} = 0$  (74.7)

$$\frac{\partial^r \psi}{\partial x^r} + 2 \frac{\partial^r \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^r \psi}{\partial z^r} = 0 \quad (75.7)$$

از آنجایی که این نتایج برای تمام مقادیر  $x$  در امتداد مرز مشترک معتبر هستند، جایگزینی پتانسیل در این سه معادله بلافصله قانون اسنل را به دست می‌دهد.

$$\frac{\sin \theta_i}{V_1} = \frac{\sin \theta_r}{V_1} = \frac{\sin \theta_l}{V_L} = \frac{\sin \theta_S}{V_S} \quad (76.7)$$

از این رو  $\theta_i = \theta_r$ . این وضعیت بسیار شبیه به وضعیت سطح مشترک مایع-مایع است و دوباره با حفظ تکانه موازی در امتداد سطح مطابقت دارد.  
سه معادله حاصل از شرایط مرزی هستند؛

$$k \cos \theta_i R + k_L \cos \theta_l T_L - k_S \sin \theta_S T_S = k \cos \theta_i \quad (77.7)$$

$$k_l' \sin 2\theta_l T_L + k_S' \cos 2\theta_S T_S = 0 \quad (78.7)$$

$$\rho_1 R + \rho_2 \left[ 2 \frac{k_L'}{k_S'} \sin' \theta_l - 1 \right] T_L + \rho_2 \sin 2\theta_S T_S = 0 \quad (79.7)$$

که جواب‌ها

$$R = \frac{Z_L \cos' 2\theta_S + Z_S \sin' \theta_S - Z_1}{Z_L \cos' 2\theta_S + Z_S \sin' 2\theta_S + Z_1} \quad (80.7)$$

$$T_L = \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{2 Z_L \cos 2\theta_S}{Z_L \cos' 2\theta_S + Z_S \sin' 2\theta_S + Z_1} \quad (81.7)$$

$$T_S = - \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{2 Z_S \sin 2\theta_S}{Z_L \cos' 2\theta_S + Z_S \sin' 2\theta_S + Z_1} \quad (82.7)$$

که در آن

$$Z_1 = \frac{\rho_1 V_1}{\cos \theta_i}, \quad Z_L = \frac{\rho_2 V_L}{\cos \theta_l}, \quad Z_S = \frac{\rho_2 V_S}{\cos \theta_S} \quad (83.7)$$

این عبارات بسیار شبیه به عبارات مرز مشترک سیال-سیال بوده، اما آنها پیچیده‌تر هستند زیرا شامل امپدانس طولی و برشی می‌شوند. این را می‌توان به صراحت با تعریف امپدانس موثر  $Z_{eff}$  مشاهده کرد

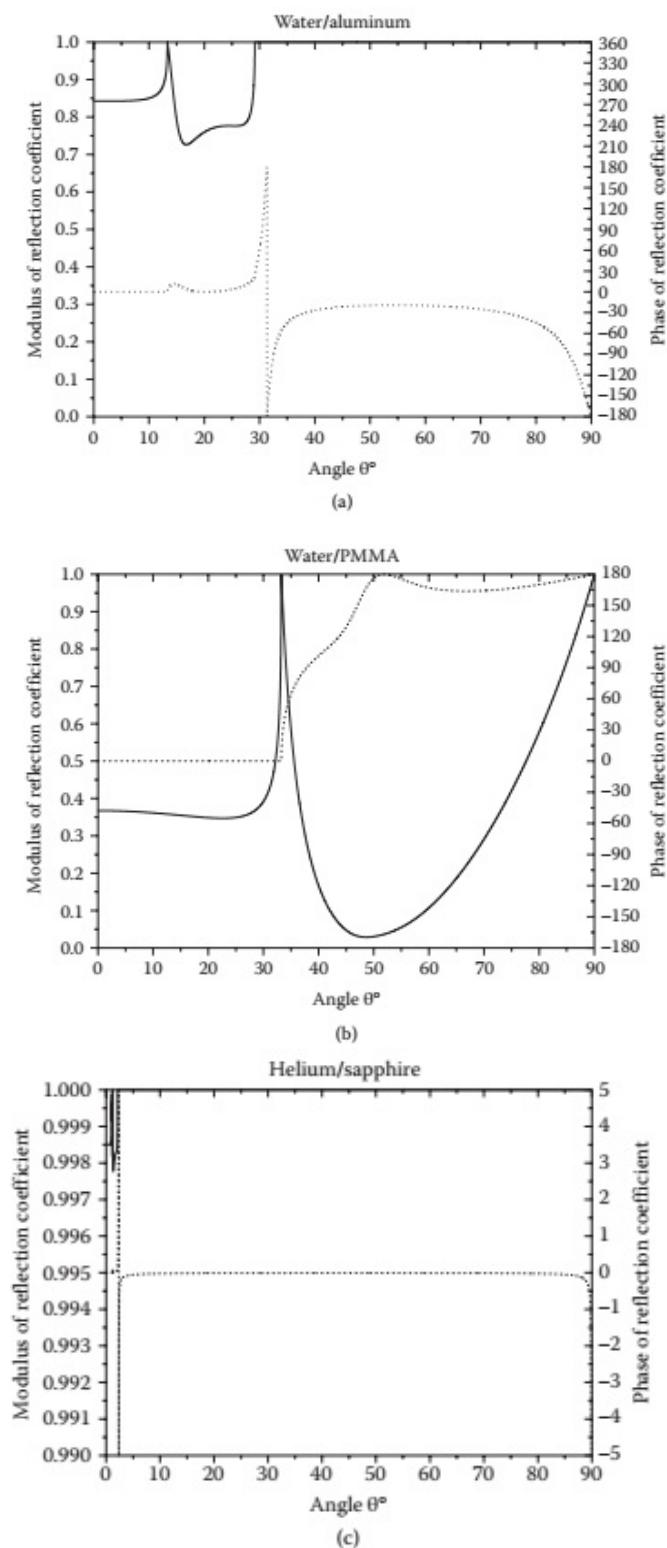
$$Z_{eff} \equiv Z_L \cos' 2\theta_S + Z_S \sin' 2\theta_S \quad (84.7)$$

به‌طوری که تابع بازتاب می‌شود

$$R(\theta) = \frac{Z_{eff} - Z_1}{Z_{eff} + Z_1} \quad (85.7)$$

همان‌طوری که برای مرز مشترک سیال-سیال است.

آموزنده است که تغییرات ضریب انعکاس  $R(\theta)$  را در محدوده کامل زوایای تابش برای مورد مرز مشترک آب و آلومینیوم نشان داده شده در شکل (۵.۷) مشاهده کنید. در تابش عمودی، ضریب بازتاب به‌آنچه در معادله (۷.۷) آمده است می‌شود. مقدار آن بسته



شکل ۵.۷: دامنه ضریب انعکاس و تغییر فاز با زاویه تابش برای فصل مشترک مایع-جامد. (الف) آب/آلومینیوم. (ب) آب/پلی (متیل متاکریلات) (PMMA) (عدم تطبیق صوتی کوچک). (ج) هلیوم مایع / یاقوت کبود (عدم تطبیق صوتی بزرگ).

به عدم تطبیق صوتی بین دو محیط، بین ° و ۱ است. فقط موج طولی منتقل می‌شود و هیچ تبدیل مود وجود ندارد، یعنی هیچ موج برشی در تابش معمولی منتقل نمی‌شود. با افزایش  $\theta$ ، امواج طولی و برشی در جامد تحریک می‌شوند.  $R(\theta)$  تا زاویه بحرانی طولی کم و بیش ثابت می‌ماند، در این نقطه بهشت بالا می‌رود تا  $1 \equiv R(\theta)$  افزایش یابد. در این زاویه، موج طولی در امتداد سطح منتشر می‌شود، بنابراین هیچ انرژی در جامد منتشر نمی‌شود. دامنه موج برشی در این زاویه به صفر می‌رسد و بازتاب کامل وجود دارد. با افزایش بیشتر  $\theta$ ، به دو میان زاویه بحرانی  $\theta_{cs}$  برای امواج برشی می‌رسیم که اکنون در امتداد سطح منتشر می‌شوند. از  $\theta_{cs}$  تا  $90^\circ$  درجه، بازتاب کلی موج تابشی وجود دارد،  $1 \equiv R(\theta)$  همچنین یک تغییر ناگهانی در فاز از  $2\pi$  به حدود در ناحیه  $\theta_{cs}$  وجود دارد. این به دلیل تحریک امواج سطحی ریلی در زاویه تابش  $\theta_{cs} \geq \theta_{cR}$  بوده که موضوع فصل هشتم است. دو مورد محدود کننده اضافی در شکل (۶.۷) نشان داده شده است. مورد اول، هلیوم مایع به یاقوت کبود، مربوط به حد عدم تطبیق صوتی بسیار بالا است.  $R(\theta)$  برای همه  $\theta$  نزدیک به واحد است، و مقادیر  $\theta_{cl}$  و  $\theta_{cs}$  بسیار کوچک هستند، که منجر به یک "مخروط بحرانی" کوچک از بازتاب کلی در مایع می‌شود. محدودیت دیگر عدم تطبیق صوتی بسیار کوچک برای مرز مشترک آب-لوسیت است. در این حالت، سرعت صوت در آب کمتر از سرعت طولی در لوسیت اما بیشتر از سرعت عرضی است. از آنجایی که امپدانس‌های صوتی نسبتاً به خوبی تطبیق دارند، ضریب انعکاس در تابش عمودی بسیار کمتر از موارد دیگر است. یک زاویه بحرانی طولی وجود دارد، اما زاویه بحرانی عرضی وجود ندارد، بنابراین ضریب انعکاس کمتر از واحد تا  $\theta = \pi/2$  است.

با تعمیم مستقیم نتایج برای مرز مشترک سیال-سیال، می‌توانیم برای بازتاب شدت صوتی و ضرایب انتقال بنویسیم.

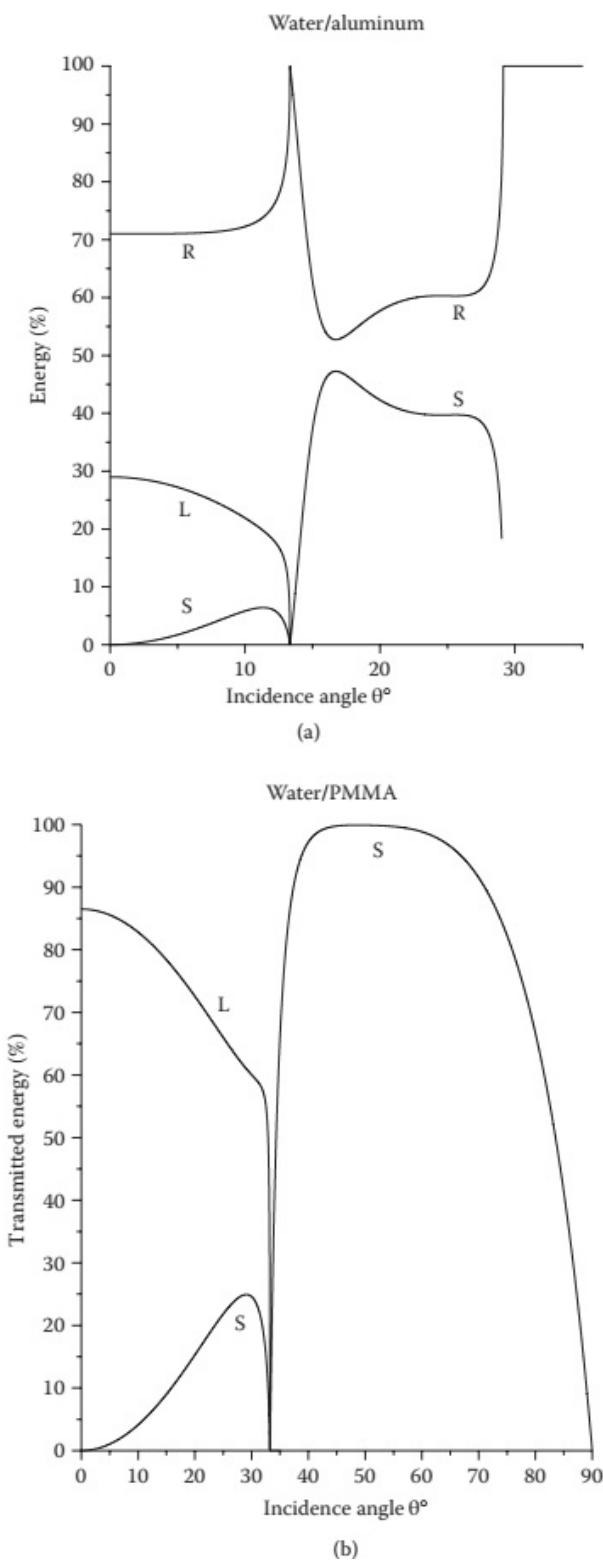
$$\frac{I_R}{I} = |R(\theta)|^2 \quad (86.7)$$

$$\frac{I_L}{I} = \frac{\rho_2 \tan \theta}{\rho_1 \tan \theta_S} |T_L(\theta)|^2 \quad (87.7)$$

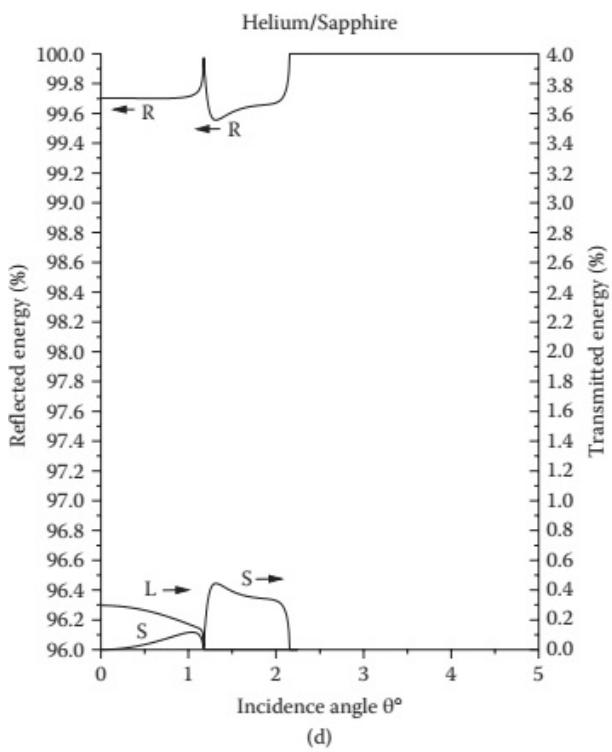
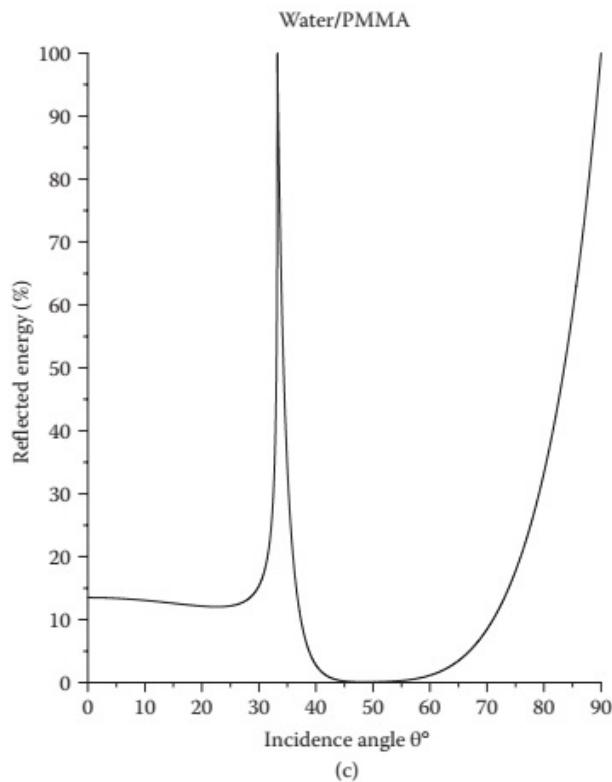
$$\frac{I_S}{I} = \frac{\rho_2 \tan \theta}{\rho_1 \tan \theta_S} |T_S(\theta)|^2 \quad (88.7)$$

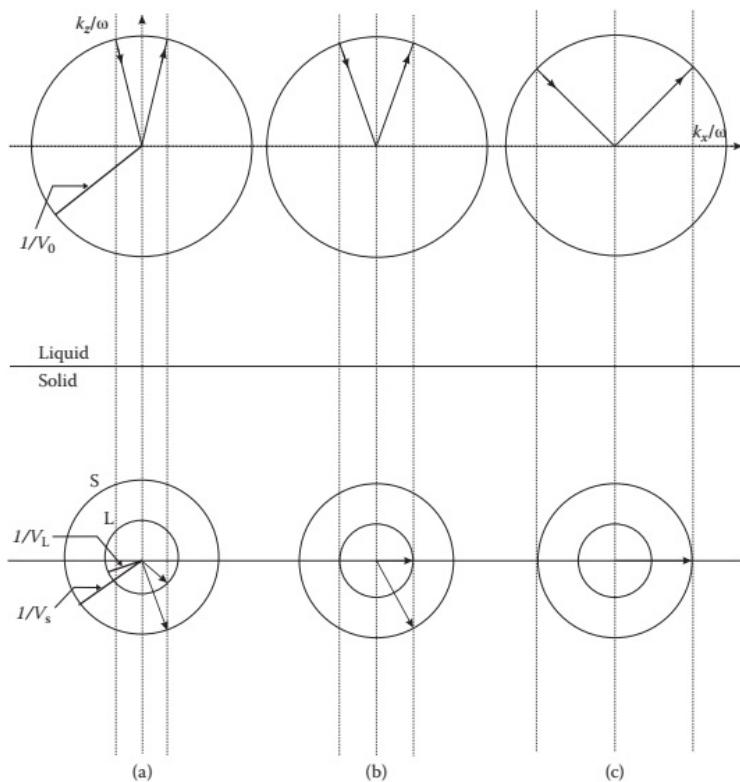
این منحنی‌ها همانطور که در شکل (۶.۷) نشان داده شده است برای همان مرز مشترک‌های مایع-جامد ترسیم شده‌اند. این منحنی‌ها به‌وضوح نشان می‌دهند که انرژی توسط امواج طولی تا  $\theta_{cl}$  و توسط امواج عرضی تا  $\theta_{cs}$  اما نه فراتر از آن به جامد منتقل می‌شوند. داشتن یک روش گرافیکی برای توصیف پدیده‌های انعکاس و شکست مفید است. این توسط سطح گُندی<sup>۶</sup>، که مکان هندسی کمیت  $1/V_P$  نسبت به جهت بردار موج است، فراهم می‌شود. واضح است که یک سطح در فضای  $k/\omega$  است و بردار شعاع از مبدأ تا نقطه‌ای از سطح دارای طول  $k/\omega$  است. برای یک مایع، سطح گُندی یک کره است و برای یک جامد همسانگرد، دو کره متحدم‌المرکز است. واضح است که یک محیط کم سرعت

<sup>6</sup> slowness surface



شکل ۶.۷: ضرایب انعکاس و انتقال انرژی (الف) آب/آلومینیوم. (ب) انتقال آب/PMMA. (ج) آب/PMMA (انعکاس). (د) هلیوم مایع/یاقوت کبود.





شکل ۷.۷: منحنی‌های گندی برای مرز مشترک جامد-مایع برای افزایش زاویه تابش. (الف) هر دو امواج  $L$  و  $S$  منتقل می‌شوند. (ب) زاویه بحرانی موج  $L$ . (ج) زاویه بحرانی موج  $S$ .

مانند یک سیال دارای سطح گندی بزرگی است، در حالی که جامدات عموماً سطوح پایین‌تری دارند. سطح گندی به‌ویژه برای تعیین زوایای بازتاب و شکست امواج صوتی در مرز مشترک مفید است. این مفهوم برای محیط‌های همسانگرد و ناهمسانگرد معتبر است.

سطح گندی برای مرز مشترک بین مایع و جامد همسانگرد در شکل (۷.۷) نشان داده شده است. از آنجایی که سرعت صوت به‌طور کلی در مایع کمتر است، سطح گندی بزرگتر است، همانطور که در شکل (۷.۷) نشان داده شده است. جامد با دو دایره متحدم‌مرکز کوچکتر برای شاخه‌های طولی و برشی نشان داده می‌شود. کاربرد سطح گندی برای مسائل مرز مشترک مبتنی بر اصل بقای بردار موج موازی است که قبلاً ایجاد شده بود. از آنجایی که سطح گندی در فضای بردار موج رسم می‌شود، نتیجه می‌شود که برای یک موج تابشی معین، امواج منعکس شده و شکسته شده دارای یک مولفه  $k_x$  مشترک هستند، همانطور که در شکل (۷.۷) نشان داده شده است. بنابراین، زوایای انعکاس و شکست توسط ساختار هندسی مستقیم تعیین می‌شود. با افزایش  $\theta_i$ ، زوایای  $\theta_s$  و  $\theta_{cl}$  افزایش می‌یابند زیرا بردارهای شعاع مربوطه به‌سمت بالا حرکت می‌کنند تا با محور  $x$  ها منطبق شوند. هنگامی که پرتو  $L$  با محورها منطبق می‌شود،  $\theta_i \equiv \theta_{cl}$  است.

این بهوضوح بزرگترین زاویه‌ای است که در آن می‌توان موج  $L$  را با بردار موج واقعی در جامد برانگیخت، زیرا برای  $\theta_{cl} > \theta_{cs}$  خط عمودی دیگر دایره گندی را قطع نمی‌کند. همین استدلال را می‌توان برای تعیین  $\theta_{cs}$  اعمال کرد. اساساً، ساختار مربوط بهنمایش دقیق و بصری قانون اسنل و وجود زوایای بحرانی است. با این حال، هیچ اطلاعاتی در مورد دامنه‌های ارسالی و منعکس شده، که باید مستقیماً از شرایط مرزی محاسبه شوند، ارائه نمی‌دهد.

## ۵.۷ مرز مشترک جامد-جامد

مثال‌های قبلی، بهویژه مرز مشترک مایع-جامد، بهطور رسمی نشان می‌دهد که چگونه می‌توان از پتانسیل‌های سرعت و ضرایب بازنایابی برای بهدست آوردن ضرایب بازنایاب و انتقال استفاده کرد. این بحث رسمی را می‌توان به‌کلی ترین حالت، یعنی مرز مشترک جامد-جامد گسترش داد. برای یک موج تابشی معین، چه برشی طولی ( $P$ ) و چه برشی حجمی  $SV$ ، دو موج بازنایابی و دو موج ارسالی وجود دارد که به‌چهار دامنه ناشناخته منتهی می‌شود و مجموعه کامل شرایط مرزی را وارد بازی می‌کند. چندین نویسنده [۱]-[۴] این را با نوشتمن مجموعه کامل شرایط مرزی برای وقوع  $P$  و  $SV$  و بنابراین تعریف یک ماتریس پراکندگی رسمیت داده‌اند. ترکیب‌های مختلف مایع و جامد که امکان‌پذیر است را می‌توان با تنظیم ثابت‌های الاستیک مناسب برابر با صفر (به عنوان مثال،  $\mu = 0$  برای یک مایع) و استفاده از ماتریس پراکندگی ساده شده برای تعیین بازنایاب و ضرایب انتقال مربوطه انتخاب کرد. در این بخش، ما بیشتر توجه خود را بر روی چندین مورد خاص معطوف می‌کنیم که مورد توجه بعدی برای موج‌برهای صوتی هستند. این موارد مرز مشترک جامد-جامد برای مودهای  $SH$  و مرز مشترک جامد-خلاء برای امواج  $P$  و  $SH$  هستند.

## ۱.۵.۷ مرز مشترک جامد-جامد: مود $SH$

نمودار پرتو صوتی شبیه به مرز مشترک مایع-مایع است زیرا هیچ تزویجی بین مودهای  $SH$  و امواج  $P$  و  $SV$  وجود ندارد، اما اکنون بردار پلاریزاسیون برای سرعت ذرات در صفحه مرز مشترک است. سرعت ذرات مناسب به ترتیب  $v_y^i$ ,  $v_y^r$  و  $v_y^t$  برای امواج تابشی، بازنایاب و انتقالی است. اینها را می‌توان بر حسب پتانسیل‌های سرعت، از معادلات (۵۶.۷) تا (۵۹.۷) تعریف کرد، اما از آنجایی که شکل آنها را از مثال جامد-سیال می‌دانیم، آنها را مستقیماً به صورت زیر می‌نویسیم.

$$v_y^i = A \exp j(\omega t - k \sin \theta_i x + k \cos \theta_i z) \quad (۸۹.۷)$$

$$v_y^r = B \exp j(\omega t - k \sin \theta_i x - k \cos \theta_i z) \quad (۹۰.۷)$$

<sup>۷</sup>Bulk Shear

$$v_y^t = C \exp j(\omega t - k \sin \theta_i x + k \cos \theta_s z) \quad (91.7)$$

تنش عمودی و مماسی را می‌توان با استفاده از معادلات (۶۲.۷) و (۶۳.۷) نوشت.

$$T_{yx} = \frac{c_{44}}{j\omega} \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \quad (92.7)$$

$$T_{yz} = \frac{c_{44}}{j\omega} \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \quad (93.7)$$

با استفاده از  $V_S^z = \frac{C_{44}}{\rho}$  و  $\omega = V_S k$ ، یرای شرایط مرزی در  $z = 0$  داریم؛

$$A + B + C = 0 \quad (94.7)$$

$$-\rho_1 V_{S1} (A \cos \theta_i - B \cos \theta_i) = -\rho_2 V_{S2} C \cos \theta_S \quad (95.7)$$

که فوراً می‌توان آنرا حل کرد و بدست آورد:

$$R = \frac{B}{A} = \frac{\rho_1 V_{S1} \cos \theta_i - \rho_2 V_{S2} \cos \theta_S}{\rho_1 V_{S1} \cos \theta_i + \rho_2 V_{S2} \cos \theta_S} \quad (96.7)$$

$$R = \frac{C}{A} = \frac{2\rho_1 V_{S1} \cos \theta_i}{\rho_1 V_{S1} \cos \theta_i + \rho_2 V_{S2} \cos \theta_S} \quad (97.7)$$

به عنوان ضرایب بازتاب و انتقال برای سرعت ذرات است.

## ۲.۵.۷ بازتاب در یک مرز جامد آزاد

این نتایج برای تجزیه و تحلیل موج جزئی مورد استفاده برای موجبرهای صوتی مورد نیاز است. آنها مستقیماً از ماتریس پراکندگی [۱، ۴] با قرار دادن چندین ثابت متوسط برابر با صفر پیروی می‌کنند. آنها همچنین می‌توانند مستقیماً به راحتی با استفاده از شرایط مرزی ایجاد شده در بالا کار کنند و این به عنوان تمرین در پایان این فصل آورده شده است.

۱. تابش مود SH: مرز آزاد

بلافاصله از بحث قبلی با  $\rho_2 = 0$  و  $V_{S2} = 0$  نتیجه می‌شود که  $R_{SH} \equiv 1$  با زاویه فاز صفر است. بنابراین، یک موج SH کاملاً در یک مرز آزاد منعکس می‌شود و به موج SH دیگر بدون تبدیل مود تبدیل می‌شود.

۲. تابش مود SV: مرز آزاد

با استفاده از شرایط مرزی صفر عمودی و تنش مماسی در مرز، به دست می‌آوریم

$$R_{LS} = \frac{B_L}{A_S} = \frac{\frac{2}{V_S} \sin 2\theta_S \cos 2\theta_S}{\sin 2\theta_S \sin 2\theta_l + (\frac{V_L}{V_S})^2 \cos^2 2\theta_S} \quad (98.7)$$

$$R_{SS} = \frac{C_S}{A_S} = \frac{\sin 2\theta_S \sin 2\theta_l - (\frac{V_L}{V_S})^2 \cos^2 2\theta_S}{\sin 2\theta_S \sin 2\theta_l + (\frac{V_L}{V_S})^2 \cos^2 2\theta_S} \quad (99.7)$$

که در آن  $A_S, B_L$ ، و  $C_S$  به ترتیب دامنه‌های سرعت برای امواج برشی تابشی، طولی بازتاب شده و برشی هستند و

$$\frac{\sin \theta_l}{\sin \theta_S} = \frac{V_L}{V_S} \quad (100.7)$$

۳. مود تابشی  $P$ : مرز آزاد  
بهروشی مشابه برای برخورد موج طولی در یک مرز آزاد داریم؛

$$R_{LL} = \frac{B_L}{A_L} = \frac{\sin 2\theta_S \sin 2\theta_l - (\frac{V_L}{V_S})^2 \cos^2 2\theta_S}{\sin 2\theta_S \sin 2\theta_l + (\frac{V_L}{V_S})^2 \cos^2 2\theta_S} \quad (101.7)$$

$$R_{SL} = \frac{B_S}{A_L} = \frac{-(\frac{V_L}{V_S}) \sin 2\theta_l \cos 2\theta_S}{\sin 2\theta_S \sin 2\theta_l + (\frac{V_L}{V_S})^2 \cos^2 2\theta_S} \quad (102.7)$$

روابط زیر را می‌توان از معادلات (۹۸.۷) تا (۱۰۲.۷) به دست آورد

$$R_{LL} = -R_{SS} \quad (103.7)$$

$$R_{LL}^* + R_{LS} R_{SL} = 1 \quad (104.7)$$

این نتایج در تجزیه و تحلیل موج‌برهای صوتی استفاده خواهد شد.

## خلاصه

- **شرایط مرزی** کلید محاسبه ضرایب بازتاب و انتقال در مرز مشترک بین دو محیط است. تعداد شرایط مرزی به‌طور کلی برابر با تعداد مجھولات است.
- **ضرایب بازتاب و انتقال** در یک مرز مشترک به‌طور کلی برای جابجایی، فشار و شدت متفاوت است.
- **امواج ایستاده (ساکن)** با انعکاس در سرعت عادی در یک رابط کاملاً بازتابنده تنظیم می‌شوند. چنین رابط ممکن است صلب ( $Z_2 \gg Z_1$ ) یا آزاد کننده فشار ( $Z_2 \ll Z_1$ ) باشد. جابجایی دارای یک آنتی گره در یک سطح آزاد و یک گره در یک سطح صلب است. بر عکس برای فشار صادق است. ضریب انعکاس فشار در سطح مشترک صلب  $+1$  و در سطح آزاد  $-1$  است. بر عکس برای جابجایی صادق است.

- لایه تطبیق ربع طول موج؛ اگر ضخامت  $\lambda/4$  باشد و امپدانس صوتی لایه میانگین هندسی آن دو رسانه باشد، لایه تطبیق یک چهارم طول موج امکان انتقال کامل بین دو رسانه را می‌دهد.
- زوایای بحرانی انعکاس برای تابش از محیط‌های کم سرعت به محیط‌های با سرعت بالا رخ می‌دهد. برای یک فصل مشترک جامد و مایع، زوایای بحرانی مربوط به انتقال امواج طولی، برشی و ریلی در جامد وجود دارد.
- سطح گندی سطحی در فضای  $k/\omega$  و بردار شعاع دارای مدول  $1/V_P$  است. سطح گندی ابزار مناسبی برای محاسبه زوایای بحرانی امواج صوتی در مرز مشترک است.

## پرسش‌ها

۱.  $\square\square\square$  را از معادله (۱۶.۷) برای موج ایستاده محاسبه کنید. نتیجه را برای  $p, v$  و  $I$  ترسیم کنید.
۲. نمودارهای گندی  $R$  و  $T$  را برای انتقال از مایع به جامد با سطوح گندی بیضی شکل برای موارد زیر رسم کنید:
  - لف محور اصلی موازی با سطح است.
  - ب محور اصلی عمود بر سطح است.  $\theta_{cl}$  و  $\theta_{cs}$  را در هر مورد نشان دهید.
۳. دو روش را بیان کنید که از طریق آنها می‌توان دامنه ارسالی صفر را برای یک حالت معین در رابط مایع و جامد بدست آورد.
۴. برای وضعیتی که شرایط مرزی برای یک رابط کامل رعایت نمی‌شود، یک شکل برای مرز یک رابط جامد-جامد رسم کنید.
۵. منحنی‌های جابجایی را برای امواج ایستاده مطابق با دو حالت نشان داده شده در شکل (۳.۷) برای فشار رسم کنید.
۶.  $R_L(\theta), R_S(\theta)$  و  $T(\theta)$  را برای یک مرز مشترک جامد-مایع با تابش از جامد با جزئیات انجام دهید. نتایج را بر حسب تابعی از  $\theta$  رسم کنید.
۷. یک رابط مایع و مایع را در نظر بگیرید. منبعی در موقعیت  $A$  شدت صوتی خاصی را در نقطه  $B$  در مایع دوم تولید می‌کند. اکنون منبع را در  $B$  قرار دهید و اصل متقابل را نشان دهید، یعنی  $A$  همان شدت صوتی را دریافت می‌کند که  $B$  در حالت اول دریافت کرد.
۸. یک لایه تطبیق موج یک چهارم طراحی کنید تا انتقال کامل را در رابط یاقوت گبود-آب در فرکانس یک گیگاهرتز داشته باشد. از شکل (۲.۵) برای انتخاب یک ماده ممکن برای استفاده برای این برنامه استفاده کنید.

۹. شرایط مرزی دقیق برای هر مثال را در شکل (۱.۷) بنویسید. برای هر مورد، مشخص کنید که کدام پارامترها پیوسته هستند.
۱۰. انعکاس امواج  $P$  و  $SV$  را در مرز آزاد یک جامد با استفاده از نماد و رویکرد بخش ۴-۷ با جزئیات محاسبه کنید.
۱۱. نشان دهید که برای یک منحنی کنדי در یک رابط اگر  $\theta_c > \theta$  در محیط انتقال نمی‌تواند حقیقی باشد، یعنی نمی‌تواند روی منحنی کندي قرار بگیرد و باید موهمی باشد.



# كتاب نامه

- [1] Brekhovskikh, L. M. and Godin, O. A., *Acoustics of Layered Media I*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1998.
- [2] Brekhovskikh, L. M., *Waves in Layered Media*, Academic Press, New York, 1980.
- [3] Ristic, V.M., *Principles of Acoustic Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1983.
- [4] Auld, B. A., *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Vol. II, Krieger Publishing Company, Malabar, FL, 1990.



## فصل ۸

# امواج ریلی

### ۱.۸ مقدمه

مانند بسیاری از کارهای آکوستیکی، امواج آکوستیک سطحی<sup>۱</sup> (SAW) به لرد ریلی<sup>۲</sup> باز می‌گردد و به همین دلیل، امواج صوتی و ریلی معمولاً متراffد استفاده می‌شوند. علاقه ریلی به اینمسئله ناشی از احساس شهودی او بود که آنها می‌توانند سیگنال صوتی غالباً باشند که توسط زمین لرزه ایجاد شوند. مقاله او در سال ۱۸۸۵ در مورد این موضوع<sup>۳</sup> [۱] با این جمله معروف به پایان رسید: "...بعید نیست که امواج سطحی مورد بررسی در اینجا نقش مهمی در زمین لرزه‌ها و در برخورد جامدات الاستیک داشته باشند. فقط در دو بعد واگرا می‌شوند، آنها باید در فاصله بسیار زیادی از منبع بطوط پیوسته برتری افزایشی پیدا کنند". این واقعیاً چنین بود و کار پیشگام ریلی مطالعات بیشتری را در مورد سایر مدهای صوتی که می‌توانستند در ساختار لایه‌ای پوسته زمین منتشر شوند، تحریک کرد.

امواج ریلی در حال حاضر نه تنها در زلزله‌شناسی بلکه در بسیاری از حوزه‌های فناوری مدرن جایگاه استانداردی دارند. با معرفی مبدل‌های بین‌دیجیتالی<sup>۴</sup> (IDT) در دهه ۱۹۶۰، آنها، همانطور که بود، در میکروالکترونیک مدرن به‌شکل فیلترها، خطوط تاخیری و بسیاری از عملکردهای آکوستوالکترونیکی دیگر ادغام شدند. آنها در همه کاربردهای فراصوت شرح داده شده در این کتاب همه جا حاضر هستند، و بنابراین بر ما واجب است که در ک خوبی از ویژگی‌های انتشار آنها داشته باشیم.

امواج ریلی ساده‌ترین موارد امواج هدایت شونده هستند که به بررسی آنها می‌پردازیم. آنها در یک طول موج یا بیشتر از سطحی که در امتداد آن منتشر می‌شوند متمرکز<sup>۴</sup> می‌شوند. آنها از مدهای موج صوتی حجمی طولی و برشی (BAW) متمایز هستند که به‌طور مستقل در سرعت‌های مختلف منتشر می‌شوند. در امواج ریلی، حرکات طولی

<sup>1</sup>Surface Acoustic Waves (SAW)

<sup>2</sup>Lord Rayleigh

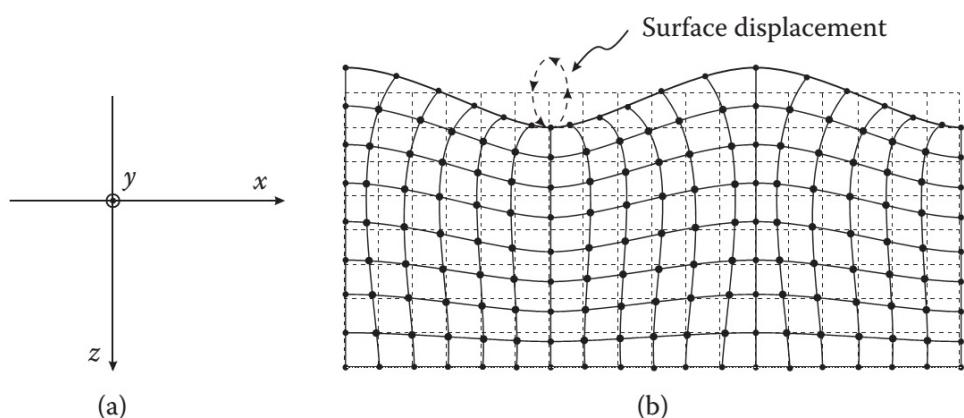
<sup>3</sup>Interdigital Transducers (IDTs)

<sup>4</sup>Confined

و برشی کاملاً با هم تزویج شده و با سرعت مشترک حرکت می‌کنند. در این فصل، با توصیف دقیق این امواج در سطح یک جامد همسانگرد در خلاء شروع می‌کنیم. در بخش ۳.۸، مسئله را با قرار دادن جامد در تماس با محیط مایع تعیین داده می‌شود. در این مورد انتشار یک موج ریلی آشفته را پیدا می‌کنیم که به داخل مایع تابش کند (موج نشتی<sup>۵</sup>). علاوه بر این، یک موج واسط واقعی و بدون میرا در فصل مشترک جامد-مایع، موج استونلی<sup>۶</sup> وجود دارد.

## ۲.۸ انتشار امواج ریلی

موجی را که در صفحه سازیتال ( $xz$ ) قطبی شده با نرمال بر سطح در امتداد  $\hat{z}$ - و انتشار در جهت  $x$  مانند شکل (۱.۸) در نظر بگیرید. بنابراین، مؤلفه‌های جابجایی و سرعت در جهت  $x$  و  $z$  هستند. هیچ تزویجی با امواج عرضی با جابجایی در امتداد  $y$  (مود SH)، عمود بر صفحه سازیتال وجود ندارد.



شکل ۱.۸: (الف) دستگاه مختصات برای انتشار موج ریلی. (ب) نمودار شبکه‌ای برای جابجایی مکانیکی نزدیک به سطح در اثر امواج ریلی.

مانند امواج حجمی<sup>۷</sup> یک پتانسیل اسکالار و یک پتانسیل برداری بصورت زیر تعریف می‌کنیم؛

$$\mathbf{u} = \nabla\phi + \nabla \times \psi$$

و از آنجایی که جابجایی در صفحه سازیتال است، فقط مؤلفه غیر صفر  $\psi$  در جهت  $y$  است. در مورد امواج حجمی،  $\phi$  و  $\psi$  به ترتیب پتانسیل‌هایی برای مؤلفه‌های موج طولی و

<sup>۵</sup>Leaky Wave

<sup>۶</sup>Stoneley Wave

<sup>۷</sup>Bulk Waves

عرضی هستند و معادلات موج مربوطه خواهد بود:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k_L^2 \phi = 0. \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_S^2 \psi = 0. \quad (2.8)$$

که در آن  $k_L$  و  $k_S$  عدد موج حجمی معمولی هستند؛

$$k_L = \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2u}} \quad \text{و} \quad k_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

با پیش‌بینی اینکه جواب‌های معادلات موج سطحی برای دو قطبش دارای یک عدد موج مشترک هستند، ما به دنبال جواب‌هایی برای  $\phi$  و  $\psi$  هستیم که به صورت امواج هارمونیکی در امتداد محور  $x$  با عدد موج  $k_x = \beta$  و تغییرات درجهت  $z$  منتشره با شرایط مرزی تعیین می‌شوند. این منجر به جواب‌های آزمایشی بصورت زیر می‌شود؛

$$\phi = F(z) \exp j(\omega t - \beta x) \quad (3.8)$$

$$\psi = G(z) \exp j(\omega t - \beta x) \quad (4.8)$$

که پس از جایگزینی با معادلات (۱.۸) و (۲.۸) دو معادله جدید برای  $F(z)$  و  $G(z)$  به دست می‌آید.

$$\frac{d^2 F}{dz^2} - (\beta^2 - k_L^2) F = 0. \quad (5.8)$$

$$\frac{d^2 G}{dz^2} - (\beta^2 - k_S^2) G = 0. \quad (6.8)$$

رفتار منحنی گندی و جواب‌های موج حجمی شناخته شده ما را به رابطه زیر میرساند

$$k_L^2 < k_S^2 < \beta^2 \quad (7.8)$$

که بعداً آنرا تایید خواهیم کرد. هر دو معادله جواب‌هایی به‌شكل  $\exp \pm \sqrt{\beta^2 - k_L^2} z$  و  $\exp \pm \sqrt{\beta^2 - k_S^2} z$  دارند. جواب‌های مثبت غیر فیزیکی هستند زیرا با افزایش  $z$  به‌طور نامحدود بزرگ می‌شوند. جواب‌های منفی را نگه می‌داریم و در قالب زیر می‌نویسیم

$$\phi = A \exp(-\gamma_L z) \exp j(\omega t - \beta x) \quad (8.8)$$

$$\psi = B \exp(-\gamma_S z) \exp j(\omega t - \beta x) \quad (9.8)$$

که در آن  
(۱۰.۸)

$$\gamma_L^2 = \beta^2 - k_L^2$$

$$\gamma_S^* = \beta^* - k_S^* \quad (11.8)$$

مقادیر  $A$  و  $B$  ثابت‌های دلخواهی هستند. برخلاف مسائل بازتابی و انتقال، ما به دنبال جواب‌هایی برای دامنه‌های مجھول نیستیم (در واقع این‌ها دلخواه هستند) بلکه در ابتدا به دنبال تعیین ثابت انتشار  $\beta$  در نتیجه سرعت موج سطحی و به دنبال آن، تغییر جابجایی‌ها نسبت به  $z$  که توسط  $\gamma_L$  و  $\gamma_S$  داده می‌شود، هستیم.

از آنجایی که با سطح آزاد یک جامد نیمه نامتناهی سروکار داریم، شرایط مرزی بسیار ساده است. تنש‌های مماسی و عمودی روی سطح در  $z = 0$  صفر هستند و جابجایی‌ها نامشخص هستند. شکل کلی جابجایی‌ها و مولفه‌های تنش بقرار زیر هستند:

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (12.8)$$

$$u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (13.8)$$

$$T_{zz} = \lambda \left( \frac{\partial^* \varphi}{\partial x^*} + \frac{\partial^* \varphi}{\partial z^*} \right) + 2\mu \left( \frac{\partial^* \varphi}{\partial x^*} - \frac{\partial^* \psi}{\partial x \partial z} \right) \quad (14.8)$$

$$T_{xz} = \mu \left( \frac{\partial^* \phi}{\partial x^*} + 2 \frac{\partial^* \varphi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^* \psi}{\partial x^*} \right) \quad (15.8)$$

با قرار دادن  $T_{xz} = 0$  در  $z = 0$  و با استفاده از رابطه‌ای برای  $\phi$  و  $\psi$ ، فوراً خواهیم داشت؛

$$\phi = A \exp j(\omega t - \beta x - \gamma_L z) \quad (16.8)$$

$$\psi = -jA \exp j(\omega t - \beta x - \gamma_S z) \quad (17.8)$$

از معادله مشخصه <sup>۱</sup> (که از قرار دادن ضرایب برابر صفر تعیین می‌شود) به دست آمده از  $T_{zz} = 0$  و  $T_{xz} = 0$ ، بلافاصله معادله‌ای برای  $\beta$  به دست می‌آوریم.

$$4\beta^* \gamma_L \gamma_S - (\beta^* + \gamma_S^*)^* = 0 \quad (18.8)$$

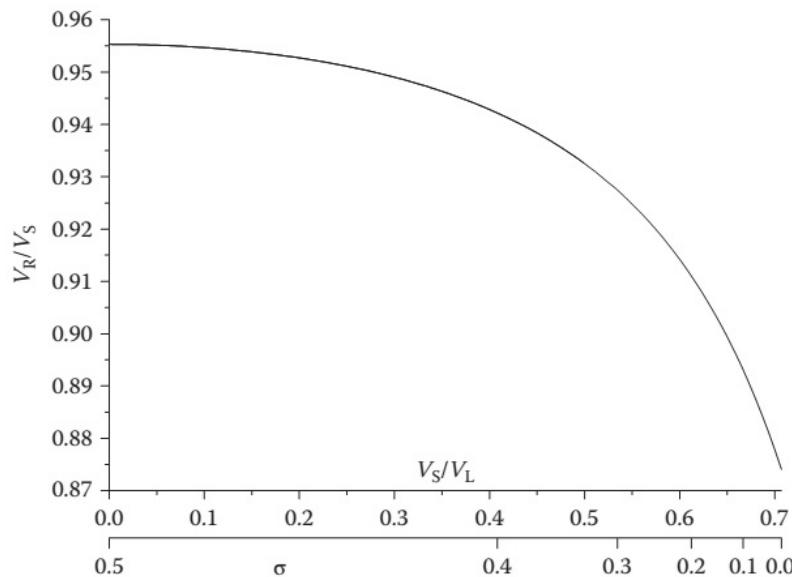
این به طور معمول به صورت یک معادله درجه ششم با تعاریف زیر نوشته می‌شود

$$\eta \equiv \frac{k_S}{\beta} = \frac{V}{V_S} \quad (19.8)$$

$$\xi = \frac{k_L}{k_S} = \frac{V_S}{V_L} \quad (20.8)$$

---

<sup>۱</sup>Characteristic Equation



شکل ۲.۸:  $V_R/V_S$  برای اجسام همسانگرد به صورت تابعی از  $V_S/V_L$  و  $\sigma$ ، با استفاده از معادله تقریبی (۲۲.۸).

به طوری که معادله (۱۸.۸) به معادله رایلی کاهش می‌یابد؛

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\xi^2)\eta^2 - 16(1 - \xi^2) = 0 \quad (21.8)$$

این معادله دارای یک ریشه حقیقی به نام  $\eta_R$  است که مربوط به وجود موج سطحی ریلی با خواص داده شده توسط دوتابع پتانسیل است. از طریق  $\eta_R, \xi$  به نسبت پواسون  $\sigma$  بستگی دارد. یک جواب تقریبی برابر است با:

$$\eta_R = \frac{0.87 + 1/12\sigma}{1 + \sigma} \quad (22.8)$$

در محدوده مجاز ( $0 < \sigma < 0.5$ ) سرعت ریلی  $V_R$  بنابراین از  $0.87V_S$  تا  $0.96V_S$  متغیر است. این تغییر در شکل (۲.۸) به صورت تابعی از  $\sigma$  و  $V_S/V_L$  نشان داده شده است. مقادیر معمول  $V_R$  برای مواد رایج در جدول (۱.۸) آورده شده است.

جواب‌های جابجایی‌ها را می‌توان با دانستن  $\beta$  و در نتیجه  $\gamma_L$  و  $\gamma_S$  از معادلات (۱۲.۸) و (۱۳.۸) به دست آورد. اجزای حقیقی  $u_x(z)$  و  $u_z(z)$  عبارتند از:

$$u_{xR} = A\beta_R \left( e^{\gamma_{LR}z} - \frac{2\gamma_{LR}\gamma_{SR}}{\beta_R^2 + \gamma_{SR}^2} e^{\gamma_{SR}z} \right) \sin(\omega t - \beta_R x) \quad (23.8)$$

$$u_{zR} = A\gamma_{LR} \left( e^{\gamma_{LR}z} - \frac{2\beta_R^2}{\beta_R^2 + \gamma_{SR}^2} e^{\gamma_{SR}z} \right) \cos(\omega t - \beta_R x) \quad (24.8)$$

جدول ۱.۸: پارامترهای موج سطحی آکوستیکی برای زیرلایه‌های پیزوالکتریک نمونه

$\frac{1}{V_R} \frac{\partial V_R}{\partial T}$ ( $ppm/\text{ }^{\circ}\text{C}$ )	AIR ( $dB/\mu s$ )	VAC ( $dB/\mu s$ )	$k^*$ measured	$V_R$ ( $m \cdot s^{-1}$ )	جهت	مواد
-۸۷	۰/۱۹	۰/۸۸	۰/۰ ۴۵	۳۴۸۸	$Y, Z$	$LiNbO_3$
	۰/۱۹	۱/۴۵	۰/۰ ۱۵	۱۶۸۱	۰۰ ۱, ۱۱۰	$Bi_{12}GeO_{20}$
-۵۲	۰/۲۳	۰/۷۷	۰/۰۰ ۹۳	۳۳۲۹	$Z, Y$	$LiTaO_3$
	۳۸	۲/۱۵	۰/۰۰ ۲۳	۳۱۵۹	$Y, X$	<i>Quartz</i>
۱۴	۰/۴۷	۲/۶۲	۰/۰۰ ۱۶	۳۱۵۸	$ST, X$	

میرائی با عمق این محلول‌ها در شکل (۳.۸) نشان داده شده است. چند نکته کلی نمایان می‌شود. اول، هر دو مؤلفه ثابت میرائی مرتبه‌ای از طول موج ریلی دارند، به‌این معنی که اختلال سطح در لایه‌ای به‌ضخامت مرتبه  $\lambda_R$  محدود می‌شود. دوم، این دو مؤلفه در ربع فاز هستند به‌طوری که مکان هندسی قطبش بیضوی است. در واقع، تجزیه و تحلیل دقیق نشان می‌دهد که چرخش بردار جابجایی به صورت رتروگراد<sup>۹</sup> (خلاف تجزیه عقربه‌های ساعت) در سطح و پیش‌رونده (در جهت عقربه‌های ساعت) پایین‌تر است. باید توجه داشت که جابجایی‌های واقعی حتی در سطح بسیار کوچک هستند. با توجه به کارهای ریستیک<sup>۱۰</sup> [۲] "در دستگاهی با فرکانس ۱۰۰ مگاهرتز با توان میانگین ۱۰ میلی‌وات در یک پرتو به‌عرض یک سانتی‌متر روی بستری با سرعت SAW (موج سطحی صوتی)  $V_R = 3km \cdot s^{-1}$  کار می‌کند، طول موج ۳۰ میکرومتر با جابجایی قائم پیک (قله) در حدود  $10^{-1}$  متر است." کاهش با عمق نیز بسیار سریع است. برای انتشار در امتداد محور  $YZ$  کوارتز، فارنل<sup>۱۱</sup> [۳] محاسبه کرده است که بزرگی بردار موج سطحی صوتی پواین‌تینگ<sup>۱۱</sup> به‌اندازه چهار مرتبه بزرگی در فاصله  $1/8\lambda_R$  کاهش می‌یابد، همانطور که در شکل (۴.۸) نشان داده شده است.

### ۳.۸ سطح سیال بارشده

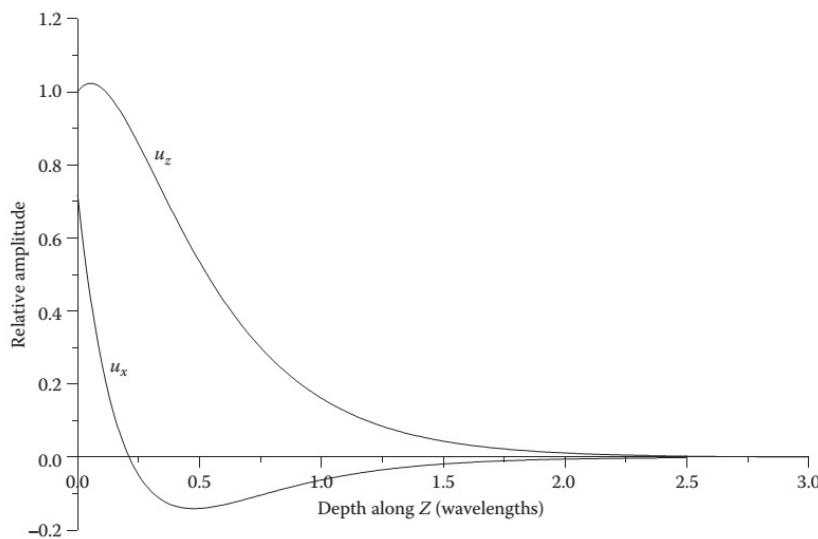
امواجی شبیه امواج ریلی در یک سطح آزاد می‌توانند روی سطح یک جامد با بار مایع منتشر شوند. واضح است که وقتی امپدانس صوتی مایع به صفر می‌رسد، چنین امواجی به صورت پیوسته به‌امواج رایلی تبدیل می‌شوند، یعنی سیال به‌عنوان یک اغتشاش در موج سطح آزاد عمل می‌کند. در واقع نیازی به‌این فرض نداریم و وجود هر مایعی را می‌توان با شرایط مرزی اصلاح شده در نظر گرفت.

گنجاندن پیوستگی تنش عمودی در شرایط مرزی سطح آزاد بلاfacسله منجر به یک

<sup>۹</sup>Retrograde

<sup>۱۰</sup>Ristic

<sup>۱۱</sup>Poynting



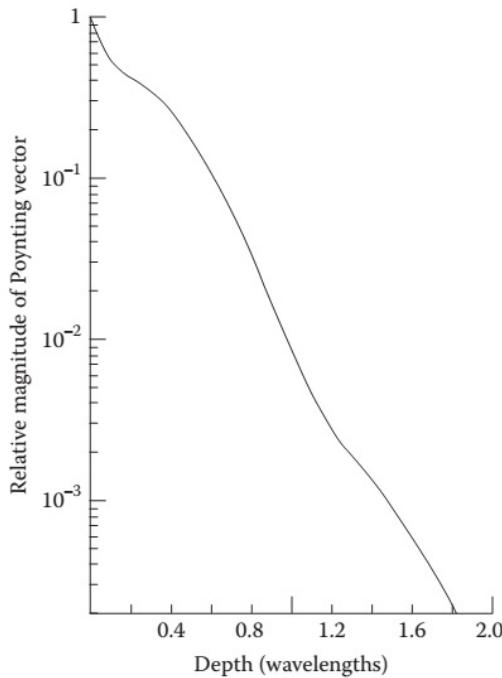
شکل ۳.۸: جابجایی‌های موج ریلی نسبی به صورت تابعی از عمق برای کوارتز ذوب شده از معادلات (۲۳.۸) و (۲۴.۸) محاسبه شده است.

معادله مشخصه جدید می‌شود [۴]:

$$4\beta^2 \gamma_L \gamma_S - (\beta^2 - \gamma_S)^2 = j \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\gamma_L k_S^4}{\sqrt{k_L^2 - \beta^2}} \quad (25.8)$$

این معادله یک ریشه حقیقی و یک ریشه مختلط دارد. ریشه حقیقی مربوط به یک موج مرزمشترک واقعی و بدون میرایی (موج استونلی) است و در بخش ۰.۳.۳ بررسی خواهد شد. ریشه مختلط، مربوط به اصلاح موج ریلی، در اینجا بررسی خواهد شد. برای سادگی، فرض می‌کنیم که سرعت این موج،  $V_R' \geq V_R$  را برآورده می‌کند، که به زودی نشان داده خواهد شد. این امواج سطحی که با حضور سیال اصلاح می‌شوند، امواج ریلی تعمیم یافته یا معمولاً امواج ریلی نشستی نامیده می‌شوند.

از آنجایی که سرعت موج ریلی تعمیم یافته مختلط است، کاهش می‌یابد. همانطور که محیط‌ها بدون تلفات فرض شده‌اند، موج سطحی را تنها می‌توان با تابش انرژی به‌مایع کاهش داد. با برخورد متقابل، موجی که از مایع برخورد می‌کند، چنین موجی را روی سطح ایجاد می‌کند. تولید و تابش را می‌توان به‌سادگی با شرایط تطبیق فاز توصیف کرد. همانطور که برای انعکاس و انتقال در سطح مشترک مایع-جامد مشاهده می‌شود، مولفه بردار موج تابشی در امتداد سطح  $\omega/V_x = \beta \sin \theta = \omega/V'_R$  است. برای موج ریلی تعمیم یافته روی سطح،  $\omega/V'_R = \beta'_R$  است. با افزایش زاویه تابش از صفر،  $\beta'_R$  افزایش می‌یابد تا در نهایت  $\beta = \beta'_R$  در یک زاویه  $\theta_R$  به‌طوری که  $V'_R = V/\sin \theta_R$ . بنابراین، سرعت فاز پرتو تابشی که بر روی سطح برای تابش در  $\theta_R$  می‌تابد، با سرعت موج تعمیم یافته ریلی "تطبیق فاز" دارد، بنابراین پرتو تابشی موج دوم را تقویت می‌کند (یا در صورت عدم وجود موج سطحی اولیه، آن را تولید می‌کند). این در واقع یک پدیده رزونانسی



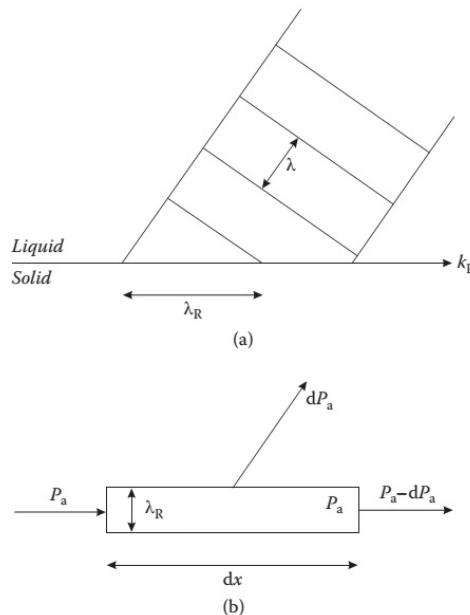
شکل ۴.۸: بزرگی نسبی بردار پواینینگ موج ریلی به صورت تابعی از عمق برای انتشار در امتداد محور  $z$  ها در صفحه  $YZ$  کوارتر.

است و موج تابشی حداکثر موج سطحی بسیار تیز و باریک را در  $\theta_R = \theta = 0$  ایجاد می‌کند. به همین ترتیب، موج ریلی با زاویه  $\theta_R$  به محیط سیال تابش یا "نشت می‌کند". با انجام این کار، انرژی صوتی را از دست داده و ضعیف از اینرو منجر به ریشه مختلط سرعت می‌شود. به همین دلیل است که به چنین امواجی امواج ریلی نشتبی می‌گویند.

سرعت فاز  $V_R$  امواج ریلی نشتبی به صورت عددی محاسبه شده و توسط ویکتوروف [۴] برای مقادیر مختلف نسبت پواسون و نسبت چگالی جدول‌بندی شده است. اثر معمولاً بسیار کوچک است. به عنوان مثال، برای یک مرز مشترک متوسط، پارامترهای ترسیم شده توسط ویکتوروف  $V_R/V_0 = ۵$  و  $r = ۰/۵$  است که منجر به  $V'_R/V_R \approx ۱/۰۰۱$  می‌شود. برای مقادیر دیگر این نسبت‌ها، مقدار  $V'_R$  به طور یکنواخت افزایش می‌یابد. لازم به ذکر است که نتایج عددی ویکتوروف دقیق است و این فرض را نمی‌کند که چگالی مایع بسیار کمتر از چگالی جامد است.

فاکتور تضعیف موج ریلی نشتبی نیز توسط ویکتوروف جدول‌بندی شده است. برخلاف سرعت، این اثر بسیار مهم است، زیرا با قرار دادن یک قطره آب بر روی خط تاخیر SAW قابل بررسی است. حتی در پایین‌ترین فرکانس‌های قابل دستیابی، سیگنال فوراً ناپدید می‌شود. در انسفلد و سالتزمن [۵] تخمین ساده‌ای از این اثر را که به‌وضوح فیزیک را آشکار می‌کند، ارائه کرده است. قبلًا در این فصل نشان داده شد که SAW دارای مولفه عمودی و مماسی جابجایی است. مولفه عمودی امواج فشاری را به داخل مایع وارد کرده و کارایی این مکانیسم به واسطه عدم تطبیق صوتی بین جامد و مایع است. مولفه مماسی

با ویسکوزیته با سیال تزویج می‌شود و به‌طور کلی بسیار ضعیفتر است. مولفه فشاری انتقال انرژی را می‌توان با ارجاع به‌شکل (۵.۸) برای یک عنصر سطحی با ضخامت  $\lambda$  و عرض  $b$  محاسبه کرد. با تعیین مولفه نرمال دامنه جابجایی ذره با  $a$ ، برای انتقال انرژی در ثانیه از طریق عنصر داریم [۵].



شکل ۵.۸: (الف) تشعشع موج ریلی از یک عنصر سطحی به‌سیال مجاور با طول موج صوتی  $\lambda$ .  
 (ب) تعادل انرژی برای یک عنصر سطحی در طول زمان  $dt$  بدلیل تابش یا نشت موج ریلی به‌سیال مجاور.

$$P_a = \lambda b 2\pi^2 \rho_2 v_R^2 \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \quad (26.8)$$

از آنجایی که پیوستگی جابجایی عمودی در سطح مشترک وجود دارد، انرژی ساطع شده در هر ثانیه توسط عنصر سطحی  $b dx$  به‌سیال برابر است با:

$$dP_a = 2\pi^2 (b dx) \rho_1 V_0^2 \left(\frac{a}{\lambda_1}\right)^2 \quad (27.8)$$

به‌طوری که در نهایت ضریب تضعیف انرژی برای موج ریلی نشتی برابر است با:

$$\alpha_R = \frac{1}{P_a} \frac{dP_a}{dx} = \frac{\rho_1 V_0}{\rho_2 V_R \lambda} \text{ cm}^{-1} \quad (28.8)$$

بنابراین تضعیف در هر طول موج نشتی با نسبت امپدانس‌های صوتی داده می‌شود. ویکتوروف مقدار  $\alpha_R = 0.11$  را برای یک مورد معمولی می‌دهد، به‌طوری که موج در فاصله حدود ده طول موج به  $1/e$  مقدار اولیه خود کاهش می‌یابد. به‌همین دلیل است که تقریباً برای تمام اهداف عملی، دستگاه‌های SAW را نمی‌توان در مایعات استفاده کرد.

مولفه ویسکوز را می‌توان از شکل (۵.۸) نیز محاسبه کرد. اگر عرض عنصر نشان داده شده  $b$  باشد، نیروی ویسکوز وارد بر عنصر برابر است با:

$$F = \eta(bdx) \frac{v}{\delta} \quad (۲۹.۸)$$

که در آن  $v$  سرعت ذره در مرز مشترک جامد-مایع و برابر با  $\omega a$  است. در اینجا  $a$  جابجایی ذره در جهت  $x$  است.

$$\delta = \left( \frac{\rho_1 \eta}{\rho_2 \omega} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (۳۰.۸)$$

ازین رو  $\frac{v}{\delta}$  تقریباً گرادیان سرعت در مایع است.  
انرژی تلف شده در ثانیه تحت نیروی ویسکوز برابر است با:

$$dP'_a = \frac{1}{2} \left( \frac{\eta}{l} \right) v^2 bdx \quad (۳۱.۸)$$

و با استفاده از  $v = \omega a$ ، جریان انرژی در موج ریلی خواهد بود؛

$$P'_a = \frac{1}{4} b \rho_2 V_R v^2 \lambda_R \quad (۳۲.۸)$$

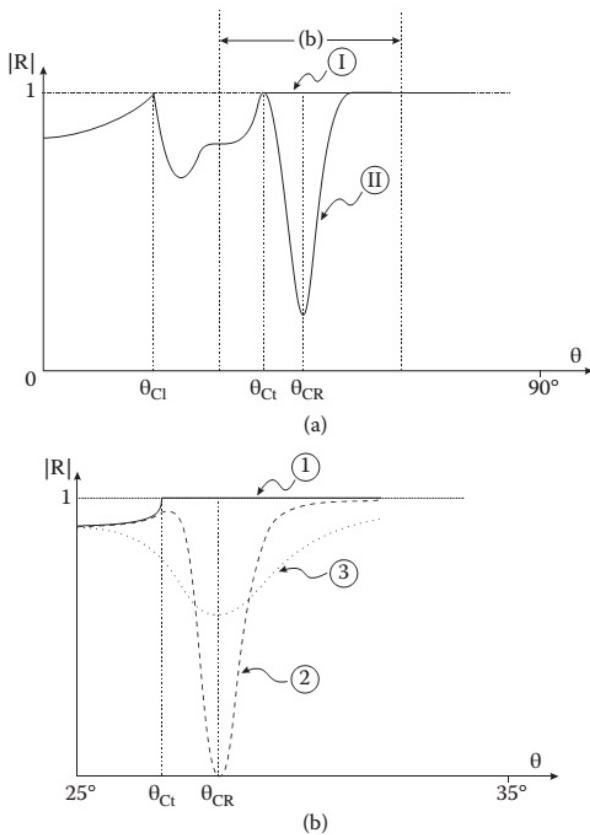
و تضعیف ویسکوز برابر است با؛

$$\alpha_S = \frac{dP'_a}{P'_a dx} = \frac{\left( \rho_1 \eta \frac{\omega^2}{2} \right)^{\frac{1}{4}}}{4 \pi^2 \rho_2 V_R^2} \quad (۳۳.۸)$$

این تضعیف ویسکوز معمولاً صد برابر کوچکتر از عبارت فشاری است که در معادله (۲۸.۸) ارائه شده است.

امواج ریلی را می‌توان با چیزهای دیگری غیر از محیط‌های معمولی تضعیف کرد: نقص‌های نقطه‌ای، ناهمواری، مرزهای دانه‌ای، الکترون‌ها، فونون‌ها و همه عیوب و تحریک‌هایی که می‌توانند امواج حجیم را تضعیف کنند. این پدیده‌ها را می‌توان فی نفسه با تولید و تشخیص امواج ریلی در یک مرز مشترک خلاء-جامد بهترین وجه مورد مطالعه قرار داد. با این حال، آنها همچنین در محتوای کنونی یک مرز مشترک جامد-سیال وارد بازی می‌شوند. از جنبه نظری، ما بازتاب  $R(\theta)$  یک موج بی‌نهایت در سیال را بر روی یک فصل مشترک کامل که توسط یک جامد غیر تضعیف‌کننده تشکیل شده است، در نظر می‌گیریم. نتیجه منحنی  $R(\theta)$  نظری معمولی است که در فصل هفتم ارائه شده است که در آن بازتاب کلی برای  $\theta > \theta_S$  وجود دارد که در آن  $1 \equiv |R(\theta)|$ . از نظر تجربی، پرتوهای محدود فضایی باید استفاده شوند و اینها باعث ایجاد جلوه‌های ویژه می‌شوند که در بخش بعدی مورد بحث قرار می‌گیرند. با این حال، با در نظر گرفتن این موارد، همچنان در آزمایش‌های بازتابی بر روی نمونه‌های معمولی، بهجای بازتاب کلی، همانطور که در شکل (۶.۸) نشان داده شده است، عمق شدید در زاویه ریلی مشاهده می‌شود. ما این اثر را عمق ریلی <sup>۱۲</sup> می‌نامیم.

<sup>۱۲</sup> Rayleigh dip



شکل ۸.۸: (الف) نمودار شماتیک مدول ضریب انعکاس در سطح مشترک مایع-جامد به صورت تابعی از زاویه:  $I$ ، جامد کامل، غیرضعیف‌کننده.  $II$ ، مقدار محدودی از میرایی در جامد منجر به عمق ریلی می‌شود. (ب) انفجار (الف) در اطراف زاویه ریلی: ۱. تضعیف صفر، ۲. مقدار کوچک اما بحرانی میرایی در جامد، ۳. تضعیف زیاد. افزایش تضعیف به تدریج عمق ریلی را از بین می‌برد.

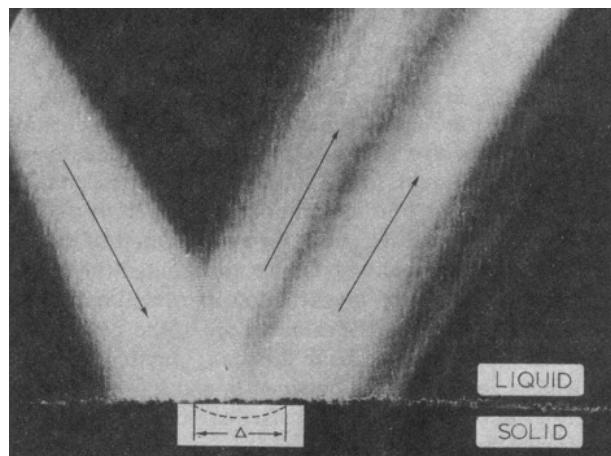
وجود عمق ریلی را می‌توان بر حسب تضعیف موج سطحی توضیح داد. اگر تضعیف وجود نداشته باشد، موج تابشی یک موج ریلی ایجاد می‌کند، که سپس دوباره گسیل و عملاً منجر به بازتاب کامل می‌شود. این دقیقاً وضعیتی است که در اپتیک در بازتاب کامل در یک منشور یافت می‌شود. موج محو شونده<sup>۱۳</sup> مرتبط با زاویه بحرانی وجود دارد، اما اگر انرژی با اتلاف از آن حذف نشود، انرژی موجود در موج محرک به سادگی ذخیره می‌شود و منتشر نمی‌شود. با بازگشت به موج ریلی، اگر اکنون مکانیزم میرایی معرفی شود، بخشی از انرژی مرتبط با موج ریلی جذب می‌شود. این امر دامنه موج بازتابش شده را کاهش می‌دهد و منجر به تشکیل عمق ریلی می‌شود. در مقایسه با اپتیک، این مربوط به قرار دادن صورت منشور دوم در نزدیکی وجهی است که در آن بازتاب کلی رخ می‌دهد، که انرژی ذخیره شده در موج محو شونده را کاهش می‌دهد، که به‌نوبه خود ضریب بازتاب را از واحد کاهش می‌دهد. عمق ریلی به‌طور کامل در بخش ۱۵.۲.۳ در مورد بازتاب زاویه

<sup>۱۳</sup>Evanescence Wave

بحرانی مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

### ۱.۳.۸ جابجایی پرتو

جابجایی پرتوهای صوتی محدود در زاویه بحaranی مشابه خود را در اپتیک دارد، که بهنوبه خود تاریخچه طولانی و قابل احترامی دارد که بهنیوتن باز می‌گردد. نیوتن آزمایش‌هایی را با یک صفحه نقره‌ای انجام داد که در شرایط بازتاب کامل با سطح شیشه‌ای در تماس بود. نتایج او قطعی نبود و این سوال تنها در آزمایش‌های گوس و هنچن<sup>[۱۴]</sup><sup>[۱۵]</sup> که بهوضوح جابجایی جانبی یک پرتو نوری را که تحت انعکاس کامل قرار گرفته بود، بهطور قطع حل شد. بررسی گسترده‌ای از موضوع توسط لاج<sup>[۱۶]</sup><sup>[۱۷]</sup> ارائه شده است. اندکی پس از آن، شوخ<sup>[۱۸]</sup> یک مطالعه تجربی و نظری کامل از همتای صوتی برای بازتاب یک پرتو صوتی محدود در زاویه ریلی، که اکنون جابجایی شوخ نامیده می‌شود، انجام داد. با این حال، نظریه شوخ، اصلاح شده توسط برخوفسکیخ، قادر پایه فیزیکی است و فقط برای حد پرتو گستردگی معتبر است.



شکل ۷.۸: عکس شلیلن از یک پرتو فراصوت که از مایع در یک مرز مشترک آب/آلومینیوم تابش می‌کند. مولفه‌های منعکس شده و جابجا شده بهطور خاص بهوضوح قابل مشاهده هستند.

اولین گام بهسمت یک مدل فیزیکی شفاف توسط موت<sup>[۱۹]</sup><sup>[۲۰]</sup> و بهدنیال آن یک مطالعه تجربی کامل توسط نویبائر<sup>[۲۱]</sup><sup>[۲۲]</sup> انجام شد. دومی از تصویربرداری Schlieren برای تصویربرداری از جابجایی پرتو و هیدروفون‌ها برای بررسی تغییرات فضایی وابستگی فرکانس بازتاب استفاده کرد. عکس Schlieren توسط بریزیل<sup>[۲۳]</sup><sup>[۲۴]</sup> و همکاران، ویژگی‌های

<sup>[۱۴]</sup> Goos and Hänchen

<sup>[۱۵]</sup> Lotsch

<sup>[۱۶]</sup> Schoch

<sup>[۱۷]</sup> Mott

<sup>[۱۸]</sup> Neubauer

<sup>[۱۹]</sup> Breazeale

اساسی یافت شده توسط نویبائر را نشان می‌دهد، شکل (۷.۸)، که یک مدل ساده برای توضیح ساختار مشاهده شده ارائه کرد. تئوری بازتاب استاندارد ارائه شده در فصل هفتم یک پرتو بازتابی خاص را با یک معکوس فاز  $\pi$  با توجه به پرتو تابشی که در سمت چپ پرتو منعکس شده در شکل (۷.۸) دیده می‌شود، پیش‌بینی می‌کند. علاوه بر این، در  $\theta_R = \theta = 0$  یک موج ریلی در فاز با پرتو تابشی وجود دارد. در امتداد سطح بهصورت یک موج ریلی نشیتی منتشر می‌شود و انرژی صوتی را به سیال تابش می‌کند. در ابتدا، مولفه منعکس شده به طور خاص و موج ریلی نشیتی خارج از فاز هستند، که منجر به نال (صفر) مشاهده شده در بخشی از ناحیه چشمی در مرکز سمت چپ تصویر شلیرن Schlieren می‌شود. پس از آن، موج ریلی نشیتی به درون سیال تابش می‌کند، همانطور که انتظار می‌رفت، شدت آن با فاصله انتشار کاهش می‌یابد.

اصلاحات بیشتر در مدل با استفاده از مدل تضعیف کننده بکر و ریچاردسون [۱۲] در تصویر آورده شده است. در فرکانس‌های بهاندازه کافی بالا، آن تئوری برابری فاز را برای تابش موج ریلی منعکس شده و نشیتی دار پیش‌بینی می‌کند، که منجر به ناپدید شدن ناحیه صفر در فرکانس‌های بهاندازه کافی بالا می‌شود. این اثر توسط نوبائر نیز مشاهده شد.

یک نظریه دقیق برای جابجایی پرتو توسط برتوی و تامیر [۱۳] ارائه شد. خلاصه‌ای از بخش‌های مربوط به کار آنها در زیر آمده است. خوانندگان جدی باید به مرجع اصلی مراجعه کنند. برتوی و تامیر با استفاده از تزویج تبدیل فوریه، یک نمایش موج مسطح از سرعت ذرات میدان تابشی  $v_{inc}(x, z)$  ارائه می‌کنند.

$$v_{inc}(x, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} V(k_x) \exp[j(k_x x + k_z z)] dk_x \quad (34.8)$$

$$V(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} v_{inc}(x, z) \exp(-jk_x x) dz \quad (35.8)$$

جایی که نماد و محورها معانی معمول خود را دارند. عرض پرتو تابشی  $w$  است به‌طوری که عرض پرتاب شده روی سطح  $w_0 = w \sec \theta_i$  است که در آن  $w_0$  است. بنابراین، انتگرال در معادله (۳۴.۸) تقریباً بیش از عرض مؤثر  $w$  است و انتگرال بیش از  $k_x$  در معادله (۳۵.۸) بیش از یک بازه است که محدوده زوایای امواج صفحه با دامنه  $V(k_x)$  را تعیین می‌کند. با پایستگی تکانه موازی، طبق معمول،  $k_x = k \sin \theta_i = k_l \sin \theta_l = k_t \sin \theta_t$  است. در فضای اعداد موج، ضریب بازتاب کامل را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$R(k_x) = \frac{(2k_x - k_s^\gamma)^2 - 4k_x[(k_x^\gamma - k_d^\gamma)(k_x^\gamma - k_s^\gamma)]^{\frac{1}{\gamma}} - \frac{jk_s^\gamma}{Q} \left[ \frac{(k_x^\gamma - k_d^\gamma)}{(k^\gamma - k_x^\gamma)} \right]^{\frac{1}{\gamma}}}{(2k_x - k_s^\gamma)^2 - 4k_x[(k_x^\gamma - k_d^\gamma)(k_x^\gamma - k_s^\gamma)]^{\frac{1}{\gamma}} + \frac{jk_s^\gamma}{Q} \left[ \frac{(k_x^\gamma - k_d^\gamma)}{(k^\gamma - k_x^\gamma)} \right]^{\frac{1}{\gamma}}} \quad (36.8)$$

<sup>۲۰</sup> Becker and Richardson

<sup>۲۱</sup> Bertoni and Tamir

که در آن  $\rho_1 \rho = \rho_1 \rho_0$ ، و سرعت ذره بازتاب شده خواهد بود؛

$$v_{refl}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(k_x) V(k_x) \exp[j(k_x x + k_z z)] dk_x \quad (37.8)$$

در همان محدوده اعداد موج مانند موج تابشی است. علاقه‌مند به محدوده‌ای هستیم که شامل عدد موج ریلی  $k_R = k \sin \theta_R$  است.

از آنجایی که به طور کلی مختلط است،  $R(k_x)$  باید در صفحه مختلط در نظر گرفته شود، جایی که قطب (مخرج صفر شود) و صفرها (صورت صفر شود) را نشان می‌دهد. در غیاب مایع، جواب‌های تشدید سطح آزاد برای  $k_R = k_P$  را می‌توان به صورت صفر ( $k_x = k_P$ ) مخرج  $\rho \rightarrow \infty$  یافت. برای سطح آزاد،  $k_R = k \sin \theta_R$  واقعی و  $k_R = k \sin \theta_P$  می‌باشد. این راه برای یافتن جواب برای  $k_R$  از زاویه دیگری در فصل دهم در مورد موج‌های صوتی مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

اگر مایعی در حال حاضر وجود داشته باشد، به طوری که یک اغتشاش کوچک باشد، قطب  $(k_R = k_P)$  از  $R(k_x)$  به  $k_x = k_P$  حرکت می‌کند، و همانطور که از رابطه (36.8) می‌توان نتیجه گرفت، اکنون مختلط است. مانند بخش قبل می‌توانیم جواب  $k_P = \beta + j\alpha$  را بنویسیم که  $\beta \approx k_R$  و  $\alpha$  تضعیف ناشی از بارگذاری مایع است. بنابراین، عدد موج برای یک موج نشتی است. با در نظر گرفتن صریح قطب‌های  $k_P$  و صفرهای  $k_R$  در نزدیکی شرایط ریلی، ضریب بازتاب برای موج نشتی را می‌توان نوشت.

$$R(k_x) = \frac{k_x - k_0}{k_x - k_P} \quad (38.8)$$

برای مورد بدون تلفات، قبلاً از بخش ۳.۸ می‌دانیم که  $|R| \equiv 1$  برای  $\theta > \theta_{cs}$  و فاز  $\pi$  در  $\theta = \theta_P$  است. اگر  $k_0 \equiv k_P^*$  که در آن \* مزدوج مختلط باشد، این شرط برآورده می‌شود. برای تلفات کوچک در جامدات  $k_P^* \neq k_0$ ، را می‌توان از معادله (38.8) محاسبه کرد. در واقع  $|R|$  برای مقداری از  $k_x \approx k_R$ ، که با فرکانس حداقل بازتاب مشاهده شده به صورت تجربی مطابقت دارد، به کمینه می‌رسد. برتونی و تامیر با یک پرتوگوسی محاسبه‌ای انجام می‌دهند تا با نتایج تجربی نوبائی تماس برقرار کنند. با استفاده از نماد قبلی، سرعت ذرات تابشی را می‌توان در صفحه  $z$  بصورت زیر نوشت

$$v_{inc}(x, \circ) = \frac{\exp \left[ -\left( \frac{x}{w_0} \right)^2 + j k_i x \right]}{\sqrt{\pi} w_0 \cos \theta_i} \quad (39.8)$$

با مولفه فوریه وابسته

$$V(k_x) = \frac{\exp \left[ -(k_x - k_i)^2 \left( \frac{w_0}{\gamma} \right)^2 \right]}{\cos \theta_i} \quad (40.8)$$

که ممکن است در معادله (37.8) برای یافتن میدان منعکس شده در صورت شناخته شدن  $R(k_x)$  استفاده شود. گام کلیدی برتونی و تامیر این است که  $R(k_x)$  در ناحیه اطراف

زاویه ریلی را به دو قسمت تقسیم کنند.

$$R(k_x) = R_{\circ} + R_{\backslash}(k_x) \quad (41.8)$$

که در آن

$$R_{\circ} = R(k_i) = \frac{k_i - k_{\circ}}{k_i - k_p} \quad (42.8)$$

ضریب بازتاب برای مولفه بازتاب خاص (آکوستیک‌های هندسی) است و

$$R_{\backslash}(k_x) = \frac{k_p - k_{\circ}}{k_p - k_i} \cdot \frac{k_x - k_i}{k_x - k_p} \quad (43.8)$$

ضریب بازتاب وابسته به اثرات پراش در دوباره تشعشع از موج ریلی نشته است. ترکیب معادلات (۳۷.۸) و (۴۰.۸)، برتونی و تامیر بدست آورده است:

$$\begin{aligned} v_{\circ}(x, \circ) &= R_{\circ} \frac{\exp \left[ -\left( \frac{x}{w_{\circ}} \right)^2 + j k_i x \right]}{\sqrt{\pi} w_{\circ} \cos \theta_i} \\ &= R_{\circ} v_{inc}(x, \circ) \end{aligned} \quad (44.8)$$

$$v_{\backslash}(x, \circ) = v_{inc}(x, \circ) \frac{k_p - k_{\circ}}{k_p - k_i} \left[ 1 + \frac{j \sqrt{\pi} w_{\circ}}{2} (k_p - k_i \exp(\gamma^2) \operatorname{erfc} \gamma) \right] \quad (45.8)$$

که در آن  $\operatorname{erfc} \gamma$  تابع خطای مکمل است. با مقایسه معادله (۴۴.۸) با معادله (۳۹.۸)، می‌بینیم که  $v_{\circ}$  دقیقاً مؤلفه منعکس شده را ارائه می‌دهد. شکل (۴۵.۸) نشان می‌دهد که نامتقارن است، یعنی دیگر گوسی نیست. مقدار  $v_{\backslash}(x, \circ)$  فقط در نزدیکی شرایط طبیق فاز  $k_i = \beta$  زیاد است. خارج از منطقه روشن، یعنی  $w \gg \omega$ ، برتونی و تامیر این را نشان می‌دهند که

$$v_{\backslash}(x, \circ) \approx -\frac{4}{\Delta_s} \sec \theta_i \exp \left[ \left( \frac{w_{\circ}}{\Delta_s} \right)^2 \right] e^{j(\beta+\alpha)x} \quad (46.8)$$

که از ضریب فاز نمایی دقیقاً به شکل موج ریلی نشته با  $\Delta_s$  جابجایی شوخ است. وضعیت بهترین شکل با نمایش دو جواب در [۱۳]، همراه با مجموع آنها که میدان کاملاً منعکس شده را نشان می‌دهد، خلاصه می‌شود. به نظر می‌رسد که حذف قله انعکاسی خاص و قله ریلی منجر به نال (صفر) می‌شود، و در سمت راست لبه انتهایی بهوضوح بدلیل موج نشته ریلی است که هر دو نتیجه پیشنهادی نویباور هستند. مبدأ جابجایی  $\Delta$  نیز در [۱۳] نشان داده شده است. ملاحظات کمی بیشتر، تمام نتایج دیگر گزارش شده توسط نویباور را تایید می‌کند.

## ۲.۳.۸ امواج جانبی: خلاصه‌ای از امواج ریلی نشته

خلاصه‌ای از امواج فصل مشترک مختلف مرتبط با امواج ریلی نشته توسط اوبرال [۱۴] ارائه شده است. موج ریلی خالص در تماس با خلاء دارای سرعتی موازی با سطح (a)

است. برای موج نشستی در حد  $1 \ll \rho_1 / \rho_0$ , بیشتر انرژی صوتی در جامد است، اما بردار سرعت  $v_R$  اکنون به دلیل نشت در آن جهت به سمت مایع متمایل شده است.

اگر تابش از مایع برای زوایای تابش غیر از زاویه ریلی اتفاق بیفتد، مشخص می‌شود که امواج دیگری در نزدیکی فصل مشترک وجود دارند که امواج جانبی نامیده می‌شوند. اینها مستقیماً از تئوری ضریب انعکاس در مرز مشترک جامد-مایع می‌آیند و در زوایای بحرانی  $\theta_{cs}$  و  $\theta_{cl}$  ایجاد می‌شوند. امواج جانبی به طور موثر امواج حجمی<sup>۲۲</sup> هستند که به موازات سطح حرکت می‌کنند و اغلب به آنها امواج حجمی سطحی می‌گویند. مانند امواج ریلی نشستی، امواج جانبی نیز با زاویه مناسب به درون مایع تابش می‌کنند ( $\theta_{cl}, \theta_{cs}$  و  $\theta_{cR}$  به ترتیب برای امواج جانبی طولی و عرضی و امواج ریلی نشستی) و در مایع این امواج تابشی به عنوان امواج سر<sup>۲۳</sup> شناخته می‌شوند. موج سر دارای یک جبهه موج مخروطی است و عموماً به نام موج سر اشمیت به نام کاشف آن شناخته می‌شود. همه این امواج به طور همزمان در یک آزمایش کلاسیک انجام شده توسط فون اشمیت<sup>۲۴</sup>[۱۵] تصویربرداری شدند. یک جرقه الکتریکی در آب در نزدیکی یک سطح الومینیومی به عنوان یک منبع نقطه‌ای عمل می‌کند، به طوری که طیف کاملی از زوایای برخورد ساطع می‌شود. بنابراین، امواج جانبی  $L$  و  $S$  و امواج ریلی نشستی برانگیخته و در طول فصل مشترک منتشر شدند. این امواج به نوبه خود امواج سر مخروطی را تحریک می‌کردند. با استفاده از تصویربرداری Schlieren، فون اشمیت توانست همه این میدان‌های موجی را همزمان تصویر کند.

### ۳.۳.۸ امواج استونلی در مرز مشترک مایع-جامد

به طور کلی، امواج استونلی، امواج فصل مشترک خالص در مرز بین دو محیط الاستیک هستند. همانطور که بعداً مشاهده خواهد شد، برای دو جامد آنها فقط برای محدوده‌های معینی از نسبت‌های چگالی و سرعت صوت وجود دارند. با این حال، ایوینگ<sup>۲۵</sup> و همکاران<sup>۱۶</sup> نشان داده‌اند که آنها در همه موارد برای سطح مشترک مایع-جامد وجود دارند. آنها امواج فصل مشترک خالص هستند، زیرا بدون تضعیف منتشر می‌شوند (از این‌رو، سرعت حقیقی است)، و دامنه آنها به طور تصادعی در هر دو طرف فصل مشترک کاهش می‌یابد. برای  $1 \ll \rho_1 / \rho_0$ , انرژی عمدتاً در مایع است و با فاصله در آن محیط بسیار آهسته تجزیه می‌شود. سرعت کمتر از سرعت صوت در مایع اما از مرتبه آن است. در سمت جامد، موج فقط به فاصله‌ای به اندازه یک طول موج نفوذ می‌کند.

ذکر شد که معادله مشخصه برای موج مشترک عمومی دارای یک ریشه مختلط و یک ریشه حقیقی است و در قسمت قبل نشان داده شد که ریشه مختلط مربوط به موج نشستی ریلی است. ریشه حقیقی مربوط به موج استونلی است که همانطور که در بالا گفته شد بدون تضعیف در محیط‌های بدون تلفات منتشر می‌شود. برخوفسکیخ<sup>۱۷</sup>[۱۷] نشان داده

<sup>۲۲</sup>Bulk Waves

<sup>۲۳</sup>Head Waves

<sup>۲۴</sup>von Schmidt

<sup>۲۵</sup>Ewing

است که برای  $1 \ll \rho_0/V_S$  و  $1 \gg \rho_0/\rho_1$ ، این ریشه توسط رابطه زیر داده می‌شود؛

$$V_{ST} = V_0 \left[ 1 - \frac{1}{\lambda} \left( \frac{\rho_0 V_0^*}{\rho_1 (V_S^* - V_L^*)} \right)^2 \right] \quad (47.8)$$

که در آن زیرنویس  $\circ$  برای مایع و زیرنویس  $\dag$  برای جامد است و میرائی دامنه بهمایع با رابطه زیر داده می‌شود

$$\exp \left[ -\frac{\pi}{\lambda} \frac{\rho_0 V_0^*}{\rho_1 (V_L^* - V_S^*)} |z| \right] \quad (48.8)$$

بنابراین طول میرائی برابر است با؛

$$\frac{\lambda}{\pi} \frac{\rho_1 (V_L^* - V_S^*)}{\rho_0 V_0^*} \quad (49.8)$$

که در شرایط ذکر شده بسیار بزرگتر از طول موج است. در نهایت، از نقطه نظر عملی، موج استونلی تنها با یک نگاه برانگیخته می‌شود.

## خلاصه

- امواج ریلی امواج صوتی سطحی هستند که در آن جابجایی‌های طولی و برشی با هم تزویج شده و با سرعت یکسانی حرکت می‌کنند. جابجایی‌ها بین یک تا دو طول موج ریلی سطح محدود می‌شوند.
- سرعت امواج ریلی بین  $77\%$  و  $95\%$  سرعت موج عرضی بستر (زیر لایه) است.
- امواج ریلی نشتی برای انتشار موج ریلی در سطح مشترک جامد-مایع رخ می‌دهد. انرژی صوتی در زاویه ریلی بهمایع تابش می‌شود. یک موج ورودی از مایع در زاویه ریلی نیز یک موج ریلی نشتی را در جامد تحریک می‌کند. امواج ریلی نشتی بهدلیل انتقال مولفه عمودی بهسطح بهداخل مایع ضعیف می‌شوند.
- عمق ریلی شبیه ریلی کاوش ضریب بازتاب برای سطح مشترک جامد-مایع در زاویه ریلی بهدلیل تضعیف موج ریلی در سطح جامد است.
- جابجایی شوخ موج منعکس شده بهدلیل برخورد یک پرتو محدود از مایع در زاویه ریلی. این اثر مشابه اثر گوس و هنچن در اپتیک است. این بهدلیل حذف فاز بین موج منعکس شده مستقیم و موج نشتی ریلی است.
- امواج جانبی امواج حجیمی هستند که در نزدیکی زوایای بحرانی برانگیخته شده و لایه‌ای سطحی هستند.
- امواج سر امواج نشتی هستند که توسط امواج جانبی بهمحیط دوم تابش می‌شوند.

- **امواج استونلی** در سطح مشترک مایع و جامد، امواج فصل مشترک واقعی هستند. آنها ضعیف نشده و معمولاً عمدتاً در مایع با سرعت صوت تقریباً برابر با سرعت صوت در مایع هستند.

## پرسش‌ها

۱. توضیح دهید که چگونه بارگذاری سیال حجیم سرعت موج ریلی تعیین یافته را افزایش می‌دهد در حالی که بارگذاری توسط یک لایه مایع نازک غیر تضعیف کننده معمولاً آن را کاهش می‌دهد.

۲. با استفاده از

$$r = 2 - (V/V_S)^2$$

$$q^2 = 1 - (V/V_L)^2$$

$$s^2 = 1 - (V/V_S)^2$$

نشان دهید که معادله (۲۱.۸) را می‌توان بصورت زیر نوشت؛  
 $r^2 - 4sq = 0$

۳. در مورد عواملی که ممکن است در تعیین تفاوت بین تضعیف BAW و SAW برای یک ماده معین نقش داشته باشند، بحث کنید.

۴. نشان دهید که  $\Psi_x$  و  $\Psi_z$  برای انتشار موج ریلی مجاز نیستند.

۵. پلاریزاسیون موج ریلی بیضی نسبت به مقیاس را تا اعمق  $z = \lambda_R$  محاسبه و رسم کنید.

۶.  $\alpha_R$  (معادله ۲۸.۸) و  $\alpha_S$  (معادله ۳۳.۸) را برای کوارتز و PMMA در فرکانس یک مگاهرتز و یک گیگاهرتز محاسبه کنید. تفاوت بین موارد مختلف را توضیح دهید.

۷. تضعیف امواج ریلی روی زیرلایه پیزوالکتریک بصورت  $\alpha(Np/m) = 30f^2 + 6.5f$  که  $f$  بر حسب گیگاهرتز است، داده شده است.

اگر سرعت موج ریلی  $3200m/s$  باشد، ثابت تضعیف را بر حسب  $dB/\mu s$  بیان کنید.

۸. به زبان فیزیکی ساده توضیح دهید که چرا عمق ریلی با افزایش تضعیف موج برشی در سطح جامد گسترش می‌یابد.

۹. محاسبات اولیه جابجایی پرتو موج ریلی، جابجایی را پیش‌بینی می‌کرد که می‌تواند به طور قابل توجهی بیشتر از عرض پرتو باشد. از نظر مدل بخش ۱۳.۸ آیا این امکان وجود دارد؟ توضیح دهید.

۱۰. طول میرائی را در هر دو محیط برای امواج استونلی در فصل مشترک آب و آلومینیوم تخمین بزنید. در مقیاسی رسم کنید.

# كتاب نامه

- [1] Rayleigh, J. W. S., On waves propagating along the plane surface of an elastic solid, in *Proceedings of the London Mathematical Society*, 17, 4, 1885.
- [2] Ristic, V. M., *Principles of Acoustic Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1983.
- [3] Farnell, G. W., Properties of elastic surface waves, in *Physical Acoustics*, IX, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1972, chap. 3.
- [4] Viktorov, I. A., *Rayleigh and Lamb Waves*, Plenum Press, New York, 1967.
- [5] Dransfeld, K. and Salzmann, E., Excitation, detection, and attenuation of high-frequency elastic surface waves, in *Physical Acoustics*, VII, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1970, chap. 4.
- [6] Goos, F. and Hänchen, H., Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion, *Ann. Physik*, 1, 333, 1947.
- [7] Lotsch, H. K. V., Beam displacement at total reflection: The Goos–Hänchen effect. I, *Optik*, 32, 116, 1970.
- [8] Schoch, A., Seitliche Versetzung eines total reflekxienten strahls bei Ultraschallwellen *Acoustics*, 2, 18, 1952.
- [9] Mott, G., Reflection and refraction coefficients at a fluid-solid interface, *J. Acoust. Soc. Am.*, 50, 819, 1970.
- [10] Neubauer, W. G., Ultrasonic reflection of a bounded beam at Rayleigh and critical angles for a plane liquid–solid interface, *J. Appl. Phys.*, 44, 48, 1973.
- [11] Breazeale, M. A., Adler, L., and Scott, G. W., Interaction of ultrasonic waves incident at the Rayleigh angle onto a liquid–solid interface, *J. App. Phys.*, 48, 530, 1977.
- [12] Becker, F. L. and Richardson, R. L., Influence of material properties on Rayleigh critical-angle reflectivity, *J. Acoust. Soc. Am.*, 51, 1609, 1971.

- [13] Bertoni, H. L. and Tamir, T., Unified theory of Rayleigh angle phenomena for acoustic beams at liquid–solid interfaces, *Appl. Phys.*, 2, 157, 1973.
- [14] Uberall, H., Surface waves in acoustics, in *Physical Acoustics*, X, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1973, chap. 1.
- [15] Von Schmidt, O., *Z. Phys.* 39, 868, 1938.
- [16] Ewing, W. M., Jardetzky, W. S., and Press, F., *Elastic Waves in Layered Media*, McGraw-Hill, New York, 1957.
- [17] Brekhovskikh, L. M., *Waves in Layered Media*, Academic Press, New York, 1980.

## فصل ۹

# امواج لمب

فصل هشتم به امواج ریلی می‌پردازد که در امتداد سطح یک جامد نیمه نامتناهی هدایت می‌شوند. این فصل به مسئله مشابهی می‌پردازد، دوباره در مورد امواج سازیتال، یعنی امواج لمب<sup>۱</sup> که در امتداد یک صفحه نازک منتشر می‌شوند. از نظر ریاضی، مسئله امواج لمب بسیار پیچیده‌تر از امواج ریلی است. ما در اینجا به توسعه ریاضی تاکید نمی‌کنیم، بلکه به ماهیت ساده‌ترین جواب‌ها، مودهای متقارن<sup>۲</sup> و مودهای نامتقارن<sup>۳</sup>، و همچنین ماهیت فیزیکی مودهای مرتبه بالاتر نگاه می‌کنیم. منشأ مودها از زاویه دیگری، یعنی مودهای هدایت‌شونده، در فصل دهم بررسی خواهد شد. روش‌های ریاضی بسیار مفصل و دقیق امواج لمب در جای دیگری ارائه شده است<sup>۴</sup>-[۲]-[۴].

یک تفاوت اساسی بین امواج ریلی در یک سطح آزاد و امواج لمب در یک صفحه این است که در مورد دومی یک مقیاس طول محدود وجود دارد، و آن هم ضخامت صفحه است. این بدان معنی است که برای مقادیر متناهی نسبت طول موج لمب به<sup>۵</sup>، امواج لمب پاشنده<sup>۶</sup> هستند. تعیین رابطه پاشندگی و در نتیجه تغییر سرعت فازی ( $V_P$ ) و سرعت گروهی ( $V_G$ ) با فرکانس بخش مهمی از مسئله است. در بسیاری از زمینه‌های فیزیک، به عنوان مثال، دینامیک شبکه در جامدات، توصیف پاشندگی با منحنی<sup>۷</sup> ( $k$ ) برای مود در نظر گرفته شده، طبیعی است. این نیز اغلب در مسائل موجبرهای فرراصوت انجام می‌شود. این ارائه خاص دارای مزیت نمایش واضح و مستقیم فرکانس‌های قطع برای مودهای مختلف است. با این حال، در فرراصوت عملی و<sup>۸</sup> NDE، منحنی‌هایی که سرعت فازی و گروهی را به صورت تابعی از فرکانس نشان می‌دهند، بیشتر مورد استفاده قرار می‌گیرند. این یکی از دلایلی است که در صورت امکان منحنی‌های پاشندگی را به صورت  $V_P$  تابعی از  $f_b$  و  $V_G$  را تابعی از  $f_b$  ارائه می‌کنیم. جدا از کاربرد گسترده آنها، این منحنی‌ها همچنین دارای این مزیت هستند که مقادیر قابل مشاهده تجربی را به هم مرتبط می‌کنند. اغلب، برای سازه‌های جدید یا غیرمعمول، ممکن است مشکلات جدی در شناسایی ماهیت مودهای آکوستیک واقعی مشاهده شده به صورت تجربی وجود داشته

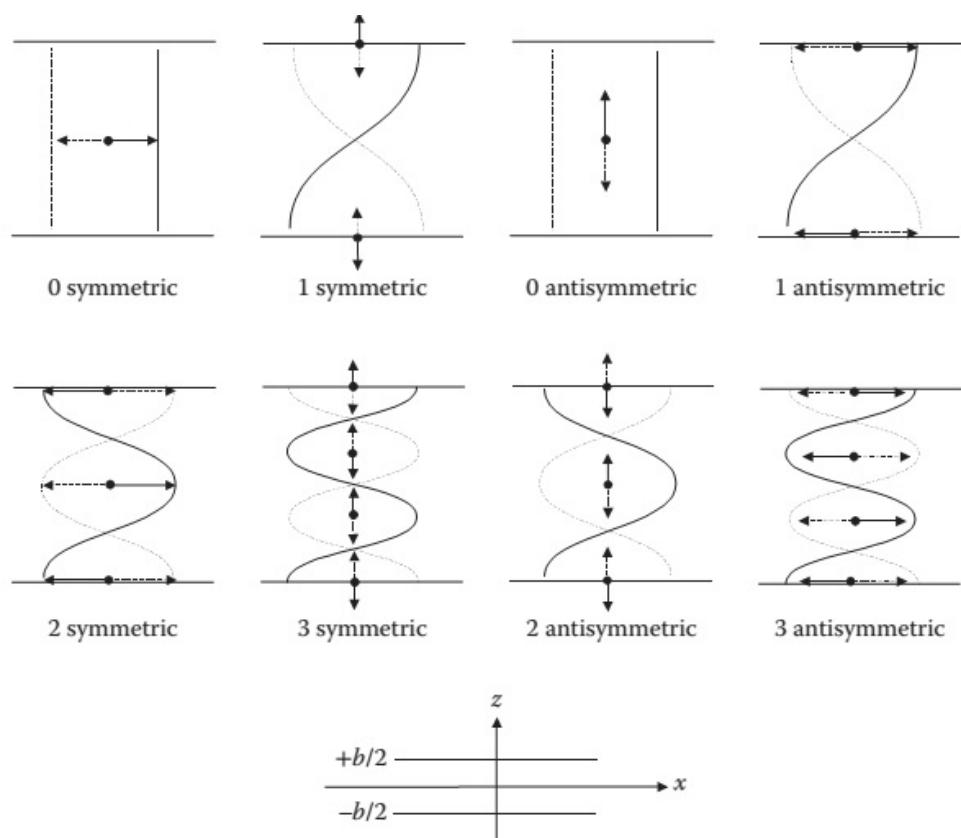
<sup>۱</sup>Lamb Waves

<sup>۲</sup>Dispersive

باشد. اندازه‌گیری  $V_P$  و  $V_G$  تا حد امکان در محدوده فرکانسی گستردگ و مقایسه مستقیم با منحنی‌های نظری بهترین راه برای انجام این شناسایی مود است.

## ۱.۹ روش پتانسیل برای امواج لمب

ما از یک رویکرد ساده پیروی می‌کنیم که با جزئیات بیشتر در مطالعه رویر و دیولزاینت<sup>۳</sup>[۲]، با استفاده از دستگاه مختصات تعریف شده در شکل (۱.۹) توسعه یافته است. هدف این بخش به دست آوردن معادله پاشندگی است که از آن می‌توانیم شکل مودهای اساسی در حد فرکانس پایین را استنتاج کنیم.



شکل ۱.۹: دستگاه مختصات مورد استفاده برای امواج لمب، با تغییرات جابجایی برای کمترین چهار مود در حد  $\beta S \rightarrow 0$ .

مانند فصل هفتم، جابجایی را می‌توان بر حسب پتانسیل‌های اسکالار و برداری نوشت؛

$$u = \nabla\phi + \nabla \times \psi \quad (1.9)$$

<sup>۳</sup>Royer and Dieulesaint

که در آن پتانسیل‌ها مستقل از مختصات  $y$  هستند، بنابراین؛

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (2.9)$$

$$u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (3.9)$$

لاپلاسین  $\nabla^2$  را می‌توان نوشت؛

$$\nabla^2 = -\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (4.9)$$

که در آن بردارهای موج در جهت عرضی،  $k_{tl}$  و  $k_{ts}$  برای مودهای طولی و برشی، به صورت زیر تعریف می‌شوند.

$$k_{tl}^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - \beta^2 \quad (5.9)$$

$$k_{ts}^2 = \frac{\omega^2}{V_S^2} - \beta^2 \quad (6.9)$$

و  $\beta$  عدد موج در جهت  $x$  است.  
به دنبال فصل هفتم، می‌توانیم تنش مماسی و عمودی را برای صفحه همسانگرد به صورت زیر بنویسیم؛

$$\begin{aligned} T_{zz} &= c_{11} \nabla^2 \phi + 2c_{44} \left( \beta^2 \phi + j\beta \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \\ &= c_{44} \left[ (\beta^2 - k_{ts}^2) \phi + 2j\beta \frac{\partial \psi}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (7.9)$$

برای تنش‌های عمودی و

$$\begin{aligned} T_{xz} &= 2c_{44} S_{xz} = c_{44} \left( \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ &= c_{44} \left[ (\beta^2 - k_{ts}^2) \psi - 2j\beta \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (8.9)$$

برای تنش‌های مماسی است.  
برای شرایط مرزی بدون تنش در سطوح آزاد، داشتن  $T_{xz} = 0$  برابر با صفر در  $z = \pm b/2$  تنها زمانی می‌تواند به طور همزمان برآورده شود که توابع زوج یا فردی از  $z$  باشند. این بدان معناست که پتانسیل‌های  $\phi$  و  $\psi$  باید برابری مخالف داشته باشند، به طوری که ضریب  $\exp j(\omega t - \beta x)$  را حذف کنند.

$$\phi = B \cos(k_{tl} z + \alpha) \quad (9.9)$$

$$\psi = A \sin(k_{tl} z + \alpha) \quad (10.9)$$

که در آن

- مربوط به  $T_{xz}$  زوج و  $T_{zz}$  فرد  $\alpha = 0^\circ$
- مربوط به  $T_{xz}$  فرد و  $T_{zz}$  زوج است  $\alpha = \pi/2^\circ$
- و جابجایی خواهد بود

$$u_x = -j\beta B \cos(k_{kl}z + \alpha) + k_{ts}A \cos(k_{ts}z + \alpha) \quad (11.9)$$

$$u_z = -k_{tl}B \sin(k_{kl}z + \alpha) + j\beta A \sin(k_{ts}z + \alpha) \quad (12.9)$$

این جواب‌ها بدو گروه بر طبق  $\alpha = \pi/2^\circ$  و  $\alpha = 0^\circ$  بطور طبیعی تقسیم می‌شوند:

۱.  $\alpha = 0^\circ$ : این‌ها جواب‌های متقارن با توجه به  $z$  هستند. تغییر شکل صفحه با توجه به صفحه میانه  $z = 0$  متقارن است، به‌طوری که  $u_x(z) = u_x(-z)$  و  $u_z(z) = -u_z(-z)$  باشد.

۲.  $\alpha = \pi/2^\circ$ : این‌ها جواب‌های نامتقارن با توجه به  $z$  هستند. تغییر شکل صفحه با توجه به مرکز نامتقارن است، به‌طوری که  $u_x(z) = -u_x(-z)$  و  $u_z(z) = u_z(-z)$  باشد.

همانطور که می‌توان مستقیماً از شکل (۱.۹) تأیید کرد، ملاحظات فوق مستقیماً منجر به تغییر شکل صفحه نمایش داده شده در شکل‌های (۱.۹) و (۲.۹) می‌شود. برای یافتن معادله پاشندگی، شرایط مرزی تنش را می‌توان به صراحت به صورت زیر نوشت؛

$$(\beta^* - k_{ts}^*)B \cos\left(k_{tl}\frac{b}{2} + \alpha\right) + 2j\beta k_{tl}A \cos\left(k_{ts}\frac{b}{2} + \alpha\right) = 0 \quad (13.9)$$

$$2j\beta k_{tl}B \sin\left(k_{tl}\frac{b}{2} + \alpha\right) + (\beta^* - k_{ts}^*)A \sin\left(k_{ts}\frac{b}{2} + \alpha\right) = 0 \quad (14.9)$$

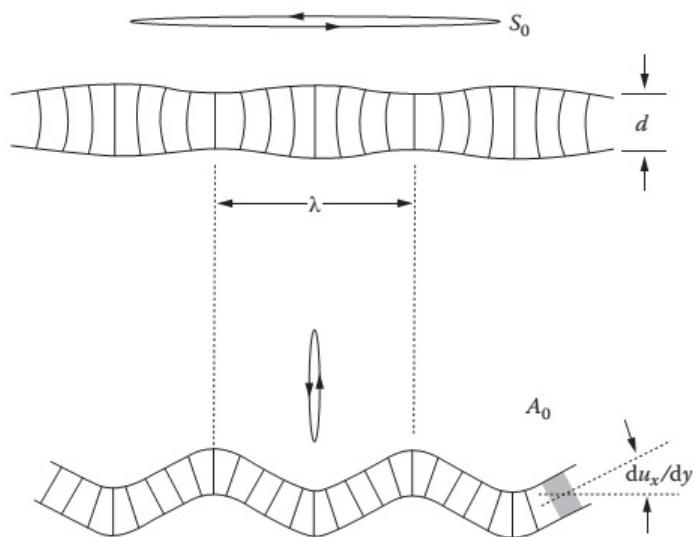
سرانجام به‌روش معمول به معادله مشخصه زیر میرسیم:

$$\begin{aligned} &(\beta^* - k_{ts}^*) \cos\left(k_{tl}\frac{b}{2} + \alpha\right) \sin\left(k_{ts}\frac{b}{2} + \alpha\right) \\ &+ 4\beta^* k_{tl} k_{ts} \sin\left(k_{tl}\frac{b}{2} + \alpha\right) \cos\left(k_{ts}\frac{b}{2} + \alpha\right) = 0 \end{aligned} \quad (15.9)$$

که می‌توان آنرا به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{\omega^*}{V_S^*} = 4\beta^* k_{tl}^* k_{ts}^* \left[ 1 - \frac{k_{tl}}{k_{ts}} \tan\left(k_{tl}\frac{b}{2} + \alpha\right) \right] \quad (16.9)$$

که در آن  $\alpha$  مقادیر متوالی  $0^\circ$  و  $\pi/2^\circ$  می‌گیرد. دو معادله به دست آمده، همراه با تعاریف  $k_{tl}$  و  $k_{ts}$  می‌توانند برای تعیین روابط پاشندگی برای دو نوع جواب استفاده شوند. جواب‌های عددی برای دو حالت نسبتاً شدید، صفحات برنجی و یا قوت کبود در شکل‌های (۳.۹) و (۴.۹) نشان داده شده است. جواب‌ها به‌وضوح بدو گروه متقارن و نامتقارن تقسیم می‌شوند. برای هر یک از اینها به‌نوبه خود، باید بین مودهای اساسی  $S$  و  $A$  که تا فرکانس صفر



شکل ۲.۹: شکل‌های مودهای  $S_0$  و  $A_0$  که تغییر شکل صفحات ذرات و حرکت بیضوی رتروگراد را در سطح صفحه برای حالت  $b/\lambda = 0.03$  نشان می‌دهند.

گسترش می‌یابند و مودهای مرتبه بالاتر که یک فرکانس قطع را نشان می‌دهند تمایز قائل شویم.

### ۱. مود متقارن $S_0$ . سرعت فاز به یک مقدار ثابت تمایل دارد؛

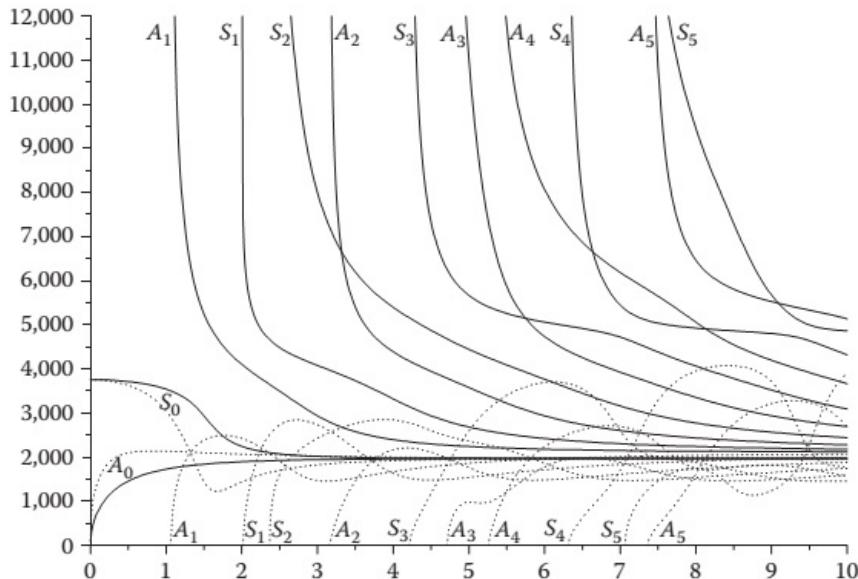
$$V_P = V_{PL} = \sqrt{2} V_S \left( 1 - \frac{V_S}{V_L} \right) \quad (17.9)$$

$$V_S \sqrt{2} < V_{PL} < V_L \quad (18.9)$$

محاسبه جابجایی با استفاده از جواب‌های معادله پاشندگی (۱۵.۹) نشان می‌دهد که در این حد به صورت  $\rightarrow \infty$  جابجایی عمدتاً طولی و ثابت است. بنابراین این مود در نوعی آزمایش مدول یانگ یا کشش صفحه دخیل است. همانطور که ریلی در ابتدا اشاره کرد، این مود مربوط به کشش بدون خم شدن است. بنابراین از نظر فیزیکی منطقی است که جابجایی تقریباً کاملاً طولی و سرعت فاز محدود کننده نزدیک به  $V_L$  باشد.

### ۲. مود نامتقارن $A_0$ . همان طور که $\beta \rightarrow 0$ و سرعت فاز مود $A_0$ نیز بسمت صفر میرود

$$V_P = \frac{V_{PL} \beta b}{\sqrt{3}} \quad (19.9)$$



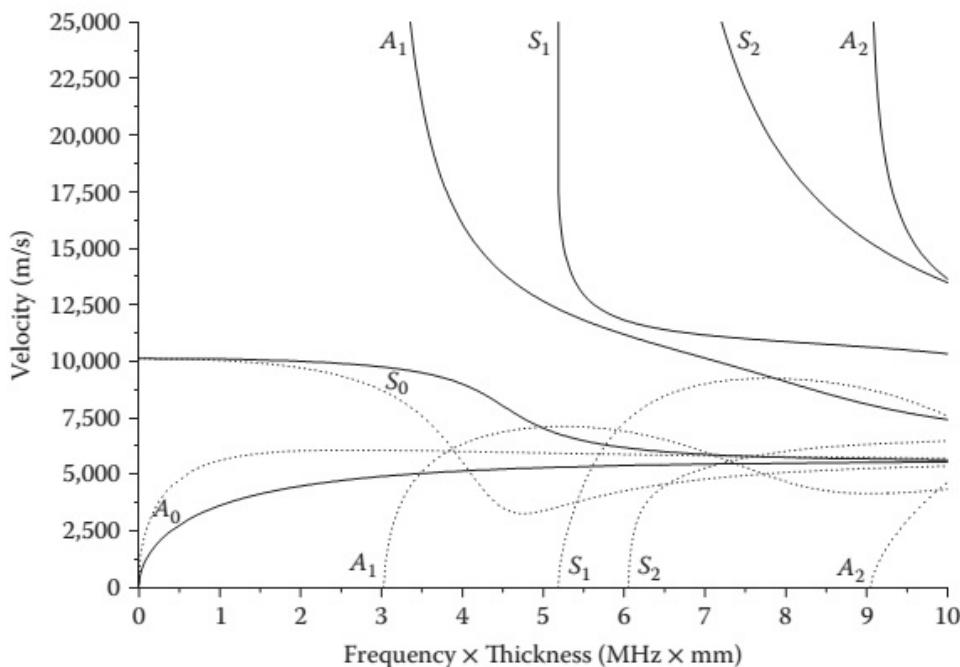
شکل ۳.۹: سرعت‌های فاز (–) و گروه (...) مودهای لمب در یک صفحه برنجی برای مقادیر  $(V_L = ۴۷۰۰ \text{ m/s})$  و  $(V_S = ۲۱۰۰ \text{ m/s})$  به صورت تابعی از  $f_b$ .

در این مورد، محاسبه جابجایی نشان می‌دهد که یک جابجایی عرضی یکنواخت در سراسر صفحه وجود دارد که مربوط به حرکت خمشی است. باز هم، به گفته ریلی، این با خم شدن بدون کشش مطابقت دارد. این حرکت اغلب به صورت حرکت پرچم در اهتزاز نسیم توصیف شده است. با این حال، این قیاس را نباید به معنای واقعی کلمه در نظر گرفت زیرا حرکت مودهای خمشی به صفحه سازیتال محدود می‌شود. فیزیک ساده مودهای  $S_0$  و  $A_0$  در فرکانس پایین را می‌توان با در نظر گرفتن تغییر

جدول ۱.۹: ویژگی‌های مودهای لمب متقارن و نامتقارن مرتبه بالاتر

(α = $\frac{\pi}{2}$ ) نامتقارن		(α = ۰) متقارن		
فرد	زوج	فرد	زوج	ضرایب
$A \neq ۰$	$A = ۰$	$A = ۰$	$A \neq ۰$	ضایع
$B = ۰$	$B \neq ۰$	$B \neq ۰$	$B = ۰$	
عرضی	طولی	عرضی	طولی	ماهیت جابجایی
$\frac{\omega_c b}{\sqrt{V_S}} = (2m + 1)\frac{\pi}{2}$	$\frac{\omega_c b}{\sqrt{V_L}} = n\pi$	$\frac{\omega_c b}{\sqrt{V_L}} = (2m + 1)\frac{\pi}{2}$	$\frac{\omega_c b}{\sqrt{V_S}} = n\pi$	معادله تشذید
$m = ۰, ۱, ۲$	$n = ۱, ۲, ۳$	$m = ۰, ۱, ۲$	$n = ۱, ۲, ۳$	

شکل یک صفحه نازک کاغذ یا پلاستیک در کرد. اگر نمونه به طور یکنواخت در سرتاسر انتهای آن گرفته شود و کشیده شود، این مربوط به تغییر شکل  $S_0$  است. آشکارا مقاومت بالایی در برابر کشش وجود دارد، از این رو مدول الاستیک بالا و



شکل ۴.۹: سرعت‌های فاز (–) و گروهی (...) مودهای لمب در یک صفحه یاقوت برای مقادیر  $f_b$  به صورت تابعی از  $V_L = 11100 \text{ m/s}$  و  $V_S = 640 \text{ m/s}$

مقدار زیادی  $V_{PL}$  وجود دارد. البته، در زندگی واقعی، ماهیت ناهمسانگرد کاغذ وارد عمل می‌شود، اما ایده کلی برای نمونه همسانگرد معتبر است.

وقتی کاغذ یا پلاستیک خم می‌شود، تقریباً هیچ مقاومتی وجود ندارد. این مربوط به مدول الاستیسیته کم و سرعت فازی است که با کاهش ضخامت ورق به صفر می‌رسد. این با نتیجه مهندسی شناخته شده، معادله  $\beta^2$ ، که مدول خمش به صورت  $b^3$  متفاوت است، سازگار است.

۳. مودهای مرتبه بالاتر و فرکانس قطع. همانطور که در فصل دهم به صراحت توضیح داده خواهد شد، برش مربوط به  $\beta$  و در نتیجه تشدید عرضی یک موج طولی یا عرضی در صفحه است. می‌توانیم این شرط را مستقیماً با قرار دادن  $\beta = 0$  از معادلات (۱۳.۹) و (۱۴.۹) بدست آوریم. این می‌دهد

$$B \cos \left( \frac{\omega_c b}{2V_L} + \alpha \right) = 0 \quad (20.9)$$

$$A \sin \left( \frac{\omega_c b}{2V_S} + \alpha \right) = 0 \quad (21.9)$$

که در آن، در مورد جواب‌های بنیادی، جواب‌های متقارن و نامتقارن به ترتیب با  $\alpha = \pi/2$  مطابقت دارند. بسته به نوع راه حل، تنها یکی از  $A$  یا  $B$  غیر صفر

است. چهار احتمالی که از معادلات (۲۰.۹) و (۲۱.۹) به دست می‌آید در جدول (۱.۹) خلاصه شده است. واضح است که رفتار مودهای متقارن و نامتقارن مخالف است و یک سری تشدید عرضی از هر نوع با جابجایی‌های طولی و عرضی متناوب رخ می‌دهد. رفتار فرکانس بالا مودهای با تنظیم  $\infty \rightarrow f_b$  به دست می‌آید. همه سرعت‌های فازی به طور مجانبی به  $V_R$  صفحه نزدیک می‌شوند، که از نظر فیزیکی یک نتیجه منطقی است، زیرا مطابق با امواج رایلی روی سطوح یک صفحه بسیار ضخیم است که اگر صفحه به اندازه کافی ضخیم باشد، با یکدیگر تعامل ندارند. مودهای  $S$  و  $A$  مختلف ممکن است یکدیگر را قطع کنند، اگرچه مودهای یک خانواده یکدیگر را قطع نمی‌کنند.

## ۲.۹ اثرات بارگذاری مایعات

همانطور که در زیر نشان داده خواهد شد، تشابه مستقیمی بین بارگذاری سیال موج ریلی بر روی سطح یک جامد نیمه نامتناهی و بارگذاری سیال یک طرف صفحه‌ای که از امواج لمب پشتیبانی می‌کند وجود دارد. با این حال، حالت صفحه نسبتاً پیچیده‌تر است زیرا بارگذاری سیال می‌تواند یک یا دو طرفه با سیالات یکسان یا متفاوت باشد. همچنین، یک صفحه نازک را می‌توان به صورت لوله‌ای درآورد که دارای امکانات یکسانی برای بارگذاری داخلی و خارجی است. این موارد دیگر را به طور خلاصه‌تر توضیح می‌دهیم، که عمدتاً برای شناسایی مودهای مورد نظر و اصول فیزیکی دربرگیرنده، و ارائه راهنمایی برای تحقیقات فعلی فعال در مورد موضوع خواهد بود. کار قبلی در مورد بارگذاری سیال مودهای صوتی در سطوح صاف و منحنی در یک بررسی عالی توسط اوبرال<sup>۴</sup> [۳] خلاصه شده است.

### ۱.۲.۹ صفحه بار شده مایع: یک طرفه

یک تشابه یک به یک با مسئله موج ریلی بارگذاری شده با سیال وجود دارد. همانطور که در مورد دوم، یک عبارت مختلط به سمت راست رابطه پاشندگی معادله لمب-ریلی اضافه شده است. در حال حاضر دو ریشه وجود دارد، یک ریشه مختلط مربوط به موج لمب نشستی (LLW)<sup>۵</sup> و یک ریشه حقیقی مربوط به موج مرز مشترک استونلی. در مورد امواج ریلی نشستی، بیشتر انرژی در (LLW) در صفحه قرار می‌گیرد، با این فرض که مایع یک اختلال در رفتار جامد است. موج در زاویه  $\sin \theta = V_0/V_P$  به داخل سیال نشست می‌کند، که در آن  $V_P$  سرعت فاز موج لمب در نظر گرفته شده است. بدیهی است که همان مود لمب با برخورد موج فشاری از سیال در این زاویه برانگیخته می‌شود. باز هم، همانطور که برای امواج ریلی، یک تغییر کوچک در  $V_P$  به دلیل بارگذاری مایع وجود دارد، اما این اثر در بیشتر کاربردهای عملی ناچیز است زیرا امپدانس صوتی مایع معمولاً بسیار کوچکتر از جامد است. کاربردهای (LLW) در NDE به طور کامل در فصل نوزدهم مورد بحث قرار

<sup>۴</sup>Uberall

<sup>۵</sup>Leaky Lamb Wave (LLW)

خواهد گرفت. در اینجا سه نکته عملی خاص وجود دارد که از نتایج قبلی در حد  $f_b \rightarrow 0$  پیروی می‌کنند:

۱. مود  $S$  کمی تحت تأثیر حضور مایع قرار می‌گیرد زیرا جابجایی این مود عمدتاً بهموازات سطح است.

۲. در فرکانس‌های نهچندان پایین در رژیم صوتی، بهطوری که  $V_P > V$ ، مود  $A$  نسبتاً تابشی است زیرا جابجایی‌های عرضی امواج فشاری را در مایع ایجاد می‌کنند.

۳. مود  $A$  در رژیم مادون صوت<sup>۶</sup>، در صفحه بهدام افتاده است که یک موج محو شونده<sup>۷</sup> در مایع ایجاد می‌کند. این باعث می‌شود که این مود برای کاربردهای سنجش مایعات بسیار مفید باشد که در فصل شانزدهم با جزئیات بیشتر مورد بحث قرار خواهد گرفت.

ریشه حقیقی معادله پاشندگی اصلاح شده مربوط به یک موج مرز مشترک واقعی است که اغلب مود استونلی-شولت (مود  $A$ ) نامیده می‌شود. در مایع موازی با سطح بدون تضعیف منتشر می‌شود. این آنالوگ مستقیم موج استونلی برای سطح مایع است. با این حال، مود  $A$  دارای سرعت فازی است که همان تغییرات کلی با  $f_b$  را با حالت دارد، همانطور که در شکل (۵.۹) نشان داده شده است. با افزایش  $f_b$  از صفر، سرعت فاز به صورت یکنواخت افزایش می‌یابد و به صورت مجانبی به سرعت فاز سیال حجیم به  $\infty \rightarrow f_b$  نزدیک می‌شود.

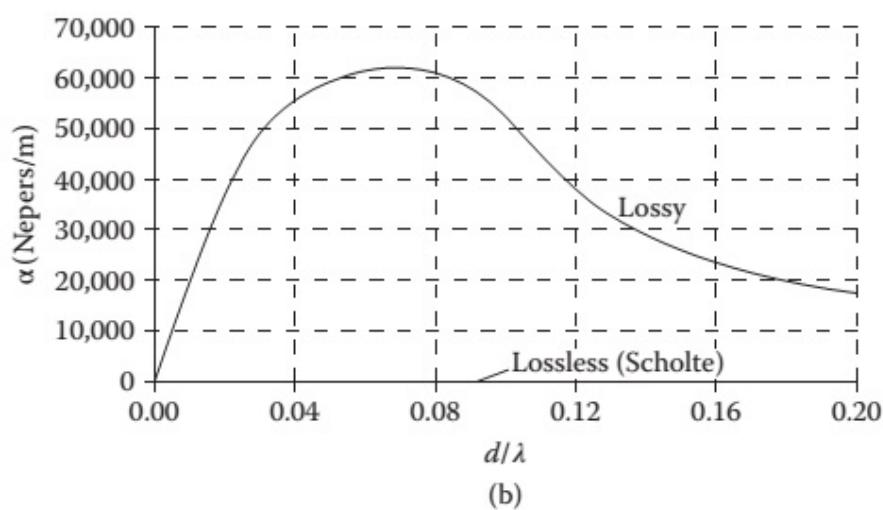
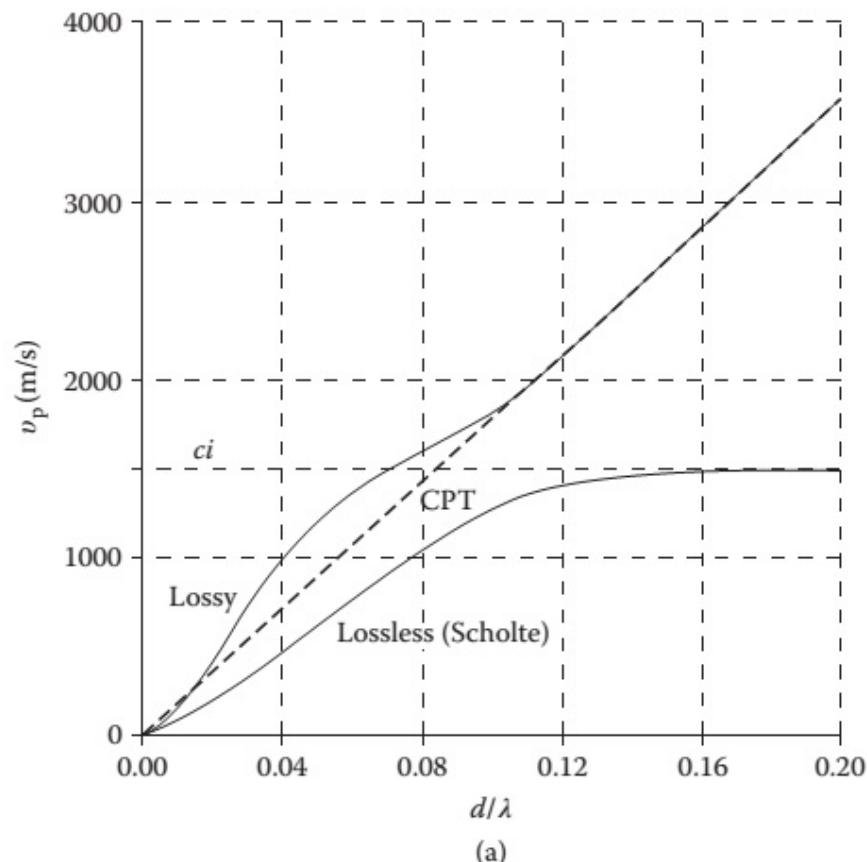
اخیراً علاقه قابل توجهی به مسئله اثرات حذف مود بین مودهای موج لمب [۶] وجود داشته است. این پدیده در مسئله حاضر به عنوان حذف بین مودهای  $A$  و  $A'$  در ناحیه‌ای رخ می‌دهد که سرعت فاز دومی به سرعت صوت در مایع نزدیک می‌شود. این منجر به تغییر شکل منحنی  $A$  به سمت بالا می‌شود، همانطور که در شکل (۵.۹) نشان داده شده است. به همان اندازه مهم، دو مود در زیر ناحیه برهمکنش مشخصه مبادله می‌کنند، به این معنی که مود  $A$  اکنون عمدتاً در جامد و  $A'$  عمدتاً در سیال منتشر می‌شود. این دو مود در هر دو محیط در ناحیه مرز مشترک منتشر می‌شوند، اگرچه مود فوقانی بسیار ضعیف است.

## ۲.۲.۹ صفحه مایع بارگذاری شده: هر دو طرف یکسان

این مورد در مقاله کلاسیک آزبورن و هارت<sup>۸</sup> به تفصیل مورد بررسی قرار گرفت. آنها وجود مود  $A$  را یافتنند که در بخش ۹.۲.۱ توضیح داده شد و علاوه بر آن یک مود جدید مشابه مود متقارن  $S$  به نام مود  $S$  یافت شد. مشخص شد که مود  $S$  دارای یک منحنی پاشندگی تقریباً افقی است، با سرعت فاز  $V_S$  کمی کمتر از سرعت فاز سیال حجیم  $V$ .

<sup>6</sup>Subsonic

<sup>7</sup>Evanescence Wave



شکل ۵.۹: (الف) نمایش شماتیک منحنی‌های پاشندگی برای یک صفحه نازک که از یک طرف با مایع بارگذاری شده است. منحنی  $A$  به دلیل دافعه مود در ناحیه‌ای که سرعت فاز به سرعت صدای مایع نزدیک می‌شود، از حالت خلاء تغییر شکل می‌دهد. (ب) از دست دادن مودهای تزویجی.

### ۳.۲.۹ صفحه مایع بارگذاری شده: هر دو طرف متفاوت

این مورد توسط بائو و همکاران در نظر گرفته شد<sup>۴</sup>. آن‌ها نشان دادند که پدیده‌های دافعه مشابهی رخ می‌دهند، اگرچه رفتار دقیق مودهای تزویجی متفاوت است. مود  $A$  از صفر افزایش می‌یابد و به طور مجانبی به سرعت فاز مایع با کمترین سرعت نزدیک می‌شود. مود  $S$  در فرکانس پایین تقسیم می‌شود و به سرعت فاز مایع با بالاترین سرعت در فرکانس‌های بالا نزدیک می‌شود.

### ۴.۲.۹ مایع-استوانه بارگذاری شده جامد

بحث این مسئله کلاسیک توسط اوبرال<sup>۵</sup> خلاصه شده است. نتایج مشابه نتایج جامد نیمه نامتناهی است. یک موج ریلی در اطراف سطح منحنی سیلندر منتشر می‌شود و در حضور سیال نشتی پیدا می‌کند. همچنین مودهای درجه بالاتر از نوع ریلی وجود دارد که به داخل سیلندر نفوذ می‌کنند. این مودهای گالری نجوا<sup>۶</sup> نامیده می‌شوند و می‌توانند در مدل پرتویی به صورت بازتاب‌های متعدد در اطراف سطح داخلی استوانه نشان داده شوند. آنالوگ موج استونلی برای سطح منحنی، فرانز<sup>۷</sup> یا موج خزنده نامیده می‌شود که در مایع اطراف سطح منحنی استوانه منتشر می‌شود. در حال حاضر تفاوتی با سطح صفحه وجود دارد، با این حال، زیرا امواج فرانز به صورت مماس به مایع تابش می‌کنند، و از این‌رو، این مودها به دلایل هندسی ضعیف می‌شوند. این مسیر انتشار مستقیماً توسط تکنیک‌های تصویربرداری شلیرن<sup>۸</sup> تصویربرداری شده است. این تضعیف امواج فرانز در تضاد با امواج استونلی برای سطح صفحه است که تضعیف نشده هستند.

### ۵.۲.۹ مایع-لوله بارگذاری شده

این موضوع پیچیده‌ای است که موضوع بسیاری از تحقیقات فعلی است، بنابراین فقط توضیح مختصری ارائه می‌دهیم. در لوله دارای تمام پیچیدگی‌های صفحه (سیال داخل، خارج و غیره) و همچنین پیچیدگی‌های ناشی از انحنای سیلندر است. مورد لوله‌های جدار نازک در اینجا مورد بحث قرار خواهد گرفت، جایی که  $b/a > 0.95$  با  $b$  شعاع داخلی لوله و  $a$  بیرونی است. نتایج تجربی معمولاً به عنوان  $V_P$  یا  $V_G$  به صورت تابعی از  $f_d(d = a - b)$  (ضخامت دیواره) ارائه می‌شوند، اگرچه برخی از نتایج نظری به صورت تابعی از  $ka$  بیان می‌شوند، که در آن  $k$  عدد موج مود است. ضریب مقیاس بین دو متغیر برابر است با:

$$fd = \frac{V_G}{2\pi} \left( 1 - \frac{b}{a} \right) ka \quad (22.9)$$

و سرعت‌های فاز و گروه توسط رابطه زیر بهم مربوط هستند؛

$$V_G = \left[ \frac{d}{d(fd)} \frac{fd}{V_P} \right]^{-1} \quad (23.9)$$

<sup>۴</sup>Whispering Gallery Modes

<sup>۵</sup>Franz

در تقریب اول، لوله خالی مودهایی بسیار شبیه به مودهای یک صفحه دارد، با این استثنای مودهای محوری و محیطی امکان پذیر است. بیشتر کارهای اقیانوس شناسی برای پوسته‌های استوانه‌ای نازک تخلیه شده غوطه‌ور در مایع انجام شده است. وضعیت شبیه به صفحه‌ای است که از یک طرف بارگذاری شده است، با این تفاوت که اکنون  $A$  مود به یک مود خزنده (فرانز) در اطراف بیرون پوسته تبدیل می‌شود و مانند یک استوانه به داخل مایع می‌تابد. ماز و همکاران [۱۰] نشان داد که همان دفع مود و تبادل مشخصه مود بین  $A$  و  $A$  در ناحیه‌ای رخ می‌دهد که سرعت آکوستیکی سیال محیط نزدیک می‌شود. همچنین موردی جالب توجه است که در آن لوله حاوی یک مایع پرکننده در داخل است. این مورد توسط سسارگو [۱۱] و همکاران در نظر گرفته شده که در آن دافعه و اثرات تبادل مشخصه موج، و همچنین دو مود  $A$  و  $S$  از نوع استونلی یافت شد. سرعت گروهی پایین ترین مود  $A$  دارای بیشینه‌ای در ناحیه بحرانی دفع مود است. بائو و همکاران [۱۲] همچنین دریافتند که مودهای جدیدی در داخل لوله با پر کردن سیال (نوع گالری نجوا) معروفی شده‌اند. مجدداً، اثرات تزویج (دافعه) قوی بین این مودها و مودهای  $A$  در لوله رخ می‌دهد، که منجر به اثرات تغییر مسیر منحنی پاشندگی بین مودهای پرکننده<sup>۱۱</sup> و تغییر در مشخصه موج (سیال برد یا پوسته برد) در طول کامل منحنی پاشندگی می‌شود. اثرات تزویج قوی به شرایط برشی در شرایط مرزی نسبت داده شد، که یک اثر کلی است همانطور که توسط اوبراو و همکاران [۱۴] نشان داده شده است.

## خلاصه

• **امواج لمب امواج صوتی متقارن و نامتقارنی** هستند که در امتداد یک صفحه نازک منتشر می‌شوند. از آنجایی که طول موج از مرتبه ضخامت صفحه است، این امواج دارای طبیعت پاشندگی هستند.

• **مودهای  $A$  و  $S$**  مودهای اساسی لمب هستند. جابجایی در ضخامت صفحه در فرکانس پایین یکنواخت است. در حد  $\rightarrow fb$ ، مودها به ترتیب با جابجایی‌های کششی و خمشی خالص مطابقت دارند.

• **مود استونلی و شوله** یک مود مرز مشترک خالص در بین صفحه و مایع است. با افزایش  $fb$ ، سرعت فاز به طور مجانبی به سرعت صوت در سیال نزدیک می‌شود.

• **امواج فرانز** یا امواج خزنده با مودهای استونلی و شوله برای یک سطح منحنی مطابقت دارد. این مودها در اطراف سطح یک لوله یا یک استوانه "خرش" می‌کنند.

<sup>۱۰</sup> Sessarego

<sup>۱۱</sup> Filler Modes

## پرسش‌ها

۱. ترتیب بزرگی سرعت فاز را برای مودهای  $A$  و  $S$  در حدّهای  $fb \rightarrow 0$  و  $fb \rightarrow \infty$  توضیح دهید.
۲. سه روش تجربی مختلف که در آنها امواج لمب را می‌توان در صفحات ایجاد کرد، توضیح دهید.
۳. به طور فیزیکی توضیح دهید که چرا سرعت گروهی به شدت با  $fb$  نزدیک فرکانس قطع موج لمب تغییر می‌کند.
۴. یک بحث کیفی در مورد تأثیرات مختلف بارگذاری مایع در تضعیف مودهای  $A$  و  $S$  به صورت  $fb \rightarrow 0$  ارائه دهید.
۵. تفاوت اصلی بین منحنی‌های پاشندگی موج لمب برای یک صفحه پلاستیکی نازک در مقایسه با یک صفحه نازک یاقوت کبود چیست؟
۶. از بین همه مودهای صوتی اساسی، چرا سرعت فاز مود  $A$  به صفر می‌رسد که به صفر می‌رسد؟ چگونه می‌توان از این پدیده در کاربردهای سنجش بهره برداری کرد؟
۷. نشان دهید که معادله (۱۶.۹) معادل معادلات (۱۹.۹) و (۲۰.۹) است.
۸. تعیین کنید که کدام مود لمب در یک صفحه آلومینیومی با ضخامت یک میلی‌متر در فرکانس یک مگاهرتز و  $20^{\circ}$  مگاهرتز برانگیخته می‌شود.
۹. تفاوت بین منحنی‌های پاشندگی امواج  $SH$  و لمب را مقایسه و توضیح دهید.



# كتاب نامه

- [1] Lamb, H., On waves in an elastic plate, *Proc. Roy. Soc.*, Ser. A, 93, 114, 1917.
- [2] Royer, D. and Dieulesaint, E., *Elastic Waves in Solids I*, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [3] Viktorov, I. A., *Rayleigh and Lamb Waves*, Plenum Press, New York, 1967.
- [4] Rose, J. L., *Ultrasonic Waves in Solid Media*, Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [5] Uberall, H., Surface waves in acoustics, in *Physical Acoustics*, Vol. X, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1973, chap. 1.
- [6] Uberall, H., Hosten, B., Deschamps, M., and Gerard, A., Repulsion of phase velocity dispersion curves and the nature of plate vibrations, *J. Acoust. Soc. Am.*, 96, 908, 1994.
- [7] Osborne, M. F. N. and Hart, S. D., Transmission, reflection, and guiding of an exponential pulse by a steel plate in water, I. Theory, *J. Acoust. Soc. Am.*, 17, 1, 1945.
- [8] Bao, X. L., Franklin, H., Raju, P. K., and Uberall, H., The splitting of dispersion curves for plates fluidloaded on both sides, *J. Acoust. Soc. Am.*, 102, 1246, 1997.
- [9] Neubauer, W. G., Observation of acoustic radiation from plane and curved surfaces, in *Physical Acoustics*, Vol. X, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1973, chap. 2.
- [10] Maze, G., Leon, F., Ripoche, J., and Uberall, H., Repulsion phenomena in the phase velocity dispersion curves of circumferential waves on elastic cylindrical shells, *J. Acoust. Soc. Am.*, 105, 1695, 1999.
- [11] Sessarego, J. P., Sageloli, J., Gazanhes, C., and Uberall, H., Two Scholte-Stoneley waves on doubly fluidloaded plates and shells, *J. Acoust. Soc. Am.*, 101, 135, 1997.

- [12] Bao, X. L., Raju, P. K., and Uberall, H., Circumferential waves on an immersed, fluid-filled elastic cylindrical shell, *J. Acoust. Soc. Am.*, 105, 2704, 1999.

## فصل ۱۰

# موجبرهای صوتی

### ۱.۱۰ مقدمه: تحلیل موج جزئی

ما قبلاً دو نمونه از امواج صوتی هدایت شونده را با جزئیات شرح داده‌ایم: امواج ریلی روی یک سطح و امواج لمب در یک صفحه. هر دو این مسائل با استفاده از روش پتانسیل حل شدند، که در واقع می‌تواند برای حل هر مسئله آکوستیک در محیط همسانگرد استفاده شود. با این حال، روش پتانسیل را نمی‌توان به محیط‌های ناهمسانگرد گسترش داد. این یک نقص قطعی برای حل کمی موجبرهای صوتی است، زیرا در حالی که مدل همسانگرد برای توصیف رفتار جهانی ساده و مفید است، اکثر موجبرهای صوتی در واقع از مواد ناهمسانگرد ساخته شده‌اند. بنابراین، داشتن ضابطه مفید خواهد بود که در این مورد کار می‌کند و با تحلیل موج جزئی ارائه می‌شود که در این فصل از آن استفاده خواهد شد.

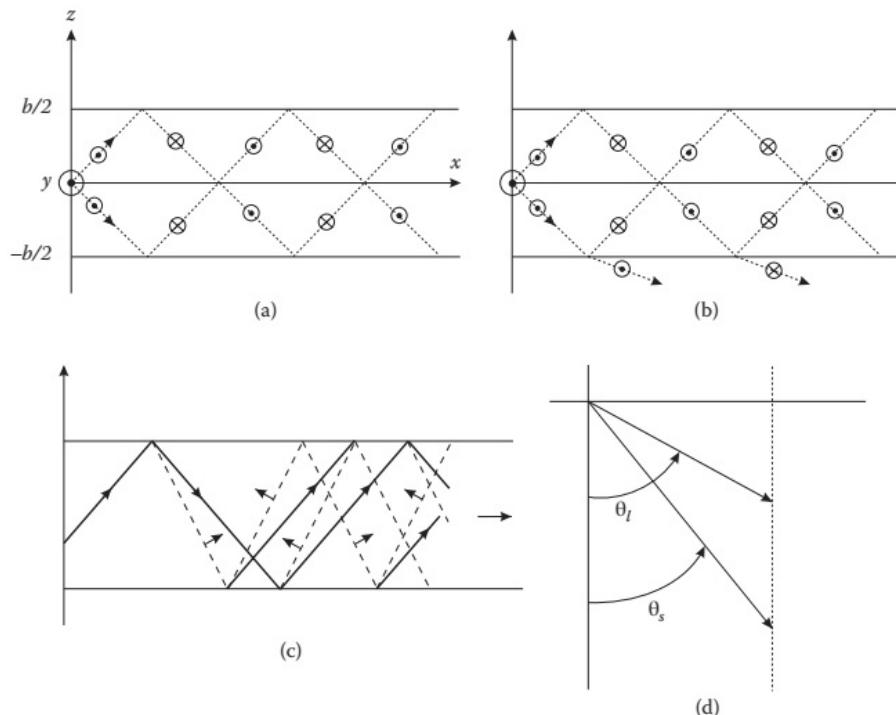
ایده اصلی روش موج جزئی این است که اجزای مختلف جواب‌های موج مسطح را به‌طور جداگانه در نظر بگیریم که در مسئله خاص مورد نظر دخیل هستند. این مودها معمولاً یا افقی برشی (SH) یا موج سازیتال خواهند بود. این مولفه‌ها که اصطلاحاً به آن امواج جزئی می‌گویند، به گونه‌ای جهت‌گیری شده‌اند که دارای یک بردار موج مشترک  $\beta$  در جهت انتشار در امتداد محور موجبر هستند. بسته به شرایط (عمدتاً فرکانس عملکرد)، اجزای عرضی بردار موج ممکن است حقیقی یا موهومی باشند. مودهای ممکنی که می‌توان در موجبر تولید کرد، با رزونانس عرضی به‌روشی مشابه وضعیت موجبرهای الکترومغناطیسی تعیین می‌شوند. این منجر به شرایط فرکانس قطع پایین و بسیاری از مودهای مرتبه بالاتر با افزایش فرکانس می‌شود. منحنی‌های گندی به صورت یک تکنیک بصری برای توصیف کل مسائل موجبر بسیار مفید خواهند بود.

در این فصل، ما یک ضابطه کلی را ایجاد خواهیم کرد که می‌تواند برای توصیف کاربردهای موجبر صوتی، بر اساس تجزیه و تحلیل موج جزئی، منحنی‌های گندی و رزونانس عرضی مورد استفاده قرار گیرد. در چندین مورد، این نتایج مکمل حل‌هایی است که قبلاً با استفاده از روش پتانسیل انجام شده است. مانند قبل، فقط محیط‌های همسانگرد در نظر گرفته خواهد شد. این رویکردی پیروی می‌کند که توسط

آلد<sup>۱</sup> [۱] اتخاذ شده است.

## ۲.۱۰ معادله موجبر: مودهای SH

ساده‌ترین حالت توسط مودهای SH ارائه می‌شود، زیرا تنها یک جهت قطبش وجود دارد و آنها از مودهای سازیتال جدا شده‌اند، و بنابراین هیچ تبدیل یا انعکاس مود وجود ندارد. هندسه اصلی در شکل (۱.۱۰)-الف نشان داده شده است، که در آن امواج جزئی تابشی و بازنگار نشان داده است. جابجایی موضعی (سرعت) عمود بر صفحه سازیتال است و سرعت موج برشی حجیم با مسئله مرتبط است. شرایط مرزی در سطح آزاد مستقیماً به یک گره برای دو مولفه  $T_{xz}$  و  $T_{zz}$  تنש و یک شکم (پادگره) برای سرعت  $v$  منتهی می‌شود. اصل تشدد عرضی می‌گوید که رزونانس‌هایی مضربی از  $\lambda/2$  هستند، با این مرزها سازگار هستند. شرایط، می‌تواند همانطور که در شکل (۲.۱۰)-ب نشان داده شده است رخ دهد. مود اصلی  $n = 0$  دارای سرعت یکنواخت تا فرکانس صفر است و بنابراین هیچ فرکانس قطع وجود ندارد. مودهای بالاتر دارای بریدگی در فرکانس‌های مربوط به رزونانس‌های مناسب هستند، همانطور که برای مودهای  $n = 1$  و  $n = 2$  در شکل (۲.۱۰)-الف نشان داده شده است. بدین ترتیب؛



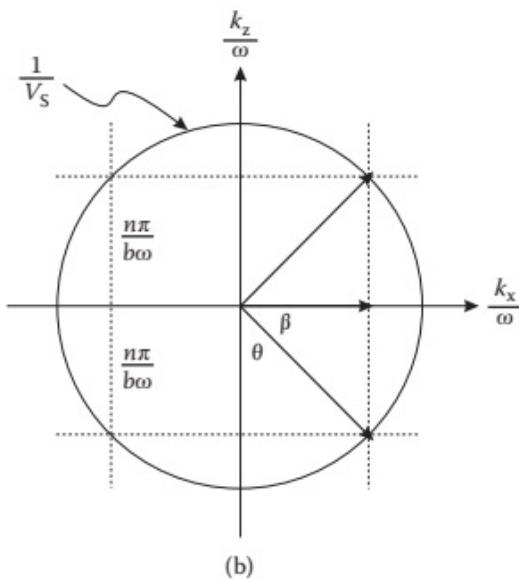
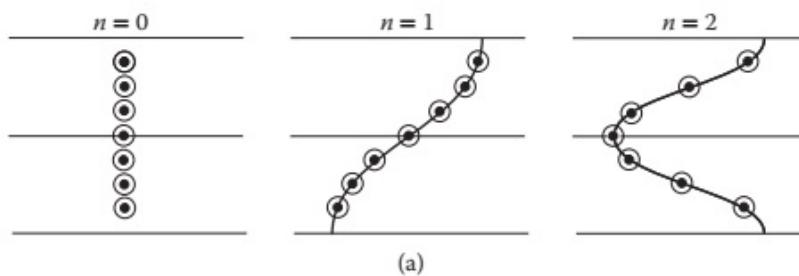
شکل ۱.۱۰: امواج جزئی برای تجزیه و تحلیل هدایت امواج در چندین پیکربندی استفاده می‌شود.  
(الف) مودهای SH. (ب) امواج لاو. (ج) امواج لمب. (د) امواج ریلی.

<sup>۱</sup>Auld

$$\frac{n\lambda}{2} = b \quad (1.10)$$

$$k_t = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\pi n}{b} \quad (2.10)$$

که در آن  $k_t$  عدد موج عرضی است.



شکل ۲.۱۰: (الف) منحنی‌های جابجایی برای مودهای اصلی و دو مود پایین برای امواج SH. (ب) ساختار گندی برای مودهای SH در صفحه‌ای با ضخامت  $b$ .

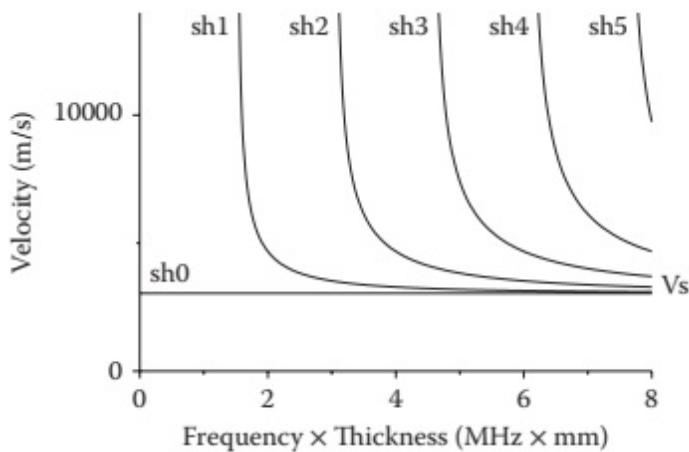
همانطور که در شکل (۱.۱۰)-الف نشان داده شده است، امواج جزئی تابشی و بازتاب دارای یک عدد موج مشترک  $\beta$  در جهت انتشار هستند. جواب برای معادله موج کامل برابر است با:

$$k^r = k_x^r + k_y^r + k_z^r = \frac{\omega^r}{V_s^r} \quad (3.10)$$

چون  $k_y = 0$  است، با استفاده از معادله (۲.۱۰) و  $k_x = k_t = \beta$ ، خواهیم داشت؛

$$\beta^2 = \left( \frac{\omega}{V_s} \right)^2 - \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 \quad (4.10)$$

که به آن معادله موجبر می‌گوییم. همانطور که در شکل (۲.۱۰)-ب نشان داده شده است، از نظر منحنی گُندی، تفسیر هندسی بسیار ساده‌ای دارد. دو موج جزئی با بردار موج مشترک همراه با مقدار  $k_t$  از معادله (۲.۱۰) و شعاع منحنی گُندی  $1/V_s$  نشان داده شده است. بنابراین ساختار گُندی دقیقاً مطابق با معادله موجبر توسط قضیه فیثاغورث است.



شکل ۳.۱۰: منحنی پاشندگی برای مودهای  $SH$  در صفحه آلومینیوم ( $V_s = 3040 \text{ m/s}$ )

اموزنده است که به رفتار یک موجبر معین نگاه کنیم زیرا فرکانس برای یک مود معین با شماره  $n$  تغییر می‌کند. با افزایش فرکانس، مولفه عرضی  $n\pi/b\omega$  کاهش می‌یابد،  $\theta$  افزایش می‌یابد، و  $\beta$  به سمت مرز منحنی گندی افزایش می‌یابد. برای  $\omega \rightarrow \infty$  (طول موج بسیار کوتاه) مولفه عرضی به صفر می‌رسد و انتشار در امتداد  $x$  با  $\beta = \omega/V_s$  است که در مربوط به یک موج حجیم در این حد است. با کاهش  $\omega$  افزایش  $\theta$  می‌یابد تا زمانی که در فرکانس قطع،  $\theta = 0$ ، و  $\beta = 0$  باشد.  $n\pi/b\omega_c = k_t/\omega_c$  یعنی رزونانس عرضی برای این مقدار خاص  $n$  تعریف شده است. از آنجایی که  $\beta = 0$  هیچ انتشاری در راهنمای وجود ندارد. علاوه بر این، برای فرکانس‌های زیر فرکانس قطع،  $\omega_c < \omega$  امواج جزئی از منحنی گُندی حرکت می‌کنند و  $\beta$  موهومی می‌شود. بنابراین موج در امتداد  $x$  ناپدید یا غیرقابل انتشار می‌شود که مطابق با مفهوم فرکانس قطع است.

برای به دست آوردن جواب‌های کامل برای سرعت و جابجایی، باید ویژگی‌های تقارن صفحه را در نظر بگیریم. برای بازسازی امواج جزئی، دومی باید پس از دو بازتاب در همان حالت باشد. این بدان معنی است که دامنه باید یکسان باشد، که با انعکاس در یک سطح آزاد بدون تبدیل مود تضمین می‌شود، و فاز باید با مضربی از  $2\pi n$  تغییر کند. این شرایط را می‌توان با بیان آنها به صورت یک اصل تقارن برای بازتاب‌ها با توجه به صفحه میانه ( $xy$ )

بهروشی کلی تر برآورده کرد. از شکل رزونانس‌های عرضی در شکل (۲.۱۰)-الف، بهوضوح برای  $n$  زوج، تقارن زوج (مود متقارن) در مورد صفحه میانه و تقارن فرد (مود نامتقارن) برای  $n$  فرد وجود دارد. از آنجایی که انعکاس در صفحه مرکزی امواج تابشی و بازتاب را مبادله می‌کند، بنابراین آنها برای مودهای متقارن یکسان هستند و با تغییر علامت برای مودهای نامتقارن تفاوت دارند. از این‌رو، اصل تقارن بیان می‌کند که دامنه امواج تابشی و جزئی حداکثر با تغییر علامت متفاوت است.

ملاحظات قبلی منجر بهروشی برای محاسبات با استفاده از امواج جزئی می‌شود که برای مودهای SH در مراحل زیر خلاصه می‌شود:

۱. امواج جزئی را تعریف کنید. در اینجا ما فقط مود SH را داریم، بنابراین

$$v \equiv v_y$$

۲. امواج تابشی و بازتاب را تعریف کنید؛

$$\begin{aligned} v_i &= A \exp j(-k_{ts}x + \beta x) \\ v_r &= B \exp j(+k_{ts}x + \beta x) \end{aligned} \quad (5.10)$$

۳. اصل تقارن را اعمال کنید؛

$$B = \pm A \quad (6.10)$$

۴. شرایط مرزی را روی بازتاب در  $z = b/2$ ،  $v_i = V_R$  بکار ببرید؛

$$\pm A \exp -j \left( \frac{k_{ts}b}{2} + \beta x \right) = A \exp -j \left( \frac{k_{ts}b}{2} + \beta x \right) \quad (7.10)$$

۵. شرایط تشدید عرضی را از مرحله چهارم استنتاج کنید؛

$$\exp j k_{ts}b = \pm 1$$

بنابراین

$$k_{ts} = \frac{n\pi}{b}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (8.10)$$

۶. رابطه پاشندگی موجبر و توصیف گُندی را استنتاج کنید؛

$$\beta_n^r = \frac{\omega^r}{V_S^r} - \left( \frac{n\pi}{b} \right)^r = \frac{\omega^r}{V_S^r} - k_{ts}^r \quad (9.10)$$

۷. از جواب‌های امواج جزئی جواب‌هایی برای سرعت ذرات تشکیل دهید. به عنوان مثال، برای یک موج هدایت شده که به سمت راست با حداکثر سرعت مثبت در سطح بالایی حرکت می‌کند؛

$$v_n = \cos \left[ \frac{n\pi}{b} \left( z - \frac{b}{2} \right) \right] \exp -j(\beta_n) \quad (10.10)$$

۸. از قانون هوک تنش مناسب را تعیین کنید. برای مورد بالا:

$$T_{yz} = -\frac{n\pi}{b} \frac{c_{44}}{j\omega} \sin \left[ \frac{n\pi}{b} \left( z - \frac{b}{2} \right) \right] \exp -j(\beta_n) \quad (11.10)$$

منحنی پاشندگی برای مود SH را می‌توان مستقیماً از معادله موجبر، معادله (۹.۱۰) تعیین کرد. مود اصلی بازاء  $n = 0$  به سرعت برشی حجیم در  $\circ \rightarrow fd$  می‌رود. مودهای بالاتر فرکانس‌های قطع دارند، همانطور که می‌توان مستقیماً از معادله موجبر استنباط کرد.

### ۳.۱۰ امواج لمب

معادله پاشندگی امواج لمب در فصل قبل با استفاده از روش پتانسیل استخراج شد. همچنین یک مثال عالی از قدرت روش موج جزئی برای حل مستقیم مسئله موجبر ارائه می‌دهد. مودهای موج جزئی اکنون از اجزای طولی و عرضی در صفحه سازیتال تشکیل شده است که در شکل (۱۱.۱۰)-ج نشان داده شده است. آنها باید از روابط تقارن ایجاد شده در بخش قبل پیروی کنند.

با پیروی از روشی که قبلاً ذکر شد، میدان‌های سرعت برخورد و امواج جزئی منعکس شده را به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$v_{xi} = A_l e^{-jk_{li} \cdot \mathbf{r}}, \quad B_l e^{-jk_{lr} \cdot \mathbf{r}} \quad (12.10)$$

برای مولفه طولی و

$$v_{xi} = A_s e^{-jk_{si} \cdot \mathbf{r}}, \quad B_s e^{-jk_{sr} \cdot \mathbf{r}} \quad (13.10)$$

برای مولفه برشی.  
شرایط تقارن لازم است که

$$\begin{aligned} B_l &= \pm A_l \\ B_s &= \pm A_s \end{aligned} \quad (14.10)$$

و شرط بازتاب در سطح  $z = -b/2$  میدهد؛

$$\pm \begin{bmatrix} A_l e^{jk_{li} b/2} \\ A_s e^{jk_{si} b/2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{LL} & R_{LS} \\ R_{SL} & R_{SS} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_l e^{-jk_{lr} b/2} \\ A_s e^{-jk_{sr} b/2} \end{bmatrix} \quad (15.10)$$

تعیین کننده این معادله مشخصه باید به عنوان یک شرط برای جواب‌های غیر ضروری ناپذید شود و با استفاده از معادلات (۱۰.۳.۷) و (۱۰.۴.۷)، این می‌شود

$$\pm R_{LL} = \frac{\sin(k_{tl} + k_{ts}) \frac{b}{\chi}}{\sin(k_{tl} - k_{ts}) \frac{b}{\chi}} \quad (16.10)$$

با بسط جمله سینوسی خواهیم داشت؛

$$\frac{\tan k_{ts} \frac{b}{\gamma}}{\tan k_{tl} \frac{b}{\gamma}} = -\frac{1 + R_{LL}}{1 - R_{LL}} \quad (17.10)$$

$$\frac{\tan k_{ts} \frac{b}{\gamma}}{\tan k_{tl} \frac{b}{\gamma}} = -\frac{1 - R_{LL}}{1 + R_{LL}} \quad (18.10)$$

بترتیب برای مودهای متقارن و نامتقارن. رابطه  $R_{LL}$  بر حسب  $k_{tl}, k_{ts}$  و  $\beta$ ، در نهایت به معادلات پاشندگی ریلی-لمب تبدیل می‌شوند.

$$\frac{\tan k_{ts} \frac{b}{\gamma}}{\tan k_{tl} \frac{b}{\gamma}} = -\frac{4\beta^2 k_{tl} k_{ts}}{(k_{ts}^2 - \beta^2)} \quad (19.10)$$

$$\frac{\tan k_{ts} \frac{b}{\gamma}}{\tan k_{tl} \frac{b}{\gamma}} = -\frac{(k_{ts}^2 - \beta^2)^2}{4\beta^2 k_{tl} k_{ts}} \quad (20.10)$$

برای مودهای نامتقارن.

در اینجا اعداد موج عرضی  $k_{sl}$  و  $k_{tl}$  از معادله موجبر (۹.۱۰) تبعیت می‌کنند. معادلات (۱۹.۱۰) و (۲۰.۱۰) را می‌توان معادل معادله (۱۶.۱۰) نشان داد. با قرار دادن  $\beta = 0$  در معادله (۱۹.۱۰) و (۲۰.۱۰) خواهیم داشت؛

$$\frac{\tan k_{ts} \frac{b}{\gamma}}{\tan k_{tl} \frac{b}{\gamma}} = 0. \quad (21.10)$$

برای مودهای متقارن و

$$\frac{\tan k_{ts} \frac{b}{\gamma}}{\tan k_{tl} \frac{b}{\gamma}} = -\infty \quad (22.10)$$

برای مودهای نامتقارن.

برای  $k_{tl} = \omega/V_L$  و  $k_{ts} = \omega/V_S$  داریم، و معادلات (۲۱.۱۰) و (۲۲.۱۰) همان شرایط تشدید عرضی را که در جدول (۱.۹) توضیح داده شده است، ارائه می‌دهند.

## ۴.۱۰ امواج ریلی

آلد [۱] نشان داده که در حد  $b \rightarrow \infty$ ، مودهای  $S$  و  $A$  از بین میروند و جابجایی‌های آن‌ها بهشت به سطح محدود می‌شود. یک راه برای دیدن اهمیت این نتیجه قرار دادن  $b \rightarrow \infty$  است. برای یک صفحه به اندازه کافی ضخیم، ارتعاشات سطح روی سطوح مخالف جدا می‌شوند، که مربوط به امواج مستقل ریلی در سطوح بالا و پایین است. بنابراین، جواب امواج ریلی را می‌توان تنها با در نظر گرفتن امواج جزئی برای یک سطح به دست آورد. از آنجایی که دو سطح با فاصله بی‌نهایت از هم فاصله دارند، همانطور که در شکل (۱.۱۰)-د

نشان داده شده است، فقط دامنه‌های بازتابی برای سطح بالایی بدون موج تابشی وجود خواهد داشت. دامنه‌های منعکس شده را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$B_s = R_{SS}A_s + R_{SL}A_l \quad (۲۳.۱۰)$$

$$B_l = R_{LS}A_s + R_{LL}A_l \quad (۲۴.۱۰)$$

که در آن دامنه‌های تابشی  $A_s$  و  $A_l$  به صفر و ضرایب بازتابی  $R_{ij}$  به بی نهایت می‌رسد. این کار فقط با قرار دادن مخرج دومی در معادلات (۱۰۱.۷) و (۱۰۲.۷) برابر با صفر امکان پذیر است. سپس شرایط تشديد عرضی را برای امواج ریلی به صورت زیر می‌دهد؛

$$\sin 2\theta_s \sin 2\theta_l + \frac{V_L}{V_S} \cos 2\theta_s = 0 \quad (۲۵.۱۰)$$

اماوج بازتاب شده باید بهوضوح محو شوند و اعداد موج عرضی را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$k_{ts} = j\alpha_{ts} \quad (۲۶.۱۰)$$

$$k_{tl} = j\alpha_{ts} \quad (۲۷.۱۰)$$

$$\sin \theta_s = \frac{\beta_R V_S}{\omega} \quad (۲۸.۱۰)$$

$$\sin \theta_l = \frac{\beta_R V_L}{\omega} \quad (۲۹.۱۰)$$

معادله پاشندگی رابطه (۲۵.۱۰) را می‌توان به صورت زیر نوشت؛

$$k_{ts} = j\alpha_{ts} \quad (۳۰.۱۰)$$

که به راحتی می‌توان نشان داد که با رابطه پاشندگی موج ریلی بدست آمده با روش پتانسیل در فصل هشتم یکسان است.

## ۵.۱۰ بسترها لایه‌ای

انتشار امواج صوتی در نیمه‌فضاهای لایه‌ای از نظر تاریخی در مطالعه زلزله‌شناسی توسعه یافته است. در تقریب صفر، فضای داخلی زمین را می‌توان به صورت یک نیمه فضای همگن نشان داد، حتی اگر در واقع در سراسر عمق آن از این تقریب دور باشد. این مدل برای مشاهده امواج طولی حجیم (P) و مودهای برشی حجیم (SV) و همچنین امواج ریلی منتشر شده در امتداد سطح است. در تقریب اول، این نیمه فضا توسط یک پوسته نسبتاً نازک با خواص مکانیکی کاملاً متفاوت پوشیده شده است. پوسته می‌تواند مودهای

مشابهی را که در یک صفحه آزاد یافت می‌شود، پشتیبانی کند. به‌طور خاص، مودهای تغییر یافته صفحه SH یا امواج لاو را می‌توان مشاهده کرد. یک رویکرد دقیق‌تر باید انتشار در چند لایه را در نظر بگیرد.

مسائل در زلزله شناسی مورد توجه مداوم هستند و به‌خودی خود مطالعه انتشار آکوستیک در سیستم‌های لایه‌ای را توجیه می‌کنند. تکنولوژی مدرن دلایل بیشتری برای مطالعه این موضوع ارائه کرده است. میکروالکترونیک مبتنی بر ترکیب‌های متنوع و مبتکرانه از ساختارهای چند لایه است. این امر باعث توسعه فناوری امواج صوتی سطحی (SAW)<sup>۲</sup> در شکل مسطح آن که شامل فیلم‌هایی از متالیزاسیون، الکترودها و مواد پیزوالکتریک است، شده است. ریزحسگرها نمونه دیگری از کاربرد مودهای صوتی مختلف در سیستم‌های لایه‌ای هستند. این لایه‌ها عموماً الکترودها، لایه‌های پیزوالکتریک یا لایه‌های انتخابی شیمیایی هستند که ممکن است روی بسترهای عظیم یا غشاهای نازک رسوب کنند.

آخرین نمونه مهم در ارزیابی غیرمخرب (NDE) یافت می‌شود. لایه‌ها و پوشش‌های محافظ در تکنولوژی ساخت مدرن همه جا حاضر هستند و کیفیت آنها موضوع مهمی است. تکنیک‌های (NDE) شامل انتشار امواج فراصوت در این ساختارها و تشخیص پژواک از نقص یا تغییرات مرتبط در خواص صوتی است. آگاهی کامل از انتشار امواج صوتی در چنین ساختارهایی بدیهی است که یک پیش نیاز برای انجام چنین تحقیقات (NDE) است.

بخش قبلی به‌مودهای SH و سازیتال در صفحاتی می‌پردازد که در آن‌ها دیده می‌شد که از هم جدا شده‌اند. این مورد برای انتشار در لایه‌ها روی بسترها نیز صادق است و برای مودهای ساده بین این دو مورد مطابقت مستقیم وجود دارد. با این حال، تفاوت عمده‌ای بین این دو حالت وجود دارد. برای انتشار در صفحه در هوا یا خلاء، انرژی صوتی به صفحه محدود می‌شود و همانطور که مشاهده شد، انتشار را می‌توان با امواج تابشی و جزئی در صفحه توصیف کرد. اگر صفحه اکنون روی یک زیرلایه رسوب کرده باشد، احتمال بیشتری وجود دارد که موجی به‌زیرلایه منتقل شود، یعنی مود هدایت شده در لایه ممکن است به‌دام افتاده یا ممکن است به‌زیرلایه نشست کند. این تمایز را می‌توان به‌شیوه‌ای واضح و متمایز برای مودهای SH یا امواج لاو انجام داد. بحث خوبی در مورد بسترها لایه‌ای توسط فارنل و آدلر<sup>۳</sup> [۲] ارائه شده است.

### ۱.۵.۱۰ امواج لاو

این یک ویژگی کلی محیط همسانگرد است که مودهای SH از مودهای سازیتال جدا می‌شوند و در نتیجه با مودهای سازیتال جدا می‌شوند. همانطور که در شکل (۱۰۱)-ب نشان داده شده است، واضح است که این در یک لایه روی یک بستر نیمه نامتناهی صادق است، و موج SH مربوطه در لایه به‌صورت موج لاو شناخته می‌شود که در سال ۱۹۲۷ توسط لاو<sup>۴</sup> [۳] کشف شد. برای اینکه مود در لایه به‌دام بیفتند، شرایط خاصی باید رعایت شود.

<sup>۲</sup>Surface Acoustic Waves

<sup>۳</sup>A. E. H. Love

همانطور که نشان داده خواهد شد، یک شرط اساسی این است که  $\hat{V}_S < V_S$ ، که در آن سرعت برشی در لایه و  $V_S$  سرعت برشی در زیرلایه است. طبق روال معمول، امواج جزئی را همانطور که در شکل (۱.۱۰)-ب نشان داده شده است، تعریف می‌کنیم. علاوه بر موج تابشی ( $i$ ) و منعکس شده ( $r$ ) در مود صفحه‌ای SH، یک موج جزئی ارسالی ( $t$ ) در بستر داریم. امواج جزئی هستند

$$\begin{aligned} v_{yi} &= A \exp -j(-k_{ts}z + \beta x) \\ v_{yr} &= B \exp -j(k_{ts}z + \beta x) \\ v_{yt} &= C \exp -j(k_{ts}z + \beta x) \end{aligned} \quad (۳۱.۱۰)$$

در مرز آزاد بالائی ۱

$$R_S \equiv \left. \frac{v_{yi}}{v_{yr}} \right|_{\frac{b}{\gamma}} = \frac{A \exp j(\frac{\hat{k}_{ts}b}{\gamma})}{B \exp j(-\frac{\hat{k}_{ts}b}{\gamma})} = 1 \quad (۳۲.۱۰)$$

در مرز پائینی، از ضرایب معلوم بازتاب و انتقالی برای این مورد استفاده می‌کنیم و بدست می‌آید؛

$$R_S = \frac{v_{yr}}{v_{yi}} = \frac{Z_S - \hat{Z}_S}{Z_S + \hat{Z}_S} = \frac{B \exp j(\frac{\hat{k}_{ts}b}{\gamma})}{A \exp j(-\frac{\hat{k}_{ts}b}{\gamma})} \quad (۳۳.۱۰)$$

$$T_S = \frac{v_{yt}}{v_{yi}} = \frac{Z_S}{Z_S + \hat{Z}_S} = \frac{C \exp j(\frac{\hat{k}_{ts}b}{\gamma})}{A \exp j(-\frac{\hat{k}_{ts}b}{\gamma})} \quad (۳۴.۱۰)$$

ضرایب انعکاس در سطوح بالایی و پائینی باید همزمان به عنوان شرط تشدید عرضی برآورده شود. این به طور مستقیم منجر به رابطه زیر می‌شود؛

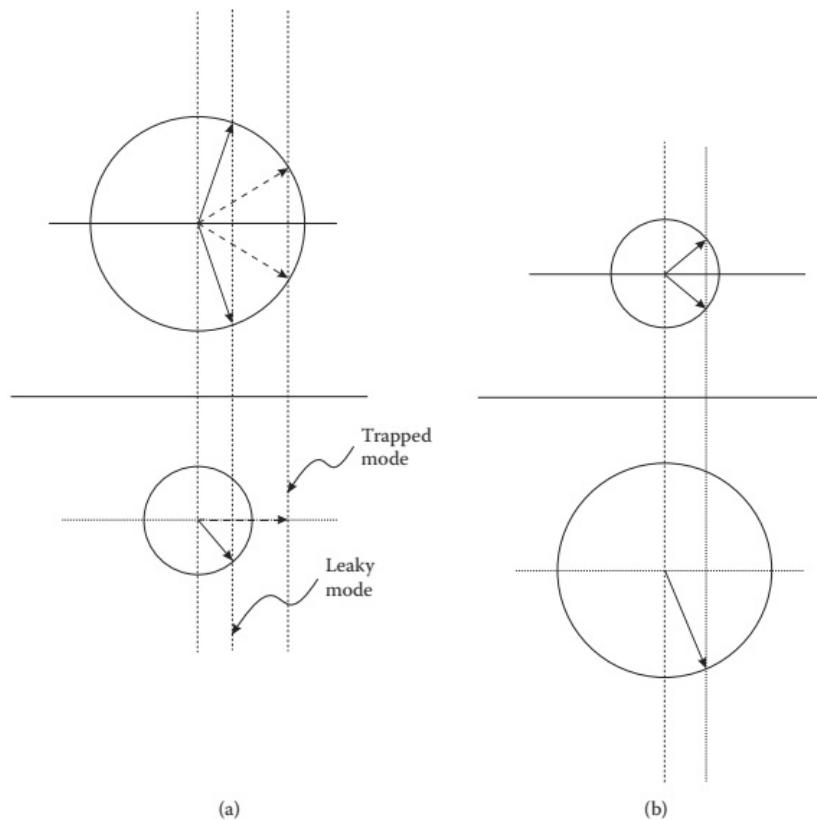
$$j \tan \hat{k}_{ts} b = \frac{c_{\perp\perp} k_{ts}}{\hat{c}_{\perp\perp} \hat{k}_{ts}} \quad (۳۵.۱۰)$$

رفتار  $k_{ts}$  در این معادله مهم است. از معادله (۳۹.۱۰)، اگر  $k_{ts}$  حقیقی باشد، مربوط به انتشار یک موج پیشرونده در زیرلایه است، یعنی انرژی از لایه به بیرون نشست می‌کند. در عوض به دنبال جواب‌هایی هستیم که در آنها انرژی در لایه بهدام افتاده و بنابراین، جایی که موج ارسالی در بستر محو می‌شود. این مربوط به موهومی بودن  $k_{ts}$  است، که می‌توان به صراحت با قرار دادن  $k_{ts} = -j\alpha_{ts}$  و جستجوی مقادیر حقیقی  $\alpha_{ts}$  به حساب آورد. با ترکیب معادله (۳۵.۱۰) با معادلات موجبر معمول برای  $k_{ts}$  و  $\alpha_{ts}$ ، به دست می‌آوریم.

$$\tan \hat{k}_{ts} b = \frac{c_{\perp\perp} \alpha_{ts}}{\hat{c}_{\perp\perp} \hat{k}_{ts}} \quad (۳۶.۱۰)$$

$$\hat{k}_{ts}^* = \left( \frac{\omega}{\hat{V}_S} \right)^* - \beta^* \quad (۳۷.۱۰)$$

$$\alpha_{ts}^* = \beta^* - \left( \frac{\omega}{\hat{V}_S} \right)^* \quad (۳۸.۱۰)$$



شکل ۴.۱۰: منحنی‌های کندهای برای دو پیکربندی لایه بستر ممکن برای مودهای SH. (الف) مودهای لاو، نشان دادن شرایط برای مودهای بهدام افتاده و نشستی. (ب) مودهای SH، نشان می‌دهد که مودهای SH تحت هر شرایطی نشستی دارند. بنابراین، امواج لاو در این مورد امکان پذیر نیست.

آن دو معادله آخر نشان می‌دهد که شرط لازم برای حقیقی بودن  $\alpha_{ts}$ ، بنابراین، برای این که بهدام انداختن اتفاق افتد، باید  $\hat{V}_S < V_S$  شود. این نتیجه‌گیری با تحلیل منحنی گندی شکل (۴.۱۰) مطابقت دارد.

آلد [۱] معادلات (۳۶.۱۰) تا (۳۸.۱۰) را به صورت گرافیکی حل می‌کند و از این‌رو قادر است فرکانس‌های آستانه و روابط پاشندگی را برای همه مودها به صورت تابعی از  $\beta$  بدست آورد. در واقع، تورنویس و لردات [۴] یک رابطه ضمنی برای رابطه پاشندگی بصورت زیر به دست آورده‌اند.

$$\tan \hat{\beta} b = \frac{\rho V_S^r d}{\hat{\rho} \hat{V}_S^r \hat{d}} \quad (39.10)$$

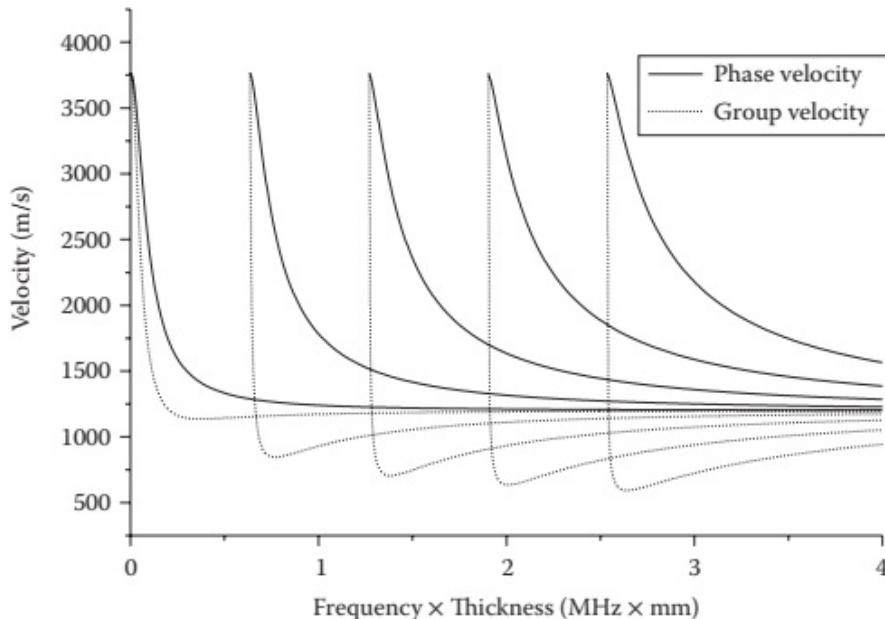
<sup>۴</sup>Tournois and Lardat

که در آن

$$\hat{d} = \sqrt{\left(\frac{V_P}{\hat{V}_S}\right)^2 - 1}, \quad d = \sqrt{1 - \left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2}$$

و  $V_P$  سرعت فاز موج لاو است.

سرعت‌های فازی و گروهی به دست‌آمده از این رابطه برای برخی از مودهای لاو مرتبه پایین برای یک لایه طلا روی یک بستر کوارتز ذوب شده در شکل (۵.۱۰) نشان داده شده است.



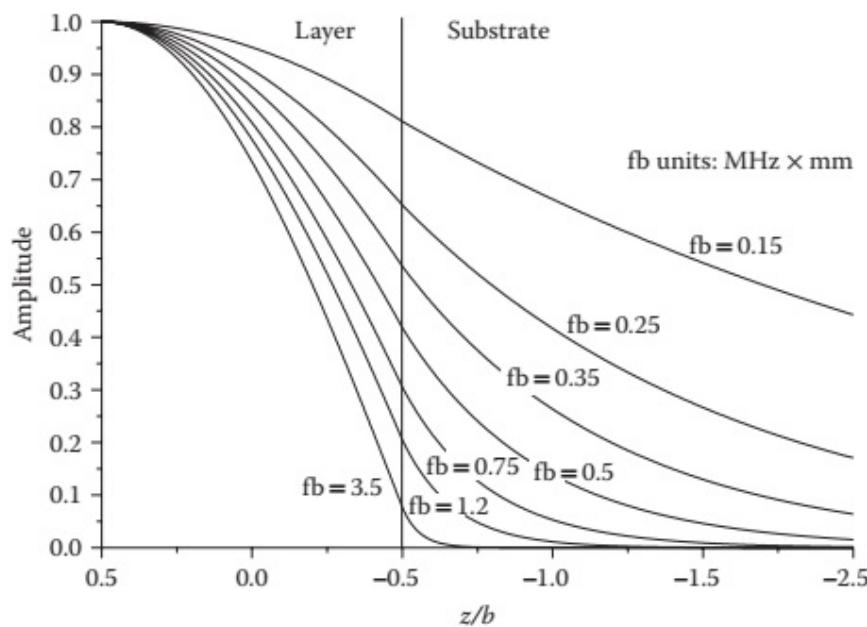
شکل ۵.۱۰: مودهای لاو اصلی و پایین‌ترین مرتبه در یک لایه طلا ( $V_S = 1200$  متر بر ثانیه) روی یک بستر کوارتز ذوب شده ( $V_S = 3750$  متر بر ثانیه).

### ۲.۵.۱۰ امواج لمب تعمیم یافته

در اینجا به مودهای صفحه سازیتال در یک لایه در یک نیمه فضای نیمه نامتناهی می‌پردازیم. همانطور که امواج لاو با مودهای SH یک صفحه آزاد از این جهت که می‌توانند به زیر لایه نشست کنند متفاوت هستند، بنابراین امواج لمب تعمیم یافته<sup>۵</sup> دارای ویژگی مشابهی نسبت به امواج لمب در یک صفحه آزاد هستند. برای یک لایه نازک، این مودهای صفحه سازیتال را می‌توان به صورت اغتشاش امواج ریلی در یک سطح آزاد دید، بنابراین به آنها مودهای ریلی مانند<sup>۶</sup> نیز گفته می‌شود.

<sup>۵</sup>Generalized Lamb Waves

<sup>۶</sup>Rayleigh-like modes



شکل ۴۰.۱۰: جابجایی مود لاو با کمترین مرتبه برای مورد شکل (۴۰.۱۰) برای مقادیر مختلف  $f_b$ .

در مورد امواج لاو یکی از ویژگی‌های غالب این مودها این است که وجود یک لایه یک مقیاس طول (ضخامت) برای طول موج معروفی می‌کند به‌طوری که این مودها به‌طور کلی پاشنده هستند. از این رو سرعت فاز و گروه هر مود از اهمیت بالایی برخوردار است. علاوه بر این، مشابه امواج لاو، می‌توان پیش‌بینی کرد که ماهیت مودها به‌نسبت پارامترهای لایه و بستر، به‌ویژه سرعت برشی بستگی دارد. مسئله را می‌توان با استفاده از تجزیه و تحلیل موج جزئی و معادله موج برآورده را حل کرد. با این حال، محاسبات سخت می‌شوند، بنابراین بحث را به‌توصیف مودهای مختلفی که ممکن است هیجان‌انگیز باشند محدود می‌کنیم.

کار اصلی تیرستن<sup>۴۰.۱۰</sup> اجازه می‌دهد تا تمایز واضحی بین موارد محدود کننده ترکیب لایه-بستر ایجاد شود و همچنین تخمین کمی از سرعت فاز  $V$  به‌صورت  $\beta b \rightarrow$  ارائه شود. رویکرد تیرستن تغییرات جزئی<sup>۴۱.۱۰</sup> است، که برای  $\beta b$  کوچک میدهد:

$$F_{\circ}(V) + \beta b F_{\backslash}(V) + (\beta b)^{\gamma} F_{\wedge}(V) = 0 \quad (40.10)$$

شیب منحنی پاشنده در  $\beta b = 0$  مورد توجه خاص است؛

$$\left. \frac{dV}{d(\beta b)} \right|_{\beta b=0} = -F_{\backslash}(V_R) + \left. \frac{dF_{\circ}(V)}{dV} \right|_{V_R} \quad (41.10)$$

<sup>۴۰.۱۰</sup>Tiersten

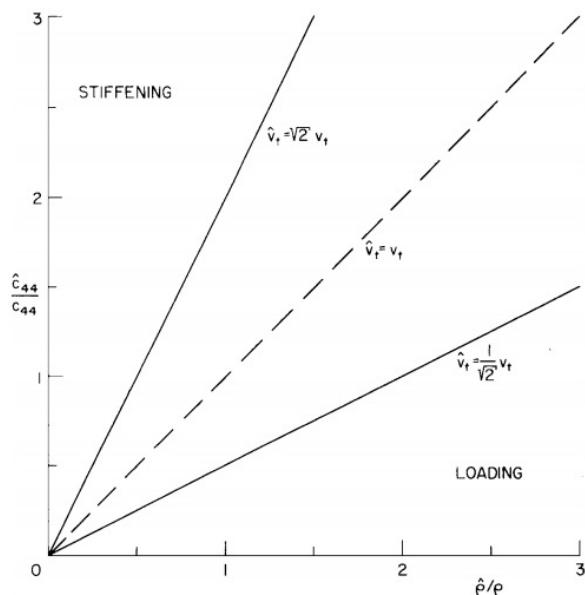
<sup>۴۱.۱۰</sup>Perturbative

تیرستن نشان داد که کمیت مثبت است اگر

$$\frac{\hat{V}_S}{V_S} > \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{V_S}{V_L}\right)^2}{1 - \left(\frac{\hat{V}_S}{V_L}\right)^2}} \quad (42.10)$$

که در آن نماد  $\hat{V}$  برای مواد لایه‌ای است.

سمت راست این رابطه بین  $1/\sqrt{2}$  و  $\sqrt{2}$  محدود شده است. موارد مختلفی که باید در نظر گرفته شوند با محورهای نرمال شده نشان داده شده در شکل (7.10) بهترین وجه نشان داده شده‌اند. برای  $\hat{V}_S > V_S\sqrt{2}$  لایه گفته می‌شود که زیرلایه را "سفت" می‌کند و برای  $\hat{V}_S < V_S\sqrt{2}$  لایه را "بارگذاری" می‌کند. ناحیه میانی در شکل در بخش بعدی بررسی خواهد شد و مربوط به امواج استونلی است.



شکل ۷.۱۰: شرایط کافی برای سفت شدن و بارگذاری برای ترکیبات همسانگرد.

برای یک بستر همسانگرد، تیرستن نشان داد که اختلال در سرعت ریلی به صراحت توسط

$$\frac{\Delta V_R}{V_R} = -\frac{V_R b}{4I_R} \left[ \hat{\rho} |V_{R_z}|^2 + \left( \hat{\rho} - \frac{4\hat{\mu}}{V_R^2} \cdot \frac{\hat{\lambda} + \hat{\mu}}{\hat{\lambda} + 2\hat{\mu}} \right) |V_{R_x}|^2 \right]_{z=0} \quad (43.10)$$

که در آن  $I_R$  میانگین عبور توان بدون تغییرات جزئی در واحد عرض در امتداد  $x$  است. علامت عبارت در برآکتها برای سفت شدن مثبت و برای بارگذاری منفی است که در بالا توضیح داده شد. مشاهده می‌شود که علامت  $\Delta V/V$  به طور طبیعی از فیزیک ساده مسئله پیروی می‌کند. شرایط کافی برای سفت شدن و بارگذاری در شکل (7.10) آورده

شده است. برای هماهنگی با نماد شکل‌های (۷.۱۰) تا (۱۳.۱۰) در این بخش، را با  $kh$  جایگزین می‌کنیم.

#### ۱. سفت شدن: $\hat{V}_S > V_S$ :

یک مثال معمولی سیلیکون ( $V_S = \text{ZnO} = 5341 \text{ ms}^{-1}$ ) روی یک زیرلايه ( $V(S) = 2831 \text{ ms}^{-1}$ ) همانطور که در شکل (۸.۱۰)-الف نشان داده شده است. برای ضخامت لایه نازک ( $h \rightarrow 0$ )، و سرعت، سرعت موج ریلی برای بستر خالی است. لایه با سرعت بالا، سرعت موج سطحی موثر را تا زمانی که به سرعت موج برشی بستر برسد، افزایش می‌دهد. برای مقادیر بالاتر  $kh$ ، موج جزئی به زیرلايه نشست می‌کند به طوری که یک موج سطحی واقعی (میرائی محو شونده<sup>۹</sup>) دیگر وجود ندارد و مود به یک موج شبه حجیم<sup>۱۰</sup> تبدیل می‌شود. از آنجایی که سرعت فاز با شبی افقی به این وضع می‌رسد، سرعت گروه نیز در این نقطه به صفر می‌رسد. این تنها جواب برای حالت سفت شدن است.

#### ۲. بارگذاری: $\hat{V}_S < V_S$ :

در این حالت شبی در  $h \rightarrow 0$  همانطور که توسط معادله (۴.۱۰) پیش‌بینی شده منفی است. این را می‌توان خیلی ساده به صورت زیر فهمید. برای  $h \rightarrow 0$ ، مانند قبل، سرعت موج ریلی به سرعت بستر خالی نزدیک می‌شود. با افزایش  $h$ ، اهمیت لایه به تدریج افزایش می‌یابد، که منجر به کاهش سرعت به دلیل اثر این ماده، با سرعت کم می‌شود. در نهایت، برای  $h \rightarrow \infty$  لایه کاملاً مسلط است و سرعت به طور مجانبی به سرعت موج ریلی نزدیک می‌شود. این رفتار کلی اولین مود ریلی نشان داده شده در شکل (۸.۱۰)-ب را توضیح می‌دهد. با افزایش  $h$ ، مودهای ریلی مرتبه بالاتر در وجود تشدید عرضی مانند امواج لاو تحریک می‌شوند. همانطور که در مورد دوم، هر یک از این مودهای بالاتر با فرکانس کافی به سطح پایین نشست می‌کند

پایین‌ترین مود ریلی مرتبه بالاتر در زلزله شناسی و فیزیک ادوات مهم است؛ این مود سیزاوا<sup>۱۱</sup> است که توسط سیزاوا و کانائی در سال ۱۹۳۵ کشف شد [۶]. مولفه‌های جابجایی در مقایسه با اصلی، معکوس هستند و بیضی جابجایی برای مود سیزاوا پیشرونده و برای مود اصلی پسرفت است [۲]. جابجایی‌های مود اول رایلی و مود دوم رایلی (سیزاوا) به صورت تابعی از عمق به ترتیب در شکل‌های (۹.۱۰) و (۱۰.۱۰) نشان داده شده است.

### ۳.۵.۱۰ امواج استونلی

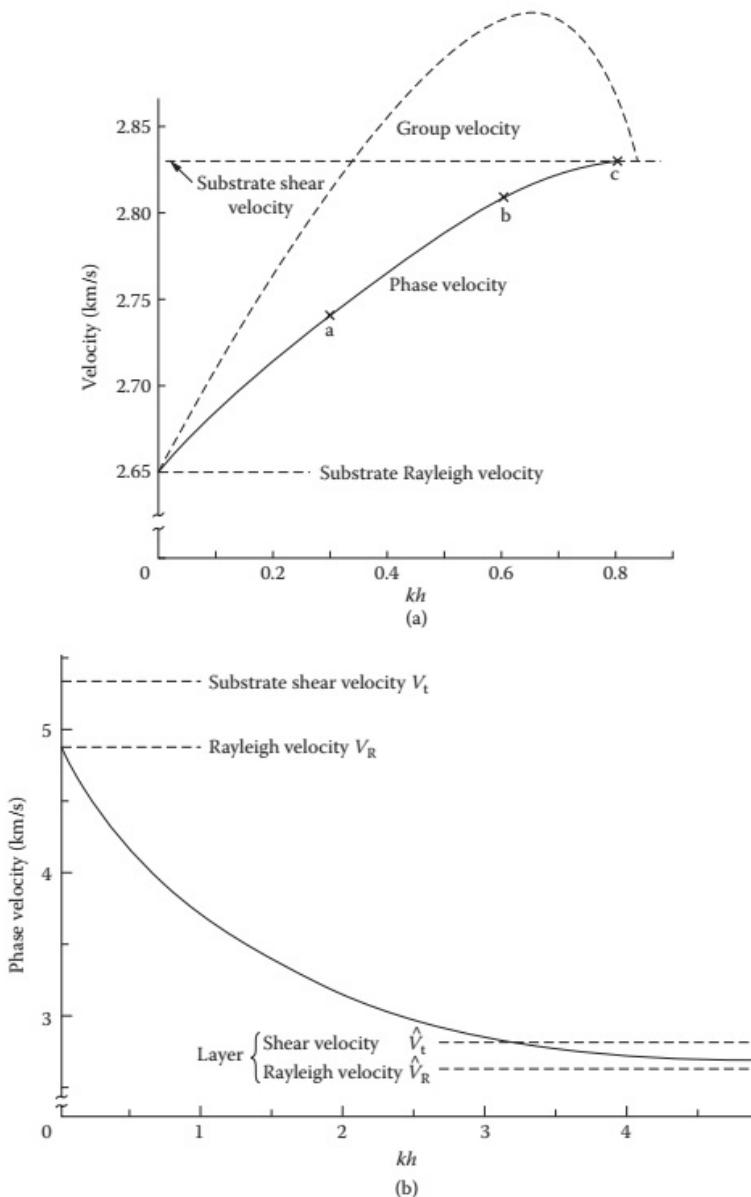
موج استونلی [۷] یک موج فصل مشترک سازیتال بین دو جامد است که در هر دو محیط محو<sup>۱۲</sup> می‌شود، همانطور که برای ترکیب آلومینیوم و تنگستن در شکل (۱۱.۱۰) نشان

<sup>۹</sup>Evanescence Decay

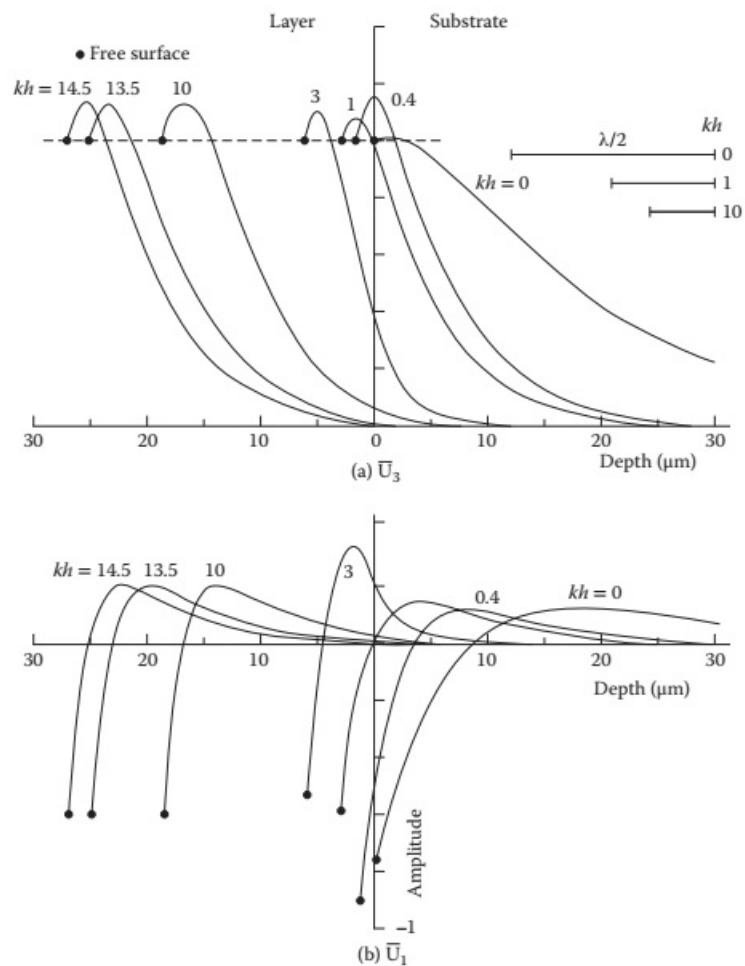
<sup>۱۰</sup>Pseudo-Bulk Wave

<sup>۱۱</sup>Sezawa

<sup>۱۲</sup>Evanescence



شکل ۸.۱۰: (الف) سرعت فاز و گروه برای یک لایه سیلیکونی روی یک بستر  $ZnO$  تحت شرایط سفت شدن ( $\hat{V}_S > V_S$ ). (ب) سرعت فاز اولین مود رایلی تحت شرایط بارگذاری ( $\hat{V}_S < V_S$ ) برای  $Si$  در  $ZnO$



شکل ۹.۱۰: (الف) مولفه عمودی و (ب) مولفه طولی جابجایی برای مود اول رایلی در مقادیر مختلف  $kh$ . طلا روی کوارتز ذوب شده،  $f = 100$  مگاهرتز. نقاط انتهایی منحنی‌ها موقعیت سطح آزاد را برای هر  $kh$  نشان می‌دهد.

داده شده است. برای یک مرز مشترک جامد-جامد، این شرایط بسیار محدود کننده‌ای برای وجود این مودها هستند، همانطور که توسط مناطق سایه‌دار در شکل (۱۲.۱۰) نشان داده شده است. از تجزیه و تحلیل معلوم می‌شود که سرعت موج استونلی  $V_{ST}$  در محدوده  $V_R < V_{ST} < V_S$  محیط متراکم و  $V_S < V_{ST} < \hat{V}_S$  هر دو محیط قرار دارد.

جالب است که بینیم چگونه می‌توان از وضعیت لایه بهمود استونلی برای دو جامد مناسب با عبور از حد  $\infty \rightarrow kh$  عبور کرد. این در شکل (۱۳.۱۰) برای فصل مشترک تنگستان-آلومینیوم نشان داده شده است. در ابتدا، اگر تنگستان به عنوان بستر و آلومینیوم به صورت لایه در نظر گرفته شود، منحنی از  $V_R(W)$  بالا می‌رود زیرا این مورد مربوط به سفت شدن است. همانطور که قبله دیده شد، این حالت در محدوده‌ای که به طور مجانبی به سرعت موج برشی  $V_S(W)$  نزدیک می‌شود، نشان می‌دهد. با این حال، در این مورد به طور مجانبی به  $V_{ST}$  افزایش می‌یابد، جایی که بهمود استونلی تبدیل می‌شود که برای  $\infty \rightarrow kh$  وجود دارد. اگر آلومینیوم به عنوان بستر در نظر گرفته شود، این یک وضعیت بارگذاری است و سرعت مود اصلی از  $V_R(Al) = kh$  در  $\circ$  کاهش می‌یابد، از حداقل می‌گذرد، و سپس همانطور که قبله دیده شد برای  $\infty \rightarrow kh$  به  $V_R(W)$  نزدیک می‌شود. در این حالت، این اولین مود سیزاوا است که سرعت آن از  $V_S(Al)$  کاهش می‌یابد و به جای مجانبی شدن به سرعت برشی لایه، همانطور که قبله برای موارد غیر استونلی اتفاق افتاده بود، به صورت مجانبی به صورت  $\infty \rightarrow kh$  به  $V_{ST}$  نزدیک می‌شود.

## ۶.۱۰ ساختارهای چند لایه

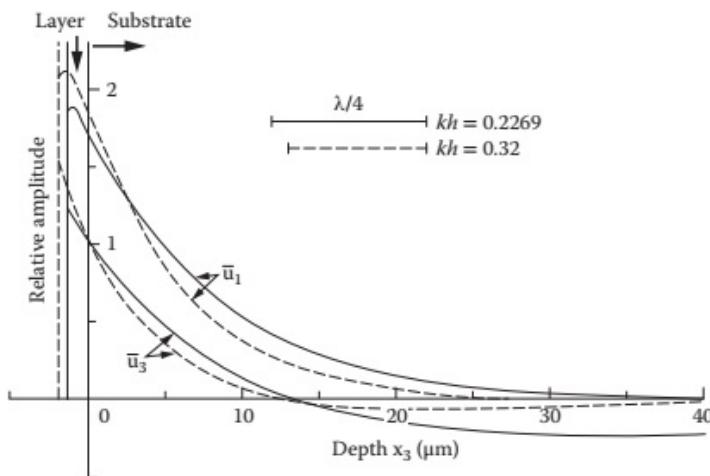
اگرچه ساختارهای چندلایه می‌توانند به عنوان موجبرهای صوتی عمل کنند، انجام یک تحلیل رسمی در این جهت غیر عملی است. پیچیدگی شدید مودهای سازیتال در یک لایه جامد ساده روی یک بستر، بیهودگی چنین کاری را نشان می‌دهد. خوشبختانه مهمترین جنبه سازه‌های چندلایه انتقال یا انعکاس امواج صوتی از آنهاست و این امر با شفافیت شگفت‌انگیزی قابل انجام است. این یک مسئله مهم در بسیاری از زمینه‌های فرا صوت، از جمله NDE (چسبندگی، مواد چند لایه، کامپوزیت‌ها، و غیره)، اقیانوس شناسی (سیالات و رسوبات طبقه بندی شده)، فرآصوت پزشکی، و ابزار دقیق (میکروسکوپ آکوستیک و تطبیق امپدانس پرروب‌ها) است.

مسئله چند لایه به طور عمیق توسط لوه [۱۳] برای مورد  $n$  لایه بین جامد و محیط و جایی که به مطالعات لایه‌های ناهمسانگرد و لایه‌های استوانه‌ای اشاره شده است، بررسی شده است. آخنباخ [۱۴] و همکاران [۹] یک روش دقیق برای تجزیه و تحلیل کلی لایه‌های ناهمسانگرد بر روی یک بستر ناهمسانگرد ارائه می‌دهد. همانطور که در لوه [۱۴] و برخوفسکیخ و گودین [۱۵] اشاره شد، دو رویکرد اصلی برای تحلیل کمی اتخاذ شده است:

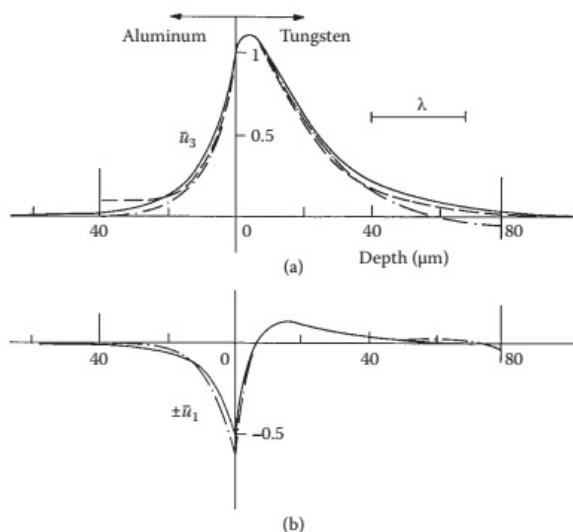
<sup>۱۳</sup>Lowe

<sup>۱۴</sup>Achenbach

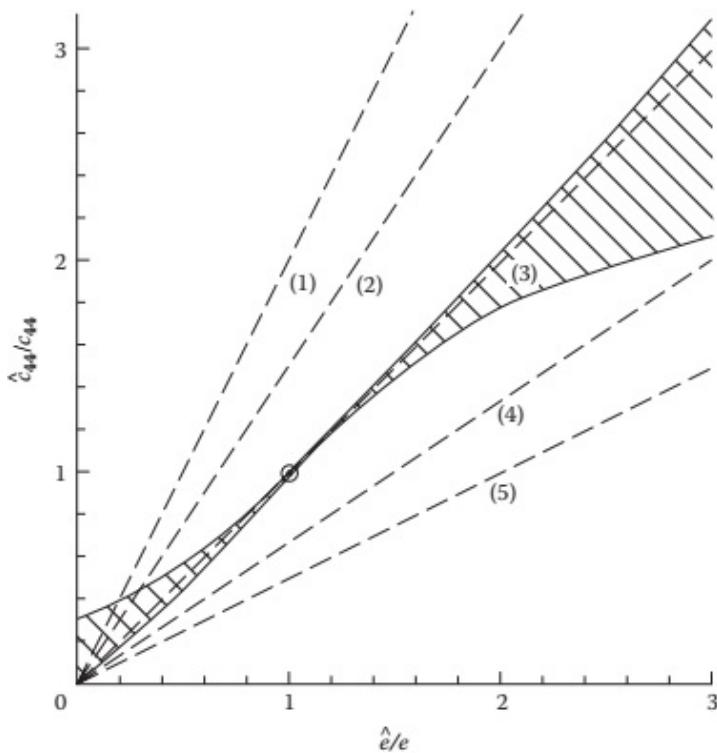
<sup>۱۵</sup>Brekhovskikh and Godin



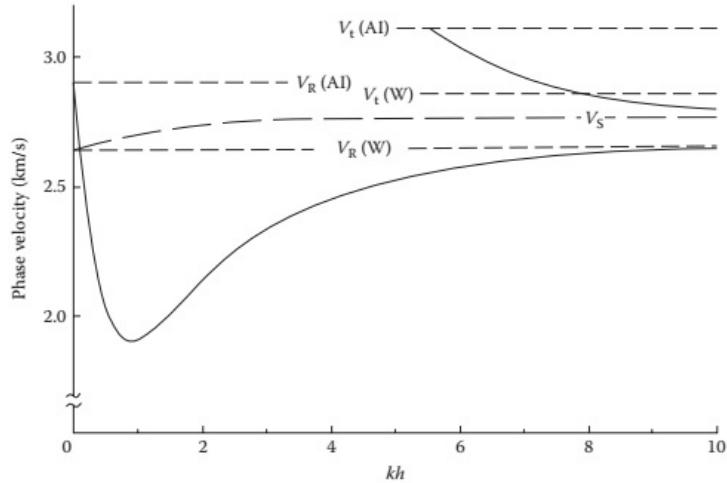
شکل ۱۰.۱۰: جابجایی برای مود دوم ریلی (سیزاوا). منحنی‌های جامد برای  $kh$  درست بالای برش هستند.  $F = 100$  مگاهرتز. طلا روی کوارتز ذوب شده.



شکل ۱۱.۱۰: (الف) مولفه‌های جابجایی عمودی و (ب) برای موج استونلی آلمینیوم-تنگستن (منحنی‌های جامد). منحنی‌های شکسته برای لایه‌ای از یک ماده روی زیرلایه دیگری است.  $F = 100$  مگاهرتز. منحنی شکسته  $\bar{u}_1$  برای آلمینیوم روی تنگستن از امواج استونلی در این مقیاس قابل تشخیص نیست.



شکل ۱۲.۱۰: ناحیه وجود موج استونلی (منطقه سایه‌دار) برای  $V = \hat{V} = 1/\sqrt{3}$ . خطوط شکسته خطوط ثابت  $\hat{V}_S/V_S$  هستند. ترکیب مواد بالای خط مناسب دارای شیب مثبت برای منحنی پاشندگی در مبدا هستند.  
 .(۱) $V = \circ, \hat{V} = 1/\sqrt{2}$ ; (۲) $V = \circ \hat{V} = 1/\sqrt{3}$ ; (۳) $V = \hat{V}$ ; (۴) $V = 1/\sqrt{3}, \hat{V} = \circ$ ; (۵) $V = 1/\sqrt{2}, \hat{V} = \circ$



شکل ۱۳.۱۰: منحنی‌های پاشندگی برای یک لایه تنگستن روی یک بستر آلمینیومی (منحنی جامد) و آلمینیوم روی تنگستن (منحنی شکسته).  $V_S$  سرعت موج استونلی است.

- روش ماتریس جهانی [۱۶] که در آن از یک ماتریس واحد برای نمایش سیستم کامل استفاده می‌شود. این شامل  $(n - 4)$  معادله برای  $n$  لایه است که با شرایط مرزی در هر مرز مشترک مطابقت دارد. این روش پایدار است و از چندین دام شناخته شده سایر رویکردها جلوگیری می‌کند، اما انجام آن بسیار دشوار است. در اینجا بیشتر مورد بحث قرار نخواهد گرفت.
- رویکرد ماتریس انتقال در اصل توسط تامسون [۱۷] پیشنهاد شد، توسط هاسکل [۱۸] تصحیح شد و توسط برخوفسکیخ [۱۹] در نظریه عمومی رسمیت یافت. هر لایه با یک ماتریس نشان داده می‌شود و  $1 - n$  ماتریس با هم ضرب می‌شوند تا کل سیستم را نشان دهند. این یک رویکرد مفهومی ساده است و نتایج در زیر ارائه خواهد شد.

رابطه‌سازی [۲۰] برای مورد زیر لایه همسانگرد ( $n$  میانی) که از  $(1 - n)$  لایه‌های همسانگرد حمایت می‌کند، از  $(1 - n)$  نزدیک زیر لایه به لایه شماره ۱ در کنار محیط سیال تابشی (میانی  $\circ$ ) پشتیبانی می‌کند، دنبال می‌شود. یک موج طولی در زاویه  $\theta$  در سیال فرود می‌آید و امواج طولی و برشی به زیر لایه ساطع می‌شوند. هر لایه با چهار موج مشخص می‌شود: دو طولی و دو برشی در هر یک از جهت‌های جلو و عقب. بقایی بردار موج موازی برای همه محیط‌ها رعایت می‌شود و شرایط مرزی معمول تداوم جابجایی و تنش عادی و مماسی اعمال می‌شود. برای لایه  $\circ$  ماتریس  $a_{ij}$  جابجایی‌ها و تنش‌ها را در مرزهای بالایی و پایینی خواهد بود:

$$\begin{bmatrix} u_{ix} \\ u_{iz} \\ T_{zz} \\ T_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{(i+1)x} \\ u_{(i+1)z} \\ T_{(i+1)zz} \\ T_{(i+1)xz} \end{bmatrix} \quad (44.10)$$

عنصر ماتریس  $a_{ij}$  در [۲۰] آورده شده است. برای لایه‌های  $(1 - n)$ ، اثر کل  $A$  را می‌توان با ضرب ماتریس‌های هر لایه به دست آورد، به‌طوری که

$$A = \prod_{i=1}^{n-1} a_i \quad (45.10)$$

<sup>۱۶</sup>Global matrix method

<sup>۱۷</sup>Thomson

<sup>۱۸</sup>Haskell

<sup>۱۹</sup>Brekhovskikh

<sup>۲۰</sup>Formalism

و بدین معنی است که  $(n - 1)$  لایه توسط رابطه زیر توصیف می‌شوند:

$$\begin{bmatrix} u_{1x} \\ u_{1z} \\ T_{1zz} \\ T_{1xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{nx} \\ u_{nz} \\ T_{nzz} \\ T_{nxz} \end{bmatrix} \quad (46.10)$$

در نهایت می‌توان امواج بازتابی و ارسالی را از روی پتانسیل‌ها محاسبه کرد

$$\varphi^{(n+1)} = \exp[-j\alpha(z - z_n)] + V \exp[-j\alpha(z - z_n)], \quad z \geq z_n \quad (47.10)$$

در سیال و

$$\begin{aligned} \varphi^{(1)} &= W_l \exp(-j\alpha_1 z) \\ \psi^{(1)} &= W_t \exp(-j\beta_1 z) \end{aligned} \quad (48.10)$$

در زیر لایه.

این نتایج انعکاس دقیق و عوامل انتقالی را که در برخوفسکیخ و گودین [۱۰] ارائه شده است، ارائه می‌دهد.

## ۷.۱۰ استوانه همسانگرد آزاد

ساختارهای استوانه‌ای علاوه بر ارائه یک مسئله کلاسیک در آکوستیک برای مودهای صوتی در هندسه‌های ساده، به عنوان موجبرهای صوتی و خطوط تاخیری به شکل میله‌های نازک [۱۵]، مویرگ‌ها، لوله‌ها [۱۶] و غیره نیز کاربرد دارند. محاسبه مودهای صوتی در استوانه همسانگرد به بهترین وجه با روش پتانسیل انجام می‌شود. از آنجایی که محاسبه کامل در جاهای دیگر ارائه شده است [۱]، [۱۵] و [۱۷]، مانع اینکه اینجا خلاصه می‌کنیم.

معادله موج و توابع پتانسیل البته در مختصات استوانه‌ای  $(r, \theta, z)$  بیان می‌شوند و جواب‌های پتانسیل‌ها و جابجایی‌ها بر حسب توابع بسل یافت می‌شوند. مولفه‌های جابجایی  $u_r$  و  $u_\theta$  در بخش استوانه و  $u_z$  در طول آن هستند. طبق معمول، شرایط مرزی برای سه مولفه تنش در سطح آزاد  $T_{rr}, T_{r\theta}$  و  $T_{rz}$  برابر با صفر است. دترمینان ضرایب را برابر با صفر قرار داده و معادله پاشندگی را می‌توان به صورت عددی حل کرد. نتیجه این است که سه نوع مود وجود دارد که می‌توان آنها را به شرح زیر توصیف کرد:

۱. مودهای فشاری، که متقارن محوری با جابجایی  $u_r$  و  $u_z$  است، مستقل از  $\theta$  هستند. رابطه پاشندگی، که به معادله پوچهر-کری <sup>۲۱</sup> معروف است، از نظر کیفی شبیه امواج لمب است که مود اصلی با سرعت ثابت  $V_E = \sqrt{E/\rho}$  می‌رود، جایی که  $E$  مدول یانگ و  $\rho$  چگالی به صورت  $\rightarrow ka$  است، که در آن  $a$  شعاع استوانه است. مودهای دیگر همگی فرکانس قطع دارند و پاشنده هستند.

<sup>۲۱</sup>Pochhammer-Chree

۲. امواج پیچشی. تنها یک مولفه جابجایی،  $u_\theta$  وجود دارد که مستقل از  $\theta$  است. باز هم، این مود پاشنده نیست، با سرعت ثابت  $V_S = \sqrt{\mu/\rho}$ ، که در آن  $\mu$  مدول برشی است. مودهای مرتبه بالاتر پاشنده هستند و فرکانس‌های قطع دارند. منحنی‌های پاشنده‌گی برای کل خانواده مودهای پیچشی شبیه به مودهای SH در یک صفحه است.

۳. امواج خمسی. اینها پیچیده‌ترین هستند زیرا شامل مولفه‌های جابجایی  $u_r$ ,  $u_\theta$  و  $u_z$  می‌شوند که با  $\theta$  به صورت  $\cos n\theta$  و  $\sin n\theta$  تغییر می‌کنند. این مودها از نظر کیفی شبیه مودهای نامتقارن یک صفحه هستند. به طور خاص، مود اصلی هیچ فرکانس قطعی ندارد و تا فرکانس صفر با سرعت  $V \approx \sqrt{\omega a/2\sqrt{V_E}}$  منتشر می‌شود، در حالی که مودهای بالاتر دارای فرکانس قطع بوده و پاشنده هستند.

## ۸.۱۰ پیکربندی موجبر

اکثر پیکربندی‌های موجبر استفاده فعلی بر اساس پیکربندی SAW هستند. به خصوص، هنگامی که در زمینه فناوری میکروالکترونیک مدرن در نظر گرفته شود، پیکربندی استاندارد SAW دارای چندین معايب عمده است. اینها شامل گسترش پرتو به دلیل پراش است که می‌تواند منجر به تداخل نامطلوب شود؛ عرض بزرگ (تا ۱۰۰ طول موج)، که می‌تواند منجر به مناطق بزرگ شود؛ و تک جهت، یعنی یک طرفه یا دو طرفه و عدم توانایی در چرخش گوشه‌ها یا رفتان از یک لایه دستگاه به لایه دیگر.

این معايب را می‌توان با استفاده از موجبرهای صوتی غلبه کرد، جایی که گسترش پرتو توسط عمل هدایت کننده حذف می‌شود، عرض را می‌توان در حدود یک طول موج کاهش داد، و در موارد خاص می‌توان موجبر را به دلخواه جهت‌گیری کرد (مثل همانطور که برای فیبرها انجام می‌شود). چنین موجبرهای صوتی به طور فزاينده‌ای در کاربردهای حسگر و NDE مورد استفاده قرار می‌گيرند و به دلیل امكان ذاتی داشتن چگالی توان بالا، پتانسیل خوبی برای دستگاه‌های چند منظوره و کاربردهای غیرخطی صوتی دارند. برخی از مسائل تکنولوژیکی مانند کاهش تلفات، افزایش راندمان تحریک و مسائل ساخت فیبر وجود دارد که باید بر آنها غلبه کرد، اما اینها در اصل قابل حل هستند. نمای کلی از موجبرهای صوتی در اولد [۱۹]، اولینر [۲۰] و جن [۲۱] ارائه شده است.

در طراحی موجبرهای صوتی دو نکته کلی وجود دارد. درجه اول، میزان افرونگی<sup>۲۵</sup> شدن میدان یا، در غیر این صورت، میزان میرائي میدان صوتی در زیرلایه است. این باید برای مطابقت با برنامه کنترل شود. به عنوان مثال، میرائي قوی برای کاهش تداخل مطلوب است، اما برای کاربردهای دیگر، درجاتی از تزویج بین موجبرها ممکن است مطلوب باشد. مورد دوم پاشنده‌گی است. از آنجایی که چنین موجبرهایی با استفاده از لایه‌های نازک یا ساختارهای توپوگرافی نازک ساخته می‌شوند، همیشه مقیاس طول ذاتی در گیر است که پاشنده‌گی را معرفی می‌کند. به طور کلی طراحی برای یک منطقه بدون پاشنده‌گی یا

<sup>۲۲</sup>Auld

<sup>۲۳</sup>Oliner

<sup>۲۴</sup>Jen

<sup>۲۵</sup>Confinement

پاشندگی کم در پهنهای باند، بهویژه برای خطوط تاخیر طولانی، مطلوب است. سه رویکرد مختلف برای موجبرهای صوتی به طور خلاصه مورد بحث قرار خواهد گرفت.

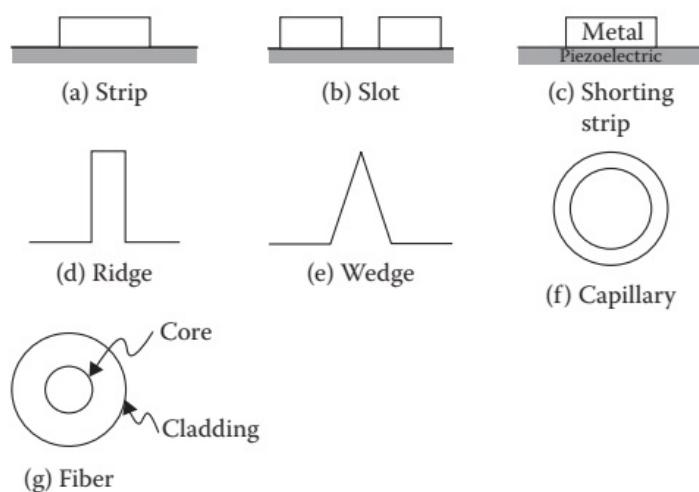
### ۱.۸.۱۰ موجبرهای پوششی

اصل اساسی در اینجا این است که یک فیلم یا فیلم‌ها را روی بستر قرار دهید تا سرعت صدا در ناحیه موجبر کاهش یابد. همانطور که قبل مشاهده شد، این می‌تواند منجر به دام افتادن در موجبر و میرائی محو شونده این مود در بستر شود. مستقیم‌ترین راه برای انجام این کار با موجبر نواری است، همانطور که در شکل (۱۴.۱۰) نشان داده شده است. مواد روكش طوری انتخاب می‌شود که با بار صوتی زیر لایه زیرین آن تطبیق داشته باشد.

موجبر نواری پاشنده است و رفتار آن با فرکانس از رفتار مورد انتظار از بخش ۲.۵.۱۰ پیروی می‌کند. هر کاه  $\beta b$ ، سرعت فاز به سرعت موج ریلی در زیر لایه نزدیک می‌شود. از این‌رو، تقریباً هیچ عمل هدایتی وجود ندارد و موج روی بستر پخش می‌شود. با افزایش فرکانس، سرعت به سمت سرعت موج ریلی در نوار کاهش می‌یابد و در فرکانس‌های بهاندازه کافی بالا، موج در نوار افزون می‌شود.

### موجبر شیاری

موجبر شیاری پیکربندی مکمل نوار است. همانطور که در شکل (۱۴.۱۰) نشان داده شده است، موج در امتداد بستر لخت با نوارهایی در دو طرف هدایت می‌شود. مواد نوارها به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که سرعت ریلی زیر لایه را سفت کند. در نتیجه، موج صوتی در شکافی که یک موجبر صوتی را تشکیل می‌دهد، به دام می‌افتد.



شکل ۱۴.۱۰: پیکربندی موجبرهای صوتی: (الف)، (ب)، و (ج) موجبرهای پوششی مسطح هستند. (د) و (ه) پیکربندی موجبرهای توپوگرافیک هستند. (و) و (ز) دو نوع موجبر فیبر دایره‌ای هستند.

اساس بحث تحلیلی برای شکاف مشابه با نوار [۱۸] است، اما منحنی پاشندگی اکنون بهوضوح متفاوت است زیرا سرعت فاز با فرکانس افزایش می‌یابد. در فرکانس پایین، مانند قبل، موج پخش شده و عمل هدایت ضعیف است. سرعت با فرکانس افزایش می‌یابد، اما در فرکانس بهاندازه کافی بالا باید دوباره با سرعت رایلی در بستر برابر شود، بنابراین با حداکثر وسیعی عبور می‌کند. در فرکانس‌های بالا، موج صوتی در شکاف افزون می‌شود.

### موجبر نواری

در گُنه موجبرهای نواری و شکافی، یک موجبر صوتی را می‌توان با هر وسیله‌ای که تغییر موضعی در سرعت بستر ایجاد کند، تشکیل داد. نوار و شکاف این کار را بهترتبیب با استفاده از لایه‌های بارگذاری و سفت کننده انجام می‌دهند. راه دیگر برای انجام این کار، استفاده از نوارهای اتصال کوتاه فلزی روی یک بستر پیزوالکتریک است. این فلز میدان پیزوالکتریک را اتصال کوتاه می‌کند، که منجر به کاهش سرعت موج ریلی می‌شود که بسته به بزرگی ثابت پیزوالکتریک کاهش می‌یابد. رفتار واقعی دستگاه بسیار شبیه به رفتار موجبر نواری است. از آنجایی که تغییر در سرعت معمولاً فقط یک یا دو درصد است، موج در این پیکربندی فقط ضعیف هدایت می‌شود.

در نهایت، یک رویکرد مفهومی معادل برای نوار اتصال کوتاه، استفاده از نفوذ، در کاشت یا تخلیه موضعی، برای ایجاد تغییرات سرعت محلی مورد نیاز است. نشانه‌هایی [۱۹] مبنی بر اینکه موجبرهای تولید شده توسط نفوذ<sup>۲۶</sup> می‌توانند تغییرات سرعت قابل توجهی در حد چند درصد ایجاد کنند، اما بدون همراهی افزایش تضعیف، در نتیجه بر یکی از اشکالات اصلی تکنیک پوششی<sup>۲۷</sup> غلبه می‌کنند.

### ۲.۸.۱۰ موجبرهای توپوگرافیک

اینها با تغییر شکل موضعی زیرلايه، بهشکل برآمدگی مانند برآمدگی<sup>۲۸</sup>، گوه و غیره ایجاد می‌شوند. بر خلاف موجبرهای پوششی، که در آن اتصال شُل است و توسط انعکاس‌های افقی کنترل می‌شود، هدایت موج توپوگرافی عمودی و قوی است. از این‌رو، این دو مورد از نظر کیفی متفاوت هستند. انواع اصلی بهشرح زیر است:

۱. مودهای برآمده، نامتقارن یا خمشی. میدان فراصوت در بالای برآمدگی قوی‌ترین است و به طور تصاعدی در زیرلايه محو و از بین می‌رود. این نوع موجبر بهشدت پاشنده است. مود  $A$  را به حداقل می‌رساند، سپس به فرکانس قطعی که توسط نسبت ارتفاع به عرض برآمدگی است، می‌رسد.

۲. مودهای برآمده، متقارن یا شبه ریلی. در این مورد تقریباً هیچ پاشندگی وجود ندارد. جابجایی ترکیبی آن به دلیل مودهای  $S$  و  $SH$  است. این شبیه یک خط هم محور

<sup>۲۶</sup> diffusion

<sup>۲۷</sup> Overlay

<sup>۲۸</sup> Ridge

صوتی عمل کند، با افزونگی زیاد، پاشندگی تقریباً صفر، و انتشار تا فرکانس صفر است.

۳. موجبر گوهای <sup>۲۹</sup> یک گوه ایده‌آل (یعنی گوهای بدون اثرات زیرلایه) مقیاس طولی ندارد و بنابراین باید بدون پاشندگی باشد. سپس خواص هدایت موج باید بهطور منحصر بهفرد توسط زاویه راس کنترل شود. این شرایط ایده‌آل را می‌توان در عمل نزدیک کرد. عمدتاً امواج خمی در گوه برانگیخته و بهشدت بهراس متصل می‌شوند. در عمل، ساختار دارای پاشندگی بسیار کم است.

### ۳.۸.۱۰ موجبرهای فیبر دایره‌ای

هدف از این توسعه در اصل به دست آوردن خطوط کم تلفات، پاشندگی کم و تاخیر بسیار طولانی بود. دو نوع به طور کلی از نظر تاریخی توسعه یافته است:

۱. موجبرهای مویرگی <sup>۳۰</sup>[۱۶]، که در آن موج صوتی به صورت موج ریلی در امتداد سطح داخلی مویرگ منتشر می‌شود. سرعت گروهی نسبتاً ثابت را می‌توان در یک ناحیه فرکانس محدود به دست آورد. یک مزیت بزرگ این است که ساختار را می‌توان با کشیدن لوله سیلیس ذوب شده استاندارد ساخت.

۲. رویکرد دوم، پوشش فیبرهای صوتی <sup>۲۰</sup>[۲۰] است که بر اساس اصل پوشش فیبرهای نوری است. اگر سرعت روکش بیشتر از غلاف باشد، مود آکوستیک را می‌توان در غلاف محبوس کرد و در فواصل زیاد منتشر کرد. همانطور که در فصل نوزدهم توضیح داده شده است، این اصل برای توسعه خطوط تاخیری روکشی تطبیق داده شده است.

## خلاصه

۰ امواج جزئی مولفه‌هایی از جواب‌های موج صفحه مناسب برای یک مسئله موج هدایت شده خاص هستند. جهت‌گیری آنها به گونه‌ای است که یک بردار موج مشترک  $\beta$  در امتداد موجبر دارند. مودهای ممکن با رزونانس عرضی در موجبر تعیین می‌شوند.

۰ معادله موجبر شامل مفاهیم تشدید عرضی و فرکانس قطع در یک موجبر صوتی است. فرمول هندسی آن شامل منحنی گُندی ماده موجبر است، که می‌تواند برای تعیین اینکه آیا یک مود معین بهدام افتاده، در حال انتشار، یا محو شده، استفاده شود.

<sup>۲۹</sup>Wedge waveguide

<sup>۳۰</sup>Capillary waveguides

- امواج لاو مودهای SH هستند که در یک لایه روی یک بستر منتشر می‌شوند. آنها فقط در صورتی می‌توانند رخ دهند که سرعت موج عرضی در لایه کمتر از سرعت بستر باشد.
- امواج استونلی امواج مرز مشترک بین دو جامد هستند که بدون نشتی منتشر می‌شوند. شرایط وجود آنها بسته به نسبت چگالی و ثابت‌های الاستیک کاملاً سختگیرانه است.

## پرسش‌ها

۱. تفاوت‌های کیفی بین مودهای صوتی ممکن در یک صفحه و یک لوله را برای همه محدوده‌های نسبت ضخامت به طول موج و ضخامت به قطر لوله توصیف کنید.
۲. طیف کامل مودهای صوتی را که در میله‌های پر از مایع یافت می‌شود با مودهای یک لوله با بارگیری مایع در داخل و خارج مقایسه کنید.
۳. ارتباط فیزیکی بین امواج ریلی و لمب را با در نظر گرفتن صفحه‌ای با مقدار معین  $f^b$  و تغییر ضخامت از صفر تا بی نهایت توضیح دهید.
۴. کدام پیکربندی موجبر صوتی برای تشخیص تفاوت بین یخ و آب در سطح ساختار ماده مناسب‌تر است؟ توضیح دهید.
۵. از نظر تئوری، حل مسائل مربوط به مودهای SH بسیار ساده‌تر از مودهای سازیتال است، اما از نظر تجربی، برانگیختن و مطالعه مودهای سازیتال بسیار آسان‌تر از مودهای SH است. بحث کنید.
۶. هنگامی که منحنی گندی از دایره به بیضی با محور اصلی در امتداد موجبر تغییر می‌کند، تغییرات منحنی پاشندگی را برای موجبر SH به صورت کیفی توصیف کنید.
۷. توضیح دهید که چرا امواج استونلی غیر پاشنده هستند و مودهای مرتبه بالاتری ندارند.
۸. وصیفی کیفی از امواج هدایت شده در سیالی که بین دو جامد قرار دارد، ارائه دهید. منحنی پاشندگی مورد انتظار را ترسیم کنید.
۹. شکل جابجایی‌ها را در مود اصلی برای امواج فشاری، پیچشی و خمشی در یک استوانه به شعاع  $a$  ترسیم کنید.
۱۰. مسئله لایه تطبیق ربع طول موج بین مایع و جامد را برای موردنی که از دو لایه استفاده می‌شود، حل کنید. وقتی مایع هلیوم مایع و جامد یاقوت کبود است، مواد و ضخامت مناسب را پیشنهاد دهید.
۱۱. در چه شرایطی موج لاو به شرایط روی سطح حساس‌تر خواهد بود؟ این امر مناسب بودن این مود را به عنوان سنسور صوتی مشخص می‌کند.



# كتاب نامه

- [1] Auld, B. A., *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Vol. II, Krieger Publishing Company, Malabar, 1990.
- [2] Farnell, G. W. and Adler, E. L., Elastic wave propagation in thin layers, in *Physical Acoustics*, Vol. IX, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1972, chap. 2.
- [3] Love, A. E. H., *Some Problems in Geodynamics*, Cambridge University Press, London, 1911, 1926.
- [4] Tournois, P. and Lardat, C., Love wave dispersive delay lines for wide-band pulse compression, *IEEE Trans.*, SU-16, 107, 1969.
- [5] Tiersten, H. F., Elastic surface waves guided by thin films, *J. Appl. Phys.*, 40, 770, 1969.
- [6] Sezawa, K. and Kanai, K., Discontinuity in the dispersion curves of Rayleigh waves, *Bull. Earth. Res. Inst. Tokyo*, 13, 237, 1935.
- [7] Stoneley, R., Elastic surface waves at the surface of separation of two solids, *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, 106, 416, 1924.
- [8] Lowe, M. J. S., Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media, *IEEE Trans. UFFC*, 42, 525, 1995.
- [9] Achenbach, J. D., Kim, J. O., and Lee, Y.-C., Measuring thin-film elastic constants by line-focus acoustic microscopy, in *Advances in Acoustic Microscopy*, Vol. 1, Briggs, A., Ed., Plenum Press, New York, 1995, chap. 5.
- [10] Brekhovskikh, L. M. and Godin, O. A., *Acoustics of Layered Media I*, Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [11] Knopoff, L., A matrix method for elastic wave problems, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, 431, 1964.

- [12] Thomson, W. T., Transmission of elastic waves through a stratified medium, *J. Appl. Phys.*, 21, 89, 1950.
- [13] Haskell, N. A., The dispersion of surface waves on multilayered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 43, 17, 1953.
- [14] Brekhovskikh, L. M., *Waves in Layered Media*, Academic Press, New York, 1980.
- [15] Meeker, T. R. and Meitzler, A. H., Guided wave propagation in elongated cylinders and plates, in *Physical Acoustics*, Vol. IA, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1964, chap. 2.
- [16] Rosenberg, R. L., Schmidt, R. V., and Coldren, L. A., Interior-surface acoustic waveguides in capillaries, *Appl. Phys. Letts.*, 25, 324, 1974.
- [17] Royer, D. and Dieulesaint, E., *Elastic Waves in Solids I*, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [18] Oliner, A. A., Waveguides for surface waves, in *Acoustic Surface Waves*, Oliner, A. A., Ed., SpringerVerlag, Berlin, 1978, chap. 5.
- [19] Jen, C. K., Acoustic fibers, in *Proc. 1987 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1987, 443.
- [20] Boyd, G. D., Coldren, L. A., and Thurston, R. N., Acoustic clad fiber delay lines, *IEEE Trans.*, SU-24, 246, 1977.

## فصل ۱۱

# آکوستیک کریستالها

### ۱.۱۱ مقدمه

قانون هوک برای یک جامد سه بعدی نتیجه قبلی را می‌دهد؛

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \quad (47.4)$$

با استفاده از تعریف تانسور کرنش  $S_{kl}$ ، این می‌شود

$$T_{ij} = \frac{c_{ijkl}}{2} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{c_{ijkl}}{2} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (1.11)$$

چون  $c_{ijkl} = c_{ijlk}$ ، دو جمله دست راست برابرند، بنابراین؛

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (2.11)$$

معادله حرکت نیز نشان داده شد

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (11.5)$$

که اکنون می‌شود؛

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (3.11)$$

برای یک محیط حجیم سه بعدی، به دنبال جواب‌های موج صفحه‌ای بصورت زیر هستیم

$$u_l = u_{0l} \exp(j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})) \quad (4.11)$$

که در آن بردار انتشار  $k$  بر صفحه‌های فاز ثابت عمود است. با نوشتن  $(n_1, n_2, n_3)$  به عنوان بردار واحد عمود بر جبهه موج، داریم؛

$$k = \left( \frac{\omega}{V} \right) n \quad (5.11)$$

که در آن  $V$  سرعت فاز است. برای سادگی، زیرنویس  $P$  در این بخش حذف شده است. همچنین داریم  $(u_1, u_2, u_3)$  بردار جابجایی ذرات است. به طور خلاصه، برای یک موج مسطح که در هر جهت منتشر می‌شود، جهت انتشار توسط مولفه آن و جابجایی (از این‌رو، قطبش) توسط  $u$  تعیین می‌شود.

برای امواج حجمی در محیط همسانگرد مشاهده شد که یک مود طولی و دو مود عرضی وجود دارد. به نظر می‌رسد که برای محیط‌های کریستالی، بحث کلی متناظری که می‌توان انجام داد این است که برای یک جهت معین انتشار، ممکن است سه موج مستقل منتشر شود، هر کدام در یک سرعت فاز خاص و جابجایی‌های آنها متقابلاً متعامد است.

به طور کلی این امواج نه طولی و نه عرضی خواهند بود و جابجایی آنها نسبت به جبهه موج جهت‌گیری خاصی نخواهد داشت. همانطور که برای یک ساختار کریستالی مشخص نشان داده خواهد شد، با این حال، جهت‌های خاصی وجود دارد که در آنها مودهای "خالص" (به عنوان مثال، طولی خالص یا عرضی خالص) می‌توانند منتشر شوند.

با بازگشت به معادله حرکت، اکنون روش استاندارد برای تعیین سرعت و جابجایی فاز برای یک جهت انتشار معین را ترسیم می‌کنیم. با جایگزینی معادله (4.11) در معادله موج مستقیماً به دست می‌آوریم

$$\rho V^\gamma u_{\circ i} = c_{ijkl} n_k n_j u_{\circ l} \quad (6.11)$$

که معادله کریستوفل<sup>۱</sup> نامیده می‌شود. این خود مبنایی برای تعیین بعدی سرعت فاز است. با تعریف به شکل استاندارد زیر قرار می‌گیرد

$$\Gamma_{il} \equiv c_{ijkl} n_k n_j \quad (7.11)$$

بنابراین

$$\Gamma_{il} u_{\circ l} = \rho V^\gamma u_{\circ i} \quad (8.11)$$

این بدان معنی است که  $u_{\circ i}$  یک تابع ویژه از  $\Gamma_{il}$  است و  $\rho V^\gamma$  مقادیر ویژه آن هستند که توسط رابطه زیر بدست می‌آیند؛

$$|\Gamma_{il} - \rho V^\gamma \delta_{il}| = 0 \quad (9.11)$$

از آنجایی که  $\Gamma_{il}$  بر اساس تعریف خود متقاضن است، نتیجه می‌شود که مقادیر ویژه حقیقی و توابع ویژه متعامد هستند، که مطلبی را که قبلًا در مورد سه مود انتشار برای یک جهت معین بیان شد، ثابت می‌کند. کاربرد تانسور  $\Gamma$  روشی ساده و قدرتمند برای تعیین سرعت فاز برای هر جهت در هر ساختار بلوری است [۱]. در اینجا به دو مثال ساده برای دستگاه مکعبی بر اساس کاربرد مستقیم معادله (9.11) بسنده می‌کنیم.

<sup>۱</sup> Christoffel's equation

### ۱.۱.۱۱ دستگاه مکعبی

ثابت‌های الاستیک برای شبکه‌های کریستالی مختلف توسط ویژگی‌های تقارن متناظر آن سیستم‌ها تعیین می‌شود. برای یک سیستم مکعبی، معادله (۶.۱۱) سه معادله زیر را به دست می‌دهد:

$$\begin{aligned} (c_{11} - c_{44})u_{01}n_1 + (c_{12} + c_{44})u_{02}n_1n_2 + (c_{13} + c_{44})u_{03}n_1n_3 &= (\rho V^2 - c_{44})u_{01} \\ (c_{12} + c_{44})u_{01}n_2n_1 + (c_{11} - c_{44})u_{02}n_2 + (c_{12} + c_{44})u_{03}n_2n_3 &= (\rho V^2 - c_{44})u_{02} \\ (c_{13} + c_{44})u_{01}n_3n_1 + (c_{12} + c_{44})u_{02}n_3n_2 + (c_{11} - c_{44})u_{03}n_3 &= (\rho V^2 - c_{44})u_{03} \end{aligned} \quad (10.11)$$

همانطور که در بخش ۱.۱۱ ذکر شد، این سیستم را می‌توان به‌طور رسمی برای هر جهت خاص  $\alpha$  حل کرد تا سه قطبش متعامد و سرعت فاز متناظر آنها را ارائه دهد. در اینجا بیشتر به‌دلیل شرایط وجود مودهای خالص می‌گردیم و سپس معادلات ساده شده را برای سه جهت خاص حل می‌کنیم.  
برای امواج طولی،  $\alpha = n$  طبق تعریف، موازی با  $n$  است. شرط لازم برای این کار،  $u_{\alpha} = u_{\alpha}$  است. نتیجه می‌شود که

$$\begin{aligned} u_{02}n_3 - u_{03}n_2 &= 0 \\ u_{03}n_1 - u_{01}n_3 &= 0 \\ u_{01}n_2 - u_{02}n_1 &= 0 \end{aligned} \quad (11.11)$$

که منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$n_1 : n_2 : n_3 = u_{01} : u_{02} : u_{03} \quad (12.11)$$

برای جهت‌های اصلی شامل  $\alpha = 1, 2, 3$  این رابطه را می‌توان با ترکیب‌های زیر ارضاء کرد:

- |  |                                      |
|--|--------------------------------------|
| ۱. $n_1 = n_2 = n_3 = 1;$                    | جهت $[111]$                          |
| ۲. $n_1 : n_2 : n_3 = [110] : [101] : [011]$ | معادل جهت : یکی صفر و دو تای دیگر یک |
| ۳. $n_1 : n_2 : n_3 = [100] : [010] : [001]$ | معادل جهت : یکی یک و دو تای دیگر صفر |

این نتیجه به‌ما می‌گوید که امواج طولی خالص در جهات  $[110], [101], [011]$  یا  $[111]$  یا معادل آنها منتشر می‌شوند. به عنوان مثال، برای تعیین سرعت فاز در جهت  $[100]$ ، این مقادیر  $n$  را در معادله (۱۰.۱۱) جایگزین می‌کنیم. با تنظیم مجدد جملات خواهیم داشت؛

$$\begin{aligned} u_{01}(c_{11} - \rho V^2) + u_{02}(0) + u_{03}(0) &= 0 \\ u_{01}(0) + u_{02}(c_{44} - \rho V^2) + u_{03}(0) &= 0 \\ u_{01}(0) + u_{02}(0) + u_{03}(c_{44} - \rho V^2) &= 0 \end{aligned} \quad (14.11)$$

در این مورد، محاسبه دترمینان ساده است، که منجر به رابطه زیر می‌شود؛

$$\rho V_{[100]} = c_{11} \quad (15.11)$$

برای امواج طولی این جهت همچنین از امواج عرضی پشتیبانی می‌کند که با کمی بررسی دارای سرعت فاز زیر هستند

$$\rho V_{[100]} = c_{44} \quad (16.11)$$

سرعت فاز امواج عرضی را می‌توان به روشی مشابه محاسبه کرد، اگرچه اکنون رابطه مناسب بین  $n$  و  $u$  برابر است با:

$$u \cdot n = 0 \quad (17.11)$$

یا

$$u_{\perp} n_1 + u_{\perp} n_2 + u_{\perp} n_3 = 0$$

به روشی مشابه با امواج طولی، می‌توان نشان داد که همان جهت‌ها از امواج عرضی نیز پشتیبانی می‌کنند. نشان دادن اینکه اینها تنها جهت‌های مود خالص برای سیستم‌های مکعبی هستند، کار پیچیده‌تری است. این در بحث‌های پیشرفته‌تر انجام می‌شود [۱۱-۱۲]. هدف ما در اینجا معرفی مفهوم انتشار در محیط‌های ناهمسانگرد و نه ارائه بحث کامل است.

## ۲.۱۱ سرعت گروهی و سطوح مشخصه

ساختار کریستالی بیش از اعمال محدودیت‌های شدید در جهت‌های مجاز برای انتشار مودهای خالص انجام می‌دهد. همچنین پیامدهای عمیقی بر جهت انتشار انرژی دارد که ممکن است کاملاً با جهت بردار واحد انتشار موج رسمی  $n$  متفاوت باشد. به‌منظور کشف این پیامدهای بلورینگی <sup>۲</sup>، ما ارتباط بین سرعت انتشار انرژی و بردارهای سرعت فاز را ایجاد خواهیم کرد. این را می‌توان با بازنویسی معادله برای بردار پوایین‌تینگ صوتی انجام داد. قبل از نشان داده شده بود که بردار پوایین‌تینگ را می‌توان به صورت زیر نوشت؛

$$\mathcal{P}_i = -T_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial t} = C_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial t} \quad (18.11)$$

برای موج مسطح،

$$u_i = u_{\perp i} f \left( t - \frac{n_j x_j}{V} \right) \quad (19.11)$$

که در آن معادله جبهه موج ( $\text{ثابت} = n_j x_j$ ) است. سپس به‌طور مستقیم داریم

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = u_{\perp i} f \quad (20.11)$$

---

<sup>۲</sup> Crystallinity

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{n_j u_{\circ i} f}{V} \quad (21.11)$$

که  $P_i$  را می‌توان به صورت زیر نوشت؛

$$P_i = c_{ijkl} u_{\circ j} u_{\circ l} \frac{n_k}{V} f' \quad (22.11)$$

شکل کلی برای بردار پواین‌تینگ برای امواج مسطح  $P_i = u_a V_{ei}$  است که در آن  $V_e$  سرعت انتشار انرژی و چگالی انرژی  $u_a = u_K + u_p$  است. این یک نتیجه شناخته شده است که  $\bar{u}_a = 2u_K + \bar{u}_p$  در نتیجه بنابراین

$$\bar{u}_a = 2 \cdot \frac{1}{2} \rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} \right)' = \rho u_{\circ i} f' \quad (23.11)$$

و در نهایت

$$V_{ei} = \frac{c_{ijkl} u_{\circ j} u_{\circ l} n_k}{\rho V} \quad (24.11)$$

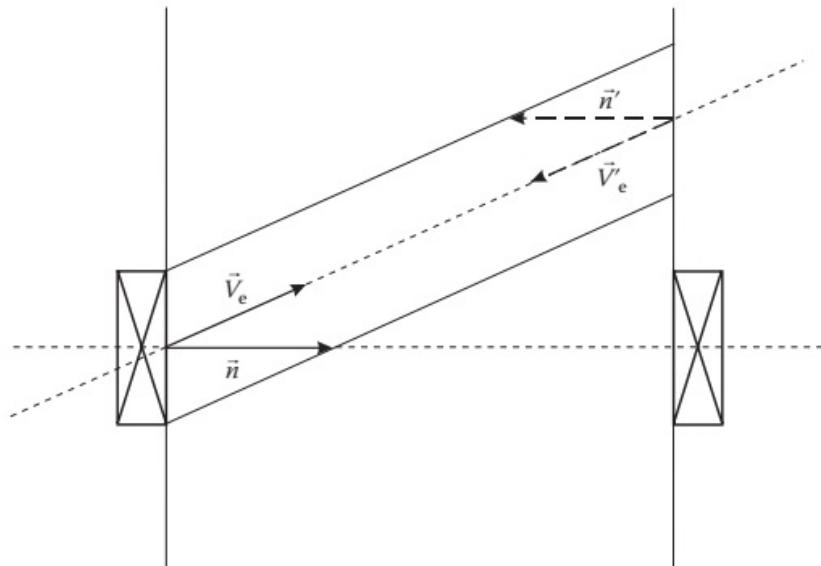
که در آن ما  $u_{\circ i} = 1$  قرار دادیم. می‌خواهیم رابطه فوق را بین  $V_{ei}$  و  $V$  ساده کنیم. این را می‌توان با ضرب هر دو طرف معادله کریستوفل در  $u_{\circ i}$  برای به دست آوردن  $\rho V u_{\circ i} = \rho V u_{\circ i} c_{ijkl} n_j n_k u_{\circ i} u_{\circ l}$  انجام داد.

$$c_{ijkl} n_j n_k u_{\circ i} u_{\circ l} = \rho V u_{\circ i} \quad (25.11)$$

سرانجام شکل زیر را انجام داده

$$\mathbf{V}_{ei} \cdot \mathbf{n} = V_{ei} n_i = \frac{c_{ijkl} u_{\circ i} u_{\circ l} n_i n_k}{\rho V u_{\circ i}} = V \quad (26.11)$$

به این معنی که پیش بینی سرعت انتشار انرژی در جهت انتشار، سرعت فاز را می‌دهد. این نتیجه عواقب عملی فوری دارد. در شکل (1.11)، یک کریستال با وجود موازی مسطح را نشان می‌دهیم که مجهز به مبدل تابشی برای امواج طولی در سمت چپ و یک مبدل گیرنده در سمت راست است (مبدل دوم ممکن است یک حفره کروی از یک میکروسکوپ صوتی باشد که برای تمرکز و کانونی کردن پرتو فرماحت استفاده می‌شود). جهت انتشار به صورت یک جهت مود خالص انتخاب شود به طوری که جهت انتشار انرژی باید دقیقاً مطابق با  $n$  اگر همه چیز به درستی طراحی شده باشد. اما اگر در انتخاب جهت کریستالی اشتباہی صورت گرفته باشد، در آن صورت در حالی که با  $n$  هنوز بر روی مبدل عمود است، انرژی پرتو فرماحت همانطور که در شکل (1.11) نشان داده شده است به صورت خرچنگی منتشر می‌شود. در بدترین حالت ممکن است گیرنده را کاملاً از دست بدهد! به طور انحرافی، پرتو بازتاب شده از سمت راست دارای  $n'$  پاد موازی  $n$  خواهد بود و انرژی صوتی مسیر خود را به صورت خرچنگی به سمت مبدل ساطع کننده بازمی‌گردد.



شکل ۱.۱۱: مبدل بر روی میله بافر ناهمسانگردی که جهت‌گیری نادرست دارد. پالس فراصوت همان‌طور که نشان داده شده است، خارج محور را در جهت سرعت گروه منتشر می‌کند، بنابراین یک مبدل گیرنده که در مقابل امیتر (فرستنده) قرار دارد را از دست می‌دهد. سیگنال منعکس شده به‌دومی باز می‌گردد.

برای به‌دست آوردن بینش فیزیکی بیشتر در مورد این رابطه بین  $V_e$  و  $V_p$ ، از نتیجه معروف [۱] استفاده می‌کنیم که در آکوستیک خطی، سرعت انتشار انرژی برابر با سرعت گروهی  $V_G$  است که در آن،

$$V_{Gj} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k_j} = \frac{\partial V}{\partial n_j} \quad (۲۷.۱۱)$$

یا بشکل برداری

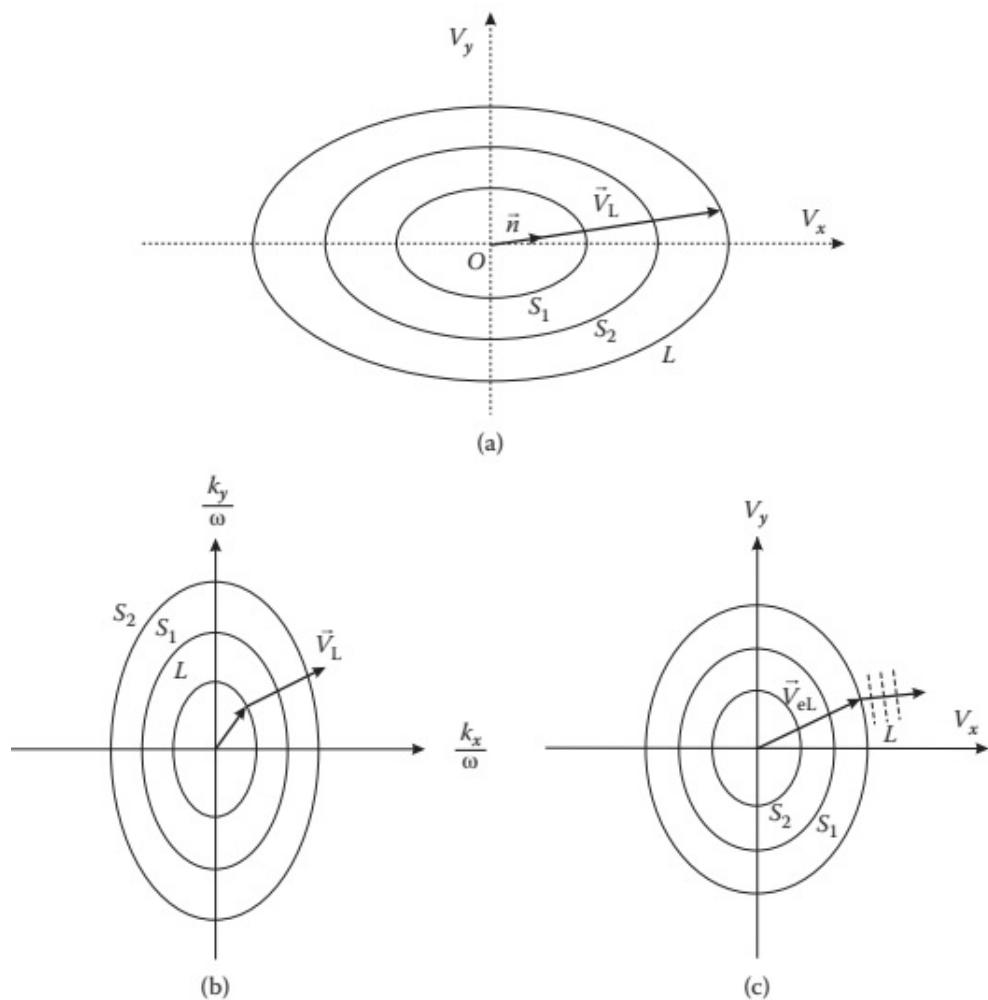
$$\mathbf{V}_G = \nabla_k \omega \quad (۲۸.۱۱)$$

با تجزیه و تحلیل برداری، شکل دوم برای  $\mathbf{V}_G$  به صراحت نشان می‌دهد که  $\mathbf{V}_G$  بر یک سطح انرژی ثابت در فضای  $k$  عمود است.

در قیاس با اپتیک و انتشار امواج الکترومغناطیسی، چندین سطح مختلف را می‌توان برای توصیف انتشار موج ساخت. اینها به تفصیل در مطالعه رویر و دیولزاینت [۱] توضیح داده شده است.

۱. سطح سرعت همان‌طور که در شکل (۲.۱۱)-الف نشان داده شده است، سطح سرعت برای یک کریستال با ردیابی تغییر سرعت فاز  $\mathbf{V}_p = V_p \mathbf{n}$  به صورت تابعی از جهت از

<sup>۱</sup>Royer and Dieulesaint



شکل ۲.۱۱: نمای شماتیک از سطوح مشخصه برای انتشار موج صوتی در جامدات ناهمسانگرد در تمام موارد سه پوسته وجود دارد، یکی شبه طولی و دو تا شبه برشی. (الف) سطح سرعت، که سرعت فاز را تابعی از جهت می‌دهد. (ب) سطح گندی، که تغییر  $1/V_P$  را در فضای  $k/\omega$  می‌دهد. (ج) سطح موج، که محل نقاطی است که توسط  $V_e$  به صورت تابعی از جهت انتشار رדיابی می‌شود.

یک مبدا ثابت  $O$  تشکیل می‌شود. سه صفحه مربوط به یک مود شبه طولی و دو مود شبه برشی وجود دارد.

۲. سطح گُندی همانطور که در شکل (۲.۱۱)-ب نشان داده شده است، این سطح قبلاً برای سیستم‌های همسانگرد ساخته شده است. در فضای  $\omega/k$ ، تغییر  $1/V_P$  را با جهت برای سه شاخه می‌دهد. سطح گُندی سطحی با  $\omega$  ثابت است. بنابراین، برای یک نقطه  $P$  روی سطح، بردار شعاع  $OP$ ،  $1/V_P$  برای آن جهت می‌دهد، و سرعت گروهی برای آن جهت نسبت به سطح گُندی در نقطه  $P$  عمود است. چون این یک فضای "دوطرفه"<sup>۴</sup> است، سطح  $L$  اکنون داخل دو سطح  $S$  است.

۳. سطح موج همانطور که در شکل (۲.۱۱)-ج نشان داده شده است، این مکان هندسی بردار سرعت گروه  $V_e$  به صورت تابعی از جهت است که از یک مبدا ثابت شروع می‌شود. بنابراین، مسافت طی شده توسط موج ساطع شده از  $O$  را برای جهات مختلف در طول زمان ثابت  $t$  نشان می‌دهد. از آنجایی که موج به طور همزمان به تمام نقاط سطح می‌رسد، یک سطح هم‌فاز است. برای یک نقطه معین  $P$  روی سطح، بردار انتشار  $n$  برای موج صفحه‌ای با آن مقدار  $V_e$  بر سطح عمود است.

## ۳.۱۱ پیزوالکتریک

### ۱.۳.۱۱ مقدمه

چندین روش مختلف برای تحریک امواج فراصوت صوت وجود دارد، از جمله پیزوالکتریک<sup>۵</sup>، الکترواستریکشن<sup>۶</sup>، مگنتواستریکشن<sup>۷</sup>، الکتروومغناطیس (EMAT)، تولید لیزر و غیره. از این میان، اثر پیزوالکتریک تا حد زیادی بیشترین استفاده را دارد. این موضوع در سطح پیشرفت‌هایی برای دیدگاه طراحی مواد و مبدل‌ها در بسیاری از منابع پوشش داده شده است<sup>[۴]-[۵]</sup>. در ادامه به بررسی کلی موضوع می‌پردازیم و پارامترهایی را که هنگام استفاده از مواد پیزوالکتریک برای ساخت مبدل‌های فراصوت به کار می‌روند، معرفی می‌کنیم.

پیزوالکتریک به این معنی است که وقتی به یک کریستال تنفس وارد می‌کنیم، نه تنها یک کرنش ایجاد می‌شود، بلکه اختلاف پتانسیل بین وجوده متضاد کریستال نیز ایجاد می‌شود. این اثر پیزوالکتریک مستقیم نامیده می‌شود. بر عکس، اثر غیر مستقیم مربوط به اعمال اختلاف پتانسیل است که باعث ایجاد کرنش در کریستال می‌شود. از آنجایی که این فرآیند در فرکانس بسیار بالا کار می‌کند (تولید پیزوالکتریک صدا تا  $10^{12}$  هرتز گزارش شده است)، کریستال‌های پیزوالکتریک را می‌توان برای تولید (اثر معکوس) و تشخیص (اثر مستقیم) امواج فراصوت استفاده کرد. کلید این پدیده در نبود مرکز تقارن

<sup>۴</sup>Reciprocal

<sup>۵</sup>Piezoelectricity

<sup>۶</sup>Electrostriction

<sup>۷</sup>Magnetostriction

در کریستال‌های پیزوالکتریک نهفته است. این در واقع یک شرط لازم اما نه کافی برای پیزوالکتریک است. از ۲۱ سیستم کریستالی فاقد مرکز تقارن، ۲۰ سیستم پیزوالکتریک هستند.

فیزیک اثر پیزوالکتریک را می‌توان با مراجعه بهمورد کوارتز<sup>[۶]</sup> درک کرد. کریستال پیزوالکتریک بین دو صفحه فلزی قرار می‌گیرد که می‌تواند استرس را تحمل کند و همچنین به عنوان الکترود عمل می‌کند. اگر هیچ تنشی اعمال نشود، سیستم بارهای مثبت و منفی یک مرکز ثقل مشترک دارند. این بدان معنی است که هیچ گشتاور دوقطبی مولکولی وجود ندارد و بنابراین قطبش صفر است. اگر کریستال تحت تنش فشاری یا کششی قرار گیرد، توزیع نامتقارن بارهای مثبت و منفی به‌این معنی است که مراکز ثقل بارهای مثبت و منفی دیگر بر هم منطبق نیستند. این یک گشتاور دوقطبی مولکولی ایجاد می‌کند، بنابراین یک قطبش خالص، علامت بسته به‌اینکه فشرده سازی یا انبساط رخ داده است، ایجاد می‌کند. این منجر به تجمع بار مربوطه روی الکترودها و در نتیجه اختلاف پتانسیل بین آنها می‌شود. اگر تنش  $AC$  اعمال شود، اختلاف پتانسیل  $AC$  در همان فرکانس با بزرگی متناسب با تنش اعمالی ایجاد می‌شود.

مثال قبلی را می‌توان با استفاده از یک مدل ساده تک بعدی ملموس‌تر ساخت که برای سادگی در این بخش و در بخش ۲.۳.۱۱ حفظ خواهد شد. فرض کنید<sup>q</sup> بارهای یون‌های مثبت و منفی هستند و  $a$  بار در ابعاد سلول واحد است. باز هم برای سادگی، یک اتم ماده پیزوالکتریک را در هر سلول واحد فرض می‌کنیم. سپس، پلاریزاسیون القا شده را می‌توان به صورت  $qa$  بر واحد حجم سلول برابر  $eS$  بیان کرد، که ثابت تنش پیزوالکتریک و  $S$  کرنش است. سپس، رابطه معمول برای محیط دیالکتریک را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (29.11)$$

$$= \epsilon^S E + eS \quad (30.11)$$

که در آن  $D$  و  $E$  به ترتیب جابجایی الکتریکی و میدان الکتریکی هستند.  $S$  بالا در ادبیات برای چنین روابطی استاندارد است و با گذردهی در کرنش ثابت یا صفر مطابقت دارد. به روشی مشابه می‌توان نشان داد که

$$T = c^E S - eE \quad (31.11)$$

این دو رابطه به عنوان روابط ساختاری پیزوالکتریک شناخته می‌شوند. آنها در بخش بعدی با جزئیات بیشتر مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

## ۲.۳.۱۱ روابط ساختاری پیزوالکتریک

از آنجایی که دو متغیر الکتریکی ( $D, E$ ) و دو متغیر مکانیکی ( $T, S$ ) وجود دارد، چندین روش ممکن برای نوشتен روابط ساختاری<sup>۵</sup> وجود دارد که در بخش آخر معرفی شد. در

<sup>۵</sup>Constitutive Relations

واقع، با انتخاب یک کمیت الکتریکی و یک کمیت مکانیکی به عنوان متغیرهای مستقل، به راحتی متوجه می‌شویم که چهار مجموعه متفاوت از روابط ساختاری وجود دارد که می‌توان نوشت. برای مثال، اگر  $T$  و  $E$  را به عنوان متغیرهای مستقل انتخاب کنیم، می‌توانیم  $D = D(S, E)$  و  $S = S(T, E)$  را بنویسیم. برای تغییرات کوچک می‌توان یک بسط تیلور از  $S$  و  $D$  در مورد مقادیر تعادلی ایجاد کرد و فقط عبارت‌های خطی را حفظ کرد، که منجر به روابط زیر می‌شود:

$$S = \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right) T + \left( \frac{\partial S}{\partial E} \right) E \quad (32.11)$$

$$D = \left( \frac{\partial D}{\partial T} \right) T + \left( \frac{\partial D}{\partial E} \right) E \quad (33.11)$$

ثابت‌های تناسب به صورت زیر تعریف می‌شوند

$$s^E = \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_E, \quad d = \left( \frac{\partial S}{\partial E} \right)_T = \left( \frac{\partial D}{\partial T} \right)_E, \quad \epsilon^T = \left( \frac{\partial D}{\partial E} \right)_T \quad (34.11)$$

که در آن برابری برای  $d$  (و شرایط مشابه برای سایر روابط ساختاری) را می‌توان با ملاحظات ترمودینامیکی به دست آورد. بنابراین داریم

$$S = s^E T + d E \quad (35.11)$$

$$D = d T + \epsilon^T E \quad (36.11)$$

به روشهای مشابه برای سایر روابط ساختاری، داریم

$$S = s^D T + g D \quad (37.11)$$

$$E = -g T + \beta^T D \quad (38.11)$$

$$T = e^E S - e E \quad (39.11)$$

$$D = e S + \epsilon^S E \quad (40.11)$$

$$T = c^D S - h D \quad (41.11)$$

$$E = -h S + \beta^S D \quad (42.11)$$

دو مورد از این ثابت‌ها برای کاربردهای مبدل مورد توجه ویژه قرار می‌گیرند [۴]:

۱. ثابت گیرنده  $g$ , که افت پتانسیل در سرتاسر مبدل را برای تنش اعمال شده معین تعیین می‌کند. از معادلات (۳۷.۱۱) و (۳۸.۱۱) استفاده می‌کنیم

$$S = s^D T + gD \quad (43.11)$$

$$E = -gT + \beta^T D \quad (44.11)$$

برای یک گیرنده با امپدانس بالا، جریان ورودی کوچک است بنابراین  $i_D$  جریان جابجایی در مبدل پیزوالکتریک الکترود شده به صفر می‌رسد. با  $i_D = \partial D / \partial t$ ، این  $D$  را برابر ثابت یا صفر می‌دهد. از این رو

$$E = gT, \quad S = s^D T \quad (45.11)$$

برای یک تنش ورودی  $T$  معین به مبدل گیرنده، اختلاف پتانسیل در سرتاسر مبدل با  $g$  متناسب است. در این ارتباط یک رابطه مفید توسط کینو<sup>۹</sup> بدست می‌آید که خواهیم داشت؛

$$g = \frac{d}{\epsilon^T} \quad (46.11)$$

۲. ثابت فرستندگی  $h$ . مجموعه دیگری از روابط ساختار می‌دهد؛

$$T = c^D S - hD \quad (47.11)$$

$$E = -hS + \beta^S D \quad (48.11)$$

و می‌بینیم که  $h$  میدان الکتریکی (از این‌رو، اختلاف پتانسیل) مورد نیاز برای تولید یک کرنش  $S$  را می‌دهد. می‌توان نشان داد که  $h = e/\epsilon^S$ . همه موارد فوق برای یک مدل ساده یک بعدی انجام شده است. البته، کریستال‌های واقعی سه بعدی هستند، و بنابراین، به جای ثابت‌هایی که  $E, D$ ، (تانسورهای مرتبه اول) را به  $T_{ij}, S_{kl}$  (تانسورهای مرتبه دوم) متصل می‌کنند، ثابت‌های پیزوالکتریک اکنون به تانسورهای مرتبه سوم تبدیل می‌شوند، به عنوان مثال،  $e_{ijk} \rightarrow e_{ijk}$ . در نماد کوچک شده، این به  $J = 1, 2, \dots, 6$  برای ثابت‌های الاستیک تبدیل می‌شود. بنابراین، می‌توانیم یکی از روابط ساختاری را به صورت زیر بنویسیم:

$$T_t = c_{ij}^E S_J - e_{ijk} E_j \quad (49.11)$$

$$D_i = \epsilon_{ij}^S E_j + e_{ij} S_J \quad (50.11)$$

---

<sup>۹</sup>Kino

برای یک کریستال معین، مقادیر غیرصفر  $c_{ij}, e_{Ij}$  و  $\epsilon_{ij}$  با تقارن تعیین می‌شوند که به تفصیل در رساله‌های پیشرفته نشان داده شده است (به عنوان مثال، [۱]).

نتیجه مهم زیرکونات سرب (PZT) است که به صورت عرضی حول محور  $z$  همسانگرد است. ما انتشار طولی را در امتداد محور  $z$ ، عمود بر سطح صفحه گسترده (PZT) در نظر می‌گیریم. اگر عرض صفحه بسیار بیشتر از طول موج باشد، می‌توان لبه‌ها را به صورت گیره<sup>۱۰</sup> در نظر گرفت به طوری که  $S_1 = S_2 = ۰$ ،  $T_1 \neq T_2$  و  $\epsilon_{zz} \neq ۰$ . می‌خواهیم  $T_z$  را برای میدان الکتریکی اعمال شده  $E_z$  تعیین کنیم. این دو پارامتر با هم طبق روابط زیر مرتبط هستند

$$T_z = c_{zz}^E S_z - e_{zz} E_z \quad (۵۱.۱۱)$$

$$D_z = \epsilon_{zz}^S E_z + e_{zz} S_z \quad (۵۲.۱۱)$$

بنابراین ثابت‌های مهم  $c_{zz}$  و  $e_{zz}$  هستند. اینها از جمله ثابت‌های غیر صفر برای حالت همسانگردی عرضی (هگزاگونال) هستند که عبارتند از:

$$c_{11} = c_{22}, c_{11} - c_{12} = ۲c_{66}, \quad c_{44} = c_{55}, c_{33} \quad (۵۳.۱۱)$$

$$e_{z3}, e_{z1}, e_{z2}, e_{z4} = e_{z5} \quad (۵۴.۱۱)$$

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \quad (۵۵.۱۱)$$

در بخش بعدی، مورد خاص یک مبدل را در نظر می‌گیریم و یک ثابت تزویج ساده را تعریف می‌کنیم، که یک پارامتر ساده است که برای مشخصه عملی مبدل‌های پیزوالکتریک حفظ می‌شود.

### ۳.۳.۱۱ ضریب تزویج پیزوالکتریک

مفهوم ضریب تزویج برای تعیین بازده گوپل شدن انرژی الکتریکی به مکانیکی استفاده می‌شود. ضریب تزویج نیز برای مقایسه بازده مواد مختلف پیزوالکتریک مفید است. موضوع به طور کامل در استاندارد پیزوالکتریک IEEE [۱] بررسی شده است و ما فقط یک نمای کلی برای حالت یک بعدی با انتشار در امتداد محور  $z$  ارائه می‌دهیم. برای یک محیط دیالکتریک پیزوالکتریک بی‌نهایت بدون بار آزاد و  $B = ۰$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= ۰ \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\dot{\mathbf{B}} = ۰ \\ \mathbf{J} &= \dot{\mathbf{D}} = ۰ \end{aligned} \quad (۵۶.۱۱)$$

<sup>۱۰</sup> Clamped

که در حالت یک بعد منجر به

$$E = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (۵۷.۱۱)$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial z} = ۰ \quad (۵۸.۱۱)$$

برای امواج طولی از روابط ساختاری برای  $T$  و  $D$  استفاده می‌کنیم و با استفاده از  $S = \frac{\partial u_z}{\partial z}$  داریم؛

$$T_{zz} = c^E \frac{\partial u_z}{\partial z} - e E_z \quad (۵۹.۱۱)$$

$$D_z = e \frac{\partial u_z}{\partial z} + e^S E_z \quad (۶۰.۱۱)$$

و معادله حرکت داریم؛

$$\frac{\partial T_{zz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \quad (۶۱.۱۱)$$

با کنار هم قرار دادن این دو رابطه بلافضله معادله حرکتی جدیدی برای  $u_z$  در محیط پیزوالکتریک به دست می‌آید.

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = c^E \left( ۱ + \frac{e^S}{c^E \epsilon^S} \right) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \quad (۶۲.۱۱)$$

این نشان می‌دهد که در محیط پیزوالکتریک سرعت صوت در مقایسه با حالت غیرپیزوالکتریک سفت می‌شود.

$$V_L = \sqrt{\frac{c^E}{\rho}} \quad \text{سفت نشده} \quad (۶۳.۱۱)$$

$$V_L^D = V_L \sqrt{۱ + K^S} \quad \text{سفت شده} \quad (۶۴.۱۱)$$

که مربوط است به

$$c^D = c^E \sqrt{۱ + K^S} \quad (۶۵.۱۱)$$

با

$$K^S = \frac{e^S}{c^E \epsilon^S} \quad \text{ثابت تزویج پیزوالکتریک} \quad (۶۶.۱۱)$$

توجه داشته باشید که این نتیجه فقط برای  $D = ۰$  معتبر است. مقادیر  $K^S$  معمولاً از  $-۰.۱۰$  تا  $۰.۰۵$ ٪ متغیر است، بنابراین اصلاح می‌تواند برای مواد شدیداً پیزوالکتریک مهم باشد. فرمول  $K^S$  فقط برای مبدل‌های گیره عرضی (عرض بسیار بیشتر از طول موج) معتبر

است، که به طور کلی در فرراصوت صادق است. در تجزیه و تحلیل عملی مبدل، امپدانس توسط یک پارامتر مرتبط و اغلب ذکر شده، ثابت تزویج موثر تعیین می‌شود.

$$K_T^{\star} = \frac{K^{\star}}{1 + K^{\star}} \quad (67.11)$$

برای  $K^{\star} \ll 1, K_T^{\star} \approx 1$  اما در غیر این صورت تفاوت ممکن است قابل توجه باشد.  
در یک سطح بنیادی‌تر، می‌توان نشان داد که ضریب تزویج پیزوالکتریک توسط

$$K^{\star} = \frac{\mathcal{U}_{elec}}{\mathcal{U}_{elas}} \quad (68.11)$$

که در آن  
(69.11)  $\mathcal{U}_{elec}$  انرژی الکتریکی ذخیره شده

$$\text{انرژی الاستیک ذخیره شده} = \mathcal{U}_{elas} \quad (70.11)$$

این رابطه بهوضوح  $K^{\star}$  را به عنوان یک پارامتر منعکس کننده تزویج شدن از انرژی الکتریکی به مکانیکی نشان می‌دهد. این رابطه همچنین ممکن است به صورت بیان شود

$$\frac{\mathcal{U}_{elec}}{\mathcal{U}} = \frac{K^{\star}}{2(1 + K^{\star})} \quad (71.11)$$

که در آن  $\mathcal{U}$  کل انرژی ذخیره شده (مجموع مولفه جنبشی، الاستیک و الکتریکی) است.

## خلاصه

- معادله کریستوفل تعیین سرعت فاز را به صورت تابعی از جهت در هر ساختار بلوری امکان پذیر می‌کند.

- جهت انتشار مود خالص در یک جامد ناهمسانگرد با حل معادله کریستوفل تعیین می‌شود. آنها با جهات کریستالوگرافی انتخابی برای یک تقارن کریستالی مشخص مطابقت دارند که برای آن امواج طولی یا عرضی خالص می‌توانند منتشر شوند.

- سطح سرعت با ردیابی سطح  $V_p$  به صورت تابعی از جهت تشکیل می‌شود.

- سطح کندی تغییر  $1/V_P$  را به صورت تابعی از جهت می‌دهد.

- سطح موج منبع سرعت گروهی به صورت تابعی از جهت است.

- روابط ساختاری پیزوالکتریک، جابجایی الکتریکی و تنش مکانیکی را با میدان الکتریکی و کرنش مکانیکی مرتبط می‌کند.

- ثابت گیرنده اختلاف پتانسیل در گیرنده برای یک تنش ورودی معین است.

- ثابت فرستنده میدان الکتریکی مورد نیاز برای تولید یک کرنش معین است.
- ضریب تزویج پیزوالکتریک نسبت انرژی الکتریکی ذخیره شده به انرژی الاستیک ذخیره شده است. معیاری از تزویج شدن انرژی الکتریکی به انرژی مکانیکی را نشان می‌دهد.

## پرسش‌ها

۱. توضیح دهید که چگونه ثابت‌های الاستیک یک کریستال FCC را با استفاده از اندازه‌گیری سرعت صوت اندازه‌گیری می‌کنند.
۲. از استدلال ساده برای تعیین تعداد ثابت‌های الاستیک مستقل برای یک ماده همسانگرد عرضی مانند کریستال لایه‌ای که در صفحه همسانگرد است استفاده کنید.
۳. توضیح دهید که چگونه پدیده‌های انتشار مورد مطالعه در فصل‌های ششم و هفتم از نظر کیفی برای محیط‌های ناهمسانگرد تغییر می‌کنند.
۴. نموداری برای یک کریستال قطبی متقارن غیر مرکزی در یک بعد با بارهای خالص  $+q$  و  $-q$  که توسط فنرها بهم متصل شده‌اند رسم کنید. نشان دهید که چگونه می‌توان با اعمال کرنش به یک سلول واحد کریستال، اختلاف پتانسیل ایجاد کرد.
۵. تفاوت در رفتار صوتی بین دو کریستال پیزوالکتریک با  $K^2 = 10^{-5}$  و  $10^{-1}$ ، به ترتیب با توجه به (۱) سرعت صوت سفت شده و (۲) اثربخشی به عنوان ماده مبدل چیست.



# كتاب نامه

- [1] Royer, D. and Dieulesaint, E., *Elastic Waves in Solids I*, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [2] Borgnis F. E., Specific directions of longitudinal wave propagation in anisotropic media, *Phys. Rev.*, 98, 1000, 1955.
- [3] Federov, F. I., *Theory of Elastic Waves in Crystals*, Plenum Press, New York, 1968.
- [4] Kino, G. S., *Acoustic Waves*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1987.
- [5] Ristic, V. M., *Principles of Acoustic Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1983.
- [6] Gooberman, G. L., *Ultrasonics*, The English Universities Press Ltd., London, 1968.
- [7] ANSI/IEEE Standard on Piezoelectricity, *IEEE Trans. UFFC*, 43, 717, 1996.



## فصل ۱۲

# کاویتاسیون و سونولومینسانس

کاویتاسیون، پارگی مایعات و اثرات مرتبط با آن، پدیده‌ای بسیار کلی تر از آن چیزی است که در اثر انتشار موج فراصوت شدید در مایع ایجاد می‌شود. این می‌تواند به صورت هیدرودینامیکی (پروانه‌های کشتی، توربین‌ها، و غیره) با جذب پرتو لیزر یا با عبور ذرات بنیادی در یک مایع، از جمله دیگر امکانات، ایجاد شود. در واقع، این موضوع در اواخر قرن نوزدهم به دلیل فرسایش سریع ملخ کشتی‌های جنگی آن، مورد توجه نیروی دریایی سلطنتی بریتانیا قرار گرفت. اهمیت آسیب در نهایت منجر به مطالعه کلی انفجار یک مایع در درون محفظه کروی تهی بود که توسط لرد رایلی در سال ۱۹۱۷ انجام شد. با این حال، در اینجا نه تنها به دلیل علاقه ذاتی آن به عنوان یک آکوستیک به کاویتاسیون آکوستیک علاقه خاصی داریم، بلکه بعلت این است که این پدیده به خودی خود اکنون کاربردهای زیاد و پتانسیل خوبی دارد. اینها تا حدی و در اصل به دلیل فرسایش کنترل شده سطوح مجاور ناشی از فروریختن حباب‌ها است که منجر به تمیز کردن، ماشینکاری و غیره با امواج فراصوت می‌شود. کاربردهای دیگر در زمینه پزشکی (هیپوترومی، سنگ شکنی، و مطالب مربوط به دزیمتری)، سونوشیمی، امولسیون سازی، و غیره است. مکانیسم واقعی هنوز به طور کامل درک نشده است و در موارد مختلف تقریباً به طور قطع شامل امواج شوک، فوران مایع در حال انفجار و دمایا و فشارهای بالا مرتبط با فروپاشی حباب است. اثر بهوضوح کارآمد است؛ در برخی موارد، یک فروپاشی حباب برای ایجاد یک گودال کاویتاسیون عمیق کافی است.

### ۱.۱۲ دینامیک حباب

#### ۱.۱.۱۲ توصیف شبه استاتیکی حباب

برای حباب با شعاع  $R$  در مایعی با کشش سطحی  $\sigma$ ، فشار داخل حباب برابر است با:

$$p_i = p_{\circ} + \frac{2\sigma}{R} \quad (1.12)$$

که در آن فشار هیدرواستاتیک برابر با فشار دور از حباب و همچنین فشار در مایع درست خارج از حباب است. اگر اکنون فشار بخار  $p_v$  را در نظر بگیریم و فشار مایع را بهطور شبه استاتیکی مثلاً با یک موج فراصوت تغییر دهیم، خواهیم داشت [۱]

$$p_L = \left( p_{\circ} + \frac{2\sigma}{R_{\circ}} - p_v \right) \left( \frac{R_{\circ}}{R} \right)^{\kappa} + p_v - \frac{2\sigma}{R} \quad (2.12)$$

که در آن ضریب پلیتروپیک<sup>۱</sup> و  $R$  شاعع تعادل است.

این یک شرط جدید تعادل است. اگر فشار افزایش یابد، حباب کوچکتر اما پایدار خواهد بود. به همین ترتیب، اگر کاهش یابد، حباب بزرگتر می‌شود اما دوباره پایدار می‌شود. اگر  $P_L < p_{\circ}$  و حباب به اندازه کافی بزرگ باشد که فشار داخلی بتواند بر تنش سطحی غلبه کند، حباب به طور انفجاری رشد خواهد کرد. فشار آستانه‌ای که در آن این اتفاق می‌افتد، فشار آستانه بليک<sup>۲</sup> است. از آنجایی که بحث حاضر شبه استاتیک است، نمی‌تواند تکامل دیوار حباب بعدی را که در بخش بعدی با معادله ریلی-پلس<sup>۳</sup> (RP) انجام می‌شود، توصیف کند. از آنجایی که تکامل در آستانه سریع خواهد بود، این امر نادیده گرفتن اثراتی مانند شناوری و اتحال در بحث فوق را توجیه می‌کند. شاعع بحرانی با قرار دادن  $dp_L/dR = 0$  در معادله (۲.۱۲) تعیین می‌شود. برای شرایط همدم، این می‌دهد:

$$R_{crit} = \sqrt{\frac{4R_{\circ}^3}{2\sigma} \left( p_{\circ} + \frac{2\sigma}{R_{\circ}} - p_v \right)} \quad (3.12)$$

با استفاده از این مقدار  $R_{crit}$  در معادله (۲.۱۲)، می‌توانیم مقدار بحرانی  $p_L$  را پیدا کنیم. مرسوم است که این آستانه را با  $p_L = p_{\circ} - p_B$  بیان کنیم، جایی که  $p_B$  آستانه بليک است. این می‌دهد [۱]

$$p_L = p_{\circ} - p_B = p_v - \frac{4\sigma}{3R_{crit}} = p_v - \frac{4\sigma}{3} \sqrt{\frac{2\sigma}{3(p_{\circ} + \frac{2\sigma}{R_{\circ}} - p_v)}} \quad (4.12)$$

هنگامی که کشش سطحی غالب است، حالت معمول برای حباب‌های کوچک،

$$p_B = p_{\circ} + \frac{0.77\sigma}{R_{\circ}} \quad (5.12)$$

## ۲.۱.۱۲ دینامیک حباب

نقطه شروع برای محاسبه دینامیک حباب معادله RP است. این توصیف دینامیکی یک حباب کروی جدا شده در یک مایع تراکم ناپذیر با کشش سطحی  $\sigma$  و ویسکوزیته  $\eta$  است. فشار هیدرواستاتیک  $p_{\circ}$  و فشار اعمال شده (آکوستیک)  $p_a(t) = p_a \sin \omega t$  است. دور از

<sup>۱</sup>Polytropic

<sup>۲</sup>Blake threshold pressure

<sup>۳</sup>Rayleigh-Plesset (RP)

حباب، فشار در مایع  $p_\infty = p_\circ + p_a(t)$  است. بدست آوردن معادله  $RP$  و سایر جنبه‌های دینامیک حباب‌ها با جزئیات زیاد توسط لیتون<sup>۴</sup> [۱] توضیح داده شده است، و برخی از نکات اصلی مؤثر بر ویژگی‌های صوتی حباب‌ها در اینجا خلاصه می‌شود.

یک فشار صوتی اعمال شده منجر به مقدار جدیدی شعاع حباب  $R(t)$  می‌شود. لیتون نشان می‌دهد که انرژی جنبشی به دست آمده توسط مایع در این فرآیند  $(1/2)\rho \int_{R_\circ}^{\infty} r^2 4\pi r^2 dr$  است و با استفاده از  $R'/r' = R''/\dot{r}$  و انتگرال‌گیری، این باعث افزایش انرژی جنبشی مایع  $2\pi\rho R^3 \dot{R}''$  می‌شود. برابر کردن این با کاری که توسط  $p_\infty$  دور از حباب و  $p_L$  در نزدیکی دیواره حباب انجام می‌شود؛

$$\int_{R_\circ}^R (p_L - p_\infty) 4\pi R^2 dR = 2\pi R^3 \dot{R}'' \quad (6.12)$$

با استفاده از معادله (۲.۱۲) و اضافه کردن یک جمله چسبناک، در نهایت معادله کامل  $RP$  را داریم.

$$R\ddot{R} + \frac{3\dot{R}^2}{2} = \frac{1}{\rho} \left[ \left( p_\circ + \frac{2\sigma}{R_\circ} - p_v \right) \left( \frac{R_\circ}{R} \right)^{\kappa} + p_v - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta \dot{R}}{R} - p_\circ - p_a(t) \right] \quad (7.12)$$

این معادله دیفرانسیل ترسناک غیرخطی است و می‌تواند در شرایط خاص انتگرال‌گیری شود تا شعاع حباب وابسته به زمان  $R(t)$  را بدست آورد. برای دامنه‌های بهاندازه کافی کوچک، جمله‌های غیرخطی را می‌توان حذف کرد و معادله به معادله یک نوسانگر خطی تبدیل می‌شود. در این مورد می‌توان نوشت؛

$$R(t) = R_\circ + R_e(t), \quad \text{با} \quad R_e \ll R.$$

$$\ddot{R}_e + \omega_r^2 R_e = \frac{p_a}{\rho R_\circ} e^{j\omega t} \quad (8.12)$$

که یک معادله نوسان کننده هارمونیکی با فرکانس تشددید  $\omega_r$  است. مقدار  $\omega_r$  (فرکانس مینارت<sup>۵</sup>) که توسط معادله  $RP$  تعیین می‌شود؛

$$\omega_r = \frac{1}{R_\circ \sqrt{\rho}} \sqrt{2\kappa \left( p_\circ + \frac{2\sigma}{R_\circ} - p_v \right) - \frac{2\sigma}{R_\circ} + p_v - \frac{4\eta^2}{\rho R_\circ^2}} \quad (9.12)$$

برای حباب‌های بزرگ که کشش سطحی را می‌توان نادیده گرفت

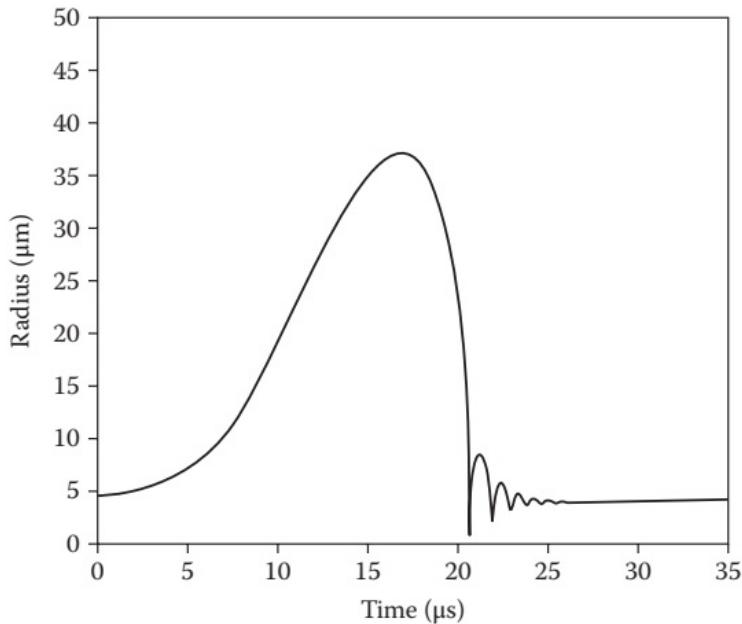
$$\omega_r = \frac{1}{R_\circ} \sqrt{\frac{2\kappa p_\circ}{\rho}} \quad (10.12)$$

برای حباب‌های هوای بزرگ در آب، این به رابطه زیر کاهش می‌یابد

$$f_\circ R_\circ \approx 2(Hz - m) \quad (11.12)$$

<sup>۴</sup>Leighton

<sup>۵</sup>Minnaert frequency



شکل ۱.۱۲: شعاع یک حباب هوا در آب بهداشت افتاده در میدان صوتی با  $p_a = 1/275 \text{ atm}$ ,  $R_0 = 4.5 \mu\text{m}$  و  $f_a = 26.5 \text{ kHz}$ . محاسبه بر اساس معادله (۱.۱۲) است.

برای حباب‌های کوچک، که در آن کشش سطحی غالب است؛

$$\omega_0^2 = \frac{2\sigma}{\rho R_0^3} (3\kappa - 1) \quad (1.12)$$

جواب‌های معادله RP را می‌توان به صورت عددی برای  $R(t)$  بدست آورد و بسته به مقادیر دقیق  $\omega_0$ ,  $R_0$  و  $p_a$  که استفاده می‌شود، می‌توان نتایج مختلفی را به دست آورد. یک مثال در شکل (۱.۱۲) نشان داده شده است. پاسخ غیر خطی است، اما در حالت پایدار، جواب‌ها تناوبی و نسبتاً دائمی هستند. در این حالت نوسان‌ها به صورت کاویتاسیون پایدار شناخته می‌شوند. در حد مخالف، حباب‌ها با ضریب دو یا بیشتر در هر چرخه گروه‌بندی می‌شوند و سپس به شدت فرو می‌ریزند و قبل یا نزدیک پایان چرخه متلاشی می‌شوند. این به صورت کاویتاسیون گذرا شناخته می‌شود. هر دو این شرایط را می‌توان به صورت عددی از معادله RP باز تولید کرد که توسط لاتربورن<sup>۶</sup>[۲]، والتون و رینولدز<sup>۷</sup>[۳]، نپیراس<sup>۸</sup>[۴] و لیتون<sup>۹</sup>[۱] به تفصیل شرح داده شده است. این مدل برای در نظر گرفتن میرایی توسط تابش صوت<sup>۱۰</sup>[۵] گسترش یافته است و اصلاحات بیشتری توسط پروسپرتی<sup>۱۱</sup> و همکاران اضافه شده است[۶].

<sup>۶</sup>Lauterborn

<sup>۷</sup>Walton and Reynolds

<sup>۸</sup>Neppiras

<sup>۹</sup>Leighton

<sup>۱۰</sup>Prosperetti

### نیروهای بیرکنس

معادله RP نشان می‌دهد که حباب حرکت غیرخطی میرایی را تحت تأثیر فشار صوتی اعمال شده انجام می‌دهد. در دامنهای کم مانند یک نوسان ساز خطی عمل می‌کند و نتایج تغییر فاز چنین نوسانگر را در این قسمت اعمال می‌کنیم. می‌دانیم که یک حباب با حجم  $V$  تحت فشار تشعشع میانگین زمانی  $\langle -\nabla_p V \rangle$  قرار می‌گیرد. فرض می‌کنیم که حباب در موقعیت  $x$  در یک میدان موج ایستاده به صورت زیر است؛

$$p(x, t) = p_{\circ} + 2p_{a\circ} \sin kx \cos \omega_a t \quad (13.12)$$

برای  $p_{\circ} \ll 2p_{a\circ}$ ، حباب دچار نوسانات هارمونیک بصورت زیر می‌شود؛

$$R(t) = R_{\circ} + \epsilon_{\circ} \cos(\omega_a t + \alpha)$$

که در آن  $\alpha$  زاویه فاز با فشار اعمال شده است. حجم حباب برابر است با:

$$V(t) = V_{\circ} \left( 1 + \frac{3\epsilon_{\circ}}{R_{\circ}} \cos(\omega_a t + \alpha) \right) \quad (14.12)$$

که در آن  $V_{\circ} = (4/3)\pi R_{\circ}^3$  حجم تعادل است. برای نوسانگر راهاندازی شده، حباب‌های بزرگتر از اندازه تشدييد،  $\pi$  خارج از فاز با فشار محرك ( $\alpha = \pi$ ) و حباب‌های کوچکتر در فاز هستند ( $\alpha = 0$ ). با استفاده از این نتایج برای  $\alpha$  با معادلات (13.12) و (14.12)، به دست می‌آوریم

$$F_x = -3p_{a\circ} k \epsilon_{\circ} V_{\circ} |\cos kx| R_{\circ} \quad (15.12)$$

برای جباب‌های بزرگ و

$$F_x = \frac{3p_{a\circ} k \epsilon_{\circ} V_{\circ} |\cos kx|}{R_{\circ}} \quad (16.12)$$

برای جباب‌های کوچک.

مقایسه این نتایج با شکل میدان فشار به اين نتیجه می‌رسیم که جباب‌های بزرگتر از مقدار تشدييد تحت نیرویی از یک پادگره (شکم) فشار به یک گره فشار قرار می‌گیرند. بر عکس، جباب‌های کوچک به سمت پادگره فشار رانده می‌شوند. نیروی مسئول، نیروی اولیه بیرکنس<sup>۱۱</sup> نامیده می‌شود. طبق این تصویر، جباب‌های کوچک نیرویی را تجربه می‌کنند که آنها را به سمت پادگره فشار می‌برد، جایی که تحت تأثیر میدان فرماحت به اندازه تشدييد رشد می‌کنند، در این مرحله در نهایت به سمت یک گره فشار رانده می‌شوند و در نهایت حل یا متلاشی می‌شوند. البته نیروهای بیرکنس تنها یک تکه از پازل هستند و رشد حباب با نفوذ اصلاح شده (که در بخش بعدی مورد بحث قرار خواهد گرفت) نیز مهم است.

<sup>11</sup>Bjerknes

نیروهای بیرکنس نه تنها در امواج ایستاده بلکه در هر میدان صوتی که گرادیان فشار هست وجود دارد. بنابراین، به عنوان مثال، حباب‌های کوچک به فشار پاد گره در یک میدان فرراصوت مرکز حرکت می‌کنند. در این هندسه و سایر هندسه‌ها، حباب‌ها می‌توانند تجمع یافته و «جریان‌ها» را تشکیل دهند. سرانجام، نیروهای بیرکنس ثانویه نیز بین دو حباب یا یک حباب و تصویر آن در یک مرز وجود دارد. محاسبات دقیق نشان می‌دهد که اگر دو نوسان حباب هم فاز باشند، حباب‌ها جذب می‌شوند در حالی که نیرو برای حباب‌ها در فاز مخالف دافعه هستند. این در یک بحث بسیار تمام و کامل توسط لیتون [۱] انجام شده است.

### نفوذ اصلاح شده

حالت کاویتاسیون پایدار را فرض می‌کنیم. سپس محتوای گاز در حباب می‌تواند به دلیل تغییر در شرایط نفوذ در یک چرخه (سیکل) تغییر کند و منجر به پمپاژ خالص گاز محلول در مایع به داخل حباب شود. همانطور که لیتون [۱] توضیح داد، دو مولفه وجود دارد:

#### ۱. اثر ناحیه

ایده اصلی بسیار ساده است. اگر  $R_o < R_i$  باشد، گاز داخل حباب به غلظت‌های بیشتر از مقدار تعادل فشرده می‌شود، بنابراین یک جریان خالص گاز از حباب خارج می‌شود. به همین ترتیب، هنگامی که شاعع حباب بزرگ‌تر از مقدار تعادل است، غلظت گاز در حباب کاهش می‌یابد و جریان گاز به داخل حباب وجود دارد. این جریان‌ها حذف نمی‌شوند؛ اگرچه بخش‌های مربوط به یک چرخه برای این دو فرآیند تقریباً قابل مقایسه هستند، در مورد دوم این منطقه بسیار بزرگ‌تر است، که منجر به جریان خالص اتم‌های گاز به داخل حباب در طول یک چرخه می‌شود.

#### ۲. اثر پوسته

سرعت انتشار گاز در مایع با گرادیان غلظت متفاوت است. دو پوسته مایع نازک در اطراف حباب در نظر می‌گیریم. هنگامی که حباب گسترش می‌یابد، فاصله بین پوسته‌ها منقبض می‌شود، بنابراین گرادیان غلظت افزایش می‌یابد، که منجر به سرعت بالایی از انتشار در مایع می‌شود. بر عکس، هنگامی که حباب منقبض می‌شود، سرعت انتشار به دلیل گرادیان غلظت کمتر کاهش می‌یابد.

اثر ناحیه و اثر پوسته با هم کار می‌کنند تا جریان خالص گاز را از مایع به حباب افزایش دهند. این اثر پمپاژ یک طرفه، نفوذ اصلاح شده<sup>۱۲</sup> نامیده می‌شود. برای حباب‌های بالاتر از حداقل اندازه معین، آستانه‌ای برای نفوذ اصلاح شده در میدان صوتی وجود دارد، به طوری که حباب به تدریج تا اندازه رزونانس رشد می‌کند. اگر دامنه موج آکوستیک بیشتر افزایش یابد، حباب با آستانه دیگری برای فروپاشی گذرا مواجه خواهد شد. انفوذ اصلاح شده نقش اصلی را در رشد حباب در یک میدان صوتی ایفا می‌کند و به ویژه در رفتار تک حباب‌های به دام افتاده مهم است که بعداً مورد بحث قرار خواهد گرفت.

<sup>۱۲</sup> Rectified Diffusion

### ۳.۱.۱۲ گسیل صوتی

حباب‌های نوسانی در یک مایع به عنوان منبع نقطه‌ای صدا عمل می‌کنند. در سطوح پایین راهاندازی، حرکت حباب خطی است و گسیل صوتی در فرکانس اصلی رخ می‌دهد. با افزایش قدرت صوتی، هارمونیک‌ها در رژیم کاویتاسیون پایدار ظاهر می‌شوند. در اوایل رژیم کاویتاسیون گذرا، ساب هارمونیک‌ها و اولترا هارمونیک‌ها (هارمونیک‌های فرد ساب هارمونیک‌ها) بر روی یک پیوستار پس زمینه قرار گرفته‌اند. این نویز سفید صدای بسیار قابل شنیدن و مشخصه‌ای ایجاد می‌کند. درک بهتر نویز کاویتاسیون برای کاربردهای گسترده این پدیده و برای درک بهتر مکانیسم‌های خود کاویتاسیون مهم است.

ایشه<sup>۱۳</sup> [۷] اولین کسی بود که ساب هارمونیک‌ها را مشاهده کرد و وجود آنها از آن زمان علاقه قابل توجهی را ایجاد کرده است. وضعیت تا سال ۱۹۸۰ توسط نپیراس<sup>۱۴</sup> [۴] و اخیراً توسط لیتون<sup>۱۵</sup> [۱] خلاصه شده است. برخی از منشاها پیشنهادی ساب هارمونیک عبارتند از ارتعاشات سطح پارامتریک حباب، نوسانات مرتبط با حباب‌های بزرگتر، تقویت پارامتریک در مایع، کاویتاسیون گذرا دو یا سه دوره و غیره. از نقطه نظر عملی، مشخص شده است که تولید ساب هارمونیک شاخص قابل قبولی برای شروع کاویتاسیون گذرا نیست. از جنبه اساسی، اخیراً علاقه زیادی به ساب هارمونیک به عنوان گامی در راه هرج و مرج<sup>۱۶</sup> در سیستم وجود داشته است.

لاتربورن و کرامر<sup>۱۷</sup> [۸] یک توالی پیشرونده از دو برابر شدن دوره تا نویز پهن باند در آب با افزایش قدرت صوتی مشاهده کرده‌اند. یک دوره مشخصه که رفتار دو شاخه شدن را دو برابر می‌کند توسط ایلیچف و همکاران<sup>۱۸</sup> [۹] شبیه سازی شده است. و همچنین توسط کامات و همکاران<sup>۱۹</sup> [۱۰]، که نتایج را بر روی یک نمودار دوشاخه‌ای ارائه کرد. لاتربورن و کرامر<sup>۲۰</sup> [۸] به طور کمی طیف قدرت آزمایشی را تجزیه و تحلیل کرده‌اند و مسیری را پیدا کرده‌اند که دوره تناوب را به سوی هرج و مرج دو برابر می‌کند. پس از وقوع یک آبشار از دو شاخه شدن تناوب، یک جذب کننده نویز آشفته پیدا شد. توان محاسبه شده لیاپانوف برای طیف مثبت بود، که وجود یک سیستم آشفته با بعد فراتالی سه را تایید می‌کرد. این نشان می‌دهد که یک ساختار حباب بسیار همبسته در توافق با مشاهدات است.

### ۴.۱.۱۲ پاسخ صوتی مایع حبابی

از آنجایی که حباب‌ها از نظر صوتی بسیار غیرخطی هستند، جای تعجب نیست که یک مایع حبابدار یک محیط بسیار پاشنده و ضعیف کننده باشد. پاسخ این محیط در مناطقی مانند اقیانوس شناسی و فراصوت با قدرت بالا در مایعات بسیار مهم است. از آنجایی که شامل تعداد زیادی حباب با اندازه‌های متفاوت در حالت‌های مختلف تعامل است، موضوع بسیار پیچیده‌ای است. در واقع، تئوری حتی برای یک سیستم بسیار ساده نیز پیچیده

<sup>۱۳</sup>Esche

<sup>۱۴</sup>Neppiras

<sup>۱۵</sup>Chaos

<sup>۱۶</sup>Lauterborn and Cramer

<sup>۱۷</sup>Ilychev et al

<sup>۱۸</sup>Ilychev et al

است. در ادامه برخی از ویژگی‌های اصلی را به اختصار بیان می‌کنیم. بررسی‌های اخیر درباره موضوع توسط لیتون<sup>۱۹</sup> [۱] و مدوین و کلی<sup>۲۰</sup> [۲۱]، انجام شده است.

اگر تضعیف برخورد موج مسطح بر روی حباب را در نظر بگیریم، سطح مقطع کل را می‌توان به صورت مجموع مقاطع پراکندگی<sup>۲۰</sup> و جذب نوشت. در تشید، این مقاطع پراکنده صدھا یا هزاران بار بزرگتر از مقطع هندسی هستند. حباب در تشید به صورت ارائه یک "سوراخ" به موج تابشی توصیف می‌شود. این ناحیه با امپدانس آکوستیک کم، میدان صوتی تابشی را منحرف می‌کند و جریانی نیرو به سمت حباب ایجاد می‌کند. این اعوجاج عظیم موج ورودی مربوط به مقطع پراکندگی بسیار زیاد است. علاوه بر این، حباب‌های بزرگتر از اندازه تشید به دلیل یک اثر سایه هندسی، نسبتاً حتی بیشتر صدا را پراکنده می‌کنند [۲۱].

اثر مشابه و بزرگی روی سرعت صدای مایعات حبابدار وجود دارد. در این مورد، جایی که سرعت با  $V = \sqrt{K/\rho}$  داده می‌شود، منشأ تغییر  $V$  به دلیل تأثیر بر چگالی نیست، بلکه به علت تراکم پذیری  $\chi = 1/K$  است. تجزیه و تحلیل یک تغییر قوی از  $V$  در نزدیکی فرکانس تشید به صورت زیر است:

$$Re(V_p) = V_\circ \left( 1 - \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1) + \delta^2} \cdot \frac{3UY^2}{2a^2 k_R^2} \right), \quad ka < 1 \quad (17.12)$$

که در آن

$$Y = \omega_r/\omega \quad \bullet$$

$$= U = N(\frac{4}{\pi} \pi a^3) \quad \bullet$$

$$\delta = \text{ثابت میرائي} \quad \bullet$$

$$k_R = \omega/V_\circ \quad \bullet$$

برای  $N$  حباب در واحد حجم بشعاع  $a$  است.

برای  $f \gg f_r$ ،  $V_P \rightarrow V_\circ$  در حالی که برای فرکانس‌های پائین باشد؛

$$V_p = V_\circ \left( 1 - \frac{3U}{2a^2 k_R^2} \right), \quad f \ll f_R \quad (18.12)$$

در کاربردهای اقیانوس شناسی،  $ak_R$  مقدار ثابتی است، بنابراین سرعت فرکانس پایین<sup>۲۱</sup> فقط به کسر خالی بستگی دارد. این واقعیت برای توسعه یک نظریه محیط موثر برای اقیانوس شناسی استفاده شده است. نتیجه این است:

$$\rho_A = U_{\rho_\circ} + (1 - U)\rho_\omega \quad (19.12)$$

$$\frac{1}{K_a} = \frac{U}{K_b} + \frac{1 - U}{K_\omega} \quad (20.12)$$

<sup>۱۹</sup>Medwin and Clay

<sup>۲۰</sup>Scattering

$$V_P = \sqrt{\frac{K_a}{\rho_A}} = \sqrt{\frac{K_a K_\omega}{U K_\omega + (1-U) K_b [U_{\rho_b} + (1-U)\rho_\omega]}} \quad (21.12)$$

که در آن  $\rho_b$  و  $\rho_\omega$  چگالی هوای داخل حبابها و آب و  $K_b$  و  $K_\omega$  مدول‌های حجیم <sup>۲۱</sup> هستند. این نتایج با رابطه قبلی برای  $U \leq 10^{-5}$  سازگاری دارد.

## ۲.۱۲ سونولومینسانس چند حبابی

سونولومینسانس چند حبابی (MBSL) <sup>۲۲</sup> در سال ۱۹۳۴ توسط فرنزل <sup>۲۳</sup> و شولتز <sup>۲۴</sup> مدت کوتاهی پس از معرفی فناوری ژنراتور فراصوت با قدرت بالا کشف شد. اساساً، گسیل نور توسط حبابها در مایعی است که تحت کاویتاسیون قرار می‌گیرد. با وجود نزدیک به ۷۰ سال تحقیق، این پدیده هنوز به طور کامل درک نشده است. یکی از مشکلات این است که اکثر پارامترهای آزمایشی، اگر نگوییم همه، به طور تجربی بد تعریف شده‌اند. ما با میلیون‌ها حباب با اندازه‌ها و فازهای مختلف فروپاشی در یک میدان صوتی ناهمگن و نامشخص روبرو هستیم، برای پدیده‌ای که در آن فروپاشی به اندازه حباب، فشار صوتی و فرکانس بسیار حساس است. کاویتاسیون همچنین به وضعیت اولیه و تاریخچه مایع حساس است. هنگامی که پارامترها کنترل شده‌اند، این مورد مسئله فیزیکدانان است که از یک میدان صوتی کاملاً تعریف شده بر روی یک مایع با مشخصه ضعیف استفاده می‌کنند یا شیمیدانان در حال بررسی یک مایع فوق العاده مشخص با میدان صوتی ناشناخته هستند. با این وجود، این موضوع از نظر صنعتی مهم است و به یک حوزه کاربردی جدید (سونوشیمی) و یک پیکربندی آزمایشی کنترل شده جدید، سونولومینسانس تک حبابی (SBSL) <sup>۲۵</sup> منجر شده است. قبل از مطالعه دومی، لازم است که با اصول دینامیک حباب، کاویتاسیون و برخی از نتایج اصلی MBSL آشنا شویم. این موضوع در والتون و رینولدز <sup>[۲۳]</sup> و چیک <sup>[۱۳]</sup> و اخیراً در ساسلیک و فلانیگان <sup>[۱۴]</sup> بررسی شده است که برخی از آنها در بحث حاضر گنجانده شده است.

پس از کشف SL توسط فرنزل و شولتز، زیماکوف اولین توضیح را برای این پدیده ارائه کرد، یعنی این که ناشی از تخلیه الکتریکی بین حفره‌های بخار و دیواره شیشه‌ای ظرف است. اولین نظریه رسمی توسط چمبرز ارائه شد. در آن زمان تصور می‌شد که مایعات ساختاری شبیه بلوری مشابه جامدات دارند، و در این مدل تریبولومینسانس، پیشنهاد شد که SL مشابه تابش نور توسط بسیاری از کریستال‌ها در هنگام خرد شدن است. لوسین و رزوکین پیشنهاد کردند که SL به دلیل تخلیه الکتریکی مرتبط با پارگی مایع است. این ایده توسط هاروی در سال ۱۹۳۹ با تئوری بالوالکتریک، که مبتنی بر جمع آوری بار

<sup>۲۱</sup>Bulk moduli

<sup>۲۲</sup>Multibubble sonoluminescence (MBSL)

<sup>۲۳</sup>Frenzel

<sup>۲۴</sup>Schultes

<sup>۲۵</sup>Single Bubble Sonoluminescence (SBSL)

الکتریکی در سطح مشترک مایع-بخار بود، که منجر به تخلیه الکتریکی پس از فشرده سازی حباب می‌شد، گسترش یافت. یک مدل الکتریکی جایگزین، نظریه تخلیه ریز الکتریکی، توسط فرنکل در سال ۱۹۴۰ ارائه شد. این مدل شامل نوسانات آماری بار در سطح حفره‌های غیر کروی بود که منجر به تخلیه الکتریکی، این بار در طول فاز انبساط حباب می‌شد.

مدل‌های دیگر به سرعت دنبال شدند. در نظریه مکانیک شیمیایی در سال ۱۹۳۹، ویل و ماربوئه پیشنهاد کردند که مولکول‌ها در حین انبساط حباب شکسته می‌شوند و نوترکیب تابشی آنها باعث ایجاد SL می‌شود. گریفینگ این اثر را به سونولومینسانس شیمیایی نسبت داد؛ دمای بالای ناشی از فروپاشی حفره قرار بود باعث ایجاد عوامل اکسید کننده مانند  $H_2O_2$  شود که در مایع اطراف حل می‌شود و باعث واکنش‌های سونولومینسانس شیمیایی می‌شود. در سال ۱۹۵۰، نپیراس و نولتینک نظریه نقطه داغ را ارائه کردند که در آن گاز فشرده شده به صورت آدیباتیک باعث تشعشعات جسم سیاه شد. جارمن با این فرض که امواج ضربه‌ای در داخل حباب تشکیل شده و به SL منتهی می‌شود، گونه‌ای از مدل نقطه داغ را پیشنهاد کرد. هیکلینگ رسانایی حرارتی گاز را در مدل نقطه داغ گنجاند و توانست نتایج SL را برای چندین گاز توضیح دهد. در نهایت، انواع دیگری از مدل تخلیه الکتریکی توسط دگرویس و بالسو و مارگولیس پیشنهاد شد، اما این تلاش‌ها بی‌ثمر بود.

بیشتر این نظریه‌های اولیه ماهیت اجباری کیفی و گمانه‌زنی داشتند، عمدتاً به دلیل فقدان نتایج آزمایشی سیستماتیک در شرایط کنترل شده به دست آمده‌اند. اکثر آنها در طول زمان رد شدند زیرا آزمایش‌های بیشتری انجام شد. در این زمینه، احیای مدل موج شوک ژرمن تا حدودی طعنه آمیز است زیرا بیش از ۳۰ سال قبل از پذیرش فراینده آن توسط افکار روز رد شد. با این وجود، چندین مورد از این مدل‌ها به طور مستقیم بذرها را برای کارهای تجربی و نظری بیشتر، به ویژه مدل‌های نقطه داغ و نورتابی شیمیایی بیشتر کاشتند. نظریه نقطه داغ به نیاز به تلاش برای تناسب با طیف جسم سیاه اشاره کرد و علاقه جدی به اندازه‌گیری طیف‌های تجربی ایجاد کرد. گونتر و همکاران نشان داد که طیف برای مخلوط‌های آب و زنون می‌تواند به طیف جسم سیاه در ۶۰۰ کلوین برای محدوده طیفی ۳۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر برازش داده شود. علاوه بر این، در یک مطالعه مرتبط، گونتر و همکاران. همچنین نشان داد که SL به صورت فلاش‌های تیز با طول ۱/۵۰ دوره و با فرکانس مشابه موج صوتی منتشر می‌شود و زمینه را برای مطالعات بعدی (SBSL) فراهم می‌کند.

## ۱.۲.۱۲ خلاصه نتایج آزمایش‌ها

در یک آزمایش معمولی (MBSL)، امواج صوتی در مایع مورد نظر توسط یک منبع فراصوت با قدرت بالا برانگیخته می‌شوند. دستگاه سونیکاتور پیزوالکتریک (بوق میسون)، کوبل جرقه‌ای یا لیزر برخی از رایج ترین منابع مورد استفاده هستند. امواج ایستاده، معمولاً نزدیک به ۲۰ کیلوهرتز، در حوضه (ظرف) نصب می‌شوند و نور ساطع شده یا توسط تصاویر عکاسی یا توسط یک طیف سنج برای اندازه‌گیری طیف مرئی جمع آوری می‌شود. البته طیف به دست آمده به ترکیب گاز-مایع مورد مطالعه بستگی دارد. برای مثال، گونتر و

همکاران [۱۵] دریافتند که طیف (MBSL) از آب اشباع شده با گازهای نجیب، زنجیرهای از ۳۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر است که می‌تواند برای دمای حدود ۶۰۰ کلوین به یک جسم سیاه وصل شود. فلینت و سالسلیک [۱۶] مطالعات گسترده‌ای در مورد آن انجام داده‌اند. مایعات آبی، هیدروکربنی و هالوکربنی و توانسته‌اند طیف خط مشاهده شده را به‌طور واضح با مولکول‌های حالت برانگیخته ایجاد شده در حین کاویتاسیون مرتبط کنند. طیف خط نیز توسط گونتر و همکاران مشاهده شد. برای محلول‌های نمک اشباع شده از گاز، و این نویسندهان انتقال یون‌های فلزی را شناسایی کردند که باعث ایجاد طیف‌های خطی می‌شود. در ادامه، شدت کل SL اغلب برای تعیین وابستگی (MBSL) به پارامترهای مختلف اندازه‌گیری استفاده می‌شود. با توجه به قابلیت اطمینان نامشخص داده‌ها، اینها به اختصار خلاصه می‌شوند تا یک نمای کلی از پدیده و مبنایی برای مقایسه با (SBSL) ارائه شود.

#### ۱. گاز محلول

گازهای محلول در همه مایعات وجود دارد. اگر مایع گاز زدایی شود، برای بدست آوردن (MBSL) باید از سطوح توان بالاتر استفاده کرد. گاز موجود در حباب مخلوطی از گاز محلول و بخار مایع است. خواص فیزیکی گاز بر دینامیک حباب تأثیر می‌گذارد. هدایت حرارتی بالا حداکثر دمای حباب را کاهش می‌دهد و تراکم پذیری بالا آن را افزایش می‌دهد. از نظر شیمیایی، ترکیب گاز به‌شدت بر رادیکال‌های آزاد موجود، از این‌رو SL تأثیر می‌گذارد.

#### ۲. خواص مایع

باز هم، خواص فیزیکی مایع به‌طور مستقیم بر دینامیک حباب تأثیر می‌گذارد: کشش سطحی، چگالی و فشار بخار از آن جمله است. با این حال، هیچ وابستگی قانع کننده‌ای از SL به‌این پارامترها، به جز همبستگی‌های نیمه تجربی، تأیید نشده است.

#### ۳. تاریخچه مایع

مدت‌هاست که مشخص شده است که وجود هسته‌ها استحکام کششی مایع را به‌شدت کاهش می‌دهد و در نتیجه آستانه کاویتاسیون را کاهش می‌دهد. شدت حرکت و طول پالس نیز بر خواص کاویتاسیون بعدی تأثیر می‌گذارد.

#### ۴. دما

تمایل کلی کاهش (MBSL) با افزایش دما مشاهده شده است. با این حال، یک بحث انتقادی توسط لیتون [۱] نشان می‌دهد که شواهد ارائه شده توسط داده‌ها در این رابطه نامشخص است.

#### ۵. فشار هیدرولیکی

افزایش فشار هیدرولاستاتیک دو اثر متضاد دارد، یعنی محدود کردن حداکثر شعاع است که اما افزایش نیروهای فشاری در فروپاشی را در پی دارد. برای کل جمعیت حباب‌ها، افزایش  $p$  آستانه بلیک را افزایش می‌دهد و در نتیجه تعداد حباب‌هایی را که می‌توانند تحت کاویتاسیون گذرا قرار گیرند کاهش می‌دهد. به‌طور تجربی، شدت (MBSL) معمولاً از حداکثر با  $p$  عبور می‌کند.

### ۶. دامنه فشار صوتی

اکثر نتایج نشان دهنده افزایش خطی شدت (MBSL) با قدرت صوتی است که از نظر کیفی انتظار می‌رود.

### ۷. فرکانس صوتی

با افزایش فرکانس، عوامل رقابتی وجود دارد. تعداد پادگرهای افزایش می‌یابد اگرچه اندازه آنها کاهش می‌یابد، اما تضعیف قدرت موثر در پادگرهای را کاهش می‌دهد. علاوه بر این، توزیع میدان صوتی با فرکانس تغییر می‌کند.

مطالعات اولیه روی طیف‌های SL و ایده‌هایی در مورد نورتابی شیمیایی منجر به یک سری مطالعات سیستماتیک توسط فلینت و ساسلیک در دهه ۱۹۸۰ شد که در اولین مطالعات کمی و سیستماتیک SL و تعیین تجربی دما در مرکز حباب به‌اوج خود رسید. سیستم‌های (MBSL) آنها مجموعه‌ای از آزمایشات روشی را بر روی (MBSL) برای گونه‌های مولکولی مختلف انجام دادند و نشان دادند که طیف‌های مشاهده شده با تحریک گونه‌های مختلف بخار در داخل حباب سازگار است. همراه با کارهای موازی که در زیر توضیح داده شد، این کار نشان داد که (MBSL) اساساً یک اثر لومینسانس شیمیایی حرارتی است و بهدلیل تخلیه الکتریکی یا سایر مدل‌های رقیب که قبلاً توضیح داده شد نیست.

تعیین کمی دمای انتشار (MBSL) برای اولین بار توسط فلینت و ساسلیک [۲۶] در سال ۱۹۹۱ انجام شد، که رویکرد استاندارد برای افزودن مجموعه‌ای از خطوط طیفی با هم تداخل دارند، مترآkm است. شکل کلی تری برای شدت خط انتشار در ساسلیک و فلانیگان [۱۴] [۲۷] ارائه شده است:

$$I_{nm} = \frac{hc}{4\pi} l \rho^\circ \frac{g_n}{Q} \frac{A_{nm}}{\lambda_n} \exp(-E_n/kT) \quad (22.12)$$

که در آن

ثابت پلانک =  $h$

سرعت نور =  $c$

ثابت بولتزمن =  $k$

طول مسیر ناحیه افزونگر =  $l$

چگالی تعداد اتم =  $\rho^\circ$

فروپاشی بالا حالت

تابع پارتبیشن =  $Q$

احتمال انتقال اینشتین بین حالات  $n$  و  $m$  =  $A_{nm}$

در اصل،  $T$  را می‌توان با استفاده از منحنی‌های کالیبره شده برای یک انتقال خاص و با دانش زمین  $\rho$  تعیین کرد. با این حال، یک روش نسبت تابش دو خطی دقیق‌تر است، با این شرط که توزیع ماکسول-بولتزمن برای سیستم مورد مطالعه اعمال شود. اگر دو خط با ثابت‌های شناخته شده انتخاب شوند،  $T$  را می‌توان با اندازه‌گیری شدت نسبی دو

<sup>۲۶</sup>Flint and Suslick

<sup>۲۷</sup>Suslick and Flannigan

خط انتشار که از مودهای مختلف تحریک می‌شوند، تعیین کرد. این توسط رابطه زیر داده شده است

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1} \exp [-(E_2 - E_1)/kT] \quad (23.12)$$

این رویکرد برای تعیین دمای موثر در حین کاویتاسیون صوتی بسیار رضایت بخش است. به عنوان مثال، در طی فراصوت محلول  $\text{Cr}(CO)$  در روغن سیلیکون، با استفاده از روش تشعشع دو خطی بر روی حالت‌های برانگیخته اتم کروم و مقایسه با طیف‌های انتشار شبیه‌سازی شده، دمای موثر (MBSL) در  $470^\circ \pm 30^\circ$  کلوین تعیین شد. از آنجایی که (MBSL) دماهای بالایی را در حباب‌های بخار ایجاد می‌کند، فشار گاز نیز افزایش می‌یابد. یک تخمین تقریبی را می‌توان با استفاده از رابطه ترمودینامیکی ساده  $TV^{\gamma-1} = \text{const}$  به دست آورد. برای نسبت تراکم  $3/94$ ، مقدار  $\gamma = 1/67$  برای آرگون، و یک اتمسفر. فشار اولیه، فشار نهایی حدود  $1000$  اتمسفر. به دست آمده است. تعیین دقیق تری را می‌توان با اندازه‌گیری تغییرات فشار ناشی از خطوط انتشار، مقایسه آنها با جابجایی‌های همان یون در یک کاتد توخالی کم فشار و تصحیح دما انجام داد. استفاده از این فرآیند در خطوط انتشار کروم در (MBSL) فشار نهایی  $30^\circ \pm 30^\circ$  بار را بهمراه داشت [۱۴].

## ۳.۱۲ SL تک حبابی

### ۱.۳.۱۲ مقدمه

فیلیپه گایتان<sup>۲۸</sup> به جمع منتخب دانشجویان فارغ التحصیل می‌پیوندد که اکتشافات عمدۀ‌ای را در طول تحقیقاتی دکترا انجام داده‌اند. پیش زمینه کار او مطالعه کرام و رینولدز<sup>۲۹</sup> با استفاده از یک شیپور فراصوتی در حمام آب بود. آنها امواج ایستاده صوتی را راهاندازی کردند و شواهد واضحی از مأموریت نور از حباب‌های بهدام افتاده در پادگرهای فشاری که با کاویتاسیون پایدار مرتبط بودند به دست آوردند. با استفاده از یک سلول شناور، گایتان و همکاران<sup>۳۰</sup> توانستند یک تک حباب را در پادگره فشار بهدام بیندازند و مشاهده کردند که یک بار در هر تناوب یک انفجار کوچک نور ساطع می‌کند. آنها مطالعه دقیقی از SBSL مرتبط با حباب از جمله عرض پالس و همزمانی انجام دادند. این کار توسط باربر و پوترمن<sup>۳۱</sup> ادامه یافت که دریافتند پالس‌های نور به طرز شگفت‌آوری تیز و همزمان هستند. سه ویژگی SBSL از این کار اولیه گایتان و باربر پدیدار شد:

۱. پالس‌های نور بسیار تیز با عرض  $50$  پیکو ثانیه.

۲. همزمانی شگفت‌انگیز، در مقایس زمانی بسیار دقیق‌تر از نویز فاز منبع فراصوت.

<sup>۲۸</sup>Felipe Gaitan

<sup>۲۹</sup>Crum and Reynolds

<sup>۳۰</sup>Barber and Putterman

۳. غلظت عظیم انرژی، در حد  $12 \text{ eV}$  مرتبه بزرگی. شکفت انگیز است که امواج صوتی با فرکانس بسیار پایین  $\sim 10^{-12} \text{ Hz}$  خود به خود به گونه‌ای ترکیب می‌شوند که فوتون‌هایی با انرژی در حد  $1 \text{ eV}$  ساطع می‌کنند.

از آن زمان، کارهای تجربی و نظری زیادی برای روشن کردن ماهیت SBSL و به طور خاص، شناسایی مکانیسم انتشار نور وجود داشته است. این اتفاق خوشایند طبیعت است که اگرچه فضای پارامتری موجود برای پدیده کوچک و بسیار محدود است، اما این فضا شامل آب نزدیک به دما و فشار اتاق است. یک نتیجه جالب این است که به نظر می‌رسد اتمهای گاز نجیب جزء ضروری این پدیده هستند. با افزایش اطلاعات در مورد این نکات و ویژگی‌های بارز ذکر شده در بالا، همراه با بیانش‌های جدید، آزمایش و نظریه تانگوی وسوسه انگیزی را با آهنگ SBSL در طول دهه ۱۹۹۰ انجام شد. آزمایش حداقل یک توپ منحنی را به نظریه پردازان پرتاب کرده است، و آنها را قادر می‌کند که بیش از آنچه در واقع باید توضیح دهند. در حال حاضر، آزمایش و نظریه خود را در فلات همگرایی می‌بینند، بنابراین زمان مناسبی برای بررسی تحولات اصلی در این زمینه است. دلایل متعددی وجود دارد که چرا مطالعه SBSL جالب و احتمالاً سودآور است. برخی از این موارد، نه لزوماً به ترتیب اهمیت، شامل موارد زیر است:

۱. با توانایی انجام آزمایشات کنترل شده روی یک سیستم پایدار، کاویتاسیون را بهتر درک کرد.

۲. ایجاد یک آزمایشگاه میکروشیمی با دما، فشار و سایر پارامترهای کنترل شده توسط دینامیک حباب، یعنی یک نسخه تصفیه شده و کنترل شده از سونوشیمی.

۳. پدیده‌های حباب جهانی را با مقایسه نتایج حباب‌های ایجاد شده توسط تکنیک‌های دیگر توضیح داد.

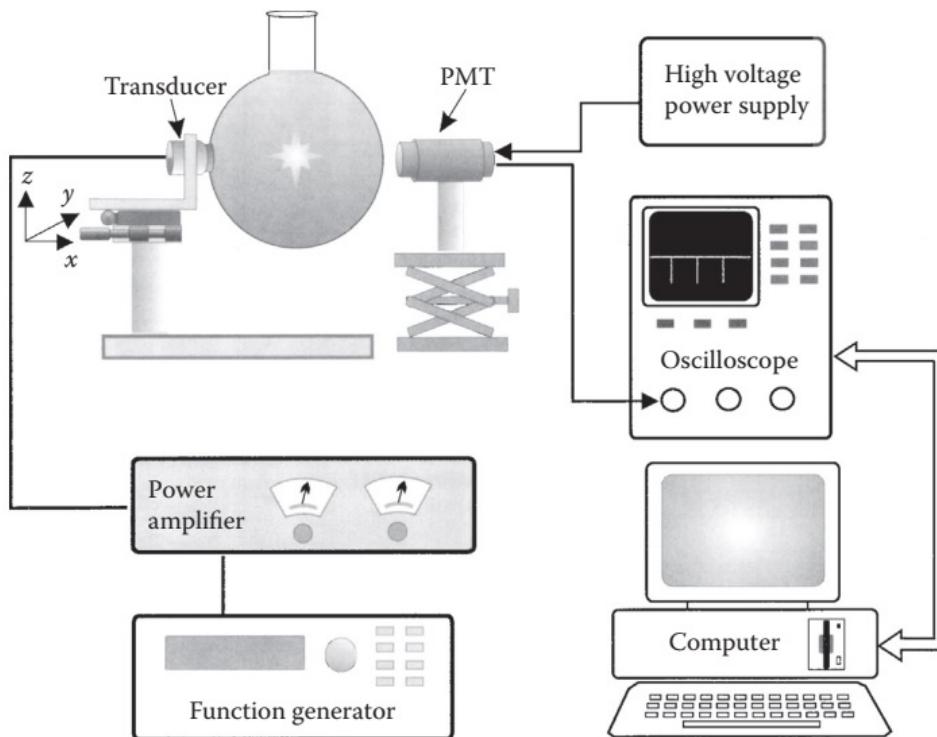
۴. با افزودن یک سیستم منحصر به فرد، مطالعه ترمودینامیک را غنی کرد.

۵. یکی از بهترین آزمایش‌های فیزیک لیسانس را تنظیم کرد.

۶. به سمت هدف همجوشی کنترل شده کار کرد.

طرح بحث در مورد SBSL به شرح زیر است. در بخش بعدی، تنظیمات اولیه تجربی و فیزیک ساده این پدیده را شرح می‌دهیم. در بخش ۳.۱۲، معادلات RP را به دینامیک حباب اعمال کرده و تعیین پارامتر و برآش را شرح می‌دهیم. به دنبال خلاصه‌ای از نتایج تجربی اصلی در آب، و سپس نقد دقیق‌تر برخی از ویژگی‌های مهم‌تر از جمله طیف، عرض خط، امواج ضربه‌ای، اثرات فشار، و فرضیه تفکیک (DH)<sup>۳۱</sup> می‌شود. دو مورد از مدل‌های موفق‌تر شرح داده خواهد شد. آنها برخی از فرضیات و نتایج مشترک را به اشتراک می‌گذارند و هر دو می‌توانند حقایق تجربی موجود را توضیح دهند. در نهایت، با بحث در مورد کارهای اخیر در مایعات غیر از آب نتیجه می‌گیریم که به نتایج کاملاً دیدنی منجر شده است. در این مرحله، در موقعیت مناسبی قرار خواهیم گرفت تا تصمیم بگیریم

<sup>۳۱</sup> Dissociation Hypothesis (DH)



شکل ۲.۱۲: چینش آزمایشی برای سونولومینسانس تک حبابی. لیزر و لامپ فتومولتیپلایر برای پراکندگی می برای تعیین شعاع حباب به صورت تابعی از زمان استفاده می شود.

که آیا SBSL را می توان با مکانیسم های شناخته شده به حساب آورد و کاربرد احتمالی آن را برای پدیده های باطنی مانند هم جوشی سرد ارزیابی کرد.

### ۲.۳.۱۲ چینش آزمایشی

یک تنظیم آزمایشی معمولی برای SBSL در شکل (۲.۱۲) نشان داده شده است. مایع در یک فلاسک ۵۰۰ میلی لیتری قرار دارد و مبدل پیزوالکترویک به دیواره کناری چسبانده می شود. آن توسط سیگنال سینوسی تقویت شده یک مولد تابع<sup>۳۲</sup> راه اندازی می شود. برای جلوگیری از اتلاف بیش از حد توان به دلیل امواج ایستاده، توصیه می شود که ظرفیت خازنی مبدل را با یک سلف سری تنظیم کنید (نویسنده مشاهده کرده است که دود از اتصال دهنده های فرکانس رادیویی یک سیستم تنظیم نشده خارج می شود). مایع باید گاز زدایی شود که این کار با گرم کردن و پمپاژ انجام می شود. برای یک سیستم باز می توان گاز مورد نظر را در مرکز با استفاده از سرنگ تزریق کرد. هنگامی که حباب تثبیت شد و همانطور که در زیر توضیح داده شد ساطع شد، نور را می توان توسط یک لامپ فتومولتیپلایر<sup>۳۳</sup> تشخیص داد. در شرایط خوب، چشم با تجربه می تواند به راحتی

<sup>۳۲</sup>Function Generator

<sup>۳۳</sup>Photomultiplier Tube

حباب را در شرایط نور کم ببینید. شرح خوبی از یک سیستم آزمایشی ساده توسط هیلر و باربر<sup>۳۴</sup> [۲۰] ارائه شده است.

تله حباب از اصول کلی شناور صوتی پیروی می‌کند. در مورد نشان داده شده، فرکانسی مبدل را برای راه اندازی یک تشدید موج ایستاده اصلی انتخاب می‌کنند که دارای یک پادگره فشار (گره سرعت) در مرکز است. گره‌های شعاعی در امتداد تمام قطرها تنظیم می‌شوند به طوری که حباب در مرکز بهدام افتاد. در جهت عمودی، نیروی شناوری توسط نیروی بیرکنس متعادل می‌شود، بنابراین حباب در واقع کمی بالاتر از مرکز بهدام می‌افتد. همین نوع استدلال در مورد تشدید کننده‌های استوانه‌ای نیز صدق می‌کند، با این تفاوت که تقارن بهجای کروی، استوانه‌ای است.

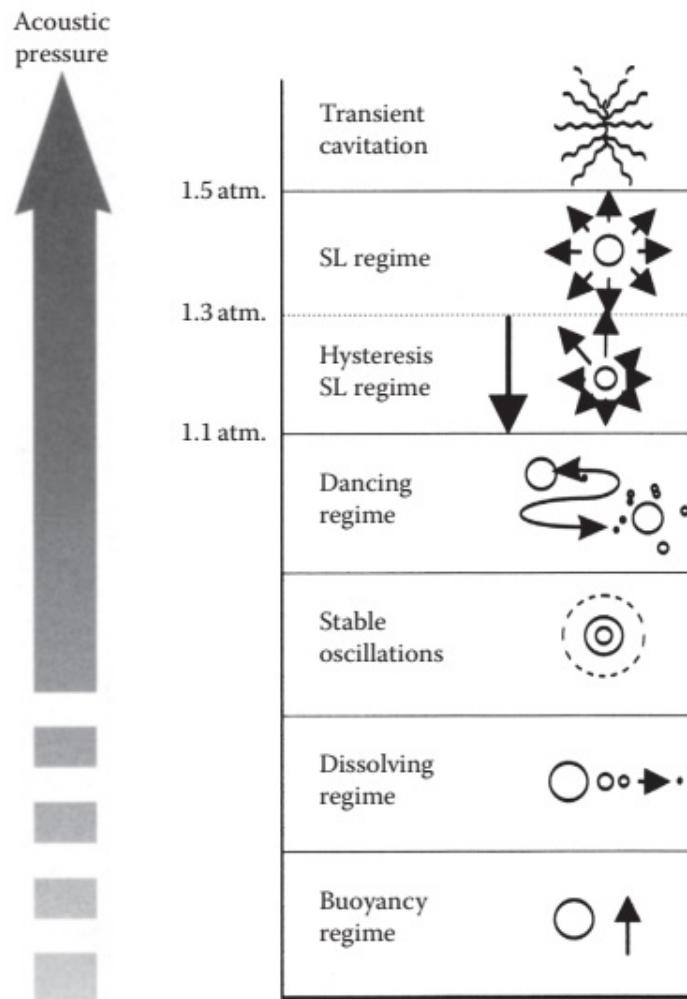
همانطور که در شکل (۳.۱۲) نشان داده شده است، با افزایش دامنه فشار آکوستیک *pa*، حباب از چندین رژیم کاملاً تعریف شده عبور می‌کند. در دامنه بسیار کم، نیروی شناور غالب می‌شود و حباب به سطح شناور می‌شود. *pa* نیز باید بالاتر از آستانه انحلال باشد، در غیر این صورت حباب در مایع حل می‌شود. در بالای آستانه تله گذاری، حباب در نزدیکی مرکز فلاسک دچار نوسانات پایدار می‌شود. همانطور که *pa* افزایش می‌یابد، حباب به رژیم جنبش (رقص) می‌رود، که به عنوان نمایش دهنده یک حرکت خروس<sup>۳۵</sup> توصیف شده است. در انتهای بالایی این رژیم، حباب بسیار کوچک و تقریباً ناپدید می‌شود. با این حال، هنگامی که از آستانه SBSL عبور می‌کند، بسیار پایدار شده، ظاهرًاً در جای خود قفل، و با رنگ آبی کم رنگ می‌درخشد. برای آب خالص، این ناحیه تقریباً  $1/1 < pa < 1/3$  بار است. در حد بالایی، حباب از بین می‌رود و ناپدید می‌شود. اگر فشار حرکتی *pa* اکنون کاهش یافته باشد، پسمند وجود دارد و SL زیر آستانه اصلی SBSL باقی می‌ماند.

با فرض اینکه حباب پایدار است و ساطع می‌کند، اکنون آن را در یک چرخه دنبال می‌کنیم، همانطور که در شکل (۴.۱۲) نشان داده شده است. هنگامی که فشار آکوستیک منفی است، حباب به حداقل شعاع خود منبسط می‌شود ( $R_{max} \sim 40$  میکرومتر برای *pa f*). در این مرحله، تقریباً یک خلاء در داخل حباب وجود دارد. هنگامی که *pa* مثبت می‌شود، حباب دچار فروپاشی شدید می‌شود زیرا هیچ نیرویی مخالف آن نیست. یک بیش از حد عمیق از شعاع تعادل (۵ میکرومتر) تا حداقل شعاع ( $R_{min} \sim 0/1$  میکرومتر) وجود دارد که نزدیک به حد واندروالس است. به دنبال آن یک سری پس‌پرش‌ها، که تقریباً در فرکانس Minnaert، فرکانس تشدید حباب آزاد، اتفاق می‌افتد.

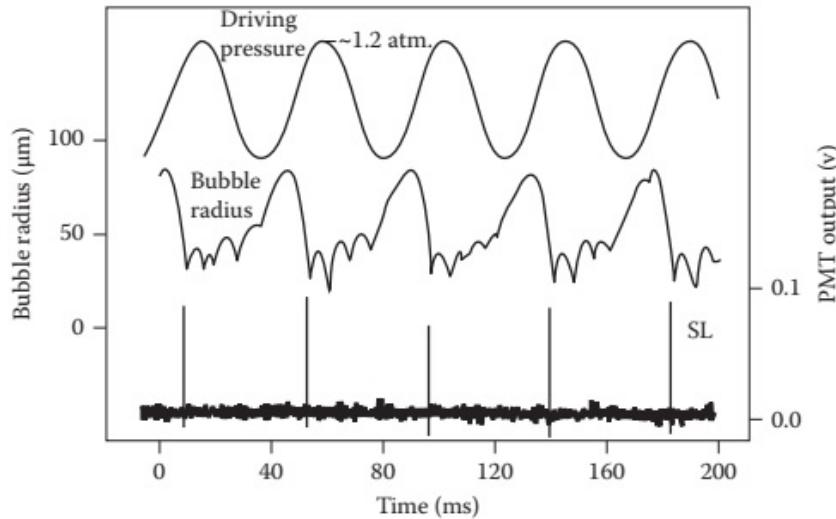
لحظه تابش پالس نور تقریباً در اولین کمینه عمیق رخ می‌دهد. این نکته باعث سردرگمی در کارهای اولیه روی MBSL شد. برای SBSL، تعیین لحظه دقیق در چرخه تابش نوری ساده است اگر از تکنیک‌های راه اندازی صحیح استفاده شود. بدون ابهام ثابت شده است که نور درست قبل از آن و تقریباً دقیقاً در کمینه عمق ساطع می‌شود، همانطور که در بحث بعدی روشن خواهد شد. از چرخه‌ای به چرخه دیگر، انتشار دقیقاً در این نقطه رخ می‌دهد و منجر به همزمانی دقیق پدیده می‌شود. فلاش‌ها نسبتاً ضعیف هستند و  $10^7$  فوتون در هر فلاش دارند. عرض باریک و طیف پیوسته بعداً مورد بحث قرار

<sup>۳۴</sup>Hiller and Barber

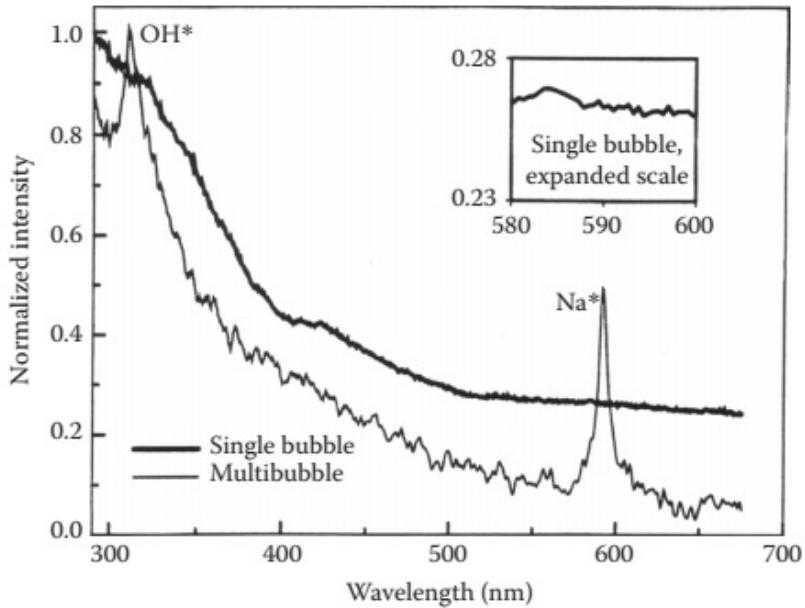
<sup>۳۵</sup>Shuttlecock motion



شکل ۳.۱۲: رژیم‌های مختلف حباب در یک میدان صوتی ثابت در مخلوط آب-گلیسیرین. با افزایش فشار برای این مخلوط، رژیم SL برای فشار صوتی از  $1/2$  تا  $1/5$  اتمسفر رخ می‌دهد. همانطور که نشان داده شده است، با کاهش فشار، یک رژیم هیسترزیس وجود دارد.

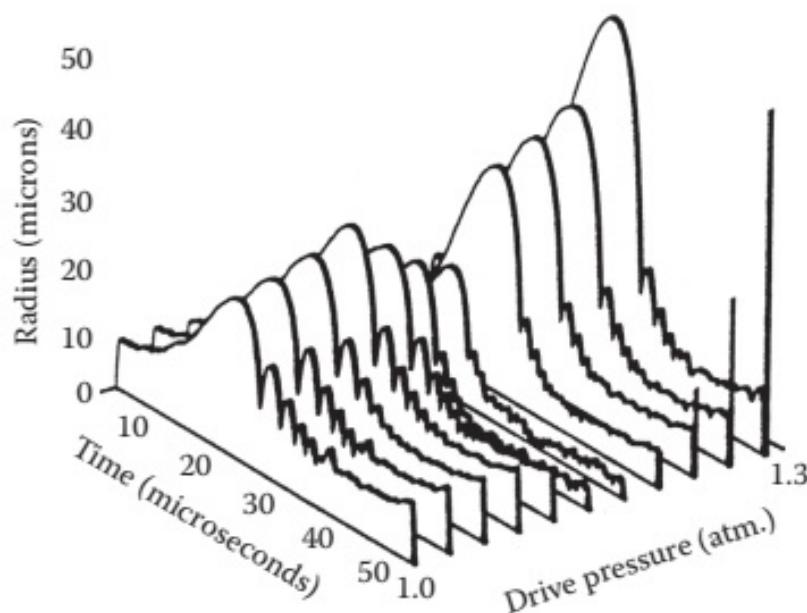


شکل ۴.۱۲: اندازه‌گیری همزمان میدان صوتی (بالا)، شعاع حباب (وسط)، و SBSL (پایین) در نمونه آب-گلیسیرین در  $pa = ۱/۲\text{atm}$  و  $f = ۲۲/۳\text{ kHz}$ .



شکل ۵.۱۲: مقایسه طیف‌های تفریق شده پس زمینه MBSL و SBSL در محلول  $M/1\text{ NaCl}$  هر طیف به بالاترین شدت خود نرمالیزه شد. در MBSL، یک اوج برای خط انتشار سدیم در ۵۸۹ نانومتر وجود دارد که در SBSL وجود ندارد.

خواهد گرفت. تفاوت عمدۀ بین طیف‌های اولیه MBSL و SBSL، مشاهده یک قله طیفی در اولی بود، همانطور که بهوضوح در شکل (۶.۱۲) نشان داده شده است.



شکل ۶.۱۲: شعاع حباب در مقابل زمان برای حدود یک چرخه میدان صوتی بهصورت تابعی از افزایش سطح محرک برای یک حباب هوا در آب. شدت نسبی نور ساطع شده بهصورت تابعی از سطح درایو با خطوط عمودی نشان داده می‌شود.

علاوه بر تابش نوری، یک گسیل صوتی (ae)<sup>۳۶</sup> کاملاً تعریف شده نیز وجود دارد. پالس‌های ae را می‌توان با قرار دادن یک هیدروfon سوزنی در فاصله یک یا دو میلی متری حباب تشخیص داد. یک پالس ae قوی مربوط بهانتشار در حداقل اصلی است، همانطور که می‌توان با زمان پرواز از حباب بههیدروفون با استفاده از سرعت صوت در آب تأیید کرد. همچنین پالس‌های ضعیفتر ae بعدی نیز وجود دارد که از فروپاشی‌های ضعیفتر پس‌پرش‌ها سرچشمه می‌گیرند. بهدلیل فرکانس محدود و پاسخ زمانی هیدروفون و این واقعیت که نمی‌توان آن را خیلی نزدیک بهحباب قرار داد تا از اختلال در حرکت آن جلوگیری شود، بهدست آوردن داده‌های مفید از اندازه‌گیری‌های هیدروفون [۲۱] دشوار است. اخیراً نتایج مهمی در مورد ae با دوربین Streak بهدست آمده است که بعداً گزارش خواهد شد. تخمین زده می‌شود [۲۲] که حداقل ۹۹ درصد از انرژی ساطع شده از حباب توسط انتشار آکوستیک رخ می‌دهد، که در واقع در رژیم رقص شروع می‌شود. تغییر در دینامیک حباب در رژیم‌های رقص و SBSL در شکل (۶.۱۲) نشان داده شده است.

یکی از مهمترین بخش‌های اطلاعات تجربی، تعیین کمی  $R(t)$  توسط پراکندگی می<sup>۳۷</sup> است. پراکندگی می یک موج توسط یک جسم کروی، راه حل دقیقی را برای شدت

<sup>۳۶</sup>Acoustic emission (ae)

<sup>۳۷</sup>Mie scattering

پراکنده ارائه می‌دهد که در محدوده زاویه‌ای  $30^\circ$  تا  $60^\circ$  درجه اندازه‌گیری می‌شود تا اثرات پراش متوسط اندازه‌گیری شود. متناسب با نظریه در زمان‌های مختلف در چرخه حباب، تغییر  $R(t)$  را نشان می‌دهد. تعیین مطلق پارامترهای شعاع حباب در ادامه مورد بحث قرار خواهد گرفت.

### ۳.۳.۱۲ دینامیک حباب

جواب‌های عددی معادله حرکت حباب  $R(t)$  را نشان می‌دهند، به شرطی که یک مدل ترمودینامیکی برای توصیف گاز در اختیار داشته باشیم. از آنجایی که حرکت حباب در بیشتر چرخه نسبتاً آهسته است، شکل کلی منحنی  $R(t)$  به جزئیات مدل خاص انتخاب شده حساس نیست. با این حال، انتخاب مدل در منطقه فروپاشی کاملاً حیاتی است و در  $100ps$  آخرین فروپاشی، مدل هیدرودینامیکی معادله  $R(t)$  دیگر معتبر نیست. با توجه به شکل کلی منحنی  $R(t)$ ، یکی از ساده‌ترین گزینه‌ها معادله واندروالس آدیباتیک است، با این فرض که فشار گاز داخل حباب،  $p_g$ ، از نظر مکانی یکنواخت است. سپس

$$\frac{p_s}{p_\infty} = \frac{R_\infty^3 - H^3}{R(t)^3 - H^3} \quad (24.12)$$

که در آن

$$H = R_\infty (b/v_m)^{1/3}$$

حجم واندروالز حذف شده

حجم مولی خالص در  $STP$

شعاع تعادل حباب

$$\gamma = C_p/C_v$$

منحنی  $R(t)$  بر اساس چنین مدلی در شکل (۱.۱۲) نشان داده شده است. تمام ویژگی‌های معمولی را که قبلًاً مورد بحث قرار گرفته است را نشان می‌دهد. تعدادی از انواع مدل ساده آدیباتیک توسط نویسندهای مختلف مورد مطالعه قرار گرفته‌اند و هر کدام از انواع ویژگی‌های مشترک گرمایش فشاری و افزایش فشار در هنگام فروپاشی را دارند. یک بحث که از نظر کیفی متفاوت است، به طور خاص اجازه می‌دهد  $T_g = T_g(r, t)$  و  $p_g = p_g(r, t)$  و  $\gamma = \gamma(r, t)$  را امکان پذیر که جواب‌های غیریکنواخت فضایی، به ویژه برانگیختن امواج ضربه‌ای <sup>۳۸</sup> را ممکن می‌کند [۲۲]. هنوز بهوضوح مشخص نشده است که آیا امواج ضربه‌ای در حباب در هنگام فروپاشی وجود دارد یا خیر، و این نکته به طور جداگانه مورد بحث قرار خواهد گرفت.

تعیین پارامترهای حباب در SBSL یک سوال غیر ضروری است. پارامترهای مهم مایع ( $\sigma, \eta, p_v$ ) و ترکیب شیمیایی گاز، آشکارا، به انتخاب خاصی بستگی دارد. فرکانس کاری توسط رزونانس اساسی سلول به دام انداختن آکوستیک تعیین می‌شود. در آزمایش واقعی، پارامترهای  $p_\infty, T, p_a$  و غلظت گاز  $c_\infty/c_0$  توسط آزمایشگر انتخاب می‌شوند. این باعث می‌شود  $R$  که در واقع نمی‌تواند به طور مستقل کنترل شود، اما توسط تمام پارامترهای دیگر و به طور خودسازگار توسط معادلات دینامیکی تعیین می‌شود.

<sup>۳۸</sup>Shock Waves

برای ایجاد منحنی  $R(t)$  مطلق، پارامترهای  $R_{\circ}$  و  $p_a$  باید تعیین شوند. پس از مطالعه زیاد، اکنون بهطور کلی پذیرفته شده است که دقیق‌ترین رویکرد تعیین آنها با برآشش مستقیم باجواب‌های معادله RP است که توسط باربر و همکارانش بیان شده است [۲۳]. از آنجایی که منحنی  $R(t)$  نسبی با پراکندگی می‌شناخته می‌شود، مقادیر مطلق سایر پارامترها، به عنوان مثال،  $R_{min}$  و  $R_{max}$ ، مستقیماً دنبال می‌شوند. یک پارامتر کلیدی نسبت گسترش  $R_{max}/R_{min}$  است. به طور تجربی ثابت شده است که نسبت‌های بسط دهی یا بیشتر برای تولید SBSL مورد نیاز است. همچنین باید توجه داشت که  $R_{\circ}$  و  $p_a$  دو پارامتر اصلی هستند که برای توصیف شرایط پایداری SBSL که در بخش بعدی آورده شده است استفاده می‌شوند.

### پایداری حباب

SBSL تنها در صورتی می‌تواند ایجاد شود که چهار شرط زیر برآورده شوند [۲۴]:

#### ۱. پردازش انرژی

باید انتقال انرژی کافی بین موج صوتی و حباب، یعنی بین دیواره حباب متحرک و گاز محصور وجود داشته باشد. معیاری که به نظر می‌رسد همه مدل‌ها را برآورده کند این است که عدد ماخ دیوار حباب بزرگ‌تر از یک باشد، یعنی:

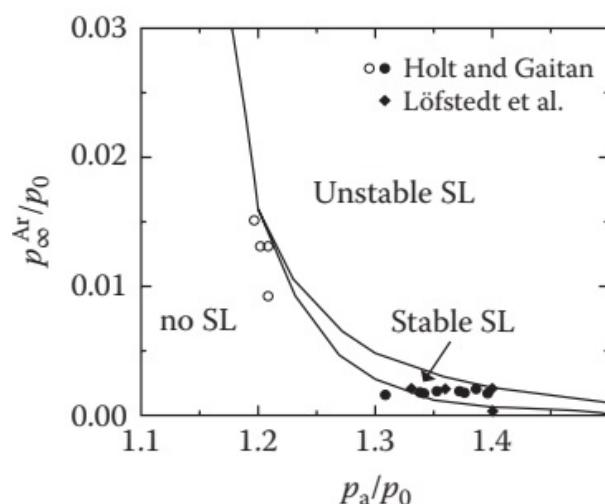
$$|M_g| = \left| \frac{\dot{R}}{V_g} \right| \geq 1$$

#### ۲. پایداری شکل

یک فروپاشی به اندازه کافی خشن فقط با فروپاشی حباب‌های کروی می‌تواند حاصل شود. اگر حباب بیش از حد بزرگ شود ( $10 \geq \text{میکرومتر}$ ) آنگاه نوسانات و ناپایداری‌های مختلف شکل ایجاد می‌شود که کرویت را از بین می‌برد.

#### ۳. پایداری نفوذ

مقیاس زمانی انتشار بسیار طولانی‌تر از دینامیک RP است، اما راه حل‌های دومی شرایط مرزی مسئله انتشار را کنترل می‌کنند. در فضای  $p_a - R_{\circ}$  شرط پایداری این است که برای پایداری  $dR_{\circ}/dp_a > 0$  باشد. به دنبال بحث قبلی در مورد دینامیک حباب، اگر  $R_{\circ}$  کمتر از مقدار تعادل باشد، حباب منقبض شده و حل می‌شود. در بالای آن، حباب با نفوذ اصلاح شده رشد می‌کند. اگر مانند حالت دوم خیلی بزرگ شود، ناپایداری شکل رخ می‌دهد و حباب ناپایدار می‌شود. در حالی که منحنی‌های  $R_{\circ}$  در مقابل  $p_a$  برای ملاحظات نظری مفید هستند، آنها برای نتایج آزمایشگاهی قابل استفاده نیستند زیرا  $R_{\circ}$  را نمی‌توان مستقیماً به صورت تجربی کنترل کرد. به‌زودی نشان داده خواهد شد که برای حباب‌های هوا فقط غلظت آرگون مرتبط است. از این‌رو، مناطق پایدار را می‌توان در صفحه در مقابل  $p_a$  همانطور که در شکل (۷.۱۲) نشان داده شده است، که شامل هیچ پارامتر متناسبی نمی‌شود، شناسایی کرد. از نقطه نظر تجربی، SBSL تنها می‌تواند در یک منطقه کوچک از فضای پارامتر رخ دهد.



شکل ۷.۱۲: نمودار فاز برای حباب‌های آرگون خالص در صفحه  $p^{Ar}/p_{\circ}$  در مقابل  $p_a/p_{\circ}$  همراه با داده‌های تجربی. نمادهای پر شده برای حباب‌های SBSL پایدار و نمادهای باز برای حباب‌های غیر SBSL پایدار هستند.

#### ۴. پایداری شیمیائی

پایداری شیمیائی به دلیل دماهای بالایی که در هنگام فروپاشی در داخل حباب وجود دارد، حداقل در حد ۱۰۰۰۰ تا ۲۰۰۰۰ کلوین مطرح می‌شود. چنین دماهایی باعث تفکیک اجزای مولکولی گاز می‌شوند. به عنوان مثال، برای حباب هوا،  $N_2$  و  $O_2$  در این دماهای بالا جدا می‌شوند و رادیکال‌ها دوباره ترکیب شده و محصولاتی مانند  $HNO_2$  و  $NO, NHNO_2$  را تشکیل می‌دهند که محلول در آب هستند. در واقع، برای حباب هوا تنها آرگون (حدود یک درصد هوای معمولی) پایدار است. فرآیند فوق چرخه پس از چرخه تکرار می‌شود و به راحتی می‌توان مشاهده کرد که این با فرآیند یکسوسازی آرگون مطابقت دارد. هنگامی که حباب بزرگ است، گازهای محلول در حباب پخش می‌شوند و پس از فروپاشی، محصولات واکنش در آب حل می‌شوند، زیرا آرگون به طور پیوسته تجمع می‌یابد. در این تصویر، SBSL حباب هوا، در واقع حباب آرگون است. با یک حادثه خوشایند طبیعت، از شکل (۷.۱۲) مشاهده می‌شود که غلظت نرمال آرگون در هوای طبیعی مربوط به ناحیه پایدار کوچک موجود در فضای فاز است. مدل موجود در این بخش به عنوان فرضیه تفکیک (DH) شناخته می‌شود.

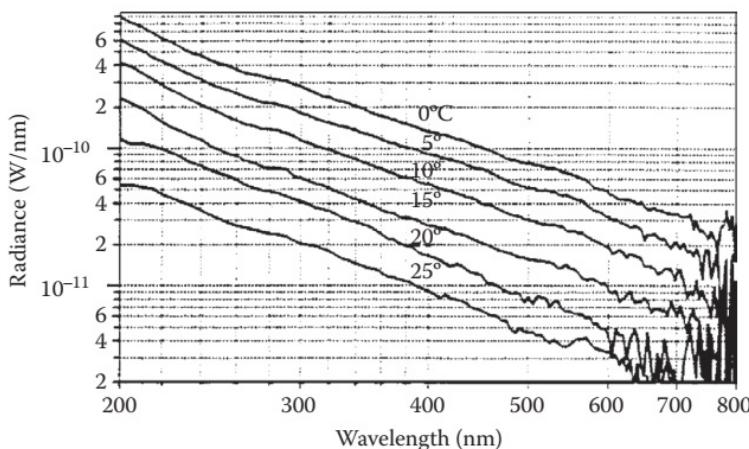
#### ۴.۳.۱۲ نتایج کلیدی تجربی

نتایج تجربی برای SBSL به طور خلاصه در جای دیگری خلاصه شده است [۱۳]، [۲۳]، [۲۵]. در اینجا ما توجه را بر روی نتایج بسیار اخیر متمرکز می‌کنیم که به درک انتقادی از مدل‌های دینامیک حباب و انتشار نور مربوط می‌شوند.

### SBSL طیف

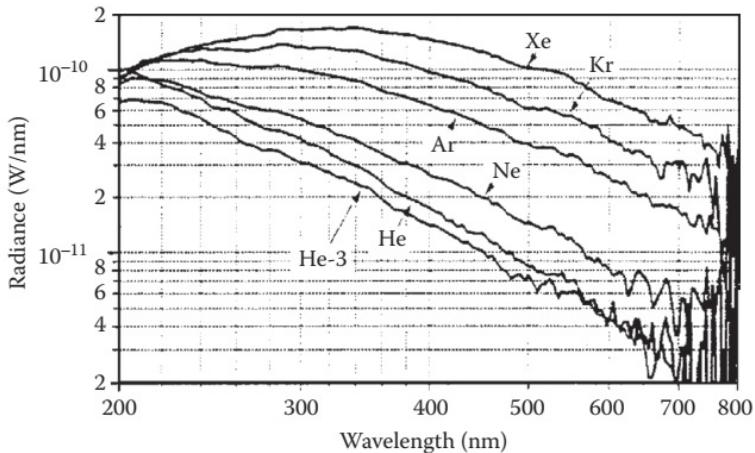
از اوایل [۲۳] مشخص شده بود که طیف در طیف مرئی پیوسته است و هیچ نشانه‌ای از وجود طیف خطی وجود ندارد. این نتیجه اخیراً با وضوح نانومتری [۲۴] تأیید شده است. مجموعه‌ای جالب از اندازه‌گیری‌های طیفی کنترل شده MBSL و SBSL روی سیالات و گازهای یکسان با طیف سنج کالیبره شده یکسان در شکل [۵.۱۲] نشان داده شده است. طیف محلول‌های  $NaCl$  رقیق، خطوط انتشار تیز برای  $OH^*$  و  $Na^*$  را برای MBSL، اما طیف بسیار پیوسته‌ای برای SBSL نشان می‌دهد. این نتایج تمایل به تایید تصویر عمومی پذیرفته شده دارند که خطوط انتشار MBSL شامل تفکیک مولکول‌های گاز و مایع است و SBSL فقط شامل طیف گازهای حل شده در مایع است.

طیف SBSL معمولی برای گازهای کمیاب (نادر) محلول در آب در شکل‌های (۸.۱۲) و (۹.۱۲) نشان داده شده است. شکل (۸.۱۲) افزایش شدید تابش SBSL را با کاهش دما نشان می‌دهد. توسط هیلگنفلد و همکاران [۲۶] نشان داده شده است که این افزایش در SBSL در دماهای پایین‌تر به دلیل وابستگی دمایی ویسکوزیته آب و فشار بخار و حلایت آرگون است. دماهای پایین‌تر نیز حباب‌های پایدار بزرگ‌تر و فشارهای رانندگی بزرگ‌تر را ممکن می‌سازد. بنابراین، پیشنهاد می‌شود که اثر دما عمدتاً یک اثر دینامیک حباب است. تغییر با طول موج چندین ویژگی مشخصه را نشان می‌دهد. بالاتر از ۸۰۰ نانومتر، به دلیل جذب توسط آب از ۸۰۰ نانومتر تا ۳۰۰ نانومتر، هیچ طیفی قابل مشاهده نیست. طیف یک افزایش یکنواخت با حداکثر گستره برای مورد زدن از ۳۰۰ تا ۲۰۰ نانومتر را نشان می‌دهد. اصلاحات مهمی باید به دلیل جذب در لیوان و آب انجام شود، اما در اشعه فرابنفش زیر ۲۰۰ نانومتر آب تمام نور ساطع شده را جذب می‌کند.



شکل ۸.۱۲: طیف اصلاح شده برای حباب فشار جزئی ۱۵° میلی متری هلیوم در آب در دماهای مختلف.

با توجه به فرضیه DH، طیف SBSL برای حباب هوا باید مانند حباب آرگون پایدار باشد. دومی برای دو مدل موفق محاسبه شده است که بعداً توضیح داده می‌شود، و مطابقت



شکل ۹.۱۲: طیف دمای اتاق از گازهای نجیب مختلف در یک تشدید کننده استوانه‌ای. هیچ اصلاحی در انتقال انجام نشده است. گازها در فشار ۳ میلی متر حل شدند.

خوبی با شکل (۹.۱۲) پیدا شده است. توافق مشابهی توسط هامر و فروم هولد [۲۵]<sup>۳۹</sup> پیدا شده است. در واقع، فرضیه DH به صورت تجربی توسط چندین آزمون مستقیم تأیید شده است که اکنون توضیح داده خواهد شد.

### آزمون مستقیم فرضیه DH

فرضیه DH مستقیماً توسط چندین مطالعه تجربی تأیید شده است و بسیاری دیگر شواهد غیرمستقیم پشتیبانی ارائه داده‌اند. ما اولین تأیید مستقیم گزارش شده توسط ماتولا و کرام [۲۷]<sup>۴۰</sup> را به طور خلاصه شرح و سپس سایر شواهد پشتیبان را فهرست می‌کنیم. ماتولا و کرام <sup>۴۱</sup> تکنیکی را برای نظارت چرخه به چرخه گسیل  $R(t)$  و SBSL توسعه دادند. به این ترتیب، آنها توانستند نشان دهند که حبابی که قبلًا بالای آستانه SBSL بوده است، به راحتی سونولومینسانس می‌شود و چنین حبابی از نظر خواص SL شبیه حباب آرگون است. دو مجموعه آزمایش انجام شده است:

۱. یک حباب هوای بکر با حبابی که برای ۳۰ ثانیه در مود SL ثبت شده بود مقایسه شد. سپس  $p_a$  به زیر آستانه پایین آمد و پس از چندین هزار چرخه از آستانه بالا رفت. SL تقریباً بلافاصله رخ داد. با این حال، اگر حباب برای مدت طولانی زیر آستانه نگه داشته شود، به حالت باکره باز می‌گردد. این مشاهدات بهشت از فرضیه تجمع آرگون در بالای آستانه SBSL و تخلیه توسط انتشار در زیر آن پشتیبانی می‌کند.

<sup>۳۹</sup> Hammer and Frommhold

<sup>۴۰</sup> Matula and Crum

<sup>۴۱</sup> Matula and Crum

۲. در مجموعه دوم آزمایش‌ها، یک حباب آرگون خالص در شرایط مشابه مقایسه شد. حباب  $N_2$  خالص در آزمایش اول مانند حباب هوای بکر عمل کرد، در حالی که حباب آرگون خالص در بخش دوم آزمایش فوق به عنوان حباب هوای "بازیافت شده" رفتار کرد. این به شدت از این نتیجه گیری حمایت می‌کند که دومی توسط یک فرآیند تصحیح تدریجی به یک حباب آرگون تبدیل شده است. نویسندها یک نتیجه اضافی از این آزمایشات می‌گیرند. از آنجایی که تصحیح آرگون نیازمند چندین هزار چرخه SBSL است و حباب‌های MBSL فقط برای چندین چرخه وجود دارند، تفاوت اساسی بین این دو فرآیند وجود دارد. مطالعات تجربی تاییدی بیشتر در مورد فرضیه DH با استفاده از هارمونیک دوم اضافه شده به سیگنال درایو توسط هولزفوس<sup>۴۲</sup> و همکاران<sup>۴۳</sup> [۲۸] و کترلینگ و آپفل<sup>۴۴</sup> [۲۹] انجام شد.

مطالعات زیر نیز از فرضیه DH حمایت می‌کنند:

۱. تایید تجربی نمودار فاز نظری برای حباب‌های آرگون توسط باربر و همکاران<sup>۴۴</sup> [۲۳].
۲. اندازه گیری مستقیم نمودار فاز توسط هولت و گایتان<sup>۴۵</sup> [۳۰].
۳. تغییرات فشار محیطی SBSL توسط دان و همکاران<sup>۴۶</sup> [۳۱].

### پهنهای پالس SBSL

کار اولیه نشان داد که پهنهای پالس برای اندازه گیری خیلی باریک است: در یک مورد کمتر از  $50ps$  [۱۹] و در مورد دیگر کمتر از  $12ps$  [۳۲]. با این حال، آزمایش‌های ظریف اخیر توسط گروه دبلیو آیزنمنگر<sup>۴۷</sup> نشان می‌دهد که پهنهای پالس واقعی بسته به شرایط آزمایشی در محدوده  $60$  تا  $300ps$  [۳۳] است. این کار تأثیر قابل توجهی بر ارزیابی و تکامل مدل ای نظری داشته است.

اصل مورد استفاده، شمارش تک فوتون همبسته با زمان (TC-SPC) است. یک مبدل زمان به دامنه توسط اولین فوتون SBSL شروع می‌شود، توسط فوتون دوم متوقف و بازنشانی شده و این روند ادامه می‌یابد. بنابراین، یک شمارش آماری از زمان‌های رسیدن فوتون‌های منفرد مستقل انجام می‌شود که منجر به اندازه گیری تابع همبستگی خودی شکل پالس می‌شود. از آنجایی که این بستگی به شرایط آزمایشی دارد، کنترل پارامترهای اصلی مانند دامنه تحریک، غلظت گاز و غیره مهم است. مشخص شد که نیم بیشینه عرض کامل<sup>۴۸</sup> (FWHM) با  $p_a$  و غلظت گاز افزایش می‌یابد. مهمتر از همه، مشخص شد که (FWHM) مستقل از طول موج در طیف مرئی است. این یک میخ به تابوت مدل جسم سیاه<sup>۴۹</sup>

<sup>۴۲</sup>Holzfuss

<sup>۴۳</sup>Ketterling and Apfel

<sup>۴۴</sup>Barber et al

<sup>۴۵</sup>Holt and Gaitan Apfel

<sup>۴۶</sup>Ketterling and Apfel

<sup>۴۷</sup>W. Eisenmenger

<sup>۴۸</sup>Full Width Half Maximum (FWHM)

<sup>۴۹</sup>Black-Body

می‌کوبد، که عرض پالس بسیار بزرگ‌تری را در انتهای قرمز نسبت به UV پیش‌بینی می‌کند. با این حال، نتایج با مدل برمسترانگ به عنوان مکانیزم انتشار SBSL سازگار است.

نتایج فوق توسط سایر آزمایشگران [۳۴] تأیید شد و همچنین توسط اندازه‌گیری‌های دوربین نواری توسط همان گروه [۲۲] پشتیبانی شد. مشاهده شده بود که شکل پالس نامتقارن بود، اما اندازه‌گیری‌های TC-SPC نمی‌توانست تشخیص دهد که قسمت کندتر روی لبه بالارونده یا انتهایی است. نتایج دوربین رگه‌ای مستقیماً نشان داد که لبه عقبی میرائی آهسته‌تری دارد و سایر نتایج با نتایج به دست آمده توسط TC-SPC سازگار بودند. مشاهده شد که فروپاشی کندتر و افزایش آن با  $p_a$  با این نتیجه مطابقت دارد که انتشار انرژی تقریباً به طور کامل ناشی از گسیل امواج صوتی است.

### امواج ضربه‌ای

ماهیت خشونت آمیز فروپاشی حباب به طور قابل درک منجر به گمانه زنی‌های زیادی در مورد نقش احتمالی امواج ضربه‌ای<sup>۵۰</sup> شد. این به ویژه در دوره اولیه صادق بود، زمانی که تصور می‌شد فلاش‌های SBSL بسیار باریک‌تر از  $50\text{ ps}$  هستند. یک مدل موج شوک دقیق توسط وو و رابرتسن<sup>۵۱</sup> قادر به پیش‌بینی عرض پالس سازگار با این ویژگی بود. با این حال، با کار جدیدتر که عرض پالس‌های  $50\text{ ps}$  تا  $300\text{ ps}$  را نشان می‌دهد، امواج ضربه‌ای دیگر جزء ضروری‌های موفق دیده نمی‌شوند. وضعیت نیز با موقوفیت فرضیه DH پیچیده شده است. در نهایت، دو داستان کاملاً مجزا برای بحث وجود دارد، یعنی وجود امواج ضربه‌ای در داخل حباب در مقابل وجود آنها در خارج از آن. اینها به طور جداگانه مورد بررسی قرار خواهند گرفت، زیرا مفاهیم تجربی و نظری در این دو مورد کاملاً متفاوت هستند.

وو و رابرتسن فشار و دمای متفاوت مکانی و زمانی درون حباب را فرض کردند. آنها معادله RP را همراه با معادلات حفاظت هیدرودینامیکی یک حباب هوای واندروالس حل کردند. این سیستم با یک شبکه ظریف از نقاط با وضوح زمانی در حدود  $4 \times 10^{-4}\text{ ps}$  نزدیک به کمینه اصلی شعاع حباب حل شد. آنها جواب‌های دقیقی برای تمام پارامترهای ترمودینامیکی مربوطه در یک منطقه  $400\text{ ps}$  در حدود حداقل به دست آورند. جواب‌هایی برای موج ضربه‌ای پیدا شد که به صورت کروی در مرکز حباب همگرا می‌شود و باعث افزایش شدید دما می‌شود. آنها با استفاده از یک مدل Bremssstrahlung، یک میخ‌شکل SBSL بسیار تیز را محاسبه کردند که نزدیک به کمینه اصلی منتشر شده بود.

نقش امواج ضربه‌ای بعدها توسط چنگ و همکاران<sup>۵۲</sup> در پرتو فرضیه DH مورد توجه قرار گرفت. آنها توصیف بسیار کامل‌تری از فرآیندهای فیزیکی را نسبت به وو و رابرتسن با شامل اثرات انتشار، محتوای گاز متغیر، کشش سطحی و تراکم پذیری در نظر گرفتند. آنها از طیف وسیعی از معادلات حالت برای حباب‌های نیتروژن و آرگون استفاده

<sup>۵۰</sup> Shock Waves

<sup>۵۱</sup> Wu and Roberts

<sup>۵۲</sup> Cheng et al

کردنده. گنجاندن یک هسته سخت بر تراکم‌پذیری تأثیر می‌گذارد: تراکم‌پذیری بالاتر به نفع تشکیل شوک است. در واقع، آنها دریافتند که این که شوک‌ها برانگیخته باشند یا نه، به‌شکلی حساس به‌انتخاب پارامترها بستگی دارد. در سطح جهانی، برای برانگیختن شوک در نیتروژن (هوای نسبتاً امکان پذیر بود اما در آرگون نه. در زمینه مدل DH، آنها پیشنهاد می‌کنند که شوک‌ها ممکن است در مرحله یکسوسازی آرگون در طول دوره‌ای که حباب از هوا پاک می‌شود رخ دهد، و امواج فشاری صاف در طول بخش غنی از آرگون بر وضعیت حاکم است. ورودی تجربی کمی در مورد این سوال وجود دارد. مشاهده شده است که سرعت فروپاشی دیوار حباب به‌خوبی از  $(M/2) \sim 3$  ماخ تجاوز می‌کند، اما هیچ موج ضربه‌ای که می‌تواند در داخل حباب وجود داشته باشد با تکنیک مورد استفاده قابل تشخیص نیست [۲۳].

وضعیت تشکیل شوک در مایع به‌همان اندازه جذاب است. تعدادی از مطالعات [۲۱] با استفاده از هیدروفون‌های سوزنی که نزدیک به‌حباب قرار گرفته‌اند، مشاهده  $ae$  را گزارش می‌دهند، اما هر موج ضربه‌ای که در گسیل وجود داشته باشد به‌هر پالس صوتی معمولی در فاصله بسیار کمتر از فاصله هیدروفون ۱ تا ۲ میلی متری تبدیل می‌شود. همچنین، برون‌یابی فشارهای صوتی اندازه‌گیری شده به‌مرکز حباب، فرآیندی بسیار نامشخص است که امکان نتیجه‌گیری را فراهم نمی‌کند. این سوال با آزمایش‌های ظریف پچا [۲۲] و  $^{۵۳}$  همکاران حل شد، که از دوربین رگه‌ای برای تصویربرداری از انتشار یک موج ضربه‌ای از حباب استفاده کرد. آنها تغییری در سرعت از  $4000$  متر بر ثانیه در گسیل تا  $1430$  متر بر ثانیه، سرعت صوت در آب در  $6^{\circ}$  درجه سانتی گراد، دمای محیط، پس از فاصله انتشار  $5^{\circ}$  میکرومتر پیدا کردند. مکانیسم تصویربرداری توسط گرادیان ضریب شکست در جلوی شوک ارائه شد. از فرمول کول برای تخمین گرادیان فشار صوتی  $p(z)$  از گرادیان سرعت اندازه‌گیری شده استفاده شد که به‌حباب بازمی‌گردد تا فشاری در حدود  $6^{\circ}$  کیلوباریت در هنگام انتشار بدست آید.

### تغییر فشار محیط

فشار محیط بر MBSL تأثیر می‌گذارد و این برای SBSL نیز صادق است. وضعیت نظری توسط کدیک [۳۷] و همکاران در چارچوب معادله RP مورد مطالعه قرار گرفت. آنها توجه را بر رابطه بین  $p$  و  $R$  متمرکز کردند. در ابتدا، آنها کاهش نسبت انبساط را با افزایش  $p$  دریافتند و کاهش  $R$  را در  $p_a$  ثابت پیش‌بینی کردند. آنها همچنین وابستگی  $R$  به  $p_a$  و  $p$  را برای غلظت‌های مختلف گاز  $c_i/c_0$  مطالعه کردند. در نواحی پایدار محلول، برای حباب‌های هوا این به‌معنای افزایش  $R$  با  $p$  است. برای غلظت‌های مربوط به حباب‌های آرگون  $0.002 \sim 0.002$  (به معنای  $c_i/c_0 \sim 0.002$ )، تئوری کاهش  $R$  را با افزایش  $p$  پیش‌بینی می‌کند. بنابراین، اندازه‌گیری تغییرات  $R$  با  $p$  یک آزمون مستقیم از فرضیه DH را فراهم می‌کند. یک مطالعه تجربی توسط دان [۳۱] و همکاران برای حباب‌های هوا در محدوده قابل دسترس  $0.8 \text{ bars}$  تا  $1$  هر دو این پیش‌بینی‌ها را تأیید کرد: افزایش SBSL با ضریب

<sup>۵۳</sup>Pechal et al

<sup>۵۴</sup>Kondic et al

<sup>۵۵</sup>Dan et al

حدود پنج در هنگام کاهش  $p_b$  به  $7\%$  بار در  $p_a$  ثابت و افزایش  $R$  از  $9$  میکرومتر، در حمایت از فرضیه DH. حباب زیر  $8\%$  بار، احتمالاً به دلیل ناپایداری شکل، ناپدید شد.

نتایج اولیه توسط یانگ<sup>۵۶</sup>[۳۸] و همکاران نشان داد که اعمال میدان مغناطیسی یک وسیله جایگزین برای اعمال فشار مؤثر است. مبانی نظری توسط یاسوی<sup>۵۷</sup>[۳۹] ارائه شد. با این حال، کار بعدی نشان داد که نتایج تجربی ناشی از مصنوعات موجود در فلاسک<sup>۴۰</sup>[۴۰] است.

## مدل‌های موفق در آب

یکی از سخت‌ترین چالش‌ها در SBSL، تعیین منشاء مکانیسم ساطع نور است. تا حدی، این به دلیل دشواری کاوش در داخل حباب است. در نتیجه، بیشتر شواهد اصلی توسط جزئیات طیف انتشار نوری ارائه می‌شود. دومی پیوسته است، به طور پیشینی هیچ تطبیق منحصر به فردی از یک طیف مدل با آزمایش وجود ندارد. با این حال، پارامترهای مهم به اندازه کافی ظاهر شده‌اند، بنابراین می‌توان مقایسه‌های حیاتی انجام داد. به طور خلاصه دو مدل موفق را توضیح می‌دهیم که تاکنون تمام آزمایش‌های ارائه شده توسط تجربه را پشت سر گذاشته‌اند.

هیلگنفلد<sup>۵۸</sup>[۴۱] و همکاران مدل ساده‌ای را ارائه می‌کند که به درستی وابستگی پارامترهای خواص زمانی و فرکانسی انتشار نور را پیش‌بینی می‌کند. این رویکرد مبتنی بر استفاده از دینامیک حباب ساده، با فرض دمای یکنواخت فضایی، همدمان در بیشتر زمان‌های فروپاشی و آدیاباتیک نزدیک به حداقل است. با استفاده از فرضیه DH، آنها فرض می‌کنند که فقط گازهای نجیب در حباب در حالت پایدار هستند. با استفاده از پارامترهای معمولی برای آزمایش، آنها بیشینه دماهای مرتبه ۲۰۰۰۰ تا ۳۰۰۰۰ کلوین را محاسبه کردند که منجر به درجه کمی از یونیزه شدن گازهای نجیب ( $3\%$  برای آرگون و  $10\%$  برای زنون) می‌شود. فرآیندهای جذب و انتشار به صورت زیر فرض می‌شوند:

۱. به دلیل الکترون‌های نزدیک به یون‌ها Bremsstrahlung

۲. به دلیل الکترون‌های نزدیک به خنثی‌ها Bremsstrahlung

۳. یونیزاسیون / نوترکیب

طیف محاسبه شده با آزمایش مربوط به FWHM، مستقل از طول موج، تغییرات طیفی شدت، رفتار نسبی آرگون و زنون و وابستگی به فشار جزئی آنها مطابقت خوبی دارد. این مدل ساده و به دمایها یا فشارهای فوق العاده بالا در حباب متکی نیست، و نیازی به فراخوانی مکانیزم جدید و عجیب و غریب برای انتشار نور ندارد.

یک رویکرد جایگزین که همچنین با موفقیت در مقایسه با آزمایش روبرو شده است، توسط موس<sup>۵۹</sup>[۴۲] و همکاران است، که در آن حباب به عنوان یک پلاسمای نیمه یونیزه

<sup>۵۶</sup> Young et al

<sup>۵۷</sup> Yasui

<sup>۵۸</sup> Hilgenfeldt et al

<sup>۵۹</sup> Moss et al

رسانای حرارتی مدل‌سازی می‌شود. این مدل شامل تولید موج شوک در هنگام فروپاشی است که منجر به گرمایش بیش از حد در مرکز حباب و یونیزاسیون موضعی و ایجاد یک پلاسمای دو جزئی از یون‌ها و الکترون‌ها می‌شود. یک آبشار انرژی از یون‌ها به الکترون‌ها و فوتون‌ها از طریق مکانیسم انتشار برمسترانگ رخ می‌دهد. مقایسه با "ستاره‌ای در شیشه"، با مرکز داغ و از نظر نوری مات، و با ناحیه بیرونی خنک‌تر و از نظر نوری نازک‌تر، انجام می‌شود. مانند اکثر مدل‌ها، عمل عمدتاً در ۱۰۰ ثانیه پایانی رخ می‌دهد. طیف محاسبه شده مطابقت خوبی با آزمایش دارد. تفاوت اصلی این دو مدل در فرضیه گرمایش یکنواخت در حالت اول و امواج ضربه‌ای در حالت دوم است. هر دو مدل کاملاً بر اساس فرضیه DH هستند. ممکن است در عمل هر دو مکانیسم ممکن است در طول مراحل مختلف چرخه فشرده سازی عمل کنند، همانطور که چنگ [۳۶] و همکارانش پیشنهاد کردند.

### SBSL در سایر مایعات

تا حدود سال ۲۰۰۰، MBSL و SBSL مسیرهای تقریباً مستقل اما موازی را دنبال می‌کردند. آنها در هر دو مدل نظری و کاربردهای احتمالی اشتراکات بسیار کمی داشتند. MBSL وضعیت بسیار پیچیده‌ای بود، اما امکان استخراج دمای موثر وجود داشت و برای بسیاری از کاربردها، بهویژه سونوشیمی بسیار مفید بود. SBSL، از سوی دیگر، یک پدیده بسیار کنترل شده بود، اما طیف انتشار پیوسته، دستیابی به مقایسه قطعی با نظریه‌ها را بسیار دشوار می‌کرد. هیچ برنامه کاربردی وجود نداشت، اما این موضوع با حدس و گمان‌های زیادی در مورد دمای فوق العاده بالا، همچوشی سرد و غیره تحریک شد. همه اینها در حدود سال ۲۰۰۰ به دلیل عوامل متعددی تغییر کرد. یکی از پیشروهای این یافته این بود که عرض خطوط بسیار گسترده‌تر از آن چیزی است که در ابتدا تصور می‌شد [۳۳]. این بدان معنی بود که دیگر ضروری نیست که به دنبال فیزیک جدید یا عجیب و غریب به عنوان منشاء SBSL باشیم. همچنین در سال ۲۰۰۰ انتشار مولکولی در تعدادی از مایعات مشاهده شد [۴۳]. این دری را برای مقایسه با مدل‌های نظری باز کرد و یک پیوند طیف‌سنجی با MBSL ایجاد کرد و یک نمای کلی ساده و گسترده از همه پدیده‌های SL ارائه کرد. این پیشرفت‌های جدید در SBSL در این بخش توضیح داده شده است، و به دنبال آن بحث مشابهی برای MBSL در بخش بعدی ارائه می‌شود. این منجر به توصیف منسجم هر دو پدیده برای بستن فصل می‌شود. دو برسی عالی و دقیق در دسترس است که به طور قابل تحسینی بیشتر این دوره را پوشش می‌دهد [۱۴، ۴۰].

از بسیاری جهات، آب یک مایع ایده‌آل برای مطالعه SBSL است [۴۳، ۲۳]. با فرضیه DH، محصولات سونولیز از حباب داخلی حذف می‌شوند و یک حباب Ar خالص باقی می‌مانند. این بدان معنی است که هیچ گاز دیگری برای جلوگیری از رسیدن حباب داخلی به دمای بسیار بالا وجود ندارد. با این حال، طیف انتشار بدون ویژگی، استخراج دمای حباب و مقایسه مدل‌های نظری را دشوار می‌کند. به همین دلیل، مایعات جایگزین

برای مطالعه SBSL جستجو شد. دیدنکو<sup>[۴۳]</sup><sup>۶۱</sup> و همکاران معیارهای منطقی برای یک مایع برای پشتیبانی از SBSL ارائه کرد. ویژگی‌های اصلی ضروری عبارتند از (۱) فشار بخار کم، به طوری که مقدار گاز تشکیل شده در طول سونولیز به حداقل برسد، و (۲) محتوای بالای هترواتم‌ها مانند اکسیژن یا ازت، که حل می‌شوند و از حباب حذف می‌شوند. اسیدهای معدنی، مایعات یونی دمای اتاق و یوتکتیک نمک مذاب کاندیدهای مناسبی هستند. ایده اصلی این است که اگر گازهای کوچک و چند اتمی توسط سونولیز تولید شوند، این واکنش‌های انرژی بر مبنی بر آنتروپی انرژی را از حباب حذف کرده و از تولید دماهای بالای لازم برای SBSL جلوگیری می‌کند. با استفاده از این ایده‌ها، نویسندهان تعداد زیادی مایعات قطبی و آپرتویک را کشف کردند که SBSL قوی تولید می‌کردند. نماینده این گروه، متل‌فورمامید-ان<sup>[۶۲]</sup>، به تفصیل مورد بحث قرار گرفت. حباب طبق معمول در مرکز فلاسک با قدرت رانش کم بهدام افتاده بود و بدون انتشار پالس میزد. در فشار حرکتی بالاتر، حباب شروع به حرکت در مسیرهای مختلف کرد و در قدرت بالاتر شروع به انتشار کرد. نویسندهان این را M-SBSL یا SBSL متحرک نامیدند، برخلاف S-SBSL معمولی یا SBSL پایدار. با فشار کمی بالاتر، حباب نایدید شد. برای مایعات مختلف، شدت از دو برابر آب تا کسری از آن متغیر بود. طیف انتشار به‌ویژه جالب بود. مตیل فرمامید، آدیپونیتریل و فرمامید همگی انتشار نسبتاً قوی از حالت CN برانگیخته در حدود ۳۷۰ نانومتر نشان دادند. دامنه خط با فشار رانش افزایش یافت، اما سپس در ۱/۹ بار برای آدیپونیتریل متوقف شد. نویسندهان نتایج را در تمایز بین S-SBSL و M-SBSL از نظر کروی بودن حباب در هنگام فروپاشی تفسیر کردند. در S-SBSL، حباب تقریباً کاملاً کروی است که منجر به فروپاشی شدید و دمای مؤثر بالا می‌شود. یک حباب متحرک از کروی بودن جدا می‌شود. از این‌رو، نمی‌تواند به‌اندازه حباب ساکن به صورت مقارن فرو بریزد. انتشار توسط خطوط CN دمای زیر ۱۵۰۰۰ کلوین را نشان می‌دهد. این کار پیوندی بین MBSL و SBSL فراهم می‌کند، به‌طوری که با عبور از MBSL به M-SBSL اعتقاد بر این است که راندمان فشرده‌سازی، کروی بودن فروپاشی و دمای موثر حباب همگی افزایش می‌یابد و انتشار از حالت برانگیختگی گسیل مولکولی به‌یک پیوستار بدون ویرگی تغییر می‌کند. به عنوان یک عارضه اضافی، دمای نهایی به‌دست آمده تا حدی توسط هرگونه واکنش شیمیایی گرم‌آگیر گونه‌های چند اتمی در داخل حباب در حال فروپاشی محدود می‌شود<sup>[۴۴]</sup>. این تصویر جهانی با کار بیشتر تأیید و تقویت شد. وجود حالت M-SBSL توسط توگل<sup>[۴۵]</sup><sup>۶۳</sup> و همکاران توجیه شد، که به‌این پارادوکس اشاره می‌کند که ویسکوزیته بالا به‌طور معمول دینامیک حباب‌ها را ثابت می‌کند، در حالی که در اینجا عکس آن مشاهده می‌شود. آنها نشان می‌دهند که M-SBSL به‌دلیل یک ناپایداری پارامتریک است که منشأ آن یک نیروی تاریخ است که در زمان غیر محلی است. آنها می‌توانند از شبیه سازی‌ها برای بازتولید مسیرهای مارپیچی که در عمل مشاهده شده‌اند استفاده کنند.

بسیاری از تئوری‌های اولیه بر این ایده مبنی بودند که پلاسمما در مرکز حباب در حال

<sup>۶۱</sup> Didenko et al

<sup>۶۲</sup> N-methylformamide

<sup>۶۳</sup> Toegel et al

فروپاشی تشکیل می‌شود تا یک هسته مات را تشکیل دهد و اینکه طیف پیوسته SBSL مشاهده شده با آن ارتباط گرمایی دارد، دقیقاً به همان روشی که دما در مرکز خورشید بسیار داغتر از سطح آن شناخته شده است. این تصویر محبوب منجر به ایجاد اصطلاح "ستاره در یک کوزه" برای SBSL<sup>[۴۲]</sup> شد، اما پلاسمای از تشخیص اجتناب کرد. شواهد بیشتری در این جهت توسط کامارا<sup>[۴۳]</sup> و همکاران در سال ۲۰۰۴ به دست آمد که یک حباب را در یک میدان صوتی با فرکانس یک مگاهرتز به حرکت درآورد و نتایج را با انتشار متناظر با bremsstrahlung حرارتی از یک هسته شفاف در دمای ۱۰۶ کلوین تطبیق داد! تفسیر این بود که در این فرکانس بالا، هسته کوچک نسبت به فوتون‌های ساطع شده مات می‌شود، اما در فرکانس‌های حرکتی بسیار پایین‌تر که می‌توان طیف بدنه سیاه را نصب کرد، اینطور نخواهد بود. در سال بعد، شواهد روشی از پلاسمای که مدت‌ها به دنبال آن بود، سرانجام با اندازه‌گیری‌های M-SBSL<sup>[۴۴]</sup> بر روی محلول‌های غلیظ H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> به دست آمد<sup>[۴۵]</sup>. این محلول‌ها فشار بخار بسیار پایینی دارند و از نظر نوری تا ۲۰۰ نانومتر شفاف هستند. گسیل مشاهده شده بسیار شدید بود، حدود ۲۷۰۰ برابر بیشتر از آب برای حباب‌های Ar. افزایش شدت به غلظت بسیار کمتر گونه‌های چند اتمی در داخل حباب نسبت داده شد. همچنین، فضای پارامتر موجود که از SBSL پشتیبانی می‌کند، بسیار بزرگ‌تر از فضای آب بود و فشار صوتی ۱/۳ تا بیش از ۶ بار را پوشش می‌داد. در فشارهای تحریک کم، گسیل بسیار قوی از هوای خنثی مشاهده می‌شود که به تدریج در فشارهای بالای ۵ بار به داخل زنجیره گسترش می‌یابد. دمای انتشار اتم هوا از خطوط استنباط شد تا حدود ۸۰۰۰ کلوین در ۲/۳ بار و حدود ۱۵۰۰۰ کلوین در ۲/۸ بار تولید شود. حالت‌های برانگیخته Ar در گیر آن قدر زیاد است که نمی‌توان تحت این شرایط از نظر حرارتی پر شود، و شواهد قوی برای برانگیختگی ناشی از برخورد ذرات پرانرژی، به عنوان مثال، برخورد الکترون روی Ar از یک هسته پلاسمای داغ ارائه می‌دهد. پیشرفت‌های ویرونیک برای مونوکسید گوگرد نیز مشاهده شد، همانطور که گسیل کاتیون دی‌اکسیل O<sub>2</sub><sup>+</sup> مشاهده شد. دومی شواهد واضحی از پلاسمای ارائه می‌دهد، زیرا مشخص است که بیش از ۱۸eV انرژی برای تشکیل O<sub>2</sub><sup>+</sup> برانگیخته مورد نیاز است. این نمی‌تواند از نظر حرارتی تحت این شرایط رخ دهد و تقریباً به طور قطع از طریق برخورد الکترون با انرژی بالا با یک هسته پلاسمای داغ و مات رخ می‌دهد<sup>[۴۶]</sup>. مجموعه نهایی آزمایش‌های مقاعده‌کننده با اندازه‌گیری دمای گسیل برای غلظت‌های مختلف Ar انجام شد. یک تغییر قوی از حدود ۲۰۰۰K برای ۰٪ هوا تا حدود ۱۶۰۰۰K برای ۱۰۰٪ هوا پیدا شد. این بهوضوح نشان می‌دهد که فروپاشی حباب فقط تقریباً آدیاباتیک است. عرض خط [۱۴] فشار SBSL را در حباب ۱۴۰۰ بار می‌دهد، و تخمین زده می‌شود که خط آرگون با فشار حباب تقریباً ۴۰۰۰ بار آغازته شده است. در نهایت، در یک مطالعه جدأگانه<sup>[۴۷]</sup>، مشخص شد که عرض پالس گسیل اندازه‌گیری شده با شمارش تک فوتون مرتبط با زمان در محدوده ۱۶۵ps تا چند نانوثانیه است. گزارش بسیار خوبی از کار اسید سولفوریک توسط گوس لویا<sup>[۴۸]</sup> و خلاصه بسیار خواندنی توسط نویسندهای فلانیگان و ساسلیک<sup>[۴۹]</sup> ارائه شده است.

<sup>۴۲</sup>Camara et al<sup>۴۳</sup>Goss Levi<sup>۴۴</sup>Flannigan and Suslick

هنگامی که وجود پلاسما تایید شد، بهزودی کار مفصلی برای روشن شدن خواص آن انجام شد [۴۰]. نقطه شروع در نظر گرفتن شکل یک خط انتشار هوای جدا شده در اسید سولفوریک SBSL به صورت تابعی از فشار محرک آکوستیک بود. با افزایش فشار آکوستیک، خط به طور فزاینده‌ای گستردۀ، قرمز و نامتقارن می‌شود. عدم تقارن‌ها توسط اثر استارک مرتبه دوم پیش‌بینی می‌شوند، و این اثر برای اتم‌های بسیار قطبی شده در گازهای یونیزه متراکم، بزرگ‌ترین است. با دو پارامتر، پارامتر گسترش یون ( $A$ ) و ضریب محافظت دیبای ( $R$ )<sup>۶۷</sup> توصیف شد. جابه‌جایی‌های خط به‌یک لورنتسین تعابیه شده‌اند و  $A$  را می‌توان با انحراف از آن تعیین کرد. از آنجایی که  $A$  به صورت  $N_e^{1/4}$  و در نتیجه  $N_e$ ، چگالی پلاسمای الکترون را می‌توان به صورت تابعی از فشار محرکه صوتی تعیین کرد. دماهای SBSL مورد استفاده در محاسبات، دمای ذرات سنگین هستند و به عنوان یک باند پایین‌تر برای دمای الکترون استفاده می‌شوند. نتایج مقدار  $N_e$  را در ۳/۸ بار بیش از  $10^{21} cm^{-3}$  نشان می‌دهد. همانطور که نویسنده‌گان اشاره می‌کنند، این میزان به طرز شگفت‌آوری بالا است، که با آنچه در آزمایش‌های هم‌جوشی محبوبیت اینرسی لارنس لیورمور ایجاد شد، قابل مقایسه است. آنها همچنین اشاره می‌کنند که شواهدی وجود دارد که نشان می‌دهد برخی از اتم‌های آرگون سه بار یونیزه می‌شوند، که اگر به صورت حرارتی انجام شود، به دمای حدود  $10^6$  کلوین نیاز دارد. از آنجایی که پلاسما در هسته مات در این آزمایش‌ها قابل مشاهده نیست، هنوز نمی‌توان دمای پلاسما قطعی به دست آورد. این سری از تحقیقات با مشاهدات M-SBSL در اسید فسفریک ( $H_3PO_4$ ) به پایان رسید، جایی که گسیل مولکولی قوی از رادیکال‌های  $OH$  مشاهده شد و به عنوان دما‌سنج طیف‌سنجی با استفاده از مأموریت چرخش نوسانی  $^{68}$  رادیکال‌های  $OH$  حالت برانگیخته استفاده شد. خطوط گسیل با فشار تحریک آکوستیک کاهش یافت، شاید به دلیل تفکیک رادیکال‌های  $OH$  در دمای حباب بالا باشد. دمای حباب استنباط شده خیلی بالا نبود، در محدوده  $K - 10000$ ، احتمالاً به دلیل فشار بخار آب در داخل حباب‌ها باشد. طیف‌های MBSL و SBSL را می‌توان در این سیستم با هم مقایسه کرد و این کار در بخش ۱۲.۳.۷ انجام خواهد شد.

شکی نیست که علاقه‌پایدار به SBSL حداقل تا حدی با امید به دست آوردن هم‌جوشی سرد حفظ شده است. این جنبه تا حدی به دلیل تغییرپذیری حداقل دماهای پیش‌بینی شده، به شکلی پیش رفته و شروع شده است. به خصوص در دوره‌ای که اعتقاد بر این بود که پالس‌های نور در واقع بسیار کوتاه هستند، برخی از مدل‌ها دمای بسیار بالایی را پیش‌بینی می‌کردند. با این وجود، تعیین وجود پلاسما در هسته، نتایج شگفت‌انگیز در یک مگا‌هرتز و شبیه‌سازی‌های قدرتمند مجدد، علی‌رغم شکست‌های جدی، این رویا را زنده نگه داشته است [۵۱]. جدیدترین پیشنهاد جدی در این زمینه از شبیه سازی دینامیکی مولکولی مخلوطی از گازهای سبک و سنگین در یک حباب به سرعت در حال انفجار است [۵۲]. اگر فروپاشی به اندازه کافی سریع بود، مشخص می‌شد که گاز سبک‌تر در مرکز حباب جدا می‌شود، جایی که توسط یک موج ضربه‌ای از گاز سنگین تر "کوبیده" می‌شود، که منجر به دماهای بسیار بالاتر از دمایی می‌شود که می‌توانست به دست آورد. گاز فندک

<sup>۶۷</sup>Debye Shielding Factor (R)

<sup>۶۸</sup>Rovibronic

به تنها یی قابل توجه است، منطقه دمای بالا به طور کامل در گاز سبک‌تر قرار دارد. شبیه سازی‌های دقیق برای مخلوط گاز  $He$  و  $Xe$  انجام شد که این رفتار کلی را تایید کرد. اگر نتایج به سیستمی حاوی دوتربیوم به جای هلیوم منتقل شوند، برای دمای تخمینی  $107$  کلوین در هسته، تخمین زده می‌شود که این امر منجر به گسیل دو نوترون در ثانیه با سرعت تکرار  $3$  کیلوهertz می‌شود. نویسنده‌گان این مکانیسم را به عنوان یک پدیده "برد-برد" توصیف می‌کنند، و امید است که این منجر به یک نتیجه "برد-برد-برد" در آینده‌ای نه چندان دور شود.

### شباهت‌های بین SBSL و MBSL

از لحاظ تاریخی، اظهار نظر قطعی در مورد شباهت‌ها و تفاوت‌های بین MBSL و SBSL دشوار بوده است، زیرا تظاهرات تجربی آنها بسیار متفاوت است. MBSL سال‌هاست که وجود داشته است، اما پیکربندی آزمایشی بدنامی تعریف نشده است. الگوهای میدان صوتی و چگالی توان در بیشتر موارد بسیار غیریکنواخت و کاملاً ناشناخته هستند. طیف کاملی از اشکال و اندازه‌های حباب وجود دارد. حباب‌ها با یکدیگر و با دیواره‌های ظرف برهمن کنش دارند و مایع سونیک شده بسیار ناهمگن است. این بسیار دور از یک وضعیت آزمایشی کنترل شده است، و کاملاً قابل توجه است که با این وجود آزمایشات قطعی انجام شده است. SBSL در حد مخالف است، جایی که آزمایش بسیار خوب تعریف شده است، اما با این وجود دسترسی به پارامترهای آزمایشی کلیدی بسیار دشوار است. علی‌رغم این تفاوت‌ها، در سال‌های اخیر پیشرفت چشمگیری در کشف پیوندهای پنهان بین این دو پیکربندی صورت گرفته است. در ادامه به برخی از اصلی‌ترین نکات تشابهی که ظاهر شده است به اختصار اشاره خواهد شد.

همانطور که اشاره شد، یکی از تفاوت‌های اصلی این بود که MBSL با خطوط گسیل قابل شناسایی مشخص می‌شود، در حالی که SBSL تا همین اواخر یک طیف پیوسته بدون ویژگی تولید می‌کرد. اولین نقطه تماس با مشاهده طیف‌های بی‌خاصیت [MBSL ۵۳] برای مورد  $Xe$  جذب شده در آب انجام شد. در واقع، با پیشروع از طریق گازهای نجیب از  $Ar$  به  $Xe$ ، گسیل  $OH^*$  به تدریج کاهش یافت و در پیوستار ادغام شد. آزمایش‌های مختلف شامل افزودن آن-بوتanol<sup>۶۹</sup> و دی‌سولفید کربن به حباب‌ها منجر به این نتیجه شد که ادامه مشاهده شده در هر دو طیف را می‌توان با گسیل مولکولی توضیح داد، تفاوت اصلی در دما بود که در SBSL بالاتر بود. همچنین تفاوت‌هایی بین طیف‌های نزدیک به شاخ<sup>۷۰</sup> و دور از شاخ یافت شد، که مطابق با این ایده بود که گسیل‌ها نزدیک شاخ از نظر خصوصیات به SBSL نزدیک‌تر هستند. مشاهده خطوط طیفی در SBSL گزارش شده در بخش ۱۲.۳.۶ همچنین بر شباهت‌های احتمالی با MBSL تأکید می‌کند، و این نتیجه‌گیری با مطالعات MBSL در اسید سولفوریک تقویت شد [۵۴] از نظر تاریخی، MBSL در آب با یک زنجیره گسترده با اوج  $OH^*$  مشخص می‌شود. در  $31^\circ$  نانومتر و در آلکان‌های زنجیره بلند و روغن‌های سیلیکونی با خطوط انتشار بسیاری از حالت‌های برانگیخته  $C_2, CH, CN$  و

<sup>۶۹</sup> n-butanol

<sup>۷۰</sup> Horn

فلزاتی مانند  $Fe, Cr$  و  $Mo$ . با این حال، به دلایلی که قبلًا برای SBSL مطرح شد، این مایعات دارای محصولات فرار غیر محلول هستند که در حباب جمع می‌شوند و بنابراین دمای موثر حباب را محدود می‌کنند. این انگیزه برای مطالعه MBSL در اسید سولفوریک بود و در مورد آن خطوط انتشار هوا مشاهده شد. دمای استنباط شده حدود ۸۰۰۰ کلوین بود و در مورد SBSL، این را نمی‌توان با تحریک حرارتی توضیح داد. نتیجه‌گیری شد که در هر دو مورد یک پلاسمای نوری مات در هسته حباب در هنگام فروپاشی وجود دارد. جالب توجه است که سه رژیم به صورت تابع توان صوتی مشاهده شد، خطوط هوایی تنها در رژیم توان کم وجود دارد. تمام کارهای قبلی روی اسید سولفوریک با توان بالا انجام شده بود و بنابراین خطوط  $Ar$  مشاهده نشد. این نتایج نشان می‌دهد که فرآیندهای فیزیکی در گیر در MBSL و SBSL اساساً یکسان هستند.

**مطالعه نهایی [۵]** از محلول‌های آبی  $H_2PO_4$  MBSL تصویر فوق را تایید کرد. مولکول  $H_2PO_4$  غیرفرار است و فقط بخار آب داخل حباب‌ها است. این مطالعه نشان داد که MBSL فوق العاده با خطوط گسیل از هر دو رادیکال  $PO^*$  و  $OH^*$  مشاهده شد که هر دو به عنوان دماسنجه طیف‌سنجی مورد استفاده قرار گرفتند. مشخص شد که انتشار در واقع از دو مجموعه حباب ناشی می‌شود. انتشار  $OH$  عمدتاً از حباب‌های داغ ( $\sim 9500K$ ) واقع در نزدیکی شاخ می‌آید که تقریباً به طور متقاضن فرو می‌ریزد. انتشار  $PO$  از حباب‌های خنکتر ( $\sim 4000K$ ) که به طور نامتقارن دور از شاخ فرو ریختند، به وجود آمدند، رادیکال‌های  $PO$  به دلیل عدم تقارنشان می‌توانند به‌این حباب‌ها نفوذ کنند. این مطالعه تصویری از پیشرفت از کروپیت و دمای بالا به‌غیر کروی و دمای پایین در رفتن از M-SBSL و M-MBSL را تایید می‌کند. در این پرتو، این سه پدیده را می‌توان در واقع سه تجلی متفاوت از یک فیزیک دید.

## خلاصه

- **معادله ریلی-پلست (RP)** توصیف دینامیکی یک حباب کروی جدا شده در یک مایع تراکم ناپذیر است.
- **فرکانس مینارت** فرکانس تشدید طبیعی یک حباب آزاد در یک مایع است.
- **نیروهای بیجرکنس** در هر میدان صوتی در مایعی که گرادیان فشار وجود دارد وجود دارد. حباب‌های بزرگتر از اندازه رزونانس از یک پادگره فشار به یک گره فشار رانده می‌شوند. حباب‌های کوچک به سمت پادگره فشار رانده می‌شوند.
- **نفوذ اصلاح شده** در حباب‌های مایع در حال حفره رخ می‌دهد. یک اثر ناحیه و یک اثر پوسته منجر به جریان خالص گاز به داخل حباب از مایع در هر چرخه می‌شود. آن نقش اصلی در رشد حباب دارد.
- **سونولومینسانس چند حبابی (MBSL)** گسیل نور توسط حباب‌ها در مایعی است که تحت کاویتاسیون قرار می‌گیرد.

- سونولومینسانس تک حبابی (SBSL) گسیل نور توسط یک حباب منفرد است که در یک موج ایستاده صوتی بهدام افتاده است.
- فرضیه تفکیک (DH) برای حباب‌های هوا که تحت SBSL در آب قرار می‌گیرند، اعمال می‌شود. محصولات تفکیک از  $N_2$  و  $O_2$  محلول در آب هستند و از حباب حذف می‌شوند. آرگون موجود در هوا حفظ می‌شود و پس از چرخه‌های زیاد حباب با فرآیند یکسوسازی فقط از آرگون تشکیل می‌شود.
- سونولومینسانس تک حباب متحرک (M-SBSL) یک ناپایداری پارامتری است که در مایعات با ویسکوزیته بالا رخ می‌دهد، به‌طوری که حباب ساطع کننده پایدار نیست اما مجموعه‌ای از مسیرهای بسته را در اطراف وسط فلاسک توصیف می‌کند.

## پرسش‌ها

۱. نیروهای مختلفی را که روی یک حباب در میدان موج ایستاده فراصوت سینوسی وارد می‌شوند، توصیف کنید.
۲. ماهیت رشته سونوشیمی را به تفصیل شرح دهید و چندین نتیجه را ارائه دهید که با تکنیک‌های شیمی معمولی نمی‌توان به‌دست آورد.
۳. اصل عملکرد یک پاک کننده فراصوت را شرح دهید. چه پارامترهایی در انتخاب سیال عملیاتی بهینه دخیل هستند؟
۴. اثرات کلی مورد انتظار به‌دلیل وجود حباب‌ها در اندازه‌گیری سرعت و تضعیف صوت را در یک جسم سیال بزرگ، مانند اقیانوس شرح دهید.
۵. SBSL معمولاً با بهدام انداختن یک حباب در مرکز یک فلاسک کروی پر از مایع انجام می‌شود. امکان افزایش شدت SL را با استفاده از هندسه‌های دیگر، مانند لوله بلند با استفاده از امواج ایستاده استوانه‌ای مورد بحث قرار دهید.
۶. کاویتاسیون می‌تواند منجر به اثرات زیستی مخرب به‌دلیل شدت بالا و گرمایش توسط میدان‌های فراصوت اعمال شود. توضیح دهید که چگونه این اثرات ممکن است برای استفاده از امواج فراصوت در بافت‌ها به حداقل برسد.
۷. در مورد احتمال وقوع اثرات حفره در دندان‌ها به‌دلیل استفاده از مسوک‌های برقی یا سایر ابزارهای دندانی بحث کنید.
۸. راههایی را پیشنهاد کنید که در آنها می‌توان از سونوگرافی برای جداسازی سنگ معدنی ریزدانه استفاده کرد.



# كتاب نامه

- [1] Leighton, T. G., *The Acoustic Bubble*, Academic Press, San Diego, 1994.
- [2] Lauterborn, W. J., Numerical investigation of nonlinear oscillations of gas bubbles in liquids, *J. Acoust. Soc. Am.*, 59, 283, 1976.
- [3] Walton, A. J. and Reynolds, G. T., Sonoluminescence, *Adv. Phys.*, 33, 595, 1984.
- [4] Neppiras, E. A., Acoustic cavitation, *Phys. Rep.*, 61, 159, 1980.
- [5] Keller, J. B. and Miksis, M., Bubble oscillations of large amplitude, *J. Acoust. Soc. Am.*, 68, 628, 1980.
- [6] Prosperetti, A., Crum, L. A., and Commander, K. W., Nonlinear bubble dynamics, *J. Acoust. Soc. Am.*, 83, 502, 1986.
- [7] Esche, R., Untersuchung der Schwingkavitation in Flüssigkeiten, *Acustica*, 2, 208, 1952.
- [8] Lauterborn, W. and Cramer, E., Subharmonic route to chaos observed in acoustics, *Phys. Rev. Lett.*, 47, 1445, 1981.
- [9] Ilychev, V. I., Koretz, V. L., and Melnikov, N. P., Spectral characteristics of acoustic cavitation, *Ultrasonics*, 27, 357, 1989.
- [10] Kamath, V., Prosperetti, A., and Egolopoulos, F. N., A theoretical study of sonoluminescence, *J. Acoust. Soc. Am.*, 94, 248, 1993.
- [11] Medwin, H. and Clay, C. S., *Fundamentals of Oceanography*, Academic Press, San Diego, 1998.
- [12] Wood, A. B., *A Textbook of Sound*, MacMillan, New York, 1955.
- [13] Cheeke, J. D. N., Single-bubble sonoluminescence: bubble, bubble, toil and trouble, *Can. J. Phys.*, 75, 77, 1997.

- [14] Suslick, K. S., and Flannigan, D. J., Inside a collapsing bubble: Sonoluminescence and the conditions during cavitation, *Ann. Rev. Phys. Chem.*, 59, 659, 2007.
- [15] Gunther, P., Heim, E., and Borgstedt, H. U., Über die kontinuierlichen sonolumineszenzspek, *Z. Electrochem.*, 63, 43, 1959.
- [16] Flint, E. B. and Suslick, K. S., The temperature of cavitation, *Science*, 253, 1397, 1991.
- [17] Crum, L. A. and Reynolds, G. A., Sonoluminescence produced by stable cavitation, *J. Acoust. Soc. Am.*, 78, 137, 1985.
- [18] Gaitan, D. F., Crum, L. A., Church, C. C., and Roy, R. A., Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable cavitation bubble, *J. Acoust. Soc. Am.*, 91, 3166, 1992.
- [19] Barber, B. P. and Putterman, S. J., Observation of synchronous picosecond sonoluminescence, *Nature*, 352, 318, 1991.
- [20] Hiller, R. A. and Barber, B. P., Producing light from a bubble of air, *Sci. Am.*, 96, 1995.
- [21] Matula, T. J. et al., The acoustic emissions from single-bubble sonoluminescence, *J. Acoust. Soc. Am.*, 103, 1377, 1998.
- [22] Pecha, R. and Gompf, B., Microimplosions: cavitation collapse and shock wave emission on a nanosecond scale, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 1328, 2000.
- [23] Barber, B. P. et al., Defining the unknowns of sonoluminescence, *Phys. Rep.*, 281, 65, 1997.
- [24] Lohse, D. et al., Sonoluminescing air bubbles rectify argon, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 1359, 1997.
- [25] Hammer, D. and Frommhold, L., Sonoluminescence: how bubbles glow, *J. Mod. Opt.*, 48, 239, 2001.
- [26] Hilgenfeldt, S. et al., Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles, *J. Fluid Mech.*, 365, 171, 1998.
- [27] Matula, T. J. and Crum, L. A., Evidence for gas exchange in single bubble sonoluminescence, *Phys. Rev. Lett.*, 809, 865, 1998.
- [28] Holzfuss, J., Ruggberg, M., and Mettin, R., Boosting sonoluminescence, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1961, 1998.

- [29] Ketterling, J. A. and Apfel, R. E., Using phase space diagrams to interpret multiple frequency drive sonoluminescence, *J. Acoust. Soc. Am.*, 107, 819, 2000.
- [30] Holt, R. G. and Gaitan, D. F., Observation of stability boundaries in the parameter space of single bubble sonoluminescence, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3791, 1996.
- [31] Dan, M., Cheeke, J. D. N., and Kondic, L., Ambient pressure effect on single-bubble sonoluminescence, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 1870, 1999.
- [32] Moran, M. J. et al., Direct observation of single sonoluminescence pulses, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect., B*, 96, 651, 1995.
- [33] Gompf, B. et al., Resolving sonoluminescing pulse width with time-correlated single photo counting, *Phys. Rev. Lett.*, 79, 1405, 1997.
- [34] Moran, M. J. and Sweider, D., Measurements of sonoluminescence temporal pulse shape, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 4987, 1998.
- [35] Wu, C. C. and Roberts, P. H., A model of sonoluminescence, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 445, 323, 1994.
- [36] Cheng, H. Y. et al., How important are shock waves to single-bubble sonoluminescence, *Phys. Rev., B*, 58, R2705, 1998.
- [37] Kondic, L., Yuan, C., and Chan, C. K., Ambient pressure and single-bubble sonoluminescence, *Phys. Rev., E*, 57, R32, 1998.
- [38] Young, J. B., Schmiedel, T., and Kang, W., Sonoluminescence in high magnetic fields, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 4816, 1996.
- [39] Yasui, K., Effect of a magnetic field on sonoluminescence, *Phys. Rev., E*, 60, 1759, 1999.
- [40] Brenner, M. P., Hilgenfeldt, S., and Lohse, D., Single-bubble sonoluminescence, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 425, 2002.
- [41] Hilgenfeldt, S., Grossman, S., and Lohse, D., A simple explanation of light emission in sonoluminescence, *Nature*, 398, 402, 1999.
- [42] Moss, W. C., Clarke, D. B., and Young, D. A., Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble, *Science*, 276, 1398, 1997.
- [43] Didenko, Y., McNamara III, W. B., and Suslick, K. S., Molecular emission from single-bubble sonoluminescence, *Lett. Nat.*, 407, 877, 2000.
- [44] Didenko, Y. T. and Suslick, K. S., The energy efficiency of formation of photons, radicals and ions during single-bubble cavitation, *Lett. Nat.*, 418, 394, 2002.

- [45] Toegel, R., Luther, S., and Lohse, D., Viscosity destabilizes sonoluminescing bubbles, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 114301, 2006.
- [46] Camara, C., Puterman, S., and Kirilov, E., Sonoluminescence from a single bubble driven at 1 MHz, *Phys. Rev. Lett.*, 92, 124301, 2004.
- [47] Flannigan, D. J. and Suslick, K. S., Plasma formation and temperature measurement during single bubble cavitation, *Lett. Nat.*, 434, 52, 2005.
- [48] Jeon, J.-S., Lim, C., and Kwak, H.-Y., Measurement of pulsed width of sonoluminescing gas bubble in sulfuric acid solution, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 77, 033703, 2008.
- [49] Goss Levi, B., Evidence for a plasma inside a sonoluminescing bubble, *Physics Today*, 58, 21, May 2005.
- [50] Eddingsaas, N. C., Flannigan, D. J., and Suslick, K. S., Measuring the extreme conditions created during cavitation, *Proc. Acoustics '08*, Paris, 3566, 2008.
- [51] Camara, C. G., Hopkins, S. D., Suslick, K. S., and Puterman, S. J., Upper bound for neutron emission from sonoluminescing bubbles in deuterated acetone, *Phys. Rev. Lett.*, 98, 064301, 2007.
- [52] Bass, A., Ruuth, S. J., Camara, C., Merriman, B., and Puterman, S., Molecular dynamics of extreme mass segregation in a rapidly collapsing bubble, *Phys. Rev. Lett.*, 101, 234301, 2008.
- [53] Didenko, Y. and Gordyechuk, T. V., Multibubble sonoluminescence spectra of water which resemble single-bubble sonoluminescence, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 5640, 2000.
- [54] Eddingsaas, N. C., and Suslick, K. S., Evidence for a plasma core during multibubble sonoluminescence in sulfuric acid, *J. Am. Chem. Soc.*, 129, 3838, 2007.
- [55] Xu, H., Glumac, N. G., and Suslick, K. S., Temperature inhomogeneity during multibubble sonoluminescence, *Angew. Chem. Int. Ed.*, 49, 1079, 2010.

## فصل ۱۳

# مبدل‌های موج صوتی حجیم، خطوط تاخیری و نوسانگرها

### ۱.۱۳ مبدل‌های موج صوتی حجیم

تقریباً تعداد نامتناهی روش وجود دارد که مبدل‌های فراصوت می‌توانند در کاربردهای بسیار متنوع مورد استفاده قرار گیرند. برای اهداف این فصل، در تعیین محیطی که مبدل به آن کوپل شده است، استفاده از مبدل‌های موج صوتی حجیم (BAW)<sup>۱</sup> را در چهار حوزه کاربردی اصلی گروه بندی می‌کنیم:

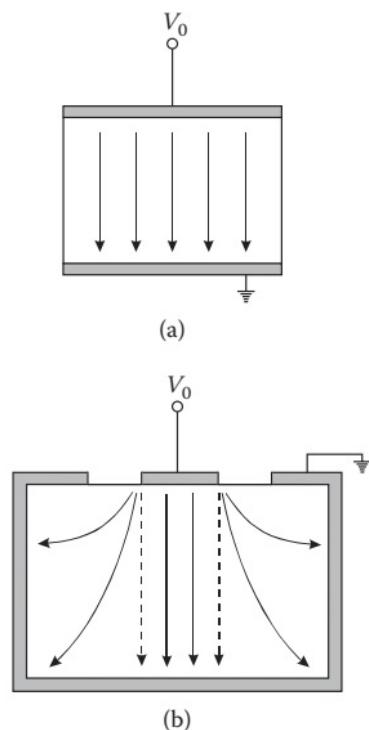
۱. تحریک برای خطوط تاخیری
۲. تزویج کلی به جامدات برای ارزیابی غیر مخرب (NDE)<sup>۲</sup>
۳. گسیل به محیط‌های آبی
۴. تشدید کننده‌ها در هوا برای سنسورها و کاربردهای زمان‌بندی

این بخش با خلاصه‌ای از نمایش یک مبدل (BAW) توسط یک مدار معادل شروع می‌شود و به دنبال آن رفتار مبدل در نزدیکی فرکانس تشدید بحث می‌شود. موارد مختلفی از تطبیق امپدانس و پشتیبان مبدل مورد بحث قرار می‌گیرد و نشان داده می‌شود که چگونه این پارامترها بر عملکرد مبدل در حوزه زمان و فرکانس تأثیر می‌گذارند. مبدل‌های پیزوالکتریک در بیشتر کتاب‌های فراصوت مورد بحث قرار گرفته‌اند. یکی از جامع‌ترین و مفیدترین مشارکت‌ها توسط کینو<sup>۳</sup> [۱] ارائه شده، و بیشتر این بخش بحث آنرا خلاصه می‌کند.

<sup>۱</sup>Bulk Acoustic Wave (BAW)

<sup>۲</sup>Nondestructive Evaluation (NDE)

<sup>۳</sup>Kino



شکل ۱.۱۳: (الف) میدان الکتریکی در مبدل پیزوالکتریک حالت ضخامت ایده آل. (ب) میدان الکتریکی در مبدل پیزوالکتریک حالت ضخامت با پیکربندی الکترود هم محور.

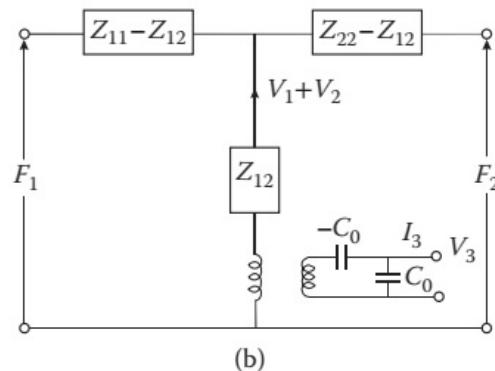
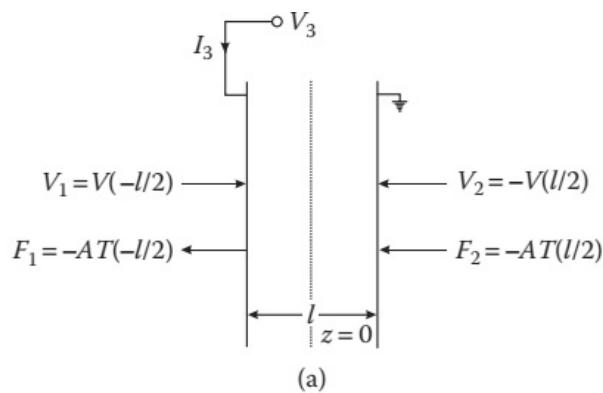
عنصر مبدل برشی از یک کریستال پیزوالکتریک اولیه است که به گونه‌ای انتخاب می‌شود که امواج طولی یا عرضی عمود بر جووه مسطح ساطع شوند. همانطور که در شکل (۱.۱۳)-الف نشان داده شده است، الکترودها بر روی جووه مخالف اعمال می‌شوند، بنابراین اختلاف پتانسیل اعمال شده، میدان الکتریکی یکنواختی را در جهت  $z$  با  $E_x = E_y = 0$  ایجاد می‌کند. این روش استاندارد است که الکترود پایینی را زمین کنند و برای کاربردهای تحقیق و توسعه آزمایشگاهی، سرب فعال را با اتصال، خمیر نقره یا تماس فنر به الکترود بالایی متصل می‌کنند. مبدل‌های کاربردی عملی با یک کانکتور فرکانس رادیویی یکپارچه بسته بندی شده‌اند تا این اتصالات به طور خودکار انجام شوند. برای حالت بدون بسته بندی، اتصال زمین به راحتی توسط نگهدارنده نمونه (فلزی) برای نمونه‌های فلزی انجام می‌شود، اما اتصال زمین برای نمونه‌های عایق مشکل ایجاد می‌کند. این به راحتی با استفاده از پیکربندی هم محور نشان داده شده در شکل (۱.۱۳)-ب حل می‌شود که در آن الکترود زمین به دور سطح جلو پیچیده شده است، و بنابراین اتصالات زمین و مرکز را می‌توان از بالا به قیمت میدان حاشیه‌ای ضعیف ایجاد کرد. الکترودها عموماً طلای رسوب شده در خلاء، تقریباً  $0.5\text{ }\mu\text{m}$  میکرومتر ضخامت، روی یک لایه کروم نازک برای چسبندگی هستند. در نمایش مدار معادل، حضور الکترودها به طور کلی زیر  $100\text{ }\mu\text{m}$  مگاهرتز نادیده گرفته می‌شود، زیرا ضخامت آنها بسیار کمتر از طول موج است. این مورد در

فرکانس‌های بسیار بالاتر که باید در آنها گنجانده شود صدق نمی‌کند. از شکل (۲.۱۳) کاملاً واضح است که مبدل باید به طور کلی توسط یک شبکه سه‌پایانه توصیف شود. دو درگاه صوتی مربوط به محیط در دو طرف مبدل و یک پایانه الکتریکی که توسط دو الکترود ارائه شده است وجود دارد. پارامترهای صوتی که معمولاً برای چنین توصیفی انتخاب می‌شوند با شرایط مرزی که قبلاً توضیح داده شد، یعنی نیروی  $F$  (تش) و سرعت ذرات  $v$ ، که با اختلاف پتانسیل  $V$  و جریان  $I$  در اصطلاح الکتریکی مطابقت دارد، مربوط می‌شود. علائم قراردادهای طوری انتخاب می‌شوند که  $F$  در جهت  $+z$  مثبت و سرعت ذره در هنگام اشاره به ماده بیزوالکتریک مثبت باشد. مقادیر مناسب  $F$  و  $v$  در پایانه‌های صوتی در شکل (۲.۱۳)-الف نشان داده شده است. برای فضای داخلی مبدل، داریم:

$$v = v_F \exp(-j\beta z) + v_B \exp(j\beta z) \quad (۱.۱۳)$$

$$T = T_F \exp(-j\beta z) + T_B \exp(j\beta z) - hD \quad (۲.۱۳)$$

اینها را می‌توان بر حسب پارامترهای مدار معادل به صورت زیر بیان کرد:



شکل ۲.۱۳: (الف) پارامترهای فیزیکی یک مبدل به عنوان یک دستگاه سه‌پایانه. (ب) مدار معادل میسون برای شکل (الف). نسبت دورهای ترانسفورماتور  $hC$  است.

$$\bar{\beta} = \omega \sqrt{\frac{\rho_{\circ}}{c^D}} \quad (3.13)$$

$$\bar{Z}_{\circ} = \sqrt{\rho_{\circ} c^D} \quad (4.13)$$

$$T_F = -\bar{Z}_{\circ} v_F \quad (5.13)$$

$$T_B = \bar{Z}_{\circ} v_B \quad (6.13)$$

پارامترهای الکتریکی بطور مستقیم با  $V_1$  و  $I_2$  از شکل (۲.۱۲) بدست می‌یابد. سرانجام، مبدل را می‌توان با یک ماتریس امپدانس  $3 \times 3$  توصیف کرد که پارامترهای جریان و ولتاژ را به صورت زیر بهم مربوط می‌کند:

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{Z}_C \cot \bar{\beta}_a l & \bar{Z}_C \operatorname{cosec} \bar{\beta}_a l & \frac{h}{\omega} \\ \bar{Z}_C \operatorname{cosec} \bar{\beta}_a l & \bar{Z}_C \cot \bar{\beta}_a l & \frac{h}{\omega} \\ \frac{h}{\omega} & \frac{h}{\omega} & \frac{1}{\omega C_{\circ}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ I_3 \end{bmatrix} \quad (7.13)$$

که در آن  $Z_C = \bar{Z}_{\circ} A$  امپدانس برای مبدل بسطح  $A$  است. مقدار  $C_{\circ} = \epsilon^S A/l$  ظرفیت مقید است. در همه جای معادلات ظاهر می‌شود و یک اصطلاح غالب در رفتار مبدل است. این کاملاً طبیعی است، زیرا به ترتیب صفر مبدل شبیه خازن است. رفتار کلی مبدل برای کاربردهای عملی را می‌توان با مدار معادل، که می‌تواند از معادله (۷.۱۳) بالا مشتق شود، امپدانس ورودی را مشخص کرد. دومی را می‌توان توسط رابطه زیر بدست آورد.

$$Z_3 = \frac{V_3}{I_3} = \frac{1}{j\omega C_{\circ}} \left[ 1 + k_T^* \frac{j(Z_1 + Z_2))Z_C \sin \bar{\beta}_a l - 2Z_C^*(1 - \cos \bar{\beta}_a l)}{[(Z_c^* + Z_1 Z_2) \sin \bar{\beta}_a l - j(Z_1 + Z_2)Z_C \cos \bar{\beta}_a l] \bar{\beta}_a l} \right] \quad (8.13)$$

که در آن

$$Z_1 = -\frac{F_1}{v_1}$$

$$Z_2 = -\frac{F_2}{v_2}$$

$$k_T^* = \frac{K^*}{1 + K^*}$$

و فرض بر این است که مبدل در شرایط مقید<sup>۴</sup> قرار دارد، یعنی عرض مبدل بسیار بیشتر از طول موج است. این فرمول اهمیت ثابت تزویج را به صورت پارامتر اصلی پیزوالکتریک برای مشخص کردن مبدل برجسته می‌کند. به همان اندازه واضح است که  $1/\omega C_{\circ}$  پاسخ امپدانس ورودی کلی را به صورت تابعی از فرکانس مدوله می‌کند.

<sup>۴</sup> clamped conditions

مدار معادل کامل میسون برای مرجع در شکل (۲.۱۳)-ب آورده شده است. دو پایانه آکوستیک و امپدانس‌های مرتبط با آنها بهوضوح مشخص می‌شوند. اتصال الکتریکی از طریق یک مبدل با نسبت چرخش  $N = hC$  انجام می‌شود که شامل یک ثابت پیزوالکتریک است. مدار معادل میسون اولین و شناخته شده‌ترین مدار معادل برای مبدل پیزوالکتریک است. بهعنوان مثال، بهعلت استفاده از خازن منفی غیرفیزیکی مورد انتقاد قرار گرفته، و اصلاح شده است، که منجر بهمدل‌های ردود<sup>۵</sup> KLM و مدل‌های دیگر می‌شود که بهتفصیل توضیح داده شده است.

### ۱.۱.۱۳ مبدل بدون بار

عملکرد اصلی مبدل نزدیک بهتشدید برای مورد مبدل بدون بار ( $Z_1 = Z_2 = \infty$ ) بهبهترین وجه قابل درک است، که همچنین مبنای استفاده از آن را بهعنوان یک تشدید کننده صوتی فراهم می‌کند. از معادله (۸.۱۳) با  $Z_1 = Z_2 = \infty$ ، داریم

$$Z_2 = \frac{V_T}{I_T} = \frac{1}{j\omega C_0} \left[ 1 - \frac{k_T^2 \tan \frac{\bar{\beta}_a l}{2}}{\frac{\bar{\beta}_a l}{2}} \right] \quad (9.13)$$

که می‌تواند مانند شکل (۳.۱۳) بهصورت یک ظرفیت خازنی  $C_0$  بهصورت سری با امپدانس حرکتی  $Z_a$  نمایش داده شود.

$$Z_a = -\frac{k_T^2}{\omega C_0} \frac{\tan \frac{\bar{\beta}_a l}{2}}{\frac{\bar{\beta}_a l}{2}} \quad (10.13)$$

مدار هر دو رزونانس سری و موازی را نشان می‌دهد که می‌توان آنها را بهشرح زیر توصیف کرد:

#### ۱. تشدید موازی

این مربوط به  $Z_a \rightarrow \infty$  است، بهطوری که  $\bar{\beta}_a l = n(\lambda/2)$  یا رزونانس در  $(2n+1)\pi$  که در آن  $n$  فرد است. بهدلیل تقارن عجیب میدان RF مرتبط، رزونانس‌های حتی مانند یک صفحه غیرپیزوالکتریک وجود ندارند. رزونانس اصلی<sup>۶</sup>  $\omega_p$  نامگذاری شده است.

#### ۲. تشدید سری

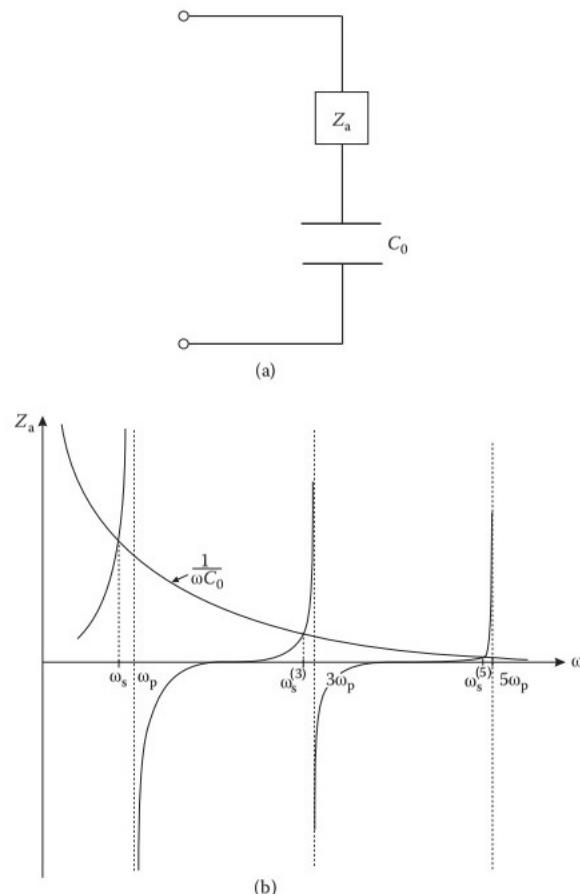
رزونانس سری دیگری در نزدیکی وجود دارد که هم  $Z_a$  و هم  $C_0$  را در نظر می‌گیرد، بهطوری که مبدل شبیه یک مدار سری LCR بهنظر می‌رسد. در این حالت امپدانس کل  $Z_2$  برابر با صفر در  $\omega_s = \omega_s$  است

$$\frac{\tan \frac{\bar{\beta}_a l}{2}}{\frac{\bar{\beta}_a l}{2}} = \frac{1}{k_T^2}$$

<sup>۵</sup>Redwood

<sup>۶</sup>Kino

<sup>۷</sup>Fundamental Resonance



شکل ۳.۱۳: (الف) مدار معادل و (ب) امپدانس مبدل پیزوالکتریک به عنوان تابعی از فرکانس های رزونانس سری ( $\omega_s$ ) و موازی ( $\omega_p$ ).

که میدهد

$$\frac{\tan \frac{\pi \omega_s}{\gamma \omega_p}}{\frac{\pi \omega_s}{\gamma \omega_p}} = \frac{1}{k_T^\gamma}$$

یا

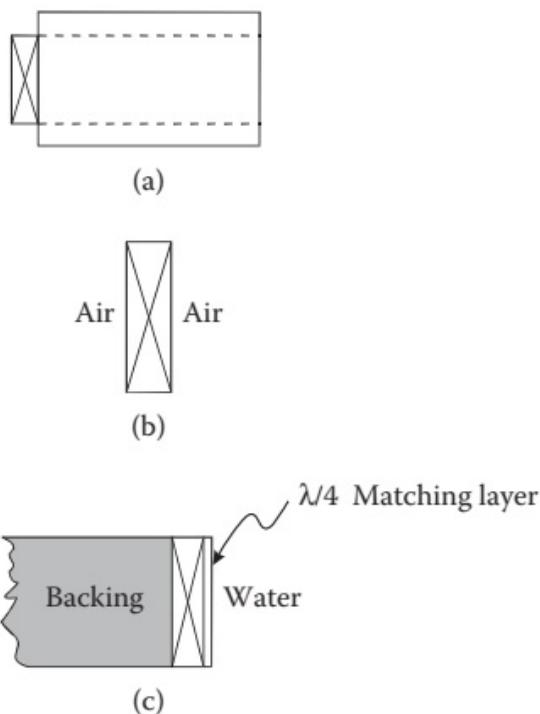
$$\frac{\omega_s}{\omega_p} = \left( 1 + \frac{\gamma K^\gamma}{\pi} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (11.13)$$

به طوری که  $k_T^\gamma$  و  $K^\gamma$  را می‌توان مستقیماً از اندازه‌گیری  $\omega_s$  و  $\omega_p$  بدست آورد. کینو [۱] نشان داد که مبدل را می‌توان در مودهای هارمونیکی بالاتر ( $n$ ) با ثابت تزویج مؤثر تحریک کرد.

$$k_{eff,n}^\gamma = \frac{\gamma}{[(2n+1)\pi]^\gamma} k_T^\gamma \quad (12.13)$$

### ۲.۱.۱۳ مبدل بار شده

حد مخالف مبدل بارگذاری شده موضوع پیچیده‌ای است و پاسخ فرکانسی مبدل به‌نسبت امپدانس‌های صوتی مبدل و نمونه و محیط پشتیبان بستگی دارد. علاوه بر این، انتخاب بهترین پیکربندی مبدل به کاربرد خاص بستگی دارد و بهناچار مصالحه‌ای بین پهنه‌ای باند، حساسیت پاسخ پالس و ملاحظات افت عبوری<sup>۱</sup> است. شرح مختصری از مسئله و برخی دستورالعمل‌های کلی ارائه می‌دهیم. مهمترین پیکربندی در شکل (۴.۱۳) نشان داده شده است.



شکل ۴.۱۳: نمای شماتیک مبدل‌های پیزوالکتریک مود ضخامت در پیکربندی‌های مختلف.  
(الف) تولید امواج صوتی در یک نمونه جامد یا میله بافر. (ب) تشدید کننده. (ج) گسیل به‌پمایع.

اجازه دهید ابتدا پاسخ فرکانسی مبدل را در نظر بگیریم. دیده‌ایم که برای یک تشدیدگر آزاد ( $Z_1, Z_2 \ll Z_C$ ), ضخامت رزونانسی در  $d = \lambda/2$  است. این با شرایط مرزی بدون تنش و یک پادگره برای جابجایی در هر سطح سازگار است. اگر  $Z_1$  یا  $Z_2$  بزرگتر از  $Z_C$  باشد، رزونانس  $\lambda/4$  وجود دارد. مجدداً، اگر یک مبدل پشتی هوا را تقریباً با یک بستر طبیق دهیم، این با شرایط مرزی یک گره جابجایی در سطح مشترک و یک پادگره در سطح آزاد مطابقت دارد. برای همه موارد دیگر، پهنه‌ای باند کاملاً گسترده است و رزونانس از بین رفته شده است. یک مبدل پشتیبان هوا بر روی یک میله بافر کاملاً طبیق شده،

<sup>۱</sup>Insertion loss

معمولًاً پهنانی باند کافی و پاسخ پالس خوبی را برای اکثر کاربردها ارائه می‌دهد. پاسخ دامنه زمانی (پالس) برای بسیاری از برنامه‌ها مهم است. یک پالس آکوستیک تیز و باریک برای انجام NDE در مود پژواک پالس، جایی که فرد مایل به تشخیص اکو از اجسام کوچک پراکنده است، مورد نیاز است. به طور کلی، پاسخ زمان و فرکانس توسط تحلیل فوریه بهم متصل می‌شوند، یعنی یک پهنانی باند وسیع یک پاسخ زمانی واضح ارائه می‌کند در حالی که یک تشدید تیز پاسخ گسترهای را در حوزه زمان ارائه می‌دهد. به عنوان مثال، یک مبدل رزونانسی که در هوا تزویج نشده باشد، در مقیاس زمانی طولانی به نوسان می‌افتد. اگر چنین مبدلی به خوبی به یک میله بافر متصل شود، به همین ترتیب نوسان را نشان می‌دهد. در واقع، برای یک متخصص تجربی، این یک شاخص خوب برای پیوند مبدل با کیفیت پایین است.

از موارد قبل، چنین استنباط می‌شود که اگر یک مبدل حداقل در یک وجه به خوبی تطبیق داشته باشد، پاسخ پالس خوبی خواهد داد. به دلایل عملی، یک بار صوتی ویره طراحی شده بر روی صفحه پشتی ("پشتیبان") قرار می‌گیرد تا این کار را با هزینه اندک سه دسی بل اضافی از افت عبوری انجام دهد. بدیهی است که بدترین حالت، تطبیق خوب روی سطح پشتی با سطح جلویی نامناسب است. در این حالت، تمام انرژی به پشتی می‌رود و به صورت گرما در آنجا پخش می‌شود.

مبدل ایده‌آل به روشی که در شکل (۴.۱۳)-ج نشان داده شده است، بهینه می‌شود. یک لایه اپوکسی را می‌توان با ذرات  $Ti$  بارگذاری کرد تا پاسخ ضربه‌ای مورد نظر را ارائه دهد. فرض می‌کنیم مبدل برای استفاده یک محیط کاری خاص طراحی شده است، به عنوان مثال، انجام NDE بلوک‌های فولادی یا بتونی. سپس می‌توان لایه‌های مناسب  $\lambda/4$  را برای بهبود این رساندن انتقال انرژی به محیط کار انتخاب کرد، که البته به قیمت کاهش پهنانی باند خواهد بود.

مسئله انتقال حداکثر توان از منبع الکتریکی به نمونه از طریق مبدل به‌وضوح شامل تطبیق امپدانس الکتریکی و صوتی است. حتی اگر امپدانس آکوستیک محیط با چاه مبدل تطبیق داشته باشد، در رزونانس مبدل هیچ امپدانس واکنشی ماده‌ای نخواهد داشت اما راکتانس خازنی نسبتاً بالایی،  $1/\omega C$ ، به ویژه برای مواد کم  $k_T^r$  خواهد داشت. این بدان معناست که مبدل از نظر الکتریکی بهشت با منبع RF تطبیق ندارد. یک راه حل برای این کار تنظیم ظرفیت خارن محدود با اندوکتانس سری است.

## ۲.۱۳ خطوط تاخیری موج صوتی حجیم

### ۱.۲.۱۳ مود بازتاب پالس

اگرچه برخی از اندازه‌گیری‌های تخصصی در حالت موج پیوسته (CW) انجام می‌شوند، اکثربیت آن‌ها در مود پالس پژواک (PE)<sup>۹</sup> جایی که یک پالس فراصوت از مبدل ساطع و اکو از موانع مختلف توسط همان مبدل دریافت می‌شود، انجام می‌شوند. یک نوع، به نام مود pitch catch یا پیکربندی انتقال است، که در آن پالس توسط یک مبدل تحریک شده

<sup>۹</sup>Pulse Echo (PE)

و توسط دیگری دریافت می‌شود. در هر صورت، سرعت و میرایی صوت را می‌توان با اندازه‌گیری تغییرات دامنه و زمان سیر موج به‌دست آورد. مسائلی که در اندازه‌گیری پلی اتیلن فراصوت با آن مواجه می‌شوند، از لحاظ مفهومی و عملی مشابه مسائل رادار هستند، تا حدی به‌دلیل محدوده فرکانس مشابه استفاده شده و به‌دلیل اینکه آنها عملیات برد<sup>۱۰</sup> ساده و مشابهی هستند. در ادامه، مشکل استاندارد گسیل شدن مبدل به‌خط تاخیر یا میله بافر را در نظر می‌گیریم. بسیاری از مشکلاتی که در مسئله انتشار عمومی‌تر با آن مواجه می‌شوند را می‌توان به‌بهترین شکل در این پیکربندی «میز آزمون» توصیف و مطالعه کرد.

پیکربندی در شکل (۴.۱۳)-الف نشان داده شده است. بافر معمولاً<sup>۱۱</sup> ۵ تا ۱۵ میلی متر طول و شاید ۵ تا ۱۰ میلی متر قطر دارد. مبدل قطر کمتری خواهد داشت تا از اثرات لبه جلوگیری شود. در آکوستیک فیزیکی و در حالتی که داده‌های کمی برای مواد مورد نیاز است، از صدای انفجار استفاده می‌شود. یک انفجار تون<sup>۱۲</sup> با دریچه کردن<sup>۱۳</sup> خروجی یک نوسان ساز CW به‌عرض پالس مورد نظر و تقویت آن در صورت لزوم ایجاد می‌شود. ما به‌حداقل پنج، ترجیحاً ده یا بیشتر، سیکل در پاکت پالس نیاز داریم. در غیر این صورت، عرض (و شکل) پالس محدود بر محتوای فرکانس تأثیر زیادی خواهد گذاشت. انفجار تن یک مصالحه جالب ارائه می‌دهد: امکان استفاده از تشخیص سوپرہتروودین با حساسیت بالا، دانش دقیق فرکانس استفاده شده، و به‌طور همزمان وضوح زمانی ارائه شده توسط تکنیک‌های پالس را فراهم می‌کند. علاوه بر این، روش انفجار تون تنها با استفاده تشدید اساسی مبدل محدود نمی‌شود. قبله دیده شده بود که یک ثابت تزویج موثر برای تشدید هارمونیک‌های فرد وجود دارد، و اینها را می‌توان با چرخاندن منبع RF در فرکانس‌های خود تحریک کرد، مشروط بر اینکه سطوح مبدل "صیقل اورتون"<sup>۱۴</sup> ویژه‌ای را دریافت کرده باشند تا راندمان مبدل مورد نیاز را ایجاد کنند. به‌دلیل شکنندگی مواد مبدل، تولید انبوه تشدیدگرهای مبدل با روزانس اساسی بیشتر از ۳۰ مگاهرتز عملی نیست. در کاربردهای معمولی، هارمونیک‌ها را می‌توان در دمای اتاق تا ۲۰۰ یا ۳۰۰ مگاهرتز برانگیخت. در دماهای هلیوم مایع (~۴K)، که در آن تضعیف ذاتی میله بافر بسیار کوچک می‌شود، حداقل یک مورد شناخته شده است که مبدل کوارتز ۱۰ مگاهرتزی که روی انتهای میله بافر کوارتز چسبانده شده است تا ۱۰ گیگاهرتز پژواک تولید کرده است.

یک رویکرد جایگزین برای انفجار تن که اغلب در کارهای NDE با کیفیت‌تر استفاده می‌شود، مانند اندازه‌گیری ضخامت صفحات، استفاده از پالس DC یا ویدئویی است که می‌تواند بسیار تیز باشد. در اینجا، با فرض اینکه محیط غیرپاشنده است، محتوای فرکانس هیچ علاقه‌ای ندارد، و فرد صرفاً به‌اندازه‌گیری دقیق زمان شروع توجه دارد. در واقع، می‌توان گفت که پالس‌های CW، تک انفجاری و DC بخشی از یک زنجیره مبادله را تشکیل می‌دهند، بسته به‌اینکه اطلاعات فرکانس یا زمان انتشار بیشترین اهمیت را در برنامه مورد نظر دارد یا خیر. روش دیگر، می‌تواند با استفاده از یک پالس DC تیز در منبع

<sup>۱۰</sup> Ranging Operations

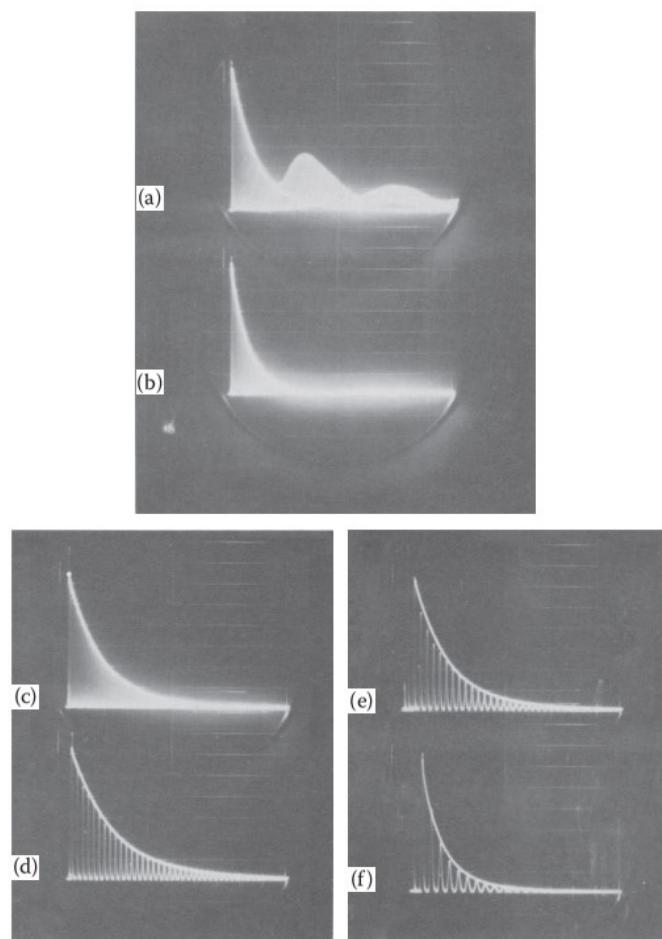
<sup>۱۱</sup> Tone-Burst

<sup>۱۲</sup> Gating

<sup>۱۳</sup> Overtone Polish

و انجام تجزیه و تحلیل طیفی سیگنال دریافتی، ترکیب شود. این رویکرد در بسیاری از کارهای قبلی مورد استفاده قرار گرفته است [۲].

با بازگشت به سیگنال انفجار تون در میله بافر، پالس فراصوت به سمت پایین میله حرکت می‌کند و پژواک‌های متعددی بین وجههای انتهایی رخ می‌دهد. هر بار که پالس به مبدل برخورد می‌کند، توسط گیرنده شناسایی می‌شود که منجر به الگوی اکو می‌شود که در شکل (۵.۱۳) نشان داده شده است. اگر نمونه کامل باشد (همگن، همسانگرد، صاف و موازی وجه انتهایی) و بتوان اثرات پراش را نادیده گرفت، یک میرائی نمایی خالص خواهیم داشت که منعکس کننده تلفات در سیستم است. از این الگوی اکو می‌توان برای تعیین سرعت و تضعیف موج فراصوت استفاده کرد.



شکل ۵.۱۳: مجموعه‌ای از الگوهای اکو به صورت تابعی از افزایش فرکانس که اثرات بازتاب دیواره جانبی را در فرکانس‌های پایین‌تر نشان و تضعیف را در فرکانس‌های بالاتر افزایش می‌دهد. نمونه تک کریستال ژرمانیوم. انتشار امواج فشاری در جهت  $<111>$ . (الف) ۱۰ مگاهرتز. (ب) ۳۰ مگاهرتز. (ج) ۵۰ مگاهرتز. (د) ۹۰ مگاهرتز. (ه) ۱۳۰ مگاهرتز. (و) ۱۷۰ مگاهرتز.

## ۱. سرعت

ما برای لحظه‌ای فرض می‌کنیم که  $V_P = V_G = V$  است. سپس سرعت را می‌توان با اندازه‌گیری ساده زمان طی بین اکوهای انتخاب شده به دست آورد. بنابراین،  $V = 2l/t$  است. مسیر انتشار مناسب برابر  $nL$  است که  $n$  تفاوت در تعداد اکو و طول میله بافر است. برای اندازه‌گیری تغییرات سرعت بسیار کوچک، که یک مسئله معمولی است، ساختار ظرفی موج  $RF$  در داخل پالس می‌تواند به عنوان یک مقیاس زمانی خوب همانطور که در روش همپوشانی پالس اکو استفاده می‌شود، استفاده کرد. در واقع، تزیینات زیادی برای اندازه‌گیری‌های سرعت با حساسیت بالا وجود دارد، اما روش دوم اکنون رویکرد پذیرفته شده است.

در این رابطه، به طور کلی دو نوع بسیار متفاوت اندازه‌گیری سرعت مورد نیاز است. اندازه‌گیری‌های مطلق که عمدتاً برای تعیین ثابت‌های الاستیک هنگام ترکیب با چگالی مورد نیاز است. دقت آزمایشی معمولی از مرتبه یک تا دو درصد است و اگر اقدامات احتیاطی استثنایی انجام شود (چه با میله‌های بافر یا میکروسکوپ صوتی) دققی در حدود  $10^{-3}$  می‌تواند به دست آید. اندازه‌گیری‌های سرعت نسبی برای نظارت بر تغییرات نسبتاً کوچک در سرعت با تغییر پارامترهای خارجی مانند فشار یا دما استفاده می‌شوند و اندازه‌گیری‌ها اثرات اصلی در آکوستیک فیزیکی و بیشتر NDE هستند. برای اندازه‌گیری سرعت در محیط‌های پاشنده باید دقت زیادی کرد. در این حالت، اندازه‌گیری زمان طی همیشه سرعت گروهی می‌دهد در حالی که تکنیک‌های مقایسه فاز خاصی برای اندازه‌گیری سرعت فاز مورد نیاز است.

## ۲. تضعیف

تعیین تضعیف بسیار دشوارتر از سرعت است، و تضعیف مطلق یک نمونه مفهومی ضعیف و کم اهمیت است، زیرا بسیار وابسته به نمونه است و به وجود عیوب کوچک و معمولاً با مشخصات ضعیف حساس است. از این‌رو، زمانی که میرایی مورد توجه است، معمولاً تغییرات نسبی آن برای مسائل آکوستیک فیزیکی به صورت تابعی از دما، فشار، میدان مغناطیسی و غیره است. مبدل، اثرات فاز پیوند<sup>۱۴</sup>، پراش، عدم موازی، ناهمگنی و غیره. برخی از این نکات در بخش بعدی مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

از لحاظ تاریخی، اندازه‌گیری‌های میرایی واقعی با استفاده از یک مقایسه‌کننده نمایی که بر روی الگوی میرایی چند اکو قرار گرفته بود، انجام شد. اخیراً، اندازه‌گیری‌های تضعیف نسبی با استفاده از انترگال گیری جعبه‌ای دو دروازه‌ای<sup>۱۵</sup> انجام شده‌اند که ارتفاع یک اکو را ثابت نگه می‌دارد و تغییرات دامنه پژواک بعدی را با پارامتر خارجی نظارت می‌کند. البته تضعیف در دستگاه‌های صوتی واقعی مهم است. در این مورد، مسئله اندازه‌گیری مقدار مطلق آن نیست، بلکه به حداقل رساندن آن و ثابت نگه داشتن آن برای کاهش افت عبوری<sup>۱۶</sup> دستگاه است.

<sup>۱۴</sup>Bond Phase Effects

<sup>۱۵</sup>Two-gate boxcar integrator

<sup>۱۶</sup>Insertion Loss

### ۲.۲.۱۳ مواد میله بافر

برای بهدست آوردن تاخیرهای طولانی و قابل تکرار، میله‌های بافر باید از مواد کم تلفات با ویژگی‌های تکرارپذیر ساخته شوند. یک کریستال ساده در جهت حالت خالص انتخاب خوبی است، بهخصوص اگر دمای دیبای<sup>۱۷</sup> بالا باشد بهطوری که تضعیف ناشی از فعل و انفعالات فونون-فونون کاهش می‌یابد. بهطور کلی باید از پلی‌کریستال‌ها اجتناب کرد زیرا پراکندگی مرز دانه‌ای<sup>۱۸</sup> می‌تواند شدید باشد و در هر صورت بین نمونه‌های مختلف بیشترین تکرار را دارد. برخی از شیشه‌ها میله‌های تاخیری بسیار خوبی می‌سازند، زیرا می‌توانند تضعیف بسیار کمی داشته باشند و همچنین همسانگرد و بسیار ارزان هستند. بر اساس ملاحظات بالا، دورالومینیم به عنوان یک خط تاخیری موقتی در چند مگاهرتز بسیار خوب است، کوارتز ذوب شده تا حداقل ۱۰۰ مگاهرتز عالی است، و یاقوت کبود محور برای فرکانس‌های بالاتر بسیار خوب است.

طول‌ها معمولاً در محدوده ۵ تا ۱۵ میلی‌متر انتخاب می‌شوند تا بتوان اکوهای تک تک را به‌وضوح تشخیص داد. اگر از کریستال استفاده شود، محور مود خالص باید به‌دقت تراز شود. در غیر این صورت، انتشار خرچنگ‌مانند<sup>۱۹</sup> رخ خواهد داد. مسطح بودن وجههای انتهایی و موازی بودن آنها از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است. البته الزامات به‌شدت وابسته به فرکانس هستند، زیرا هر زبری (ناهمواری) یا انحراف از موازی باید بسیار کوچک‌تر از طول موج صوتی باشد. به عنوان مثال، در ۱۰ گیگاهرتز بهترین صیقل نوری (حداقل در جایی که  $600 \sim Na$  نانومتر است) با موازی‌سازی چند ثانیه قوس، مورد نیاز است. در فرکانس ۱۰ مگاهرتز، این الزامات را می‌توان با ضربیب ۱۰۰۰ کاهش داد تا کیفیت سیگنال یکسانی به‌دست آید.

پیوند مبدل همیشه در هر کاربرد فراصوت با نمونه‌های جامد، به‌ویژه برای اندازه‌گیری‌های صوتی فیزیکی به‌صورت عنوان تابعی از دما، یک دغدغه است. الزامات کلی این است که پیوند تا حد امکان نازک باشد تا از خطاهای فاز انگلی و تضعیف جلوگیری شود، از این‌رو انتقال بالایی داشته و کاملاً پایدار و قابل تکرار باشد. برای میله‌های بافر دائمی، رزین اپوکسی انتخاب خوبی است اگر احتمال اتصال موقتی‌آمیز بالا باشد، در غیر این صورت مبدل همواره از بین می‌رود زیرا پیوند اساساً دائمی است. راه حل‌های موقت و قابل جداسازی بیشتر معمولاً شامل استفاده از گریس خلاء، روغن سیلیکون و انواع آنها می‌شود. در این حالت، در صورتی که میله از جنس سخت باشد، مبدل باید روی میله بافر «فسرده» شود، مثلاً با فشار دادن مبدل با انتهای پاک کن یک برس ماشین تحریر قدیمی. استفاده از مبدل‌های پیوندی برای کار در دمای پایین به‌دلیل انقباض افتراقی بین مبدل، عامل پیوند و نمونه بسیار دقیق است. این می‌تواند بسیار زیاد باشد و حتی منجر به‌شکستن یک یا چند مورد از موارد فوق شود. یک راه حل، که در اجرای آن به تفصیل توضیح داده شده است، متراکم کردن اجزای آلی فرار در دماهای پایین (تقریباً ۱۰۰K) بوده است، جایی که بسیاری از انقباضات دیفرانسیل قبلاً در خنک شدن رخ داده

<sup>۱۷</sup>Debye

<sup>۱۸</sup>Grain Boundary Scattering

<sup>۱۹</sup>Crablike Propagation

است. برای دماهای پایین و اتاق بالای  $100^{\circ}\text{C}$ ، راه حل ایده‌آل استفاده از مبدل‌های ساخته شده از اندود  $\text{ZnO}$  یا  $\text{AlN}$  است که مستقیماً بر روی نمونه قرار می‌گیرند، بنابراین پیوند به طور کلی از بین می‌رود.

### ۳.۲.۱۳ تلفات صوتی در میله بافر

از دیدگاه فیزیک آکوستیک، تلفات در میله‌های بافر مهم هستند، زیرا اگر بخواهیم اندازه‌گیری‌های میرایی دقیق را انجام دهیم، باید درک، کنترل و کمیت شوند. از نقطه نظر دستگاه، آنها باید کنترل شوند تا از افت عبوری<sup>۲۰</sup> کاهش یابد. تا کنون، ما زنجیره فراصوت را از منبع  $RF$  تا مبدل در سراسر باند و به میله بافر رديایي کرده‌ایم تا انتقال توان را به بیشینه و تلفات را به کمینه برسانیم. حال باید هندسه بافر را در نظر بگیریم. با فرض اینکه میله بافر به گونه‌ای انتخاب شده است که کمترین تضعیف ذاتی ممکن را داشته باشد، دو جزء اضافی از اتلاف مربوط به ملاحظات هندسی وجود دارد که در پیامدهای خود ظاهرًا شبیه یکدیگر هستند: پراش و تلفات به دلیل عدم وجود موازی‌سازی.

#### پراش

یک موج فراصوت در یک میله بافر مانند یک پرتو لیزر نیست، زیرا در فرآیند تولید هیچ تطابقی ذاتی وجود ندارد. از آنجایی که طول موج به همان ترتیب ابعاد مبدل و میله در فرکانس‌های پایین است، اثرات پراش قابل توجهی رخ می‌دهد. در میدان نزدیک، تا فواصل مرتبه  $a^2/\lambda_F = z_F$ <sup>۲۱</sup>، پرتو تقریباً همسو می‌شود. بیشتر از این، آن پخش شده و در نهایت از دیواره کناری رفت و برگشت کرده و به پرتو اصلی که در آن اثرات تداخلی رخ می‌دهد منعکس می‌شود. برای یک میله بافر فرکانس پایین  $5 = a$  میلی‌متر،  $5 = f$  مگاهرتز و  $1 \leq \lambda$  میلی‌متر بنابراین  $z_F = 25$  میلی‌متر رخ می‌دهد.

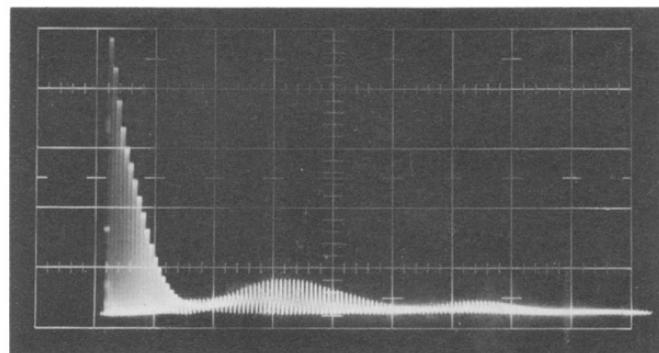
از آنجایی که دهها یا صدها انعکاس ممکن است رخ دهد، پراش در این مورد مشکل‌ساز خواهد بود. اثرات تداخل منجر به مدولاسیون الگوی اکو می‌شود که در فرکانس‌های پایین بیشتر مشخص می‌شود. این اثر به‌وضوح برای نمونه‌هایی با میرایی کم قابل مشاهده است و اولین بیشینه در اطراف فاصله فرنل رخ می‌دهد. شکل (۳.۱۳) اثر تک کریستال زرمانیوم را با افزایش فرکانس و همچنین اثر افزایش تضعیف در فرکانس‌های بالاتر را نشان می‌دهد. تجزیه و تحلیل دقیق<sup>۲۲</sup> نشان می‌دهد که اولین پیک‌ها در  $z/z_F = 0.05; 0.07; 0.10$  رخ می‌دهند. به عنوان یک قاعده کلی، اثرات پراش باعث کاهش یک دسی‌بل برای طی هر مسافت فرنل می‌شود.

#### موازی‌سازی

یک واقعیت مهم که همیشه مورد توجه قرار نمی‌گیرد این است که خروجی مبدل پیزوالکتریک به تغییر فاز موج فراصوت در سراسر جبهه موج حساس است. می‌توان گام‌های ویژه‌ای برای تصادفی‌سازی فاز برداشت، اما در عمل به ندرت از آنها استفاده

<sup>۲۰</sup> Insertion Loss

می‌شود. این بدان معنی است که اثرات تداخل ممکن است و برای کاهش آنها جبهه موج باید تا حد امکان موازی با وجههای مبدل ساخته شود. یکی از راههایی که می‌تواند رخدید این است که وجههای انتهایی میله بافر موازی نباشد، که منجر به کج شدن جبهه موج برگشتی می‌شود. اگر جابجایی محوری جبهه موج در سراسر پرتو  $a$  باشد، بدیهی است که می‌خواهیم  $1 \ll k_l$  یا  $\lambda \ll a$  تغییر فاز مربوطه را کاهش دهد. برای یک میله بافر معین، بنابراین  $a$  ثابت است، اثر در فرکانس‌های بالا مهمتر می‌شود. در یک فرکانس معین، مدولاسیون را می‌توان متناسب با  $2J_1(2kan\theta)/(2kan\theta)$  نشان داد که همان مدولاسیون پراش است. این در شکل (۴.۱۳) مشاهده شده است. اگرچه این دو اثر در یک فرکانس معین تجلی یکسانی دارند، اما به راحتی قابل تشخیص هستند. اگر با افزایش فرکانس اثر کاهش یابد به دلیل پراش است و اگر در فرکانس پایین کاهش یابد به دلیل موازی بودن است (البته این دو می‌توانند همیشه در یک زمان وجود داشته باشند تا مسائل را پیچیده کنند). محاسبات دقیق نشان می‌دهد که میرایی وابسته  $10^{-5}fa\theta$  است. برای  $f = 10^5$  مگاهرتز،  $a = 10^{-4}$  میلی‌متر، و  $\theta = 10^{-4}$  رادیان، این  $\alpha = 1/7$  دسی‌بل بر اکو را می‌دهد، که بسیار قابل توجه است. در نهایت، اثرات دیگری مانند شبکه‌های نابجایی<sup>۲۱</sup>، گرادیان دما و سایر ناهمگنی‌ها می‌توانند منجر به تضعیف‌های مشابه شوند، بنابراین باید تا حد امکان مراقب کاهش آنها بود.



شکل ۴.۱۳: الگوی اکو برای یک نمونه سیلیکونی در  $30^\circ$  مگاهرتز با زاویه غیر موازی  $\theta = 2 \times 10^{-4}$  راد. پوش بهوضوح از منحنی  $jinc(2kan\theta)$  پیروی می‌کند که در آن  $a$  شعاع مبدل و  $n$  عدد اکو است.

#### ۴.۲.۱۳ کاربرد میله بافر BAW

میله‌های بافر BAW کاربردهای نسبتاً تخصصی در کاربردهای طاقچه‌ای (تورفتگی‌ها)<sup>۲۲</sup> دارند. آنها در آزمایشگاه تحقیقاتی که در آن مطالعات بر روی کریستال‌های بزرگ به منظور جداسازی اکو انجام می‌شود، همه جا وجود دارند. آنها همچنین برای برنامه‌های خاص در NDE مفید هستند، به خصوص در مواردی که دسترسی به نمونه در محیط‌های متخاصم

<sup>۲۱</sup> Dislocation Networks

<sup>۲۲</sup> Niche Applications

مورد نیاز است. برخی از این کاربردها در فصل نوزدهم توضیح داده شده است. میله‌های بافر BAW همچنین برای استفاده با عدسی‌های (لنژها) Quate-type و سایر عدسی‌های صوتی برای اهداف تصویربرداری، همانطور که در فصل هفدهم بهتفصیل توضیح داده شده است، کاربرد مداوم دارند.

از نظر تاریخی، یکی از کاربردهای اصلی میله‌های بافر BAW برای خطوط تاخیر پویا برای ذخیره سازی و پردازش سیگنال بود. فناوری مورد استفاده تا سال ۱۹۶۵ در [۲۳] Eveleth بررسی شده است. خطوط تاخیری چند ضلعی ساخته شده از سیلیس ذوب شده کم تلفات با ۳۰ یا ۴۰ وجه برای تولید پژواک‌های متعدد در اطراف چند ضلعی استفاده شد. با طراحی دقیق، چنین خطوط تاخیری می‌توانند تا ۱۰۰۰۰ میکروثانیه تاخیر ایجاد کنند. همچنین می‌توان از آنها برای اجازه دادن به عملکردهای پردازش سیگنال استفاده کرد. با این حال، از زمان ظهور فناوری مسطح موج صوتی سطحی، این خطوط تاخیر اکنون فقط مورد توجه تاریخی هستند و بیشتر مورد توجه قرار نخواهند گرفت.

### ۵.۲.۱۳ میله‌های بافر روکش شده

خطوط تاخیر فیبر آکوستیک پوشیده شده برای اولین بار توسط بوید [۲۴] و همکاران به عنوان جایگزینی برای خطوط چند ضلعی موج حجیم و خطوط تاخیری درهم پوشاندن موج سطحی که قبلاً مورد بحث قرار گرفت، توسعه داده شد. اصول مربوطه بر اساس فیبرهای نوری است. فیبر صوتی شامل یک هسته کم سرعت (به عنوان مثال، شیشه‌ای) و یک روکش با سرعت بالاتر برای افروزنگی ارزشی صوتی به هسته و کاهش تلفات کاذب [۲۵] ناشی از اثرات سطحی، تکیه‌گاه‌های مکانیکی و غیره، همچنین حذف همسنوابی است. بسته به مکانیسم انتقال استفاده شده، مودهای محوري پیچشی یا شعاعی می‌توانند در فیبر تحریک شوند. چنین خطوط تاخیر طولانی همچنین برای تصویربرداری صوتی [۲۶] زمانی که یک حفره کروی در یک وجه انتهایی زمین شده است، استفاده شده است.

اخيراً، میله‌های بافر روکش‌دار برای کاربردهای تخصصی مختلف در NDE توسعه یافته‌اند [۲۷]. میله‌های بافر فولادی به دلیل استحکام مکانیکی بالا و برای کاربردهای دمای بالا توسعه داده شدند [۲۸]. میله‌های بافر آلومینیومی به دلیل وزن سبک، سهولت ماشین کاری و خواص فرآصوت خوب مورد بررسی قرار گرفتند [۲۹]. اصل اساسی یکسان است در این که روکش برای حذف ساختار کاذب ایجاد شده در سطح به دلیل پراش و تبدیل مود استفاده می‌شود. در این حالت، امواج طولی یا عرضی حجیم در یک هسته با دامنه کم منتقل می‌شود. از آنجایی که یکی از کاربردهای اصلی NDE در دماهای بالا است، از مواد هسته مانند Al, Zr و فولادهای ریزدانه استفاده شده است. از تکنیک‌های اسپری حرارتی برای رسوب دادن روکش‌هایی که ممکن است تا چندین میلی‌متر ضخامت داشته باشند، برای پشتیبانی از عملکرد روکش و همچنین امکان ماشینکاری سطح بیرونی برای تهیه رزوه‌های پیچ و غیره استفاده شده است. این میله‌های بافر بلند و باکیفیت دارای پتانسیل کاربرد در بسیاری از فرآیندهای صنعتی هستند که در شرایط محیطی خصمانه یا چالش

<sup>۲۳</sup>Boyd

<sup>۲۴</sup>Spurious Losses

برانگیز انجام می‌شوند. چند مثال در زیر آورده شده است:

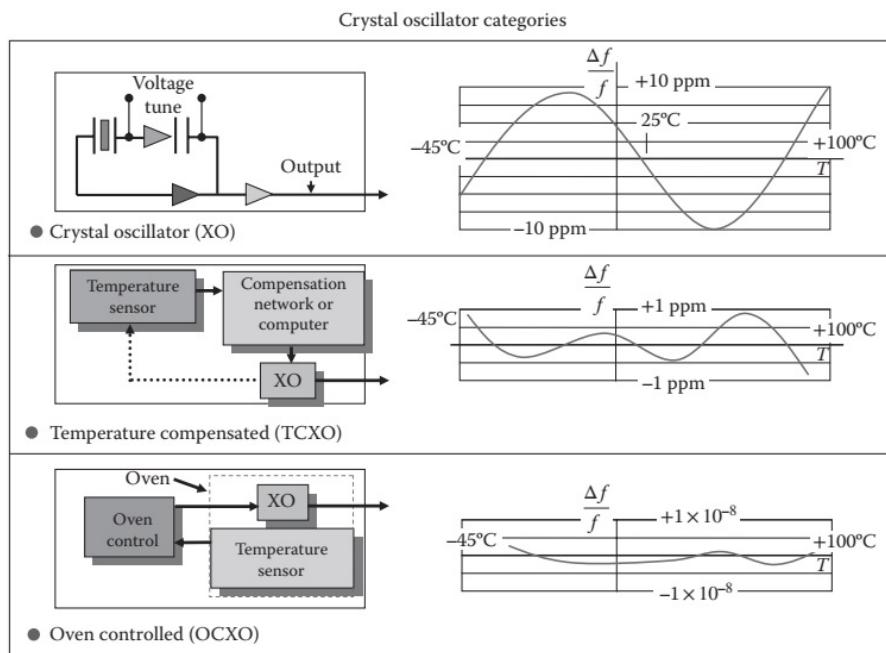
۱. NDE با دمای بالا بسیاری از فرآیندهای صنعتی در مقیاس بزرگ در دماهای بالا انجام می‌شوند، به عنوان مثال، ۷۰۰ درجه سانتی گراد برای ریخته گری آلومینیوم، ۲۰۰ درجه سانتی گراد تا ۴۰۰ درجه سانتی گراد برای اکستروژن پلیمر، و ۱۵۰۰ درجه سانتی گراد برای شیشه مذاب و فولاد. مبدل‌های فرراصوت معمولی را می‌توان حداقل تا ۳۵۰ درجه سانتی گراد تا ۴۰۰ درجه سانتی گراد استفاده کرد و بنابراین باید راه حل‌های جدیدی پیدا کرد. میله‌های بافر روکش‌دار این الزامات را برآورده می‌کنند و برای مثال در سطح مشترک بین منیزیم مذاب و نمک  $MgCl_2$  در دمای حدود ۷۰۰ درجه سانتی گراد استفاده شده است. یک میله به طول یک متر با یک دستگاه خنک کننده هوا در انتهای بالایی برای خنک کردن مبدل و اتصال RF آن استفاده شد. برای مذاب‌های آلومینیوم، میله‌های بافر باید با دقیق انتخاب می‌شدند تا از خوردگی جلوگیری شود. برای روکش فولاد ضد زنگ در مذاب آلومینیوم در دمای ۹۶۰ درجه سانتی‌گراد، اندازه‌گیری باید در کمتر از ۳۰ دقیقه انجام شود تا این اثرات گلوگیری شود.
۲. اندازه‌گیری ضخامت در دماهای بالا یک مشکل مهم، خوردگی سطوح داخلی لوله‌ها و ظروف حامل فلزات مذاب یا مواد شیمیایی خورنده در دمای بالا است. برای انجام این کار، میله بافر روکش‌دار را می‌توان در برخورد معمولی با سطح بیرونی لوله قرار داد و پژواک‌های متعددی را در دیواره لوله مشاهده کرد. اگر اثرات دما در نظر گرفته شود، می‌توان اندازه‌گیری دقیق ضخامت دیوار در حین کار را انجام داد.
۳. نظارت آنلاین در حین اکستروژن پلیمری میله بافر را می‌توان در دیواره اکسترودر نصب کرد، انتهای آن هم‌سطح با سطح حفره قرار می‌گیرد. این مطالعه نشان داد که اندازه‌گیری‌های دقیقی را می‌توان در زمان واقعی ضخامت مذاب پلیمر اکسترود شده با سرعت زاویه‌ای ۵ دور در دقیقه در شرایط ثابت ۲۲۰ درجه سانتی گراد و ۵۴۰  $psi$  انجام داد. این اجازه می‌دهد تا در زمان واقعی ترکیبات پلیمری و سایر خواص مخلوط نظارت شود.

## ۳.۱۳ رزوناتورهای کوارتز-کریستال

### ۱.۳.۱۳ مقدمه

کوارتز بیش از ۷۰ سال است که فناوری پیشرو برای دستگاه‌های زمان‌بندی بوده است. رزوناتورهای کریستال کوارتز در همه جا در حال حاضر در مقادیر بسیار زیاد (۹ میلیارد در سال) ساخته می‌شوند و نوسانگرهای مبتنی بر کوارتز در لوازم الکترونیکی صنعتی و مصرفی مدرن همه جا وجود دارند. بسته به کاربرد، طیف وسیعی از عملکرد مورد نیاز است، از ارزان‌ترین و کم کارآمدترین کاربرد مصرف‌کننده تا بالای خط، جایی که عناصر کوارتز با ساعت‌های اتمی رقابت می‌کنند. چندین اصطلاح مختلف برای توصیف درستی یک نوسانگر یا تشدید کننده استفاده می‌شود، مانند دقت و پایداری. واژه دقت در زیر

به معنای درجه‌ای است که فرکانس اندازه‌گیری شده با مقدار شناخته شده مطابقت دارد. پایداری یک تشید کننده اغلب بر حسب وابستگی فرکانس به پارامترهای خارجی مانند زمان و دما بیان می‌شود. کارهای زیادی برای بهبود دقت و پایداری روزناتورهای کوارتز انجام شده است که به خوبی در ویک [۲۵] و ویک و بالاتو [۲۶] خلاصه شده است. برخی از روش‌های مختلف مورد استفاده بهمنظور افزایش پیچیدگی در شکل (۷.۱۳) نشان داده شده است. ارقام برای دقت ارائه شده در زیر شامل اثرات زیست محیطی و یک سال مرور زمان است [۹]:



شکل ۷.۱۳: یک نوسان‌ساز کریستالی با محدوده دمایی وسیع (XO) دارای پایداری معمولی  $f$  نسبت به  $T$  در مرتبه  $10^{-5}$  تا  $5 \times 10^{-5}$  است. یک XO جبران شده با دما (TCXO) می‌تواند آن را تا  $\sim 1 \text{ ppm}$  کاهش دهد. یک XO کنترل شده با کوره (OCXO) Oven-Controlled XO می‌تواند این پایداری را به  $1 \times 10^{-8}$  یا بهتر کاهش دهد (اما به قیمت مصرف انرژی بسیار بالاتر). OCXO های سطح بالا (SC-cut) می‌توانند در محدوده دمایی وسیعی در محدوده  $10^{-10}$  تا  $10^{-8}$  باقی بمانند.

۱. نوسانگرهای کریستالی (XO): دقت  $10^{-5}$  تا  $10^{-4}$  [۲۷]

۲. نوسانگرهای کریستالی جبران شده با دما (TCXO): دقت  $10^{-6}$  [۲۸]

<sup>۲۵</sup>Vig

<sup>۲۶</sup>Vig and Ballato

<sup>۲۷</sup>Crystal oscillators (XO)

<sup>۲۸</sup>Temperature-compensated crystal oscillators (TCXO)

۳. نوسانگرهای کریستالی جبران شده با میکروکامپیوتر(MCXO)<sup>۲۹</sup>: دقت  $10^{-8}$  -  $10^{-7}$
۴. نوسانگرهای کریستالی کنترل شده با کوره(OCXO)<sup>۳۰</sup>: دقت  $10^{-8}$  یا بهتر
- کوارتز چندین ویژگی منحصر بهفرد دارد که بسیار سودمند هستند و اینها کاربرد گسترده آن را توضیح می‌دهند:
۱. پیزوالکتریک است.
  ۲. بسیار ناهمسانگرد است، به این معنی که می‌توان برش‌هایی را یافت که دمای صفر و / یا تغییرات تنش صفر دارند.
  ۳. کوارتز یک ماده کم تلفات است، از این‌رو  $Q$  ماده بالا است که منجر به پهنهای باند تشدید کننده باریک می‌شود.
  ۴. پردازش مواد اولیه آسان است.
  ۵. کوارتز بسیار فراوان است، هم در طبیعت و هم به عنوان کریستال‌های گرمابی کاملاً رشد یافته.

وقتی مسائل پایداری نگران کننده نباشد، ممکن است از مواد دیگری با ثابت تزویج بالاتر یا سایر خواص مطلوب استفاده شود. همچنین درست است که مواد جدیدی در رقابت با کوارتز در حال توسعه هستند، به ویژه لانگازیت، که تلفات کمتر و  $K^3$  بالاتری دارد. با این حال، کوارتز همچنان برتر است زیرا پیشرفت‌های مداوم در فناوری آن انجام می‌شود، و کاهش هزینه‌ها به طور مداوم در مواد بسیار کم هزینه رخ می‌دهد.

### ۲.۳.۱۳ برش‌ها و مودها

همانطور که در استانداردهای IEEE [۱۱] توضیح داده شد، سیستم‌های محورهای  $x, y, z$  متعامد برای همه سیستم‌های کریستالی تعریف شده‌اند و اینها به عنوان محورهای مرجع برای توصیف تمام برش‌های پیزوالکتریک استفاده می‌شوند. تصاویر ساده‌ای از این برش‌ها برای کریستال‌های پیزوالکتریک مختلف در بسیاری از جاها ارائه شده است [۹]. وضعیت کاملاً پیچیده است زیرا هر دو  $K^3$  و  $V_P$  با جهت متفاوت هستند. مطالعه روابط کششی می‌تواند برای تعیین جهت‌هایی که می‌توانیم برای میدان الکتریکی اعمال شده در امتداد یک جهت معین، حالت‌های کششی یا برشی خالص داشته باشیم، استفاده شود. جالب توجه خاص برش  $AT$  (برش  $Y$ ، به عنوان مثال، عادی به محور  $Y$ ، سپس  $35/15$  درجه چرخش)، که می‌تواند در حالت برش ضخامت استفاده شود. در مقایسه با برش‌های دیگر، تغییرات دمایی بسیار پایینی دارد ( $0^\circ$  تا  $25^\circ$  پی پی ام در  $-50^\circ$  درجه سانتی گراد تا  $+100^\circ$  درجه سانتی گراد). این نمونه‌ای از یک برش چرخشی است. حتی نتایج بهتری را می‌توان از برش‌های دوبرابر چرخش مانند  $FC, IT$  و  $SC$  به دست آورد که حتی پایداری دمایی

<sup>۲۹</sup>Microcomputer-compensated crystal oscillators (MCXO)

<sup>۳۰</sup>Oven-controlled crystal oscillators (OCXO)

بهتری نسبت به برش  $AT$  دارند. برش  $SC$  به تنش‌های درون صفحه نیز بسیار غیر حساس است.

علاوه بر رزوناتورهای منفرد و ایزوله، فیلترهای تشید کننده یکپارچه نیز در طول سال‌ها توسعه یافته‌اند. یک پیکربندی متداول از دو یا چند تشید کننده حالت برشی ضخامت در یک کریستال تشکیل شده است که توسط امواج ناپایدار تزویج شده‌اند. رایج‌ترین دستگاه یک فیلتر متقارن دو تشید کننده با عناصری است که تقریباً در یک فرکانس نوسان دارند. کوپلینگ باعث ایجاد مودهای متقارن و ضد متقارن می‌شود. نتیجه یک دستگاه فشرده‌تر و ارزان‌تر از دستگاهی است که با استفاده از بسیاری از تشید کننده‌های گسسته متصل در پیکربندی پیچیده، چه نرdbانی و چه شبکه‌ای، به دست می‌آید.

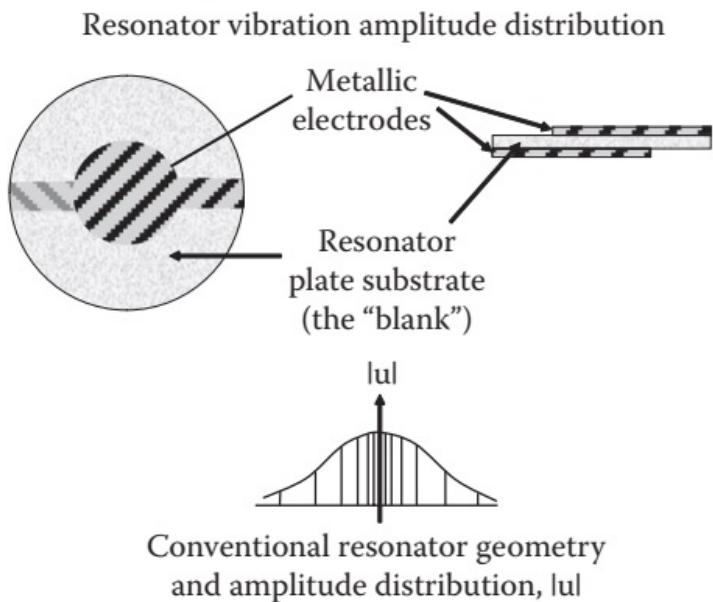
### ۳.۳.۱۳ ساختار نوسانگرها و بسته بندی

برای اهداف بحث، ما یک تشید کننده مود ضخامت دیسکی شکل را فرض می‌کنیم. در ساده‌ترین حالت، الکترودهای کروم-طلا به صورت خلاء روی دو وجه رسوب می‌کنند، با یک ناحیه کلیددار برای اتصال به پین‌های خارجی. الکترودها و کن tact‌های پیوند از قسمت فعال تشید کننده دور نگه داشته می‌شوند تا تنش‌ها و انتشار که منجر به پیری می‌شود به کمینه برسد. همانطور که در شکل (۸.۱۳) مشاهده می‌شود، دیسک برای بهدام انداختن انرژی صوتی در مرکز، شیبدار است که تلفات و تولید مودهای جعلی<sup>۳۱</sup> را کاهش می‌دهد. در نهایت، ساختار تشید کننده سپس در یک محفظه مهر و موم شده هرمتیک آب بندی می‌شود. برای مقاصد مقایسه، پایداری معمولاً بر حسب انحراف آلن [۹]<sup>۳۲</sup> بیان می‌شود، که انحراف استاندارد تغییرات فرکانس نسبی برای تعداد معینی از مقادیر داده در یک بازه زمانی معین و برای یک بازه زمانی نمونه‌گیری معین است. بدیهی است که هر چه انحراف آلن کوچکتر باشد، پایداری بهتری خواهد داشت.

رزوناتور بالای خط، boîtier a vitesse améliore (BVA)، است که همه چیز برای بهبودشینه رساندن پایداری طراحی شده است. کریستال در مرکز در مود  $SC$  می‌لرزد. الکترودها بر روی سطوح مجاور در فاصله چند میکرون از دیسک کوارتز قرار می‌گیرند. از بهترین کیفیت کریستال استفاده شده است. ارقام عملکرد بسیار چشمگیر است. انحراف آلن از مرتبه  $10^{-14} \times 4$  است که مربوط به پایداری حدود  $10^{-10}$  هرتز در روز برای یک تشید کننده ۵ مگاهرتز است. اخیراً<sup>۱۲</sup>، آزمایشاتی بر روی هفت نوسانگر BVA در شرایط اندازه‌گیری تقریباً ایده‌آل انجام شد. نتایج با یک کف انحراف آلن  $10^{-14} \times 3/2$  برای یک فاصله متوسط چند ثانیه مطابقت دارد. این رقم پایداری بهتر از آن است که با بهترین میزرهای هیدروژن فعال<sup>۳۲</sup> به دست می‌آید.

<sup>۳۱</sup>Spurious modes

<sup>۳۲</sup>Active Hydrogen Masers



شکل ۸.۱۳: توزیع دامنه ارتعاش تشدید کننده. در یک تشدید کننده ایده‌آل، دامنه ارتعاش تقریباً به صورت تصاعدی در خارج از الکترودها کاهش می‌یابد.

### ۴.۳.۱۳ پیشرفت‌های اخیر

همانطور که قبلاً پیشنهاد شد، با وجود معرفی بسیاری از کریستال‌های پیزوالکتریک جدید، فناوری کوارتز هرگز واقعاً به‌حالش کشیده نشده است. این عمدتاً بدلیل ضریب دمای پایین،  $Q$  بالا، بلوغ فناوری کوارتز و هزینه بسیار کم است. در واقع، نه تنها فناوری کوارتز در سطوح بالا، مانند BVA، بهبود یافته است، بلکه پیشرفت‌های قابل توجهی در سطح پایین نیز رخ داده است. این امر منجر به افزایش مدارم ۴ تا ۱۰ درصدی تقاضا در سال با بازار تخمینی بیش از ۴ میلیارد دلار در سال ۲۰۰۸ برای کریستال‌های کوارتز و نوسانگرها شده است. این در مواجهه با تلاش‌های تعیین شده توسط سیستم‌های مکانیکی میکروالکتریک (MEMS) و جوامع نوسان‌گر سیلیکونی برای جابجایی کوارتز به دست آمده است. برخی از روندهای اصلی افزایش استفاده از فناوری کوارتز به شرح زیر است [۱۳]:

- افزایش تقاضا برای عملکرد در دستگاه‌های تلفن همراه (MPS GPS)، دسترسی به اینترنت، بلوتوث و غیره منجر به افزایش اجزای کنترل فرکانس خارج از تراشه، مانند XO VCXO TCXO وغیره شده است.
- افزایش انفجاری در تقاضا برای کریستال‌های کوارتز کوچکتر. به عنوان مثال، بلورهای کوارتز برش  $AT12 \times 1/6$  میلی‌متر مریع در حال حاضر در حجم عرضه می‌شوند و روند کاهش ضخامت تا  $0.4 \times 1/10$  میلی‌متر را دارد. روند فعلی به سمت بسته‌های کریستالی (CMOS) با کریستال‌های کوارتز یکپارچه دارای ابعاد  $2 \times 1/6$  میلی‌متر مریع یا کوچکتر هستند.

PCXO از نظر اندازه تا حدودی بزرگتر است و اندازه آن  $2 \times 2 \times 2$  میلی‌متر مربع است. استفاده از آنها در یک حلقه قفل فاز یکپارچه (PLL)<sup>۳۳</sup> امکان انتخاب هر فرکانس در محدوده وسیع (مثلاً ۲۰۰ مگاهرتز) را با شروع از یک کریستال کوارتز با فرکانس پایین ثابت می‌دهد که از نظر طراحی بسیار جذاب است. بسته به محدوده دمایی مورد نظر، همه این دستگاه‌ها دارای پایداری کامل  $100^{\circ}\text{C}$  یا  $25^{\circ}\text{C}$  پی‌بی ام هستند. هیچ فناوری دیگری بدون جبران دما نمی‌تواند با آن رقابت کند. یک TCXO می‌تواند به پایداری دمایی بهتر از  $10^{\circ}\text{C}$  داشت یا برد، که نزدیک به  $25^{\circ}\text{C}$  پی‌بی ام مورد نیاز برای سنتز فرکانس است، اما همچنان از  $5^{\circ}\text{C}$  پی‌بی ام مورد نیاز برای GPS فاصله دارد. TXCO‌های موجود نیز نسبتاً کوچک هستند، حدود  $1/6$  میلی‌متر مربع. همه این بهودها در عملکرد با کاهش مستمر هزینه به دست آمده است.

- محدوده فرکانس بالاتر (ثبت) برای برنامه‌های شبکه و ذخیره سازی تا  $70^{\circ}\text{C}$  مگاهرتز. استفاده از فراتون<sup>۳۴</sup> سوم و اندازه کوچک آن آسان است. در حال حاضر تقاضا برای نوسانگرها در این منطقه کاربردی تا  $16^{\circ}\text{C}$  مگاهرتز وجود دارد، اما بعید است که کوارتز بالاتر از این فرکانس رقابتی باشد.
- بهود نوسان ساز به دلیل مدار. برخی از این موارد عبارتند از PCXO که از PLL کسری استفاده می‌کند، کنترل دقیق‌تر پایداری در XOsها تا  $15\text{ppm}$  و لرزش با استفاده از PLL به کمتر از  $1\text{ps}$  کاهش می‌یابد.
- تقاضا برای کریستال‌های کوارتز برش AT بزرگ‌تر و ارزان‌تر ادامه دارد. کریستال‌ها از چین تهیه می‌شوند و قیمت رقابتی آنها به حدی است که حتی تایوان نیز نمی‌تواند رقابت کند.
- کوارتز (QMEMS). این یک گام در جهت "اگر نمی‌توانید آنها را شکست دهید به آنها بپیوندید" از سوی هر دو طرف است و در بخش‌های  $2.15$  و  $3.15$  با جزئیات بیشتر مورد بررسی قرار خواهد گرفت. فناوری‌های MEMS (لیتوگرافی عکس دو طرفه، متالیزاسیون غیرمسطح، لایه‌های فدائی<sup>۳۵</sup> و غیره) برای تولید چنگال‌های تنظیم کوارتز، سنسورهای ژیروسکوپی کوارتز، بای‌مزا<sup>۳۶</sup>، و کریستال‌های کوارتز مود لامه استفاده شده‌اند. مراحل حکاکی (اچ کردن) MEMS برای کوارتز بسیار خوب عمل می‌کند، زیرا بسیار ناهمسانگرد است، بنابراین یک همزیستی طبیعی بین این دو فناوری و همچنین تطابق فزاینده نزدیک در حوزه‌های کاربردی آنها وجود دارد. QMEMS بدون شک در تعداد فزاینده‌ای از محصولات نسل بعدی برجسته خواهد شد.
- روند جالبی وجود دارد که در بخش ساعت اتمی در بخش ۳.۳.۱۵ ذکر شده است که به موجب آن ساعت‌های اتمی کوچک می‌شوند و با توان کمتر کار می‌کنند.

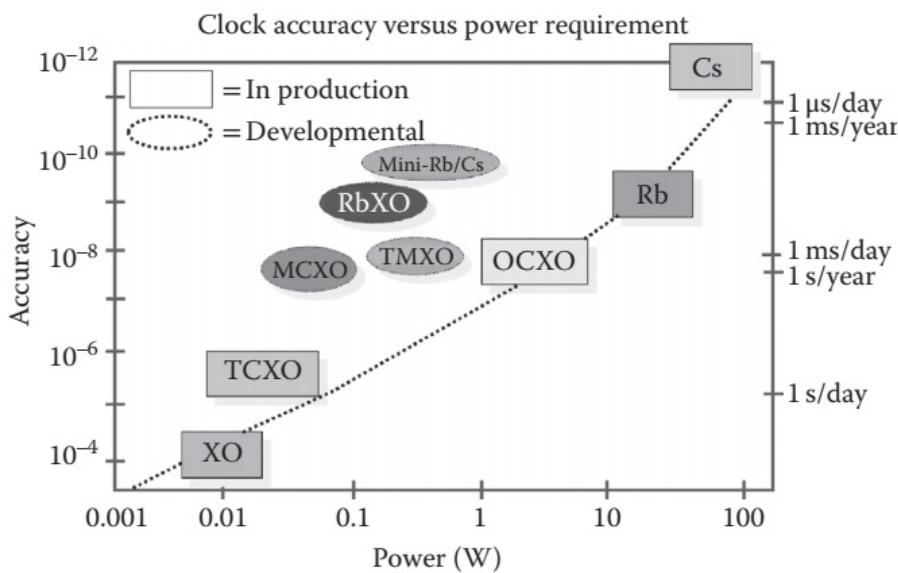
<sup>۳۳</sup>Phase Lock Loop (PLL)

<sup>۳۴</sup>Overtone

<sup>۳۵</sup>Sacrificial layers

<sup>۳۶</sup>Bi-mesa

همچنین، برخی از استانداردهای ساعت اتمی، مانند روپیدیوم، با نوسان‌سازهای کریستالی کم توان ترکیب می‌شوند تا دقت نوسانگرهای کریستالی را بهبود بخشد. روند به سمت ساعت‌های کم مصرف، بسیار دقیق و بسیار کوچک در شکل (۹.۱۳) نشان داده شده است.



شکل ۹.۱۳: رابطه بین دقت و توان مورد نیاز برای کلاس‌های اصلی استانداردهای فرکانس و برای برخی استانداردهای توسعه دقت‌های نشان داده شده برای دستگاه‌های با دامنه دمایی وسیع است و شامل اثرات زیستمحیطی و یک سال پیش می‌شود. استانداردهای آزمایشگاهی (به عنوان مثال، بهترین استاندارد سزیم موجود) دقت بالاتری دارند. در دسترس بودن برق اغلب گزینه‌های موجود را محدود می‌کند. به عنوان مثال، دستگاه‌های کوچک و دستی به MCXO، TCXO یا XO محدود می‌شوند.

## ۴.۱۳ نوسانگر سیلیکونی

همانطور که قبلاً ذکر شد، فناوری کوارتز BAW به عنوان رزوناتور انتخابی برای فرکانس‌های زیر ۱۰۰ مگاهرتز، از نظر تجاری کاملاً جا افتاده است. با گذشت زمان، فناوری در حال رشد و کاهش مداوم هزینه‌ها، این موقعیت را ایمن کرده است و فروش سالانه فعلی بیش از ۱۰ میلیارد واحد تخمین زده می‌شود. به صورت دوره‌ای، نامزدهای جایگزین خود را معرفی می‌کنند و یکی از امیدوارکننده‌ترین آنها در حال حاضر نوسانگر سیلیکونی است که مبتنی بر فناوری استاندارد CMOS است. نوسان ساز هارمونیک (CHO) بر اساس یک تشید کننده LC حلقه باز کلاسیک است که می‌تواند در فرکانس‌های گیگاهرتز کار کند. دلایل مختلفی وجود دارد که چرا این یک فناوری ایده‌آل است:

- هیچ محدودیت فرکانس بالایی واقعی برای برنامه‌های مصرف کننده وجود ندارد، بنابراین یک فناوری غیر فرکانس محدود ترجیح داده می‌شود.
- ادغام یک CHO در یک مدار CMOS ساده است.
- مرجع فرکانس CHO بسیار نازک است و بر خلاف مورد تشدید کننده‌های کوارتز، عامل محدود کننده در تعیین ضخامت بسته بندی نیست.
- فناوری CMOS به خوبی درک شده است و مسائل قابل اعتماد کمی دارد.

پیکربندی حلقه باز به‌این دلیل امکان پذیر است که مدارهای جبران کننده دقیقی برای کنترل هر گونه تغییراتی که به‌دلیل تغییرات فرآیند، ولتاژ یا دما رخ می‌دهد در دسترس هستند. در مقابل، پیکربندی PLL مدار بسته است، به‌این معنی که هر گونه تغییر فرکانس مورد نیاز به‌سمت بالا مقیاس بندی می‌شود، که نویز فاز و لرزش<sup>۳۷</sup> را افزایش می‌دهد. همچنین، فرکانس نوسانگر سیلیکون از یک مقدار بالا در صورت نیاز کاهش می‌یابد که منجر به کاهش نویز فاز و لرزش می‌شود. در نتیجه این ملاحظات، CHO از طرق مختلفی با تشدید کننده کوارتز مقایسه می‌شود:

- قابلیت اطمینان برای CHO با استفاده از فناوری استاندارد CMOS مشکلی نیست. با این حال، نوسان‌ساز کوارتز دارای تعدادی مسئله است، عمدتاً به‌دلیل آلودگی سطح، به‌این معنی که یک بسته مهر و موم شده هرمتیک مورد نیاز است، که به‌هزینه اضافه می‌کند.
  - این دو فناوری از نظر پایداری دما در محدوده ۰ تا ۷۰ درجه سانتیگراد تقریباً قابل مقایسه هستند. پایداری دمایی تشدید کننده کوارتز را می‌توان به‌چند روش فعال و غیرفعال، عمدتاً با انتخاب برش کریستال برای کاربردهای مصرف کننده، بهینه کرد. CHO از جبران پویا با کمک سنسور دمای داخل برد استفاده می‌کند.
  - CHO با همان سرعتی که لوازم الکترونیکی دارد پیر می‌شود، آن عامل محدود کننده است، در حالی که کوارتز نگرانی‌های بیشتری برای پیری دارد.
  - شوک و ارتعاش برای نوسانگر کوارتز مشکل ساز هستند، در حالی که CHO، بدون قطعات ارتعاشی، بسیار قوی است.
  - لرزش و نویز فاز برای CHO برتر هستند، عمدتاً برای سهولت مقیاس بندی فرکانس است که قبلًا ذکر شد.
  - شکل خروجی CHO به‌راحتی قابل بهینه سازی است زیرا فناوری CMOS بسیار انعطاف‌پذیر است و تشدید کننده در مدار یکپارچه شده است.
- آکنون در بازار است و در برخی از کاربردها جایگزین کوارتز می‌شود. شرکت آزمایشگاهی سیلیکون<sup>۳۸</sup> Si ۵۰۰ CHO را تولید کرده است که دارای محدوده فرکانس

<sup>۳۷</sup>Jitter

<sup>۳۸</sup>Silicon Labs Inc.

۰،۹ – ۲۰۰ مگاهرتز، بهتر از  $1/5ps$ ، یک بسته کوچک ( $3.2 \times 4mm^2$ )، محدوده عملیاتی  $\pm 70^\circ$  درجه سانتیگراد، و عملکرد ولتاژ پایین در  $2/3, 2/5$  یا  $1/8$  ولت. برخی از کاربردها دوربین‌های عکاسی دیجیتال، دوربین‌های فیلمبرداری، هارد دیسک، تجهیزات جانسی محاسباتی، نمایشگرهای LCD، چاپگرها و ابزار دقیق صنعتی هستند. فناوری مدارات یکپارچه [۱۵] همچنین دارای مجموعه کاملی از محصولات است که همان محدوده فرکانس عمومی و کاربردها را پوشش می‌دهد. دستگاه‌های برنامه ریزی شده برای سال ۲۰۱۱ شامل یک نوسان‌ساز بسته بسیار کوچک ( $2.5 \times 0.9$  میلی‌متر مکعب) با دقت  $50ppm$  است که با عملکرد کوارتز مطابقت دارد اما در اندازه و قیمت کوچکتر از آن پیشی می‌گیرد.

## خلاصه

• **مبدل‌های موج آکوستیک حجیم (BAW)** معمولاً از تک کریستال‌های پیزوالکتریک جهت‌دار بریده می‌شوند تا اطمینان حاصل شود که امواج طولی یا برشی خالص عمود بر وجه‌های موازی مبدل ساطع می‌شوند.

• **خط تأخیر BAW** یا میله بافر برای تأخیر زمانی یک پالس فرراصوت با زمانی برابر با زمان انتشار در میله استفاده می‌شود.

• **بافر روکش‌دار** یک میله بافر است که دارای روکش خارجی است به‌طوری که انرژی صوتی به‌هسته محدود می‌شود. چنین میله‌هایی عملکرد بهتری دارند و برای اندازه‌گیری در محیط‌های متخاصم مفید هستند.

• **تلفات پراش** در میله‌های بافر به‌دلیل پراش پرتو فرراصوت است که منجر اتلاف انرژی صوتی از پرتو می‌شود. این اثر در فرکانس‌های پایین بسیار مهم است.

• **تلفات غیر موازی**، اگر وجه‌های انتهایی موازی نباشند، به‌دلیل تغییرات فاز در سراسر جبهه موج رخ می‌دهد. این اثر در فرکانس‌های بالا اهمیت بیشتری پیدا می‌کند.

• **تشدید کننده‌های کوارتز از کریستال** کوارتز کامل و با جهت‌گیری خاص ساخته می‌شوند به‌طوری که فرکانس تشدید آن‌ها تا حد امکان با توجه به تغییرات محیطی مانند دما پایدار است. این به‌فناوری استاندارد برای دستگاه‌های زمان بندی کم هزینه با کارایی بالا در محدوده مگاهرتز تبدیل شده است.

• **نوسان‌سازهای سیلیکونی** یک فناوری تماماً سیلیکونی هستند که با استفاده از تکنیک‌های CMOS ساخته شده‌اند که به‌استفاده از کریستال‌های پیزوالکتریک متکی نیستند. عملکرد آنها به حدی بهبود یافته است که اکنون رقیب جدی کوارتز هستند.

- نوسان‌ساز هارمونیکی سی‌ماس (*CHO*) شکل استاندارد نوسانگر سیلیکونی است که بر اساس یک تشدید کننده LC حلقه باز کلاسیک است که می‌تواند در فرکانس‌های گیگاهرتز کار کند.

## پرسش‌ها

۱. مورد یک مبدل پیزوالکتریک را در نظر بگیرید که به یک میله بافر آکوستیک چسبانده شده است. تفاوت‌های اصلی را که انتظار دارید، به عنوان مثال، در مورد پهنهای باند و توان منتشر شده، بین مبدل‌های کوارتز و لیتیوم نیوبات شرح دهید.
۲. یک مبدل لیتیوم نیوبات با فرکانس مرکزی اسمی  $30^\circ$  مگاهرتز را در نظر بگیرید. با استفاده از ثابت‌های مواد موجود، مقادیر امپدانس آکوستیک، فرکانس‌های تشدید سری و موازی و  $Q$  را تخمین بزنید.
۳. انفجار تون شامل ۵ یا  $10^\circ$  سیگنال *RF* است که توسط یک پالس مستطیل شکل بسته می‌شود. انفجارهای تون اغلب برای اندازه‌گیری دقیق سرعت و تضعیف صدا برای نمونه‌ها به شکل یک میله بافر استفاده می‌شود. اگر به دریافت قطاری از اکوهای فراصوت علاقه دارید، معیاری برای مقادیر دوره *RF*، عرض پالس و طول کریستال ارائه دهید. به صورت عددی در مورد یک کریستال یاقوت کبود مطالعه شده در  $30^\circ$  مگاهرتز اعمال شود.
۴. فرض کنید دو میله بافر مجهز به مبدل فراصوت دارید. توضیح دهید که چگونه می‌توانید از آنها برای اندازه‌گیری تغییر در میرایی و سرعت صوت با دمای یک نمونه بسیار نازک استفاده کنید.
۵. شما مواد زیر را برای پتانسیل در نظر می‌گیرید: از آلیاژ آلومینیوم، الماس، یاقوت کبود، کوارتز و فولاد به عنوان میله‌های بافر استفاده کنید. انتخاب خود را برای درخواست در (الف)  $10^\circ$  مگاهرتز (ب) یک گیگاهرتز برای مواردی که معیارهای ارزیابی عبارتند از (۱) بهترین عملکرد (کمترین تضعیف، کمترین سیگنال‌های مزاحم<sup>۴۰</sup>، و (۲) کمترین هزینه و سهولت آماده‌سازی).
۶. آزمایشی را در محدوده  $300^\circ - 300^\circ$  مگاهرتز پیشنهاد کنید تا مشخص شود آیا الگوی اکو غیرنامایی در یک میله بافر به دلیل (الف) موازی ضعیف یا (ب) پراش است.
۷. استفاده از نوسانگرهای سیلیکونی یا کوارتز را برای کاربردهای زمان‌بندی دستگاه مصرف‌کننده، که به پایداری بالا، ادغام در مدار CMOS و حداکثر قابلیت اطمینان نیاز دارند، مقایسه کنید.
۸. برای تصمیم‌گیری در مورد مزایا و معایب لانگازیت جایگزین رزوناتورهای کریستال کوارتز برای کاربردهای مصرف کننده با حجم بالا در ۳ سال آینده، جستجوی ادبیات را در مورد لانگازیت انجام دهید.

<sup>۴۰</sup> Parasitic signals



# كتاب نامه

- [1] Kino, G. S., *Acoustic Waves*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1987.
- [2] Truell, R., Elbaum, C., and Chick, B. B., *Ultrasonic Methods in Solid State Physics*, Academic Press, New York, 1969.
- [3] Eveleth, J. H., A survey of ultrasonic delay lines operating below 100 Mc/s, *Proc. IEEE*, 53, 1406, 1965.
- [4] Boyd, G. D., Coldren, L. A., and Thurston, R. N., Acoustic clad fiber delay lines, *IEEE Trans.*, SU-24, 246, 1977.
- [5] Jen, C. K. et al., Long acoustic imaging probes, in Proc. 1990 *IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1990, 875.
- [6] Jen, C. K., Legoux, J.-G., and Parent, L., Experimental evaluation of clad metallic buffer rods for high-temperature ultrasonic measurements, *NDT & E Intl.*, 33, 145, 2000.
- [7] Rehman, A.-U., Jen, C. K., and Ihara, I., Ultrasonic probes for high temperature immersion measurements, *Meas. Sci. Technol.*, 12, 306, 2001.
- [8] Ono, Y., Zhang, Y., Jen, C. K., Moisan, J.-F., and Su, C.-Y., Aluminum buffer rods for ultrasonic monitoring at elevated temperatures, *IEEE Trans. UFFC*, 52, 1042, 2005.
- [9] Vig, J. R., Quartz crystal resonators and oscillators, *Tutorial on Frequency Control*, 2008.
- [10] Vig, J. R. and Ballato, A., Frequency control devices, in *Ultrasonic Instruments and Devices*, Academic Press, New York, 1999.
- [11] ANSI/IEEE Standard on Piezoelectricity, *IEEE Trans. UFFC*, 43, 717, 1996.
- [12] Kuna, A., Cermak, J., Sojdr, L., Salzenstein, P., and Lefebvre, F., Lowest flicker-frequency floor measured on BVA oscillators, *IEEE Trans. UFFC*, 57, 548, 2010.

- [13] Lam, C. S., A review of the recent development of MEMS and crystal oscillators and their impacts on the frequency control industry, in *Proc. 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Waters, K. R., Ed., IEEE, New York, 2008, 694.
- [14] Silicon Labs, <http://www.silabs.com/products/clockoscillators/siliconXOS/pages/default.aspx>.
- [15] Integrated Device Technology, <http://www.idt.com/products/clocks-timing/frequency-controlproductsfcpcrystalfree-oscillators>.

## فصل ۱۴

# مبدل‌های موج صوتی سطحی، پردازش سیگنال آنالوگ و کاربردها در موبایل

### ۱.۱۴ مقدمه

موج صوتی سطحی (SAW)<sup>۱</sup> به طور طبیعی از زمان معرفی فناوری مسطح مدارهای مجتمع در اوایل دهه ۱۹۶۰ به یک فناوری صوتی غالب تبدیل شده است. SAW مزایای زیادی دارد که از جمله آنها می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

۱. هندسه SAW مقیاس طولی مناسب و قابل دسترسی را فراهم می‌کند. از آنجایی که سرعت امواج فرماصوت حدود  $10^{-5}$  سرعت نور است، طول موج در یک فرکانس معین  $10^{-5}$  از امواج الکترومغناطیسی است. این امر نمونه برداری و انجام عملیات روی سیگنال را در حوزه زمانی و مکانی آسان می‌کند. همچنین امکان کوچک سازی قابل توجهی را در مقایسه با دستگاه‌های بزرگ الکترومغناطیسی در محدوده مایکروویو فراهم می‌کند.
۲. سطح یک بستر پیزوالکتریک یک محیط غیرپاشنده، هدایت شونده و قابل دسترسی برای انتشار یک موج صوتی که در چند میکرون یا کمتر از سطح است، را فراهم می‌کند.
۳. فناوری ساخت میکروالکترونیک مدرن به طور ایده‌آل برای دستگاه‌های SAW، از جمله ساخت و شناسایی لایه‌های نازک و استفاده از فوتولیتوگرافی با وضوح بالا برای تولید پیکربندی‌های الکترود بسیار ظریف و دقیق، مناسب است.

<sup>۱</sup>Surface Acoustic Wave (SAW)

۴. خط تاخیر SAW تقریب نسبتاً کاملی را به یک فیلتر عرضی تشکیل می‌دهد که اساس پردازش سیگنال مدرن است. پیکربندی خط تأخیر ضربه‌ای<sup>۲</sup> برای افرودن سیگنال‌ها مناسب است و غیرخطی بودن بستر اجازه عملیاتی را که شامل ضرب می‌شود، را می‌دهد.

۵. فناوری SAW را می‌توان به فرکانس‌های بسیار بالا، تا محدوده گیگاهرتز گسترش داد.

۶. پیشرفت در فناوری لایه نازک، ادغام دستگاه‌های SAW را در دستگاه‌های RF مینیاتوری ممکن کرده است.

به این دلایل، در ۳۰ سال گذشته، SAW به تدریج جایگزین دستگاه‌های موج صوتی حجمی (BAW) در پردازش سیگنال میکروالکترونیک شده است، به استثنای تشدید کننده کوارتز<sup>۵</sup> مگاھرتر که در همه جا حاضر است. در طرح کلی چیزها، پیروزی ممکن است کوتاه مدت باشد، با این حال، زیرا فناوری نوظهور بعدی فیلترها و نوسانگرهای مبتنی بر MEMS هستند که حداقل در ابتدا برای برخی از کاربردها مبتنی بر BAW خواهند بود. SAW بهدلیل تکنولوژی بالغ و کم هزینه تقریباً بهطور قطع در سایر زمینه‌ها جایگاه خود را حفظ خواهد کرد.

SAW را می‌توان با روش‌های مبتكرانه زیادی تولید کرد [۱، ۲] اما مبدل بین دیجیتالی (IDT)<sup>۳</sup> ثابت کرده است که به طور ایده‌آل با دستگاه SAW و کاربردهای پردازش سیگنال سازگار است. اصل دو الکترود همسایه (زوج انگشت) یک IDT به سادگی از پیکربندی رزونانس حالت ضخامت BAW مشتق شده است. برای دستگاه SAW، الکترودها اکنون دو نوار فلزی هستند که روی سطح یک بستر پیزوالکتریک قرار گرفته‌اند که با فاصله از هم جدا شده‌اند و یک میدان الکتریکی در ناحیه سطح ایجاد می‌کنند. سپس یک SAW توسط اثر پیزوالکتریک به روش معمول تولید می‌شود. برای یک تزویج، Q کوچک است و پاسخ باند پهن است. رزونانس را می‌توان با افزودن تعداد زیادی زوج انگشت به صورت بین انگشتی با قطبیت متناوب تشدید کرد. این سیستم با طول موج برابر با فاصله بین زوج‌های انگشت تشکیل می‌کند، به طوری که مشارکت‌های همه اینها در فاز جمع می‌شوند. اگر فرکانس رزونانس خاموش باشد، آنگاه سهم‌های مختلف دیگر در فاز نیستند و پاسخ کم است. بنابراین، با تعداد زیادی زوج انگشت، رزونانس تیز است و Q بالا است.

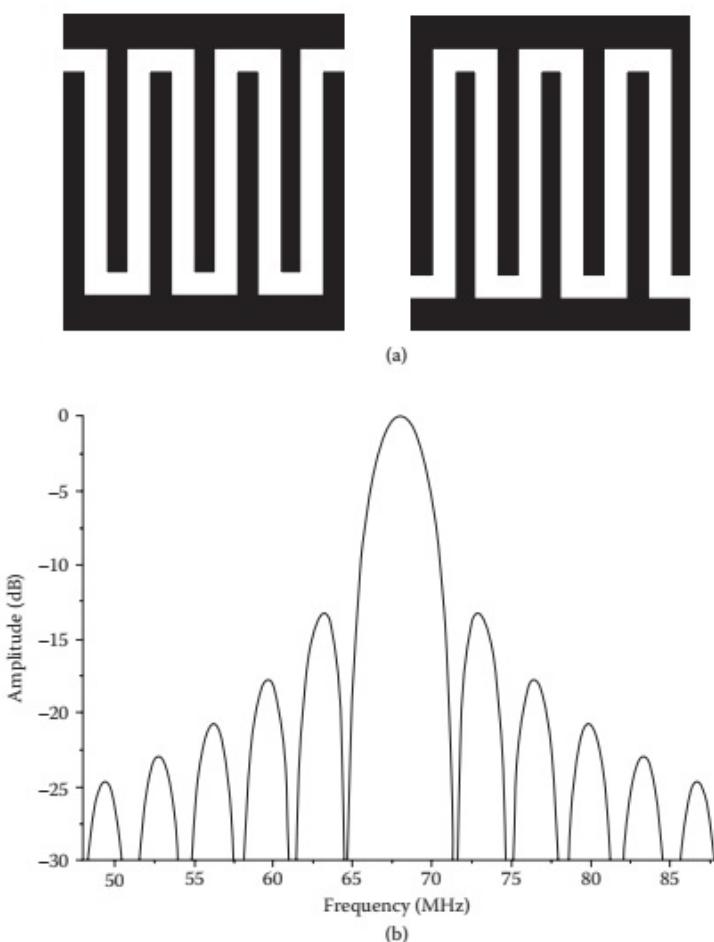
<sup>۲</sup>Tapped Delay Line

<sup>۳</sup>Interdigital Transducer (IDT)

## ۲.۱۴ اجزای اساسی

### ۱.۲.۱۴ مبدل بین دیجیتالی

ابتدا ساده‌ترین مبدل موجود برای مبدل IDT، مدل تابع دلتا را شرح می‌دهیم. خلاصه‌های جامعی از IDT‌ها در بسیاری از منابع، به ویژه کینو<sup>۴</sup>[۳]، اولینر<sup>۵</sup>[۴]، اسمیت<sup>۶</sup>[۵] و داتتا<sup>۷</sup>[۶] موجود است. مدلی که در اینجا شرح داده شده است از مدل کینو<sup>۸</sup>[۳] پیروی می‌کند. یک زوج IDT و پاسخ مبدل در شکل (۱.۱۴) نشان داده شده است.



شکل ۱.۱۴: (الف) شماتیک یک زوج الکترود مبدل بین دیجیتالی. (ب) تابع پاسخ برای یکی از مبدل‌های نشان داده شده در (الف).

<sup>۴</sup>Kino

<sup>۵</sup>Oliner

<sup>۶</sup>Smith

<sup>۷</sup>Datta

فرض اصلی این است که سیگنال صوتی تولید شده توسط انگشت متناسب با بار  $Q$  روی آن است. سپس برای  $N$  انگشت با عرض  $w$  و انتشار در جهت  $z$ ، دامنه در  $z$  ناشی از عنصر منبع  $dz$  است.

$$dA(z, z', w) = \alpha \sigma(w, z') e^{jk(z-z')} dz' \quad (1.14)$$

که در آن

• ضریب نزويچ  $= \alpha$

• بار در واحد طول  $= \sigma$

و نما عامل فاز است.

اگر در خارج از ناحیه مبدل، که معمولاً چنین است  $\sigma(z) \equiv 0$  شود، آنگاه این عبارت می‌تواند در تمام فضا انتگرال‌گیری شود تا پاسخ IDT را بدهد.

$$A(z, w) = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(w, z') e^{jk(z-z')} dz' \quad (2.14)$$

این نتیجه اساسی نشان می‌دهد که پاسخ فرکانسی IDT تبدیل فوریه چگالی بار روی انگشتان است.

با اعمال این روی یک مبدل یکنواخت با  $N$  انگشت، فاصله یک زوج  $l$ ، عرض هر یک  $l$ ، و بار  $Q$  در هر انگشت ( $Q = l_1$ )، پاسخ مبدل کل را به صورت زیر به دست می‌آوریم.

$$A(z) = j\alpha Q e^{j k z} \frac{\sin(\frac{k N l}{\lambda})}{\cos(\frac{k N l}{\lambda})} \operatorname{sinc} \frac{l_1}{\lambda} e^{j k(N-1)\frac{l}{\lambda}} \quad (3.14)$$

اگر  $N \rightarrow \infty$  کند، خواهیم داشت؛

۱. مقادیر  $kl$  برای پاسخ صفر

$$kl = 2\pi \left( 1 \pm \frac{1}{N} \right)$$

۲. پهنانی باند

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2}{N} \quad (4.14)$$

$$\frac{\Delta(3dB)}{\omega_0} = \frac{180}{N} \quad (5.14)$$

## ساير مدل‌ها

با توجه به تعداد زیاد کاربردهای مهم دستگاه‌های SAW، کارهای گستردگی‌ای روی طراحی آنها، بهویژه برای فیلترهای SAW انجام شده است. نتیجه تعدادی مدل پیچیده است که جزئیات بسیار دقیقی را که مسئول عملکرد دستگاه هستند در نظر می‌گیرند. این مدل‌ها

توسط چندین نویسنده بررسی شده است<sup>۸</sup> و جزئیات کامل در آنجا ارائه شده است. این بخش توسعه کار توسط کمپیل<sup>۹</sup> را دنبال می‌کند.

مدل میسون<sup>۹</sup> را می‌توان با دستگاه‌های SAW به عنوان یک شبکه سه پایانه‌ای تطبیق داد. پایانه‌های ۱ و ۲ معادل الکتریکی دو پایانه صوتی هستند که به صورت یک خط انتقال صوتی عمل می‌کنند. پایانه ۳ یک پایانه الکتریکی واقعی است که سیگنال‌های واقعی در آن اعمال می‌شود. برای این و سایر مدل‌ها، فرض می‌کنیم که الکترودها نازک هستند ( $h/\lambda < 1\%$ ، به طوری که می‌توانیم از بازتاب‌های صوتی ناشی از ناپیوستگی انگشتان چشم‌پوشی کنیم. برای پایانه‌های صوتی، نیروهای صوتی  $F$  و سرعت  $v$  را می‌توان به‌ولتاژها و جریان‌های معادل بصورت زیر تبدیل کرد.

$$V = F/\phi, \quad \rho l = v\phi$$

که در آن  $\phi$  نسبت دورها مبدل (ترانسفورماتور) الکتروآکوستیکی وابسته است. برای زیرلایه‌ای با چگالی  $\rho$  و سطح مقطع  $A$ ، امپدانس مکانیکی برابر است با:

$$Z_m = \rho v A$$

و امپدانس الکتریکی معادل برابر است با:

$$Z_s = \frac{Z_m}{\phi^2}$$

سرانجام، ادمیتانس مشخصه خواهد بود؛

$$G_s = 1/Z_s = K^{\gamma} C_s f. \quad (6.14)$$

که در آن

- ضریب تزویج  $K^{\gamma}$

- فرکانس مرکزی  $f_s = \text{IDT}$

- ظرفیت استاتیکی برای هر بخش  $C_s$

ماتریس ادمیتانس سه پایانه‌ای بصورت زیر است

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} \quad (7.14)$$

---

<sup>۸</sup>Campbell

<sup>۹</sup>Mason

که در آن  $Y_{11}, Y_{22}, Y_{33}$  مربوط به خط ارتباط آکوستیکی هستند که بصورت زیر داده می‌شوند؛

$$Y_{11} = -jG_{\circ} \cot(N\theta)$$

$$Y_{12} = jG_{\circ} \csc(N\theta)$$

(۸.۱۴)

$$Y_{13} = -jG_{\circ} \tan(N\theta)$$

$$Y_{33} = j\omega C_T + j\frac{4}{4}NG_{\circ} \tan(\theta/4)$$

که در آن

- ظرفیت کل IDT

- تعداد زوج انگشت  $N$

- $\theta = 2\pi(f/f_{\circ})$

عناصر ماتریس در واقع در فرکانس مرکزی واگرا می‌شوند اما می‌توان آنها را در فرکانس‌های مجاور استفاده کرد.

توضیحات دیگری توسط پارامترهای  $S$  استفاده شده در ماتریس پراکنده‌گی<sup>۱۰</sup> برای پل‌های RF ارائه شده است. باز هم، این توصیف بر اساس مدل سه پایانه‌ای به صورت بدون بعد است. محورهای مرجع برای IDT معمولاً در فاصله  $\lambda/8$  از لبه الکترود انتخاب می‌شوند

$$Z_{in} = Z_{\circ} \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (9.14)$$

$$Z_{out} = Z_{\circ} \frac{1 + S_{22}}{1 - S_{22}} \quad (10.14)$$

ماتریس  $S$  به شکل ترکیبی برای مدل سه پایانه تبدیل می‌شود تا ماتریس  $P$  به دست آید، که در آن  $P_{11} = S_{11}, P_{12} = S_{12}, P_{21} = S_{21}, P_{22} = S_{22}$  مجاز است. ادمیتانس هستند. یکی از مزایای رابطه ماتریس  $P$  این است که می‌تواند ناپیوستگی‌های IDT را در خود جای دهد. سطح دیگری از پیچیدگی توسط نظریه تزویج مودها (COM)<sup>۱۱</sup> (COM) ارائه می‌شود، که می‌تواند با پارامترهای متغیر زمانی یا مکانی متفاوت مقابله کند. این یک بحث بسیار قدرتمند و آن و سایر توضیحات ذکر شده است که توسط هاشیموتو<sup>۱۲</sup> [۱۲] به طور مفصل به موارد قبلی پرداخته است.

<sup>۱۰</sup> Scattering Matrix

<sup>۱۱</sup> Coupling Of Modes

<sup>۱۲</sup> Hashimoto

## ۲.۲.۱۴ پیکربندی خط تاخیری

این پیکربندی پرکاربرد متشکل از دو IDT، یک فرستنده و یک گیرنده است که مربوط به پیکربندی «دریافت گام صدای pitch catch» برای مبدل‌های BAW است. این پیکربندی استاندارد برای تست، آکوستیک فیزیکی، حسگرها و دستگاه‌هایی است که از امواج در حال حرکت استفاده می‌کنند. در اینجا زمینه مناسبی برای بحث در مورد ظرفات‌های مختلف دستگاه‌های SAW و انحراف از ایده‌آل بودن ساختارهای مبتنی بر IDT فراهم می‌کند. این اثرات به‌ویژه توسط کمپل [۱۳] به خوبی خلاصه شده‌اند، که آنها را به‌دو دسته، بسته به‌اینکه منشأ آنها عمدتاً آکوستیک است یا بیشتر الکترومغناطیسی، تقسیم می‌کند.

### بیشتر آکوستیک:

اثرات پراش به‌همان اندازه برای SAW وجود دارد که برای BAW، و تمام مفاهیم توسعه‌یافته در فصل ششم، مطابق با حالت دو بعدی، اعمال می‌شوند. در حالت ایده‌آل، جبهه موج باید صاف و موازی با انگشتان گیرنده باشد. با این حال، همیشه مقداری تغییر شکل جبهه موج به‌دلیل روزنه محدود و فاصله از IDT ساطع کننده وجود خواهد داشت. همچنین به‌دلیل ناهمسانگردی زیرلایه، اثرات به‌اصطلاح کانونی کردن فونون وجود خواهد داشت.

- تداخل BAW همیشه در سیستم‌های واقعی وجود دارد. این به‌دلیل تولید کاذب امواج برشی طولی، سریع و آهسته در فرستنده رخ می‌دهد. این امواج انگلی از سطح پایین منعکس شده و در زمان‌های مختلف به‌گیرنده می‌رسند و اثرات فازی ایجاد، از این‌رو سیگنال دریافتی را خراب می‌کند.

در برخی موارد، امواج حجیم سطحی (SSBW)<sup>۱۴</sup> نیز وجود خواهد داشت که به‌زودی مورد بحث قرار می‌گیرد، و منجر به‌اثرات مشابه می‌شود. به‌طور کلی، این اثرات تداخل BAW را می‌توان با زیر کردن سطح زیرین صفحه SAW و/یا پوشاندن آن با یک لایه جذب کننده اپوکسی کاهش داد.

- بازتاب انگلی از انگشتان IDT فلزی تا حد زیادی به‌ضخامت آنها بستگی دارد. اگر انگشتان ضخیم‌تر از معیار  $1\% < h/\lambda$  باشند، به‌دلیل عدم تطبیق امپدانس و بارگذاری جرم، بازتاب‌های انگلی از لبه‌های انگشت وجود خواهد داشت.
- تولید هارمونیک در IDT حداقل تا هفت‌مین هارمونیک برای سطوح توان به‌اندازه کافی بالا رخ خواهد داد.

• پژواک‌های عبوری سه گانه (TTE) به‌دلیل بازتاب‌های SAW متعدد بین IDT ورودی و خروجی رخ می‌دهد، زیرا سیگنال SAW دریافتی یک موج صوتی را در بستر ایجاد می‌کند. برای یک فیلتر، این باعث ایجاد امواج دامنه و فاز در باند عبور در فرکانس تضاریس  $f = \frac{1}{\tau}$  می‌شود، جایی که  $\tau$  زمان انتشار SAW است.

<sup>۱۳</sup>Campbell

<sup>۱۴</sup>Surface Skimming Bulk Waves (SSBW)

- جریان یا تداخل الکترومغناطیسی بین IDT‌های ورودی و خروجی توسط تابش الکترومغناطیسی رخ می‌دهد. این سیگنال تداخلی که با سرعت نور منتقل می‌شود، با سیگنال ورودی تعامل می‌کند و در نتیجه موج‌های فاز و دامنه در باند عبور یک فیلتر SAW در فرکانس  $1/\pi$  ایجاد می‌شود.
- بارگذاری مدار.
- تلفات بهدلیل عدم تطبیق امپدانس بین منبع و IDT رخ می‌دهد و حداکثر انتقال توان زمانی رخ می‌دهد که این امپدانس‌ها مطابقت داشته باشند. حتی در این صورت، با IDT‌های معمولی، اتلاف  $3^{\circ}$  دسی‌بل غیرقابل اجتنابی در هر تابع انتشار یا دریافت وجود دارد.
- حلقه‌های زمین می‌توانند باعث تزویج کاذب بین طبقات مختلف مدار شوند.

### ۳.۲.۱۴ آرایه‌های بازتابی

دیده‌ایم که ساختن تشیدیدگرهای هندسی با سطوح آزاد کاملاً بازتابنده یک کریستال BAW ساده است، اما این مورد برای انگشتان بازتاب ضعیف یک IDT صادق نیست. در مورد SAW، می‌توان با استفاده از صدها نوار بازتابنده، که هر کدام با مقدار کمی منعکس می‌شوند، یک بازتابنده مؤثر ساخت. بسته به ضریب انعکاس  $r$  یک نوار و تعداد نوارها، ضریب انعکاس  $R$  مجموعه می‌تواند بسیار بزرگ باشد و به یک نزدیک شود. چنین بازتابنده‌هایی برای ساخت دستگاه‌های SAW موج ایستاده، که تعداد زیادی از آن‌ها وجود دارد، به ویژه تشیدیدگرهای نوسان‌گرها، ضروری هستند. آنها همچنین می‌توانند برای راهبرد پرتو<sup>۱۵</sup> استفاده شوند. با گرایش به کوچک سازی، چنین بازتابنده‌هایی را می‌توان برای فشرده سازی طول مسیر یک خط تاخیر SAW به کار برد. در نهایت، درک کامل فرآیندهای بازتابی برای تجزیه و تحلیل و سپس به کمینه رساندن بازتاب‌های انگلی مهم است.

اصل اساسی آرایه‌های بازتابنده SAW این است که امواج ریلی پراکنده شده از قسمت‌های مربوطه از نوارهای بازتابنده باید هم‌فاز باشند تا با هم جمع شوند و یک موج کاملاً منعکس شده ایجاد کنند. برای رسیدن به این هدف از چهار مکانیسم مختلف استفاده شده است:

- اتصال کوتاه پیزوالکتریک این فقط برای بسترها پیزوالکتریک قوی ( $K^3$  بالا) مانند  $LiTaO_3$  یا  $LiNbO_3$  استفاده می‌شود.
- شیارها، خالی یا پر از فلز، معمولاً  $50^{\circ}$  تا  $200^{\circ}$  نانومتر عمق دارند. این اثر به کوتاه شدن پیزوالکتریک اضافه خواهد شد.
- نوارهای باز می‌توانند باعث بازسازی الکتریکی شوند. بهدلیل اتصال کوتاه پیزوالکتریک، فاز برعکس آن خواهد بود.
- بارگذاری انبوه بهدلیل امپدانس صوتی نوار.

<sup>۱۵</sup> Beam Steering

تجزیه و تحلیل ساده‌ای از آرایه‌های بازتابی توسط داتا<sup>۱۶</sup> [۶] ارائه شده است. این بر اساس مجموعه‌ای از نوارهای کوتاه است. نوارهای باز نیز کار خواهند کرد، اما اثرات کاذب تجربی در این مورد مشاهده می‌شود. این مدل از یک خط انتقال با عدم تطبیق امپدانس تنابوی استفاده می‌کند. نتایج کمی را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

- $|R| = \tanh N|r| = \tan Nr$  که در آن  $N$  تعداد نوارها و  $r$  مقاومت نوار است.
- $\frac{BW}{f_c} = \frac{2|r|}{\pi}$  که در آن  $BW$  پهنای باند و  $f_c$  فرکانس مرکزی است.
- مرکز موثر بازتاب  $|r| = \frac{h}{\lambda}$  است.
- $r = -j(0.75 \frac{K^*}{\lambda} + \frac{h}{\lambda})$  که در آن  $h$  ارتفاع انگشتان است. این نتیجه در مورد وضعیت رایج بازتابندهای الومینیومی روی یک بستر شدیداً پیزوالکتریک صدق می‌کند. برای  $LiNbO_3$ ,  $K^* \approx 5\%$ , بنابراین  $j \sim 0.018$ ,  $r \sim 0.018$ , برای کوارتز  $ST$  است. عبارت اول ناچیز است. از این رو  $-j(0.51 \frac{h}{\lambda}) \sim r$ . این نتایج توجیه کمی برای محاسبات سرانگشتی ارائه می‌دهد که اگر  $1\% < h\lambda < 10\%$  باشد، می‌توانیم از بازتاب انگشت صرفنظر کنیم. به همین دلیل، الکترودهای  $Al$  با ضخامت  $h \sim 50-200$  نانومتر اغلب استفاده می‌شود، به طوری که تصحیح به کمینه می‌رسد و هنوز هم تماس الکتریکی با مقاومت کم خوب وجود دارد.

آرایه‌های بازتابی در بحث تشدید کننده‌ها، فیلترهای تشدید کننده و نوسانگرهای بیشتر مورد توجه قرار خواهند گرفت، جایی که آنها نقش اساسی در تشکیل حفره‌های تشدید کننده دستگاهها را دارند.

#### ۴.۲.۱۴ تزویج کننده‌های چند نواری

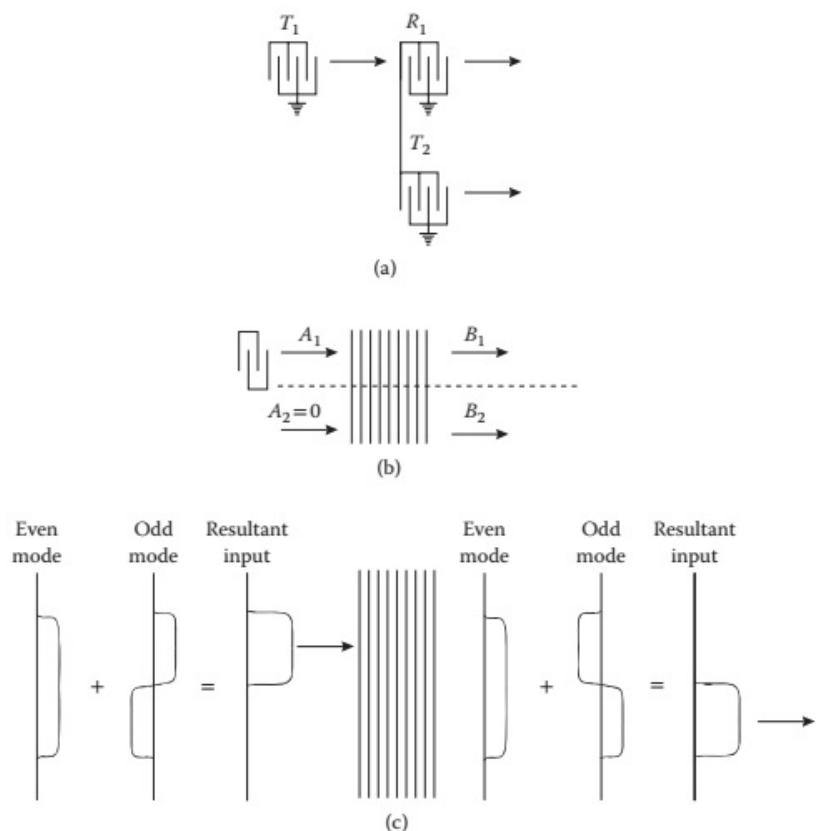
این قطعه بسیار مفید، مکمل ریاضی آرایه بازتابی است. به جای انکاس کامل SAW، از تزویج کننده چند نواری (MSC)<sup>۱۷</sup> برای انتقال پرتو SAW از یک مسیر به مسیر دیگر استفاده می‌شود. به ویژه برای حذف مودهای BAW از پرتو SAW مفید است. از موارد قبل، به راحتی می‌توان هندسه‌هایی را با استفاده از آرایه‌های اریب یا شیارهایی تصور کرد که می‌توانند برای شکافتن یک پرتو صوتی و برای ساختن تقسیم کننده‌هایی توان صوتی یا مالتی‌پلکسر استفاده شوند. با این حال، یک راه ساده‌تر و موثرتر برای انجام این کار توسط اتصالات الکتریکی وجود دارد و این MSC است. ایده اصلی در شکل (۲.۱۴) نشان داده شده است، جایی که یک IDT برای راهاندازی یک موج SAW استفاده می‌شود. این توسط گیرنده  $T_1$  که به صورت الکتریکی به  $T_2$  IDT یکسان کوپل شده است، دریافت می‌شود. انرژی صوتی که به  $R_1$  می‌رسد جزئی از آن به انرژی الکتریکی تبدیل می‌شود که سپس یک موج صوتی یکسان در  $T_2$  ایجاد می‌کند. بنابراین، راهی برای تقسیم پرتو آکوستیک به دو کانال مجزا پیدا کرده‌ایم. در واقع، کل فرآیند را می‌توان با یک توری یکنواخت<sup>۱۸</sup>,

<sup>۱۶</sup>Multistrip Coupler (MSC)

<sup>۱۷</sup>Uniform Grating

همانطور که در شکل (۲.۱۴)-ب نشان داده شده است، انجام داد. دستگاه حاصل به عنوان [۹]MSC شناخته می‌شود.

در عمل، دو نیمه توری در شکل (۲.۱۴)-ب به عنوان تشید کننده‌های کوبیل شده عمل می‌کنند، بنابراین مانند یک زوج آونگ کوبیل شده، انرژی صوتی از یک تشید کننده به دیگری به صورت تابعی از زمان منتقل می‌شود. در این حالت، درجه اتصال به طول توری بستگی دارد. یک تجزیه و تحلیل ساده نشان می‌دهد که انتقال کامل انرژی صوتی از کanal اول به کanal دوم پس از طول  $L_T \approx 2\lambda/K^2$  رخ می‌دهد.



شکل ۲.۱۴: (الف) تقسیم کننده پرتو صوتی. (ب) کوبیل چند نواری. (ج) تجزیه و تحلیل کوبیل چند نواری از نظر مودهای متقارن و نامتقارن.

برای  $K^2 \sim 0.05$ ، مانند پیزوالکتریک قوی مانند  $LiNbO_3$ ،  $LT \sim 40\lambda$  می‌دهد. برای یک پیزوالکتریک ضعیفتر، طول آن بسیار طولانی‌تر است، بنابراین به دلایل عملی کاربرد آن به مواد پیزوالکتریک قوی محدود می‌شود. همچنین باید توجه داشت که ساختار MSC مشابه ساختار شبکه بازتابی است که برای تشید کننده‌های صوتی استفاده می‌شود. تفاوت این است که در کاربرد دوم، فاصله بهفرکانس  $f$  مطابق با فاصله  $d = \lambda/2$  تنظیم می‌شود. با این حال، MSC معمولاً در محدوده  $f < 0.9f$  و  $f > 0.3f$  استفاده می‌شود. یک راه جایگزین برای نگاه کردن به انتقال انرژی دوره‌ای بین دو کanal، تشخیص این

است که ورودی پالس SAW مستطیلی شکل (۲.۱۴)-ج را می‌توان به عنوان برهم نهی (جمع اثرها) مودهای متقارن و ضد متقارن همانطور که نشان داده شده است، در روح امواج لامب مشاهده کرد. این مودها دارای سرعت‌های کمی متفاوت هستند و اگر اختلاف فاز بین آنها پس از فاصله انتشار  $L_T$  برابر  $\pi$  باشد، فازهای وارد برای دو مود همانطور که در شکل (۲.۱۴)-ج نشان داده شده است. در این حالت، پالس آکوستیک از کانال اول به کانال دوم توسط MSC سوئیچ می‌شود. MSC یک دستگاه همه کاره است که به طور گسترده در کاربردهای SAW استفاده می‌شود، از جمله موارد زیر:

۱. فیلترهای باند گذر برای امکان استفاده کامل از IDT‌های تغییر شکل داده شده<sup>۱۸</sup> در هر دو عنصر فیلتر

۲. توری بازتابی

۳. یک طرفه با افت عبوری (IL)<sup>۱۹</sup> کم و چند زوج انگشت

۴. فشرده سازی پرتو (ده بهیک یا بیشتر)

## ۳.۱۴ مواد و فناوری

### ۱.۳.۱۴ زیرلایه

برای امواج سطحی ریلی، بسترهای اصلی کوارتز، نیوبات لیتیوم و لیتیوم تانتالات هستند، در حالی که اکسید ژرمانیوم بیسموت (BGO) یک ماده خاص برای امواج برشی با سرعت کم است. کوارتز ST-X در دما پایدار است اما  $K^2$  نسبتاً کوچک است. از این‌رو برای فیلترهای باند باریک و خطوط تاخیری مناسب است. نیوبات لیتیوم (YZ) یا ۱۲۸ درجه چرخش ( $X$ ) دارای  $K^2$  بالایی است و برای فیلترهای باند وسیع مناسب است. برش ۱۲۸ درجه چرخش  $X$  تولید موج حجیم کمتری دارد. لیتیوم تانتالات دارای  $K^2$  بالا اما ضریب دمایی ضعیفتری است که استفاده از آن را به نوسانگرها محدود می‌کند. بسیاری از دستگاه‌ها نیز از لایه‌های نازک پیزوالکتریک، معمولاً  $ZnO$  یا  $AlN$  استفاده می‌کنند و در این مورد، مقدار مؤثر  $K^2$  به نسبت  $\lambda/h$  بستگی دارد [۱]. استفاده از زوایای اویلر برای توصیف جهت انتشار و سطح کریستال عادی به طور فزاینده‌ای رایج شده است [۲]. زوایای،  $\theta$  و  $\psi$  مورد نیاز برای ردیف کردن فضای انتشار  $N$  با محورهای کریستالی  $x, y, z$  مشخص شده‌اند. دومی استاندارد هستند و برای هر سیستم کریستالی تعریف شده‌اند [۳]. به عنوان مثال، دارای زوایای اویلر  $Y - Z LiNbO_3$  درجه  $90^\circ$  درجه است.

<sup>۱۸</sup>Apodized IDT

<sup>۱۹</sup>Insertion Loss (IL)

### ۲.۳.۱۴ ضریب حرارتی خط تاخیر

ضریب دمای تاخیر (TCD)<sup>۲۰</sup> برای مبدل‌های ورودی و خروجی بر حسب  $ppm/K$  بیان می‌شود. این یک پارامتر بسیار مهم است زیرا در نهایت ثبات دمایی دستگاه‌های SAW را تعیین می‌کند. تقریباً همیشه منفی است زیرا  $V_P$  معمولاً با افزایش دما کاهش می‌یابد. TCD شامل انبساط حرارتی و تغییرات دمایی سرعت فاز است. مقادیر معمولی بین تقریباً صفر برای کوارتز  $ST$  و  $-120 ppm/K$  برای BGO قرار دارد. تعدادی از ترفندها وجود دارد که می‌توان برای کاهش TCD انجام داد که برای یک برنامه خاص بسیار بالا تلقی می‌شود. یکی از این موارد شامل قرار دادن فیلم‌های  $SiO_2$  در ساختار کامپوزیت است. به‌نظر می‌رسد که فیلم‌های  $SiO_2$  دارای TCD مثبت هستند، بنابراین پوشاندن ساختار با لایه‌ای از  $SiO_2$  باعث کاهش TCD کلی می‌شود. همچنین می‌توان در کنترل فر (اجاق) در مواردی که به درجه بالایی از پایداری حرارتی نیاز است استفاده کرد. اغلب بین حداقل دو مورد از  $K^\circ$  و  $V_P$  یک مبالغه وجود دارد، زیرا آنها تقریباً هرگز در یک ماده بهینه نیستند. به عنوان مثال، کوارتز  $ST$  بسیار پایدار است اما  $K^\circ$  کوچک است. به‌نوبه خود، لیتیوم نیوبات دارای  $K^\circ$  بالا اما پایداری دمایی ضعیفی است.

### ۳.۳.۱۴ مودهای شبه SAW

بحث قبلی به‌طور ضمنی برای مودهای ریلی خالص بود. به‌نظر می‌رسد که بسیاری از مودهای نزدیک به‌سطح دیگر در کریستال‌های ناهمسانگرد وجود دارند که بسیار شبیه به امواج ریلی، در سطح یا درست زیر سطح انتشار می‌یابند. به‌این امواج شبه ریلی یا شبه SAW می‌گویند. آنها شامل SAW نشتی (LSAW)، SSBW، و امواج عرضی سطحی (SAW) هستند. این وضعیت به‌طور مختصر توسط کمپبل [۲۱] خلاصه شده است، که اشاره می‌کند که در نگاه خارجی از نقطه نظر دستگاه، همه این مودها غیرقابل تشخیص هستند. به عبارت دیگر، دستگاه‌های مختلفی که از این مودها استفاده می‌کنند، همگی یکسان به‌نظر می‌رسند و ملاحظات طراحی صرف نظر از مودهای خاص مورد استفاده، یکسان هستند. مزایای در نظر گرفتن این مودهای شبه SAW قابل توجه است، زیرا آنها فضای پارامتری بسیار بھبود یافته‌ای دارند، درب را به روی بسترهایی که  $V_P$  بالاتر،  $K^\circ$  بالاتر، TCD پایین تر، حساسیت کمتر به آلودگی سطح و قابلیت توان بالاتر دارند، باز می‌کنند. دو مزیت آخر به‌این دلیل است که این مودها در زیر سطح حرکت می‌کنند و از این‌رو نسبت به شرایط سطح حساسیت کمتری دارند و همچنین با چگالی توان کمتری کار می‌کنند. دو مورد از این موارد را به عنوان مثال‌های کاربردی جالب ذکر می‌کنیم:

$$K^\circ = 11\% \quad V_P \sim 7500 m/s \quad \text{با } 90^\circ, 90^\circ, \psi \quad LiNbO_3 \text{ LSAW: } \bullet$$

SSBW: برش‌های Y چرخشی کوارتز که با مشخصه  $K^\circ = 189\%$  بالا، تزویج کم به مودهای دیگر، و TCD کم.

<sup>۲۰</sup> Temperature Coefficient of Delay (TCD)

### ۴.۳.۱۴ الکترودها

IDT‌ها توسط لایه‌های نازک فلزی که بر روی یک بستر پیزوالکتریک قرار گرفته‌اند تشکیل می‌شوند. آنها با تکنیک‌های فوتولیتوگرافی که در فصل پانزدهم خلاصه شده است الگوبرداری شده‌اند. فلز باید به اندازه‌ای سبک باشد که امواج سطحی را به میزان قابل توجهی کاهش ندهد و این یکی از دلایل استفاده از Al است. لایه‌های Al معمولاً  $50\text{ nm}$  تا  $200\text{ nm}$  ضخامت دارند و همانطور که قبلاً گفته شد، اگر معیار  $1\%$   $\lambda$  را برآورده کنند، هیچ اصلاحی لازم نیست. در بسیاری از موارد، مانند فیلترها در دستگاه‌های تلفن همراه، کاهش اندازه مولفه مورد نظر است و در این مورد، مطلوب است که بازتاب انگشت افزایش یابد. کادوتا<sup>۲۱</sup> نمونه‌هایی را رائه کرده است که در آن فیلترهای بسیار موثر برای دستگاه‌های تلفن همراه را می‌توان با استفاده از الکترودهای با چگالی بالا مانند  $Ta$  و  $W$  بر روی بسترهای  $K^2$  بالا به دست آورد.

چشم اندازهای فناوری SAW البته با کاربردهای احتمالی آینده ارتباط نزدیکی دارد. SAW همچنان در دستگاه‌های ارتباطی مهم خواهد بود و از این رو حرکت اصلی تقریباً به طور قطع به سمت فرکانس‌های بالاتر با پارامترهای بهینه مانند  $K^2$ ،  $TCD$  و  $V_P$  ادامه خواهد یافت. در نتیجه، انتظار می‌رود که تحقیقات برای مواد جدید و با کیفیت بالاتر ادامه یابد. مواد لانگازیت نمونه خوبی است، جایی که کار مداوم زیادی برای تولید نوع بهتر کوارتز، با  $TCD$  کم و  $K^2$  بالا وجود دارد. بسیاری از تحقیقات مواد نیز به سمت توسعه فیلم‌های پیزوالکتریک با کیفیت بر روی دی‌الکتریک‌های بدون تلفات کامل هدایت می‌شوند. مانند  $AlN$  روی یاقوت کبود. همه این کارها با توسعه ابزارهای تحلیلی جدید و بسیار حساس انجام می‌شود و برخی از آنها در فصل‌های پانزدهم تا بیستم توضیح داده خواهند شد.

## ۴.۱۴ پردازش سیگنال‌ها

### ۱.۴.۱۴ خطوط تاخیر

خط تاخیر یک سیستم دو پایانه است که در آن سیگنال خروجی می‌تواند نسبت به ورودی با تاخیر زمانی مواجه شود. در پیکربندی خط تاخیر کلاسیک BAW یا SAW، تاخیر را می‌توان با "زمان پرواز" به سادگی با تنظیم طول مسیر بین مبدل‌های تولید کننده و دریافت کننده کنترل کرد.

خط تاخیر یکی از قدیمی‌ترین و ساده‌ترین توابع پردازش سیگنال است. از نظر مفهومی وقتی، بلوك‌های اساسی برای تقریباً تمام عملکردهای دیگر را فراهم می‌کند. همچنین به خودی خود، به ویژه برای کاربردهای مخابراتی و راداری، مهم است. به طور خلاصه به پارامترهای اصلی از جمله تاخیر، پایداری پهنای باند و تلفات اشاره می‌کنیم. بیشینه پهنای باند قابل دستیابی اساساً توسط مواد پیزوالکتریک مورد استفاده ( $K^2$ ) تعیین می‌شود و با افت عبوری مجاز مصالحه می‌شود. برای افت عبوری معین، بیشینه

<sup>۲۱</sup>Kadota

پهنهای باند قابل دستیابی برای مواد با  $K^*$  بالا بزرگتر است. به عبارت دیگر، مواد کم  $K^*$  را می‌توان به صورت الکتریکی با منبع، اما به قیمت کاهش پهنهای باند، تطبیق داد. برای برخی از مواد با  $K^*$  پایین (به عنوان مثال، کوارتز  $ST$ )، بهبود پایداری دما ممکن است یک مصالحه قابل قبول باشد. در واقع، پایداری دمایی ذاتی منجر به سازش مشابهی با  $K^*$  به عنوان پهنهای باند می‌شود، زیرا مواد  $K^*$  بالا همیشه دارای ضربی دمایی فرکانس بالا هستند ( $LiNbO_3$  برای  $10^{\circ}C$  ppm). راه حل‌های دیگری برای کاهش ضربی دما مانند استفاده از سازه‌های جبران کننده چند لایه یا حتی دمای کنترل شده وجود دارد، اما این به قیمت سادگی دستگاه است.

خطوط تاخیر طولانی (تا چند میلی ثانیه) برای کاربردهای تخصصی مانند ذخیره سازی تصویر تلویزیون<sup>۲۲</sup> مورد نیاز است. یک محدودیت اندازه عملی ( $10 \leq$  سانتی‌متر) برای سازه‌های خطی وجود دارد که حد بالایی  $100$  میکرو ثانیه را حتی برای مواد کند مانند BGO در نظر می‌گیرند. مسیرهای هندسی مبتکرانه مختلفی ابداع شده است [۹] و در یک مورد این به تاخیر بیش از  $900$  میکرو ثانیه برای ساختار BGO در  $83$  مگاهرتز منجر شد. راه حل جایگزین توسط موجبرهای صوتی با استفاده از مویرگها و فیبرها، همانطور که در فصل دهم بحث شد، ارائه می‌شود.

#### ۲.۴.۱۴ فیلتر میان گذر

فیلتر میان گذر ایده‌آل (BPF)<sup>۲۳</sup> یک پاسخ تابع مستطیلی دارد. یعنی  $100$  درصد انتقال داخل باند عبور و صفر در صد خارج باند. همانطور که در شکل (۱۱۴) نشان داده شده است، BPF را می‌توان به طور شگفت‌انگیزی توسط یک ساختار IDT متشکل از یک زوج ورودی و خروجی تقریب زد. این پیکربندی شامل امواج در حال حرکت است، بنابراین محاسبات در حوزه زمان انجام و سپس توسط آن به حوزه فرکانس تبدیل می‌شود.

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{-j\omega t} dt \quad (11.14)$$

که در آن  $H(f)$  پاسخ فرکانسی و  $h(t)$  پاسخ تک ضربه‌ای است، بطوری که  $H(f)$  و  $h(t)$  یک زوج تبدیل فوریه هستند که در شکل (۵.۲) نشان داده شده است. برای یک زوج ورودی و خروجی، داریم؛

$$V_{out} = H(f)V_{in}$$

$$H(f) = H_1(f) \cdot H_2^*(f) \quad (12.14)$$

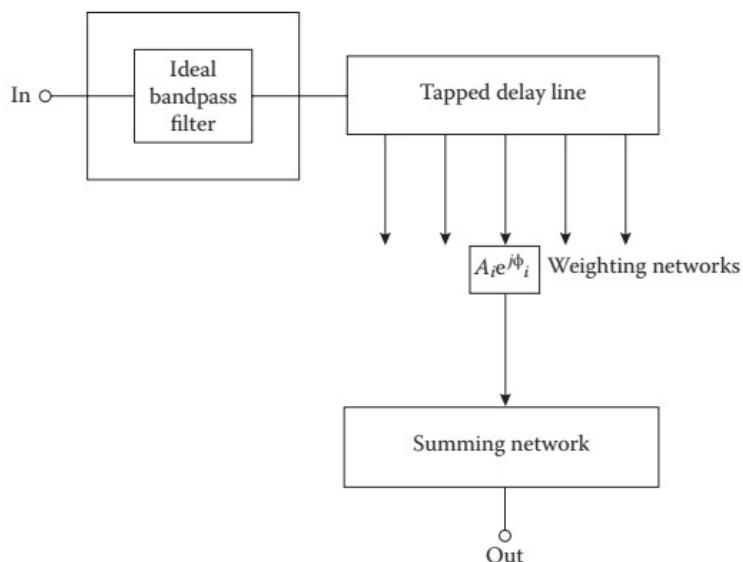
در موارد زیر ملاحظات طراحی بر روی ورودی شماره یک IDT اعمال خواهد شد و پاسخ باند گسترده ساده خواهد داشت تا بر پارامترهای طراحی تأثیر نگذارد. علاوه بر این،  $V_G = V_p$  را ثابت فرض می‌کنیم، به طوری که شکل اصلی یک پالس هنگام عبور از سیستم تغییر شکل نمی‌دهد. در نهایت، توجه می‌کنیم که نقش اساسی IDT زمانی که به عنوان

<sup>۲۲</sup>TV Frames

<sup>۲۳</sup>Bandpass Filter (BPF)

یک فیلتر عرضی در نظر گرفته می‌شود، بهترین شکل قابل درک است، همانطور که در زیر ذکر شده است.

دستگاه‌های SAW بیشتر استفاده گسترده خود را در پردازش سیگنال مدیون مفهوم فیلتر عرضی هستند. فیلتر عرضی اساساً یک خط تاخیر ضربه‌ای<sup>۲۴</sup> است که در آن هر سر آن به یک ورودی یا خروجی مشترک متصل می‌شود. چنین فیلترهایی به‌ویژه در رادار و ارتباطات مفید هستند، جایی که به‌شکل شناخته شده سیگنال ورودی که با آن مطابقت دارند، پاسخ همدوسی می‌دهند و نویز عدم تطبیق را حذف می‌کنند و در نتیجه نسبت  $S/N$  را بهبود می‌بخشند. آنها همچنین بهشت با تکنیک‌های یکسان سازی<sup>۲۵</sup> برای کاهش اعوجاج سازگار هستند. یکسان سازی از یک فیلتر معکوس برای حذف اعوجاج شناخته شده و ناخواسته استفاده می‌کند.



شکل ۳.۱۴: نمایش شماتیک یک فیلتر عرضی با استفاده از خط تاخیر ضربه‌ای.

شکل اصلی یک فیلتر عرضی در شکل (۳.۱۴) نشان داده شده است. این فیلتر حول یک فیلتر گذر باند ایده آل با پهنه‌ای باند  $f_B = W$  ساخته شده است. این به یک خط تاخیر ضربه خورده یکنواخت با  $N$  ضربه می‌خورد. هر شیر را می‌توان به یک عنصر توزین مستقل متصل کرد که در آن دامنه یا فاز را می‌توان تغییر داد. خروجی تمام این عناصر توزین برای ارائه خروجی فیلتر عرضی جمع می‌شود.تابع انتقال فیلتر می‌تواند به صورت زیر نوشته شود

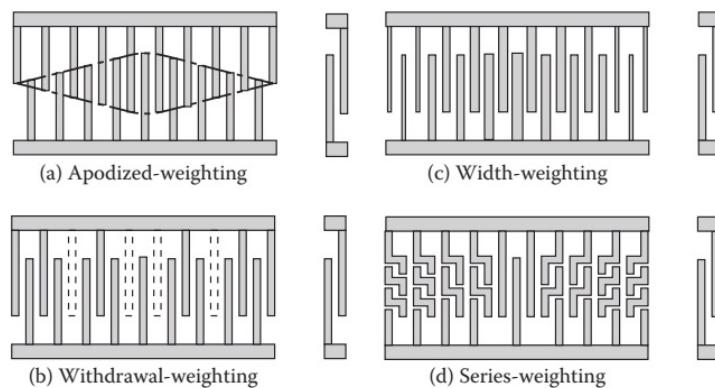
$$S(f) = \sum_{n=1}^N A_n \exp(j\phi_n) \exp(-j2\pi f n \tau), \quad |f - f_0| \leq \frac{BW}{\tau}$$

در غیر این صورت  $= 0$  (۱۳.۱۴)

<sup>۲۴</sup>Tapped delay line

<sup>۲۵</sup>Equalization

بنابراین، وزن شیر ضرایب یک سری فوریه  $N$  ترم است. مبدل IDT دارای تمام عناصر

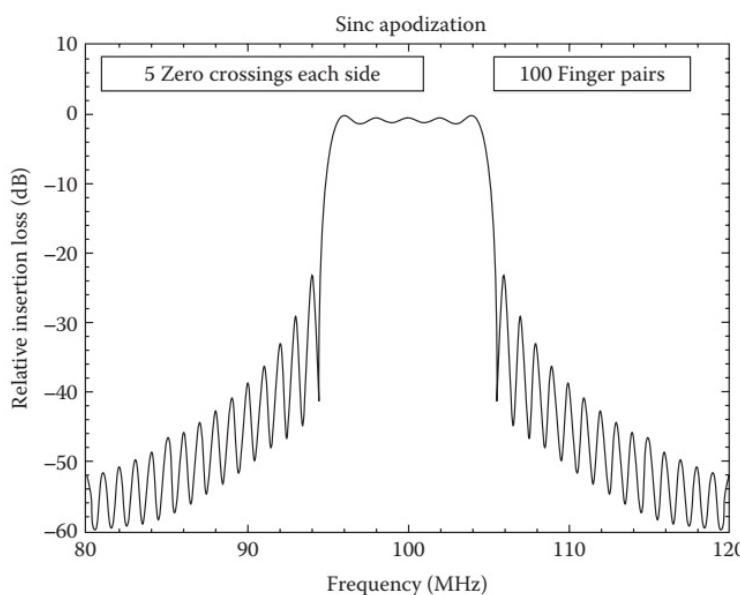


شکل ۴.۱۴: تکنیک‌های وزن دهنی برای مبدل بین دیجیتالی

اصلی فیلتر عرضی است. فاصله انگشت زوج پهنانی باند را تعیین می‌کند که می‌تواند نزدیک به یک فیلتر میان گذر ایده‌آل باشد. زوج‌های انگشت به عنوان ضربه‌ای عمل می‌کنند و پدهای تماس آن‌ها به طور خودکار به عنوان یک شبکه جمع‌کننده عمل می‌کنند. وزن دهنی دامنه را می‌توان با آپادایز کردن (از کلمه یونانی *Apodos* به معنی بدون پا) الکترودها، یعنی تغییر طول همپوشانی آنها، و همچنین با تنظیم عرض الکترود و سایر تغییرات هندسی، همانطور که در شکل (۴.۱۴) نشان داده شده است، انجام داد.

در مدل تابع دلتا ساده، دیده‌ایم که آرایه انگشت محدود منجر به پاسخ IDT تابع سینک در حوزه فرکانس می‌شود و پاسخ فرکانسی IDT تبدیل فوریه چگالی بار الگوی انگشت است. بنابراین، این دو یک زوج تبدیل فوریه هستند، و از شکل (۵.۲)، می‌توانیم ببینیم که اگر یک الگوی انگشت همپوشانی داشته باشیم که توسط یک تابع  $\delta(t)$  داده شده است، پاسخ فرکانسی مستطیلی خواهد بود که مربوط به یک BPF ایده‌آل است! دلایل متعددی وجود دارد که چرا نمی‌توان به این راحتی به این آرمان سازی دست یافت. اول، تبدیل فوریه شامل یک انتگرال در همه زمان‌ها است، در حالی که برای SAW، این در بهترین حالت فقط میکروثانیه خواهد بود. دوم، مفهوم زوج تبدیل فوریه به توابع پیوسته اشاره دارد، در حالی که IDT کاملاً گستته است. این ایده‌ها با شکل پاسخ فرکانسی شکل ۱۴.۱ که دارای یک قله مرکزی است، به اثبات رسیده است، اما به دلیل لوب‌های جانبی بالا، این دستگاه به خودی خود یک BPF غیرقابل قبول ضعیف خواهد بود. در نهایت، انبوهی از دلایل دیگر با ماهیت عملی تر برای توضیح اینکه چرا یک زوج IDT ذاتاً تقریب ضعیفی برای BPF است وجود دارد. با این وجود، نقطه شروع خوبی را فراهم می‌کند.

نتیجه آزمایشی و شبیه سازی شده برای آپدیزاسیون تابع سینک در شکل (۵.۱۴) نشان داده شده است. یک تخریب ناشی از "ریپلهای گیبس" در یک باند انتقال گسترده وجود دارد که اغلب تا حدی در فیلترهای SAW واقعی مشاهده می‌شود. با استفاده از IDT طولانی تر با جفت انگشت بیشتر می‌توان وضعیت را تا حدودی بهبود بخشید.

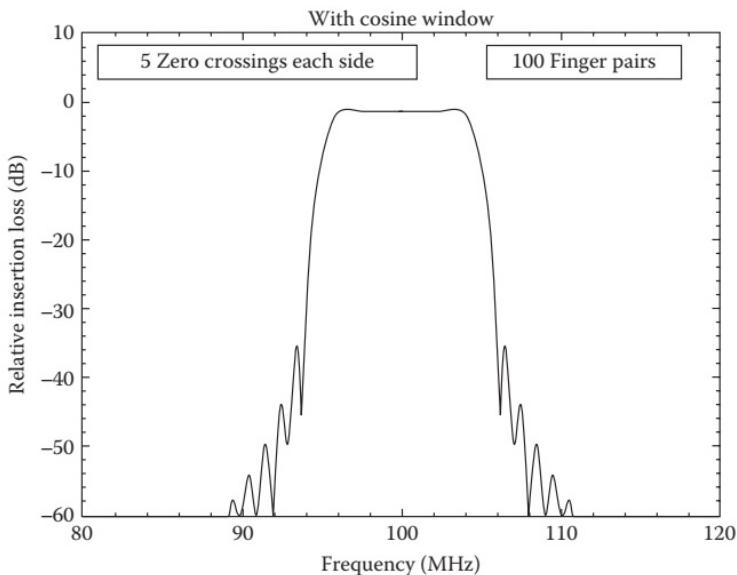


شکل ۵.۱۴: مثالی از دامنه پاسخ تابع انتقال برای مبدل بین دیجیتالی (IDT) با آپادیزاسیون تابع سینک که تا پنج نقطه عبور صفر در دو طرف لوب اصلی الگوی آپادیزاسیون گسترش می‌یابد. IDT دارای  $N = 100$  زوج انگشت و  $f_c = 100$  مگاهرتز است. به تموج گیبس در باند عبور توجه کنید.

به‌طور کلی، سه شرط اصلی برای پارامترهای اصلی چنین فیلتری وجود دارد: (الف) امواج دامنه پیک به‌پیک در باند عبور باید کم باشد ( $0.2 < \text{Desired}$ )، (ب) حذف لوب کناری نزدیک به‌داخل. حداقل  $5$  دسی‌بل، و (ج) موج تاخیر گروهی پیک به‌پیک کمتر از  $5ns$ . به‌دلیل گرایش قوی به‌سمت کوچک سازی، افزایش طول IDT یک گزینه نیست. راه حلی را می‌توان در استفاده از تکنیک‌های تابع پنجره برای اصلاح الگوی آپادیزاسیون یافت. چنین تکنیک‌هایی برش آپادیزاسیون را کاهش می‌دهند تا ناپیوستگی‌های انتهایی IDT را که مسئول موج‌های گیبس هستند، نرم کنند. کمپیل [۷] نشان می‌دهد که چگونه وزن کسینوس ساده در طول IDT یک راه حل ساده و موثر است. همانطور که در شکل (۶.۱۴) نشان داده شده است، این منجر به‌بهدود چشمگیر در حذف نزدیک و کاهش قابل توجه موج گیبس می‌شود. در نهایت، توجه به‌این نکته مهم است که بسیاری از اثرات مرتبه دوم که قبل از ذکر شد، عملکرد را کاهش می‌دهند و باید به‌حداقل برسند. همچنین مسائل برش مواد برای به‌حداقل رساندن مودهای انگلی، تطابق امپدانس و اثرات ابعادی بستر وجود دارد که باید مورد توجه قرار گیرد.

### ۳.۴.۱۴ رزوناتورها و فیلترهای رزوناتوری

رزوناتورها بلوک‌های اصلی ساختمن برای ساخت فیلترها و نوسانگرهای بالا در فرکانس بالا هستند. این فناوری مبتنی بر استفاده از آرایه‌های توری بسیار بازتابنده برای تشکیل حفره‌های رزونانسی بر روی صفحات SAW پیزوالکتریک همراه با به‌کمینه رساندن تمام اثرات جعلی ذکر شده در بالا است. دو نوع رزوناتور یک و دو پایانه مورد بحث قرار



شکل ۶.۱۴: محاسبه پاسخ دامنه باند عبور برای مبدل بین دیجیتالی شکل ۱۴.۵، با وزن کسینوس اضافی در الگوی همپوشانی انگشت. توجه داشته باشید که ریپل ۱۰۰۰ تقریباً از پاسخ باند عبور حذف شده است.

خواهد گرفت. همانطور که برای همه تشدید کننده‌ها، مقدار  $Q$  در یک فرکانس معین، معیار خوبی از عملکرد را نشان می‌دهد.

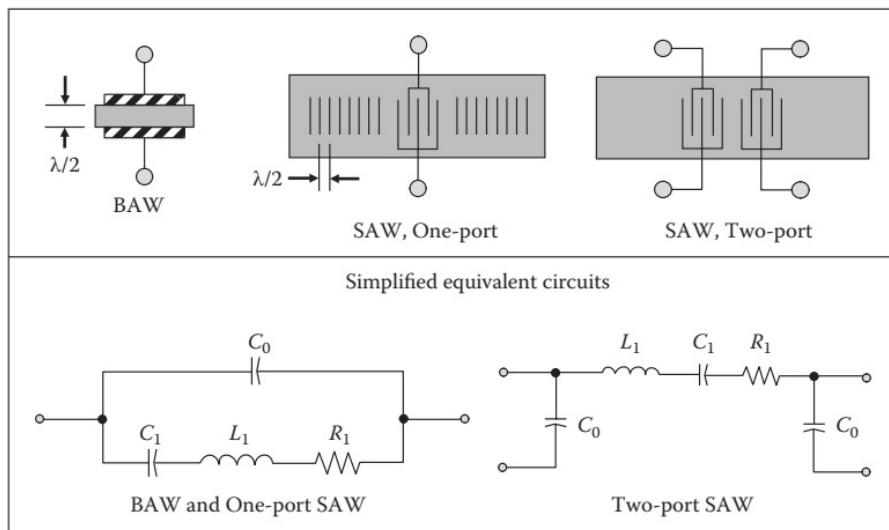
### رزوناتور تک پایانه

در این حالت، که در شکل (۷.۱۴) نشان داده شده است، IDT، مجهرز به پایانه‌های وروودی/خروجی، بین دو بازتابنده صوتی که یک حفره رزونانسی را تشکیل می‌دهند، در مرکز قرار گرفته است. همانطور که در شکل (۷.۱۴) مشاهده می‌شود، مدار معادل حجیم مانند تشدید کننده BAW است، بنابراین دستگاه رزونانس‌های سری و موازی را نشان می‌دهد. کمپیل [۷] نشان می‌دهد که برای  $1 \sim R$  خواهد بود:

$$Q \sim \frac{d_e}{\lambda} \cdot \frac{2\pi}{(1 - |R|^2)} \quad (14.14)$$

که معمولاً چندین هزار در محدوده  $1000 - 10000$  مگاهرتز است. در اینجا  $d_e$  فاصله مرکز تا مرکز بین مراکز صوتی دو بازتابنده است. دو پارامتر طراحی حیاتی وجود دارد که برای عملکرد صحیح دستگاه باید رعایت شوند:

- استفاده از توری‌های بازتابی با کارایی بالا با  $1 \sim R$
- توری‌های بازتابی که به درستی قرار گرفته‌اند به‌طوری که انگشتان فلزی در بالای پاد گره‌ها موج ایستاده SAW قرار می‌گیرند. اگر این شرط برآورده نشود، تزویجی



شکل ۷.۱۴: دستگاه‌های تک پایانه و دو پایانه SAW، با مدارهای معادل ساده شده.

بین SAW و بازتابندها وجود نخواهد داشت.

تشدید کننده تک پایانه را می‌توان به راحتی با مدل فبری-پرو<sup>۲۶</sup> [A] توصیف کرد، که در آن آرایه‌های بازتابنده با آینه‌ها در مراکز موثر خود جایگزین می‌شوند. برای این مدل می‌توان یک عدد شایستگی<sup>۲۷</sup>  $M$  تعریف کرد:

$$M = \frac{Q}{\gamma} = \frac{2G_s}{\omega_r C_0} \cdot \frac{1}{1 - |R|} \quad (15.14)$$

که در آن

- هدایت ورودی  $G_s =$

- فرکانس زاویه‌ای سری  $\omega_r =$

- ظرفیت استاتیک  $C_0 =$

- ظرفیت حرکتی  $C_m =$

$$\gamma = C_0 / C_m \quad •$$

اثرات جعلی زیادی وجود دارد که می‌تواند عملکرد دستگاه را محدود کند. از جمله موارد زیر است

- گسترش پرتو در اثر پراش. این را می‌توان با بهدام انداختن انرژی کاهش داد، اما این بهنوبه خود منجر به تشديدهای جعلی درجه بالاتری می‌شود که می‌تواند تا حدی با آپودیزاسیون کنترل شود.

<sup>۲۶</sup>Fabry-Pero

<sup>۲۷</sup>Figure of Merit

- تشعشعات جعلی BAW، که می‌تواند  $Q$  را کاهش دهد.
- تخریب پایداری بهدلیل اثرات دما بر  $V_P$  و انبساط حرارتی.

در نتیجه، تشید کننده‌های تک پایانه می‌توانند برای جایگزینی رزوناتورهای BAW برای کاربردهای خاص، به عنوان مثال، در فیلترهای فرکانس متوسط (IF)<sup>۲۸</sup> استفاده شوند. عملکرد آنها را می‌توان با گسترش مفهوم تشید کننده دو پایانه، که اکنون مورد بررسی قرار می‌گیرد، بهبود بخشید.

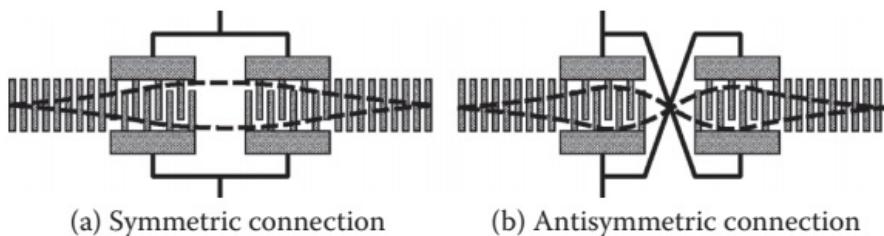
### رزوناتور دو پایانه

در این حالت، همانطور که در شکل (۷.۱۴) نشان داده شده است، اتصالات ورودی/خروجی بر روی دو IDT مجزا در حفره آکوستیک انجام می‌شود.تابع پاسخ اولیه یک پس زمینه IDT گستردگی  $\sin x/x$  با یک سنبله توری بازتابی است که در مرکز قرار گرفته است. برخی از پارامترهای حیاتی توسط کمپیل [۴] شناسایی شده است:

- فاصله بین IDT‌ها و توری بازتابی، همانطور که در مورد تک پایانه وجود دارد
- بازتابی و تلفات توری
- جدا سازی توری
- تعداد انگشتان IDT، نوع فیلم
- $C$  و  $K^2$  برای بسترهای پیزوالکتریک
- فرکانس

به عنوان مثال، برای یک بستر ST-کوارتز با  $f = 100\text{ MHz}$ ، ۳ دسی‌بل افت عبوری، روزنه  $80\lambda$ ، محدوده دینامیکی ۱۹ دسی‌بل، مشخص شد که ۶۵ زوج انگشت برای اجرا ضروری است. مزیت تشید کننده دو پایانه این است که فرکانس کاری آن می‌تواند به خوبی تا محدوده گیگاهرتز افزایش یابد. برای مثال، برای  $3 \sim f$  گیگاهرتز،  $Q \sim 3000$ . یکی از معایب آن این است که به مودهای طولی و برشی کاذب حساس است. فیلترهای تشید چند مودی برای غلبه بر این مشکل توسعه یافته‌اند و همچنین می‌توانند باند عبور وسیع‌تری را ارائه دهند. فیلترهای تشید کننده چند مودی را می‌توان با قرار دادن چندین تشیدگر بر روی یک بستر و اتصال آنها به صورت صوتی یا الکتریکی ساخت. در صورت استفاده از مود متقارن، تزویج صوتی طولی یا درون خطی، باند عبور عریض چند درصدی و تلفات کم ( $3 < K^2 < 10$ ) دسی‌بل برای زیرلایه‌های  $K^2$  بالا) می‌دهد. مودهای متقارن یا نامتقارن را می‌توان با اتصال موازی یا متقاطع تحریک کرد. در تزویج آکوستیک عرضی، تشید کننده‌ها در کنار هم قرار می‌گیرند و آنها توسط امواج ناپایدار تزویج می‌شوند، همانطور که در شکل (۸.۱۴) نشان داده شده است. با تزویج الکتریکی، تشید کننده‌های SAW به عنوان عناصر مدار استفاده می‌شوند که می‌توانند در پیکربندی‌های مختلف مانند شبکه یا نرdban به یکدیگر متصل شوند. این نوع تزویج قابلیت توان بالا و افت عبوری کم را، اما به قیمت افزایش اندازه، فراهم می‌کند.

<sup>۲۸</sup>Intermediate Frequency (IF)



شکل ۴.۱۴: مبدل بین دیجیتالی فیلتر تشدید کننده دو مودی. (الف) اتصال متقارن (ب) اتصال نامتقارن.

#### ۴.۴.۱۴ نوسانگرهای

قبل از رسیدگی به موارد خاص، اصول کلی تبدیل تشدید کننده به نوسانگر را در نظر خواهیم گرفت. به عنوان مثال، پیکربندی تشدید کننده متشکل از یک زوج گیرنده-ژنراتور IDT که در مرکز یک آرایه بازنای قرار دارد، می‌تواند با استفاده از یک حلقه بازخورد مثبت به یک نوسانگر تبدیل شود. دو شرط (یکی برای دامنه و دیگری برای فاز) باید برآورده شود:

۱. بهره کل رفت و برگشت  $>$ . تقویت کننده در حلقة بازخورد باید بهره کافی برای غلبه بر تلفات در اطراف حلقة را داشته باشد.
۲. کل تغییر فاز در اطراف حلقة  $= 2\pi \neq n$  باشد.

عملکرد تک مودی عموماً مورد نظر است. این در فرکانس‌هایی اتفاق می‌افتد که کمترین افت عبوری (IL) را دارد و شرایط فاز برای آن برآورده می‌شود. بدیهی است که بهره باید طوری تنظیم شود که بهره رفت و برگشت برای این مود بیشتر از یک اما برای همه مودهای دیگر کمتر از یک باشد. وضعیت را می‌توان با انتخاب ابعادی بهینه کرد که فرکانس‌های مودهای دیگر که شرایط فاز را برآورده می‌کنند روی صفرهای منحنی افت عبوری قرار گیرند.

پایداری اسیلاتور یکی از معیارهای اصلی برای اکثر کاربردها است. پایداری کوتاه مدت (کمتر از ۱ ثانیه) توسط نویز، عمدتاً نویز فاز (به دلیل نوسانات فاز) تقویت کننده تعیین می‌شود. از شرایط فاز نوسانگر، متوجه می‌شویم که

$$\frac{\delta f}{f} = -\frac{\partial \phi_e}{2\pi N} \quad (16.14)$$

که در آن  $N$  تعداد طول موج‌های صوتی در خط انتقال صوتی است. در اصل، برای یک نوسان فاز معین  $\partial \phi_e$ ، پایداری فرکانس مورد نیاز را می‌توان با افزایش کافی  $N$  به دست آورد. فراتر از این حد عملی، نویز جانسون در تقویت کننده و تلفات در مدار، که نیاز به افزایش بهره دارد، وارد عمل می‌شوند.

در میان مدت (دقیقه) و طولانی مدت (ساعت)، تغییرات دما عامل اصلی ناپایداری و رانش است. راه حل استاندارد انتخاب کوارتز ST-cut است که می‌تواند تغییرات دمایی نزدیک به صفر در یک محدوده معقول داشته باشد.

با توجه به تنظیمات خاص، یک نوسان ساز SAW می‌تواند بر اساس خط تاخیر یا پیکربندی رزونانس باشد. دومی  $Q$  بالاتری دارد و بنابراین برای کاربردهای فرکانس بالا بهتر سازگار است. ما چهار نوع را که توسط کمبل [۱] با جزئیات بیشتر مورد بررسی قرار گرفته‌اند، شرح می‌دهیم:

- خط تاخیر موج رایلی فرکانس ثابت. یک حلقه بازخورد برای بهست آوردن شرایط نوسانگر استفاده می‌شود. محدوده تنظیم بیش از منحنی پاسخ کامل  $\sin x/x$  است. از آنجایی که این منحنی گسترده است، نویز فاز بالا خواهد بود.  $Q$  موثر با جدایی بین IDT‌ها متناسب است.

- نوسانگر تشدید کننده موج ریلی.  $Q$  ذاتاً بالا به‌این معنی است که این نوع را می‌توان در محدوده گیگاهرتز بالا استفاده کرد. کوارتز ST معمولاً برای پایداری دما استفاده می‌شود که سطح توان را به حدود  $1dBm = 1mW$  ( $12dBm$ ) محدود می‌کند. رانش حرارتی در حدود  $15$  پی ام در محدوده دمایی  $0$  تا  $55$  درجه سانتی‌گراد و پایداری دمای اتاق حدود  $80$  پی ام است. این عملکرد را می‌توان با تکنیک‌های الکترونیکی و کنترل شده با اجاق (فر حرارتی) که برای جبران رزوناتورهای کوارتز BAW استفاده می‌شود، بهبود بخشید.

در صورت نیاز به عملکرد بهتر از موارد فوق، می‌توان با استفاده از SSBW که امواج طولی هستند، آن را بدست آورد. همان IDT را می‌توان برای دستگاه موج ریلی استفاده کرد، اما فقط عنصر  $E$  موازی با انگشتان مودهای SH را تحریک می‌کند. برخی از مزایا به شرح زیر است: (۱) SSBW‌ها سرعت بیشتری نسبت به امواج ریلی دارند، بنابراین می‌توانیم با استفاده از همان IDT فرکانس‌های  $60$  درصد بالاتر را بدست آوریم. (۲) امواج SSBW نسبت به آلدگی سطح حساسیت کمتری دارند. (۳) انتخاب برش با TCD بهتر از امواج رایلی. و (۴) عملکرد با قدرت بالاتری است.

- اسیلاتورها با استفاده از خطوط تاخیر SSBW. برای این کاربرد، کوارتز برش  $-35/5$  درجه چرخش  $Y$  (نرده‌یک به  $AT$ ) در فرکانس  $3$  گیگاهرتز با  $Q \sim 2500$  استفاده شده است. کوارتز BT را می‌توان زمانی که نوسان دما زیاد وجود دارد استفاده کرد. تغییر فرکانس کمتر از  $15ppm$  را بدست می‌آورد که حدود ده برابر بهتر از امواج  $R$  در کوارتز ST است.

- رزوناتور-نوسانگر STW. یک توری به‌دام انداختن انرژی بین IDT‌های ورودی و خروجی استفاده می‌شود که نشت را به‌داخل حجم کاهش و  $Q$  را افزایش می‌دهد.

#### ۵.۴.۱۴ عناصر پاشنده کدگذاری زمانی

فیلترهای حوزه فرکانس و سایر دستگاه‌هایی که تاکنون مورد بحث قرار گرفته‌اند، اساساً ماهیت غیرپاشنده داشتند. اکنون ساختارهای حوزه زمانی انتخابی که برای عملکردشان به‌پاشنده‌گی بستگی دارد را بررسی می‌کنیم.

## چیرپ

چیرپ<sup>۲۹</sup> IDT یک مبدل هندسی باند وسیع است که برای به دست آوردن فشرده سازی پالس، عمدتاً برای کاربردهای راداری توسعه یافته است. یک سیستم رادار دو مشخصه اصلی دارد: حساسیت آشکارسازی که متناسب با توان تحریک و حساسیت تفکیک که با عرض پالس تعیین می‌شود. در ساده‌ترین شکل خود، سیستم با استفاده از پالس‌های بسیار باریک و با پیک قدرت بهینه‌سازی می‌شود، که ممکن است کار کرد آن بسیار گران و دشوار باشد. یک راه حل جایگزین و ارزان‌تر، استفاده از روش فشرده‌سازی پالس است. یک پالس DC به IDT فرستنده اعمال می‌شود که دارای یک فاصله الکترود متناظر مطابق با پهنهای باند پالس است. فرکانس‌های پایین‌تر دورترین فاصله را طی می‌کنند و از این‌رو در انتهای دُم پالس ساطع شده قرار دارند. پالس طولانی در حال حاضر با فرکانس‌های پایین در لبه اصلی بازنگاری می‌شود و پالس توسط ساختار IDT مکمل منبع شناسایی می‌شود. نتیجه نهایی این است که یک پالس بسیار باریک دوباره ساخته می‌شود و عرض این پالس است که وضوح زمانی را تعیین می‌کند. تفکیک زمانی موثر، متقابل پهنهای باند است. به طور رسمی‌تر، یک پارامتر مهم، حاصل ضرب پهنهای باند در زمان ( $T(BW)$ ) است، که در آن  $T$  عرض پالس ورودی است. سپس عرض پالس موثر، عرض پالس واقعی تقسیم بر حاصل ضرب زمان در پهنهای باند است.

## فشرده سازی آرایه بازتابی

این اصل از خط تاخیری چند ضلعی BAW به عنوان راهی برای افزایش قابل توجه تاخیر در مقایسه با پیکربندی درون خطی ناشی می‌شود. در این حالت طول دستگاه چیرپ نصف دستگاه درون خطی معادل است. مزایای دیگری نیز وجود دارد، از جمله کاهش مولفه BAW جعلی به دلیل طی مسیر پیچیده، عدم اتصال الکتریکی بین عناصر بازتابنده، امکان استفاده از جبران فاز با استفاده از لایه‌های نازک اضافی، و تنظیم وزن دامنه با تغییر عمق شیارهای عناصر بازتابی است.

فیلتر چیرپ پتانسیل آشکاری برای کاربردهای تبدیل فوریه را، همانطور که به تفصیل توسط اش<sup>۳۰</sup><sup>۳۱</sup> [۲۹] بحث شده است، دارد. همچنین یک مولفه RF مفید برای موارد توانائی تون-انفجاری<sup>۳۱</sup> باند وسیع مورد نظر است. به عنوان مثال، برای اندازه‌گیری منحنی‌های پاشندگی امواج هدایت شده در یک لوله با استفاده از یک مبدل تکی، به سادگی با اسکن (جاروب) خطی فرکانس مولد منبع، استفاده شده است.

## کانولور

برنامه‌های کاربردی تا کنون شامل عملیات جمع خطی بوده است. برای مثال گاهی به عمل ضرب نیز نیاز است. این قابلیت را می‌توان در دستگاه‌های آکوستیک با بهره برداری از غیر

<sup>۲۹</sup>Chirp

<sup>۳۰</sup>Ash

<sup>۳۱</sup>Tone-Burst

خطی بودن محیط فراهم کرد. حاصل ضرب دو تابع ورودی ۱ و ۲ را می‌توان با برهمکنش موج-موج که در آن چگالی توان موج حاصل در فرکانس  $\omega_3$  به صورت زیر بدست می‌آید.

$$P(\omega_3) = K P(\omega_1) P(\omega_2) \quad (17.14)$$

که در آن  $K$  ثابت غیرخطی صوتی است. فیزیک اساسی برهمکنش را بهترین وجه از دیدگاه فونون می‌توان دید، جایی که برهمکنش را می‌توان با پایستگی (بقاء) انرژی و تکانه (مومنتوم) به صورت زیر توصیف کرد.

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (18.14)$$

$$k_3 = k_1 + k_2 \quad (19.14)$$

به طور کلی، امواج در گیر غیرپاشنده، همانطور که در مورد SAW وجود دارد، باشند. علاوه بر این، پیکربندی SAW چگالی توان بالا مشخصه امواج ریلی جهت بدست آوردن اثرات غیرخطی را تسهیل می‌کند.

ضرب یا انتگرال کانولوشن معمولاً در پیکربندی ضد انتشار<sup>۳۲</sup> بدست می‌آید. در موردی که  $\omega_2 = \omega_1$  است،  $\omega_3$  یک ولتاژ RF یکنواخت است که می‌تواند با تنظیم ساده متالیزاسیون طول  $L$  در ناحیه مرکزی شناسایی شود. اگر امواج ورودی به شکل  $S_i(t)e^{j(\omega_i t - \beta_i z)}$  باشند، سیگنال خروجی خواهد بود:

$$v_3(t) = V_3(t)e^{j\omega_1 t} \int_0^L S_1\left(t - \frac{z}{v}\right) S_2\left(t - \frac{z}{v}\right) dz \quad (20.14)$$

که آنرا می‌توان بصورت زیر ساده کرد<sup>۳۳</sup>

$$V_3(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_1(\tau) S_2(2t - \tau) d\tau \quad (21.14)$$

که کانولوشن سیگنال‌های ۱ و ۲ با زمان فشرده شده با ضریب دو است. با استفاده از یک اینورتر در یکی از منابع، دستگاه را می‌توان مستقیماً به یک همبسته ساز<sup>۳۴</sup> تبدیل کرد.

## ۵.۱۴ کاربرد SAW

### ۱.۵.۱۴ سیر تاریخی توسعه

یک فناوری پیچیده و همه کاره است که با تکنیک‌های میکروالکترونیک مدرن و همچنین با فیلم‌های پیزوالکتریک و سایر مواد نیمه‌هادی سازگار است. با توجه به تطبیق پذیری آن، انتظار می‌رود که طیف گسترده‌ای از کاربردهای از کاربردهای داشته باشد و در واقع یک فناوری سودمند در زمینه‌های با حجم بالا و حساس به‌هزینه مانند تلفن‌های همراه، تلویزیون،

<sup>۳۲</sup> Counter-Propagating Configuration

<sup>۳۳</sup> Correlator

DVD، VCR، درب‌های گاراژ و غیره و همچنین در برنامه‌های کاربردی پیشرفته مانند میکروسیال، سنسورها و غیره است. گزارش بسیار خواندنی از توسعه SAW از روزهای اولیه آن در زلزله شناسی تازمان حاضر توسط مورگان<sup>۳۴</sup> [۱۲] ارائه شده است. شرحی از پیشرفتهای اخیر در فناوری SAW و کاربردهای ارتباطات توسط روپل و همکاران<sup>۳۵</sup> [۱۳] ارائه شده است.

پیشرفت واقعی برای توسعه مدرن فناوری SAW با اختراع IDT توسط وايت و ولتمر<sup>۳۶</sup> [۱۴]، با استفاده از مجموعه‌ای از الکترودهای انگشتی بر روی بسترهای پیزوالکتریک رخ داد. تقریباً در همان زمان، تمام تکنیک‌های مدرن برای میکروالکترونیک مسطح، از جمله فوتولیتوگرافی و رسوب لایه نازک، که به عنوان فناوری‌های توانمند برای تولید انبوه دستگاه‌های SAW نیز عمل می‌کردند، در حال توسعه بودند. رایانه‌ها نیز به همین ترتیب در مرحله تکامل سریعی قرار داشتند، و در اینجا، مانند جاهای دیگر، کوچک سازی دستور روز بود. مفهوم فیلتر عرضی و آپودیزاسیون منجر به معرفی اشکال مختلف پردازش سیگنال SAW شد. علاوه بر این، همانطور که مورگان اشاره کرد<sup>۱۲</sup> [۱۲]، تمام نیازهای اساسی برای یک فناوری عملی SAW، یعنی تزویج پیزوالکتریک کافی، پراش کم، دما، تضعیف، پاشندگی و اثرات غیرخطی، و انتشار کمترین تحت تأثیر IDT‌ها و امواج حجیم جعلی برآورده شد. در نتیجه، دوره ۱۹۸۵ – ۱۹۷۰ در تحقیق و توسعه همه اجزای اساسی، اصول، طرح‌های دستگاه و برش‌های مواد جدید که قبلًا توضیح داده شد، صرف شد.

در طول این دوره توسعه، بیشتر کاربردهای اساسی در ارتباطات نظامی بود. اولین کاربردهای تجاری نیز در آن زمان رخ داد، عمدها در منطقه مصرف کننده بزرگ فیلترهای تلویزیون IF، که در آن صدها میلیون دستگاه در سال تولید می‌شد. در ارتباطات مدرن، ترکیب سیگنال RF ورودی با سیگنال یک نوسان ساز محلی ثابت در گیرنده برای تولید یک IF بسیار پایین‌تر، معمولاً در محدوده ۲۴ تا ۶۰ مگاهرتز، یک روش استاندارد بوده است. لیتوگرافی لایه نازک به اندازه کافی برای تولید فیلترهای SAW با کیفیت برتر در این فرکانس‌ها توسعه یافته بود، و آنها خیلی سریع با فیلترهای LC حجیم تر، پرتلفات و کم کارکرد رایج در آن زمان جایگزین شدند. اولین فیلترهای IF تلویزیون دو IDT بودند که توسط یک MSC همراه شده بودند. با این حال، اینها نسبتاً بزرگ بودند و با گذشت زمان ردپای کوچکتری مورد نیاز بود. از این رو، اکنون از فیلترهای درون خطی برای کاهش هزینه با استفاده از وزن دهی IDT فقط بر روی یک مبدل استفاده می‌شود. یک فیلتر صوتی مقسم، صدا و تصویر را از هم جدا می‌کند تا دو خروجی مجزا بدهد. اخیراً، فیلترهای IF SAW در فرکانس‌های بالاتر (۴۰۰ مگاهرتز) برای گیرنده‌های ماهواره تلویزیونی استفاده می‌شوند. از سال ۱۹۸۵، فعالیت‌های فرایندهای در برنامه‌های کاربردی مصرف کننده SAW، به ویژه در دستگاه‌های ارتباطی سیار، وجود داشته است که در بخش بعدی با جزئیات بیشتر مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

<sup>۳۴</sup>Morgan

<sup>۳۵</sup>Ruppel et al

<sup>۳۶</sup>White and Voltmer

## ۲.۵.۱۴ فیلترهای $SAW$ در تلفن همراه

باندهای زیادی در یک تلفن همراه معمولی وجود دارد و تعداد آنها هر سال در حال افزایش است. در حال حاضر حدود ۱۵ مورد وجود دارد که محدوده فرکانس ۲۰۰ مگاهرتز تا ۲ گیگاهرتز را پوشش می‌دهند [۱۵]. این امر تلفن را کاملاً پیچیده می‌کند و نبردی مداوم برای کاهش ردپای قطعات وجود دارد. نمودار جعبه‌ای یک تلفن همراه مدرن در شکل (۹.۱۴) نشان داده شده است. برخی از مسائل به‌شرح زیر است: (۱) کاهش نویز بیرونی. (۲) نیاز به کاهش رد پای پسیوهای بزرگ و حجیم، به‌ویژه در قسمت جلویی. و (۳) برای جداسازی عملکرد فرستنده و گیرنده به یک دوبلکسر نیاز است. دستگاه‌های  $SAW$  جایگاه بر جسته‌ای را اشغال می‌کنند و اغلب در مراحل دوبلکسر RF و در مراحل فیلتر IF استفاده می‌شوند. همانطور که توسط نگوین [۱۶] تأکید شده است، یک روند طولانی مدت در الکترونیک مدرن برای حذف مرحله IF و تشخیص مستقیم سیگنال RF وجود دارد، بنابراین می‌توان انتظار داشت که در آینده، تأکید از IF به RF منتقل شود. عملکرد فیلتر کمپبل [۱۷] مطالعه جامعی در مورد استفاده از اجزای  $SAW$  در دستگاه‌های تلفن همراه انجام داده است. روپل و همکاران [۱۸] خلاصه خوبی از کار قدیمی‌تر ارائه می‌دهد، در حالی که کابوتا [۱۹] و پیتچی و همکاران [۲۰] در مورد تحولات اخیر بحث می‌کنند.

### فیلترهای IF

برخی از الزامات کلی فیلترهای IF در دستگاه‌های تلفن همراه به‌شرح زیر است:

- باند باریک ( $50 - 500 kHz$ ).
- افت کم.
- نیاز به حذف سیگنال‌های تداخل تصویری را داشته باشد، بنابراین توانایی حذف بالا باشد.
- کوچک و کم هزینه.
- فرکانس مرکزی از  $45 MHz$  تا بیش از  $200 MHz$ .
- ضریب شکل خوب.
- پایداری حرارتی دمائی.

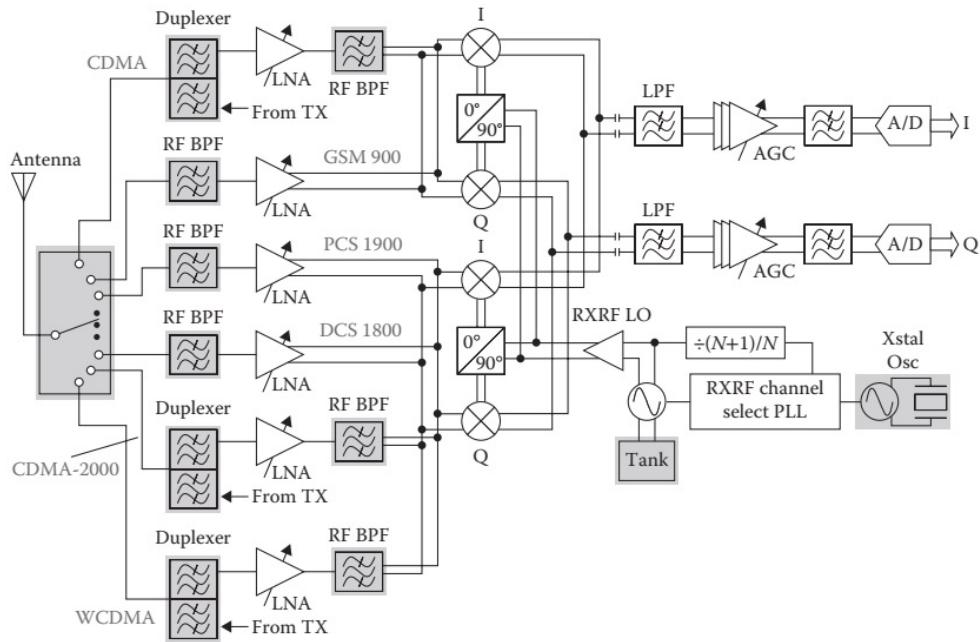
الزامات خاص یک فیلتر معین به استاندارد منطقه‌ای مناسب (آسیا، اروپا یا آمریکای شمالی) بستگی دارد و اینها می‌توانند کاملاً متغیر باشند. در زیر مروری بر برخی از انواع

<sup>۱۷</sup>Nguyen

<sup>۱۸</sup>Ruppel et al.

<sup>۱۹</sup>Kabota

<sup>۲۰</sup>Pitschi



شکل ۹.۱۴: نمودار جعبه‌ای (بلوک دیاگرام) سیستم یک گیرنده چند حالته در آینده، نشان می‌دهد که چگونه تعداد غیرفعال‌های RF افزایش می‌یابد، صرف نظر از اینکه از معماری تبدیل مستقیم استفاده می‌شود یا خیر.

مختلف استفاده شده ارائه می‌دهیم و مشاهده می‌شود که تنوع شگفتانگیزی در انواع مختلف فناوری SAW موجود است:

۱. مبدل تک قطبی یک طرفه (SPUDT)<sup>۴۱</sup>، که از نوارهای بازتابنده در هم متالیزاسیون منفرد برای کاهش افت عبوری با اطمینان از انتشار تنها در یک جهت استفاده می‌کند. این یک راه خوب برای از بین بردن سیگنال‌های جعلی است. یک SPUDT معمولی روی کوارتز ST با پهنهای باند سه دسی‌بل ۵۰۰ کیلوهرتز و  $< IL < 6$  دسی‌بل خواهد بود. مشکل اصلی این است که یک SPUDT یک فیلتر عرضی است و به همین دلیل تمايل به طول ( $\leq 3$  میلی متر) دارد تا پنجره‌های شکل دهنده زمان مورد نیاز را ایجاد کند.

۲. فیلتر مسیر Z از آرایه‌های بازتابنده برای فشرده‌سازی مسیر صوتی به شکل حرف Z استفاده می‌کند. از این رو، فشرده‌تر است و تکنیک خوبی برای به دست آوردن BW بالا، فرکانس متوسط کم و پایداری حرارتی خوب است اگر روی کوارتز ST ساخته شود. یک فیلتر معمولی Z می‌تواند فرکانس مرکزی ۴۵ مگاهرتز، ۳ دسی‌بل پهنهای باند  $180^\circ$  کیلوهرتز و افت عبوری حدود  $10^\circ$  دسی‌بل داشته باشد.

۳. فیلتر رزونانس خطی طولی راه دیگری برای کاهش طول است. دستگاه بین بازتابنده‌ها قرار می‌گیرد تا نشت را کاهش دهد و همچنین حذف باند توقف را تعیین می‌کند.

<sup>۴۱</sup>Single pole unidirectional transducer (SPUDT)

بازتابندهای حفره داخلی باند عبور را تا  $10\%$  تعیین می‌کنند. یک چنین فیلتر معمولی ممکن است فرکانس مرکزی  $250$  مگاهرتز،  $200$  زوج انگشت در هر IDT، بستر کوارتز  $ST$ ،  $h/\lambda = 7$  دسی بل داشته باشد.

۴. یک فیلتر تشدييد تزويجي مود عرضی را می‌توان برای پهنانی باند باريکتر استفاده کرد که با استفاده از امواج ريلی روی یک بستر کوارتز  $ST$  ساخته شده است. اين فیلترهای موج ريلی معمولاً نسبتاً بزرگ هستند، کوچکترین آنها حدود  $5 \times 7$  ميلي متر مربع است. لازم است اندازه آنها کاهش يابد، زيرا در برخی موارد آنها ردپاي بزرگتری نسبت به فیلترهای RF دارند. انجام اين کار با امواج ريلی آسان نیست، بهدلیل الزامات فرکانس مرکزی پايان، پهنانی باند باريک، حذف خارج از باند بالا و پايداري حرارتی خوب است. یک راه حل اين است که از SH-LSAW با يك لايه فلزی سنگين روی کوارتز  $ST - 90^\circ X$  استفاده کنيد که فیلترهای کوچکی به اندازه  $1 \times 3 \times 3$  ميلي متر مکعب را بدست می‌آورد.

### فیلترهای RF

اين فیلترهای RF در قسمت جلویی تلفن همراه قرار دارند، بنابراین عملکرد آنها برای کيفيت کلي دستگاه بسیار مهم است. الزامات اصلی به شرح زیر است:

- پهنانی باند عريض :  $25 - 70 MHz (\geq 5\%)$
- تلفات کم ( $< 3dB$ )
- نويز کم .
- توانائي توان بالا ( $2 \sim 5W$ )
- کم حجم .

به طور سنتی، عملکرد فیلتر انتهای جلو توسط فیلترهای دیالکтриک پر می‌شد، اما SAW جايگزین آنها شد، زيرا اين فیلترها کوچکتر هستند، منحنی‌های تندر دارند و دارای حذف خارج از باند بزرگتر است. درست، فیلترها يابد بر افت  $3$  دسی بل دو جهته غلبه کنند. اين را می‌توان با استفاده از SPUDT‌ها، يك مبدل خروجي در هر طرف ورودی، يا فیلترهای تشدييد کننده، جايی که انرژي توسط بازتابندها بهدام می‌افتد، انجام داد. بيشتر آنها از مودهای SAW نشيطي استفاده می‌کنند تا از  $V_P$  بالاتر (بنابراین فرکانس بالاتر) و  $K^2$  بالاتر (بنابراین باند گسترده) استفاده کنند. چند مثال ساده به شرح زير است:

۱. بر اساس تشدييد کننده. مود طولي در خط، فیلترهای چند مودی را يچ هستند. تزويج مود با انعکاس بالا از طریق بهینه سازی  $h/\lambda$  افزایش می‌يابد، که همچنین می‌تواند برای بهداشت رساندن  $K^2$  استفاده شود. یک LSAW معمولی  $2$  قطبی روی  $64$  درجه چرخش  $YXLiNbO_3$ ، با  $f_c = 836/5$  مگاهرتز،  $1$  دسی بل پهنانی باند  $30$  مگاهرتز، و افت عبوری  $1 \sim 5$  دسی بل است. اين نوع فیلتر معمولاً در سمت فرکانس بالا پاسخ قطع ضعيفی دارد، بنابراین اغلب برای جبران آن از پيکربندی چهار قطبی استفاده می‌شود.

۲. فیلترهای نردبانی LSAW [۱۸]. این فیلترهای کامپوزیت را می‌توان با استفاده از تشدید کننده‌های تک پایانه به صورت بلوک‌های ساختمانی، که در آن می‌توان تا ۱۶ واحد را آبشاری کرد، ساخت. این فیلترها با کارایی بالا می‌توانند دارای افت عبوری بسیار کم و قابلیت ارائه توان بالا (تا ۲ وات) باشند که آنها را برای دستگاه‌های دوبلکس RF مناسب است.

۳. IDT interdigitated را می‌توان طوری طراحی کرد که هیچ سیگنال بازتابی ارائه نکند، بنابراین ریپل کم است. سایر ویژگی‌های خوب عبارتند از افت عبوری کمتر از یک دسی‌بل و پهنای باند گسترده (۱۰٪–۲٪). آنها می‌توانند در برابر امواج ایستاده انگلی حساس باشند.

۴. مبدل تک جهتی الکترود شناور نوعی از SPUDT است که برای کاربردهایی در فرکانس بسیار بالا با حداقل افت عبوری مناسب است.

## ۶.۱۴ مدار SAW در مخابرات بی‌سیم در دستگاه کدگذاری

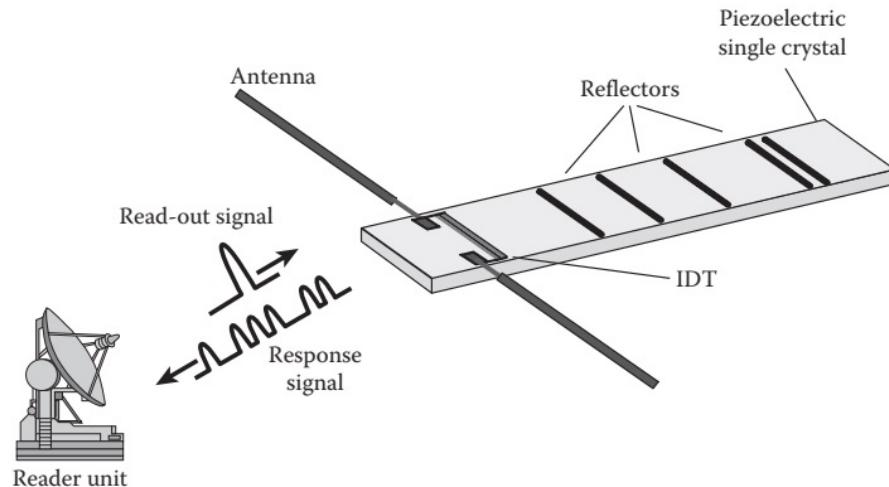
ارتباطات بی‌سیم بین کاربران فعال در چند سال اخیر زمینه را بهشدت تغییر داده است، همانطور که با گسترش دستگاه‌های دستی نشان داده شده است. بی‌سیم بهمان اندازه تأثیر چشمگیری بر ارتباطات بین ایستگاه فرماندهی مرکزی و دستگاه‌های غیرفعال داشته که مورد استفاده برای شناسایی، اندازه‌گیری یا کنترل داشته است. اگرچه این روند بسیار کمتر در معرض دید عموم قرار گرفته است. مسائل اصلی در اینجا شناسایی شی توسط شناسایی بی‌سیم فرکانس رادیوئی (RFID)<sup>۴۲</sup> و ارتباط بی‌سیم با حسگرها و شبکه‌های حسگر است که از فناوری بسیار مشابهی استفاده می‌کند. از منظر بی‌سیم، بحث این دو کاربرد را با هم گروه‌بندی می‌کنیم.

مشکل کلی شناسایی اشیاء/وسایل اندازه‌گیری است که در فاصله‌ای از منبع قرار دارند. ساده‌ترین مثال در این مورد سیستم بارکد مورد استفاده در سوپرمارکت‌ها است. این سیستم بسیار محدود به تماس نزدیک است و به‌اپراتور انسانی نیاز دارد. اما در یک محیط صنعتی و مصرفی مدرن، نیاز شدیدی به یک سیستم مشابه اما قدرتمندتر برای مواردی مانند کنترل موجودی در انبارهای بزرگ وجود دارد که در فرآیند تولید و فروش نقش اساسی دارد. یک سیستم مشابه برای گرفتن قرائت از سنسورهای راه دور در محیط‌های مختلف صنعتی مورد نیاز است. نیاز به قدری بزرگ و جهانی است که یک گروه ذینفعان استانداردهایی را برای یک شماره شناسه منحصر به‌فرد جهانی برای همه اشیاء پیشنهاد کرده‌اند [۱۷]. الزامات فقط خواندنی، غیرفعال، قانونی در همه جا، قوی، کم هزینه، و فناوری است که قادر به تولید تعداد زیادی (میلیاردها/تریلیون‌ها) برچسب‌های متمایز در سال است.

فناوری SAW یکی از امیدوارکننده ترین راه حل‌ها را برای این مشکل ارائه می‌دهد. یک بررسی بسیار کامل و به‌روز از پیشرفت در پلسکی و ریندل<sup>۴۳</sup> [۱۸] ارائه شده است.

<sup>۴۲</sup>RF Identification (RFID)

<sup>۴۳</sup>Plessky and Reindl



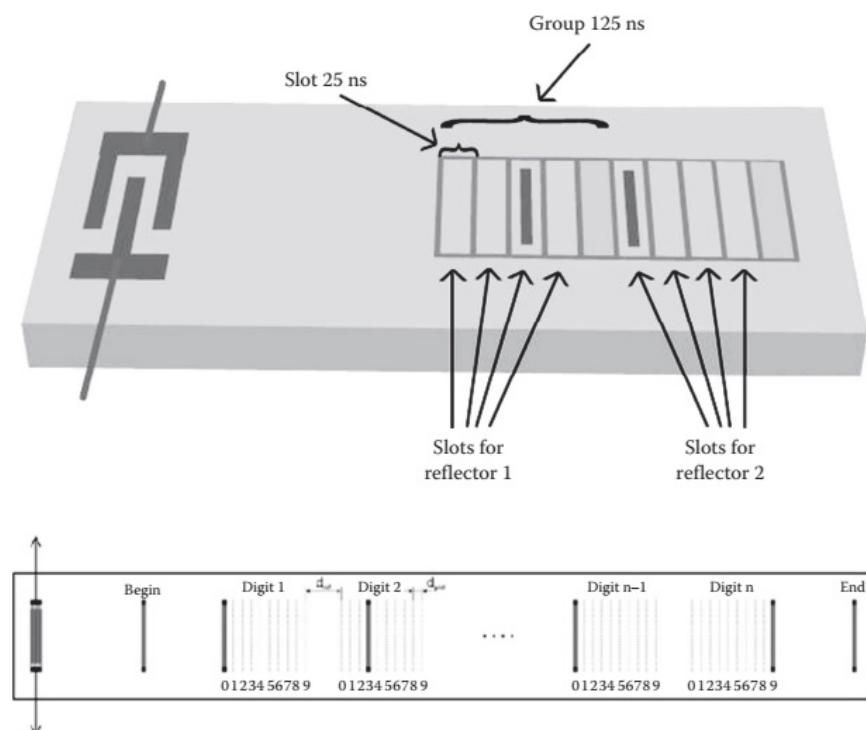
شکل ۱۰.۱۴: شماتیک اصل عملکرد یک سیستم اندازه گیری دمای رادیویی مبتنی بر  $\text{RHT}$ .

ایده کلی، همانطور که در شکل (۱۰.۱۴) نشان داده شده، ساده است. یک پالس سوال کننده از یک آنتن مرکزی به بیرون فرستاده می‌شود و این پالس توسط یک IDT که بر روی یک بستر پیزوالکتریک مجهرز به بازنده‌هایی که به جسم مورد نظر متصل است، دریافت می‌شود. سیگنال دریافتی یک پالس SAW در IDT تولید می‌کند که به سمت بازنده‌ها منتشر می‌شود و سیگنال برگشتی توسط IDT دوباره منتشر و توسط آنتن گرفته و به خواننده ارسال می‌شود. بازنده‌ها به روش‌هایی کدگذاری می‌شوند که باید توصیف شوند، و هر دستگاه یک سیگنال منحصر به فرد و کدگذاری شده از شی میزبان خود را منتشر می‌کند. برای کاربردهای تجاری، ما به کدهایی با حداقل ۳۲ بیت نیاز داریم که تا ۴ میلیارد عدد کد را ارائه دهند. تعداد کدهای مختلف را می‌توان از فرمول شانون محاسبه کرد و با حاصل ضرب  $BW \cdot T$  تعیین می‌شود که در آن  $BW$  پهنه‌ای باند و  $T$  زمان کدگذاری است. برای مورد SAW، برچسب‌های کوچک (کمتر از یک سانتی‌متر) حدود ۲ میکرو ثانیه تاخیر کدگذاری را نشان می‌دهند. برای حداقل ۳۲ بیت، به پهنه‌ای باند حداقل ۱۶ مگاهرتز نیاز داریم. فقط باند صنعتی، علمی و پزشکی (ISM) در ۲۴۰۰ مگاهرتز مناسب است و این از قبیل برای ارتباطات محلی مانند بلوتوث، WLAN و غیره رزرو شده است. از نظر فناوری، این تعداد بیت به ابزارهای لیتوگرافی زیر میکرونی برای پهنه‌ای خط کمتر از ۰.۵ میکرومتر نیاز دارد و این ابزارها در دسترس هستند.

جزئیات بالا نشان می‌دهد که SAW به طور بالقوه می‌تواند راه حلی ارائه دهد، اما موضوع فقط در مراحل اولیه است. تاکنون تنها حدود ۱۰ کیلو کد به صورت تجاری در دسترس است [۱۹]. فناوری فعلی از رمزگذاری موقعیت زمانی استفاده می‌کند که در آن کل تاخیر زمانی به تعدادی شکاف با عرض کافی برای اطمینان از وضوح کافی تقسیم می‌شود. به طور معمول، چهار اسلات (شیار) در هر گروه با  $25\text{ns}$  در هر شکاف وجود دارد که  $125\text{ns}$  در هر گروه با یک اسلات یدکی، در امتداد خطوط شکل (۱۱.۱۴) وجود دارد. هر بازنده دارای چهار موقعیت است که کدهای  $2^n$  را برای یک برچسب با  $n$

بازتابندهای اضافی برای تصحیح خطای نظر گرفته شود.

باخته این اتفاق را می‌داند. اصول طراحی برای بهترین تگ SAW در پلسکی و ریندل [۱۸][۴۴] خلاصه شده است. این موارد عبارتند از: SPUDT در یک مسیر برای جلوگیری از اتلاف ۳ دسی‌بل، بازتابندهای انگشت باز، رمزگذاری موقعیت زمانی، اولین میکروثانیه اکو باید به دلیل انعکاس‌های جعلی از دست رفته، استفاده از بازتابندهای کالیبراسیون، و ارائه بازتابندهای اضافی برای تصحیح خطای نظر گرفته شود.

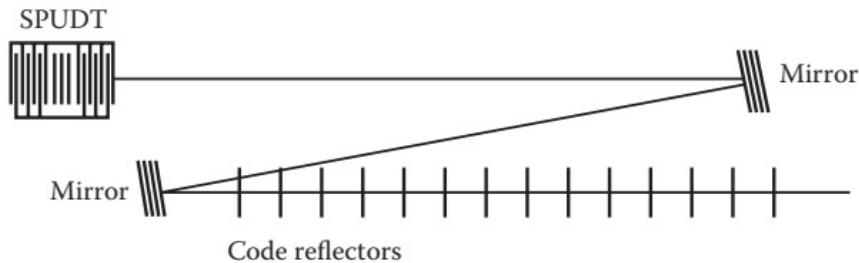


شکل ۱۱.۱۴: شماتیک کدگذاری موقعیت زمانی در تگ‌های SAW

یک رویکرد بالقوه قدرتمند دیگر که شامل رمزگذاری فاز است توسط سی. اس. هارتمن در RFSAW [۲۰] در حال توسعه است. این روش از  $25\text{ns}$  در هر شکاف استفاده می‌کند که حدود  $50$  میکرومتر طول می‌کشد. هر بازتابنده کمی با مضرب  $\lambda/8$  جابه‌جا می‌شود تا جابه‌جایی‌های فازی ایجاد شود، از این رو رمزگذاری می‌شود. هر بازتابنده دارای چهار موقعیت فاز است، بنابراین یک بازتابنده  $10$  کد دارای  $2^4 = 16$  نوع کد است که مربوط به  $40$  بیت یا  $10^{12}$  کد است. یک دستگاه  $96$  بیتی در حال ساخت است و نسخه  $281$  بیتی در دست مطالعه است.

پلسکی و ریندل [۱۸] تحولات اخیر را خلاصه کرده‌اند:

۱. استفاده از SPUDT با الکترودهای پهن  $(+/-\lambda/4)$  برای کاهش تلفات و داشتن بازتاب انگلی کمتر



شکل ۱۲.۱۴: هندسه تگ موج آکوستیک سطح مسیر با دو بازتابنده شیبدار.

۲. کاهش اندازه با استفاده از تگ SAW مسیر  $Z$ ، همانطور که در شکل (۱۲.۱۴) نشان داده شده است. این به دو بازتابنده اضافی نیاز دارد، اما اندازه تراشه تنها با فضای مورد نیاز برای بازتابندهای کد تعیین می‌شود که حدود  $1 \times 2$  میلی‌متر مربع در  $2/45$  گیگاهرتز است. از آنجایی که جهت‌های مسیر مخالف درگیر هستند، اثرات دما بر اندازه و سرعت خنثی می‌شود.

۳. فوق پهن باند(UWB). این شامل استفاده از پهنای باند کامل  $BW > 20\%$  یا  $BW \geq 500$  مگاهرتز در فرکانس مرکزی  $2/45$  گیگاهرتز است. با استفاده از معیار BWT، این بدان معناست که می‌توان از تاخیر کدگذاری کوتاه‌تری ( $400\text{ns}$  به جای  $2$  میکروثانیه) استفاده کرد که به معنای تراشه کوچک‌تر ( $1/10$  میلی‌متر مربع) است، که به معنای زمان انتشار کوتاه‌تر است که منجر به تلفات کمتر می‌شود.

۴. استفاده از برخی پردازش سیگنال روی برچسب، از جمله استفاده از مبدل چیرپ است. این حساسیت به پژواک‌های جعلی را کاهش می‌دهد.

در این مرحله، به نظر می‌رسد جدی‌ترین رقیب SAW استفاده از برچسب‌های مدار مجتمع (IC) باشد. با این حال، برچسب مبتنی بر آی سی نیاز به یک منبع تغذیه DC دارد، به این معنی که این انرژی باید از سیگنال سوال کننده RF گرفته شود. این یعنی محدودیت توان آستانه  $100$  میکرووات موج پیوسته (CW) است. چنین آستانه‌ای برای SAW خارج نمی‌شود. از دیگر مزایای SAW می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

- در اصل می‌توان تعداد بی‌نهایت کد را دریافت کرد.
- کوچک و مقاوم است و برای محیط‌های خشن خوب است.
- فاصله خواندن بسیار بیشتر از آی سی به دلیل نیاز به توان کمتر است.
- پردازش سیگنال پیچیده در دسترس است.
- می‌توان یک تابع حسگر را به صورت یک "افزونی" به تابع ID که در بالا توضیح داد، اضافه کرد. برای پارامترهایی مانند فشار و دما، اندازه‌گیری حسگر را می‌توان در خود برچسب RFID گنجاند، همانطور که در فصل شانزدهم توسعه داده خواهد شد. همچنین، یک قطعه حسگر می‌تواند به یک بازتابنده یدکی متصل شود و با پاسخ

حسگر آن، بازتابنده را متفاوت بارگذاری می‌کند و این تغییر قابل تشخیص است. برای کاربردهای حسگر خالص که تنها چند سنسور به یک خواننده متصل هستند، فناوری موجود کاملاً کافی است.

## خلاصه

- **مبدل بین دیجیتالی** مبدل پایه SAW با استفاده از مجموعه‌ای از الکترودهای فیلم فلزی بهم پیوسته که بر روی یک بستر پیزوالکتریک قرار گرفته‌اند، است. انگشتان الکترود با قطبیت یکسان با یک طول موج جایه جا می‌شوند به‌طوری که سهم‌های مختلف به‌طور سازنده جمع می‌شوند.
- **پیکربندی خط تاخیر** از یک IDT تولید و دریافت برای مطالعه انتشار SAW در حوزه زمان تشکیل شده است.
- آرایه‌های انعکاسی مجموعه‌ای از خطوط فلزی زیادی هستند که برای انعکاس کامل یک پرتو SAW تابشی طراحی شده‌اند. آنها برای هدایت پرتو SAW در هر جهت دلخواه بر روی سطح بستر استفاده می‌شوند.
- **کوپلر چند نواری (MSC)** برای انتقال پرتو SAW از یک مسیر انتشار به مسیر دیگر استفاده می‌شود.
- **مودهای شبیه SAW** مودهای نزدیک به سطح روی کریستال‌های ناهمسانگرد هستند که خواصی مشابه امواج ریلی دارند. آنها عبارتند از SAW نشتشی، امواج حجمی سطحی (SSBW) و امواج عرضی سطحی (STW).
- **فیلتر میان گذر (BPF)** به‌طور ایده‌آل دارای یک عملکرد پاسخ مستطیلی با انتقال ۱۰۰٪ در داخل باند عبور و ۱۰۰٪ حذف در خارج باند است.
- **فیلتر عرضی** یک خط تاخیر ضربه‌ای است که پاسخ آن را می‌توان با تکنیک‌های مختلف وزن دهنده دامنه تنظیم کرد.
- **رزوناتور SAW** ممکن است تک پایانه یا دو پایانه باشد، با توجه به‌هندسه آرایش ورودی/خروجی. IDT‌ها بین بازتابنده‌های SAW قرار می‌گیرند که یک حفره صوتی را تشکیل می‌دهند.
- **نوسانگرهای SAW** را می‌توان با استفاده از بازخورد مثبت در خط تاخیر SAW یا تشدید کننده ساخت. شرط نوسان، تغییر فاز  $2\pi$  و بهره خالص در اطراف مدار است.
- **عناصر پاشنده کدگذاری زمانی** برای عملکردشان به‌پاشندگی امواج صوتی بستگی دارد. آنها شامل IDT‌های چیرپ، فشرده سازی آرایه بازتابی (RAC) و کانولور هستند.

- **فیلترهای IF** در گیرندهای سوپرهتروداين برای تبدیل سیگنال RF به یک مقدار فرکانس متوسط، معمولاً در محدوده ۴۵ تا ۲۰۰ مگاهرتز کاربرد دارد. فیلترهای SAW اغلب برای این عملکرد استفاده می‌شوند.
- **فیلترهای RF** برای فیلتر کردن سیگنال RF ورودی استفاده می‌شود. الزامات برای برنامه‌های مدرن موبایل بسیار شدید است و چندین فناوری رقیب از جمله SAW وجود دارد.
- **ارتباط بی‌سیم SAW** شامل ارتباط بی‌سیم از یک فرستنده و گیرنده مرکزی با یک دستگاه رمزگذاری شده است، معمولاً برای اهداف شناسایی (RFID) یا برای برقراری ارتباط با سنسورهای SAW.

## پرسش‌ها

۱. یک خط تاخیری SAW ساخته شده از نیوبات لیتیوم  $Y, Z$  را در نظر بگیرید. با استفاده از تقریب همسانگرد برای صفحه‌ای که در ۱۰۰ مگاهرتز و ۲۰ میلی‌متر طول دارد و اطلاعات جدول (۱.۸) (الف) تضعیف، (ب) فاصله فرنل را با استفاده از نتایج فصل ششم، و (ج) تلفات پراش را محاسبه کنید.
۲. یک تاخیر SAW ساخته شده از کوارتز ST را در نظر بگیرید که شامل صفحه‌ای به ضخامت ۲ میلی‌متر است که در یک گیگاهرتز کار می‌کند. در مورد مشکلات فنی در ساخت این دستگاه و اثرات انگلی احتمالی که ممکن است با کاهش فرکانس طراحی به ۱۰ مگاهرتز رخ دهد، بحث کنید.
۳. یک خط تاخیر SAW طراحی کنید که تاخیر زمانی بالاتر از ۲ میلی‌ثانیه را ارائه دهد.
۴. شما می‌خواهید یک فیلتر SAW بسازید که در فرکانس ۵۰۰ مگاهرتز با پهنهای باند وسیع‌ترین و کمترین تلفات ممکن در باند عبور کار کند. در مورد معاوضه‌هایی که باید در انتخاب بین کوارتز ST و لیتیوم نیوبات برای این کاربرد انجام دهید، بحث کنید.
۵. با استفاده از تقریب همسانگرد تضعیف بر حسب دسی‌بل بر سانتی‌متر به دلیل بارگذاری هوا بر نیوبات لیتیوم  $Y, Z$ ، یک تخمین اولیه را انجام دهید و با نتیجه ارائه شده در جدول (۱.۸) مقایسه کنید.
۶. یک بازتابنده در فرکانس مرکزی ۱۵۰ مگاهرتز،  $r = ۰,۰۳j$  و  $N = ۲۰۰$  در نظر بگیرید.
  - (الف) پهنهای باند، (ب) موقعیت موثر بازتابنده، و (ج) بازتاب آرایه را بر حسب درصد محاسبه کنید.
۷. مزیت‌های برچسب‌های تجاری SAW (RFID) در مقایسه با فناوری‌های جایگزین چیست؟

# كتاب نامه

- [1] Auld, B. A., *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Vol. II, Krieger Publishing Company, Malabar, 1990.
- [2] Viktorov, I. A., *Rayleigh and Lamb Waves*, Plenum Press, New York, 1967.
- [3] Kino, G. S., *Acoustic Waves*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1987.
- [4] Oliner, A. A., Waveguides for surface waves, in *Acoustic Surface Waves*, Oliner, A. A., Ed., SpringerVerlag, Berlin, 1978, chap. 5.
- [5] Smith, W. R., Circuit-model analysis and design of interdigital transducers for surface acoustic wave devices, in *Physical Acoustics*, XV, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1981, chap. 2.
- [6] Datta, S., *Surface Acoustic Wave Devices*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1986.
- [7] Campbell, C. K., *Surface Acoustic Wave Devices for Mobile and Wireless Communications*, Academic Press, San Diego, CA, 1998.
- [8] Hashimoto, K.-Y., *Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2000.
- [9] Ash, E. A., *Fundamentals of signal processing*, in *Acoustic Surface Waves*, Oliner, A. A., Ed., SpringerVerlag, Berlin, 1978, chap. 4.
- [10] ANSI/IEEE Standard on Piezoelectricity, *IEEE Trans. UFFC*, 43, 717, 1996.
- [11] Kadota, M., High performance and miniature surface acoustic wave devices with excellent temperature stability using high density metal electrodes, in *Proceedings of the 2007 IEEE Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2007.
- [12] Morgan, D. P., A history of acoustic surface wave devices, in *Advances in Surface Acoustic Wave Technology, Systems and Applications*, Vol. 1, Ruppel, C. C. W. and Fjeldly, T. A., Eds., World Scientific, Singapore, 2000.

- [13] Ruppel, C. C. W., Dill, R., Fischerauer, A., Fischerauer, G., Gawlik, W., Machui, J., Muller, F., Reindl, L., Ruile, W., Scholl, G., Schropp, I., and Wagner, K. C., SAW devices for consumer communication applications, *IEEE Trans. UFFC*, 40, 438, 1993.
- [14] White, R. M. and Voltmer, F. W., Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves, *Appl. Phys. Lett.*, 7, 314, 1965.
- [15] Pitschi, F. M., Kiwitt, J. E., Koch, R. D., Bader, B., Wagner, K., and Weigel, R., High performance microwave acoustic components for mobile radios, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009.
- [16] Nguyen, C. T.-C., MEMS technology for timing and frequency control, *IEEE Trans. UFFC*, 54, 251, 2007.
- [17] Auto-ID Labs, [http://www.autoidlabs.org/aboutthe%20tech\\_whatis.asp](http://www.autoidlabs.org/aboutthe%20tech_whatis.asp)
- [18] Plessky, V. P. and Reindl, L. M., Review on SAW RFID tags, *IEEE Trans. UFFC*, 57, 654, 2010.
- [19] Baumer Ident Inc., GmbH, HertzStrasse 10D-69409, Weinheim, Germany
- [20] RF SAW Inc., <http://www.rfsaw.com/Pages/TechnicalPublications.aspx>

## فصل ۱۵

# میکروآکوستیک RF MEMS, FBAR, CMUT

### ۱.۱۵ مقدمه

از لحاظ تاریخی، تکنیک‌های موج آکوستیک حجیم (BAW) اساس امواج فراصوت در محیط‌های متراکم را تشکیل می‌دهند و از همان ابتدای موضوع با کشف پیزوالکتریک تاریخچه طولانی دارند. مبدل‌های موج صوتی سطحی (SAW) که در فصل چهاردهم مورد بررسی قرار گرفته‌اند، پیشرفتی مدرن‌تر هستند و پیشرفت آنها واقعاً با پیشرفت میکروالکترونیک مدرن و فناوری مدار مجتمع سیلیکونی (IC) مطابقت دارد. روند غالب در دومی به‌سمت دستگاه‌های کوچکتر و سریعتر بوده است و همینطور در مورد SAW و اخیراً BAW که به فرانس‌های بالاتر و بالاتر تکامل یافته‌اند. این روندها در IC و SAW بخشی از یک روند در فراصوت است که به‌ویژه در حدود ۵ سال اخیر مشخص شده است، به‌سمت میکروآکوستیک، ناحیه‌ای که SAW به درستی به آن تعلق دارد. ما SAW را به صورت یک فصل جداگانه به دلایل تاریخی و لجستیکی برای رسیدن به تعادل در متن در نظر گرفته‌ایم.

مناطقی که در این فصل باید پوشش داده شوند، در حال حاضر بر تمام حوزه‌های فراصوت معاصر تأثیر می‌گذارند. سیستم‌های مکانیکی میکروالکتریک (MEMS)<sup>۱</sup> فرانس‌های رادیوئی و تشدید کننده‌های صوتی حجیم فیلم (FBAR)<sup>۲</sup> فناوری‌های نوظهور در دنیای ارتباطات سیار هستند که در حال حاضر رقبای جدی برای تشدید کننده‌های کوارتز BAW و دوبلکسرهای SAW ارائه می‌کنند. فناوری مبدل فراصوت میکروماسین خازنی (CMUT)<sup>۳</sup> برای تولید آرایه‌هایی برای نسل بعدی تجزیه و تحلیل معایب تصویربرداری

<sup>۱</sup>Microelectrical Mechanical Systems (MEMS)

<sup>۲</sup>Film Bulk Acoustic Resonators (FBAR)

<sup>۳</sup>Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer (CMUT)

پژوهشکی و ارزیابی غیرمخرب (NDE)<sup>۴</sup> در حال توسعه است. این تکنیک‌های جدید به سرعت در حال تغییر چشم انداز فراصوت هستند و کاملاً ممکن است که شگفتی‌های بیشتری برای ۵ یا ۱۰ سال آینده در انتظار شما باشد. فراصوت به دور از اینکه یک موضوع بالغ باشد، به لطف تکامل میکروآکوستیک، احتمالاً در میانه دوره‌ای از سریع‌ترین تغییرات خود است. لازم به ذکر است که فناوری‌های کاوشگر روبشی<sup>۵</sup> نیز بخشی از ترکیب هستند، و باز هم، تا حدی به دلایل لجستیکی، در فصل هجدهم مورد بررسی قرار می‌گیرند.

ما این فصل را با مروری بر فناوری IC آغاز می‌کنیم، که باید به افراد ناآشنا اجازه دهد تا توسعه بعدی متن را دنبال کنند. سپس متون برای بحث درباره ایده‌های مرتبط MEMS و FBAR و نحوه استفاده از آن‌ها برای ساخت دستگاه‌های SAW آنالوگ مختلف که در فصل چهاردهم مورد بررسی قرار گرفته‌اند، عمدتاً تشدید‌کننده‌ها، فیلترها و نوسانگرهای تنظیم می‌شود. CMUT‌ها بیشتر رقیب مبدل‌های پیزوالکترونیک هستند، حتی اگر با همان فناوری MEMS و FBAR ساخته شوند. در همه موارد، مینیاتورسازی موضوع مشترکی است که این سه موضوع را در کنار هم نگه می‌دارد.

## ۲.۱۵ مرواری بر فناوری MEMS

این بخش با بقیه کتاب کمی متفاوت است. بیشتر مطالب این فصل بر اساس کاربردهای حوزه رو به رشد MEMS است و برای دنبال کردن بحث، لازم است اصطلاحات اساسی را یاد بگیرید و اصول اولیه فناوری را درک کنید. هدف این بخش ارائه یک خلاصه واقعاً ابتدایی از اصطلاحات MEMS و تکنیک‌های میکروالکترونیک است. باید افراد ناآشنا را قادر به خواندن متن و ادبیات مرتبط با آن کند. این یک آغازگر نیست. برای آن، خواننده می‌تواند به «ریزحسگرها، MEMS و دستگاه‌های هوشمند» توسط گاردنر و همکاران<sup>[۱]</sup>، مراجعه کند که این بخش بر اساس آن است. منابع مفید دیگری مانند مورگان و براد<sup>[۲]</sup>، راج چودری<sup>[۳]</sup> و سز<sup>[۴]</sup> وجود دارد. کسانی که قبلًا با فناوری میکروالکترونیک و MEMS آشنا هستند می‌توانند از این بخش صرف نظر کنند و مستقیماً به بخش ۳.۱۵ مراجعه کنند.

### ۱.۲.۱۵ مواد میکروالکترونیک

ویفرهای سیلیکونی: ویفر سیلیکونی بلوک اصلی برای تمام دستگاه‌های میکروالکترونیک خط اصلی است. این به شکل یک برش سیلیکونی با قطر بزرگ (۱۵ تا ۳۰ سانتی متر) با ضخامت یکنواخت (معمولًا ۳۹۰ میکرومتر) با سطوح بسیار عالی و صیقلی است. ماده اولیه

<sup>۴</sup> NonDestructive Evaluation (NDE)

<sup>۵</sup> Scanning Probe

<sup>۶</sup> Gardner et al

<sup>۷</sup> Morgan and Board

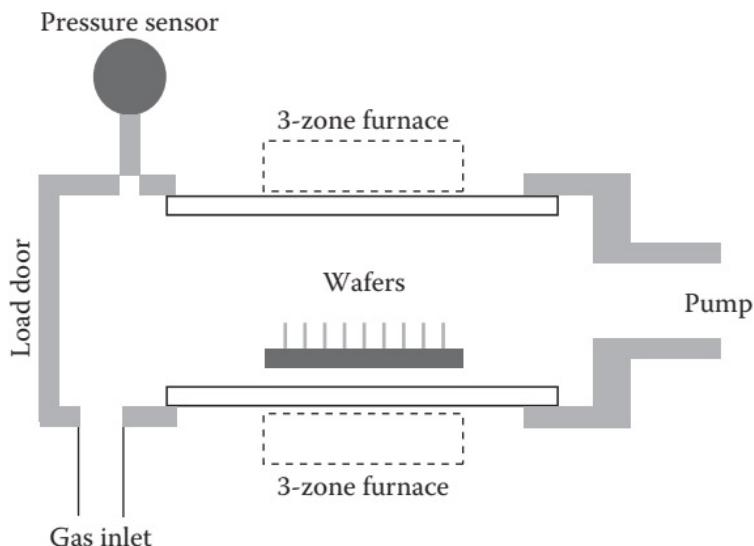
<sup>۸</sup> Rai Choudry

<sup>۹</sup> Sze

برای تولید ویفرها یک لقمه سیلیکونی تک کریستالی است که با تکنیک‌های چوکرالسکی یا منطقه شناور تولید می‌شود. پس از آسیاب شدن تا یک قطر استاندارد، لقمه یک سری عملیات از جمله انتخاب جهت، برش، حکاکی، پرداخت و تمیز کردن، که در پایان آن یک پشته<sup>۱۰</sup> ویفر آماده برای ساخت دستگاه و مدار است.

اکسیداسیون حرارتی: اکسید با کیفیت بالا همیشه برای فیلم‌های عایق با طراحی دقیق با خواص الکتریکی و مکانیکی عالی مورد نیاز است. می‌توان آن را با اکسیداسیون حرارتی در یک کوره در دمای  $1000^{\circ}\text{C}$  درجه سانتیگراد در اتمسفر اکسیژن ساخت. ضخامت فیلم را می‌توان با افزایش فشار اکسیژن افزایش داد.

رسوب لایه نازک: رایج‌ترین تکنیک‌های مورد استفاده، انواع فرآیند رسوب گذاری بخار شیمیایی پایه (CVD)<sup>۱۱</sup> است. یک سیستم معمولی در شکل (۱.۱۵) نشان داده شده است. فضای کار توسط دو صفحه آلومینیومی موازی تعریف می‌شود که صفحه پایینی آن زمین است. صفحه بالایی در پتانسیل RF نگه داشته، به‌طوری که یک تخلیه پلاسما در مخلوط گاز مناسب تولید می‌شود. ویفری که قرار است فیلم روی آن قرار گیرد در نزدیکی الکترود پایینی قرار می‌گیرد. برای مثال، فقط برای یک بسته، برای اهداف تحقیقاتی، این یک فرآیند به‌شدت ناکارآمد است زیرا بیشتر فیلم در مناطق استفاده نشده در سیستم رسوب می‌کند. با این حال، در یک محیط صنعتی، یک دسته کامل ویفر معمولاً به‌این روش بعمل می‌آید. انواع فرآیند CVD پایه شامل فشار اتمسفر (APCVD)، CVD فشار پایین (LPCVD) و CVD افزایش یافته با پلاسما (PECVD) است.



شکل ۱.۱۵: چیدمان معمولی یک راکتور رسوب شیمیایی بخار کم فشار.

برخی از فیلم‌های معمولی مورد استفاده در میکروالکترونیک به شرح زیر است:  
 $\text{SiO}_2$  (باید از اکسید حرارتی متمایز شود) •

<sup>۱۰</sup> Staks

<sup>۱۱</sup> Chemical Vapor Deposition (CVD)

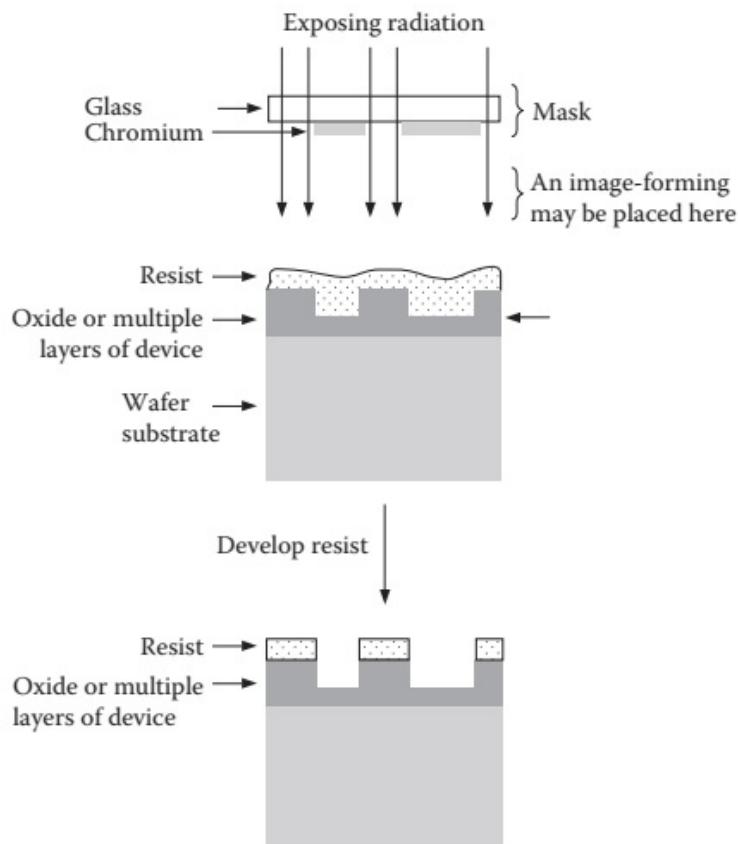
- پلی‌سیلیکون که یک ماده رسانای عمومی است که کنترل خواص الکتریکی آن آسان است. به عنوان مثال، طیف گستردگی از مقاومت‌ها ممکن است.
- نیترید سیلیکون یک ماده عایق با کیفیت بالا با خواص الاستیک عالی است.

## ۲.۲.۱۵ تکنیک‌های الگوبرداری و حکاکی

برای ساخت یک مدار میکروالکترونیک یا عنصر مدار، لازم است یک الگوی دقیق در مقیاس بزرگ از سازه ترسیم شود. اندازه آن از نظر نوری کاهش می‌یابد و الگوی به صورت عکاسی روی ماسک چاپ می‌شود. سپس این الگو با چاپ بر روی یک لایه نازک از مواد مقاوم به نور که روی ویفر قرار گرفته است، منتقل می‌شود. ماده مقاوم به نور حساس به تشعشع است، بنابراین می‌توان آن را در منطقه مطلوب و در معرض نور حک کرد تا برای رسوب لایه نازک بعدی برای تشکیل ساختار مورد نظر، در دسترس باقی بماند. مراحل مختلف را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

- ماسک را با یک طراحی ترکیبی بزرگ از مدار شروع می‌کنند.
- با یک دوربین کاهش، اندازه طرح را کاهش میدهند.
- برای مثال با استفاده از Cr و مقاومت نوری<sup>۱۲</sup> روی صفحه ماسک چاپ می‌کنند.
- برای ایجاد الگوی نهایی مورد نظر روی ماسک، فتوریست را عمل می‌آورند.
- رزین ریخته‌گری را روی سطح ویفر می‌چرخانند.
- مقاومت نوری را می‌توان به عنوان مثبت یا منفی انتخاب کرد. هنگامی که در یک توسعه دهنده در معرض اشعه فرابنفش قرار گرفته باشد، مقاومت مثبت محلول می‌شود، به طوری که الگوهای موجود در ماسک مشابه هستند. این فرآیند برای مقاومت منفی برعکس است.
- کل فرآیند برای مقاومت مثبت و منفی در شکل (۲.۱۵) خلاصه شده است.
- ترکیب مناسبی از رسوب لایه نازک و حکاکی را انجام می‌دهند تا عناصر مدار مورد نظر را که به صورت لایه‌های نازک روی سطح زیر لایه قرار گیرند، را به دست می‌آورند.
- تکنیک Lift-off : این یک تکنیک مقاوم در برابر نور بالا است که وضوح خوبی را ارائه می‌دهد و به طور گسترده در برنامه‌های کاربردی دستگاه استفاده می‌شود. از مقاومت مثبت استفاده کرده و همانطور که در شکل (۳.۱۵) نشان داده شده است از دو مرحله تشکیل شده است. اولین مورد تابش و حذف ناحیه مقاومت در معرض قرار گرفته است. دوم این است که فیلم مورد نظر را روی تمام صورت قرار میدهند، سپس با قیمانده مقاومت را با یک حلal مناسب برمیدارند.
- تکنیک‌های لیتوگرافی از ابتدا در ساخت دستگاه‌های SAW مورد استفاده قرار گرفته است. کار اولیه و جزئیات بیشتر فرآیند اساسی در اسمیت<sup>۱۳</sup> آورده شده است. توسعه

<sup>۱۲</sup> Photoresist

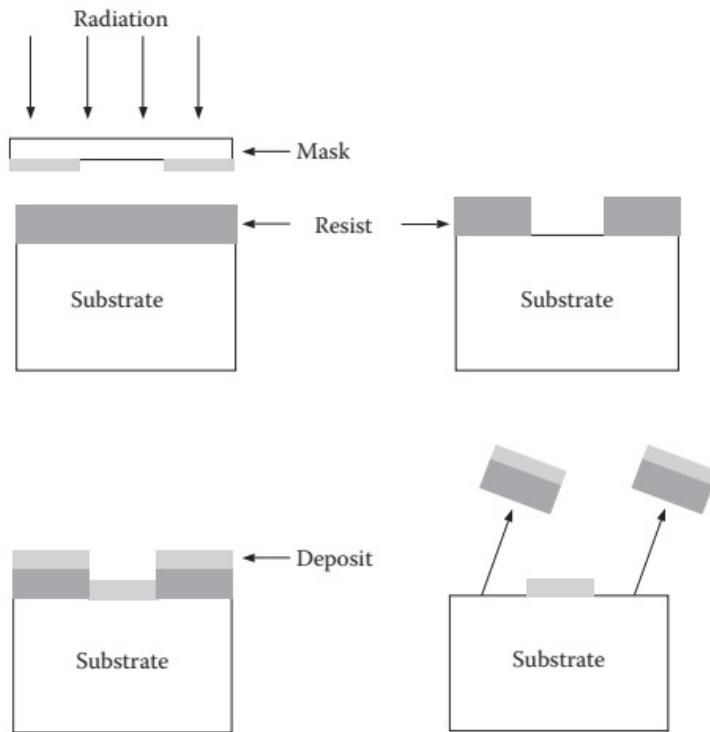


شکل ۲.۱۵: مراحل اساسی در فرآیند لیتوگرافی که برای ساخت یک دستگاه استفاده می‌شود.

لیتوگرافی با وضوح بالاتر و بالاتر، که اکنون به سطح زیر میکرون رسیده است، با کوچکسازی سریع مدارهای میکروالکترونیک و گسترش دستگاههای SAW تا محدوده گیگاهرتز دست به دست شده است.

در طی مراحل حکاکی که در بالا توضیح داده شد، مواد با واکنش شیمیایی حذف می‌شوند. همچنین یکی از فرآیندهای اصلی مورد استفاده در فناوری MEMS است، در واقع MEMS بدون حکاکی کردن کاملاً غیرقابل تصور است. دو نوع اصلی وجود دارد که از نظر ماهیت کاملاً متفاوت هستند، یعنی حکاکی مرطوب و خشک:

- **حکاکی مرطوب.** در این فرآیند شیمیایی استاندارد، معرف‌ها به سطح آورده شده و پس از واکنش حذف می‌شوند. متداول‌ترین محلول‌های مورد استفاده مخلوط  $HF$  و  $HNO_3$  در آب هستند. پارامترهای مربوطه در گیر عبارتند از: نرخ حکاکی (ضخامت حذف در واحد زمان)، گزینش پذیری (نرخ حکاکی نسبی مواد همسایه)، و یکنواختی.



شکل ۳.۱۵: چهار مرحله اساسی در یک فرآیند "بلند کردن" Lift-off برای الگوبرداری از یک فیلم.

**۰ حکاکی خشک.** به طور معمول توسط حکاکی پلاسما انجام می‌شود. یک تخلیه درخشنده برای ایجاد گونه‌های واکنش‌پذیر از یک گاز پس‌زمینه بی‌اثر استفاده می‌شود. یک واکنش شیمیایی بعدی در سطح باعث تولید محصولات فرار می‌شود که حذف می‌شوند. این معمولاً یک فرآیند همسانگرد است که می‌تواند جهت تولید دیوارهای عمودی باشد. از بمباران یونی می‌توان برای افزایش حکاکی عمود بر سطح استفاده کرد.

### ۳.۲.۱۵ ناخالص سازی

فرض بر این است که خواننده با اساسی‌ترین پدیده‌های نیمه‌هادی، عمدتاً ناخالص سازی<sup>۱۳</sup> در اینجا میزبان ۴ ظرفیتی (سیلیکون) برای تولید نیمه‌هادی‌های نوع  $n$  یا  $p$  آشنا هستند. در میکروالکترونیک، دو روش اصلی برای دوپینگ (ناخالص سازی) مناطق انتخابی ویفرها استفاده می‌شود. مدارها با وضوح فضایی بالاتر و بالاتر که باید برای فرآیند دوپینگ نیز رعایت شود، ساخته می‌شوند.

۱. نفوذ. این یک فرآیند حرارتی است که در کوره‌های مخصوص انجام می‌شود، که

<sup>۱۳</sup>Doping

به موجب آن اتم‌های ناخالص از فاز گاز در دمای  $800^{\circ}\text{C}$  تا  $1200^{\circ}\text{C}$  درجه سانتی‌گراد برای سیلیکون رسوب می‌کنند. ماده ناخالص با یک فرآیند نفوذ حرارت فعال شده وارد سیلیکون می‌شود که از یک رابطه آرنیوس<sup>۱۴</sup> برای ضریب نفوذ<sup>۱۵</sup> پیروی می‌کند.

$$D = D_0 \exp(-E_a/kT)$$

که در آن  $E_a$  انرژی فعال سازی است. این منجر به میرایی نمایی غلظت در سطح نیمه هادی می‌شود.

۲. کاشت یون راه حل افراد ثروتمند است. منابع یونی با انرژی بالا با انرژی در محدوده  $20-200\text{ keV}$  با چگالی شار یونی  $10^{11} - 10^{12} \text{ ions/cm}^2$ <sup>۱۶</sup> به‌نواحی در معرض لایه زیرلایه بخورد کرده و به قسمت حجیم نفوذ می‌کنند. توزیع یون کاشته شده گوسی است و می‌تواند به‌خوبی در ناحیه مورد نظر جا گیرد.

## ۴.۲.۱۵ مدارات سی‌ماس CMOS

دو کلاس اصلی فناوری سیلیکون، نیمه‌هادی دوقطبی<sup>۱۷</sup> و اکسید فلزی (MOS)<sup>۱۸</sup> هستند. به‌نظر می‌رسد که دوقطبی برای مدارهای آنالوگ و MOS برای دیجیتال سودمندتر است. یک فرم تخصصی از MOS، CMOS مکمل یا<sup>۱۹</sup> از ترانزیستورهای  $p$  و  $n$  تزویج شده استفاده می‌کند و دارای مزایای متعددی مانند ردپای کوچکتر و مصرف انرژی کمتر است. از این‌رو، CMOS به‌استاندارد صنعت تبدیل شده است و ما توجه خود را به‌آن محدود می‌کنیم. این‌می با لایه نویز و مصرف انرژی کم آن، این فناوری را برای دستگاه‌های دیجیتال قابل حمل ایده‌آل کرده است. در نهایت، لازم به‌ذکر است که ماده اصلی ساخت مورد استفاده پلی‌سیلیکون است.

## ۵.۲.۱۵ ریزماشین کاری و MEMS

ریزماشین کاری (MM) شامل حکاکی ناهمسانگرد ساختارهای سیلیکونی با استفاده از تمام فرآیندهای اساسی ذکر شده در بالا است. دو نوع MM وجود دارد: (۱) MM انبوه موتور اصلی فناوری MEMS است. این شامل حکاکی ناهمسانگرد سیلیکون حجیم ویفر است. و (۲) سطح MM حکاکی انتخابی لایه‌های نازک رسوب شده است.

- **ریزماشین کاری حجیم:** حکاکی ناهمسانگرد مرطوب رایج‌ترین روش است و برای عملیات‌های کم‌هزینه قابل دسترس‌ترین است. ممکن است مقدار قابل توجهی از سیلیکون حجیم را، از عمق زیر میکرون تا ضخامت ویفر ( $500 - 200$  میکرومتر) و تا قطر ویفر (تا  $300$  میلی‌متر)، تحت تاثیر قرار دهد. برخی از حکاکی‌های

<sup>۱۴</sup>Arrhenius relation

<sup>۱۵</sup>Diffusion Coefficient

<sup>۱۶</sup>Bipolar Semiconductor

<sup>۱۷</sup>Metal Oxide Semiconductor (MOS)

<sup>۱۸</sup>Complementary MOS (CMOS)

مرطوب وابسته به جهت‌گیری کریستال هستند و این اساس حکاکی ناهمسانگرد مرطوب است. وابستگی جهت‌گیری به سادگی به وجود می‌آید بطوری که صفحه‌های بسته‌بندی فشرده بسیار آهسته تر از صفحه‌های با بسته‌بندی شُل حک می‌شوند. یک موقعیت معمول استفاده از محلول حکاکی KOH در آب و ایزوپروپیل الکل است. برخی از نرخ‌های حکاکی معمولی برای Si در دمای  $80^\circ$  درجه سانتی‌گراد به شرح زیر است [۱]: (۱)  $2/1 \text{ میکرومتر در دقیقه برای صفحه } (110)$ ، (۲)  $1/4 \text{ میکرومتر در دقیقه برای صفحه } (110)$ ، و (۳)  $0.003 \text{ میکرومتر در دقیقه برای صفحه } (111)$ . بنابراین نسبت ناهمسانگردی عظیمی وجود دارد. با انتخاب عاقلانه جهت، می‌توان از این واقعیت برای حک کردن اشکال دلخواه در ویفرهای سیلیکونی استفاده کرد.

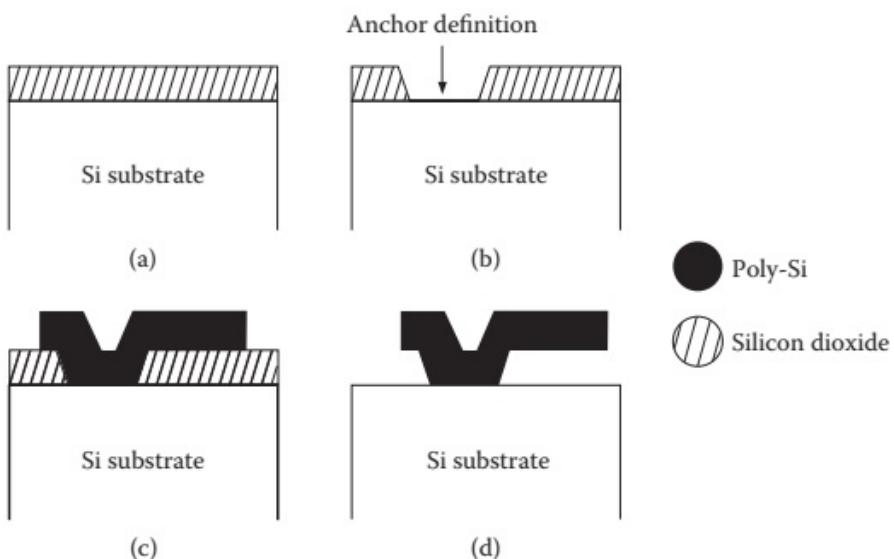
**• تکنیک‌های توقف حکاکی:** همیشه شروع فرآیند حکاکی کردن آسان است، اما در بسیاری از موارد به پایان طبیعی نمی‌رسد (مثلاً سطح مخالف)، بنابراین اغلب لازم است که حکاکی را پس از یک فاصله کاملاً مشخص متوقف کنید. طراحی دقیق این یک مسئله پیش پا افتاده نیست، به عنوان مثال، صرفاً زمان‌بندی حکاکی است، زیرا نرخ حکاکی به عوامل زیادی مانند دوپینگ، جهت‌گیری و وجود مواد مقاوم در برابر حکاکی بستگی دارد. چندین تکنیک برای متوقف کردن یک حکاکی معین در صورت نیاز موجود است. یکی از این روش‌ها استفاده از یک لایه بور Boron به شدت ناخالص شده است که منجر به ایجاد مناطق بسیار تحت کشش می‌شود که سرعت حکاکی را به شدت کاهش می‌دهد. این معمولاً برای غلظت‌های بور بالاتر از مقدار بحرانی حدود  $10^{19} \text{ cm}^{-3} \times 7 \text{ رخ می‌دهد}$ . در حالی که این یک تکنیک بسیار مفید برای عملیاتی مانند زیر برش است، اما محدود به مواردی است که تحت فشار موضعی بالا مشکلی ایجاد نمی‌کند. به همین دلیل، تکنیک‌های دیگری توسعه یافته‌اند، از آن جمله BSE وابسته به بایاس یا توقف حکاکی الکتروشیمیایی همانطور که در گاردنر و همکاران در مرجع [۱] به تفصیل شرح داده‌اند. در نهایت، کاشت یون می‌تواند برای تشکیل یک لایه مدفون از  $\text{Si}_3\text{O}_4$  استفاده شود که به عنوان یک توقف حکاکی عمل می‌کند.

**• پیوند ویفری:** امکان ایجاد پیوندهای Si-Si و Si-Si-عایق تقریباً ایده‌آل وجود دارد. این اجزه می‌دهد تا انعطاف پذیری بسیار بیشتری در انتخاب فرآیندها و مواد ایجاد شود و امکان ایجاد ساختارهای سه بعدی را فراهم می‌کند. پیوند فیوژن با قرار دادن دو سطح تمیز و صاف Si در کنار هم و بازپخت مجموعه در دمای  $1100^\circ$  تا  $700^\circ$  درجه سانتیگراد انجام می‌شود. ویفرهای دمای اتاق با پیوند هیدروژنی در کنار هم نگه داشته، در حالی که در دمای بالا، پیوندهای Si-O-Si تشکیل می‌شوند. ممکن است به دلیل فضای خالی ناشی از گرد و غبار، عیوب سطحی و غیره مشکلات بزرگی وجود داشته باشد. همچنین، مرحله بازپخت در دمای بالا ظرفی است و می‌تواند اثرات انگلی مانند تولید عیب و آلودگی ایجاد کند. بازپخت در دمای بالا برای نیمه‌هادی‌های مرکب و بیشتر مسیرهای هدایت فلزی قابل استفاده نیست. این نیاز به ایجاد پیوند در دمای پایین را نشان می‌دهد. در حال حاضر، استحکام باند کافی نیست مگر اینکه بازپخت انجام شود. پیوند آندی جایگزینی برای پیوند همجوشی

است. این کار با قرار دادن یک لایه پراکنده از شیشه، حرارت دادن به ۴۰۰ درجه سانتیگراد و اعمال ولتاژ در محدوده ۲۰۰ – ۵۰ ولت انجام می‌شود.

- **ریزماشین کاری سطحی:** این شامل MM از لایه‌های نازک است که روی سطح ویفر قرار می‌گیرند. می‌توان ساختارهای کوچکتری ساخت و به راحتی می‌توان آنها را در آی‌سی‌ها ادغام کرد. با این حال، اندازه کوچک (جرم) ممکن است مشکل ساز شود، به خصوص برای محرک‌ها، بنابراین محدودیتی برای برخی از دستگاه‌ها وجود خواهد داشت. چندین روش مختلف برای MM سطح وجود دارد، از جمله (۱) فناوری لایه قربانی، (۲) حکاکی ناهمسانگرد مرتبط، و (۳) حکاکی پلاسمای.

یک مثال ساده در شکل (۴.۱۵) برای ساخت یک کنسول متصل به بستر ویفر سیلیکونی نشان داده شده است. دی‌اکسید سیلیکون برای لایه قربانی مانند شکل (۴.۱۵) -الف استفاده می‌شود. همانطور که در شکل (۴.۱۵) -ب در نقطه لنگر حک شده است. سپس پلی‌سیلیکون رسوب داده می‌شود و برای شکل دادن به کنسول (شکل (۴.۱۵) -ج) الگوبرداری می‌شود و در نهایت بقیه لایه قربانی حکاکی می‌شود تا کنسول ایستاده آزاد نهایی را ترک کند. دی‌اکسید سیلیکون به‌طور کلی برای لایه قربانی استفاده می‌شود و می‌توان آن را در محلول HF بدون تأثیر بر ساختار پلی‌سیلیکون حل کرد. پلی‌سیلیکون یک ماده ساختمانی بسیار متنوع است زیرا خواص الکتریکی و مکانیکی آن را می‌توان با ناخالصی کنترل کرد. از آنجایی که پلی‌سیلیکون و  $SiO_2$  هر دو کاملاً با فرآیند آی‌سی سازگار هستند، استفاده از آنها برای تشکیل ساختارهای کاملاً یکپارچه بسیار مناسب است.



شکل ۴.۱۵: جریان فرآیند برای یک کنسول پلی سیلیکونی که مستقیماً به‌زیر لایه سیلیکونی متصل شده است.

ترکیب دیگر مواد توسط پلی‌آمید و آلومینیوم تشکیل می‌شود. پلی‌آمید پلیمری است که برای عنصر ساختاری استفاده می‌شود. می‌توان آن را با فرآیند دمای پایین تهیه کرد و می‌تواند تنש‌های زیادی را قبل از شکستگی تحمل کند. نقطه ضعف آن این است که پلی‌آمید ویسکوالاستیک بودن خزش نشان می‌دهد که ساختارها را ناپایدار می‌کند. با این حال، یکی دیگر از ترکیب مواد، نیترید سیلیکون / پلی سیلیکون است. در این مورد از پلی به عنوان ماده قربانی استفاده می‌شود. ترجیحاً می‌توان آن را با KOH در محلول EDP حکاکی کرد. نیترید دارای خواص کشسانی بسیار خوبی است، بنابراین یک انتخاب محبوب برای کاربردهایی مانند کنسول برای میکروسکوپ‌های نیروی اتمی است.

### ۳.۱۵ ممزهای فرکانس رادیوئی

هم در این بخش و هم در بخش بعدی، کاربرد احتمالی دستگاه‌های MEMS و FBAR در کاربردهای فرراصوت فرکانس بالا، بهوژه در دستگاه‌های تلفن همراه، بررسی خواهد شد. همراه با SAW، این سه فناوری یک مجموعه سه‌گانه را تشکیل می‌دهند و در درازمدت جالب است که ببینیم کدام یک، در صورت وجود، به فناوری غالب تبدیل خواهد شد. به این نتیجه می‌رسد که کدام فناوری می‌تواند با تمام زنگ‌ها و سوت‌های مورد نیاز، بالاترین کارایی را تولید کند. MEMS یک نامزد است زیرا یک فناوری میکروالکترونیکی است که قادر به تولید تشدید کننده‌های مکانیکی بسیار دقیق و کم تلفات در حجم زیاد است که می‌تواند در آی سی‌ها یکپارچه شود.

دستگاه‌های RF MEMS پتانسیل بالایی برای لوازم الکترونیکی مصرفی دارند و شاید هیچ جا بیشتر از سیستم‌های ارتباطی سیار نباشند. با توجه به SAW اشاره شده است که یکی از اهداف حال و آینده کاهش اندازه و تعداد غیرفعال  $Q$  بالا است. اینها گران هستند، ردپایی زیادی دارند و امروزه اکثر آنها بدون تراشه هستند. RF MEMS این پتانسیل را دارد که این مسئله را حل کند، بهخصوص که چنین دستگاه‌هایی را می‌توان با آی‌سی‌ها یکپارچه کرد. یک جایگزینی با فرکانس بالا و  $Q$  بالا برای غیرفعال‌ها مورد نیاز است، به طوری که  $f_Q$  یک معیار شایستگی (FOM)<sup>۱۹</sup> در این زمینه است. عناصر جدیدی که دارای  $f_Q$  بالا و قابل یکپارچه سازی، کم هزینه و سریع هستند مورد نیاز است. MEMS اصولاً می‌تواند همه اینها را انجام دهد. تحقیق و توسعه مداوم به این معنی است که هر سال اجزای MEMS با دستگاه‌های پیزوالکتریک بهتر مقایسه می‌شوند و در حال حاضر در بازار به زمان‌بندی و سایر کاربردهای فرکانس پایین‌تر معرفی می‌شوند. استفاده از آنها به عنوان رزوناتور، فیلتر، سوئیچ و نوسانگر در موبایل و سایر سیستم‌های الکترونیکی فرکانس بالا فقط یک مسئله زمان است. این سوال در این بخش با جزئیات مورد بررسی قرار خواهد گرفت. بررسی‌های خوبی از پیشرفت در این زمینه در نگوین [۲۶]، هسو [۲۷]، لام [۲۸] و اویتا [۲۹] ارائه شده است.

<sup>۱۹</sup>Figure-Of-Merit (FOM)

### ۱.۳.۱۵ تشدید کننده ممز RF

نمونه‌ای از تشدید کننده RF MEMS در وانگ و همکارانش [۱۰] توضیح داده شده است. این دیسک از شعاع ده میکرون، دیسک پلی سیلیکونی ضخامت دو میکرون تشکیل شده است که به صورت خازنی به الکترودهای ثابت کوپل شده است. دیسک توسط یک ساقه در مرکز آویزان شده است تا مرکزیت خود کار وجود داشته باشد که دقت را افزایش می‌دهد. یک ولتاژ اعمال شده نیروی شعاعی ایجاد می‌کند که باعث ایجاد نوسانات شعاعی می‌شود. نویسنده‌گان نشان می‌دهند که  $f_{nom}$  فرکانس تشدید اسمی<sup>۲۰</sup> توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$f_{nom} = \frac{\alpha \kappa}{R_d} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1.15)$$

که در آن

- برای پلی سیلیکن  $\kappa = ۰,۳۴۲ MHz/m$

- پارامتر وابسه بهمود  $\alpha = \sim ۱ - ۵$

- مدول یانگ برای پلی سیلیکن  $E = ۱۵۰ GPa$

- چگالی  $\rho = ۲۳۰۰ kg/m^3$

با در نظر گرفتن سفتی الکتریکی (معادل ثابت فنر الکتریکی) برای نیروهای خازنی و برای  $V_p \gg V_i$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{1}{2} \frac{V_P^\ddagger}{\kappa_m} \frac{\epsilon_0 R_d t}{d_0^\ddagger} (\theta_1 + \theta_2) \quad (2.15)$$

که در آن  $\Delta f = f_0 - f_{nom}$  و برابر با انتقال فرکانس کسری موجود برای تنظیم است.

- سختی کاملاً مکانیکی (ولتاژ اعمال شده صفر)  $\kappa_m =$

- شعاع دیسک  $R_{disk} =$

- ضخامت دیسک  $t =$

- فاصله هوایی برای راه اندازی ظرفیت  $d_0 =$

- ولتاژ بایس اعمالی به دیسک  $V_p =$

- زوایای تعریف شده در الکترودهای ورودی و خروجی  $\phi_1, \phi_2 =$

پایداری حرارتی: از آنجایی که  $k_e \gg k_m$  تا با تقریب اول، سختی الکتریکی نادیده گرفته می‌شود. چون ضریب دمایی  $TC_f$  توسط انساط حرارتی و تغییرات دمایی مدول یانگ تعیین می‌شود، از اینرو

$$TC_f = -\alpha_{poly} + \frac{1}{2} TC_E = +۲/۶ - \frac{۱}{2} ۴۰ ppm/K = -۲۲/۶ ppm/K \quad (3.15)$$

---

<sup>۲۰</sup> Nominal Resonant Frequency

عدد عملکرد:<sup>۲۱</sup>

$$\bullet fQ = 5/8 \times 10^{12} \text{ در } 734/6 MHz$$

$$\bullet TC_f = -15/67 ppm/^\circ C$$

$$\bullet fQ \sim 3 \times 10^{12} \text{ میدهد } Q = 1/156 GHz$$

برخی از ویژگی‌های کلیدی این دستگاه عبارتند از: (۱) قابلیت سوئیچ پذیری خاموش و روشن بهسادگی با قرار دادن  $V_P = 0$  به دست می‌آید. این امر نیاز به سوئیچ‌های بالقوه با تلفات را در سیستم از بین می‌برد. (۲) به طور معمول عملیات در خلاء برای بدست آوردن  $Q$  بالا مورد نیاز است که یکی از عواملی است که پذیرش فناوری MEMS را به تأخیر انداخته است. تشديد کننده دیسک بسیار سفت است، بنابراین انرژی مکانیکی بسیار بالایی در هر چرخه وجود دارد، تا جایی که می‌توان از میرایی ویسکوز توسط هوا صرف نظر کرد. این در عملکرد واقعی تأیید شده است، بنابراین دستگاه می‌تواند  $Q$  بالا در هوار استفاده شود. و (۳) تراز خودکار کامل ساقه است. چندین نوع دیگر تشديد کننده MEMS توسط نگوین [۶] توضیح داده شده است.

دستگاه قبلی از تزویج خازنی استفاده می‌کرد، اما امکانات زیادی وجود دارد. مزایا و معایب چندین مورد به شرح زیر است:

۱. خازنی [۶]: مزایای زیادی وجود دارد، از جمله بهترین مقادیر  $fQ$  که از مواد مشابه ساخته شده‌اند، هندسه انعطاف‌پذیر، قابل تعریف CAD، تلفات کم، پایداری کنترل شده ولتاژ، قابلیت سوئیچ پذیری خاموش و روشن، پایداری حرارتی. یکی از اشکالات این است که ایجاد شکاف کوچک ممکن است مشکل باشد، از این رو یکی از مزایای مرکز خودکار در مورد بالا است.

۲. پیزوالکتریک: به راحتی با ۵۰٪ اهم تطبیق می‌شود، بدون "کشش است"، بنابراین در محدوده وسیع خطی قابل کنترل است، ساده و مقاوم است. برخی از مسائل این است که فرد نمی‌تواند دو جهت بدست آورد و استرس باقیمانده را دریافت کند.

۳. حرارتی: به طور کلی کند و انرژی مصرف می‌کند.

۴. نوری: برای آزمایشگاه خوب است، اما برای اجرای عملی در آی‌سی‌ها خیر.

۵. Piezoresistive: بسیار کمتر از پیزوالکتریک پاسخگو است.

## ۲.۳.۱۵ ممز و عناصر مدار

نگوین [۱۱] بر پتانسیل برای عناصر MEMS مدار کردن به عنوان بلوک‌های سازنده برای تمام مدارهای MEMS، مشابه نقش ترانزیستور در ساخت مدارهای مجتمع در مقیاس بسیار بزرگ (VLSI) تاکید کرده است. او در میان صفات مطلوب موارد زیر را مشخص می‌کند:

<sup>۲۱</sup> Performance figures

- طراحی سازگار با CAD به این دلیل که فرکانس‌ها عمدتاً با ابعاد جانبی (مانند MEMS) و نه با ضخامت (مانند دستگاه‌های BAW) تعیین می‌شوند.
  - انعطاف هندسی به گونه‌ای که می‌توان از تعداد زیادی شکل (دیسک، حلقه، تیر، مربع و غیره) استفاده کرد.
  - $Q$  بالا، ترجیحاً بالای  $10^4$ .
  - پایداری حرارتی و طول عمر بهتر از  $2 \text{ ppm}$  یا امکان جبران تا این حد.
  - قابلیت روش/خاموش خودکار، همانطور که با مبدل خازنی به دست می‌آید.
  - اتصال کامل مکانیکی و الکتریکی
  - امپدانس کم برای اتصال الکتریکی آسان.
  - غیرخطی بودن کافی برای اجازه دادن به عملکردهای مختلف پردازش سیگنال.
- این ویژگی‌ها توسط نگوین برای توسعه عناصر مدار پیچیده MEMS [۱۱] مورد سوء استفاده قرار گرفته است، مانند موارد زیر:
- فیلترهای میان‌گذر با افت عبوری  $6dB$  و پهنهای باند  $90\%$ .
  - میکسر-فیلتر ترکیبی.
  - فیلترهای تطبیق با  $50\%$  اهم.
  - آرایه‌های تشدید کننده  $N$  با قابلیت مدیریت توان زیاد و  $Q$  بالا.
  - نوسانگرهای MEMS. معادله لیسوم [۱۲] حاکی از آن است که نویز فاز نوسانگر (که پایداری را تعیین می‌کند) با مدار مخزن معکوس  $Q$  متفاوت است. در واقع، استفاده از یک تشدید‌کننده کامپوزیت آرایه دیسک منجر به بهبود  $40$  دسی‌بل در نویز فاز نوسانگر شده است [۱۲].

جام مقدس توسعه مدار MEMS این است که ویژگی‌های فرکانس بالا استثنای خود را در تکرار بلوك‌های ساختمانی با قابلیت‌های حوزه زمانی به خوبی توسعه یافته مدارهای ترانزیستوری CMOS VLSI ترکیب کند تا یک واحد بسیار یکپارچه و با کارایی بالا تولید کند که می‌تواند برای دستیابی به نهایت برنامه‌ریزی شود. در عملکرد این چشم انداز با جزئیاتی توسعه اوتا [۹] توسعه یافته است.

### ۳.۳.۱۵ ساعت‌های اتمی در مقیاس تراشه

دقت ساعت اتمی (پایداری فرکانس  $10^{-11}$  بیش از یک ساعت) برای تحويل کامل وسایل الکترونیکی با سرعت بالا و فرکانس بالا به دست کاربران تلفن همراه مورد نیاز است. اگرچه این ممکن است مانند یک داستان علمی تخیلی به نظر برسد، یک پروژه DARPA برای ترکیب MEMS و میکروفوتونیک برای رسیدن به این هدف وجود دارد [۱۴]. هدف کوچک

کردن ساعت اتمی به حجم یک سی سی، حفظ انحراف آلن  $10^{-11}$  در طول یک ساعت، اتلاف کمتر از  $30$  میلیوات توان است. این نشان دهنده کاهش تقریباً  $10^4$  در حجم و کاهش  $10^{-3} \times 2$  در مصرف انرژی در مقایسه با کوچکترین ساعت‌های اتمی موجود در شروع برنامه در سال ۲۰۰۲ است. در حالی که این پروژه عمدتاً MEMS نیست، به دلیل اهمیت بالقوه آن برای توسعه دستگاه‌های تلفن همراه به‌طور خلاصه توضیح داده شده است.

ساعت اتمی مقیاس تراشه (CSAC)<sup>۲۲</sup> یا ساعت اتمی کوچک شده (MAC)<sup>۲۳</sup> بر اساس مدل ماکرو بخار  $Cs$ <sup>۱۳۸</sup> است که از تقسیم فوق‌ریز در  $9,192,631$  هرتز استفاده می‌کند. انرژی در این فرکانس به سیستم پمپ و نوسانگر روی آن قفل می‌شود. عدد عملکرد معمولی انحراف آلن  $10^{-11}$  در مدت یک ساعت است. قلب (CSAC) "بسته فیزیک" است که روزانه فوق ریز  $Cs$  را با تکنیکی به نام بدام انداختن جمعیت همدوس بازجویی می‌کند. این کار با اعمال یک میدان نوری همدوس با استفاده از لیزر ساطع کننده سطح حفره عمودی (VCSEL) در نزدیکی انتقال  $CsD1$  در  $894$  نانومتر انجام می‌شود. این لیزر در فرکانس تقسیم فوق‌ریز مدوله که توسط یک حلقه بازخورد مایکروویو ثبیت شده با دما ارائه می‌شود. این امر اتم‌های  $Cs$  را به‌حالتی همدوس تحریک می‌کند تا در آن شرایط یک پیک در خروجی لیزر وجود داشته باشد.

بسته فیزیک در اطراف سلول تشدید ساخته شده است که از یک مکعب سیلیکونی  $2 \times 2 \times 2 mm^3$  با پنجره‌های شفاف پیرکس تشکیل شده است. VCSEL بالای حجم سلول نصب شده است تا بتواند دومی را با یک پرتو قطبی دایره‌ای روشن کند. خود سلول مهر و مو می‌شود و حاوی مقدار کمی  $Cs$  و گازهای بافر جبران کننده دما است. یک ردیاب نوری در پایین، خروجی نوری را اندازه‌گیری می‌کند. دمای سلول در حدود  $85$  درجه سانتیگراد ثبیت می‌شود تا فشار کافی از بخار  $Cs$  ایجاد شود. بنابراین، جداسازی حرارتی سلول فیزیک بسیار مهم است و این امر با تعلیق آن توسط یک زوج بند پلی‌آمید فشار داده انجام می‌شود. اجزای دیگر در واحد میکروکنترلر برای پردازش سیگنال و سینت سایزr مایکروویو برای فعال کردن VCSEL هستند.

عدد عملکرد در سال ۲۰۰۹ [۱۴] به شرح زیر گزارش شده است:

- توان مصرفی  $< 100 mW$
- ثبات کوتاه مدت  $\sim 10^{-1/2} \tau^{-1/2}$
- ثبات کوتاه مدت بسته‌بندی فیزیکی  $10^{-11} \tau^{-1/2} \times 5 - 3$
- اندازه ( $15 cm^3$ )
- مود بسیار کم مصرف با استفاده از  $20 mW$ ، که در آن بسته‌بندی فیزیکی و سینت سایزr مایکروویو اغلب اوقات خاموش می‌شوند

<sup>۲۲</sup>Chip Scale Atomic Clock (CSAC)

<sup>۲۳</sup>Miniaturized Atomic Clock (MAC)

### ۴.۳.۱۵ نکات و دیدگاههای عملی

این فصل تا کنون در مورد عملکرد MEMS بسیار درخشنan بوده است، بنابراین می‌توان این سوال را به شکلی ظاهری مطرح کرد: اگر MEMS بسیار خوب است، چرا در همه جا در میکروالکترونیک و در این زمینه، در دستگاههای تلفن همراه استفاده نمی‌شود؟ پاسخ این است که علی‌رغم پیشرفت‌های زیاد، به‌نظر نمی‌رسد دستگاههای MEMS هنوز برای بازار جریان اصلی RF آماده باشند [۷، ۸]. درست است که اعداد قابل قبول و حتی بسیار خوب به‌طور جداگانه برای پایداری حرارتی، طول عمر، نویز فاز و ... به‌دست آمده است، اما هنوز در یک دستگاه به‌طور همزمان حاصل شده است. به‌طور خاص [۹]، برای نوسانگرهای MEMS، در حال حاضر یک مبادله بین عملکرد نویز فاز مورد نیاز و جبران دمای دیجیتال وجود دارد. در حال حاضر، این بدان معناست که نوسانگرهای MEMS برای کاربردهای ساعت و زمان‌بندی رضایت‌بخش هستند، اما هنوز برای بازار RF رضایت‌بخش نیستند.

یکی از راه حل‌های ممکن برای مسئله جبران دما توسط نگوین [۱۰] پیشنهاد شده است که استفاده از صفحات گرم میکرو ریز (MHP) [۱۱] است. MHP‌ها از پلتفرم‌های MEMS کوچکی تشکیل شده‌اند که از نظر حرارتی از تراشه میزبان خود جدا شده‌اند، بنابراین می‌توان آن‌ها را تا دمای بسیار بالا (۵۰۰ درجه سانتی‌گراد یا بیشتر) بدون هیچ تأثیری بر دمای اصلی تراشه گرم کرد. به‌دلیل جرم حرارتی کوچک MHP، دمای آن را می‌توان با مقدار بسیار کمی توان کنترل کرد، به‌طوری که اگر دستگاهی روی پلت فرم نصب شود، دستگاه دوم به‌عنوان یک نوسانگر کنترل کریستال کوره (OXCO) [۱۲] برای آن قطعه عمل می‌کند. در گزارش نگوین و هاو [۱۳]، تشدید کننده در دمای ۱۳۰ درجه سانتی‌گراد با اتلاف تنها ۲ میلی وات نگه داشته شد که منجر به‌بهبود کنترل حرارتی با ضریب ۵ شد. با نگاهی به‌آینده، می‌توان پیش‌بینی کرد که RF MEMS ۵ سال آینده راه خود را به‌بخش جلویی RF دستگاههای تلفن همراه باز کند. البته این بازه زمانی به‌پیشرفت‌های حاصل از فناوری‌های رقیب نیز بستگی دارد. نگوین بارها بر پتانسیل شبکه‌های تشدید کننده MEMS ضریب کیفیت  $Q$  بالا برای به‌دست آوردن بانک‌های فیلتر انتخاب کanal RF قابل تنظیم مجدد در فرستنده گیرنده موبایل تاکید کرده است. این امر به  $f_Q$ ‌های بسیار بالایی، بیش از  $10^{14}$ ، نیاز دارد. این امکان انتخاب کانال‌های جداگانه را در قسمت جلویی فراهم می‌کند، که گیرنده را در برابر پارازیت و عملکرد کانال گیرنده در سطوح توان پایین‌تر بسیار قوی‌تر می‌کند [۱۴].

در ادامه مسیر به‌سمت فرکانس‌های بالاتر و  $Q$  بالاتر، توسعه نانو MEMS (NEMS) اجتناب ناپذیر به‌نظر می‌رسد، زیرا کاملاً با روند افزایش سرعت (فرکانس) همراه با کاهش مقیاس فضایی سازگار است. NEMS در فرکانس  $5^{\circ}$  گیگاهرتز در افق است. یک حدس جالب [۱۵] استفاده احتمالی از نانوسيم‌ها به‌عنوان تشدید کننده‌های ارتعاشی است. این امر به‌طور طبیعی در قلمرو یکپارچه سازی کامل مدارهای CMOS و MEMS/NEMS رخ می‌دهد.

<sup>۱۱</sup>Miniaturized Micro Hotplates (MHP)

<sup>۱۲</sup>Oven Crystal Controlled Oscillator (OXCO)

<sup>۱۳</sup>Nguyen and Howe

## ۴.۱۵ FBAR

ما در فصل سیزدهم دیدیم که تشدید کننده‌های کوارتز در فرکانس‌های زیر ۱۰۰ مگاهرتز به دلایل هزینه کم، ضریب دمای پایین (TCF)<sup>۲۷</sup> و فناوری رشدیافته بر بازار تسلط دارند. فشار ثابتی برای فرکانس‌های بالاتر در سراسر هیئت بازرگانی وجود داشته است، اما تا کنون امکان گسترش تشدید کننده کوارتز پایه تا جایی حتی نزدیک به یک گیگاهرتز وجود نداشته است. این تلاش‌ها منجر به تلاش‌های مداوم برای توسعه سایر مفاهیم تشدیدگر پیزوالکتریک تا فرکانس‌های بالاتر شد و این کار مستقیماً به FBAR منجر شد. این بخش به ساختارهای تشدید فرکانس بالا اختصاص دارد که در آن عنصر تشدید پیزوالکتریک است. ما بین این مورد و رزوناتورهای RF MEMS که از عناصر ارتعاشی غیر پیزوالکتریک تشکیل شده‌اند، تمایز واضحی قائل می‌شویم. یک نکته همپوشانی این است که تشدید کننده‌های MEMS ممکن است از تحریک پیزوالکتریک استفاده کنند. به همین ترتیب، تکنیک‌های MEMS ممکن است در ساخت تشدیدگرهای FBAR مورد استفاده قرار گیرد، به طوری که همپوشانی قوی وجود دارد، اما با این وجود مرز مشخصی بین این دو وجود دارد. خواننده باید از این موضوع آگاه باشد زیرا نویسنده‌گان مختلف ممکن است از قراردادهای متفاوتی در انتخاب اصطلاح استفاده کنند. پیشگام در این زمینه K. Lakin بود و چندین مقاله مروری عالی در این زمینه نوشته است که از آنها استفاده آزادانه خواهیم داشت [۱۶]. بررسی‌های مرتبط دیگر، بررسی‌های روبی [۱۷] و آگنر [۱۸] است.

### ۱.۴.۱۵ پیشینه تاریخی

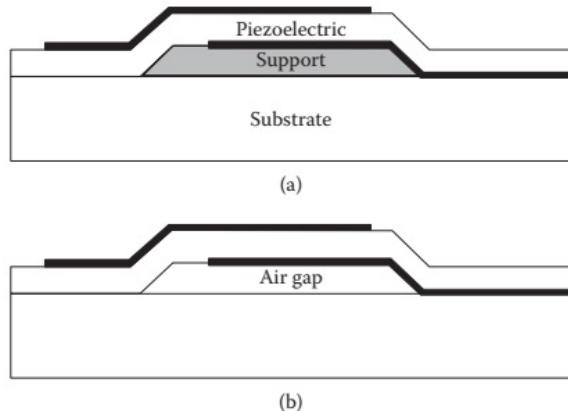
از نظر تاریخی، هدف ساخت یک تشدید کننده پیزوالکتریک Q بالا بود که در فرکانس یک گیگاهرتز کار کند. این به یک عنصر تشدید کننده با ضخامت ۱ - ۵ میکرومتر نیاز دارد و تقاضای بازار به  $K^2$  ۶٪ یا ۷٪ نیاز دارد. واضح رین نقطه شروع نازک کردن یک تشدید کننده فرکانس پایین بود، و ما مراحل بحث لایکین در مورد این رویکرد [۱۶] را با اشاره به شکل (۵.۱۵) دنبال می‌کنیم:

**• الف** ما با یک کوارتز AT با ضخامت حدود ۲۵ میکرومتر شروع می‌کنیم و آن را روی یک بستر ضخیم‌تر نگه می‌داریم و ناحیه مرکزی را با حکاکی شیمیایی یا آسیاب یونی نازک می‌کنیم [۱۹].

**• ب** موارد فوق برای کوارتز کار می‌کند اما ممکن است برای سایر پیزوالکتریک‌ها موثر نباشد. در این حالت، کریستال به یک بستر با سوراخ در مرکز ثابت و سپس با پرداخت نازک می‌شود.

**• ج** به‌زودی مشخصی شود که نازک شدن روش مناسبی برای رسیدن به فرکانس‌های بسیار بالا نیست، و در هر صورت، امیدوار کننده‌ترین پیزوالکتریک‌ها مقدار کافی  $K^2$  را نداشتند. لایکین [۱۶] پیشگام رویکرد لایه نازک بود که از مفهوم تشدید کننده مرکب به شکلی که در اینجا توضیح داده شد، کارآمد نخواهد بود، زیرا به دلیل

<sup>۲۷</sup>Temperature Coefficient (TCF)



شکل ۵.۱۵: تشدید کننده غشایی. (الف) تکیه گاه موقت در بالای یک بستر مناسب توسط لایه‌های الکترود و پیزوالکتریک تشکیل می‌شود. (ب) تکیه گاه موقت برداشته و یک تشدید کننده غشایی در لبه‌ها پشتیبانی می‌شود.

ضخامت زیرلایه باید در مود فراتون<sup>۲۸</sup> بالا کار کند، اما برای حداکثر کارایی بهموارد اساسی نیاز است.

- د با این حال، اگر این ایده با استفاده از زیرلایه‌های سیلیکونی ترکیب شود و از تکنیک‌های حکاکی میکروالکترونیک برای حکاکی کردن مواد پشتیبانی مانند (الف) استفاده شود، می‌توان یک غشای بسیار نازک با ضخامت یکنواخت به دست آورد. هر دو ZnO و AlN به عنوان مواد پیزوفیلم مورد بررسی قرار گرفتند. AlN به عنوان برنده آشکار تکامل یافته است، عمدتاً به این دلیل که با CMOS سازگار است.
- ه یک راه جایگزین برای دستیابی به تشدید کننده پشتی هوا، حکاکی کردن مواد پشتیبان فیلم پس از ساخت است.

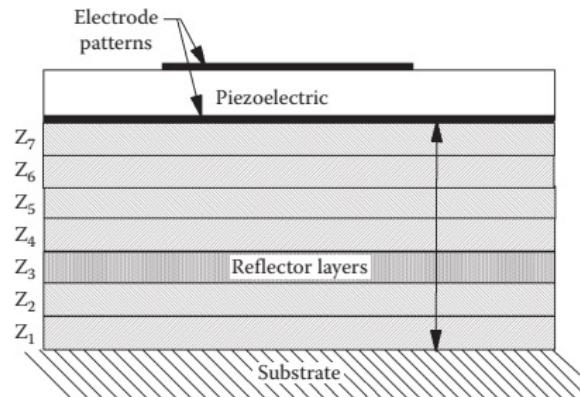
#### • و تشدید کننده با نصب محکم(SMR)

یک رویکرد جایگزین است که توسط لاکین<sup>[۱۶]</sup> پیشگام شده است. برخلاف دستگاه FBAR با پشتونه هوا، SMR به‌ویله یک «پشته برآگ»، مجموعه‌ای از لایه‌های با ضخامت یک چهارم طول موج، که اگر به خوبی طراحی شوند، می‌توانند بازتابنده بسیار کارآمدی باشند، به صورت صوتی از بستر جدا می‌شود. برای یک بستر با امپدانس بالا، لایه بالای آن باید دارای امپدانس بالا باشد (به عنوان مثال،  $W$ ) و به دنبال آن یک لایه امپدانس پایین‌تر بالای آن (به عنوان مثال،  $SiO_2$ ) باشد. این دنباله باید تا زمانی که BW مورد نیاز به دست آید تکرار شود. در این مثال، لایه  $SiO_2$  یک عملکرد جبران کننده دما را نیز انجام می‌دهد. همانطور که برای SAW و MEMS، تشدید کننده بلوك اصلی برای فیلترها است که در آن FBAR و SMR

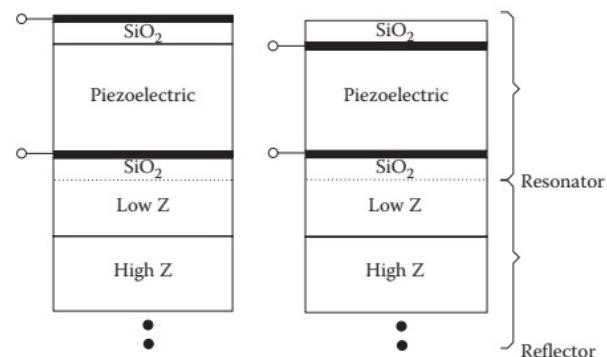
<sup>۲۸</sup>Overtone

<sup>۲۹</sup>Solidly Mounted Resonator (SMR)

مهمترین کاربرد فرکانس بالا خود را می‌کند. فناوری مربوطه در بخش زیر مورد بحث قرار گرفته و در شکل‌های (۷.۱۵) و (۷.۱۶) نشان داده شده است.



شکل ۷.۱۵: تشدید کننده با نصب محکم. تشدید کننده با دنباله‌ای از لایه‌های اسمی با ضخامت یک چهارم طول موج که یک بازتابنده (همچنین بازتابنده برآگ نامیده می‌شود) از بستر جدا می‌شود.

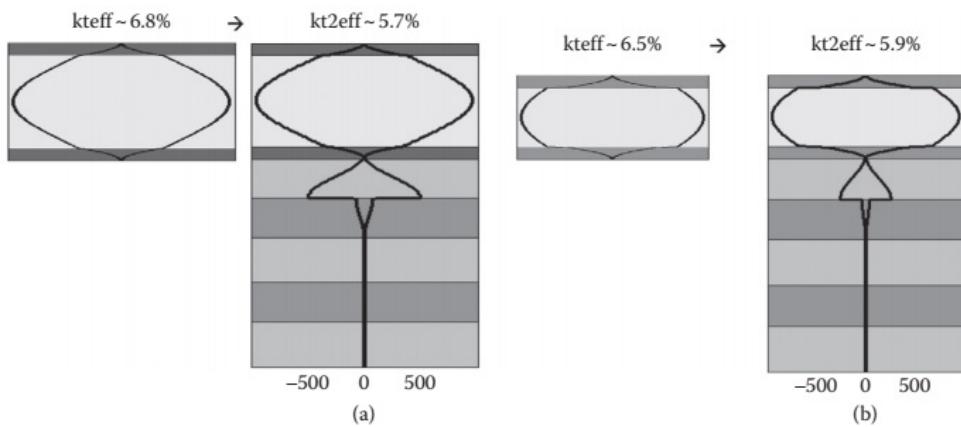


شکل ۷.۱۶: ترسیم شماتیک مفهومی رزوناتورهای مرکب. مواد  $TC$  مثبت و منفی را می‌توان به روش‌های مختلفی توزیع کرد. فقط لازم است که پیزوالکتریک جایی بین الکترودها باشد. همین روش را می‌توان برای تشدید کننده غشایی (بازتابگرهای موجود) اعمال کرد و فقط نیاز دارد که ماده جبران کننده جایی بین سطوح بازتابنده باشد.

## ۲.۴.۱۵ فناوری SMR و FBAR

همانطور که بعداً تأکید خواهد شد، یک FOM مهم برای فیلترها محصول  $K^*Q$  است و باید به حداقل کردن  $K^*$  و  $Q$  برای عنصر اصلی مورد استفاده توجه شود. در بحث در مورد فناوری و دستگاه‌ها، FBAR برای توصیف تشدید کننده‌های پشتیبان هوا محفوظ است،

در حالی که SMR‌ها همانطور که قبلاً توضیح داده شد همیشه روی یک بستر هستند. بحث مفصلی از FOM توسط روبی [۱۷] ارائه شده است. نکات اصلی او در اینجا خلاصه می‌شود و در شکل (۸.۱۵) نشان داده شده است. در بحث فرض بر این است که AlN برای مواد پیزوالکتریک استفاده می‌شود.



شکل ۸.۱۵: (الف) FBAR و FBAR با پشته BR برای الکترودهای  $Mo/1500nm$  و  $W/950nm$  (ب) FBAR و FBAR با پشته BR برای الکترودهای  $AlN/200nm$  و  $AlN/200nmW$

• الف  $K^2$ . به طور کلی، می‌خواهیم این میزان تا حد ممکن برای کاهش افت عبوری باشد. به عنوان یک قانون عملی،  $K^2$  باید حداقل دو برابر  $BW$  باند رادیویی مورد نظر باشد. می‌توان آن را با استفاده از الکترودهای امپدانس آکوستیک بالا، مانند  $Mo, W$  و  $Rh$ ، که رسانایی بالایی نیز دارند، افزایش داد که به حفظ  $Q$  بالا کمک می‌کند. می‌توان از مقدار کمی سلف سری برای افزایش  $K^2$  استفاده کرد. همچنین، اگر انجام این کار منجر به افزایش بزرگ  $Q$  شود، بهتر است مقدار کمی  $K^2$  را مبادله کنیم. چون  $K^2 U_{elec}/U_{ac}$  در محیط پیزوالکتریک است، از اینرو انرژی صوتی زیادی در پشته برآگ ذخیره شده،  $K^2$  ناشی از SMR کاهش می‌یابد. به نظر می‌رسد که در حالت تعادل، ما تا ۵٪،  $K^2$  بهتری در FBAR دریافت کنیم.

• ب  $Q$ . اساساً  $Q$  توسط مکانیسم‌های تلفات تعیین می‌شود که توسط روبی به تفصیل تجزیه و تحلیل شده است. برای FBAR و SMR، مکانیسم‌های اصلی تلفات به شرح زیر است:

۱. نشت انرژی در اطراف محیط دستگاه

۲. تلفات ذاتی مواد مانند ترمولاستیک، آخیز (ویسکوزیته فونون) و پراکندگی ناخالصی

۳. تلفات اهمی

تشدید کننده SMR دارای سه مکانیسم تلفات اضافی است:

۱. تلفات موادی در پشت‌های براگ
۲. انرژی از دست رفته از پشت‌های براگ
۳. تلفات مقاومتی در اتصالات

نتیجه این ملاحظات این است که دستگاه‌های SMR دارای  $Q_s$  بسیار کمتری نسبت به دستگاه‌های FBAR دارند. به عنوان مثال، برای باند موبایل PCS، برخی از بالاترین  $Q$ ‌ها عبارتند از SMR (۴۳۰)، LSAW (۲۵۰۰)، و RSAW (۲۸۸۰) [۱۷]. در حالی که تلفات در لایه‌های اکسید براگ  $Q$  را کاهش می‌دهد، این لایه‌ها  $TC$  را در مقایسه با FBAR بهبود می‌بخشند. FBAR دارای  $27 ppm/K$  است، در حالی که SMR نزدیک‌تر به FBAR است  $18 ppm/K$  [۱۷].

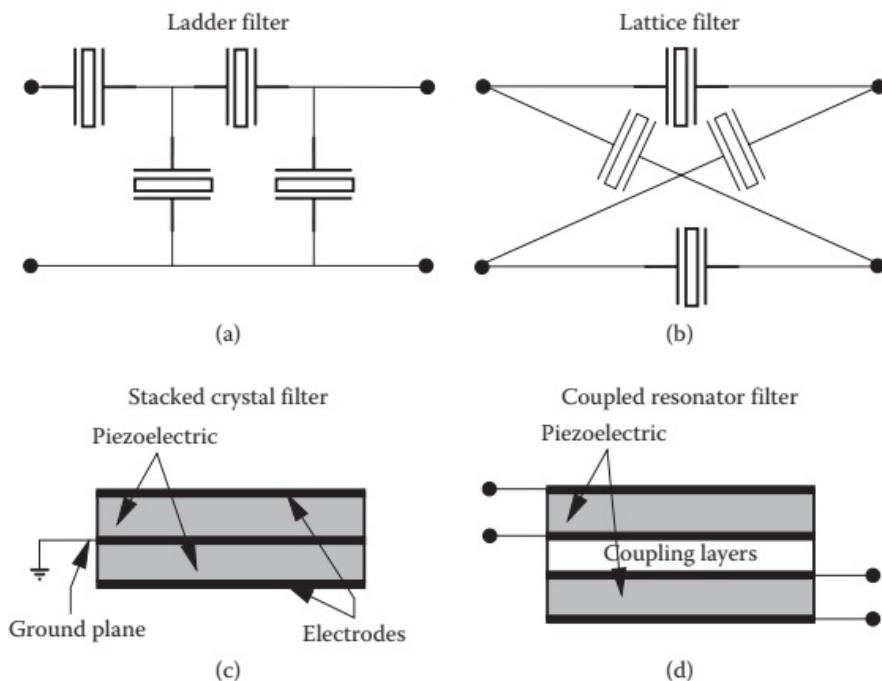
### ۳.۴.۱۵ دستگاه‌های SMR و FBAR

تشدید کننده‌هایی که در بالا توضیح داده شد، بلوک‌های اصلی برای فیلترهای RF با این فناوری هستند. برای اینکه این فیلترها قابل دوام باشند، باید FOM بالایی داشته باشند، که به معنی باند پایین گذر  $\Pi$  و دامنهای شیبدار است. به طور سنتی، ساختار اصلی فیلتر با پیکربندی رزوناتورها به صورت نردبانی یا شبکه‌ای به دست می‌آید. برای مثال، با استفاده از فرکانس‌های مرکزی مختلف برای عناصر موجود در نردبان، می‌توان باند عبور مورد نیاز را در پیکربندی فیلتر نردبانی تنظیم کرد. حذف بزرگ خارج از باند را می‌توان با استفاده از بسیاری از بخش‌های نردبانی متوجه شد.

به عنوان نمونه‌ای از کاربردهای عملی، فیلترهای SMR در تلفن‌های همراه با فرکانس ۵ گیگاهرتز استفاده می‌شود که ۶۵ دسی‌بل را حذف می‌کند. با این حال،  $BW$  کوچک این فیلترها یک محدودیت است و به دلیل  $K^2$  محدود پیزوالکتریک است. این را می‌توان با انتخاب مواد الکترونیکی، به عنوان مثال، با استفاده از تنگستن به جای آلومینیوم افزایش داد. یک سلف سری نیز می‌تواند برای افزایش  $K^2$  موثر استفاده شود. مشکل اساسی را می‌توان با استفاده از رزوناتورهای تزویجی صوتی [۱۶] حل کرد. اینها در اصل مشابه فیلترهای یکپارچه تزویجی عرضی هستند، با این تفاوت که در این مورد از تزویج ضخامت تشدید کننده‌ها استفاده می‌شود. دو نوع وجود دارد، فیلتر کریستالی انباسته (SCF) [۳۰] و فیلتر تشدید کننده تزویجی (CRF) [۳۱]، و هر دو بر اساس پیکربندی SMR هستند. در SCF، لایه‌های پیزوالکتریک مستقل به صورت عمودی روی هم چیده شده‌اند تا  $BW$  را افزایش دهند. با این حال، اگر آنها خیلی نزدیک به هم تزویج شوند، این ترکیب به عنوان یک تشدیدگر منفرد عمل می‌کند که در اولین تون، با نصف مقدار موثر  $K^2$  عمل می‌کند. این مسئله را می‌توان با کاهش تزویج با قرار دادن یک یا چند لایه غیر پیزوالکتریک مانند که هر تشدید کننده در فرکانس اصلی نوسان می‌کند، تزویج بین آنها  $BW$  کلی را تعیین می‌کند. مقایسه عملکرد این سه نوع به طور خلاصه به شرح زیر است. نردبان دارای یک BW باریک مشخص و دامنهای شیبدار است، در حالی که نردبانی پاسخ گستردگرتری دارند. همانطور که در بالا توضیح داده شد، CRF دارای  $BW$  گستردگرتری است. با هزینه

<sup>۳۰</sup> Stacked Crystal Filter (SCF)

<sup>۳۱</sup> coupled resonator filter (CRF)



شکل ۹.۱۵: تنظیمات فیلتر (الف) فیلتر نردنی دارای رزوناتورهای سری و شنت. (ب) شبکه متوازن. (ج) فیلتر کریستالی لایه‌ای. (د) فیلتر تشدید کننده تزویجی.

افزایش افت عبوری، نرده‌بانی را می‌توان به صورت سری با یک SCF یا یک CRF قرار داد تا بهترین‌های هر دو جهان را به دست آورد، یعنی دامنه‌های شبیه‌دار در نزدیکی فرکانس مرکزی و حذف زیاد در خارج باند. این تنظیمات در شکل ۹.۱۵ نشان داده شده است. تعدادی از انواع جالب در FBAR وجود دارد که برخی از آنها به اختصار در زیر توضیح داده شده است:

۱. تشدید کننده آکوستیک حجیم بالا (HBAR) <sup>۳۳</sup> این ساختار از مبدل پیزوالکتریک تشکیل شده است که بر روی یک بستر کم تلفات و از نظر صوتی ایده‌آل قرار گرفته است. تشدید اصلی نزدیک به حالت نیم طول موج در مبدل اتفاق می‌افتد، که در فرکانس آن یک موج ایستاده در بستر متشکل از طول موج‌های زیادی وجود دارد، صرفاً به‌این دلیل که بستر بسیار ضخیم‌تر از مبدل است. این بدان معنی است که تقریباً تمام انرژی صوتی در زیرلایه وجود دارد. یک دستگاه معمولی <sup>۲۰</sup> شامل یک بستر یاقوت کبود با ضخامت ۴۰۰ میکرومتر است که بر روی هر دو صورت جلا داده شده، الکترودهای فلزی (طلاء، مولیبدن یا الومینیوم در این مطالعه)، و یک مبدل اکسید روی. به نظر می‌رسد که مولیبدن بهترین الکترود است، علیرغم داشتن مقاومت الکتریکی بالاتر. دلیل آن این است که مولیبدن تطبیق صوتی بهتری با زیرلایه دارد و همچنین بهترین لایه پایه برای رشد  $ZnO$  است. بهترین دستگاه از

## ۴۴ High overtone Bulk Acoustic Resonator (HBAR)

این مطالعه دارای  $fQ = ۱۰^{۱۳} \times ۴۴۹$  بود.

یکی از کاربردهای جالب HBAR به عنوان یک نوسان ساز محلی برای ساعت‌های اتمی در مقیاس تراشه است [۲۱]. الزامات چنین نوسانگر اندازه کوچک،  $Q$  بالا، پایداری بالا، مصرف برق کم و نویز فاز کم است. HBAR به طرز قابل تحسینی با این مشخصات مطابقت دارد. دستگاه انتخاب شده دارای ویژگی‌هایی با الکترودهای آلومینیومی مشابه مواردی بود که در بالا توضیح داده شد. انحراف آن  $۱۰^{-۹} \times ۱/۵$  در یک ثانیه داشت، در حالی که نوسانگر قفل شده بهبسته فیزیکی در یک ثانیه به  $۱۰^{-۱۰} \times ۱/۵$  پایدار بود. تمام مشخصات دستگاه مورد نیاز رعایت شده است.

۲. تشدید کننده‌های موج لامب. همانطور که قبلاً ذکر شد، امکان گسترش تشدید کننده‌های کوارتز به فرکانس‌های بالاتر برای کاربردهای زمان بندی وجود ندارد و تشدید کننده‌های SAW دارای  $Q$  بسیار پایین در محدوده گیگاهرتز برای این کاربرد هستند. علاوه بر این، مطلوب است که راه حل موفق با مدارهای CMOS هم برای ملاحظات الکترونیکی و هم اندازه یکپارچه شود. مشخص شده است که تشدید کننده‌های موج لامب  $AlN$  جبران شده حرارتی راه حل بالقوه‌ای را ارائه می‌دهند [۲۲]. هدف دستیابی به نویز فاز کم ( $Q$  بالا) و مراجع فرکانس رانش کم بود. ساختارهای موج لامب متشکل از  $۰/۵\% SiO_2$  میکرومتر فیلم  $AlN$  که از نظر حرارتی توسط پایین برای IDT‌ها و تنظیم  $۰/۵\% h/\lambda$  برای مود  $S$ ،  $K^3 > ۲\%$  بالا به دست آمد. سرعت صدای بالای این مود به دلیل پهنه‌ای خط بزرگتر امکان دستیابی به فرکانس‌های بالاتر و پاشندگی سرعت پایین را می‌دهد به این معنی است که دستگاه به تغییرات ضخامت حساس نیست، که یک نگرانی مهم FBAR استاندارد است. عملکرد نهایی دستگاه بسیار جالب بود زیرا یک  $TCF = ۴/۲ ppm/K$  در محدوده فرکانس کامل  $۱۰۰$  مگاهرتز تا یک گیگاهرتز به دست آمد.

۳. کوارتز MEMS [۲۳]. جستجوی فیلترها و نوسانگرهای فرکانس بالا برای برنامه‌های ارتباطی مانند دستگاه‌های تلفن همراه و GPS بسیار رقابتی است و برای هر پیشرفته مانند (۱) یا (۲) بالا، بهزودی یک رقیب ظاهر می‌شود. در این مورد، پیشرفت‌ها در میکروساخت و MEMS توسعه تشدیدگرهای کوچک کوارتز-آنچیپ را امکان‌پذیر کرده است، که دری را برای ادغام آرایه‌های فیلتر و نوسانگر روی تراشه در محدوده فرکانس VHF تا UHF باز می‌کند. فناوری MEMS به کار رفته در تشدید کننده‌های حالت برشی AT-cut رزوناتورهایی با فرکانس‌های اصلی نزدیک به  $۳$  گیگاهرتز با  $fQ \sim ۱/۴ \times ۱۰^{۱۳}$  تولید می‌کند، که نزدیک به حد نظری است. با کاهش تنش‌های پیوند در سطح مشترک کوارتز و سیلیکن، حفظ حساسیت دمایی تشدیدگرهای کوارتز استاندارد AT-cut ممکن است. نوسانگرهای مدل در فرکانس  $۲۲۵$  مگاهرتز برای ارائه اثبات اصل ساخته شدند، و دستگاه جبران کننده دما دارای انحراف آن در حدود  $۲ \times ۱۰^{-۹}$  در زمان میانگین یک ثانیه بود. فیلترهای کریستالی یکپارچه دو قطبی در فرکانس مرکزی  $۲۰۶$  مگاهرتز دارای افت عبوری  $۰/۳۵$ - دسی‌بل و پهنه‌ای  $۰/۰۴\%$  پیش بینی شده را نشان دادند. به نظر می‌رسد که فناوری کوارتز MEMS

برای سیستم‌های ارتباطی که به کانال‌های فرکانس متعدد، توان کم و اندازه کوچک نیاز دارند، در دسترس است.

۴. قابل تنظیم [۲۴]. داشتن یک دستگاه FBAR قابل تنظیم مزایای زیادی خواهد داشت. از نقطه نظر کاملاً ساخت، می‌توان از آن برای جبران اثرات طول عمر، انجام تنظیمات پس از ساخت، و به‌ویژه، جبران هرگونه خطأ در ضخامت هر یک از لایه‌های FBAR استفاده کرد. به‌طور کلی، از منظر برنامه‌های کاربردی، فیلترهای فرکانس قابل تنظیم می‌توانند برای عملکرد در باندهای فرکانسی مختلف مورد استفاده قرار گیرند که باعث کاهش تعداد اجزا در دستگاه‌های تلفن همراه می‌شود. در حالی که با استفاده از تنظیم حرارتی، سفت شدن پیزوالکتریک توسط میدان‌های کاربردی و خازن‌های قابل تنظیم، پیشرفت‌هایی حاصل شده است، رویکرد حاضر بر اساس مواد ذاتا قابل تنظیم، لایه‌های نازک  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  (BST) است. یک بایاس DC برای القای رزونانس صوتی توسط اثر الکترواستریکتیو اعمال می‌شود. یک دستگاه آزمایشی با استفاده از فناوری میکروساخت Si با یک فیلم ۶۵ نانومتری BST ساخته شد. مدل مورد استفاده، وابستگی بایاس DC را به‌دلیل اثر بایاس مستقیم روی  $K_{BST}$ <sup>۳۳</sup> و VBST پیش‌بینی کرد. فرکانس‌های رزونانس و ضد تشحید به ترتیب اثر تنظیمی  $24\%$  و  $6\%$  را در فرکانس کاری  $285$  گیگاهرتز و میدان بایاس  $615$  کیلوولت بر سانتی‌متر نشان دادند.  $Q$  دستگاه در فرکانس تشحید حدود  $20^{\circ}$  بود. در نتیجه توسعه آینده دستگاه‌های FBAR قابل تنظیم با اندازه کاهش یافته انتظار می‌رود.

#### ۴.۴.۱۵ مقایسه RF و SAW برای کاربردهای

این بخش بر اساس یک مطالعه عمیق اخیر توسط آگنر [۳۳] است. این آزمایش‌ها به‌ویژه جالب است زیرا با جزئیات قابل توجهی ملاحظات بی‌شماری را که در انتخاب یک فناوری نسبت به فناوری دیگر مطرح می‌شود، توسعه می‌دهد. این به‌سادگی یک تصمیم برای پاسخ نیست، و انتخاب ممکن است به‌شدت به برنامه خاص در دست بستگی داشته باشد، به‌طوری که در یک گوشی SAW ممکن است راه حل برای یک جزء و FBAR برای دیگری باشد.

SAW در ۲۰ سال گذشته در تلفن‌های همراه استفاده شده است. SAW همچنین در حال توسعه دائمی بوده است که منجر به بسته‌های کوچکتر، عملکرد بهتر و کاهش هزینه قابل توجه برای یک فناوری ذاتاً کم هزینه شده است. بنابراین SAW تبدیل به یک هدف سریع برای رقبای خود شده است. ما دیدیم که MEMS کاملاً آماده برای جابجایی SAW نیست. در مورد FBAR چطور؟ ما در اینجا از اصطلاح FBAR به معنای عام استفاده می‌کنیم تا هم پشتیبانی هوا<sup>۳۴</sup> و هم هندسه SMR را شامل شود. به‌نظر می‌رسد که FBAR چندین مزیت کارائی دارد و فناوری نیز به سرعت در حال بهبود است. دو فناوری SAW و FBAR

<sup>۳۳</sup>Aigner

<sup>۳۴</sup>Air-backed

در دو سطح با هم مقایسه خواهند شد: (۱) اقتصاد فرآیند ساخت و قابلیت ساخت، و (۲) عملکرد و کارائی.

۱. تکنولوژی ساخت: اولین مورد توجه تعداد مراحل پوشش<sup>۳۵</sup> است. SAW در اینجا برنده می‌شود. از نظر تاریخی، فقط یک مرحله مورد نیاز بود، اگرچه طرح‌های پیشرفته‌تر SAW به تا لایه ماسک نیاز دارند. همچنین، لیتوگرافی SAW یک مسئله در پهنای خطوط ۲ تا ۴ گیگاهرتز است، زیرا این با  $0.4\%$  میکرومتر مطابقت دارد، و در حال حاضر انجام این کار سخت و گران است. دو مرحله مهم SAW عبارتند از: (۱) IDT‌های حکاکی، که توسط لایه‌های فیلم فلزی (Al-Cu)<sup>۳۶</sup> افشاره شده که توسط یون‌های واکنشی الگوبرداری شده اند و (۲) بلند کردن، که در آن یک بستر بکر با مقاومت نوری پوشانده شده و برای رسوب فلز بعدی طرح ریزی شده است.

از طرف دیگر، فرآیندهای FBAR معمولاً به ۹ - ۱۳ لایه ماسک نیاز دارند. این با این واقعیت جبران می‌شود که FBAR در ابعاد جانبی خود بسیار کمتر از SAW دقیق است. قبل از اینکه شده بود که این ضخامت است که برای فرکانس دستگاه‌های FBAR مهم است. این بهنوبه خود به‌این معنی است که بسیاری از مراحل در FBAR حیاتی هستند زیرا خطاهای ضخامت می‌توانند فرکانس را کاهش دهند. بنابراین نیاز به اصلاح فرکانس و کنترل دقیق ضخامت وجود دارد. همچنین، هیچ گونه زبری، دانه بندی یا تغییر جهت لایه‌ها نباید وجود داشته باشد. حکاکی کردن بیش از حد می‌تواند نتایج فاجعه باری بر روی لایه‌های مجاور داشته باشد.

دومین مورد توجه فرآیند مربوط به مواد زیرلایه است. کوارتز، لیتیوم تانتالیت و لیتیوم نیوبات اغلب برای SAW استفاده می‌شوند. آنها به خوبی درک و به راحتی کنترل می‌شوند. مواد و برش را می‌توان برای به‌دست آوردن تغییر در  $K^3$  از  $0.5\%$  تا  $15\%$  تغییر داد. هزینه‌های زیرلایه کاهش یافته است و اکنون بسیار پایین است (به عنوان مثال، حدود ۴۰ دلار برای ویفر لیتیوم تانتالات  $100$  میلی‌متری)، اگرچه نرخ شکستگی بسیار بالاتر از سیلیکون است. برای FBAR، بستر فقط یک پلت فرم پشتیبانی است، مانند دی‌الکتریک با ثابت دی‌الکتریک کم و تلفات کم. سیلیکون با مقاومت بالا کاملاً مناسب است. مواد دیگر شامل لایه‌های نازک هستند

در حالت تعادل، مزیت فرآیند در حال حاضر به SAW می‌رسد.

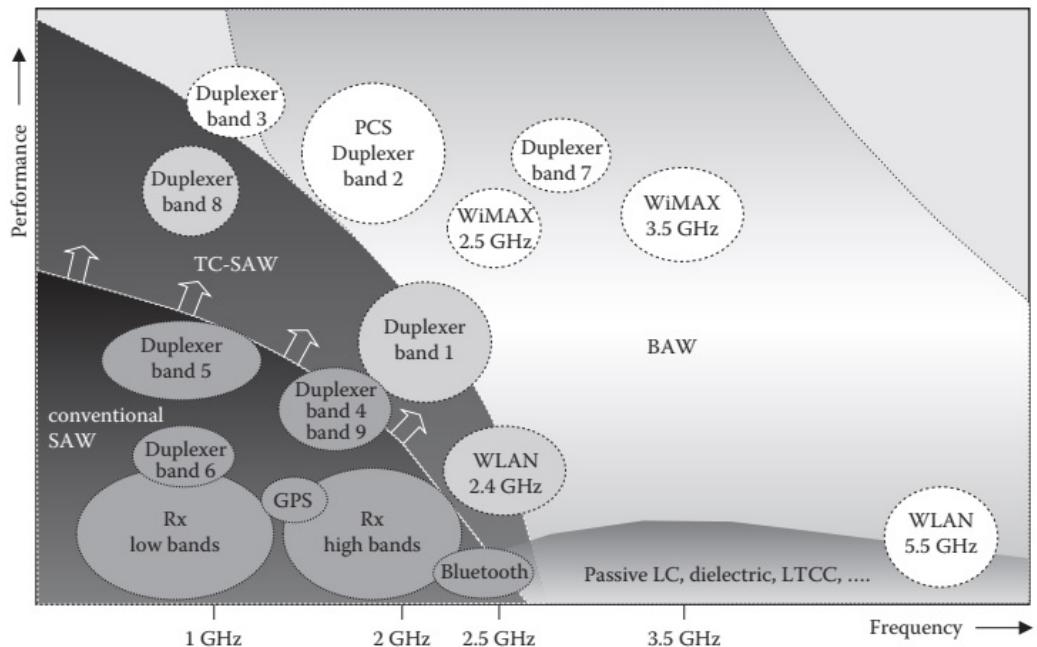
۲. عملکرد و کارائی: به‌طور کلی SAW همه کاره و کم هزینه است و بنابراین برای طیف وسیعی از کاربردها مناسب است. FBAR در جاهایی که تلفات کم، گزینش پذیری و فرکانس‌های بالا مهم هستند به بهترین وجه استفاده می‌شود. بنابراین اینکه کدام فناوری انتخاب می‌شود به‌شدت به کاربرد بستگی دارد. یک مقایسه دقیق را می‌توان بر اساس تعداد زیادی از معیارهای مرتبط انجام داد، که به‌شرح زیر است:

- تطبیق از یک سیگنال به یک سیگنال متعادل. SAW بسیار خوب است، در حالی که FBAR به یک CRF ویژه نیاز دارد. و مزیت SAW است.

<sup>۳۵</sup>Masking

<sup>۳۶</sup>Sputtered

- تطبیق امپدانس. SAW را می‌توان به راحتی با  $50\text{ }\Omega$  اهم در داخل و  $100\text{ }\Omega$  یا  $200\text{ }\Omega$  اهم خارج تطبیق داد. FBAR به  $50\text{ }\Omega - 5\text{ }\Omega$  اهم CRF نیاز دارد، بنابراین بدون نیاز به شبکه تطبیق که مزیت SAW است.
- پهنهای باند نسبی. می‌دانیم که پهنهای باند به اندازه  $K^2$  متفاوت است و برای یک باند گذر مسطح و حذف باند عریض خوب به  $K^2$  بالا نیاز داریم. SAW در این زمینه رضایت بخش است. برای AlN-FBAR دارای  $K_{max}^2 = 7/5\%$  است که مربوط به پهنهای باند  $4/3\%$  است، و می‌توانیم از یک CRF تنظیم شده برای باند وسیع‌تر استفاده کنیم. یک معاوضه بین پهنهای باند نسبی و شیب دامن وجود دارد.
- شیب دامن در مقابل افت عبوری. FBAR به دلیل  $Q$  بالاتر و مقاومت سری پایین بسیار عالی است. SAW به خصوص در فرکانس‌های بالا مشکل دارد که دستگاه‌های FBAR باید آبشاری شوند. مزیت SAW باید بازتابنده بالایی  $SiO_2$  جبران شود.
- اثرات دما (TCF): در مورد مواد SAW، کوارتز خوب است اما  $K^2$  بسیار پایین است. لیتیوم تانتالات و لیتیوم نیوبات دارای TCF بسیار بالایی هستند. این بدان معنی است که SAW برای دوبلکس‌ها مشکل دارد زیرا دامن‌ها با دما تغییر می‌کنند. FBAR دارای  $Q$  بالاتر و TCF پایین‌تر است که می‌تواند توسط یک لایه بازتابنده بالایی  $SiO_2$  جبران شود. مزیت FBAR.
- اثرات غیر خطی. اینها را می‌توان به اندازه کافی برای SAW و FBAR کنترل کرد.
- کنترل قدرت. این یک ویژگی بزرگ FBAR است. چگالی توان کمتر از SAW است زیرا توان در کل ساختار بهتر توزیع می‌شود. سیلیکون رسانایی حرارتی بسیار بهتری نسبت به لیتیوم تانتالات دارد، بنابراین لیتیوم ممکن است نقاط داغ ایجاد کند. SAW همچنین در انگشتان باریک در معرض مهاجرت الکتریکی و استرس است. در واقع، طول عمر IDT به‌ازای هر  $10K$  افزایش دما به نصف کاهش می‌یابد. نتیجه این است که FBAR در توان‌های بالاتر کار می‌کند و عملکرد دمای بالا بهتری دارد، که مزیت خالص برای FBAR است.
- مقاوم بودن. آسیب‌های الکترواستاتیکی در اینجا مورد توجه قرار می‌گیرد. SAW به‌لیل شکاف باریک بین انگشتان ضعیف است، بنابراین محافظت لازم است. FBAR قدرت دی‌الکتریک خوبی دارد. رطوبت و اثرات محیطی نیز مهم هستند. SAW به‌خوبی باید به صورت هرمتیک مهر و موم شود. با FBAR، به‌دلیل ساختار عمودی، می‌توان از یک لایه غیرفعال دور شد، که مزیت خالص برای FBAR است.
- برخی از چالش‌های رایج شامل موارد زیر است: (۱) حکاکی کردن پرتو یون موضعی برای برش فرکانس. (۲) بهینه سازی مواد. هر دو با استفاده از مواد امپدانس بالا برای افزایش بازتاب انگشت در مورد SAW و بازتاب پشتیه برآگ برای FBAR سود می‌برند. تنگستن و مولیبدن برای بازتابنده‌های FBAR و SAW مفید هستند، در حالی که همچنین دارای TCF مثبت بالایی است.



شکل ۱۰.۱۵: فضای کاربردی برای فیلترهای فرکانس رادیوئی

و (۳) بسته بندی در سطح ویفر، که توسط هر دو فناوری برای کاهش اثر استفاده می‌شود.

#### ۵.۴.۱۵ نتیجه‌گیری‌ها و دیدگاه‌ها

از موارد قبل، نتیجه می‌شود که FBAR جایگاه طبیعی خود را (برخی حتی آن را «برنامه قاتل» نامیده‌اند) در فیلترهای دوبلکس RF و عموماً در فرکانس‌های بالا پیدا می‌کند. برای کاربردهای تلفن همراه این دستگاه‌ها، فیلترهای سرامیکی بیش از حد حجمی هستند و فیلترهای SAW به‌طور فزاینده‌ای سخت می‌شوند که به صورت رقابتی بالاتر از یک گیگاهرتز ساخته شوند، جایی که عملکرد نسبت به FBAR کاهش می‌یابد. SAW عموماً از نظر هزینه کمتر و زیر یک گیگاهرتز همه کاره‌تر است، در حالی که اندازه تراشه FBAR در اینجا افزایش می‌یابد. شکل (۱۰.۱۵) وضعیت را خلاصه می‌کند، و بحث نشان می‌دهد که این دو فناوری مکمل یکدیگر خواهند ماند نه اینکه یکی جایگزین دیگری در سراسر صفحه کار شود.

## ۵.۱۵ مبدل‌های خازنی CMUT

این بخش تغییر قابل توجهی در تاکید<sup>۳۷</sup> ایجاد می‌کند، زیرا به مسابقه فرکانس‌های گیگاهرتز و فراتر از آن مربوط نمی‌شود. در عوض، با مبدل‌های فرکانس پایین با باند گسترده سروکار دارد که توسط همان تکنیک‌های میکروالکترونیک و MEMS با استفاده از فناوری سیلیکون توسعه یافته در ادامه این فصل ساخته شده‌اند. مشاهده می‌شود که چنین مبدل‌هایی رقیب مستقیم مبدل‌های پیزوالکترونیکی هستند که در جای دیگر کتاب ذکر شده است. به طور خلاصه، مزایای آنها به شرح زیر است: (۱) ایجاد شکاف‌های زیر میکرونی با استفاده از MM. این میدان‌های الکتریکی مرتبه  $10^8 V/cm$  و  $1 \rightarrow K$  را فراهم می‌کند. (۲) مبدل‌های تولید شده توسط میکروالکترونیک استاندارد و فناوری MEMS. و (۳) در نتیجه (۲)، آنها را می‌توان کوچک کرد و به راحتی یکپارچه کرد.

از نظر تاریخی، این نوع مبدل توسط هاچینز و همکاران<sup>۳۸</sup> [۲۵] برای مبدل‌های خازنی توسعه داده شد که از برخی اما نه همه ریزماشین‌کاری‌ها و توسط گروه استنفورد<sup>۳۹</sup> [۲۶] برای دستگاه‌های ریزماشین‌شده کامل استفاده می‌کنند. بیشتر کار CMUT توسط گروه دوم رهبری شده است و بحث تا حد زیادی بر اساس نتایج آنها خواهد بود. زمانی که امکان تولید حفره‌های مهر و موم شده بوجود آمد، ساخت آرایه‌هایی با عناصر زیاد امکان‌پذیر شد و این تاکید فعلی با تمرکز اصلی بر تصویربرداری پزشکی است. این کار بسیار در حال پیشرفت بوده و کاربردهای زیادی هم در فراضوت پزشکی و هم در NDE پیش‌بینی شده است.

واحد اصلی CMUT یک خازن صفحه موازی با فاصله حدود یک میکرون از هم است. الکترود پایینی یک ناحیه به‌آرامی ناخالص شده روی بستر عایق است، در حالی که الکترود آلومینیومی بالایی روی یک غشای نیترید سیلیکونی قرار گرفته که می‌تواند توسط میدان‌های الکتریکی اعمال شده تغییر شکل دهد. یک میدان بایاس DC برای ثبیت موقعیت تعادلی غشاء اعمال می‌شود و میدان AC اعمال شده روی آن قرار می‌گیرد، موقعیت غشاء را تعديل کرده و بنابراین امکان تولید و تشخیص امواج صوتی را فراهم می‌کند. واضح است که مجموع دامنه‌های DC و AC برای عملکرد به‌این روش باید کمتر از ولتاژ فروپاشی باشد. یک دستگاه CMUT واقعی معمولاً از بسیاری از سلول‌های مشابه از این نوع تشکیل شده است.

### ۱.۵.۱۵ تکنولوژی ساخت cmut

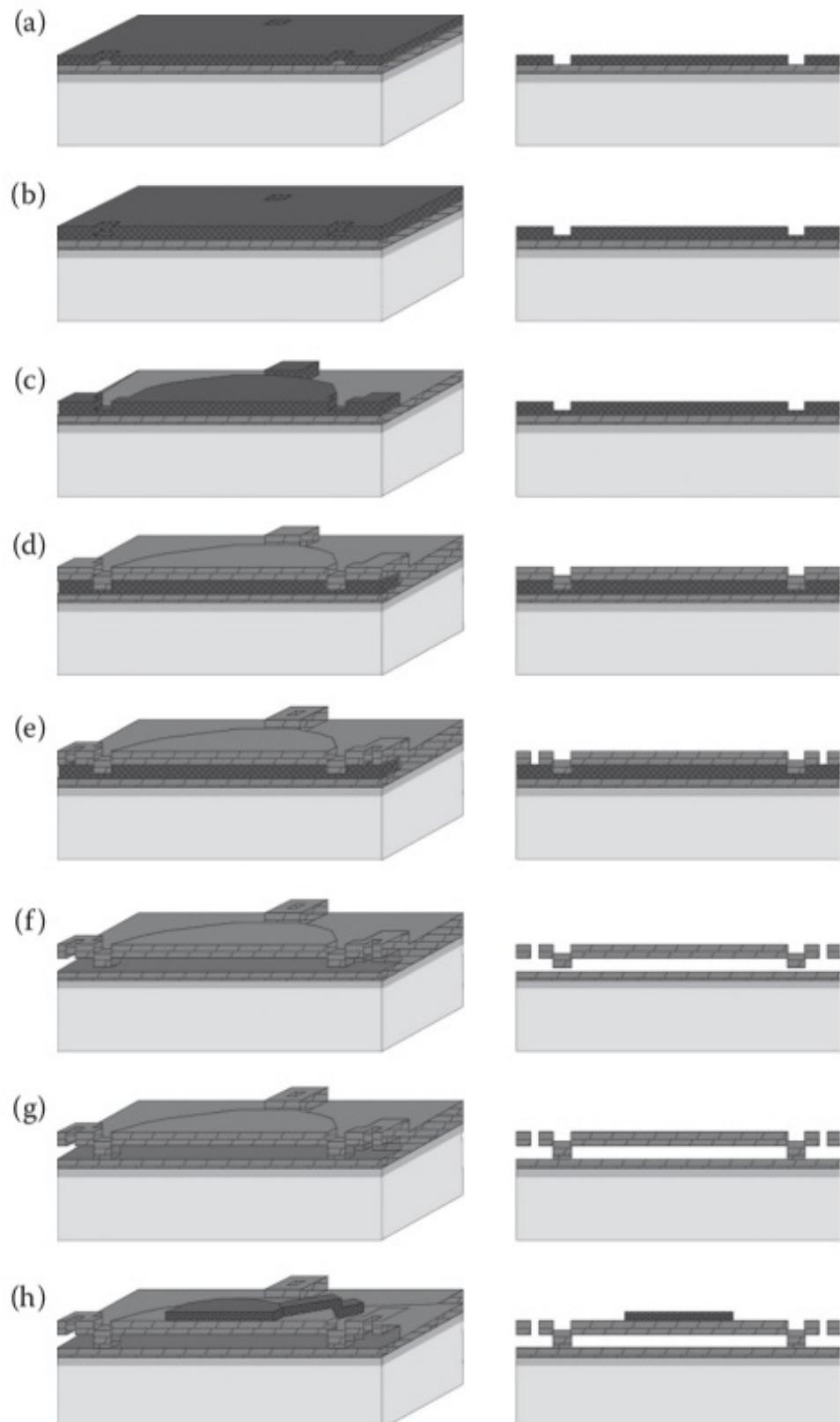
فناوری استاندارد برای دهه اول CMUT‌ها (۱۹۹۴–۲۰۰۵) استفاده از ریزماشین کاری سطح سیلیکونی با فرآیند آزادسازی قربانی بود<sup>۳۷</sup>. فرآیند ساخت در شکل (۱۱.۱۵) نشان داده شده است. مراحل اصلی به شرح زیر است:

- با بستر خالی شروع می‌شود.

<sup>۳۷</sup>Emphasis

<sup>۳۸</sup>Hutchins et al.

<sup>۳۹</sup>Stanford group



شکل ۱۱.۱۵: فرآیند آزادسازی قربانی با غشاء ساری بسته، رسوب  $Si_3N_4$  LPCVD. (الف) ناخالص ساری بسته، رسوب لایه توقف حکاکی، رسوب لایه قربانی اول و الگو سازی. (ب) مناطق ارتفاع کanal حکاکی کاهش یافته است. (ج) تعریف منطقه فعال. (د) رسوب غشایی. (ه) تعریف سوراخ حکاکی لایه قربانی و حکاکی  $Si_3N_4$ . (و) رهاسازی غشاء در KOH. (ز) آب بندی غشایی با رسوب بیشتر  $Si_3N_4$ . (ح) رسوب و الگو دهی الکترود بالایی.

- روی لایه قربانی رسوب داده می‌شود.
- رسوب غشاء بر روی لایه قربانی صورت می‌گیرد.
- لایه قربانی را حکاکی می‌شود.
- دستگاه ممکن است روی همان بستر مدار CMOS باشد یا نباشد. اگر روی همان باشد، باید از فرآیند دمای پایین استفاده شود، در حالی که اگر CMOS روی بستر دیگری باشد، می‌توان از فرآیند دمای بالا استفاده کرد.

برخی از جزئیات فنی به شرح زیر است. بستر یک ویفر سیلیکونی است که نزدیک به سطح ناخالص شده تا الکترود پشتی را تشکیل دهد. یک لایه توقف حکاکی از  $Si_3N_4$  نوسط LPCVD تشکیل می‌شود. ضخامت آن از ۱۰۰ نانومتر بیشتر نیست تا به میزان قابل توجهی به ظرفیت دستگاه اضافه نشود. لایه قربانی پلی‌سیلیکون است. برای تعیین شکل غشا و کانال‌های حکاکی از فوتولیتوگرافی و حکاکی خشک استفاده شود. غشاء می‌تواند دایره‌ای یا شش ضلعی باشد. رسوب غشاء حیاتی است.  $Si_3N_4$  ساخته شده توسط LPCVD در دمای ۷۸۵ درجه سانتیگراد است. سوراخ‌های کوچکی در  $Si_3N_4$  برای حکاکی KOH باز می‌شود تا به لایه قربانی برسد. این ممکن است چند روزی طول بکشد. عملیات نهایی شامل الکترودهای پوزینگ<sup>۴۰</sup>، اتصالات متقابل و احتمالاً بازپخت می‌باشد.

فرآیند مدرن ساخت CMUT با استفاده از پیوند ویفر ساده‌تر و انعطاف‌پذیرتر است. اتصال سیلیکونی یک فناوری اثبات شده است و به خوبی با مشکل سازگار است. این یک فرآیند با دمای بالا است و پیوندهای کووالانسی بین ویفرهای سیلیکونی هرمتیک، پایدار می‌شوند و تقریباً مواد تک کریستالی کامل تولید می‌کنند. این یک فرآیند ساده و قابل تکرار است که شامل دو مرحله است که در شکل (۱۲.۱۵) نشان داده شده است:

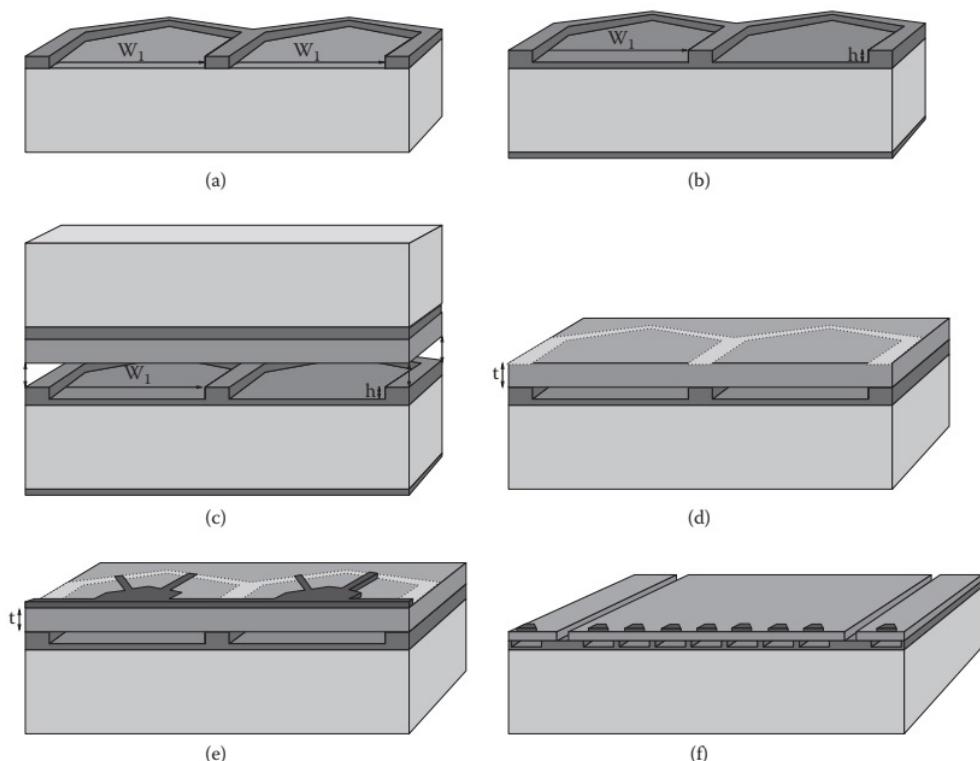
ویفر اولیه: برای تشکیل حفره، مراحل زیر مورد نیاز است:

- لایه‌ای از اکسید حرارتی
- لیتوگرافی برای تعریف حفره
- حکاکی (خشک یا تر)
- لایه دیگری از اکسید حرارتی برای جلوگیری از اتصال کوتاه شدن.

### تشکیل غشاء لرزان

- ویفر SOI در خلاء با ویفر اولیه تماس پیدا کرد و در دمای ۱۱۰۰ درجه سانتیگراد آنلیل شد تا پیوند کووالانسی تشکیل شود. این مرحله غشاء را مشخص می‌کند.
- دسته SOI را برداشته تا غشا آزاد شود: مراحل حکاکی در یک لایه اکسید مدفون هستند.
- نصب الکترودها و اتصالات.

<sup>۴۰</sup> Posing Electrodes



شکل ۱۲.۱۵: تکنیک پیوند ویفر برای ساخت CMUT. (الف) اولین مرحله اکسیداسیون حرارتی و تعریف حفره با فوتولیتوگرافی و حکاکی. (ب) اکسیداسیون حرارتی دوم برای ایجاد لایه عایق. (ج) پیوند مستقیم سیلیکونی ویفر اصلی طرح دار به ویفر SOI بدون طرح. (د) برداشتن دسته و لایه BOX ویفر SOI برای آزاد کردن غشها. (ه) تعریف تماس با زمین، رسوب الکترود بالایی، و الگوسازی. (و) تعریف عنصر با فوتولیتوگرافی و حکاکی سیلیکون.

به طور خلاصه، استفاده از باندینگ ویفر تعداد ماسک‌ها را کاهش می‌دهد، زمان را کاهش می‌دهد و مشکلات کیفیت غشاء را همراه با بازدهی بهتر، حل می‌کند.

## ۲.۵.۱۵ افزایش عملکرد CMUT‌ها

یکی از اولین کارهایی که برای مشخص کردن یک CMUT باید انجام داد، تعیین ضریب تزویج الکترومکانیکی آن و وابستگی آن به پارامترهای مبدل است. این موضوع به تفصیل در یارالیوگلیو<sup>۴۱</sup> و همکاران<sup>[۲۸]</sup> در نظر گرفته شده است. با شروع از تعریف اولیه  $k_T = U_{tot}/U_{mech}$  که در آن  $U_{tot} = U_{elec} + U_{mech}$  است. از معادله (۴۷.۱۱)  $k_T = K^2/(1+K^2)$  داریم. یک احساس بصری برای رفتار  $k_T$  را می‌توان از نتیجه سنتوریا<sup>۴۲</sup><sup>[۲۹]</sup> برای یک خازن صفحه موازی دو پایانه سیگنال کوچک به دست آورد، که در آن نشان داده شده است که

$$k_T = \frac{2x}{d_0 - x} \quad (۴.۱۵)$$

که در آن  $d_0$  فاصله اولیه شکاف در بایاس صفر و  $x$  جابجایی صفحه بالایی به دلیل بایاس اعمال شده است. از این رو،  $k_T$  در ابتدا صفر است و هنگامی که صفحه بالایی روی الکترود پایینی فرو می‌ریزد، به طور یکنواخت با بایاس نسبت به یک افزایش می‌یابد. محاسبات انجام شده در یارالیوگلیو و همکاران<sup>[۲۸]</sup> بر اساس فرمولی از خازن‌های ثابت و آزاد به ترتیب  $C^S$  و  $C^T$  هستند، که در آن

$$k_T = 1 - \frac{C^S}{C^T} \quad (۵.۱۵)$$

و  $C^S$  و  $C^T$  با روش اجزای محدود محاسبه شدند. منحنی‌های محاسبه شده خازن و ضریب تزویج با نتایج تجربی برای CMUT متشکل از ۴۹۰۰ غشا مقایسه شد. توافق خوبی در بیشتر منحنی به دست آمد. سقوط بیش از یک افزایش ناگهانی نزدیک به حداقل بایاس اعمال شده مشاهده شد. حداقل  $k_T$  مشاهده شده ۸۵٪ بود و این به عنوان نقطه فروپاشی تفسیر می‌شود.

یک رژیم جایگزین<sup>[۳۰]</sup> پیشنهاد شد که در آن غشاء ابتدا با ولتاژی بالاتر از ولتاژ فروپاشی بایاس می‌شود، جایی که غشاء بر روی زیرلایه فرو می‌رود. سپس بایاس به مقداری بین نقطه فروپاشی و "بهبود سریع"<sup>۴۳</sup> کاهش می‌یابد، که ولتاژ کاهش بایاس است که در آن بخش بیرونی غشاء از زیرلایه آزاد می‌شود و مرکز همچنان به آن متصل است. سپس یک ولتاژ  $AC$  اعمال شده باعث ایجاد ارتعاش در یک حلقه متعدد مرکز با مرکز می‌شود. مطالعات شبیه‌سازی نشان داد که راندمان تزویج در این رژیم نسبت به رژیم استاندارد درست زیر فروپاشی بالاتر بود. مطالعه بعدی<sup>[۳۱]</sup> نتایج تجربی را برای رژیم مرسوم و حالت خراب کار مقایسه کرد. نتایج برای اندازه‌گیری ظرفیت در غوطه‌وری در روغن و هوا و شبیه‌سازی در هوا به دست آمد. شبیه‌سازی، رژیم مرسوم را برای عملکرد

<sup>۴۱</sup>Yaralioglu

<sup>۴۲</sup>Senturia

<sup>۴۳</sup>Snapback

زیر ولتاژ فروپاشی و عملکرد در رژیم فروپاشی بین ولتاژ بهبود سریع و ولتاژ شکست را نشان می‌دهد. نتایج تجربی همان ویژگی‌های کلی شبیه‌سازی را نشان می‌دهد. شبیه‌ها در دو منطقه انتقالی بی‌نهایت نیستند، زیرا حدود ۵۰۰۰ عنصر در دستگاه وجود دارد و همه آنها دقیقاً در یک لحظه فرو نمی‌ریزند و باز نمی‌گردند. این شبیه‌سازی همچنین یک منطقه بازگشتی در حدود ۴۰ درصد از انتقال فروپاشی را پیش‌بینی می‌کند، که تقریباً همان چیزی است که مشاهده می‌شود. مطالعه کامل افزایش راندمان انتقال در عملیات فروپاشی و افزایش پهنای باند را نشان داد.

رونکلیف<sup>۴۴</sup> [۴۲] گزارشی انتقادی از مسائل پیش روی تجاری‌سازی آرایه‌های CMUT برای تصویربرداری پزشکی ارائه کرده است. مشکلات تکنولوژیکی زیادی وجود دارد که باید بر آنها غلبه کرد، از جمله حفظ راندمان کوپلینگ بالا و یکنواخت و سرکوب کوپلینگ بین CMUT‌های مجاور و رزونانس‌های صوتی مرتبط. علاوه بر این، رقابت شدیدی از سوی فناوری بسیار بالغ PZT وجود دارد. با این حال، به‌نظر می‌رسد که فناوری CMUT دارای مزایای ذاتی بسیاری از جمله کوچک سازی، حجم بالا، ساخت کم هزینه و سهولت یکپارچه سازی الکترونیک است. با توجه به‌این ویژگی‌های بسیار مهم، تقریباً به‌طور قطع در آینده نزدیک شاهد پیشرفت‌هایی در زمینه برنامه‌های کاربردی خواهیم بود.

## خلاصه

- MEMS (سیستم‌های مکانیکی میکروالکتریک) ساخته شده با استفاده از میکرو فناوری سیلیکون و حکاکی مرطوب یا خشک برای ریزماشین کاری (MM) یک مرحله مشخص در فرآیند ساخت را تشکیل می‌دهد. اجزای MEMS معمولاً برای ساخت حسگرها و عملگرها استفاده می‌شوند.
- CMOS (مکمل MOS) مدارهای میکروالکترونیکی به فناوری استاندارد برای اکثر تولیدات حجمی در الکترونیک تبدیل شده‌اند. آنها دارای مزایای کم حجم و مصرف انرژی کم هستند.
- MM حجیم شامل MM در قسمت عمده زیرلایه، معمولاً سیلیکون، توسط حکاکی مرطوب یا خشک می‌شود. پیوند ویفر به‌یکی از تکنیک‌های کلیدی مورد استفاده در MM حجیم تبدیل شده است.
- MM سطحی شامل MM از لایه‌های نازک است که بر روی سطح بستر قرار گرفته است. این تکنیک امکان ساخت ساختارهای کوچکتر را فراهم می‌کند که به راحتی در IC‌ها یکپارچه می‌شوند.
- RF MEMS از دستگاه‌های MEMS در فرکانس‌های رادیوئی RF و فراتر از آن استفاده می‌کند. تشدید کننده جزء اصلی مدار مورد علاقه برای کاربردها است.

<sup>۴۴</sup>Ronnekleiv

- ساعت اتمی در مقیاس تراشه (CSAC) نتیجه شروع مداوم ساعت‌های اتمی برای تولید ساعت‌های اتمی کوچک و فوق‌پایدار با مصرف انرژی کم است. این‌ها برای ارائه دستگاه‌های زمان‌بندی با دقت بالا برای کاربران تلفن همراه مورد نیاز خواهند بود.
- FBAR (رزوناتورهای آکوستیک حجیم فیلم) تشدید کننده‌های موج صوتی با فرکانس بالا هستند. از دو هندسه استفاده می‌شود، لایه‌های نازک ایستاده آزاد یا تشدید کننده‌های محکم نصب شده (SMR) که بر روی یک پشته برآگ کاملاً منعکس کننده قرار داده شده روی بستر نصب شده‌اند.
- HBAR (رزوناتور آکوستیک حجیم بالا) از یک مبدل پیزوالکتریک بر روی یک بستر بدون تلفات تشكیل شده است، با مزایای نویز فاز کم و توانایی استفاده در فرکانس‌های حالت بالاتر. به عنوان نوسان‌ساز محلی برای CSAC‌ها استفاده شده است.
- کوارتز MEMS از کوارتز رقیق شده توسط MM برای ایجاد امکان ساخت کوارتز بر روی تشدید کننده‌های تراشه استفاده می‌کند.
- CMUT (مبدل‌های فراصوت میکروماشین شده خازنی) مبدل‌های خازنی هستند که توسط فناوری MEMS تولید می‌شوند. آنها دارای بسیاری از کیفیت‌های مطلوب از جمله هزینه کم، ساخت حجم بالا، مینیاتوری، عملکرد بالا و سهولت یکپارچه سازی با آی‌سی‌ها هستند.

## پرسش‌ها

۱. راه‌های احتمالی رسوب گذاری لایه‌های نازک بر روی بسترهای نیمه‌هادی را با مزایا و معایب نسبی مرور کنید.
۲. مشکلات اساسی در افزایش فرکانس عملکرد دستگاه‌های MEMS چیست؟
۳. روش‌های استفاده از MEMS برای ساخت ریزمحرك‌ها را مرور کنید.
۴. توضیح دهید که چگونه عناصر MEMS می‌توانند برای تکرار عملکرد عناصر مدار الکترونیکی پایه مانند  $L$ ,  $R$ ,  $C$  و غیره استفاده شوند.
۵. عملکرد تشدید کننده‌های کوارتز و MEMS را در مورد پایداری، TCD، طول عمر، ردپا و هر پارامتر مرتبط دیگر مقایسه کنید.
۶. شما باید یک فیلتر میان‌گذر با فرکانس یک گیگاهرتز طراحی کنید که بتواند قدرت بالا را تحمل کند، دارای افت عبوری فوق العاده کم، دارای دامنهای شیب دار و پایداری دمایی عالی باشد. فناوری خود را انتخاب کنید، پارامترهای اصلی را مشخص کنید و رویکرد خود را توجیه کنید.

۷. نحوه استفاده از مبدل‌های CMUT را در ترکیب با یک میله بافر پیشنهاد کنید و عملکرد مورد انتظار آنها را با مبدل PZT مقایسه کنید.
۸. چگونه با استفاده از فناوری MEMS یک میکروموتور فراصوت می‌توان ساخت؟
۹. می‌توان گفت که ردپای سطحی یک پارامتر حیاتی برای SAW است اما برای دستگاه‌های FBAR نه. توضیح دهید.
۱۰. به طور فیزیکی توضیح دهید که چرا از FBAR انتظار دارید اوج (پیک) و میانگین توان بالاتری نسبت به SAW داشته باشد.

# كتاب نامه

- [1] Gardner, J. W., Varadan, V. K., and Awadelkarim, O. O., *Microsensors, MEMS and Smart Devices*, John Wiley & Sons, Chichester, UK, 2001.
- [2] Morgan, D. V. and Board, K., *Introduction to Semiconductor Microtechnology*, John Wiley & Sons, London, 1990.
- [3] Rai Choudry, P., (Ed.), *Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication*, Vols. 1 and 2, SPIE Press, Bellingham, Washington, USA, 1997.
- [4] Sze, S. M., *Semiconductor Devices, Physics and Technology*, John Wiley & Sons, New York, 1985.
- [5] Smith, H. I., Fabrication techniques for surface wave devices, in *Topics in Applied Physics, Acoustic Surface waves*, Vol. 24, Oliner, A. A., Ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
- [6] Nguyen, C. T.-C., MEMS technology for timing and frequency control, *IEEE Trans. UFFC*, 54, 251, 2007.
- [7] Hsu, W.-T., Vibrating RF MEMS for timing and frequency references, in *Proceedings of the 2006 IEEE MIT-S International*, IEEE, New York, 2006, 672.
- [8] Lam, C. S., A review of the recent development of MEMS and crystal oscillators and their impacts on the frequency control products industry, in *Proceedings of the 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Waters, K. R., Ed., IEEE New York, 2008, 694.
- [9] Oita, T. O., RF MEMS: Focusing on the next step, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE New York, 2009, 1173.
- [10] Wang, J., Ren, Z., and Nguyen, C.T.-C., 1.156 GHz self-aligned vibrating micromechanical disc resonator, *IEEE Trans. UFFC*, 51, 1607, 2004.

- [11] Nguyen, C. T.-C., Integrated micromechanical circuits fueled by vibrating RF MEMS technology, in *Proceedings of the 2006 IEEE Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE New York, 2006, 953.
- [12] Rubiola, E., The Leesom effect-Phase noise in *feedback oscillators*, *Frequency Control Tutorial*, www .ieee-uffc.org., 2010.
- [13] Lee, S. and Nguyen, C. T.-C., Mechanically coupled micromechanical arrays for improved phase noise, in *Proceedings of the 2004 IEEE Frequency Control Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2004, 280.
- [14] Lutwak, R., The chip scale atomic clock-recent developments, in *Proceedings of the 2009 IEEE Frequency Control Symposium*, IEEE, New York, 2009, 573.
- [15] Nguyen, C. T.-C. and Howe, R. T., Microresonator frequency control and stabilization using an integrated micro oven, in *Technical Digest 7th International Conference on Solid-state Sensors Actuators(Transducers 93)*, Yokohama, Japan, 1993, 1040.
- [16] Lakin, K. M., Thin film resonator technology, *IEEE Trans., UFFC*, 52, 707, 2005.
- [17] Ruby, R., Review and comparison of bulk acoustic wave FBAR, SMR technology, in *Proceedings of the 2007 IEEE Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2007, 1029.
- [18] Aigner, R., SAW and BAW technologies for RF filter applications: A review of the relative strengths and weaknesses, in *Proceedings of the 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Waters, K. R., Ed., IEEE, New York, 2008, 582.
- [19] Hansen, W. P., Chemically polished high frequency resonators, in *Proceedings of the 1983 IEEE Frequency Control Symposium*, IEEE, New York, 1983, 261.
- [20] Baungartel, L. and Kim, E. S., Experimental optimization of electrodes for high Q, high frequency HBAR, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009, 2107.
- [21] Yu, H., Lee, C.-Y., Pang, W., Zhang, H., Brannon, A., Kitching, J., and Kim, E. S., HBAR-based 3.6 GHz oscillator with low power consumption and low phase noise, *IEEE Trans. UFFC*, 56, 400, 2009.
- [22] Kuypers, J. H., Lin, C.-M., Vigevani, G., and Pisano, A. P., Intrinsic temperature compensation of aluminum nitride lamb wave resonators for multiple frequency references, in *Proceedings of the 2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, IEEE, New York, 2008, 240.

- [23] Kubena, R. L., Stratton, F. P., Chang, D. T., Joyce, R. J., Lim, M. K., and M'Closkey, R. T., MEMS- based quartz oscillators and filters for on-chip integration, in Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium, IEEE, New York, 2005, 122.
- [24] Noeth, A., Yamada, T., Muralt, P., Tagantsev, A. K., and Setter, N., Tunable thin film bulk acoustic wave resonator based on  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  thin, *IEEE Trans. UFFC*, 57, 379, 2010.
- [25] Schindel, D. W., Hutchins, D. A., Zou, L., and Sayer, M., The design and characterization of micromachined air-coupled capacitance transducers, *IEEE Trans. UFFC*, 42, 42, 1995.
- [26] Haller, M. I. and Khuri-Yakub, B. T., A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer, *IEEE Trans. UFFC*, 43, 1, 1996.
- [27] Ergun, A. S., Huang, Y., Zhuang, X., Oralkan, O., Yaralioglu, G. G., and Khuri-Yakub, B. T., Capacitive micromachined ultrasonic transducers: Fabrication technology, *IEEE Trans. UFFC*, 52, 2242, 2005.
- [28] Yaralioglu, G. G., Ergun, A. S., Bayram, B., Haeggstrom, E., and Khuri-Yakub, B. T., *IEEE Trans. UFFC*, 50, 449, 2003.
- [29] Senturia, S. D., *Microsystem Design*, Kluwer Academic, Boston, 2001.
- [30] Bayram, B., Haeggstrom, E., Yaralioglu, G. G., and Khuri-Yakub, B. T., A new regime for operating capacitive micromachined ultrasonic transducers, *IEEE Trans. UFFC*, 50, 1184, 2003.
- [31] Huang, H., Haeggstrom, E., Bayram, B., Zhuang, X., Ergun, A. S., Cheng, C.-H., and Khuri-Yakub, B. T., Comparison of conventional and collapsed region operation of capacitive micromachined ultrasonic transducers, *IEEE Trans. UFFC*, 53, 1918, 2006.
- [32] Ronnkleiv, A., Design modeling of CMUT's for medical imaging, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE New York, 2009, 442.



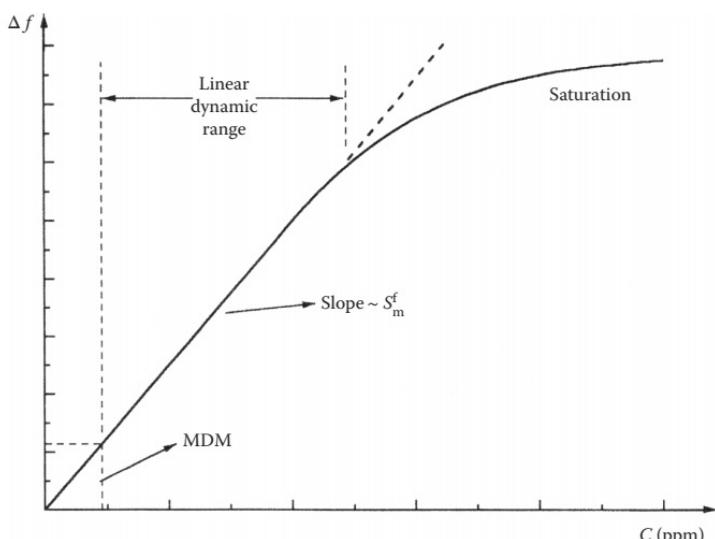
## فصل ۱۶

# حسگرهای آکوستیکی

حسگر وسیله‌ای است برای تشخیص وجود یک ویژگی فیزیکی، شیمیایی یا بیولوژیکی و با انتقال مناسب، کمیت شناسایی شده را به یک سیگنال الکتریکی تبدیل می‌کند. حسگرهای مخلوط کلی، انواع مختلفی دارند، بر اساس سازوکارهای حسی که ممکن است ماهیت الکتریکی، نوری، صوتی، مغناطیسی و غیره داشته باشند. بحث را در اینجا به حسگرهای صوتی محدود می‌کنیم، که دستگاه‌هایی هستند که ویژگی‌های محیطی موج صوتی را مختل می‌کند. به طور سنتی، اندازه حسگرها از دستگاه‌های بسیار کوچک تا بسیار بزرگ متفاوت است. در اینجا ما تمایز بیشتری قائل می‌شویم که تقریباً منحصراً روی ریزحسگرهای صوتی تمرکز می‌کنیم، یعنی آنها بی‌که با تکنیک‌های میکروالکترونیک ساخته شده‌اند و در مدارهای سیلیکونی یا هیبریدی یکپارچه شده‌اند. برخی از ریزحسگرهای رایج‌تر که در این فصل مورد بحث قرار خواهند گرفت، بر اساس هندسه‌های موجبر صوتی مورد بحث در فصل دهم هستند.

ریزحسگرهای صوتی ممکن است به عنوان دستگاه‌های یک یا دو پایانه پیکربندی شوند. یک دستگاه تک پایانه، که فعال است، حاوی یک حلقه بازخورد است که دستگاه را به یک نوسان‌ساز تبدیل می‌کند. همانطور که برای یک حسگر گاز در شکل (۱.۱۶) نشان داده شده است، اغتشاش خارجی سپس به عنوان یک تغییر فرکانس نشان داده می‌شود. دستگاه تک پایانه مزیت سادگی را دارد، اما برخی از اطلاعات از بین می‌رود. این وضعیت در دستگاه غیرفعال دو پایانه که دارای ورودی و خروجی است اصلاح می‌شود. در این مورد، دامنه و فاز را می‌توان اندازه‌گیری کرد، اما نقطه ضعف آن این است که ابزار دقیق و حجمی اضافی برای تبدیل آن به یک حسگر عملی مورد نیاز است. به همین دلیل، اکثر حسگرهای کاربردی در حالت اسیلاتور پیکربندی می‌شوند. شکل (۱.۱۶) منحنی پاسخ حسگر گاز معمولی را نشان می‌دهد. برخی از پارامترهای مهم‌تر مشخص کننده حسگر را می‌توان از این شکل درک کرد. برای سادگی کار در محدوده خطی مطلوب است، اگرچه یک پاسخ غیرخطی را می‌توان با اضافه کردن یک جدول کالیبراسیون جستجو انجام داد. وضوح حسگر، کوچکترین سیگنالی که می‌توان اندازه‌گیری کرد، با حداقل جرم قابل

تشخیص (MDM)<sup>۱</sup> مشخص می‌شود. اغلب توسط نویز الکتریکی در سیستم اندازه‌گیری تعیین می‌شود. تشخیص وضوح از حساسیت ضروری است. دومی متناسب با شیب شکل (۱.۱۶) است. حساسیت ریز‌حسگرهای صوتی در ادامه این فصل به تفصیل بررسی خواهد شد. در نهایت، پارامترهایی مانند برگشت‌پذیری و چرخه‌پذیری ملاحظات عملی مهمی خواهند بود.



شکل ۱.۱۶: پارامترهای حساسیت، وضوح و برد برای یک حسگر آکوستیک معمولی.

این فصل عمدتاً به انواع مختلف تنظیمات صوتی مورد استفاده برای سنجش می‌پردازد. همه این تنظیمات شامل انتشار امواج هدایت شده است. کاربردهای نماینده عمدتاً در حوزه حسگرهای فیزیکی مورد بحث قرار خواهند گرفت. ریز‌حسگرهای شیمیایی و بیولوژیکی آکوستیک از پلتفرم‌های سنجش مشابهی استفاده می‌کنند، اما کاربردهای عملی آن‌ها شامل مسائلی در شیمی و زیست‌شناسی است که در اینجا مرکز بحث نیست.

## ۱.۱۶ تشدید کننده‌های ضخامت-برشی

اینها به طور سنتی میکروبالانس کریستال کوارتز (QCM)<sup>۲</sup> نامیده می‌شوند، اما اصطلاحات فعلی مطابق با بالاترین<sup>۳</sup> و همکاران<sup>۴</sup> به کار می‌روند، که در آن تأکید بر مود آکوستیکی خاص به کار گرفته شده است. مود برشی ضخامت (TSM)<sup>۵</sup> در ابتدا توسط ساوربری<sup>۶</sup> برای اندازه‌گیری ضخامت لایه‌های فلزی رسوب شده بر روی زیرلایه‌ها در خلاء ایجاد شد.

<sup>۱</sup> Minimum Detectable Mass (MDM)

<sup>۲</sup> Quartz-Crystal Microbalance (QCM)

<sup>۳</sup> Ballantine

<sup>۴</sup> Thickness-Shear Mode (TSM)

<sup>۵</sup> Sauerbrey

تشدید کننده TSM در ساده‌ترین شکل خود، یک تشدید کننده ضخامت پیزوالکتریک با برش موج برش با سطوح آزاد است. مبدل در ناحیه‌ای فعال است که توسط میدان الکتریکی بین الکترودهای بالایی و پایینی تنظیم شده است. فرکانس تشدید را می‌توان از شرایطی تعیین کرد که کل تغییر فاز برای بازتاب در سراسر بستر خالی  $2\pi$  باشد که مربوط به تداخل سازنده بین امواج تابشی و بازتاب است. برهم نهی این امواج منجر به جابجایی می‌شود

$$u_x(z, t) = (Ae^{jkz} + Be^{-jkz})e^{j\omega t} \quad (1.16)$$

که در آن  $x$  مختصات در صفحه تشدید کننده و  $z$  در امتداد جهت ضخامت است. تداخل سازنده با شرایط زیر مطابقت دارد

$$2kh_q = 2\pi n \quad (2.16)$$

که منجر به رابطه زیر می‌شود.

$$h_q = n \left( \frac{\lambda}{2} \right) \quad (3.16)$$

و در نتیجه

$$f_n = \frac{nV_s}{2h_s} \quad (4.16)$$

که در آن

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu_q}{\rho_q}} \quad (5.16)$$

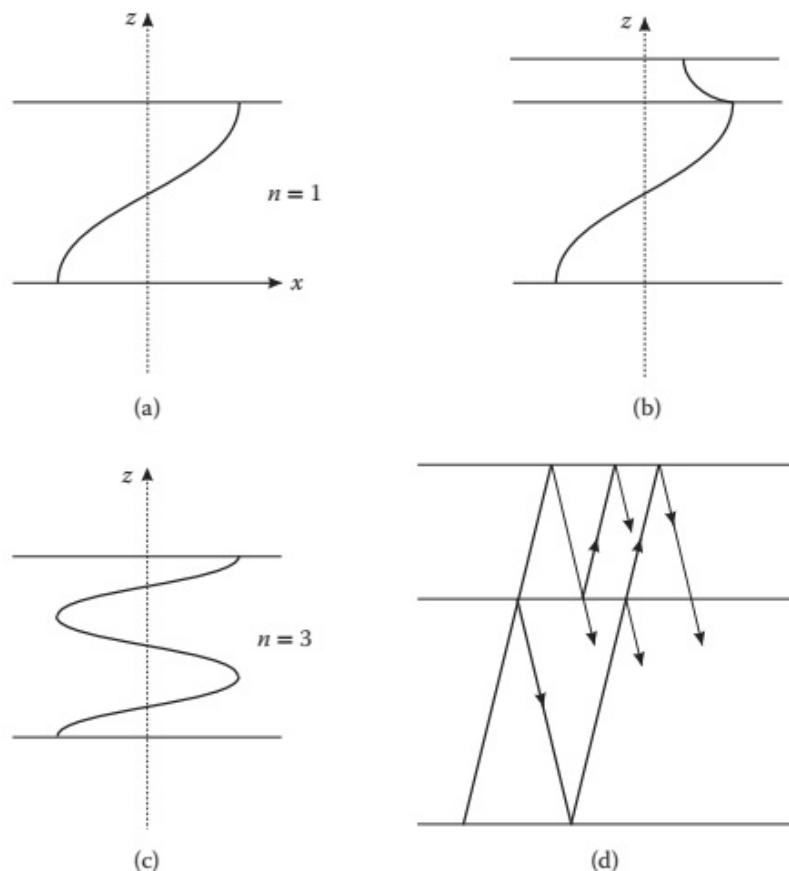
که در آن  $\mu_q$  و  $\rho_q$  به ترتیب مدول برشی و چگالی کوارتز هستند. از این رو، رزونانس‌های صوتی برای مضربهای فرد از نیمی از طول موج آکوستیک رخ می‌دهد. در واقع، به خوبی معلوم است که برای رزوناتورهای پیزوالکتریک، فقط هارمونیک‌های فرد ( $n = 1, 3, 5, \dots$ ) می‌توانند برانگیخته شوند.

تعیین فرکانس رزونانس بهما امکان می‌دهد  $k$  و پروفیل جابجایی را در کریستال محاسبه کنیم. در تشدید، این شامل امواج ایستاده به دلیل بازتاب کامل در سطوح آزاد است. از آنجایی که تنش و جابجایی در درجه دوم هستند و تنش دارای یک گره در سطح بدون تنش است، جابجایی دارای یک پادگره در سطح است. این فرم امواج ایستاده را به صورت زیر تعیین می‌کند

$$u_x(z, t) = u_{xo} \cos(k_N z) e^{j\omega t} \quad (6.16)$$

نمونه‌هایی از جابجایی برای دو مود مرتبه پایین در شکل (۲.۱۶) نشان داده شده است. از آنجایی که جابجایی در سطح حداقل است، تشدید کننده به شرایط سطح (به عنوان مثال، اتم‌های جذب شده یا لایه‌های نازک) بسیار حساس خواهد بود و این اساس استفاده از آن به صورت یک حسگر است. برخی از خواص کلی از شکل محلول به دست می‌آید.

حرکت کاملاً برشی است، به طوری که هیچ تغییری در ضخامت برای کریستال لخت وجود ندارد. این واقعیت که مود برشی است بهاین معنی است که وقتی تشید کننده در یک مایع غوطه‌ور می‌شود، تزویج جابجایی‌های عرضی توسط ویسکوزیته انجام می‌شود که در مقایسه با تزویج ارتعاشات معمولی یا فشاری وجود ندارد. بنابراین در صورت دقت می‌توان از حسگر در فاز مایع استفاده کرد. برخی از مودهای برشی در کوارتز با توجه به تغییرات دما بسیار پایدار هستند که یک ویژگی بسیار مطلوب برای دستگاه آشکارسازی بار جرمی است.



شکل ۲.۱۶: (الف) مشخصات جابجایی در مود اصلی برای یک حسگر TSM. (ب) اصلاح پروفیل جابجایی توسط یک لایه نازک جذب شده. (ج) پروفایل جابجایی هارمونیک سوم برای حسگر TSM. (د) تجزیه و تحلیل بازتاب چندگانه برای امواج صوتی در یک تشید کننده موج صوتی حجیم با یک لایه جذب شده.

حساسیت بارگذاری جرمی دستگاه یکی از مهم‌ترین ویژگی‌های آن به عنوان حسگر است. این در سه سطح مختلف در نظر گرفته خواهد شد، که همه آنها بینشی را به فیزیک مسئله می‌دهند. اولین و ساده‌ترین بحث، فرض می‌کند که جذب جرم اضافه شده معادل افزایش ضخامت تشید کننده است که باعث افزایش طول موج در تشید و در نتیجه

کاهش فرکانس می‌شود. این ملاحظات منجر به تغییر فرکانس می‌شود

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta h_q}{h_q} \quad (7.16)$$

برای یک تشدید کننده کوارتز در مود اصلی خود، این را می‌توان به صورت بازنویسی کرد

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{2f_0 \Delta m}{A \sqrt{\rho_q \mu_q}} \quad (8.16)$$

که در آن

- تغییر فرکانس اندازه‌گیری شده  $\Delta f =$

- فرکانس تشدید بار نشده  $f_0 =$

- جرم اضافه شده  $\Delta m =$

- سطح فعال پیزوالکتریکی  $A =$

این نتیجه برای اولین بار توسط ساوربری<sup>۶</sup> [۲] استنباط شد. تنها زمانی معتبر است که لایه جرمی رسوب شده به اندازه‌ای نازک باشد که جرم به طور مؤثر در پادگره رسوب کند و همچنین اگر ماده اضافه شده از نظر خواص مکانیکی شبیه کوارتز باشد. البته، این شرط دوم به ندرت برآورده می‌شود، و بحث هیچ بینش فیزیکی در مورد مکانیسم درگیر، و همچنین حساسیت نتیجه به خواص جرم اضافه نمی‌دهد.

این کمبودها با یک اصلاحات صوتی دقیق توسط میلر و بولف<sup>۷</sup> [۳] برطرف شده است. بدون پرداختن به تحلیل دقیق ریاضی، می‌توانیم آکوستیک را در این رویکرد به طور سودآور بررسی کنیم. میلر و بولف تشدید کننده کامپوزیت متشکل از کریستال کوارتز و لایه نازک جذب شده را همانطور که در شکل (۲.۱۶)-۵ نشان داده شده است، اصلاح می‌کنند. چگالی، سرعت فاز صوتی و طول بهترتیب با  $V_q$  و  $V_f$  برای کریستال و  $\rho_f$  و  $\rho_q$  برای لایه نازک توصیف می‌شوند. امواج صوتی  $CW$  از سمت چپ برخورد و بازتاب‌های متعددی را در سیستم ایجاد می‌کنند که توسط انتقال با سرعت جزئی ( $T$ ) و انعکاس ( $R$ ) در رابط کنترل می‌شوند، جایی که، همانطور که در فصل هفتم دیدیم،

$$R_{q \rightarrow f} = \frac{Z_q - Z_f}{Z_q + Z_f} \quad \text{و} \quad T_{q \rightarrow f} = \frac{2Z_q}{Z_q + Z_f}$$

و  $Z_f = \rho_f V_f$  و  $Z_q = \rho_q V_q$  امپدانس‌های مشخصه در واحد سطح هستند. انعکاس کامل در دو انتهای فرض می‌شود. اثر الکترودها در این اصلاح نادیده گرفته می‌شود، اگرچه می‌توان آنها را به راحتی به قیمت برعیت پیچیدگی‌های اضافی در نظر گرفت. تجزیه و تحلیل دقیق، که در میلر و بولف<sup>۸</sup> [۳] یافت می‌شود، سپس به تعیین فرکانس‌های تشدید (اصلی و هارمونیک‌ها) تشدید کننده مرکب و تغییر فرکانس توسط سری تیلور ادامه می‌دهد. نتیجه معادله ساوربری را همانطور که قبل از اینجا در معادله (۸.۱۶) ارائه شد، باز تولید می‌کند.

<sup>۶</sup>Sauerbrey

<sup>۷</sup>Miller and Bolef

با این حال، فیزیک بسیار بیشتری در این اصلاح وجود دارد، بهویژه نشان دادن این که موج باید در فیلم منتشر شود تا یک تغییر فرکانس وجود داشته باشد. یعنی به صراحت پیدا است که مرز مشترک  $R = \Delta f = 1$  است. نویسنده‌گان همچنین خاطرنشان می‌کنند که شامل عبارت‌های بزرگ‌تر از مرتبه دوم بهدلیل اصلاحات در مدل یک بعدی آنها بهدلیل نصب کریستال، دما، فشار گاز و اثرات انتشار سه بعدی قابل توجیه نیست. یکی دیگر از مشتقات مبتنی بر فیزیک بر اساس اصل ریلی است. این یک رویکرد کلی است و می‌تواند برای حسگرهای صوتی با هندسه کاملاً متفاوت اعمال شود، و بنابراین به نوعی یک نظریه جهانی برای حساسیت حسگر است. بر اساس این فرضیه، یک سیستم تشديد مکانیکی در فرکانسی نوسان می‌کند که در آن اوج (پیک) انرژی جنبشی  $U_K$  برابر با اوج انرژی پتانسیل  $U_P$  در همان حجم است. مشابه یک آونگ، جرم روی فنر یا سیستم دو مولفه برای تشديد کننده  $TSM$  را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:

طبق تعريف؛

$$u_K = \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^3 \dot{u}_i \quad (9.16)$$

به طوری که

$$\begin{aligned} u_K &= \frac{\omega^2}{2} \left( \rho_s u_{x^*}^+ \rho_q \int_0^{h_q} |u_x(y)|^2 dy \right) \\ &= \frac{\omega^2 u_{x^*}^*}{2} \left( \rho_s + \frac{\rho_q h_q}{2} \right) \end{aligned} \quad (10.16)$$

که  $\rho_s$  چگالی جرمی سطحی (جرم بر مساحت) لایه جرم سطحی است. اوج انرژی پتانسیل  $U_P$  طبق معمول در نقاطی از چرخه (سیکل) که جابجایی حداقل و سرعت صفر است اتفاق می‌افتد. باز هم، با تعریف انرژی کرنش لحظه‌ای  $u_s$  خواهیم داشت؛

$$u_s = \sum_{IJ=1}^9 \frac{1}{2} S_I c'_{IJ} S_J = \sum_{i,j,k,l=1}^3 \frac{1}{2} c'_{ijkl} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \quad (11.16)$$

که در آن  $c'$  ثابت الاستیک سفت شده پیزوالکترونیکی است. نتیجه می‌شود که

$$u_P = \frac{1}{\rho} \mu_q k^2 u_{x^*}^* \int_0^{h_s} \sin^2(kz) dz = \frac{\mu_q k^2 u_{x^*}^* h_s}{4} \quad (12.16)$$

با استفاده از فرضیه ریلی، به طور مستقیم به دست می‌آید

$$\left( \frac{\omega_*}{\omega} \right)^2 = 1 + \frac{2\rho_s}{h_s \rho_q} \quad (13.16)$$

که در آن

$$\omega_* = \frac{n\pi}{h_s} \sqrt{\frac{\mu_q}{\rho_q}}$$

برای بارگذاری ضعیف  $\rho_s \ll h_q \rho_q$  و رابطه بالا می‌شود

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\rho_s}{h_q \rho_q}$$

با حذف  $h_q$  خواهیم داشت؛

$$\Delta f = \frac{2f_0^* \rho_s}{\sqrt{\mu_q \rho_q}} \quad (14.16)$$

### ۱.۱.۱۶ تشدید کننده TSM در مایع

دو حالت مورد علاقه وجود دارد:

۱. حسگر زیستی، که در آن هدف اصلی آشکارسازی جرم‌های اضافه شده از گونه‌های جذب شده از فاز مایع است.
۲. مطالعه خواص انبوهی<sup>۱</sup> مایع همگن

مایع نیوتونی با ویسکوزیته برشی ثابت  $\eta$  را در نظر بگیرید

$$T_{zx} = -\eta \frac{\partial v_x}{\partial z} \quad (15.16)$$

میدان سرعت و جابجایی در مایع را می‌توان با حل معادلات ناویر-استوکس<sup>۹</sup> برای جریان مسطح یک بعدی با استفاده از سیستم مختصات قبلی بدست آورد:

$$\eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} = \rho \dot{v}_x \quad (16.16)$$

با فرض نیروی محرکه نوسانی در سطح مشترک، که میدان سرعت در  $z = 0$  از  $v_x = v_{xo} \cos \omega t$  می‌دهد، جواب‌های زیر به دست می‌آیند.

$$v_x(z, t) = v_{xo} e^{-z/\delta} \cos \left( \frac{z}{\delta} - \omega t \right) \quad (17.16)$$

که در آن یک عمق نفوذ چسبندگی  $\delta$  تعریف شده است.  
 $\delta$  را می‌توان به شکل زیر تفسیر کرد. مایعی با ویسکوزیته صفر به هیچ وجه از انتشار موج برشی پشتیبانی نمی‌کند. با این حال، یک موج برشی در مایعی با ویسکوزیته محدود منتشر می‌شود، اما بسیار میرایی خواهد داشت، که در فاصله مشخصه  $\delta$  حاصل از معادله (۱۳.۱۶) به صورت زیر تضعیف می‌شود.

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\omega\rho}} \quad (18.16)$$

<sup>۱</sup>Bulk

<sup>۹</sup>Navier-Stokes

وابستگی فرکانس  $\delta$  با در نظر گرفتن اینکه مولکول‌های بیولوژیکی درشت ابعادی در حد یک میکرومتر دارند، مورد توجه است. برای فرکانس‌های به اندازه کافی بالا،  $\delta$  می‌تواند به‌این ترتیب تبدیل شود، به‌طوری که چنین حسگری به مولکول‌هایی به‌این اندازه باید بسیار حساس باشد.

وجود مایع منجر به کاهش فرکانس تشدييد می‌شود که مشابه اثر جرم اضافه شده است. نتایج برای تغییر فرکانس برای TSM کوارتز در تماس با مایع توسط کانزاوا و گوردون [۱۰] را نشان می‌دهند. آنها برای سرعت ذرات لحظه‌ای در مایع استفاده می‌کنند

$$v_x(z, t) = Ae^{-kz} \cos(kz - \omega t) \quad (۱۹.۱۶)$$

در اینجا  $A$  دامنه موج در سطح مشترک در  $z = 0$  است. فاصله مشخصه برای پروفایل فروپاشی  $1/k$  است، عمق نفوذ چسبندگی  $\delta$  که در آن، مانند معادله (۱۸.۱۶)،  $\delta = \sqrt{2\eta/\omega\rho}$  است.

با استفاده از شرایط مرزی صلب (تمداوم تنفس و سرعت عرضی)، نویسنده‌گان برای تغییر فرکانس به‌دست می‌آورند.

$$\Delta f = f_0^{3/2} \sqrt{\frac{\eta\rho}{\pi\mu_Q\rho_Q}} \quad (۲۰.۱۶)$$

که در تطابق بسیار خوبی با آزمایش برای محلول‌های ساکاراز- آب پیدا شده است.

## ۲.۱.۱۶ تشدید کننده TSM با فیلم ویسکوالاستیک

پاسخ تشدید کننده‌ها با لایه‌ای ویسکوالاستیک روی یک وجه مهم است زیرا فیلم‌های پلیمری ویسکوالاستیک اغلب به صورت لایه‌های انتخابی شیمیایی روی TSM و سایر حسگرهای صوتی برای سنجش گاز استفاده می‌شوند. فیلم به‌اندازه کافی به‌بستر چسبیده است که حرکت سطحی دومی را دنبال کند. با این حال، به‌طور معمول یک تاخیر فاز در حرکت سطح بالایی فیلم رخ می‌دهد. بسته به تغییر فاز موج صوتی در سراسر فیلم، می‌توان رژیم‌های مختلفی را تعریف کرد.

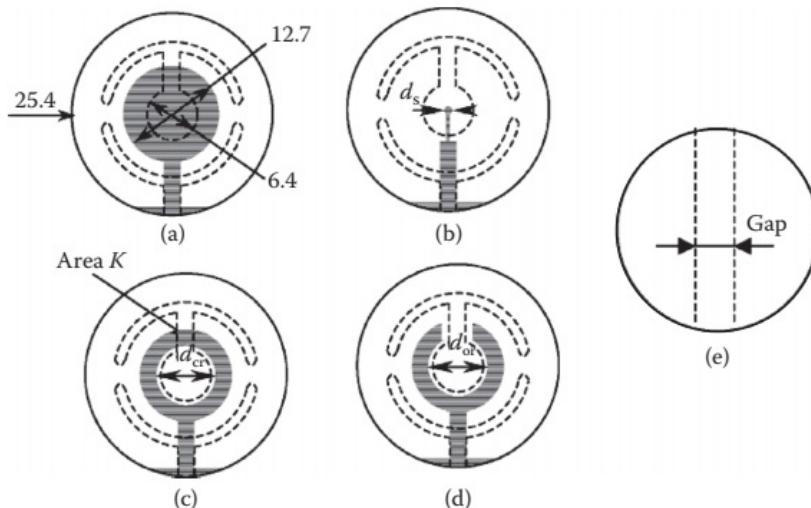
برای لایه‌های بسیار نازک، حرکت لایه با حرکت زیرلایه هماهنگ است، که مربوط به تغییرات فاز بسیار کوچک  $\phi \ll \pi/2$  است. فیلم به صورت یک واحد با سطح بالایی تشدید کننده، همانطور که در مدل برای بارگذاری جرمی در رفتار میکروبالانس ساوربری حرکت می‌کند. برای فیلم‌های ضخیم‌تر، یک تغییر فاز وجود دارد، زیرا سطح آزاد بالایی تمایل دارد تا سطح زیری رانده شود. برای  $\phi < \pi/2$ ، حرکت هنوز در فاز است اما بیش از حد اتفاق می‌افتد. رزونانس فیلم برای  $\phi = \pi/2$  رخ می‌دهد. برای  $\phi > \pi/2$ ، سطح بالایی پ خارج از فاز است و میرایی نزدیک به تشدید بسیار زیاد است. برای یک حسگر معین، این اثرات باید درک شود و رژیم صحیح برای ایجاد یک تحلیل معتبر از عملکرد حسگر شناسایی شود.

<sup>۱۰</sup> Kanazawa and Gordon

### ۳.۱.۱۶ حسگرهای میدان جانبی برانگیخته

QCM سالهاست که در کاربردهایی که بارگذاری جرمی تعامل اساسی مورد علاقه، کارآمد بوده است. با این حال، موارد بسیار دیگری وجود دارد که در آن میخواهیم خواص دیگر مایع، مانند گذردهی و رسانایی، و همچنین خواص مکانیکی مانند ویسکوزیته را بررسی کنیم. الکترود حسگر در QCM معمولی بیشتر میدان الکتریکی مرتبط با میدان TSM را محافظت میکند، به طوری که QCM عملاً به خواص الکتریکی مایع حساس نیست. به همین ترتیب، لایه‌های الکترود از کوارتز در برایر مایع محافظت میکند که حساسیت QCM به ویسکوزیته را کاهش میدهد. تمام این مسائل توسط ساختار الکترود حسگرهای برانگیخته میدان جانبی (LFE) دور زده میشوند، که سطح حسگر لخت را قادر میسازد تا با مایع در تماس باشد [۵].

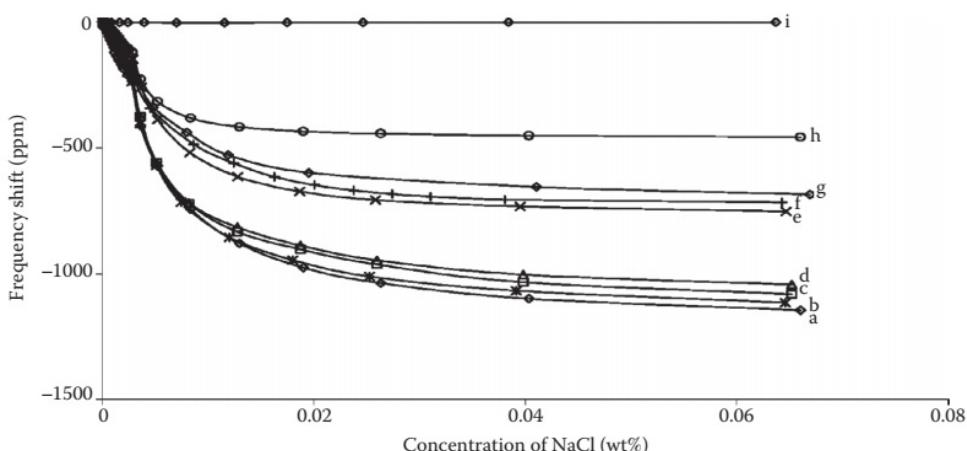
پیکربندی‌های مختلف الکترود در شکل (۳.۱۶) نشان داده شده است که از QCM استاندارد در شکل (۳.۱۶)-الف تا LFE در شکل (۳.۱۶)-۵ متفاوت است. در این شکل‌ها نواحی تیره نشان دهنده الکترود حسگر است که با مایع در تماس است، در حالی که خطوط بریده نشان دهنده الکترود در طرف مقابل (مرجع) مبدل است. از این‌رو در LFE قسمت بالایی و فعال کریستال برخene و در تماس کامل با مایع است. برای صفحه کوارتز برش AT در نظر گرفته شده، نویسنده‌گان نشان می‌دهند که پیکربندی الکترود در شکل (۳.۱۶)-۵ باعث ایجاد مود TSM خالص می‌شود. در نتایج تجربی گزارش شده، شکاف از ۱/۵ تا ۳/۵ میلی‌متر متغیر بود.



شکل ۳.۱۶: هندسه حسگرهای QCM (الف) هندسه QCM استاندارد. (ب) هندسه الکترود کوچک. (ج) هندسه الکترود حلقه بسته. (د) هندسه الکترود حلقه باز. (ه) حسگر LFE.

اثر تغییرات هدایت مایع با استفاده از محلول‌های NaCl از ۰٪ تا ۰/۰۶ درصد وزنی در آب دیونیزه مورد بررسی قرار گرفت. در این مورد مشخص است که ویسکوزیته و چگالی به سختی در این محدوده غلظت تغییر میکند. تغییرات فرکانس نسبی برای

پیکربندی‌های مختلف الکترود انتخاب شده در شکل (۴.۱۶) نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که تغییر فرکانس ابتدا کاهش می‌باید و سپس اشباع می‌شود. همچنین آشکار است که این تغییرات برای کوچکترین شکاف‌ها بزرگترین هستند، که می‌تواند به سادگی با افزایش میدان الکتریکی و در نتیجه حساسیت بالاتر به رسانایی مایع توضیح داده شود. همچنین مشاهده می‌شود که سایر پیکربندی‌ها تغییر بسیار بزرگ‌تری نسبت به ساختار استاندارد QCM نشان می‌دهند، که می‌توان آن را با کاهش اثر محافظه الکترود در آن موارد در مقایسه با QCM توضیح داد. نتیجه کلی این است که ساختار LFE نسبت به پیکربندی پایه QCM نسبت به تغییرات رسانایی حساسیت بیشتری دارد. رفتار مشابه افزایش حساسیت LFE با شکاف‌های کوچک نسبت به تغییرات گذردهی توسط آزمایش‌ها بر روی محلول‌های ۲-پروپانول نشان داده شد. همین تغییر کیفی برای تغییر فرکانس به صورت تابعی از ویسکوزیته گلیسروول در آب، جایی که مشاهده شد که LFE حدود سه برابر بیشتر از حسگر QCM استاندارد به ویسکوزیته حساس است، مشاهده شد. این نشان دهنده پتانسیل گسترهای برای کاربردهای حسگر LFE است که در آن تغییرات رسانایی، گذردهی یا ویسکوزیته مهم هستند.



شکل ۴.۱۶: تغییرات فرکانس حسگرها به صورت تابعی از غلظت  $\text{NaCl}$  در آب. (الف) حسگر LFE با فاصله الکترود  $1/5$  میلی‌متر. (ب) شکاف  $2/0$  میلی‌متر. (ج) شکاف  $2/5$  میلی‌متر. (د) شکاف  $= 3/5$  میلی‌متر. (ه) الکترود حلقه باز. (و) الکترود کوچک. (ز) الکترود حلقه بسته. (ح) شکاف  $= 2/7$  میلی‌متر. (ط) استاندارد QCM.

#### ۴.۱.۱۶ حسگرهای QCM بدون الکترود

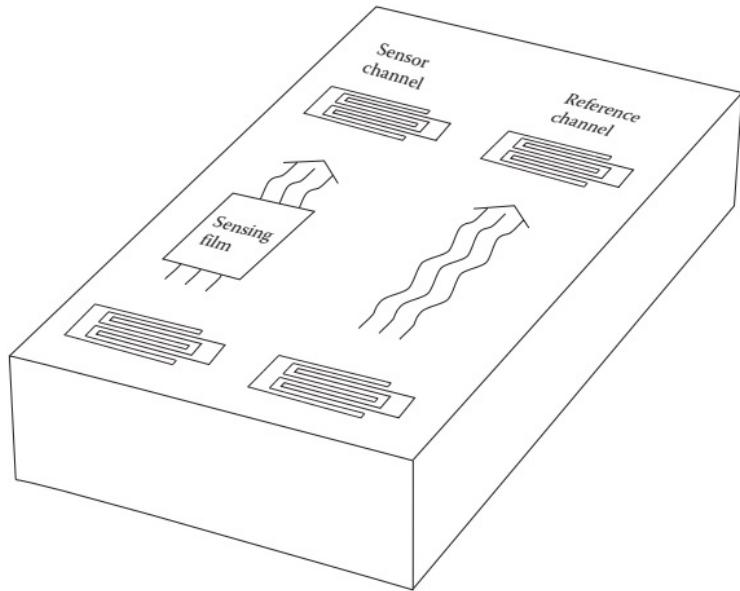
حتی زمانی که اثر سنجش به بارگذاری جرم بستگی دارد، راههای مختلفی وجود دارد که حساسیت QCM استاندارد را می‌توان بهبود بخشید. از معادله (۱۴.۱۶)، هر چیزی که جرم تشید کننده را کاهش دهد، حساسیت به جرم جذب شده روی سطح را افزایش می‌دهد. در اصل، کاهش ضخامت تشید کننده کوارتز و کار در فرکانس بالاتر گام بزرگی در این راستا خواهد بود، اما زمانی که الکترودها و اتصال‌ها باید به دستگاه متصل شوند،

انجام این کار آسان نیست. علاوه بر این، حضور الکترودها و سیم‌های سربی نیز به کاهش حساسیت کمک می‌کند. یک راه حل برای جلوگیری از این اثرات در استفاده از تشدید کننده‌های بدون الکترود یافت شده است که توسط یک آنتن خط تحریک می‌شوند [۲۶]. حسگرهای بی‌سیم QCM بدون الکترود با استفاده از صفحات کوارتز برهنه  $9/7$  میکرومتری AT که در فرکانس  $170$  مگاهرتز کار می‌کنند، توسعه یافته است. صفحه در یک بلوك تفلون تعبيه شده بود که یک کانال جریان در دو طرف صفحه قرار داشت. دو سیم آنتن تعبيه شده استفاده شد، یکی برای تحریک توسط سیگنال انفجار تن برای تحریک مود TSM، دومی برای دریافت سیگنال در فرکانس تشدید مبدل، که سپس توسط یک گیرنده فوق هتروداین پردازش شد. مشخص شد که حساسیت دستگاه با ضریب حدود  $2400$  نسبت به QCM پایه، ضریب  $1200$  به دلیل معادله ساوربری و ضریب  $2$  به دلیل فعل بودن هر دو طرف مبدل افزایش یافته است. کاربرد به عنوان یک حسگر زیستی حساس نشان داده شد.

## ۲.۱۶ حسگر SAW

از آنچه تاکنون در امواج ریلی و حسگر TSM دیده شده است، SAW به طور بالقوه یک پیکربندی حسگر جالب است. دیده شده است که جابجایی‌ها در یک یا دو طول موج از سطح محدود می‌شوند، بنابراین SAW باید به محیط سطح بسیار حساس باشد. یک تفاوت مهم با رزوناتور TSM بلا فاصله آشکار است. با افزایش فرکانس عملکرد دستگاه SAW، شار انرژی صوتی نزدیک‌تر و نزدیک‌تر به سطح محبوس می‌شود. از این رو، انتظار می‌رود که تغییر فرکانس کسری با فرکانس برای حسگر SAW افزایش یابد. همانطور که در ادامه این فصل با جزئیات بیشتر نشان داده خواهد شد، این در واقع همینطور است. تفاوت دوم با TSM این است که با SAW اجزای جابجایی هم عمود و هم موازی با سطح وجود دارد، به‌طوری که تشعشعات صوتی فشاری با اتلاف زیاد در سیال با SAW برای اکثر مایعات رخ می‌دهد. به جز موارد بسیار نادر، دستگاه‌های SAW را نمی‌توان در مایعات کار کرد.

SAW را می‌توان در یک بستر پیزوالکتریک به روش‌های مختلف تولید کرد، اما مبدل بین دیجیتالی روش انتخابی برای میکرو حسگرهای صوتی است. دلیل اصلی این است که الکترودهای مسطح را می‌توان با تکنیک‌های استاندارد میکروالکترونیک ساخت که انعطاف پذیری زیادی در طراحی و تولید با حجم بالا را ممکن می‌سازد. تکنیک‌های IDT همچنین مبنایی برای تولید و تشخیص سایر مودهای هدایت‌شونده شده‌اند که در این فصل مورد بحث قرار می‌گیرند. مبانی تئوری و فناوری IDT در فصل قبل توضیح داده شده است و این برای اهداف حاضر کافی خواهد بود. یک حسگر SAW دو کاناله معمولی در شکل (۵.۱۶) نشان داده شده است. اندازه‌گیری تفاوت بین کانال‌های حسگر و مرجع، وابستگی دما را به مرتبه اول حذف می‌کند.



شکل ۵.۱۶: حسگر SAW دو کanalه؛ کanal حسگر حاوی فیلم انتخابی شیمیایی است در حالی که کanal مرجع برای جبران اثر تغییرات دما استفاده می‌شود.

## ۱.۲.۱۶ تعاملات SAW

همانطور که در ادامه مشاهده خواهد شد، مودهای هدایت شده در رفتار خود به عنوان حسگر بسیار غنی‌تر از رزوناتورها هستند، زیرا آنها راههای بیشتری برای تعامل با محیط مجاور دارند. برای SAW و سایر مودهای بعدی، بارگذاری جرمی، آکوستوالکتریک و برهمکنش‌های ویسکوالاستیک رایج ترین هستند.

برای مودهای انتشار، مسئله را می‌توان به طور کلی به شرح زیر، در ادامه کار بالانتین<sup>۱۱</sup> و همکاران<sup>[۱]</sup>، مطرح کرد. به طور کلی، برای موجی که در یک محیط همگن منتشر می‌شود،  $I = u_a V_e$ ، که در آن  $I$  چگالی شار توان،  $u_a$  چگالی انرژی، و  $V_e$  سرعت انتشار انرژی در محیط است. مشتق ضمنی می‌دهد

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{\Delta u_a}{u_{a0}} \quad (21.16)$$

که در آن  $V_0$  و  $u_{a0}$  به ترتیب سرعت صدا و چگالی انرژی بدون اغتشاش هستند. بنابراین افزایش چگالی انرژی جنبشی باعث کاهش سرعت موج می‌شود. برای SAW، یک جرم کوچک جذب شده که به طور همزمان با سطح حرکت می‌کند، باعث افزایش انرژی جنبشی بدون اتلاف می‌شود. سپس، مستقیماً از معادله (۹.۱۶)، تغییر میانگین

<sup>۱۱</sup>Ballantine

انرژی جنبشی در واحد سطح برابر است با:

$$\Delta u_K = \frac{\rho_s}{4} (v_{x^\circ}^2 + v_{y^\circ}^2 + v_{z^\circ}^2) \quad (22.16)$$

که در آن  $v_{x^\circ}$ ,  $v_{y^\circ}$  و  $v_{z^\circ}$  سرعت‌های ذرات SAW هستند.  
با ترکیب این معادله با معادله (۲۱.۱۶) خواهیم داشت؛

$$\frac{\Delta V}{V^\circ} = -\frac{\omega v_\circ \rho_s}{4I} \left( \frac{v_{x^\circ}^2}{\omega I} + \frac{v_{y^\circ}^2}{\omega I} + \frac{v_{z^\circ}^2}{\omega I} \right) \quad (23.16)$$

از آنجا که مولفه  $v_i^\circ \propto \omega I$  است، جمله داخل براکت برای مواد ثابت است.  
از این‌رو، رابطه (۲۳.۱۶) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد؛

$$\frac{\Delta V}{V^\circ} = -c_m f_\circ \rho_s \quad (24.16)$$

که در آن

$$c_m = \frac{\pi v_\circ}{4I} \left( \frac{v_{x^\circ}^2}{\omega I} + \frac{v_{y^\circ}^2}{\omega I} + \frac{v_{z^\circ}^2}{\omega I} \right) \quad (25.16)$$

این نتیجه به‌وضوح نشان می‌دهد که تغییر سرعت کسری به صورت خطی با فرکانس کار افزایش می‌یابد. این شکل از نتیجه همچنین در مقایسه با سایر مودهای سنجش مفید خواهد بود.

### ۲.۲.۱۶ تعامل الکتروآکوستیکی

محاسبه اغتشاش<sup>۱۲</sup> به سرعت و تضعیف SAW را می‌توان با تئوری الکتریکی ابتدایی انجام داد [۴]. ابتدا توان انتقال یافته از SAW به حامل‌های سیار<sup>۱۳</sup> در فیلم و متعاقباً تأثیر این اتلاف توان بر انتشار خود SAW را محاسبه می‌کنیم. سیستم مختصات همان است که برای انتشار موج ریلی (شکل ۱.۸) برای حالت فیلمی با ضخامت بسیار کمتر از طول موج صوتی است.

یک SAW که روی سطح یک بستر پیزوالکتریک منتشر می‌شود دارای یک میدان الکتریکی وابسته E و در نتیجه پتانسیل الکتریکی است.

$$\phi(x, t) = \phi_\circ \exp j(\omega t - \beta x) \quad (26.16)$$

میدان الکتریکی یک چگالی جریان  $J_x$  را ایجاد می‌کند که با معادله پیوستگی به چگالی بار سطحی القایی  $\rho_s$  (بار در واحد سطح) مربوط می‌شود.

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho_s}{b} \right) \quad (27.16)$$

<sup>۱۲</sup>Perturbation

<sup>۱۳</sup>Mobile Carriers

یا

$$\rho_s = \frac{kbJ_x}{\omega}$$

این چگالی بار القایی بهنوبه خود پتانسیل را به یک پتانسیل سطحی خالص خود سازگار  $\phi + \psi$  تغییر می‌دهد، به طوری که

$$J_x = \sigma E_x = -\sigma \frac{\partial}{\partial x}(\phi + \psi) = jk\sigma(\phi + \psi) \quad (28.16)$$

پتانسیل سطح اضافی را می‌توان با رابطه  $Q = C\psi$  به صورت زیر به دست آورد

$$\psi = \frac{\rho_s}{C_s k} = \frac{\rho_s}{k(\epsilon_0 + \epsilon_1)} \quad (29.16)$$

که در آن  $C_s k$  ظرفیت در واحد سطح در مرز مشترک برای عدد موج  $k$  است

$$C_s = \epsilon_0 + \epsilon_1 \quad (30.16)$$

- گذرهایی برای ناحیه بالای بستر  $\epsilon_0 =$

- گذرهایی برای بستر  $\epsilon_1 =$

از معادله‌های (27.16)، (28.16) و (29.16) داریم

$$\rho_s = \frac{jk\sigma_s C_s \phi}{V_s C_s - j\sigma_s} \quad (31.16)$$

که در آن  $\sigma_s = b$  رسانایی سطح فیلم است.  
سرانجام، جریان توان در حامل‌های سیار برابر است با

$$\rho_{sz} = -\frac{\partial \rho_s}{\partial t} \cdot \frac{\phi_0}{2} = \frac{j\omega \rho_s \phi_0}{2} \quad (32.16)$$

که در آن  $\rho_s$  از رابطه (31.16) بدست می‌آید.

اثر این افت توان تغییر سرعت و تضعیف SAW است. یعنی  $k$  را تغییر می‌دهد. این تغییر را می‌توان با قرار دادن پتانسیل تغییر یافته  $\phi_0$  به صورت زیر محاسبه کرد؛

$$\phi_0(x) = \phi_0(0) \exp(-\gamma x) \quad (33.16)$$

که در آن  $\gamma = \alpha + j\beta$ . بنابراین،  $\beta$  عدد موج جدید و  $\alpha$  تضعیف موج است. آنها را می‌توان به توان مختلط طبق معادلات (31.16) و (32.16) مرتبط کرد. برای انجام این عمل، امپدانس الکتروآکوستیکی  $Z_0$  را تعریف می‌کنیم:

$$Z_0 = \frac{\phi_0}{2\rho_s} \quad (34.16)$$

جریان توان برای پرتوی با عرض  $w$  را می‌توان بصورت زیر نوشت

$$\rho_{ax} = u_a w V_0 \quad (35.16)$$

که در آن  $u_a$  چگالی کل انرژی (الکتریکی بعلاوه مکانیکی) بر واحد سطح است.

$$u_a = \frac{\phi_{\circ}}{Z_{\circ} w V_{\circ}} \quad (36.16)$$

طبق تعریف، توان عرضه شده به حامل‌ها برابر است با:

$$P_{az} = -V_{\circ} \frac{\partial u_a}{\partial x} = -\frac{1}{\omega} \frac{\partial P_x}{\partial x} \quad (37.16)$$

بنابراین طبق معادلات (۳۵.۱۶) و (۳۷.۱۶)

$$P_{az} = -\frac{\phi_{\circ}}{Z_{\circ} w} \cdot \frac{\partial \phi_{\circ}}{\partial x} = \frac{\gamma \phi_{\circ}}{Z_{\circ} w} \quad (38.16)$$

معادلات (۳۴.۱۶) و (۳۸.۱۶) نتایج کلیدی ارتباط  $\gamma$  به  $I_z$  هستند، و تعیین  $Z_{\circ}$  باقی مانده است. این از تعریف  $K^{\star}$  می‌توان نوشت

$$K^{\star} \equiv \frac{u_{aE}}{u_a} = \frac{\frac{1}{\gamma} k C_s \phi_{\circ}}{\frac{P_{ax}}{w V_{\circ}}} \quad (39.16)$$

با استفاده از رابطه (۳۴.۱۶)، نتیجه می‌شود که

$$Z_{\circ} = \frac{K^{\star}}{k C_s w V_{\circ}} \quad (40.16)$$

با نوشتن  $\gamma = \alpha + j\beta$  و برابر قرار دادن قسمت حقیقی و موهومی در معادلات (۳۴.۱۶) و (۳۸.۱۶) با  $V_{\circ} = \omega/k$  به دست می‌آوریم.

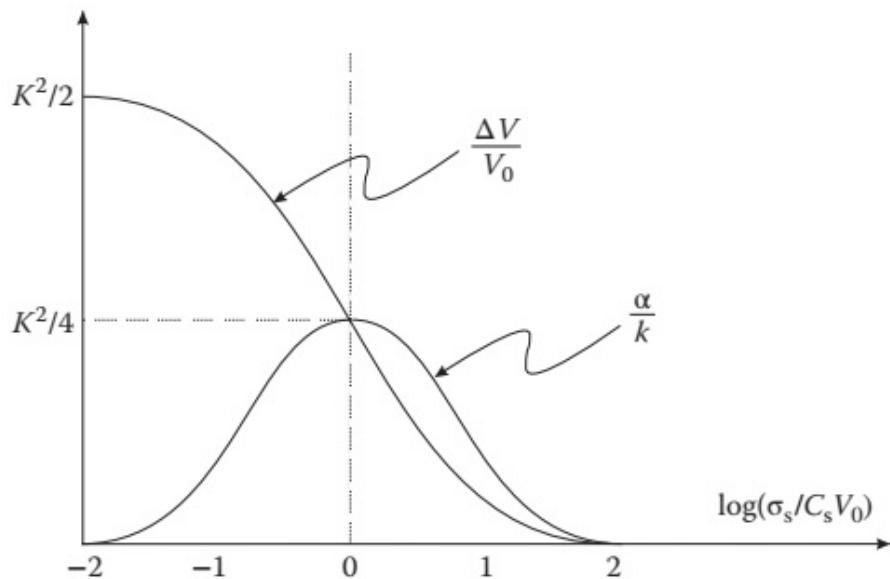
$$\frac{\alpha}{k} = \frac{K^{\star}}{2} \left( \frac{V_{\circ} C_s \sigma_s}{\sigma_s^{\star} + V_{\circ}^{\star} C_s^{\star}} \right) \quad (41.16)$$

$$\frac{\Delta V}{V_{\circ}} = -\frac{\beta}{k} = -\frac{K^{\star}}{2} \left( \frac{\sigma_s^{\star}}{\sigma_s^{\star} + V_{\circ}^{\star} C_s^{\star}} \right) \quad (42.16)$$

این تغییرات در شکل (۶.۱۶) نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که وقتی رسانایی به اندازه کافی کوچک است، آنها یک اوج آرامش<sup>۱۴</sup> برای تضعیف و یک افزایش پله مانند در سرعت صوت ایجاد می‌کنند. این به عنوان "سفتی پیزوالکتریک" نامیده می‌شود. مقدار  $K^{\star}$  استفاده شده در بالا مربوط به SAW را می‌توان با اندازه‌گیری تغییر  $\Delta V/V$  هنگامی که برهمنکش آکوستوالکتریک توسط یک فیلم رسانا روی سطح اتصال کوتاه می‌شود، بدست آورد. با این حال، چنین فیلمی فقط زمینه‌های طولی را در امتداد سطح، اما نه آنهایی را که در داخل هستند، اتصال کوتاه می‌کند. بنابراین، مقدار  $K^{\star}$  به دست آمده کمتر از مقدار مربوط به BAW در مواد حجیم<sup>۱۵</sup> است. در نهایت، همچنین باید توجه داشت که این نظریه را می‌توان برای توصیف تعامل با جواب‌های هدایت اصلاح کرد.<sup>[۹]</sup>

<sup>۱۴</sup>Relaxation Peak

<sup>۱۵</sup>Bulk Materials



شکل ۳.۲.۱۶: نمایش شماتیک از تغییرات محاسبه شده سرعت و تغییرات میرایی به صورت تابعی از هدایت سطحی فیلم به دلیل برهمکنش آکوستوالکتریک.

### ۳.۲.۱۶ فیلم‌های الستیک و ویسکوالاستیک بر روی بسترها SAW

توصیف رژیم بارگذاری جرمی وجود یک لایه بسیار نازک را فرض می‌کرد، به طوری که جرم در هماهنگی با SAW حرکت می‌کرد که منجر به تغییر سرعت بدون کاهش می‌شد. در اینجا فیلم‌هایی با ضخامت محدود در نظر گرفته می‌شوند. آنها می‌توانند تغییر شکل داده و انرژی جذب کنند. فیلم را می‌توان با مدلول حجیم<sup>۱۶</sup>  $K = K' + K''$  و مدلول برشی  $G = G' + G''$  توصیف کرد، که در آن مولفه‌های درون فاز  $K'$  و  $G'$  به عنوان مدلول ذخیره سازی و مولفه‌های مربعی  $K''$  و  $G''$  مدلول‌های تلفاتی، شناخته می‌شوند. دو رژیم متمايز را می‌توان شناسایی کرد. لایه‌های نازک آکوستیک آنهایی هستند که جابجایی در سطح لایه در صفحه سازیتال ثابت است اما شبیه جابجایی در صفحه لایه باعث فشرده شدن، کشش و خمش فیلم می‌شود.

در ساده‌ترین حالت، فیلم کاملاً الستیک است، به طوری که مدلول‌ها حقیقی هستند و هیچ تلفاتی ندارند. تیرستن و سینها<sup>۱۷</sup> نشان داده‌اند که اغتشاش سرعت SAW ناشی از فیلم است از اینرو

$$\frac{\Delta V}{V_0} - \omega h \left[ c_1 \left( \rho - \frac{\mu}{v_0^2} \right) + c_2 \rho + c_3 \left( \rho - \frac{4\mu}{v_0^2} \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \right) \right] \quad (43.16)$$

<sup>۱۶</sup>Bulk Modulus

<sup>۱۷</sup>Tiersten and Sinha

که در آن  $c_i$  پارامترهای تزویج فیلم SAW هستند،  $\rho h$  عبارت بارگذاری جرمی است، و  $\lambda$  و  $\mu$  ثابت‌های لامه<sup>۱۸</sup> فیلم هستند.

فیلم‌های ضخیم آکوستیک با جابجایی سطح آزاد فیلم که از سطح آزاد لایه‌ای رانده شده با لایه‌های لایه عقب مانده است، مشخص می‌شوند. این منجر به یک جابجایی برشی در فیلم می‌شود که می‌تواند با پاسخ ویسکوالاستیک فیلم توصیف شود. این مورد با جزئیات زیادی توسط مارتین و همکاران<sup>۱۹</sup> [۱۱] مورد مطالعه قرار گرفته است. این به توصیف فیلم‌های پلیمری روی حسگرهای SAW در رژیم‌های مختلف (شیشه‌ای یا لاستیکی) مربوط می‌شود. تغییرات میرایی و سرعت اندازه‌گیری شده دقیقاً از آنچه محاسبه شده پیروی می‌کند.

#### ۴.۲.۱۶ حسگرهای بی‌سیم SAW

پلت فرم مورد استفاده در RFID همانطور که در فصل چهاردهم توضیح داده شد می‌تواند برای بازجویی از حسگرهای SAW در فاصله بسیار مفید باشد. علاقه به انجام این کار به همین دلایل ناشی می‌شود، یعنی اینکه چنین حسگرهایی به منبع تغذیه نیاز ندارند و توسط یک اتصال بی‌سیم به ایستگاه فرماندهی متصل می‌شوند. همانطور که در RFID واحد حسگر توسط یک سیگنال رمزگذاری شده فعل می‌شود و پژواک مناسب به صورت سیگنال RF برای دریافت و پردازش توسط گیرنده RF، همانطور که به صورت شماتیک در شکل (۱۱.۱۴) نشان داده شده است، ارسال می‌شود. عنصر حسگر را می‌توان بر روی قطعات متحرک یا در محیط‌ای مخصوص قرار داد و با استفاده از چندین بازتابنده و کدگذاری تقسیم زمان، تعدادی حسگر SAW مختلف می‌تواند در یک شبکه وجود داشته باشد. یک مثال ساده برای یک حسگر دمای بی‌سیم [۱۲] ارائه خواهد شد.

بستر انتخاب شده SAW، نیوبات لیتیوم  $rot - ۱۲۸p$  بود، با سرعت انتشار  $V_{SAW}$  در دمای اتاق، مربوط به طول موج  $\lambda = ۳۹۶۰m/s$  در  $۳۹۶۰m/s$  با دمای متفاوت است، تفاوت در زمان انتشار از دو بازتابنده می‌تواند به عنوان آنجایی که  $V_{SAW}$  با دمای متفاوت است، تفاوت در زمان انتشار از دو بازتابنده می‌تواند به عنوان اندازه‌گیری دقیق دما مورد استفاده قرار گیرد. در مطالعه واقعی، یک واحد بازخوانی SAW از شناسه باومر<sup>۲۰</sup> که در محدوده  $۲۴۵^{\circ} - ۲۴۲^{\circ}$  مگاهرتز با پهنای باند جاروب فرکانس  $40^{\circ}$  مگاهرتز کار می‌کند، استفاده شد. ساختار واقعی SAW استفاده شده از نظر کیفی شبیه آنچه در شکل (۱۲.۱۴) نشان داده شده است. این واحد دارای پنج بلوك بازتابنده بود که هر کدام دارای  $10^{\circ}$  شکاف در دسترس با فاصله  $25ns$  بود. امکان تعیین دما با اختلاف زمان تاخیر وجود داشت، اما خطای بسیار زیاد بود، در حد  $10^{\circ}$  درجه سانتیگراد. با این حال، با استفاده از اختلاف فاز بین گروه‌های اکو، وضوح می‌تواند تا حد زیادی افزایش یابد. یکی از عوارض فاز این است که در طول دمای  $200^{\circ}$  درجه سانتیگراد مورد مطالعه تعدادی تغییرات  $\neq 2$  وجود دارد. اینها را می‌توان با استفاده از اختلاف تاخیر زمانی طولانی برای تعیین دمای ناهموار و فاصله کوتاه برای ارزیابی دقیق فاز انجام داد. این منجر به تعیین

<sup>۱۸</sup>Lamé constants

<sup>۱۹</sup>Martin et al.

<sup>۲۰</sup>Baumer

یک تابع فاز پیوسته شد که به صورت خطی در کل محدوده دما با دقت تخمینی  $2\%$  درجه سانتیگراد متفاوت بود. لازم به ذکر است که این دستگاه اندازه‌گیری دما می‌تواند به راحتی با یک حسگر SAW بی‌سیم که ویژگی‌های دیگر را اندازه‌گیری می‌کند یا RFID یکپارچه شود.

حسگر SAW بی‌سیم به طور گستردگی برای نظارت بر فشار تایر خودرو به کار گرفته شده است، جایی که مزایای یک سیستم غیرفعال با بازخوانی در فاصله بسیار مشهود است. فشار با فشار وارد شده توسط فشار روی غشایی که دستگاه SAW را پشتیبانی می‌کند اندازه‌گیری می‌شود. یک دستگاه نسل دوم در دیکسون و همکاران<sup>۲۱</sup> [۱۳] توضیح داده شده است که از سه تشدید کننده SAW تک پایانه استفاده کرد. دما با اندازه‌گیری تغییر فرکانس تشدید بین دو تشدیدگر تعیین شد. خودروهای نمایشی پیش تولید به این دستگاه مجهز شده‌اند که وضوح فشار بهتر از  $4\% \text{ psi}$  و وضوح دمای بهتر از  $5\%$  درجه سانتیگراد دارد.

### ۳.۱۶ حسگرهای نوع SH

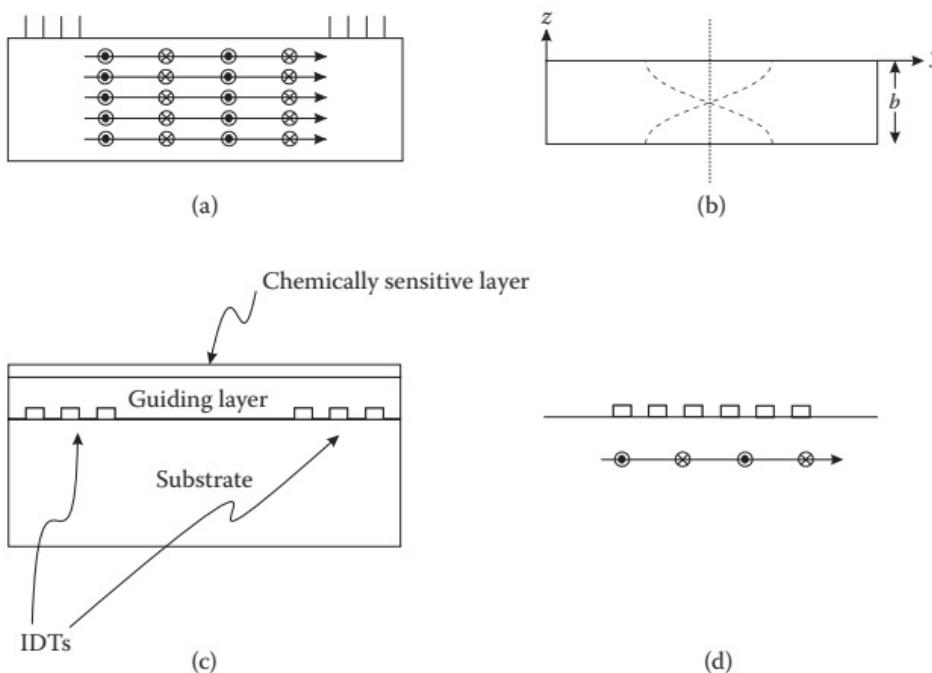
TSM جایگاه منحصر به‌فردی در حسگرهای صوتی دارد. جدا از اهمیت تاریخی آن، ذاتاً یک تشدیدگر نیز هست و در پیکربندی کلاسیک خود، به‌طور منحصر به‌فردی به بارگذاری جرم حساس است. با این حال، تعدادی حسگر مود عرضی دیگر، مود SH وجود دارد که مبتنی بر امواج هدایت‌شونده هستند و مکانیسم‌های تعامل دیگر را با رسانه‌های محیطی امکان‌پذیر می‌سازند. همه این حسگرهای بخوبی برای استفاده در محیط‌های مایع (به عنوان مثال، حس زیستی) سازگار هستند، زیرا حرکت موج عرضی ضعیف با مایع تزویج می‌شود. تفاوت اساسی بین حسگرهای مختلف مود SH و دستگاه‌های مود ریلی وجود دارد. مودهای رایلی ذاتاً به سطح متصل هستند. با این حال، این برای مودهای SH درست نیست، همانطور که با این واقعیت مشهود است که مود SH اصلی برای یک صفحه دارای جابجایی که در سراسر صفحه یکنواخت است. این از نقطه نظر دستگاه پیامدهای مهمی دارد. در حالی که هر دو نوع امواج معمولاً با استفاده از IDT‌ها تولید می‌شوند، دستگاه‌های مود SH به‌نوعی مکانیسم محدود هندسی نیاز دارند که امواج را هدایت می‌کند و ساختار مود آنها را تعریف می‌کند. روشی که در آن انجام می‌شود، تفاوت اساسی اصلی بین چهار نوع دستگاهی است که در این بخش توضیح داده شده است.

#### ۱.۳.۱۶ حسگر مود صفحه‌ای آکوستیکی

دستگاه به‌گونه‌ای پیکربندی شده است که یک نمونه کتاب درسی از یک سیستم موج هدایت شونده SH را ارائه می‌دهد که در زیر نشان داده شده است. موج توسط IDT پرتاب شده، به داخل صفحه پراکنده و امواج ایستاده را اندازی می‌شوند. بنابراین، وجه متضاد

<sup>۲۱</sup>Dixon et al.

کریستال مکانیسم محدود کننده مودهای صفحه‌ای صوتی (APM)<sup>۲۳</sup> است. در حالی که دستگاه ظاهراً شبیه یک حسگر SAW است، اما در واقع چندین نقطه قوت شباهت با حسگر TSM دارد، همانطور که در ادامه نشان داده خواهد شد و در شکل (۷.۱۶) مشاهده می‌شود.



شکل ۷.۱۶: حسگر مود صفحه‌ای صوتی (APM). (الف) نمای جانبی، جهت نشان دادن IDTs برای تولید و آشکارسازی. (ب) نمای  $E_{nd}$  که شکل جابجایی صوتی را با ضخامت نشان می‌هد. (ج) مود لاو. (د) دستگاه موج عرضی سطحی.

با فرض اینکه برای لحظه‌ای که یک موج SH در صفحه راهاندازی شده است، جابجایی (عمود بر صفحه سازیتال) را می‌توان با رابطه زیر نشان داد؛

$$u_y(z) = u_{y_0} \cos \frac{n\pi z}{b} e^{(j\omega t - \gamma_n x)} \quad (44.16)$$

واضح است که این جواب امواج ایستاده را در جهت عرضی (با عبارت کسینوس) و انتشار به پایین موجبر با عدد موج  $\gamma_n$  (با عبارت نمایی) توصیف می‌کند.

$$\gamma_n = j \sqrt{\left(\frac{\omega}{v_0}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (45.16)$$

بنابراین وضعیت با موجبر مود SH در فصل دهم مطابقت دارد که با نمودار کنده و معادله موجبر توضیح داده شد. در معادله (۴۵.۱۶)،  $n$  عدد مود است که تعداد گره‌ها را در سطح

<sup>۲۳</sup>Acoustic Plate Mode (APM)

مقطع را می‌دهد.

در عمل، امواج صوتی توسط یک IDT که بر روی یک بستر پیزوالکتریک با برش کریستالوگرافی مناسب قرار می‌گیرد، تحریک می‌شوند. یک مود برانگیخته طول موجی  $f = V/d$  خواهد داشت، یعنی  $d = V/f$ . علاوه بر این، هو وون دو وارت [۱۴] نشان دادند که راندمان کوپلینگ تابعی از  $b/\lambda$  است. علاوه بر شرایط فرکانس، عملیات تک مودی مستلزم آن است که پهنهای باند کمتر از فاصله بین مودها باشد. اگرچه صفحه پیزوالکتریک ناهمسانگرد است، اما برای سادگی می‌توان آن را به عنوان همسانگرد مدل کرد، در این صورت فرکانس برانگیخته شده برابر است با:

$$f_n = \frac{V_0}{h_s} \sqrt{1 + \left(\frac{nd}{2b}\right)^2} \quad (46.16)$$

حساسیت جرمی با ملاحظاتی مشابه موارد مربوط به دستگاه‌های SAW و TSM تعیین می‌شود. همانطور که قبله، اغتشاشات سطح موج هدایت شونده را متناسب با عبارت  $v_{xo}/I$  تحت تأثیر قرار می‌دهند. مودهای با  $n > 1$  حساسیت بالاتری نسبت به کمترین مود  $n = 0$  دارند. حساسیت جرمی را می‌توان طبق معمول با فرضیه ریلی و مارتین و همکاران [۱۵] محاسبه کرد که بدست می‌آید:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = -\frac{J_n \rho_s}{b \rho_q} \equiv c_f \rho_s \quad (47.16)$$

که در آن  $J_n = 1/2$  و برای  $n > 1$  برابر  $J_n = 1$  است.

آموزنده است که عبارات  $\Delta V/V$  را با عبارات  $TSM$  و  $SAW$  مقایسه کنید. به جز مود  $n = 0$  که برای  $TSM$  وجود ندارد، نتایج برای  $APM$  و  $TSM$  با  $\Delta V/V \sim 1/b$  یکسان است. این از نظر فیزیکی منطقی است، زیرا در هر دو مورد، انرژی صوتی در سراسر داخلی صفحه توزیع می‌شود، که به عنوان یک حجم مرده برای حسگر عمل می‌کند، در حالی که بازده حسی با آنچه در سطح اتفاق می‌افتد تعیین می‌شود. اگرچه  $APM$  و  $TSM$  به دلیل عامل  $1/b$  حساسیت کمتری دارند، اما مارتین و همکاران [۱۵] نشان می‌دهند که  $APM$  به دلیل فرکانس کاری بالاتر، دارای حداقل جرم قابل تشخیص کمتری است. در مقابل این، برای  $HS$  و  $SAW$ ، حساسیت  $1/\lambda$  متفاوت است. ضخامت صفحه به طور مستقیم دخالت نمی‌کند. بلکه انرژی صوتی در طول موجی از سطح متمرکز می‌شود. این فاصله در فرکانس‌های بالاتر کوتاه‌تر شده و منجر به افزایش حساسیت جرم می‌شود.

به دلیل قطبش عرضی،  $HS$  به ویژه برای کاربردهای فاز مایع جالب است. همانند  $TSM$  و سایر حسگرهای موج هدایت شونده، سطح نوسانی  $APM$  لایه نازکی از مایع را در سطح مشترک به خود جذب می‌کند. مایعات معمولی را می‌توان به عنوان ماسکولین با یک زمان استراحت  $\tau$  در نظر گرفت. در فرکانس‌های پایین،  $\tau \ll \tau_m$  و مایع در رژیم نیوتونی است که با ویسکوزیته برشی  $\eta$  مشخص می‌شود. در حد مخالف،  $\tau \gg \tau_m$  مولکول‌های مایع قادر به دنبال کردن حرکت در فرکانس‌های کافی نیستند، به طوری که

<sup>۱۴</sup>Hou and van de Vaart

اتلاف به صفر کاهش می‌یابد و انرژی به صورت کشسان ذخیره می‌شود. در این حد، مایع مانند یک جامد بی‌شکل با مدول برشی  $\mu$  و  $\tau = \eta/\mu$  عمل می‌کند. مارتین و همکاران [۱۶] تزویج صفحه به سیال را با تجزیه و تحلیل اغتشاش محاسبه کرده‌اند. آنها پیدا کردند که:

$$\frac{\Delta\alpha}{k} = \frac{c_f\eta}{2v_\circ} Re \left( \frac{\xi}{1+j\omega t} \right) \quad (۴۸.۱۶)$$

و

$$\frac{\Delta V}{V_\circ} = -\frac{c_f\eta}{2\omega} Im \left( \frac{\xi}{1+j\omega t} \right) \quad (۴۹.۱۶)$$

که در آن

$$\xi^2 = \left( k^2 - \frac{\omega^2 \rho}{\mu} \right) + j \frac{\omega \rho}{\eta} \quad (۵۰.۱۶)$$

برای  $1 < \omega\tau$  این نتایج طول فروپاشی عرضی شناخته شده در سیال را نشان می‌دهد، یعنی ضخامت سیال حباب شده توسط سطح. تضعیف و تغییر سرعت در ویسکوزیتهای کم که منجر به کاربرد احتمالی به عنوان میکروویسکومتر می‌شود متفاوت است. تئوری ویسکوالاستیک کامل نشان داده شد که توصیف خوبی از داده‌ها در طیف گسترده‌ای از ویسکوزیته ارائه می‌دهد.

دستگاه APM نیز یک برهمکنش آکوستوالکتریک، مشابه SAW را نشان می‌دهد. با این حال، در این مورد، تعامل بین مود SH صوتی و یک مایع رسانا است. نتیجه به صورت زیر است:

$$\frac{\Delta V}{V_\circ} = -\frac{K^2}{2} \left( \frac{\epsilon_s + \epsilon_\circ}{\epsilon_s + \epsilon_l} \right) \frac{\sigma^2}{\sigma^2 + \omega^2(\epsilon_s + \epsilon_l)^2} \quad (۵۱.۱۶)$$

$$\frac{\Delta\alpha}{k_\circ} = \frac{K^2}{2} \left( \frac{\epsilon_s + \epsilon_\circ}{\epsilon_s + \epsilon_l} \right) \frac{\omega\sigma(\epsilon_s + \epsilon_l)}{\sigma^2 + \omega^2(\epsilon_s + \epsilon_l)^2} \quad (۵۲.۱۶)$$

که در آن  $\epsilon_s$  و  $\epsilon_\circ$  به ترتیب ضریب ضربی الکتریک بستر، مایع و فضای آزاد هستند و  $\sigma$  رسانایی حجمی مایع است. نتایج فوق با آزمایش تطابق خوبی دارد.

### ۲.۳.۱۶ SH – SAW حسگر

این نوع حسگر بسیار شبیه به دستگاه APM است، در حالی که برخی از ویژگی‌های مهم را با SAW باشتر اک می‌گذارد. محاسبات SAW برای زیرلایه‌های ناهمسانگرد نشان می‌دهد که امواج سطحی یا آنها یی که نزدیک به سطح هستند، به طور کلی دارای مولفه‌های جابجایی در هر سه جهت هستند [۱۶]. برای برش‌های کریستالی خاص، نزدیک به آنها یی که برای انتشار امواج ریلی خالص هستند، راه حل‌هایی برای امواج سطحی با مولفه SH بزرگ‌تر از دو مورد دیگر وجود دارد. در حالی که این امواج به زیرلایه نشست می‌کند، جهت‌های مطلوب

انتشار، شار انرژی را بسیار نزدیک به سطح نگه می‌دارد. نشان داده شده است که چنین مودهایی برای تشکیل دستگاه‌های حسگر بسیار مفید هستند. واضح است که مودهای SH-SAW برخی ویژگی‌های مشترک با APM و SAW دارند. مانند APM، آنها اساساً مودهای SH هستند و بنابراین به خوبی با کاربردهای فاز مایع سازگار هستند، جایی که ویژگی‌های تعامل آنها با مایع تقریباً با APM یکسان است. در عین حال، مانند SAW، آنها به طور بالقوه می‌توانند در فرکانس‌های بسیار بالاتر از APM کار کنند. علاوه بر این، حساسیت جرمی آنها مشابه با دستگاه SAW است و مستقل از ضخامت صفحه است. تعامل آکوستوالکتریک مشابه دو دستگاه دیگر است. کاربردهای دستگاه‌های SH-SAW به تفصیل در شیوکاوا و کندون<sup>۲۴</sup> خلاصه شده است.

### ۳.۳.۱۶ حسگرهای مود لاو

امواج لاو به تفصیل در فصل دهم مورد بحث قرار گرفت. اساساً، آنها امواجی از نوع SH هستند که در یک لایه روی یک زیرلایه بهدام افتاده‌اند با این خاصیت که سرعت بر ShiO<sub>4</sub> در لایه کمتر از سطح زیرلایه است، به‌طوری که لایه روی هم قرار داده شده را فراهم می‌کند. مکانیسم محدود کننده باز هم، چنین مودهایی به‌ویژه برای کاربردهای فاز مایع مفید هستند. پیکربندی کلی برای یک نوسانگر موج لاو در شکل (۷.۱۶)-ج نشان داده شده است. کوارتز برش X معمولاً به عنوان بستر انتخاب می‌شود ( $V_S \sim 5000\text{ms}^{-1}$ ) در حالی که یک لایه هدایت کننده مناسب را فراهم می‌کند ( $V_S \sim 3800\text{ms}^{-1}$ ). یک لایه نازک حساس از نظر شیمیایی (PMMA با  $V_S \sim 1100\text{ms}^{-1}$ ) روی لایه هدایت کننده برای سنجش شیمیایی قرار می‌گیرد. با تنظیم پارامترها، می‌توان به مصالحهای دست یافت که به موجب آن بخش قابل توجهی از شار انرژی صوتی را می‌توان برای انتشار در این لایه حسگر ایجاد کرد. مشخص خواهد شد که حسگرهای مود لاو انعطاف‌پذیری زیادی در طراحی دارند و به‌طور بالقوه حسگرهای صوتی با بالاترین حساسیت بارگذاری آنبوه را تشکیل می‌دهند.

ژاکوبی و ولکوب<sup>۲۵</sup>[۱۷] یک مطالعه کمی از پیکربندی شکل (۷.۱۶)-الف انجام داده‌اند. آنها با استفاده از رویکرد اغتشاش اولد<sup>۲۶</sup>[۱۸]، شار توان و تضعیف مودها را در بستر، لایه راهنمای و پوشش شیمیایی محاسبه کردند. برای ساده‌سازی، یک مدل همسانگرد و افت بر ShiO<sub>4</sub> خالص در نظر گرفته شده است. بنابراین، تلفات ویسکوز با استفاده از مدول بر ShiO<sub>4</sub> مختلط  $\mu = \mu_0 + j\omega\eta_\mu$  معرفی می‌شوند، به‌طوری که می‌توان آنها را با یک تلفات مماسی توصیف کرد.

یک سیستم مدل متšکل از یک بستر کوارتز-ST<sup>27</sup>، که برای سادگی همسانگرد فرض می‌شود، با چگالی  $265\text{kgm}^{-3}$  و در مقابله  $5060\text{ms}^{-1}$  در نظر گرفته شد. لایه راهنمای یک لایه ۵ میکرومتری از کوارتز ذوب شده با یک پوشش ۱ میکرومتری از PMMA( $\mu = 1N\text{s}m^{-2}\eta_\mu = 1/\text{Nm}^2$ ) بود. یک روش اغتشاش استفاده شد و مشخص شد که

<sup>۲۴</sup>Shiokawa and Kondoh

<sup>۲۵</sup>Jacoby and Vellekoop

<sup>۲۶</sup>Auld

تا زوایای تلفات  $\tan \delta = ۰/۱$  در  $s^{-۱} = ۱/۵۱۰^۹$  در نهایت نزدیک به فرکانس بهینه است، دقیق است. توزیع شار توان در سیستم لایه‌ای و تضعیف سیستم به صورت تابعی از فرکانس محاسبه شد. با افزایش فرکانس، موج بسیار بیشتر در لایه متمرکز شد، اما تضعیف به سمت حداکثر مقدار قابل دستیابی برای عملکرد دستگاه افزایش یافت. فرکانس عملیاتی بهینه قابل قبول  $s^{-۱} = ۱/۴۱۰^۹$  تعیین شد. این همچنین به بخش قابل توجهی از شار توان در لایه PMMA اجازه می‌دهد تا در آنجا عملکرد سنجش واقعی انجام شود.

### ۴.۳.۱۶ حسگر موج عرضی سطحی

برای حسگرهای موج عرضی سطحی (STW<sup>۲۷</sup>، مکانیسم محصور کردن امواج SH توسط یک توری فلزی که روی سطح قرار گرفته است فراهم می‌شود. از نظر فیزیکی، به دام افتادن به دلیل رزونانس مسطح در توری رخ می‌دهد. صفحات کوارتز برش X معمولاً مانند سایر دستگاه‌های SH به عنوان زیرلایه استفاده می‌شوند. دستگاه STW شبیه یک دستگاه SAW با یک توری بین IDT<sup>۲۸</sup>ها است، شکل (۷.۱۶)-۵، و رفتار کلی آن مانند یک حسگر SAW است که در مود SH کار می‌کند.

باير و همکاران<sup>۲۹</sup>[۱۹] نمونه اولیه دستگاه STW، "آتیلا" را توصیف کرده‌اند که در  $۲۳۰^{\circ}$  مگاهرتز کار می‌کند. آنها ویژگی‌های به دام انداختن این حسگرها و حسگرهای مرتبط را بر اساس همان پارامتر تله‌گیری که قبلًا استفاده شده بود، یعنی  $I/I_0^{۰.۷}$  مشخص می‌کنند. آنها نشان می‌دهند که راندمان به دام انداختن به مواد بستگی دارد (طلا به دلیل چگالی بالاتر نسبت به  $Al$  و  $SiO_2$  بسیار برتر است) و با ضخامت توری برای یک ماده معین افزایش می‌یابد. یک مقایسه خاص برای کارایی به دام انداختن بین توری‌ها و صفحات برای همان جرم مواد انجام شد.

از آنجایی که صفحه با امواج لاو مطابقت دارد، نتایج نشان داد که در این حالت مود STW تله‌گذاری بهتری دارد و از این رو، باید حساسیت جرمی بالاتری داشته باشد. در واقع، یک رفتار دقیق‌تر توسط وانگ و همکاران<sup>۳۰</sup>[۲۰] نشان می‌دهد که حساسیت بهینه برای حسگرهای مود لاو به طور قابل توجهی بهتر از مود STW است. با این وجود، حسگر مود STW گیر افتادن خوب، کمترین انعکاس از یک گریتینگ به خوبی طراحی شده و کوپلینگ بهبود یافته برای IDT را نمایش می‌دهد. نشان داده شد که حسگر به ویژه برای سنجش زیستی مناسب است.

### ۴.۱۶ حسگر موج صفحه‌ای خمی

حسگر موج صفحه خمی (FPW<sup>۳۱</sup>)<sup>۲۱</sup> یک کاربرد مستقیم از انتشار موج لامب در یک غشای نازک است. این به طور ساده‌ترین، حساس‌ترین و با کمترین هزینه در

<sup>۲۷</sup>Surface Transverse Wave (STW)

<sup>۲۸</sup>Baer et al.

<sup>۲۹</sup>Wang et al.

<sup>۳۰</sup>Flexural Plate Wave (FPW)

میان تمام خانواده حسگرهای صوتی است. این ویژگی جالب این است که به خوبی برای سنجش فاز مایع سازگار است، اما بر مبنای مود SH نیست. اصل سنجش را می‌توان مستقیماً از شکل منحنی‌های پاشندگی موج لامب یک صفحه نازک فهمید که فرض می‌شود در آب غوطه‌ور می‌شود.

مود A از جذابیت خاصی برخوردار است. اگر  $fd$  (یا  $d/\lambda$ ) به اندازه کافی کوچک باشد، آنگاه سرعت این مود خمثی کمتر از سرعت صوت در آب است. سپس از قانون اسنل نتیجه می‌گیرد که موج صوتی در صفحه بهدام می‌افتد و بهسیال نشت نمی‌کند، همانطور که امواج نور کاملاً در یک فیبر نوری منعکس می‌شوند. این اساس توجه دستگاه برای کاربرد فاز مایع است زیرا تلفات ناشی از مایع کم است. برای کاربردهای عمومی داریم:

$$V_p = \sqrt{\frac{B}{M}} \quad (53.16)$$

$$B = \left( \frac{E' d^2}{12} \right), \quad \text{مدول خمثی} \quad (54.16)$$

$$E' = \frac{E}{1 - v^2}, \quad \text{مدول موثر یانگ} \quad (55.16)$$

در شرایط عملی، برای غشاها (ضخامت ۵ تا ۱۰ میکرومتر)، ملاحظات قبلی منجر به فرکانس کاری ۱۰ - ۱ مگاهرتز می‌شود. این یک مزیت قطعی نسبت به دستگاه‌های مبتنی بر SAW است زیرا در این فرکانس‌های پایین مدارهای الکترونیکی مرتبط ساده و کم هزینه هستند. یکی از مزایای حسگر FPW این است که می‌توان آنرا با تکنیک‌های استاندارد میکروالکترونیک ساخت. یک غشای نیترید سیلیکونی با حکاکی کردن زیرلایه سیلیکونی پشت آن، خود نگهدارنده می‌شود. یک فیلم پیزوالکترونیک ZnO بر روی نیترید سیلیکون رسوب می‌کند و IDT‌ها برای تولید امواج لامب در ساختار استفاده می‌شوند. هندسه دستگاه دارای یک مزیت اضافی است در این که حکاکی کردن یک حفره طبیعی را برای مایعات مورد مطالعه تشکیل می‌دهد و در عین حال به مبدل‌ها، الکترونیک و غیره اجازه می‌دهد از طرف دیگر در برابر مایع محافظت شوند. پیکربندی حسگر، سیستم انتقال گاز و یک نتیجه معمولی به ترتیب در شکل‌های ۸.۱۶ تا ۱۰.۱۶ نشان داده شده است.

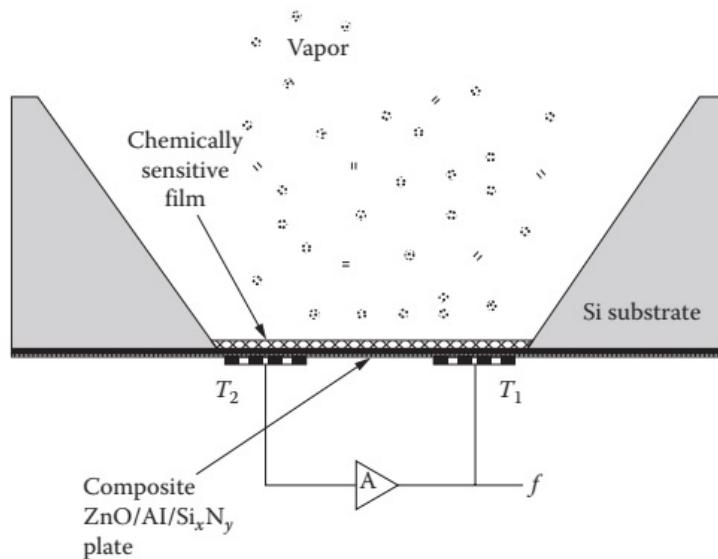
حساسیت بارگذاری جرمی از معادله (۵۳.۱۶) به دست می‌آید. به طور اجتناب ناپذیری در طی فرآیند ساخت، تنفس پسماند در غشا ایجاد خواهد شد. با احتساب این در معادله سرعت، داریم:

$$V_p = \sqrt{\frac{T_x + B}{M + m'}} \quad (56.16)$$

بسط تیلور بلاfacسله برای سیستم بارگذاری شده با جرم اغتشاشی می‌دهد

$$\frac{\Delta V_p}{V_p} = \frac{(V_p)_{final} - (V_p)_{original}}{(V_p)_{original}} \approx -\frac{m'}{2M} \quad (57.16)$$

بنابراین، حساسیت  $\Delta V_p/V_p$  به صورت  $1/d(M = rd)$  تغییر می‌کند و با کوچک شدن  $d$  بسیار زیاد می‌شود. مقایسه کمی با سایر حسگرها در بخش بعدی انجام خواهد شد.



شکل ۸.۱۶: حسگر بخار شیمیایی موج لامب (FPW).

به اندازه کافی جالب توجه است که حساسیت را می‌توان با کاهش ضخامت و در نتیجه فرکانس  $f$  افزایش داد. این رفتار غیر شهودی به دلیل شکل منحنی پاشندگی  $A$  است و البته بر عکس رفتار SAW و دستگاه‌های مرتبط است که در آن فرکانس برای افزایش حساسیت افزایش می‌یابد.

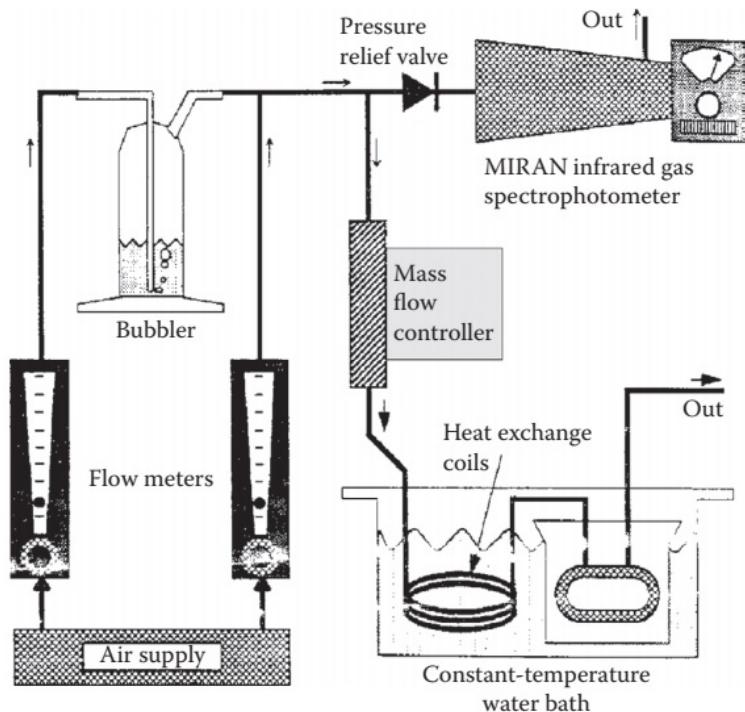
همانطور که قبل ذکر شد، عملکرد در سیالات کاربرد اصلی حسگر FPW است. مسئله موهای تزویجی بین صفحه غوطه ور در یک سیال و دومی به تفصیل در فصل نهم مورد بررسی قرار گرفت. مود پایین‌ترین مرتبه مرز مشترک، موج شولت<sup>۳۱</sup>، به مود بدون اغتشاش  $A$  کوپل شده که منجر به دفع منحنی پاشندگی و تبادل مشخصه مود، همانطور که قبل<sup>۳۰</sup> بحث شد، می‌شود. در رژیم مادون صوت ( $V_P < V_c$ )، مود شولت بدون تلفات عمده‌ای در صفحه حرکت می‌کند و این مود است که در مکانیسم سنجش نقش دارد. یک موج بسیار پرتلفات، شاخه بالایی، در مایع وجود دارد. و همانطور که قبل<sup>۳۰</sup> بحث شد بعلت میرایی بسیار زیاد است [۲۰].

ونزل<sup>۳۲</sup> نشان داد که برای صفحه‌ای که توسط یک سیال در یک طرف بارگذاری شده است، سرعت فاز به صورت زیر تبدیل می‌شود.

$$V_P = \sqrt{\frac{T_x + B}{M + \rho_E \delta_E}} \quad (۸.۱۶)$$

<sup>۳۱</sup>Scholte wave

<sup>۳۲</sup> Wenzel



شکل ۹.۱۶: سیستم جریان بخار معمولی که برای اندازه‌گیری حسگر صوتی استفاده می‌شود.

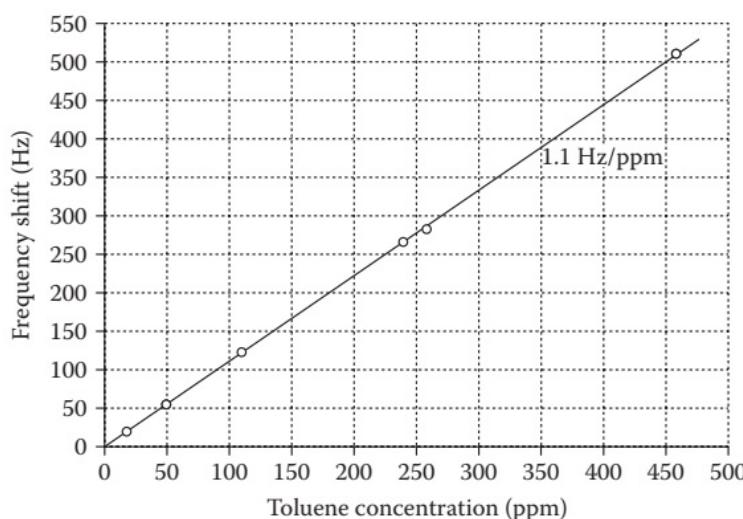
که در آن طول میرائی محو شوندگی برابر است با:

$$\delta_E = \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right) \sqrt{1 + \left( \frac{V_P}{V_F} \right)^{-\frac{1}{4}}} \quad (59.16)$$

$\delta_E$  نشان دهنده ضخامت سیالی است که به‌طور موثر صفحه را بارگذاری می‌کند. در مورد بارگذاری سیال ویسکوز، توضیحاتی که قبلاً برای سیالات ویسکوز ارائه شد، اعمال می‌شود. در درجه اول، اثر سیال به‌صورت لایه‌ای از سیال با ضخامت برابر با طول میرائی ویسکوز است که به‌طور موثر به‌صفحه بسته می‌شود و خواهیم داشت:

$$M_\eta = \frac{\rho_F \delta_v}{2} \quad (60.16)$$

که در آن  $\delta_v$  طول میرائی ویسکوز، معادله (۱۸.۱۶)، است. این یک سرعت فاز وابسته به‌ویسکوزیته و یک تضعیف متفاوت به‌صورت  $\sqrt{\eta\rho}$  می‌دهد به‌طوری که در اصل دستگاه می‌تواند به‌عنوان یک میکروویسکومتر با اندازه‌گیری‌های میرایی دقیق استفاده شود [۱].



شکل ۱۰.۱۶: تغییر فرکانس در مقابل غلظت برای بخار تولوئن.

## ۵.۱۶ حسگر زیستی CMUT CHEM

مبدل فراصوت خازنی میکروماسین شده (CMUT) در فصل پانزدهم به عنوان یک جایگزین جالب برای مبدل‌های پیزوالکتریک ارائه شد. CMUT‌ها مزایای بی‌شماری دارند که آن‌ها را کاندیدای جذاب حسگر می‌کند. جرم غشا کوچک، فرکانس‌های تشدید بالا، ساختار دستگاه قوی، قابلیت ساخت استاندارد میکروالکترونیک و هزینه بسیار پایین برخی از ویژگی‌های مطلوب هستند. پتانسیل CMUT‌ها برای کاربردهای سنجش در خوری یا کوب و همکاران<sup>۳۳</sup> [۲۳] پارک و همکاران<sup>۳۴</sup> [۲۴] بررسی شده است و این نتایج در اینجا خلاصه خواهد شد.

یک آرایه تصویربرداری پزشکی موجود برای مطالعات حسگر انتخاب شد. دارای ۱۲۸ عنصر بود که هر عنصر از ۷۵۰ سلول تشکیل شده بود. سلول‌ها از غشاها نیترید سیلیکون با ضخامت ۰/۸۵ میکرومتر و قطر ۳ میکرومتر، ارتفاع حفره ۰/۱ میکرومتر و نیاز بایاس ۱۰ ولت DC ساخته شده بودند. آرایه در هوا در حدود ۶ مگاهرتز رزونانس داشت که می‌تواند خوب با بایاس DC تنظیم ریز شود. برش‌های دایسی<sup>۳۵</sup> بین شش عنصر آرایه انجام شد تا به عنوان حسگر برای جلوگیری از قفل شدن فرکانس به دلیل تداخل استفاده شود. چندین مزیت این هندسه شامل سلول‌های با قطر کوچک بود که MDM را افزایش داد و تعداد زیادی از سلول‌ها نرخ هشدار کاذب<sup>۳۶</sup> را کاهش دادند، زیرا زمانی که همه سلول‌های دیگر پاسخ صحیح را می‌دادند، یک قرائت غلط نشان می‌داد.

برای آزمایش‌های سنجش، چهار حسگر با لایه‌های پلیمری نازک کاربردی شدند:

<sup>۳۳</sup>KhuriYakub et al.

<sup>۳۴</sup>Park et al

<sup>۳۵</sup>Dicing cuts

<sup>۳۶</sup>False Alarm

آلکیل متاکریلات پلی آروماتیک (PAAM)، پلی اتیلن گلیکول، پلی سدیم ۴-استایرن سولفونات و پلی وینیل الكل. حسگرها با چهار آنالیت مورد آزمایش قرار گرفتند: آب، اتانول، ایزوپروپونول و تولوئن، که در غلظت‌های مختلف در گاز نیتروژن خشک از روی حسگرها عبور داده شدند. حسگرها حساسیت‌های بسیار متفاوتی را به آنالیت‌های مختلف نشان دادند که پتانسیل سنجش شیمیایی را نشان می‌داد. حسگرها حساسیت عالی را نشان دادند. به عنوان مثال، حسگر با پلیمر PAAM دارای حساسیت مطلق  $18ppb$  و MDM  $10^{-12} \times 75^{\circ}$  بود. طرح جدیدی مورد بررسی قرار گرفت که در فرکانس بالاتر عمل می‌کرد و جرم کمتری داشت. نتایج دارای حساسیت حدود  $23ppb$  و MDM  $2 \times 10^{-15} g$  برای یک حسگر با  $100$  سلول است.

هر دو FPW و CMUT بخش قبل دو نمونه از پلتفرم‌های حسگر موفق مبتنی بر فناوری میکروالکترونیک هستند. یکی دیگر از کاندیدای احتمالی با استفاده از ریزماشینکاری، حسگر خمشی کنسولی سیستم‌های مکانیکی میکروالکتریکی (MEMS) است. با این حال، ارتعاشات خمشی کنسول بهشدت توسط هوا یا مایع میرا می‌شوند، بنابراین دارای  $Q$  کاهش یافته و همچنین به دلایل هندسی ذاتاً فرکانس پایینی دارند. از این‌رو، تشدید کننده‌های کنسولی دارای یک نقطه ضعف ذاتی هستند<sup>[۲۵]</sup> و در اینجا مورد توجه قرار نخواهد گرفت. با این حال، یک فناوری نهایی مبتنی بر MEMS وجود دارد که پتانسیل قابل توجهی دارد، یعنی تشدید کننده‌های صوتی حجیم فیلم (FBAR) که در بخش بعدی بررسی خواهد شد.

## ۶.۱۶ حسگر مایع FBAR

از آنجایی که FBAR جانشین با فرکانس بالا برای تشدید کننده کوارتز است، ما باید پتانسیل آن را به عنوان یک حسگر صوتی بررسی کنیم. به طور پیشینی باید بسیار امیدوار کننده باشد، همانطور که برای FBAR، CMUT مزایای زیادی نسبت به کوارتز در پتانسیل تولید انبوه، یکپارچه سازی CMOS و هزینه کم دارد. همچنین، معادله ساوربری یک تشدید کننده کششی تا حد ممکن نازک را تجویز می‌کند، که در فرکانس بالا برای حداقل حساسیت تشدید می‌شود، هر دو ویژگی توسط FBAR مشترک است. با این حال، مشخص شد که QCM دارای سطح نویز بسیار کمتری است، که باعث می‌شود یک دستگاه FBAR با وجود فرکانس عملکرد بسیار بالاتر، وضوح جرمی مشابه QCM داشته باشد. علاوه بر این، مودهای استاندارد FBAR کششی طولی هستند و در حالی که برای عملیات هوا یا گاز کاربردی هستند، تلفات مایع و متعاقب آن تخریب  $Q$  برای آن کاربرد بسیار زیاد است. با این حال، امکان تولید دستگاه‌های AlN FBAR شیبدار محور  $c$  وجود داشته است و اینها برای استفاده به عنوان حسگرهای مایع مورد بررسی قرار گرفته‌اند<sup>[۹]</sup>. آنها می‌توانند دما را جبران کنند و اگر با دقت طراحی شوند،  $Q$  بالا را حتی در تماس با مایع حفظ می‌کنند.

در مورد SMR ها، TCF فیلم AlN ( $ppm/\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) در دستگاه FBAR را می‌توان با یک فیلم  $SiO_2$  ( $TCF = +85ppm/\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) با ضخامت مناسب جبران کرد. با این حال، فیلم  $AlN$  تأثیر می‌گذارد. محاسبات همچنین بر فرکانس رزونانس، حساسیت و ضربیت تزویج  $AlN$  تأثیر می‌گذارد.

دقیق [؟] نشان داد که تغییرات فرکانس تشدید، ضربت تزویج و جبران دما را می‌توان با یک فیلم  $1/22$  میکرومتری از  $SiO_2$  برای اولین مود برشی هارمونیکی بهینه کرد. بنابراین تشدید کننده کامپوزیت واقعی از یک دی اکسید سیلیکون  $1/22$  میکرومتر و یک فیلم  $2$  میکرومتری با الکترودهای  $Al$   $200$  نانومتری تشکیل شده است. این سازه اولین تشدید برشی هارمونیکی را در  $1/32$  گیگاهرتز داشت و جبران دما بین  $2+$  و  $-2 ppm/{}^{\circ}C$  در بازه دمایی  $25$  تا  $95$  درجه سانتی گراد متغیر بود. مقدار  $Q$  در هوا  $800$  و در تماس با  $230$  بود. مایع، با همان ضربت تزویج  $1/3\%$ . مقدار  $Q$  در آب برای این مود حتی بهتر از مقدار  $FBAR$  جبران نشده در مود اصلی است.

## ۷.۱۶ حسگرهای صوتی میله‌های نازک

حسگر امواج صوتی با میله نازک یا فیبر [۲۱] یک آنالوگ یک بعدی با حسگر FPW است. یکی از ویژگی‌های اصلی دومی را نشان می‌دهد، یعنی حساسیت جرمی به عنوان مقابله بعد ضخامت متفاوت است، به طوری که میله‌ها یا الیاف بسیار نازک می‌توانند حساسیت وزنی بسیار بالایی داشته باشند.

حساسیت جرمی،  $S_m^V = (1/V_p)(\partial V_p / \partial m)$ ، قبل از اولین پیچشی، شعاعی - محوری (کششی) به ترتیب  $-2/\rho a$ ،  $-1/\rho a$  یا  $-1/2\rho a$  یا مودهای میله نازک خمی بود [۲۱]. با این حال، این نتایج با این فرض بدست آمد که شعاع و خاصیت ارجاعی فیبر تحت تأثیر مواد اضافه شده قرار نمی‌گیرد. در بسیاری از موارد، این فرض معتبر است، اما در موارد دیگر، باید از مدل نظری که شامل اثر کشش و اینرسی ماده بارگذاری است، استفاده شود. روابط تحلیلی از جمله سهم الاستیسیته و اینرسی مواد اضافه شده در حساسیت جرمی یک حسگر میله نازک را می‌توان از رابطه پاشندگی مربوط به مود صوتی مورد علاقه بدست می‌آید. از آنجایی که کارکردن چنین حسگری در فرکانس پایین مطلوب است، می‌توان از تقریب حد طول موج بلند استفاده کرد. با این فرض که ضخامت ماده بارگذاری در مقایسه با شعاع فیبر کوچک نگه داشته می‌شود، می‌توانیم فرمول روابط پاشندگی را برای میله‌های نازک ساده کنیم [۲۱]، که در آن  $R = 1 + h/a$  که  $h$  ضخامت است بارگیری مواد ما از شرایط ترتیب  $(h/a)^2$  و بالاتر که در مقایسه با یک کوچک هستند غفلت می‌کنیم. برای کمترین مود موج پیچشی  $T_{..1}$  این منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$V \approx V_{S1} \sqrt{\frac{1 + 4 \left( \frac{\rho_s h}{\rho_1 a} \right) C_S}{1 + 4 \left( \frac{\rho_s h}{\rho_1 a} \right)}} \quad (61.16)$$

برای کمترین مود موج کششی،  $R_{..1}$

$$V \approx V_{E1} \sqrt{\frac{1 + 2 \left( \frac{\rho_s h}{\rho_1 a} \right) C_E}{1 + 2 \left( \frac{\rho_s h}{\rho_1 a} \right)}} \quad (62.16)$$

برای کمترین مود موج خمشی،  $F_{11}$

$$V \approx \sqrt{\frac{\omega a}{2}} \sqrt{V_{E1}} \left[ \frac{1 + 4 \left( \frac{\rho_2 h}{\rho_1 a} \right) C_E}{1 + 2 \left( \frac{\rho_2 h}{\rho_1 a} \right)} \right] \quad (63.16)$$

که در آن

$$V_{S1} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\rho_1}} \quad (64.16)$$

سرعت موج برشی است

$$V_{E1} = \sqrt{\frac{E_1}{\rho_1}} \quad (65.16)$$

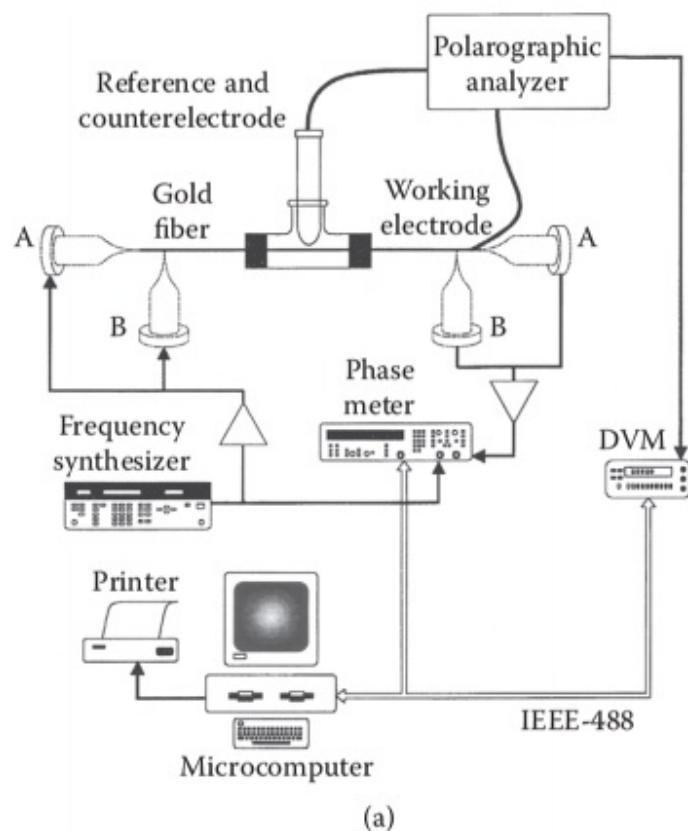
سرعت موج کششی در حد فرکانس پایین است:

$$C_S = \frac{\mu_2 \rho_1}{\mu_1 \rho_2}, \quad \text{و} \quad C_E = \frac{E_1 \rho_1}{E_2 \rho_2} = \left( \frac{V_{E2}}{V_{E1}} \right)^2 \quad (66.16)$$

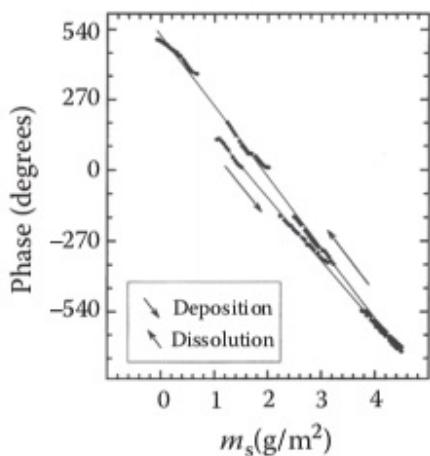
با جایگزینی معادلات (61.16) تا (63.16) در فرمول حساسیت معادله (68.16) که در آن  $m_s = \rho_2 h$ ، رابطه توصیف کننده حساسیت جرمی یک حسگر میله نازک در سه مود می‌تواند بدست آید. این نتایج در جدول (1.16) خلاصه شده است. این روابط نشان می‌دهد که اثر اینرسی ماده بارگذاری (مربوط به  $\rho_2 h$ ) باعث افزایش حساسیت جرمی یک حسگر نازک میله‌ای می‌شود، اگرچه اثر آن معمولاً در مقایسه با الاستیسیته کوچک است. اثر ارتقای ماده بارگذاری (مربوط به  $C_S$  و  $C_E$ ) می‌تواند باعث ایجاد حساسیت جرمی کوچک‌تر یا بزرگ‌تر از حسگر میله‌ای نازک شود. این بستگی به‌این دارد که آیا مقدار مطلق  $(1 - C_E)$ ،  $(1 - C_S)$  یا  $(1 - 2C_E)$  کوچک‌تر یا بزرگ‌تر از یک باشد.

این نتایج را می‌توان با نتایجی که قبلاً برای حسگرهای موج صفحه منتشر شده بود مقایسه کرد [۲۹]. در واقع می‌توانیم شباهت‌هایی را بین مودهای  $S$ ،  $H$ ،  $T$  و  $R$ ،  $A$ ،  $F_{11}$  و  $S$ ،  $R$  مشاهده کنیم. با این وجود، ضخامت صفحه باید چهار یا هشت برابر نازک‌تر از قطر فیبر باشد تا حسگر موج صفحه به‌همان اندازه حساسیت جرمی حسگر موج صوتی میله‌ای نازک برسد.

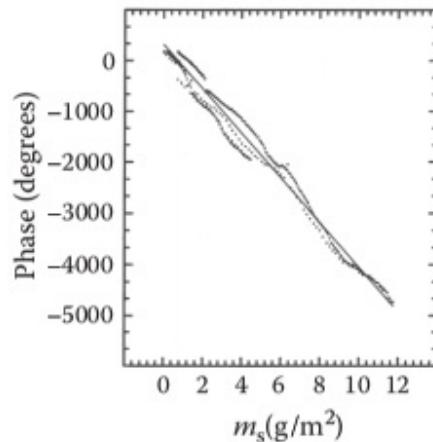
برای تأیید تجربی نتایج نظری حساسیت‌های جرمی فهرست شده در جدول (1.16)، مقدار مشخصی از جرم بر روی یک فیبر رسوب شد و تأثیر آن رسوب بر روی فاز خط تاخیر صوتی میله‌ای نازک بررسی شد. امواج صوتی در فیبر با استفاده از یک شکل بوق شیشه‌ای توخالی که برای مرکز کردن انرژی یک مبدل فشاری ۲ مگاهرتز PZT در فیبر طلا طراحی شده بود، برانگیخته شد. همانطور که در شکل (11.16)-الف نشان داده شده است، با انتخاب جهت بوق‌های توخالی در مقایسه با محور فیبر، مودهای موج کششی یا خمشی را می‌توان برانگیخت و دریافت کرد. مس ته نشین شده یک لایه جامد و یکنواخت بر روی سطح الیاف طلا تشکیل داد. چنین لایه‌ای مطلوب است زیرا به‌طور قابل توجهی دامنه سیگنال صوتی منتشر شده در فیبر را کاهش نمی‌دهد. شکل



(a)



(b)



(c)

شکل ۱۱.۱۶: (الف) ابزار دقیق و پیکربندی نمونه برای تعیین حساسیت جرمی حسگر میله نازک. (ب) تغییر در فاز موج کششی در فیبر طلایی با قطر ۲۵ میکرومتر با جرم در واحد سطح مس رسوب شده، در طول رسوب گذاری و انحلال. (ج) تغییر در فاز موج خمشی در فیبر طلایی با قطر ۵ میکرومتر با جرم در واحد سطح مس رسوب شده، در طول رسوب گذاری و انحلال.

جدول ۱.۱۶: حسگر جرمی نظری یک حسگر میله‌ای نازک

$S_m^V$ (جرمی، کشسانی و اینرسی)	$S_m^V$ ( فقط جرمی)	مودهای صوتی
$-\frac{1}{\rho_1 a} \frac{(1-C_s)}{1+\frac{\tau\rho_1 h}{\rho_1 a} \cdot 1 + \frac{\tau\rho_1 h}{\rho_1 a} \cdot C_s}$	$-\frac{1}{\rho_1 a}$	$T_{..}$ (پیچشی)
$-\frac{1}{\rho_1 a} \frac{(1-C_E)}{1+\frac{\tau\rho_1 h}{\rho_1 a} \cdot 1 + \frac{\tau\rho_1 h}{\rho_1 a} \cdot C_E}$	$-\frac{1}{2\rho_1 a}$	$R_{..1}$ (کششی)
$-\frac{1}{\rho_1 a} \frac{(1-2C_E)}{1+\frac{\tau\rho_1 h}{\rho_1 a} \cdot 1 + \frac{\tau\rho_1 h}{\rho_1 a} \cdot C_E}$	$-\frac{1}{2\rho_1 a}$	$F_{11}$ (خمشی)

توجه: زیرنویس‌های ۱ و ۲ به ترتیب نشان دهنده فیبر و مواد بارگذاری هستند.

(۱۱.۱۶)-ب تغییر فاز موج کششی را در یک فیبر طلا به قطر ۲۵ میکرومتر با جرم مس در واحد سطح در طی رسوب و انحلال نشان می‌دهد. زاویه فاز در طول رسوب کاهش می‌یابد و در هنگام انحلال افزایش می‌یابد. شیب متوسط منحنی‌ها در شکل (۱۱.۱۶)-ب مستقیماً با حساسیت جرمی خط تاخیری میله نازک در مود کششی مرتبط است. در واقع، رابطه را می‌توان به صورت زیر بیان کرد

$$S_m^V = -\frac{1}{360^\circ} \cdot \frac{V}{lf} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial m_s} \quad (67.16)$$

که در آن  $a$  طول فیبر غوطه ور در الکتروولیت (۸ سانتی‌متر)،  $V$  سرعت فاز موج میله نازک ( $2099ms^{-1}$ ) و  $f$  فرکانس موج (۹۵۱، مگاهرتز) است. حساسیت جرمی فیبر طلا با قطر ۲۵ میکرومتر، ۹۵ سانتی‌متر مربع بر گرم ارزیابی می‌شود.

با در نظر گرفتن معادله مربوطه در جدول ۱.۱۶ که در آن  $h$  نزدیک به صفر فرض شده است، نظریه ما حساسیت جرمی  $g/cm^3$  را پیش‌بینی می‌کند. این مقدار نظری تطبیق خوبی با مقدار تجربی (۹۵ سانتی‌متر مربع بر گرم) پیش‌بینی شده توسط اثر بارگذاری جرم خالص دارد. مود موج خمشی نیز در یک فیبر طلایی با قطر ۵۰ میکرومتر با استفاده از یک سیستم مشابه برانگیخته شده است. تغییر فاز ب صورت تابعی از جرم مس ته نشین شده در واحد سطح در شکل (۱۱.۱۶)-ج نشان داده شده است. در واقع، حساسیت جرمی تجربی ۴۴ سانتی‌متر مربع بر گرم ارزیابی شد. این به خوبی با مقدار پیش‌بینی شده توسط مدلی مطابقت دارد که از تأثیر اینرسی لایه مس (۵۷/۹ سانتی‌متر مربع بر گرم) چشم پوشی می‌شود.

## ۸.۱۶ تجزیه و تحلیل و مقایسه حساسیت ثقلی

ساختار استاندارد برای این تجزیه و تحلیل شامل لایه‌ای به ضخامت  $h$  است که روی صفحه‌ای با ضخامت  $b$  قرار گرفته است. برای حسگرهای BAW، این به طور مستقیم با تشدید کننده و لایه پوشش مطابقت دارد. برای پیکربندی‌های دیگر، بستر مربوط به بستر امواج هدایت شده در امتداد آن (APM، FPW، و میله نازک) یا یک بستر نیمه بینهایت (SAW، لاو، و غیره) است. در تحلیل نظری حاضر، جدای از BAW و SAW، ما رفتار را با مودهای صوتی مستقیماً به جای نوع دستگاه توصیف می‌کنیم. مودهای در نظر گرفته

شده عبارتند از مود لامب خمثی پایین‌ترین مرتبه ( $A_0$ ، مود لامب کششی پایین‌ترین مرتبه ( $S_0$ )، مود صفحه افقی برشی پایین‌ترین مرتبه ( $SH_0$ )، مود عرضی سطح پایین‌ترین مرتبه ( $STW$ ) و مود لاو پایین‌ترین مرتبه است. تعریف حساسیت جرمی یک حسگر پیکربندی شده در اندازه‌گیری‌های فرکانس تشیدید توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$S_m^f = -\frac{1}{f_0} \lim_{\Delta m_s \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta f}{\Delta m_s} \right) \quad (68.16)$$

که در آن  $\Delta f$  تغییر در فرکانس تشیدید برای جرم جذب شده در واحد سطح  $\Delta m_s$  و  $m_s/\rho_1 h$  است. حساسیت‌ها برای همه مودهای صوتی محاسبه شده و نتایج در جدول [۲.۱۶] جمع آوری شده است. پارامترها بقرار زیر تعریف شده‌اند

$$m_r = \frac{\rho_2 h}{\rho_1 b} \quad (69.16)$$

نسبت جرم لایه پوششی به زیرلایه است.

$$C_E = \frac{E'_2/\rho_2}{E'_1/\rho_1} = \frac{V_{21}}{V_{11}} \quad (70.16)$$

نسبت سرعت موج صفحه کششی لایه پوشش و زیرلایه است. زیرنویس‌های (اندیس‌های) ۱ و ۲ به ترتیب برای زیرلایه و پوشش هستند و  $E'$  مدول خمثی است که توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$\frac{E'_i}{\rho_i} = \frac{E_i}{(1-\sigma^2)\rho_i} = \mu_i \frac{(\lambda_i + \mu_i)}{\rho_i(\lambda_i + 2\mu_i)} \quad (71.16)$$

و

$$C_S = \frac{\mu_2/\rho_2}{\mu_1/\rho_1} = \frac{V_{S2}}{V_{S1}} \quad (72.16)$$

نسبت سرعت موج برشی لایه پوشش به زیرلایه است

$$Q_m = \frac{m^2 \pi^2 V_{S1}}{\omega^2 b^2} \quad (73.16)$$

$$C_R = \frac{V_{21}}{V_R} \frac{1}{(1+\eta)^2}, \quad \eta = \sqrt{\frac{1 - V_R^2/V_{L1}}{1 - V_R^2/V_{S1}}} \quad (74.16)$$

که در آن  $V_R$  سرعت موج ریلی است.  $V_{21}$  و  $V_{L1}$  به ترتیب سرعت مود صفحه کششی در حد فرکانس پایین برای دو ماده در مورد صفحه نازک هستند.  $E_i, \sigma_i, \rho_i, \lambda_i$  و  $\mu_i$  به ترتیب مدول یانگ، نسبت پواسون، چگالی مواد و ضرایب لامه هستند.

در فرمول حساسیت حسگرهای مود ریلی SAW،  $\lambda$  طول موج SAW و ضریب  $K(\sigma)$  ضریبی بین ۱ و ۲ است. در فرمول حساسیت حسگر STW،  $\lambda$  طول موج STW و ضریب  $K_{STW}$  برابر واحد است. در پایین‌ترین فرمول حساسیت حسگر مود لاو، مقدار ضریب

جدول ۲.۱۶: فرمول حساسیت و مثال های عددی برای مودهای مختلف صوتی

Mode	$S_m'$ from Two-Layer Composite Resonator or Waveguide Theory Results (Mass and Elasticity Effects Considered)	Numerical Examples for Simple Theory Formulae ( $\text{cm}^2/\mu\text{g}$ )		Example of Mass Effect of the Sensing Layer	Example of Elasticity Effect of the Sensing Layer
		Simple Theory Result, $S_m'$	Simple Theory Formulae ( $\text{cm}^2/\mu\text{g}$ )		
BAW	$\frac{-1}{\rho_1 b}$ or $\frac{-2}{\rho_1 \lambda}$	$\frac{-1}{\rho_1 b} \cdot \frac{1}{(1+m_r)}$	15.1 (10 MHz)	-0.4%	No effect
$D_2(S_0)$	$\frac{-1}{2\rho_1 b}$	$\frac{-1}{2\rho_1 b} \cdot \frac{(1-C_E)}{(1+m_r)(1+C_E)}$	626.6 (4.72 MHz)	-31.3%	-3.94%
$D_1(A_0)$	$\frac{-1}{2\rho_1 b}$	$\frac{-1}{2\rho_1 b} \cdot \frac{(1-3C_E)}{(1+m_r)(1+3m_rC_E)}$	626.6 (4.72 MHz)	-31.3%	-11.8%
$SH_0$	$\frac{-1}{2\rho_1 b}$	$\frac{-1}{2\rho_1 b} \cdot \frac{1-C_S}{(1+m_r)(1+m_rC_S)}$	22.77 (<18.8 MHz)	-1.1%	-10.2%
$SH_m$	$\frac{-1}{\rho_1 b}$	$\frac{-1}{2\rho_1 b} \cdot \frac{1-C_S(1-Q_m)}{(1+2m_r)(1+2m_rC_S)}$	45.4 (>18.8 MHz)	-1.1%	-10.2%
SAW	$\frac{-K(\alpha)}{\rho_1 \lambda}$	$\frac{-K(\alpha)}{\rho_1 \lambda} \cdot \frac{1-C_R}{1+(Q_2 h)/(\rho_1 \lambda)}$	370.0 (200 MHz)	A sensing layer on free surface will increase mass sensitivity, usually.	
STW		$\frac{-K_{\text{STW}}}{\rho_1 \lambda}$	180.0 (250 MHz)		
Love wave		$\frac{-K(p_{1,2}, z_{1,2}, h)}{\rho_1 \lambda}$	3944.8 (250 MHz)		

توجه: دو ستون آخر تاثیر در نظر گرفتن خصوصیات لایه پوششی بر حساسیت حسگر صوتی را نشان می دهد. پارامترهای مختلف در متن تعریف شده است

جدول ۲.۱۶: پارامترهای مورد استفاده برای محاسبه مقادیر عددی جدول ۳.۱۶

Mode	Substrate	Frequency (MHz)	$\rho_t (10^3)$ kg/m <sup>3</sup>	$V_{L1}$ (km/s)	$V_{S1}$ (km/s)	Thickness (μm)
BAW	X-quartz	10	2.65	5.00		1000
FPW ( $S_0$ )	SiN film	4.72	3.99	11.0	6.04	2.0
FPW ( $A_0$ )	SiN film	4.72	3.99	11.0	6.04	2.0
$SH_0$	Fused quartz	<18.8	2.20		3.76	1000
$SH_m$	Fused quartz	>18.8	2.20		3.76	1000
SAW	Fused quartz	200	2.20	5.96	3.76	Semi-infinite
STW	ST-quartz	250	2.65		5.06	Semi-infinite
Love wave	2-μm Polymer on ST-quartz	250	2.65		5.06	Semi-infinite

$K(\rho_{1,2}, \mu_{1,2}, h)$  نه تنها به مواد و ضخامت لایه رویی، بلکه به شرایط طراحی بهینه نیز بستگی دارد.

با استفاده از نظریه ساده، یعنی فرضیه ریلی یا روش اغتشاش ساده، که در آن بار جرمی بی‌نهایت کوچک فرض شده و اینرسی و الاستیسیته لایه حسگر نادیده گرفته می‌شود، فرمول‌های حساسیت حسگر صوتی را می‌توان به دست آورد، همانطور که در شکل نشان داده شده است. ستون اول جدول ۲.۱۶ در تجزیه و تحلیل عددی زیر، فقط از مقدار برای نشان دادن حساسیت استفاده خواهد شد. واضح است که مقدار حساسیت با چگالی زیرلایه برای هر نوع حسگر نسبت معکوس دارد. ضخامت معادل لایه پوشش آکوستیکی به مود آکوستیکی بستگی دارد. برای دو مود موج لامب کمتر و کمترین مود SH، ضخامت معادل همان ضخامت فیزیکی لایه است. برای مودهای BAW و SH درجه بالا، نیمی از ضخامت فیزیکی آنها است. برای حسگرهای موج SAW و لاو، بسیار پیچیده است و بعداً با مثال‌های عددی این مشکل را مورد بحث قرار خواهیم داد.

یک مثال معمولی برای هر نوع حسگر در زیر آورده شده است. بسترها از انواع مختلف حسگرهای پارامترهای نمونه‌ها و مقادیر حساسیت حسگرهای ارزیابی شده با استفاده از فرمول‌های نشان‌داده شده در ستون دوم در ستون چهارم جدول ۲.۱۶ فهرست شده‌اند.

مشاهده می‌شود که پایین‌ترین حسگرهای مود لامب دارای حساسیت بالایی هستند. مود S، شاید به دلیل مسائل تحریک، استفاده نشده است. به خوبی شناخته شده است که پایین‌ترین مود خمی یک حسگر امید بخش است [۲۱]. حسگرهای SAW در فرکانس بالا حساسیت بالایی دارند، در این مثال از  $K(\sigma) = 1/7$  استفاده شده است. حسگر STW واقعاً بهتر از همتای SH خود نیست. با این حال، هنگامی که لایه‌ای از فیلم روی سطح زیرلایه قرار می‌گیرد، STW به یک موج لاو تبدیل می‌شود و حساسیت آن بهشدت افزایش می‌یابد.

هنگامی که اینرسی و الاستیسیته لایه پوشش در نظر گرفته شود، فرمول‌های حساسیت اصلاح می‌شوند، همانطور که در ستون سوم جدول ۲.۱۶ نشان داده شده است. همانطور

که در بالا برای مورد STW ذکر شد، مود آکوستیک هنگامی که یک لایه از مواد نرم روی سطح زیرلایه پوشانده شود، بهموج لاو تبدیل می‌شود. نشان داده شده است که بارگذاری جرمی لایه پوشش، حساسیت حسگرها را با ضریب  $(1 + m_r)$  یا  $(1 + 2m_r)$  کاهش می‌دهد. خاصیت ارجاعی لایه پوشش حساسیت حسگرهای مود صفحه را کاهش می‌دهد اما برای BAW تأثیری ندارد. برای حسگرهای SAW، اثرات کشسانی روی حساسیت ساده نیست. معمولاً انرژی در لایه نازک‌تری نزدیک سطح محبوس می‌شود و حساسیت افزایش می‌یابد. رابطه کمی برای حساسیت حسگرهای موج نوع ریلی زمانی که لایه پوشش در گیر می‌شود بسیار پیچیده است.

ما از یک لایه پوشش برای همه حسگرها استفاده می‌کنیم، یک لایه پلیمری با ضخامت ۲ میکرومتر با پارامترهای زیر:

$$V_{L2} = 2170 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad V_{S2} = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad \rho_2 = 1250 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$V_{02} = 2000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad E_2 = 5 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2} \quad h = 2.0 \text{ m}$$

بسترهاي حسگرها در جدول ۳.۱۶ مشخص شده است. نتایج ارزیابی شده برای شرایط اینرسی و جمله الاستیسیته به ترتیب در ستون‌های ششم و هفتم جدول ۲.۱۶ آمده است. علامت منفی در مثال‌های عددی به‌این معنی است که حساسیت‌ها کاهش یافته است. نشان داده شده است که برای BAW و برای چهار نوع مود صفحه، حساسیت به‌دلیل اثرات اینرسی و الاستیسیته کاهش می‌یابد. بر دو نوع حسگر تاکید خواهد شد:

۱. حسگرهای SAW برای حالت حسگ SAW، بسته به‌مورد خاص، حساسیت می‌تواند افزایش یا کاهش یابد. اگر میدان‌ها در هنگام پوشاندن لایه پوشش تغییری نداشته باشند، همانطور که در فرمول نشان داده شده است، حساسیت کاهش می‌یابد. با این حال، اعتقاد بر این است که توزیع میدان معمولاً تغییر می‌کند، انرژی در لایه نازک‌تری نزدیک سطح به‌دام می‌افتد و این تأثیر حساسیت را افزایش می‌دهد. این دو اثر در رقابت هستند. علاوه بر این، زمانی که لایه حسگر خیلی نازک نیست، مودهای SAW درجه بالاتر ممکن است در نظر گرفته شوند.

۲. STW به‌عنوان امواج لاو. مودهای STW توسط یک سطح آزاد قابل پشتیبانی نیستند. STW را می‌توان در امتداد سطح توسط یک توری فلزی به‌دام انداخت، به‌عنوان مثال، روی کوارتز برش ST که با یک توری آلومینیومی پوشش داده شده است تا انرژی را در نزدیکی سطح به‌دام بیندازد [۲۰]. در این نمونه،  $\lambda = 20$  میکرومتر تناوب IDT است، که طول موج SAW در فرکانس مرکزی  $250 \text{ cm}^{-1}$  مگاهرتز گزارش شده است. حساسیت اندازه‌گیری شده  $(cm^3 \cdot g^{-1})$  بود. بر اساس فرمول کلی تری که بوسیله چیک و ونگ [۳۰] اشاره شد، مقدار حساسیت این خواهد بود:  $(cm^3 \cdot g^{-1}) = 188/7 = 0.002$ . اعتقد این بود که  $S_m^f = 1/\rho_1 \lambda = 1/(2/85 \times 0.002) = 1/S_m^f$ . اعتقد این بود که بارگذاری مایع حساسیت را کمی کاهش می‌دهد (برای مثال  $5\%$ ) [۲۰]. این بدان معنی است که به‌دام انداختن انرژی STW توسط یک توری ضعیفتر از مود موج ریلی است. با این حال، هنگامی که یک لایه پلیمر روی سطح قرار می‌گیرد، به‌دام

انداختن انرژی ممکن است به طور قابل توجهی ببهود یابد و حساسیت ممکن است تا حد زیادی افزایش یابد. این مورد موج لاو است.

حساسیت حسگر مود لاو برای همان بستر و پوشش پلیمری به عنوان مثال STW محاسبه شد. با جایگزینی پارامترهای داده شده (با در نظر گرفتن همان فرکانس  $25^\circ$  مگاهرتز) در معادله پاشندگی امواج لاو<sup>[۱۹]</sup>, سرعت فاز  $V_{S2} = \frac{1}{124} km \cdot s^{-1} \equiv 1489 V_{S2}$  است. جالب است که با یک طرح بهینه مطابقت دارد، یعنی  $\beta_2 h = 0.493\pi \equiv \pi/2$ , که ثابت انتشار در امتداد جهت ضخامت است. مقدار حساسیت محاسبه شده از فرمول<sup>[۱۹]</sup>  $(cm^2 \cdot g^{-1})^{3944/8}$  است. این مقدار بیش از  $2^\circ$  برابر مقدار حسگر موج STW مربوطه است که در همان فرکانس کار می کند.

### ۹.۱۶ فیزیک حسگری مایعات

#### ۱.۹.۱۶ حسگری چگالی

چگالی مایع یک پارامتر مهم برای کنترل کیفیت در طیف وسیعی از صنایع است. علاوه بر این، آگاهی از چگالی برای تعیین جریان جرمی از جریان حجمی و برای تعیین ویسکوزیته با روش های صوتی ضروری است.

چگالی مایع معمولاً و به آسانی توسط ضریب بازتاب امواج طولی در تابش معمولی برای یک جامد شناخته شده در تماس با مایع مورد سنجش اندازه گیری می شود. سپس برای اینکه این روش دقیق باشد، مهم است که یک جامد میرایی کم با امپدانس صوتی انتخاب کنید که خیلی بیشتر از مایع نباشد. اکثر تکنیک های فراصوت که برای اندازه گیری چگالی استفاده می شود بر این اصل استوار است. لینورث<sup>[۲۱]</sup> یک نوع انتقال از این ایده و همچنین استفاده از نوسانگرهای پیچشی و موجبرهای مایع برای اندازه گیری چگالی را توصیف می کند.

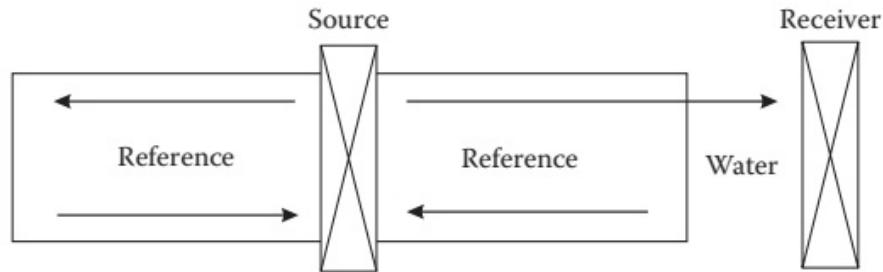
پاتمر و هاپتمان<sup>[۲۲]</sup> سیستمی را که در شکل (۱۲.۱۶) نشان داده شده است، بر اساس اصل امپدانس آکوستیک توصیف می کنند که ادعا می شود برای طیف وسیعی از قطر لوله، دما و غیره اعتبار کلی دارد. یک مبدل هیجان انگیز بین دو میله بافر امپدانس کم یکسان قرار می گیرد که با توجه به مایع مورد مطالعه انتخاب می شوند. میله بافر سمت چپ به سطحی مناسب با دامنه سیگنال برانگیخته ارائه می دهد و بافر سمت راست رابط جامد مایع را فراهم می کند که ضریب بازتاب آن اندازه گیری می شود. سپس به طور مستقیم داریم:

$$R = -\frac{A_{meas}}{A_{ref}} \cdot \frac{1}{k} \quad (75.16)$$

$$Z_1 = \rho \cdot c_\circ \frac{1+R}{1-R} \quad (76.16)$$

<sup>۲۸</sup>Lynnworth

<sup>۲۹</sup>Puttmer and Hauptman



شکل ۱۲.۱۶: پیکربندی مورد استفاده برای حسگر چگالی فراصوت مورد استفاده در پاتمر و هاپتمن [۳۲].

که در آن  $k$  یک ضریب شکل است که عمدتاً توسط از تلفات صوتی در میله‌های بافر تعیین می‌شود. مبدل سمت راست برای تعیین  $V$  با یک زمان ساده پرواز استفاده می‌شود. اندازه‌گیری محلول‌های متانول-آب و آب-نمک خطای نسبی کمتر از ۰٪ را نشان داد.

دستگاه قبلی اساساً از نظر اندازه ماکروسکوپیک است زیرا از مبدل‌های پیزو استاندارد و میله‌های بافر استفاده می‌کند. برای بسیاری از کاربردها، مانند کنترل فرآیند آنلاین، داشتن میکروحسگری که بتواند مقادیر بسیار کمی مایع را نظارت کند، مهم است. حسگر FPW برای چنین کاربردهایی ایده‌آل است. حرکت عمدتاً به سطح عمود است و از این‌رو به امپدانس صوتی طولی بسیار حساس است. نتیجه‌ای که قبلاً برای حسگر FPW داده شده است را می‌توان به صورت بازنویسی کرد

$$V_P = \sqrt{\frac{T + \beta D}{M + \rho \delta}} \quad \text{و} \quad \alpha = 0^\circ \quad (77.16)$$

که در آن

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{1 - (V_P/V_L)^2}}$$

نشان دهنده طول فروپاشی موج ناپایدار در مایع است [۳۳]. برای ساختارهای صفحه معمولی  $d = 2-5$  FPW میکرومتر و  $100 \sim$  میکرومتر به طوری که جرم یک عمق سیال از حد معمول جرم صفحه  $M$  باشد. بنابراین هر گونه تغییر در چگالی سیال منجر به جابجایی‌های سرعت و فرکانس بسیار بالا می‌شود. نتایج تجربی توافق را با  $\pm 2\%$  از مقادیر چگالی شناخته شده برای محلول‌های آبی نشان می‌دهد.

## ۲.۹.۱۶ سنجش ویسکوزیته

سنجش ویسکوزیته برای طیف گسترده‌ای از فرآیندهای صنعتی مهم و به طور فزاینده‌ای برای سنجش زیستی مفید است. مودهای مختلف برشی فراصوت یک رویکرد اندازه‌گیری مناسب را ارائه می‌کنند، زیرا حرکات برشی موازی با سطح مشترک جامد-مایع توسط

ویسکوزیته با سیال تزویج می‌شوند. تمام روش‌هایی که توضیح داده می‌شوند شامل یک عبارت  $(\rho\eta)$  هستند، بنابراین اندازه‌گیری مستقل چگالی ضروری است.

حسگر APM با موققیت برای سنجش ویسکوزیته [۲۴] اعمال شده است. پیکربندی مورد استفاده قرار دادن یک قطره کوچک مایع برای مطالعه روی سطح بالایی دستگاه و اندازه‌گیری تلفات در دستگاه بهدلیل اتصال بهمایع است. از آنجایی که فاصله میرائی کوچک است  $d \sim 50\text{ nm}$  در  $f \sim 150\text{ MHz}$  در آب)، می‌توان از مقادیر بسیار کمی مایع استفاده کرد. افت عبوری شامل عبارت  $\sqrt{\rho\eta}$  است و با رابطه زیر داده می‌شود

$$IL = A\sqrt{\omega\rho\eta}F(\omega\tau) \quad (78.16)$$

$$F(\omega\tau) = \left( \frac{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2} + \omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

و  $A \sim \omega\delta/\rho_s V^{\frac{1}{2}}$ ، که  $\delta$  طول برهمکنش موج-مایع و  $\rho_s$  چگالی زیرلایه است. اثرات آرامش <sup>۴۰</sup> در مایع توسط یک مدل ماکسولین با  $\tau \equiv \eta/\mu \equiv \omega\tau$  توصیف شده است. شرط ۱ برای  $\omega\tau = \eta_c$  بهدو رژیم مجزا تقسیم می‌شود:

- برای  $\eta_c \ll \eta$ ، مایع بهعنوان یک مایع نیوتانی ایده‌آل با تلفات  $IL = A\sqrt{\omega\rho\eta}$  رفتار می‌کند. از آنجایی که تغییرات چگالی در بسیاری از موارد بسیار کوچکتر از تغییرات ناشی از ویسکوزیته است، می‌توان آنها را با یک اصلاح کوچک بهحساب آورد.
- برای  $\eta_c \gg \eta$ ، مولکول‌های سیال نمی‌توانند حرکت را دنبال کنند. سیال بهصورت جامد رفتار می‌کند و اتلاف در  $IL = A\sqrt{\mu\rho}$  اشباع می‌شود. رفتار در دو رژیم بهوضوح در شکل دیده می‌شوند.

برای ویسکوزیته بین ۱ تا  $50\text{ cP}$ ، میانگین خطای مطلق ۷٪ است. یک روش جایگزین استفاده از حسگر FPW بهعنوان یک ریزوسکومتر است. جرمی از سیال  $M$  مربوط بهعمق نفوذ چسبناک <sup>۴۱</sup> را می‌توان بهعنوان چسبیده بهصفحه در نظر گرفت. اثر بر تضعیف مود FPW نشان داده شده است [۳۳].

$$\alpha \equiv \left( \frac{\omega}{2} \right) \frac{\delta_E^2(\lambda/2\pi)\sqrt{\eta\rho}}{T + 2B + \omega^2\rho_F\delta_E^2(\lambda/2\pi)^2} \quad (79.16)$$

که در آن باند  $B$  و  $\delta_E$  بهترتیب در معادلات (۵۴.۱۶) و (۵۹.۱۶) تعریف شده است. این رابطه برای تناسب ویسکوزیته وابسته به  $T$  محلول‌های مختلف دی‌متیل سولفونکسید (DMSO) استفاده شده است. با توجه بهفرکانس کاری پایین دستگاه FPW، می‌توان از آن برای مایعاتی استفاده کرد که بسیار چسبناک‌تر از آنها می‌باشد. این رفتار در  $\omega\tau = 1$  با APM مطالعه شده‌اند. یک نقطه ضعف این است که اندازه‌گیری مقادیر مطلق تضعیف دشوار است.

رویکرد سوم در ابتدا توسط مارتین و همکاران [۲۵] برای یک پیکربندی TSM دوگانه پیشنهاد شد. یکی از عناصر دارای سطوح صاف بود، دومی یک سری از راه راه‌هایی بود که

<sup>۴۰</sup> Relaxation effects

<sup>۴۱</sup> Viscous Penetration Depth

با نوارهای طلایی مشخص می‌شدن. موج‌ها مایع را مستقل از ویسکوزیته به دام می‌اندازند تا اندازه‌گیری اختلاف متناسب با چگالی باشد. سپس می‌توان چگالی را از پاسخ تک عنصری استنباط کرد. از آنجایی که TSM‌ها دارای معایب حساسیت محدود، اندازه بزرگ، اثرات فشار و خیس شدن الکترودها هستند، این رویکرد اخیراً با موفقیت با حسگرهای مود لاو سازگار شده است که مزیت اضافی حساسیت بسیار بالا را دارند [۳۶].

### ۳.۹.۱۶ سنجش دما

بسیاری از زمینه‌های کاربردی دیگر وجود دارد که حسگرهای فرراصوت را می‌توان به‌طور مطلوب در آزمایشگاه و در صنعت استفاده کرد. پوشش دادن این موارد با جزئیات امکان پذیر نیست، اما دما، جریان و نشانگر سطح به‌طور مختصر توضیح داده خواهد شد. شرح مفصلی از این کاربردها و دیگر کاربردها توسط لینورث [۳۱] [۴۲] ارائه شده است.

دما یک پارامتر مهم در تمام زمینه‌های ابزار دقیق و کنترل است. مانند سایر حوزه‌های سنجش، رویکردهای جایگزین زیادی وجود دارد و با توجه به مزیت‌های رقابتی آن، رویکرد خاصی انتخاب می‌شود. حسگرهای ارزان و قابل اعتماد زیادی برای کارهای معمول در شرایط محیطی یا نزدیک به محیط وجود دارد، جایی که یک سیستم مبتنی بر فرراصوت بیش از حد دست و پا گیر و گران است. سیستم‌های فرراصوت برای سنجش دمای داخلی زیرسطحی یا در محیط‌های متخاصم (درجه حرارت‌های بالا یا محیط‌های خورنده) به کار می‌آیند. اصل مورد استفاده در تمام روش‌های فرراصوت، تغییر سرعت صوت با دما است. لینورث بین محیطی که به عنوان حسگر خودش استفاده می‌شود و حسگرهای بیرونی یا "خارجی" تمایز قائل می‌شود. استفاده از محیط به عنوان حسگر خود به صراحت مبتنی بر استفاده از وابستگی دمایی سرعت صوت است. بنابراین، برای گازها

$$V_{\circ} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (۸۰.۱۶)$$

و برای در نظر گرفتن تغییرات فشار با استفاده از ضرایب ویروسی  $\alpha, \beta$  [۴۳] وغیره.

$$V^{\circ} = V_{\circ} (1 + \alpha p + \beta p^2 + \dots) \quad (۸۱.۱۶)$$

این تکنیک پایه همچنین می‌تواند در پلاسماهای با دمای بالا، تا ۸۰۰ کلوین، با وارد کردن پروب فرراصوت به صورت لحظه‌ای به پلاسما ( $0.1 \sim 1$  ثانیه)، فقط به‌اندازه کافی برای اندازه‌گیری سرعت صوت مورد استفاده قرار گیرد. همین رویکرد را می‌توان در مایعات مذاب ( $AlNa$ ) با قرار دادن یک پروب مناسب مانند تیتانیوم استفاده کرد. سدیم مایع در راکتورهای تولیدکننده سریع را می‌توان به روش فرراصوت به صورت غیر تهاجمی کاوش کرد [۳۱].

جامدات را نیز می‌توان مانند مایعات و گازها با این احتیاط بررسی کرد که نمونه باید به‌اندازه کافی بزرگ باشد تا مطمئن شود که مودهای حجمی زمانی برانگیخته شوند. اگر چنین است، فرراصوت می‌تواند اطلاعات منحصر به‌فردی بدهد که در غیر این صورت در

<sup>۴۲</sup>Lynnworth

<sup>۴۳</sup>Virial Coefficients

دسترس نیست. به عنوان مثال، در یک کارخانه فولاد، اکثر تکنیک‌های اندازه‌گیری دما، دمای سطح را اندازه‌گیری می‌کنند، در حالی که فراصوت میانگینی را در سطح داخلی نشان می‌دهد.

حسگرهای خارجی در اشکال مختلفی وجود دارند. قدیمی‌ترین سیم شکافدار [۳۷] [۴۴] بود که از نظر شکل شبیه ترموموپل است. برخلاف دومی، مقدار متosteٰ را در طول ناحیه حسگر می‌دهد. کاوشگر (پروب) فراصوت ساده‌تر است اما به الکترونیک پیچیده‌تری نیاز دارد. استفاده از بریدگی‌ها همچنین به کاربر امکان انتخاب چندین ناحیه اندازه‌گیری فضایی را می‌دهد.

پروب ترمومتریک سیمی، البته، یک دستگاه غیر رزونانسی است و با استفاده از تنظیمات تشدید می‌توان وضوح و حساسیت بیشتری را به دست آورد. مثال کلاسیک دما‌سنج کوارتز است که از ضربی دمایی یک تشدید کننده کریستال کوارتز  $Q$  بالا استفاده می‌کند. حساسیت‌هایی تا  $3^{\circ}C$  ppm/ در حدود  $4 - 10$  درجه سانتیگراد می‌شود. چنین دستگاه‌هایی پایدار و دارای وضوح بالا، هزینه کم و فناوری ساده هستند. آنها برای کاربردهایی مانند کالری سنجی دقیق و سایر اندازه‌گیری‌های دقیق خوب هستند. یک نسخه ماکروسکوپی دما‌سنج کوارتز، چنگال تنظیم است که یک نسخه فرکانس پایین ( $200 \sim 2000$  کیلوهرتز) از همان اصل اولیه است. یک نسخه با فرکانس بالا تشدید کننده SAW [۳۸] است. این دستگاه‌ها به طور بالقوه حساسیت بالاتر و پاسخ سریع‌تری نسبت به تشدید کننده کوارتز دارند. یک مورد خاص به اختصار توضیح داده خواهد شد.

وین و چیک [۳۹] [۴۵] یک حسگر دمای SAW بسیار حساس بر اساس  $LiNbO_3$  برش  $YZ$  ایجاد کردند که دارای ضربی دمایی بالایی در حدود  $94^{\circ}C$  ppm/ و ضربی تزویج بالا ( $k^2 = 0.048$ ) است. این دستگاه از IDT‌هایی با فرکانس مرکزی  $79$  مگاهرتز استفاده می‌کند و تشدید کننده توسط  $300$  الکترود جدا شده انتخابی فرکانس که در دو طرف  $1000$  IDT قرار داده شده بودند، تشکیل شد که منجر به ضربی بازنتاب محاسبه شده  $0.998$  در فرکانس مرکزی می‌شود. این امر منجر به یک حداقل تلفات عبوری کمتر از  $10$  دسی‌بل در آن فرکانس و  $Q$  بدون بار  $1350$  شد. تشدید کننده با استفاده از یک حلقه بازخورد با تقویت کننده  $40$  دسی‌بل و فیلتر میان‌گذر به عنوان یک نوسان ساز پیکربندی شد، به طوری که تغییر فرکانس به صورت خطی با دما در محدوده  $-30 - +150$  درجه سانتیگراد تغییر می‌کند. حساسیت تجربی حدود  $8^{\circ}C$  ppm/ نزدیک به مقدار پیش‌بینی شده بود.

### ۴.۹.۱۶ سنجش جریان

روش‌های زیادی برای اندازه‌گیری جریان در مایعات و گازها وجود دارد. اینها شامل فشار دیفرانسیل متغیر در سراسر دهانه (نازل جریان، ونتوری، لوله پیتوت و غیره)، کوریولیس، روش نوسانی، جابجایی، حرارتی، مغناطیسی و فراصوت است. دبی سنج‌های فراصوت یک مزیت مهم نسبت به سایرین دارند، زیرا می‌توانند غیرت‌های جمی باشند، به عنوان مثال،

<sup>۴۴</sup>Notched Wire

<sup>۴۵</sup>Viens and Cheeke

در یک سیستم موجود در قسمت بیرونی یک لوله بسته می‌شوند. آنها همچنین دارای پایداری طولانی مدت عالی، مصرف برق کم و هزینه سرمایه پایین هستند.

اندازه‌گیری جریان با هر روشی باید چندین ویژگی الگوی جریان از حمله ناهمنگونی‌های احتمالی ناشی از آشفتگی و مشخصات جریان را در نظر بگیرد. به‌طور کلی، یک مقدار متوسط می‌خواهد، که باعث می‌شود حسگرهای نقطه‌ای در این زمینه رضایت‌بخش نباشند. حسگرهای فرراصوت در اینجا مزیتی دارند زیرا پرتو می‌تواند گستردگی باشد و انتشار چند مسیری برای یکپارچه سازی و میانگین‌گیری امکان پذیر است. دو روش اصلی فرراصوت وجود دارد که ذکر خواهد شد: ضد انتشاری و داپلر.

در حالت متقابل، دو مبدل در دو طرف مجاور قرار می‌گیرند و طوری جابجا می‌شوند که فاصله بین آنها  $L$  قطر باشد و با جهت جریان یک زاویه  $\alpha$  ایجاد کنند. آنها به‌طور متناوب به عنوان فرستنده و گیرنده استفاده می‌شوند و اگر زمان‌های عبور در مقابل و با

جهت جریان به ترتیب  $t_1$  و  $t_2$  باشد، سرعت جریان  $V_F$  با

$$V_F = \frac{L}{2 \cos \alpha} \left( \frac{1}{t_2} - \frac{1}{t_1} \right) \quad (82.16)$$

از آنجایی که امواج فرراصوت توسط سیال با سرعت  $V_F$  منتقل می‌شوند. این روش اندازه‌گیری جریان حجمی ( $l/s$ ) را نشان می‌دهد و در صورت نیاز به جریان جرمی، چگالی باید اندازه‌گیری شود. طبق گفته ماگوری [۴۰]، این اندازه‌گیری رانش فرراصوت دارای مزایای دقت بالا، خطی بودن بالا، پاسخ سریع، یکپارچگی در مسیر صوت، دو جهته بودن، و قابلیت کاربرد برای طیف وسیعی از گازها و مایعات است.

داپلر یک روش سنتی فرراصوت برای اندازه‌گیری جریان است که به‌طور گستردگی در سونوگرافی پزشکی استفاده می‌شود که در آن تنها یک مبدل می‌تواند به‌طور دقیق روی بیمار قرار گیرد. این اساساً یک روش بازتابی در حوزه فرکانس بر اساس اثر داپلر است، همانطور که در فصل ششم ذکر شد. در دهه‌های ۱۹۵۰ و ۱۹۶۰، داپلر در پزشکی (جریان خون)، صنعت (به عنوان مثال، جریان مایعات خورنده در لوله‌ها) معرفی شد. اقیانوس‌شناسی (جریان‌های اقیانوسی) و طیف متنوعی از صنایع مانند کاغذ، مواد غذایی و فرآوری نساجی. تکنولوژی مورد استفاده در فرراصوت پزشکی در حال حاضر بسیار پیچیده است. ردیابی لکه یک روش مود انعکاسی جایگزین است که در حوزه زمان مورد استفاده قرار می‌گیرد، جایی که بازتاب‌های متعدد از مراکز پراکندگی در حال حرکت با سیال ثبت می‌شود. برای جریان بسیار کم که با روش‌های دیگر قابل دسترسی نیست مفید است. همچنین برای نگاشت پروفیل‌های جریان مفید است. مانند داپلر، ردیابی لکه برای نظارت بر مایعات با مراکز پراکندگی شناخته شده مانند مایعات با حباب‌های گاز یا دوغاب بهترین است.

اکنون به‌طور مختصر یکی از کاربردهای میکروحسگر برای جریان را شرح می‌دهیم. دستگاه‌های SAW را می‌توان برای این منظور با گرم کردن دستگاه بالاتر از دمای محیط استفاده کرد [۴۱، ۴۲]، که سپس توسط جریان خنک می‌شود و در نتیجه تغییر فرکانس ثبت می‌شود. این دستگاه با استفاده از یک SAW خودگرم شونده [۴۳] با پوشش دادن

یک ماده با اتلاف در مسیر انتشار، بهبود یافته است، انرژی صوتی تلف شده یک ورودی گرمای متوسط ثابت را تامین می‌کند. سپس دستگاه مانند بالا شبیه بادسنجد سیم داغ عمل می‌کند. دستگاه در بریس و همکاران<sup>۴۷</sup><sup>[۴۸]</sup> بر روی ۱۲۸ درجه چرخش  $Y$ -برش،  $X$  منتشر  $LiNbO_3$  ساخته شد. ویژگی‌های مطلوب آن عبارتند از ضریب دمای بالا (~)  $70 ppm/^\circ C$ ، خطی بودن از  $-40$  درجه سانتی‌گراد تا  $+100$  درجه سانتی‌گراد، هدایت حرارتی متوسط، و ضریب تزویج قوی ( $K^3 = 0.056$ ). این دستگاه با فرکانس  $72.6$  مگاهرتز کار می‌کرد. یک پیکربندی نوسانگر دوگانه یک خروجی جبران شده با دما با خطی بودن در نرخ‌های جریان پایین و حساسیت بیشتر از  $4 \times 10^{-6} scem$  در محدوده  $500 - 5000$  را به همراه داشت.

### ۵.۹.۱۶ سنجش سطح

همانطور که در مورد جریان، روش‌های زیادی برای سنجش سطح مایع وجود دارد، از جمله تکنیک‌های مکانیکی، شناورسازی، مغناطیسی نوری و فراصوت. باز هم، در مورد جریان، امکانات غیر تهاجمی ارائه شده توسط فراصوت، علاوه بر هزینه نسبتاً کم و دستگاه‌های فشرده، سودمند هستند. با این حال، شرایطی وجود دارد که فراصوت مناسب نیست، مانند فومها یا در مواردی که اختلاط مکانیکی وجود دارد. سه نوع دستگاه فراصوت که به اختصار توضیح داده خواهد شد عبارتند از انعکاس هوا، دیپ استیک<sup>۴۹</sup> و غیرتهاجمی گیره‌دار.

نوع انعکاس هوا برای ظروف ذخیره‌سازی با پوشش قابل دسترس سازگار است. یک مبدل هوا در پوشش تعییه شده است و یک پالس فراصوت منتشر شده در رابط هوا و مایع منعکس می‌شود. این تکنیک از نظر مفهومی ساده است، اما نمی‌توان آن را به طور کلی و جهانی به کار برد.

چندین نوع مختلف از "دیپستیک فراصوت" وجود دارد که در آن میله، صفحه یا لوله‌ای که امواج هدایت شده فراصوت را حمل می‌کند از بالا در مایع غوطه ور می‌شود. ساختار موج پیچشی با استفاده از یک میله نازک<sup>۵۰</sup><sup>[۵۱]</sup> می‌تواند سطح مایع را با استفاده از زمان طی بین یک پالس مرجع و سطح مشترک مایع یا تغییر در زمان طی برای غوطه‌ور شدن در مایعی با چگالی شناخته شده اندازه‌گیری کند. برای تغییرات دما باید ضریب تصحیح اعمال شود. نوع دیگری از میله اندازه‌گیری از امواج خمسی استفاده می‌کند<sup>۵۲</sup><sup>[۵۳]</sup>. نتایج برای لوله‌های دورالومینیومی نیمه غوطه ور (قطر  $14$  میلی‌متر و ضخامت دیواره یک میلی‌متر) گزارش شده است. این ابزار بر روی نظارت بر زمان طی ساده از اکو از سطح مشترک مایع کار می‌کند. حساسیت حدود یک میلی‌متر برای طول پروب تا  $10$  متر به دست آمده است. امواج گسترشی نیز در اندازه‌گیری دامنه سیگنال ارسال شده بین دو موجبر موازی استفاده شده است<sup>۵۴</sup><sup>[۵۵]</sup>. در لینورث<sup>۵۶</sup><sup>[۵۷]</sup> گزارش شده است که وضوح فضایی خیلی خوب نیست. روش دیگری با استفاده از امواج ریلی ارائه شده در امتداد سطح میله‌ای که به داخل مایع منتقل می‌شود<sup>۵۸</sup><sup>[۵۹]</sup> ارائه شده است. این رویکرد

<sup>۴۷</sup>Brace et al.

<sup>۴۸</sup>Dipstick

یک بازتابنده را پیشنهاد می‌کند تا موج نشتی را به میله منعکس کند تا قدرت سیگنال را بهبود بخشد.

دستگاه گیرهای به طور بیشترین علاقه را برای کاربردهای صنعتی عمومی دارد. لینورث و همکاران از دو رویکرد استفاده کردند. یکی مود  $A$  لامپ را در اطراف بیرون یک مخزن ذخیره‌سازی بزرگ تحریک می‌کند [۴۷]. این روش می‌تواند تغییر سطح چند درصدی را تشخیص دهد. رویکرد دوم، خط تاخیر "چوب‌هاکی" برای نظارت بر بازتاب موج برشی است [۴۸]. هیچ پاشندگی وجود ندارد که نشان دهد امواج برشی حجمی در گیر هستند. دستگاه را می‌توان به لوله‌های داغ گیره یا جوش داد، بنابراین می‌توان از آن در شرایط مختلف صنعتی استفاده کرد.

پتانسیل امواج محیطی <sup>۴۹</sup> برای سنجش سطح لوله‌های آلومینیومی با دیواره نازک افقی و فولاد ضد زنگ مورد بررسی قرار گرفته است [۴۹، ۵۰]. لوله‌های آلومینیومی با قطر خارجی ۹ سانتی‌متر و ضخامت دیواره  $0.8$  میلی‌متری توسط امواج محیطی  $1.0$  مگاهرتز برای  $36$  سطح پر مورد بررسی قرار گرفتند. افزایش یکنواختی در زمان رسیدن پژواک‌ها با پر شدن لوله وجود داشت. به عنوان مثال، اکو اصلی دوم پس از  $10^{-4}$  ثانیه برای لوله خالی و  $10^{-4} \times 2/2$  ثانیه برای لوله کامل رسید. نتایج از نظر نشت امواج محیطی به داخل آب با پژواک‌های متعدد بعدی در داخل لوله مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. این مسیر با حذف اکو با قرار دادن یک لوله خالی کواکسیال در داخل لوله گیرنده نشان داده شد.

آزمایش‌های مشابه در لوله‌های فولادی ضد زنگ، تغییرات زیادی (تا  $25$  درصد) در زمان سفر با سطح پر شدن آب نشان داد. در این مورد، تجزیه و تحلیل انتشار پیچیده‌تر است و تصور می‌شود که از مودهای هدایت‌شونده تزویج شده در سیستم فولاد-آب ناشی می‌شود.

## ۱۰.۱۶ حسگرهای گاز شیمیائی

### ۱۰.۱۶ مقدمه

هدف اصلی سنجش شیمیایی تشخیص، شناسایی و اندازه‌گیری غلظت گونه‌های آلاینده شیمیایی در یک محیط گازی است. چنین حسگرهایی برای کاربردهای صنعتی و محیطی بسیار مهم هستند که ممکن است شامل آشکارسازی موارد زیر باشد:

- گازهای سمی/آلاینده‌ها در فرآیندهای صنعتی
- بخارهای حلal کشنه در کارخانه‌ها
- پساب‌های زیست محیطی
- غذا (به عنوان مثال، ماهی) برای تازگی
- عطرها، الکل‌ها و غیره.

### • کیفیت هوای داخل ساختمان

اکثریت قریب به اتفاق حسگرهای شیمیایی آکوستیک بر اساس اصل اعمال یک لایه پوشش شیمیایی انتخابی بر روی حسگر عمل می‌کنند. چنین پوشش‌هایی معمولاً پلیمرها یا معرفه‌های شیمیایی هستند. جذب گونه‌های گازی خواص مکانیکی لایه را تغییر می‌دهد که به نوبه خود در سرعت و تضعیف امواج صوتی منعکس می‌شود. مکانیسم‌های برهمنکنش واقعی بین امواج صوتی و لایه قبل‌شروع داده شده است: بارگذاری جرمی، اثرات الستیک و ویسکوالاستیک، هدایت الکتریکی، گذردهی و غیره. این مکانیسم‌های برهمنکنش متفاوت را می‌توان با وابستگی پارامتری به دما، غلظت، فرکانس و غیره و همچنین به عنوان لایه‌های فلزی برای کوتاه کردن اثرات آکوستوالکتریک، اثرات ضخامت و غیره از هم جدا کرد.

در زندگی واقعی، شرایط بسیار متفاوت است و بیشتر مشکلاتی که با آن مواجه می‌شویم به دلیل مسائل فناوری لایه انتخابی شیمیایی است که برخی از آنها در زیر ذکر شده است:

- از نظر شیمیایی انتخابی نیست
- برگشت ناپذیر
- اشباع
- عدم چسبندگی
- اثرات مقطع عظیم به دلیل دما، رطوبت و غیره.
- چندین مکانیسم به طور همزمان عمل می‌کنند
- اثرات تورم غیر قابل برگشت و غیرقابل پیش‌بینی
- زمان تعادل طولانی

در بخش بعدی، ویژگی‌های اصلی این لایه‌های انتخابی شیمیایی، همراه با نمونه‌هایی از سنجش شیمیایی با استفاده از آن‌ها، و به دنبال آن استراتژی‌های جایگزین برای مقابله با مسائل ذکر شده در بالا ارائه خواهد شد.

### ۲.۱۰.۱۶ فصل مشترک شیمیایی برای سنجش

کمینه سازی انرژی آزاد یک راه ساده برای توصیف برهمنکنش‌های سطحی آنالیت یا فاز گاز است [۱، ۵۱]. از آنجایی که کاهش آنتروپی  $S_a$  در جذب مولکول‌های گاز روی یک سطح وجود دارد، باید انرژی گونه‌های جذب شده کاهش یابد که مربوط به انرژی اتصال  $H_a$  است. در حالت تعادل، غلظت گونه‌های جذب شده  $C_s$  بر حسب غلظت در فاز گاز  $C_a$  توسط ضریب تقسیم داده می‌شود.

$$K_a = \frac{C_s}{C_a} = e^{-\Delta H_a - T\Delta S_a)/RT} \quad (۸۳.۱۶)$$

واضح است، برای کلسیم معین، با قوی تر شدن اتصال، یعنی  $H$  منفی تر، غلظت جذب شده مانند حساسیت و MDM افزایش می‌یابد. با این حال، مصالحه باید حفظ شود. با افزایش اتصال، اتم‌های گاز زمان بیشتری را روی سطح می‌گذرانند که منجر به زمان‌های تعادل طولانی تر می‌شود، که از نقطه نظر عملکرد حسگر نامطلوب است. انرژی اتصال به‌ماهیت برهمکنش گاز و بستر بستگی دارد. دو دسته کلی وجود دارد: جذب فیزیکی و جذب شیمیایی. جذب فیزیکی<sup>۵۰</sup> یک پیوند ضعیف بر اساس نیروهای واندروالس است که بین همه اتم‌ها و مولکول‌ها وجود دارد. در ساده‌ترین شکل آن، این نوع پیوند کاملاً غیرانتخابی است. چنین پیوندهایی انرژی اتصال پایینی دارند ( $10 \text{ kcal} \cdot \text{mole}^{-1}$ ) و به راحتی شکسته می‌شوند، به عنوان مثال، با افزایش دما به اندازه کافی. از آنجایی که اتصال ضعیف است، زمان تعادل کوتاه است ( $12 \text{ s}$  ~  $10 \text{ s}$ ). جذب شیمیایی نقطه مقابل است، یعنی اتصال قوی ( $40 \text{ kcal} \cdot \text{mole}^{-1}$  ~  $10^{17} \text{ kcal} \cdot \text{mole}^{-1}$ ) که منجر به زمان‌های تعادل طولانی است. برخی از موارد رایج‌تر به‌طور خلاصه در زیر توضیح داده شده است.

تک لایه‌های خودآرایی هم جذب فیزیکی و هم جذب شیمیایی را با هم ترکیب می‌کنند، جایی که یک لایه بسیار نازک خود مونتاژ شده تشکیل می‌شود، به عنوان مثال، هگزادکانتیول روی یک بستر طلا. چنین فیلم‌هایی نیز برای مطالعه کمی سینتیک اقتباس شده‌اند. فیلم‌های متخلخل [۵۱] مانند خانواده زئولیت دو ویژگی بسیار جذاب دارند. اول، می‌توان سطح موثر را به‌طور چشمگیری افزایش داد که منجر به افزایش حساسیت و MDM می‌شود. دوم، اندازه منافذ خانواده زئولیت را می‌توان با دقت مهندسی کرد، به‌طوری که در اصل می‌توان اندازه منافذ را با قطر مولکولی مورد نظر تنظیم کرد، بنابراین مقداری انتخاب اندازه فراهم می‌کند که فقط مولکول‌های کوچک می‌توانند به داخل نفوذ کنند. داخل منافذ برای اندازه منافذ کوچک باید مصالحه حاصل شود زیرا با کاهش اندازه منافذ زمان تعادل به‌طور چشمگیری افزایش می‌یابد. سازه‌ها را می‌توان با حرارت دادن به‌دمای بالا بازسازی کرد. از آنجایی که مولکول‌های آب یکی از کوچکترین قطرهای دینامیکی را دارند، مشکلات ذاتی با اثرات متقاطع به‌دلیل رطوبت برای این نوع فیلم وجود دارد. شیمی هماهنگی / کمپلکس برای افزایش حساسیت و گزینش پذیری نسبت به چیزی که توسط فیزو جذب ارائه می‌شود. برخی از نمونه‌ها تشخیص  $\text{NO}_2$ ، ید و مواد آروماتیک توسط فیلم‌های فلزی فتالوسيانین [۱] است.

حسگرهای مبتنی بر جذب یکی از متداول‌ترین رویکردها هستند. در این حالت، اتم‌های گاز جذب شده در قسمت عمدۀ فیلم پخش می‌شوند. برخی از نمونه‌های مهم عبارتند از تشخیص هیدروژن توسط پالادیوم و جیوه توسط طلا [۱]. اما رایج‌ترین نمونه این رویکرد استفاده از فیلم‌های پلیمری مختلف است. شیمی پلیمر را می‌توان با افزودن کمپلکس‌های شیمیایی مناسب در امتداد ستون اصلی کربن کنترل کرد. خواص فیزیکی فیلم را می‌توان به‌طور اساسی با قرار گرفتن در معرض غلظت‌های زیادی از آنالیت‌ها تغییر داد، که ممکن است منجر به تورم و تغییرات در خواص الاستیک و ویسکوالاستیک شود [۱۱].

<sup>۵۰</sup> Physisorption

یکی از سیستماتیک‌ترین و علمی‌ترین رویکردها برای سنجش شیمیایی توسط رابطه انرژی حلالیت خطی (LSER) ارائه شده است [۵۱]. در این مدل، واکنش‌های شیمیایی به پنج نوع برهمنکنن منحصر به‌فرد (متعاملد) گروه بندی می‌شوند: قطبش پذیری، دوقطبی بودن، اسیدیته-بازی بودن پیوند هیدروژنی و پراکندگی. پارامترهای مربوطه برای تعداد زیادی از آنالیت‌ها و پلیمرها تعیین شده است. به‌این ترتیب، امکان انتخاب یک فیلم پلیمری با عملکرد مناسب برای شناسایی یک گونه آنالیت داده شده وجود دارد. در اصل، این رویکرد یک پایه علمی محکم برای هنر سنجش شیمیایی فراهم می‌کند.

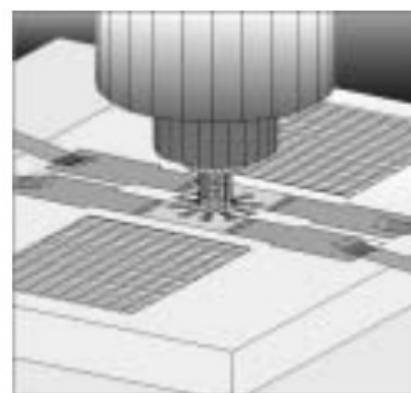
### ۳.۱۰.۱۶ آرایه‌های حسگر

در غیاب گزینش پذیری شیمیایی واقعی برای یک حسگر، تشخیص الگوی پاسخ مجموعه‌ای از حسگرها، به‌اصطلاح دماغه الکترونیکی، توسعه یافته است [۵۲]. در کارهای قبلی تعدادی حسگر، از ۳ یا ۴ تا ۲۲ مورد استفاده قرار گرفت. هر حسگر پاسخ متفاوتی داشت به‌طوری که یک مخلوط گاز معین یک الگوی مشخص در پاسخ خروجی آرایه‌ها می‌دهد. این الگو را می‌توان با یک شبکه عصبی مشخص کرد که در پاسخ به‌اجزای گاز شناخته شده آموزش دیده بود. این تکنیک برای تجزیه و تحلیل ترکیب و غلظت نسبی مخلوط گاز استفاده شده است. البته این رویکرد برای هر نوع حسگری، نه فقط حسگرهای صوتی، قابل استفاده است. مدل LSER برای اصلاح رویکرد تشخیص الگو استفاده شده است [۵۱]. اگر یک آرایه از تعداد کمی حسگر تشکیل شده باشد که هر کدام به‌یکی از مشخصه‌های متعاملد LSER پاسخ می‌دهند، آنگاه می‌توان از تشخیص الگو برای تجزیه و تحلیل آنالیت استفاده کرد. در این رویکرد، مشخص شد که بهترین تمایز توسط حداقل تعداد حسگرهای مورد نیاز برای نمایش مدل LSER ارائه می‌شود. اگر بیش از این حداقل تعداد حسگرها استفاده شود، در واقع کاهش عملکرد وجود دارد.

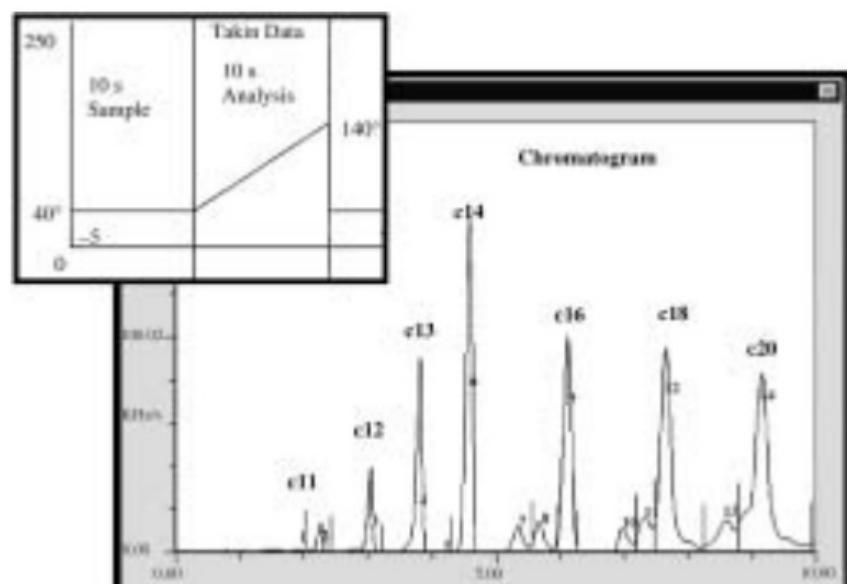
### ۴.۱۰.۱۶ کروماتوگرافی گازی با آشکارسازی حسگر صوتی

این رویکرد جالب که ابتدا توسط کینگ کشف شد [۵۵] و بعداً در کاراسک و گیبنز [۵۶] و استیپلز [۵۷] به‌کمال رسید، از این نظر منحصر به‌فرد است که شیمی (تشخیص آنالیت) و فیزیک (تشخیص سیگنال) را کاملاً از هم جدا می‌کند و امکان یک مستقل را فراهم می‌کند. بهینه‌سازی دوتابع شناسایی آنالیت بر اساس استفاده از کروماتوگرافی گازی است که از اصل تفاوت در انتشار مولکولی در یک مویرگ بلند (ستون کروماتوگرافی) برای تمایز بین گونه‌های مولکولی استفاده می‌کند.

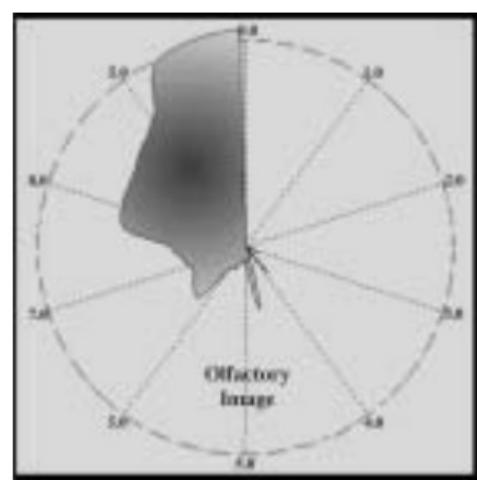
مقداری از گاز مورد تجزیه و تحلیل در یک پیش تغليظ کننده وارد می‌شود و سپس به‌عنوان یک پالس تیز به‌سیستم تزریق می‌شود. مولکول‌های مختلف با سرعت‌های متفاوتی در ستون پخش می‌شوند، به‌طوری که طیفی از پالس شناسایی شده به‌صورت تابعی از زمان برای یک ستون کالیبره شده می‌تواند برای شناسایی گونه‌های مولکولی مختلف استفاده شود، که مسئله شیمیایی را حل می‌کند. تشخیص فیزیکی سیگنال خروجی را می‌توان به‌روش‌های مختلفی انجام داد، اما به‌وضوح اصل حساسیت فوق العاده بالای میکروبالانس صوتی در اینجا مناسب است. کار بیشتر بر روی استفاده از حسگرهای



(a)



(b)



(c)

شکل ۱۳.۱۶: کروماتوگراف گازی به عنوان حسگر شیمیایی با تشخیص SAW استفاده می‌شود.  
 (الف) طرح تشخیص. (ب) کروماتوگرام. (ج) تصویر بویایی.

بدون پوشش SAW [۵۷] و FPW [۵۸] متمرکز شد. برای اینکه نتایج در اینجا نشان داده شود، از دستگاه SAW بدون پوشش در فرکانس ۵۰۰ مگاهرتز استفاده شد. برخلاف حسگرهای شیمیایی قبلی، پوشش دهی مضر است زیرا زمان پاسخ را کاهش می‌دهد و احتمالاً سیستم را کالیبربه نمی‌کند. آشکارساز SAW بر روی یک خنک کننده پلتیر<sup>۱</sup> قرار می‌گیرد تا امکان کنترل سریع دمای آشکارساز را فراهم کند. در نسخه فعلی ابزار (شکل ۱۳.۱۶)، سیگنال معمولاً در یک نمودار قطبی (چاپ بخار) نمایش داده می‌شود، که در آن شاع متناسب با دامنه (تغییر فرکانس SAW) است و زاویه قطبی زمان را نشان می‌دهد (تغییر در جهت عقربه‌های ساعت با  $t = 12$  و  $t = 0$ ). این چاپ‌های قطبی الگوهای تصویری همدوس را ارائه می‌دهند که به طور شهودی قابل تفسیر هستند. مانند بسیاری از تصاویر طبیعی، برخلاف هیستوگرام‌های تصادفی پاسخ‌های آرایه حسگر معمولی، به راحتی قابل یادآوری و ارتباط هستند. علاوه بر این، این نمایش به طور ضمنی و کاملاً با مفهوم پاسخ حسگر متعامد مطابقت دارد زیرا هر بار یک پاسخ حسگر خاص متعامد به آن در زمان‌های دیگر می‌دهد. این روش یک ابزار قابل حمل تولید می‌کند که بسیار سریع (زمان اندازه‌گیری کمتر از ۱۰ ثانیه) و حساس است (بهتر از  $1\text{ ppb}$  غلظت ناخالصی رديابي).

## ۵.۱۰.۱۶ مخاط بویایی مصنوعی

علیرغم علاقه به استفاده از آرایه‌ها و کروماتوگراف گازی که در بالا توضیح داده شد، این دستگاه‌ها هنوز در واقعیت با بینی پستانداران فاصله زیادی دارند. سیستم بویایی انسان شامل حدود ۱۰۰ میلیون گیرنده بویایی با تقریباً ۳۵۰ نوع مختلف پروتئین متصل شونده به گیرنده است که در امتداد بخشی از مخاط بویایی در بینی توزیع شده است. اولین تقریب برای این می‌تواند استفاده از بلوک‌های حسگرهای توزیع شده در امتداد ستون پوشش داده شده یک کanal نوع کروماتوگرافی گازی باشد. این رویکرد توسط گروه وارویک توسط کاوینگتون و همکاران اتخاذ شده است [۵۹] با تحلیل نظری سانچز-مونتانس و همکاران [۶۰]. این اثر فضایی آرایه را با اثر زمانی ستون گاز ترکیب می‌کند تا یک پاسخ فضایی-زمانی کلی ایجاد کند، که می‌تواند با تجزیه و تحلیل مولفه اصلی (PCA) معمول رفتار شود [۱]. این مفهوم توسط یک آرایه میکروحسگر مبتنی بر سیلیکون همراه با یک بسته میکروسیال تحقق یافت. در حالی که حسگرهای مورد استفاده در این مطالعه مقاومتی بودند، نتایج باید برای تقریباً هر نوع حسگر معتبر باشد. هر قالب  $Si$  حدود یک سانتی‌متر مربع و حاوی ۸۰ میکروحسگر بود. پنج پوشش پلیمری مختلف برای ارائه پایه‌ای برای تعدادی از پنج آرایه حسگر استفاده شد. بسته میکروسیالی توسط یک دستگاه میکروسترنولوژی‌گرافی، با ابعاد کanal کلی  $2/4\text{ m} \times 0/5\text{ mm} \times 0/5\text{ mm}$  ساخته شد. در دستگاه واقعی، کanal‌ها به گونه‌ای روی هم چیده شدند که ابعاد کلی بسته بندی بود. کanal‌ها با پاریلن  $C$  پوشانده شدند که دارای ویژگی‌های نگهداری برای گازهای مورد مطالعه است. این سیستم در ابتدا با نمونه‌هایی از اتانول و بخار تولوئن در هوا آزمایش شد. آزمایش‌های بیشتر با بوهای پیچیده‌تر (شیر، خامه،

<sup>۱</sup>Peltier

مخلوط شیر-خامه، وانیل، نعناع فلفلی و مخلوط وانیل-نعناع) انجام شد. تجزیه و تحلیل PCA بر روی نتایج به سه گروه تقسیم شد: داده‌های مکانی-زمانی، فقط داده‌های مکانی و فقط داده‌های زمانی. مشخص شد که داده‌های مکانی-زمانی بهترین خوشبندی را در نمودارهای PCA ارائه می‌دهند، در حالی که داده‌های مکانی بهتر از داده‌های زمانی عمل می‌کنند. کل تأخیر زمانی در این مطالعه ۱۰۶ ثانیه بود، اما این و سایر پارامترها مطمئناً با تحقیقات بیشتر بهبود خواهند یافت.

## ۱۱.۱۶ حس چشایی: زبان الکترونیکی

حسگرهای گاز، حسگرهای شیمیایی و دماغ الکترونیکی با شناسایی گونه‌های شیمیایی در فاز گازی سروکار دارند. اگرچه این یکی از مسائل سنجش ساده‌تر پارامترهای غیرفیزیکی است، اما در بخش قبل دیده شد که در انجام یک اندازه‌گیری بدون ابهام، مشکلات تجربی زیادی وجود دارد. حس چشایی شامل مایعات است و به‌چند دلیل این امر حتی سخت‌تر است. از جمله عوارض جدید این واقعیت است که مایع IDT را بارگذاری می‌کند، بنابراین اقدامات احتیاطی ویژه‌ای باید انجام شود. همچنین، فعل و انفعالات اضافی در فاز مایع وجود دارد که باید در نظر گرفته شود. با وجود این مشکلات، حسگرهای طعم ارزش توسعه را دارند. آنها بهویژه برای صنایع غذایی و نظارت بر نوشیدنی‌هایی مانند شیر و آب میوه مهم هستند. آنها نقش اساسی در سلامت و پزشکی برای آزمایش خون و ادرار دارند. در نهایت، آنها مکمل ضروری برای حسگرهای گاز برای امنیت داخلی و تشخیص مواد شیمیایی و بیولوژیکی خطرناک هستند. آنها همچنین به عنوان یک داستان انتقال به حسگرهای زیستی عمل می‌کنند، که با آنها چندین ویژگی مشترک دارند.

چهار طعم کلاسیک که باید تشخیص داده شوند عبارتند از: شوری، شیرینی، ترشی و تلخی. metallic و umami (خون در دهان) اغلب به لیست اضافه می‌شوند. حسگرهای طعم سنتی مبتنی بر پتانسیومتری و ولتاوتمتری هستند که به طور مستقیم با حرکت یون در مایع مرتبط هستند. رویکرد آکوستیک توسط چندین گروه از جمله شیوکاوای<sup>۵۲</sup> و کندوه<sup>۵۳</sup> [۹] و گروه وارویک<sup>۵۴</sup> بهره‌بری گاردنر<sup>۵۵</sup> پیشگام بوده است. فناوری‌های شبیه SAW از نوع توصیف شده در این فصل بسیار مفید هستند زیرا مستقیماً با مایع در تماس با سطح ترویج می‌شوند. یک رویکرد مفید یافت شده است که توسط هندسه SAW خط تاخیر دوگانه برای امواج SH ارائه شده است. یکی از کانال‌ها می‌تواند توسط یک فیلم فلزی به صورت صوتی کوتاه شود، که امکان جداسازی فعل و انفعالات مکانیکی و الکتریکی را با اندازه‌گیری اختلاف فراهم می‌کند. از آنجایی که این فعل و انفعالات به خوبی در ک شده‌اند، استفاده از سطح لخت بستر SAW بدون لایه‌های بیوشیمیایی مفید است، بنابراین مکانیسم تعامل فیزیکی صرفاً تضمین می‌شود. می‌توان از تجزیه و تحلیل اجزای اصلی مشابه آنچه در بینی الکترونیکی استفاده می‌شود استفاده کرد<sup>۵۶</sup>. از این نشان داده شد که تعداد پارامترها را می‌توان با استفاده از نسبت‌ها یا تفاوت‌های تغییر فاز و میرایی از

<sup>۵۲</sup> Shiokawa

<sup>۵۳</sup> Kondoh

<sup>۵۴</sup> Warwick

اندازه‌گیری‌ها به دو کاهش داد.

یک سیستم با کارایی بالا توسط لئونت و همکاران [۶۲] تشریح شده است. یک تشدید کننده دو پایانه SH-SAW روی  $YX LiTaO_3$  به دلیل ضریب تزویج بالا و پشتیبانی از مود SH انتخاب شد. این دستگاه با فرکانس ۴۳۳ مگاهرتز با یک حفره ۱۹۲ میکرومتری که توسط ۴۰۰ بازتابنده در هر طرف تشکیل شده بود، کار می‌کرد و  $IL$  حدود ۸ دسی‌بل را فراهم می‌کرد. یک پیکربندی خط تاخیری با  $IL$  نسبتاً بالاتر نیز استفاده شد و نتایج مشابهی به دست آورد، اما نتایج گزارش شده برای پیکربندی تشدیدگر خواهد بود. نمونه‌های مایع توسط یک سلول میکروسیالی که با استفاده از میکروسترئولیتوگرافی ساخته شده بود، به ناحیه حسگر فعال معرفی شدند. اطلاعات فاز و دامنه با اندازه‌گیری با یک تحلیلگر شبکه (نتورک آنالایزر) به دست آمد. پیکربندی تشدید کننده با شش نمونه طعم اصلی ارائه شده در بالا مورد آزمایش قرار گرفت و نتایج به صورت نمودار پراکنده‌گی در یک نمودار کاهش فاز نمایش داده شد. همه نتایج به‌وضوح از هم جدا شده‌اند و برای هر نوع خوشبندی مشاهده می‌شود. بنابراین، به‌نظر می‌رسد که این دستگاه‌ها دارای مزایای زیادی هستند، از جمله اندازه کوچک، استحکام، مصرف انرژی کم، و تمایز واضح بین دسته‌های طعم مختلف با استفاده از مکانیسم‌های تعامل حسی صرفاً فیزیکی. فقطان پوشش‌های اختصاصی آنالیت، استفاده از آن‌ها را به کاربردهای خاص محدود می‌کند.

کار بیشتر بر روی تشدیدگرهای زبان الکترونیکی مبتنی بر SH-SAW با استفاده از تجزیه و تحلیل چند متغیره روی پاسخ‌های حسگر انجام شد [۶۳]. مشخص است که مکانیسم‌های برهمکنش فیزیکی شامل تزویج چسبناک و بارگذاری جرمی در سمت مکانیکی و گذردهی و هدایت الکتریکی در سمت الکتریکی است. بنابراین، چگالی، هدایت و گذردهی به عنوان پیش‌بینی کننده‌های مدل‌های رگرسیون چندگانه انتخاب شدند و تجزیه و تحلیل آماری چند متغیره بر روی چهار محلول طعم اصلی در غلظت‌های مختلف انجام شد. اندازه‌گیری تناسب برای هر مدل با ضریب رگرسیون چندگانه  $R^2$  برای دامنه و فاز داده شد. مقادیر  $R^2$  در محدوده ۰/۸۸ و ۰/۷۲ برای داده‌های ساکارز، ۰/۹۷ و ۰/۹۰ برای اسید استیک و ۰/۹۹ برای داده‌های NaCl بود. تمام داده‌های راه حل نیز به خوبی در نمودار پراکنده‌گی خوشبندی می‌شوند. نتیجه‌گیری شد که مدل‌های چند متغیره راه حل‌های اساسی آزمایش شده را با تقریب خوبی توصیف می‌کنند. مخلوط‌های دوتایی نیز به روشی مشابه [۶۴] مورد بررسی قرار گرفتند، با این فرض که پاسخ حسگر تابع پیچیده‌ای از ویسکوزیته مایع، چگالی، دما، هدایت الکتریکی و گذردهی دی‌الکتریک است. مشخص شد که مخلوط‌های دوتایی به قدری خوب خوشبندی شده‌اند که بتوان آن‌ها را از اجزای اصلی‌شان متمایز کرد.

## ۱۲.۱۶ حسگر زیستی

از برخی جهات، مروری بر حسگرهای زیستی صوتی خلاصه و ترکیبی از بسیاری از تکنیک‌های شرح داده شده در این فصل را ارائه می‌کند. حسگرهای زیستی از همان روزهای اولیه که مشخص شد TSM می‌تواند در یک مایع کار کند، موضوع مطالعه‌های شدید بوده است، و کار زیادی برای رفتار سطح QCM با مولکول‌های خاص آنالیت برای

توسعه حسگرهای زیستی انجام شد [۶۵]. تنها رقیب واقعی هندسه SAW بود. با این حال، همه می‌دانند که یک قطره آب روی خط تأخیر موج ریلی سیگنال را کاملاً از بین می‌برد، بنابراین امیدی به آن جهت وجود نداشت. با این حال، با کشف مودهای مختلف SH، که با ویسکوزیته ضعیف به یک سیال غیرقطبی تزویج می‌شوند، وضعیت به طور اساسی تغییر کرده و بنابراین در تماس با مایع می‌توانند منتشر شوند. از آنجایی که حساسیت با فرکانس افزایش می‌یابد، واضح است که دستگاه‌های مود SH پتانسیل بسیار بیشتری نسبت به TSM دارند. در واقع مورد دوم در این بحث بیشتر مورد توجه قرار نخواهد گرفت. یک بررسی بسیار واضح و جامع از حسگرهای زیستی توسط لانژ و همکاران [۶۶] ارائه شده است و بحث حاضر عمدتاً بر آن استوار است. بحث بهدو بخش تقسیم می‌شود. ابتدا، توسعه دستگاه‌های SH در مایعات از نظر مودهای مختلف که قبلاً در این فصل مورد بحث قرار گرفت، را در نظر می‌گیریم. دوم، توسعه موازی حسگرهای زیستی مبتنی بر این فناوری به سه مرحله اصلی تقسیم می‌شود: (۱) رسوب لایه‌های ساده آنتنی‌بادی‌های جذب شده، (۲) استفاده از لایه‌های میانی متصل به کووالانسی، مانند هیدروژل، و (۳) دستگاه‌های SAW یکپارچه. در سیستم‌های میکروسیال برای ایجاد، در نهایت، یک آزمایشگاه آشکارسازی بر روی یک تراشه.

اگرچه کشف مودهای SH پیشرفته در تحقیقات حسگرهای زیستی بود، اما راه حلی فوری و کلی ارائه نکرد. خیلی سریع مشخص شد که مودهای SH بهشت در مایعات قطبی ضعیف می‌شوند، بهخصوص زمانی که از بسترها کوارتز استفاده می‌شود. مشکل این است که ثابت دی‌الکتریک (DLC) <sup>۵۵</sup> آب حدود ۷۸ است، در حالی که ثابت دی‌الکتریک کوارتز حدود ۴ است. این بدان معنی است که در فرکانس‌های بالا IDT‌های روی کوارتز به سادگی اتصال کوتاه می‌شوند تا دستگاه غیر قابل کار شود. یک راه حل با استفاده از مود STW پیدا شد که به‌موجب آن گریتینگ مود را حفظ می‌کند [۶۷]. مشکل عدم تطبیق از مواد بستر با ارزش DLC بسیار بالاتر از کوارتز بود، مانند لیتیم نیوبات (۳۰) و لیتیوم تانتالیت (۴۳). این منجر به استفاده از  $YXLiTaO_3$  به عنوان یک بستر استاندارد برای حسگرهای SH-SAW شد. متعاقباً، امواج لاو برای سنجش زیستی [۶۹] مورد بررسی قرار گرفت. لایه‌های پلیمری بر روی یک بستر کوارتز که یک SSBW را پشتیبانی می‌کند، بهدلیل تشدید در فیلم، که SSBW را به یک موج لاو تبدیل می‌کند، به طور چشمگیری کاهش می‌یابد. این کار توسط رپ و همکارانش دنبال شد که رویکرد STW فلوری و بائرن را اصلاح کردند [۱۹]. بسترها استاندارد SAW با پوشش دادن لایه‌های  $Al$  با یک لایه محافظ پاریلن C اصلاح شدند و سیم‌های باند که حجیم هستند و حباب‌های هوا تولید می‌کنند، با کوپلینگ خازنی جایگزین شدند. دستگاه نهایی از یک تشدید کننده SAW بر روی تانتالیت لیتیوم با IDT‌های طلا، پدهای جفت خازنی بزرگ استفاده کرد که امکان استفاده از سلول‌های نمونه بسیار کوچک با حجم چند میکرومتری و یک لایه پاریلن  $\square$  را برای ایجاد یک سطح همگن فراهم می‌کرد [۷۰]. پاریلن یک لایه نازک هدایت کننده برای امواج صوتی ایجاد کرد، به‌طوری که این دستگاه ویژگی توری STW را با امواج لاو

<sup>۵۵</sup> Dielectric Constant (DLC)

هدایت شونده ترکیب کرد.

همانطور که در بالا ذکر شد، پیشرفت در تشخیص بیوشیمیایی برای سنجش زیستی به موازات توسعه سکوی موج صوتی SH-SAW حرکت کرد. اولین مرحله شامل استفاده از لایه‌های ساده آنتی‌بادی‌های جذب شده بود. بحث حاضر بر روی ایمونوواسی، تشخیص ایمونوگلوبین‌ها، برای مولکول‌های پروتئینی خاص که به عنوان آنتی‌بادی نیز شناخته می‌شوند، متوجه شد. این مولکول‌ها می‌توانند پروتئین‌های بیگانه، آنتی‌زن‌ها را شناسایی کرده و با آن‌ها با یک زوج «قفل و کلید» کاملاً انتخابی و ایده‌آل تعامل کنند. در پیکربندی طبیعی حسگر زیستی، آنتی‌بادی مستقیماً روی سطح حسگر پوشانده می‌شود و آنتی‌زن موجود در محلول به طور انتخابی با آن تزویج می‌شود. چندین نمونه از برخی از تنظیمات حسگر صوتی قبلی ارائه خواهد شد.

بائز و همکاران [۱۹] از حسگر ۲۵۰ مگاهرتز «آتیلا» STW برای سنجش زیستی و تشخیص ایمونوگلوبین انسانی (*H IgG*) استفاده کردند. یک آمینوسیلان روی سطح  $SiO_2$  تشکیل شد و آنتی‌بادی با آن جفت شد. یک سیستم جریان مایع دو مسیره (حسگر و بازوهای مرجع) استفاده شد و یک تداخل سنج RF برای اندازه‌گیری اختلاف فاز بین دو کanal، که توسط تغییر سرعت در حسگر به دلیل بارگذاری جرم ایجاد می‌شود، استفاده شد. کanal مرجع، یکسان با کanal دیگر به جز اینکه هیچ آنتی‌بادی روی آن پوشانده نشده بود، برای جبران هرگونه تغییر غیراختصاصی در دما، چگالی یا هدایت استفاده شد. عدم وجود اتصال غیر اختصاصی پروتئین کاذب تأیید شد. با در نظر گرفتن نویز فاز و حساسیت جرمی دستگاه،  $45ng/mL MDM$  تخمین زده شد.

اولین نتایج حسگر ایمنی SH-SAW با استفاده از لیتیوم تانتالیت توسط راپ و همکاران [۷۱] در سال ۱۹۹۳ ارائه شد. آنتی گلوکز اکسیداز بر روی دستگاه‌های SAW برای تشخیص گلوکز اکسیداز بی‌حرکت شد. همانطور که در بالا ذکر شد، این دستگاه‌ها بعداً برای کاهش خوردگی با پاریلن C پوشانده شدند. دستگاه‌های موج لاو توسط گیزلی و همکاران [۶۹] روی کوارتز توسعه داده شدند. آنها از یک لایه هدایت کننده PMMA استفاده کردند. *IgG* در سطح جذب شد و از آنتی *IgG* و پروتئین A به عنوان آنالیت با استفاده شد. در کار دیگر، این نویسنده‌گان از لایه‌های طلای اضافی برای جذب پروتئین A به صورت مولکول جذب و به عنوان آنالیت استفاده کردند. مثال‌های بسیار دیگری در لانگ و همکارانش [۶۶] از متحرک سازی مولکول‌های آنالیت خاص در این دوره، آورده شده است.

فاز بعدی شامل استفاده از لایه‌های میانی متصل به کووالانسی برای تثبیت مولکول‌های خاص آنالیت بر روی سطح بود. برخی از مزایای این مرحله به شرح زیر است:

- این لایه اتصال مولکول‌های خاص آنالیت را در مقایسه با استفاده از سطح خالی تسهیل می‌کند.
- شرایط واکنش ملایم وجود دارد، بنابراین مولکول جذب شده عملکرد خود را حفظ می‌کند.
- لایه محافظ خوبی در برابر فعل و انفعالات نامشخص می‌دهد که برای سیستم‌های بدون برچسب ضروری است.

- یک سطح صاف و همگن فراهم شده است.
- در برخی موارد (به عنوان مثال، دکستران)، یک لایه داربست سه بعدی تشکیل می‌شود، زیرا گروههای عملکردی در داخل داربست رخ می‌دهند. این می‌تواند منجر به تراکم بیشتر محلهای اتصال شود.
- یک عارضه این است که تغییرات در ویسکوالاستیسیته رخ می‌دهد و در برخی موارد ممکن است اثرات بارگذاری جرم را خنثی کند.

برخی از نمونه‌های لایه‌های هیدروژل، دکسترانس‌ها هستند که داریستهای سه‌بعدی و پلی‌اتیلن گلیکول‌هایی را تشکیل می‌دهند که خود را با زنجیرهای پلیمری به سطح ثابت می‌کنند. نمونه‌هایی توسط لانگ و همکاران [۶۶] ارائه شده است. برای تشخیص اوره آز،  $IgG$  و اسید فولیک از طرف دیگر، لایه‌های میانی از دولایه‌های لیپیدی و فولرن‌ها تشکیل شده‌اند. اینها توسط گیزلی و گلد [۵۶] با استفاده از دستگاه‌های موج لاو برای اتصال  $IgG$  و پروتئین‌های برچسبدار هیستیدین مورد بهره‌برداری قرار گرفته‌اند. چانگ و شیه [۷۲] از دستگاه‌های SH-SAW مبتنی بر لیتیوم تانتالیت و یک لایه میانی از مولکول‌های فولرن استفاده کردند. هموگلوبین روی سطح جذب شد و اتصال آنتی‌بادی مربوطه تشخیص داده شد. مثال‌های جالب‌تر توسط لانگ و همکاران ارائه شده است. برای تشخیص  $DNA$ ،  $E. coli$ , Legionella, and Bacillus thuringiensis (باکتری‌ها) و مشکل چالش برانگیزتر شناسایی مولکول‌های زیستی کوچکتر با وزن مولکولی کمتر از ۱۰۰۰ بود.

با توجه به اینکه نمونه‌های زیادی از تشخیص موفقیت آمیز مولکول‌های زیستی که در بالا توضیح داده شد وجود داشته است، مرحله سوم در توسعه حسگرهای زیستی در ایجاد پلتفرم‌های تجاری موفق نهفته است [۷۴]. فناوری SAW ایده‌آل است زیرا برای تولید حجمی دستگاه‌های کم هزینه، قوی، قابل اعتماد و دقیق طراحی شده است. کار برای سال‌های متمادی ادامه داشته است و اکنون در جنبه‌های جانی الکترونیک جانی، میکروسیالات محیطی، بسته‌بندی، تشدید کننده‌های SAW با کارایی بالا و یکپارچه سازی CMOS در مرحله بلوغ است. اخیراً چندین سیستم پیشرفته ارائه شده است [۷۵، ۷۷].

## ۱۳.۱۶ چشم اندازها در حسگرهای آکوستیک

حسگرهای آکوستیکی هنوز یک حوزه فعال تحقیق و توسعه است و رویکردهای جدید هر ساله آشکار می‌شود. اگرچه برخی از رویکردها مانند QCM و SAW سال‌های است که وجود داشته‌اند، اما برخی دیگر مانند حسگرهای FBAR و لایه‌های حسگر با فناوری نانو تازه شروع شده‌اند. فعالیت‌های تجاری‌سازی برای مدتی در مرحله توسعه بوده است (به عنوان مثال، بینی الکترونیکی و حسگرهای زیستی). «بته نوایر» برنامه‌های حسگر هنوز نه چندان در حوزه اصول دستگاه، بلکه در جنبه‌های پیش پا افتاده‌تر مانند تکرار پذیری، کالیبراسیون، طول عمر و غیره نهفته است. خوشبختانه، روندهای اصلی که در زیر

خلاصه می‌شوند در جهت درستی هستند تا این عیوب را تا حد زیادی بهبود بخشنند و امکان اجرای عملی حسگرهای صوتی را فراهم کنند. حداقل سه روند اصلی وجود دارد که بهوضوح در حسگرهای صوتی برجسته می‌شود:

۱. سلط مداوم پلتفرم‌های میکروآکوستیک، که دارای مزیت هزینه کم، تولید حجم بالا، قابلیت اطمینان، استحکام، دقت، یکپارچه‌سازی CMOS و غیره هستند. در واقع، فناوری‌های رقیب که از فناوری مدرن میکروالکترونیک بهره نمی‌برند، ناگزیر عقب خواهند ماند.
۲. تفحص بی‌سیمی از حسگرها در میان مدت، اگر نه در کوتاه مدت، جهانی خواهد شد. در برخی از کاربردها مانند محیط پزشکی و خصمانه، این نیاز آشکار است. کل فرآیند جراحی ممکن است توسط میکروحسگرها، محرک‌ها و دستگاه‌های تصویربرداری که از فاصله دور فعال می‌شوند، متحول شود. در کاربردهای دیگر، این سوال وجود دارد که چه مقدار از الکترونیک باید در محل حسگر یکپارچه شود. اما حتی در آن صورت، شبکه حاصل تقریباً بی‌سیم خواهد بود.
۳. افزایش استفاده از فناوری نانو، بهویژه در تولید لایه‌های انتخابی شیمیایی، زیرا حساسیت بهینه ذاتی سطوح حسگر لخت، محدودیت مطلقی برای MDM ایجاد می‌کند. نمونه‌ها چندین نتیجه اخیر با استفاده از نانومیله‌های اکسید روی برای لایه‌های حسگر صوتی هستند (به عنوان مثال، [۷۸]). مواد مبتنی بر گرافن به صورت لایه حساس برای حسگرهای دیگر استفاده شده است (به عنوان مثال، [۷۹]). کاربردهای صوتی بیشتری از هر دو ماده و همچنین سایر مواد مورد انتظار است.

## خلاصه

- تشدید کننده TSM یک تشدید کننده پیزوالکتریک با برش کریستالی است که رزونانس موج برشی عرضی یا ضخامتی را ارائه می‌دهد. تشدید کننده‌های طولی در مایعات بسیار میرایی هستند و نمی‌توانند به عنوان حسگر مفید باشند، بنابراین TSM برای سنجش مایع BAW ضروری است.
- برانگیختگی میدان جانبی (LFE) از الکترودهایی استفاده می‌کند که به گونه‌ای مرتب شده‌اند که میدان الکتریکی در امتداد سطح حسگر لخت جهت گیری شود. این امکان برهمکنش مستقیم موج صوتی با خواص الکتریکی و دی الکتریک مایع را فراهم می‌کند.
- حسگرهای QCM بدون الکترود از صفحات کوارتز خالی و تحریک و تشخیص توسط آنتن‌های خطی استفاده می‌کنند که حساسیت را با مرتبه‌ای بزرگ افزایش می‌دهد.

- **برهمکنش آکوستوالکتریک** یک موج صوتی در نیمههادی‌های پیزوالکتریک اتفاق می‌افتد، جایی که میدان الکتریکی مرتبط با موج صوتی با حامل‌های بار متحرک تعامل دارد. این هم بر سرعت و هم بر تضعیف موج تأثیر می‌گذارد.
- **حسگرهای SAW** بی‌سیم را می‌توان از یک ایستگاه مرکزی از راه دور توسط بی‌سیم و با استفاده از سیگنال‌های کدگذاری شده مانند RFID بازجویی کرد. این تکنیک برای همه کاربردهای حسگر در حال گسترش است و بهویژه برای محیط‌های متخاصم مانند نظارت بر فشار باد تایرها در زمان واقعی سودمند است.
- **حسگرهای صوتی افقی برشی (SH)** از قطبش برشی موج در صفحه سطح حمایت کننده آن استفاده می‌کنند. چنین امواجی می‌توانند در یک مایع عمل کنند، مشابه مود TSM برای حسگرهای BAW. انواع مختلف شامل مود صفحه آکوستیک SH-SAW، لاو و حسگرهای موج عرضی سطحی (STW) (APM) است.
- **حسگرهای موج صفحه خمشی (FPW)** مستقیماً بر اساس انتشار مود  $A$  موج لامب در یک غشای نازک هستند. هنگامی که غشا در مایع غوطه‌ور می‌شود، گیر افتادن صوت در غشاء باعث انتشار کم تلفات می‌شود. این دستگاه‌ها با استفاده از فناوری MEMS ساخته شده‌اند.
- **حسگرهای CMUT** از پلتفرم MEMS برای برنامه‌های مشابه QCM استفاده می‌کنند. هر دستگاه از صدها سلول تشکیل شده است که با هم یک حسگر حساس و دقیق را تشکیل می‌دهند.
- **حسگر مایع FBAR** QCM با فرکانس بالا است. از لایه‌های AlN متمایل به محور  $c$  استفاده می‌کند تا رزونانس‌های TSM را امکان‌پذیر کند و  $T$  توسط فیلم‌های  $SiO_2$  جبران می‌شود.
- **حسگرهای صوتی میله نازک آنالوگ** یک بعدی FPW هستند. آنها مزیت داشتن حساسیت جرمی را به‌اشتراک می‌گذارند که بر عکس بعد ضخامت متفاوت است.
- **حسگرهای گاز‌های شیمیایی** از لایه‌های حساس شیمیایی مانند پلیمرها بر روی سطح برای تشخیص گزینشی گونه‌های گازی استفاده می‌کنند. چندین حسگر با لایه‌های مشابه اما با پاسخ‌های خاص متفاوت می‌توانند با هم در یک آرایه با پردازش سیگنال شبکه عصبی برای تشکیل یک دماغه الکترونیکی استفاده شوند.
- **مخاط بویایی مصنوعی** نسل دوم بینی الکترونیکی است که با استفاده از آرایه‌های حسگر شیمیایی توزیع شده در امتداد ستون انتقال گاز که با یک پوشش نگهدارنده تعبیه شده است، تشکیل می‌شود.
- **زبان الکترونیکی** با استفاده از تشدید کننده SH-SAW بدون لایه‌های بیوشیمیایی ساخته شده است.
- **تجزیه و تحلیل اجزای اصلی** امکان تمایز بین محلول‌های مربوط به طعم شیرین، ترش، شور، تلخ، اومامی و فلز را فراهم می‌کند.

- بیوسنسورهای صوتی از لایه‌هایی از آنتی‌بادی‌های جذب شده برای شناسایی مولکول‌های آنالیت مربوطه در مایع استفاده می‌کنند. به طور سنتی، پلتفرم QCM مورد استفاده قرار می‌گرفت، اما حسگرهای زیستی آکوستیک مدرن عمدتاً پیرامون دستگاه‌هایی ساخته می‌شوند که از فناوری SAW و مودهای مختلف SH استفاده می‌کنند.

## پرسش‌ها

۱. با تعریف حساسیت به صورت  $S = df/d\rho_s$ ، حساسیت یک QCM با  $h_q = ۰,۰۳$  سانتی‌متر و  $\rho_q = ۲,۶۵ g/cm^3$  را تعیین کنید.
۲. با استفاده از ثابت‌های مواد استاندارد، طول میرائی مایع را برای مبدل کوارتز ۵ مگاهرتز در آب محاسبه کنید.
۳. چگونه انتظار دارید وجود زبری سطح قابل توجه بر حساسیت حسگر صوتی گرانشی تأثیر بگذارد؟
۴. با استفاده از معادلات (۴۱.۱۶) و (۴۲.۱۶) نشان دهید که نمودار  $k/V$  در مقابل  $\Delta V/V$  باعث ایجاد مکان هندسی یک نیم‌دایره با شعاع  $K^{\frac{1}{2}}$  و موقعیت زاویه‌ای تعیین شده توسط  $\sigma_s$  می‌شود.
۵. به طور فیزیکی توضیح دهید که چرا سرعت مود  $S$  حسگرهای FPW در مقدار بالایی اشباع می‌شود در حالی که سرعت مود  $A$  وقتی  $d/\lambda$  به سمت صفر میل می‌کند، صفر می‌شود.
۶. آیا حسگرهای شیمیایی یا حسگرهای فیزیکی باید نسبت به ویژگی‌های سطحی دقیق (آلاینده‌ها و غیره) در رابط حسگر و محیط حساس‌تر باشند؟ توضیح دهید.
۷. حداقل سه پیکربندی را پیشنهاد کنید که می‌توانند برای ساختن یک «دیپستیک» فراصوت مفید برای سنجش کمی سطح مایع استفاده شوند.



# كتاب نامه

- [1] Ballantine, D. S. et al., *Acoustic Wave Sensors*, Academic Press, San Diego, CA, 1997.
- [2] Sauerbrey, G., Verwendung von Schwingquarzen zur Wagung dünner Schichten und zur Mikrowagung, *Z. Phys.*, 155, 206, 1959.
- [3] Miller, J. G. and Bolef, D. I., Acoustic wave analysis of the operation of quartz-crystal film-thickness monitors, *J. Appl. Phys.*, 5815, 1968.
- [4] Kanazawa, K. K. and Gordon, II, J. G., Frequency of a quartz microbalance in contact with a liquid, *Anal. Chem.*, 57, 1770, 1985.
- [5] Hu, Y., French, L. A., Radecskey, K., Pereira da Cunha, M., Millard, P., and Vetalino, J., A lateral field excited liquid acoustic wave sensor, *IEEE Trans.UFFC*, 51, 1373, 2004.
- [6] Ogi, H., Nagai, H., Fukunushi, Y., Hirao, M., and Nishiyama, M., 170 MHz electrodeless quartz crystal microbalance for highly sensitive biosensors, in Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009, 718.
- [7] Ricco, A. J., Martin, S. J., and Zipperian, T. E., Surface acoustic wave gas sensor based on film conductivity changes, *Sens. Actuators*, 8, 319, 1985.
- [8] Adler, A., Simple theory of acoustic amplification, *IEEE Trans.*, SU-18, 115, 1971.
- [9] Shiokawa, S. and Kondoh, J., Surface acoustic wave sensor for liquid-phase application, in Proceedings of the 1999 IEEE Ultrasonics Symposium, Schneider, S. C., Levy, M., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1999, 445.
- [10] Tiersten, H. F. and Sinha, B. K., A perturbation analysis of the attenuation and dispersion of surface waves, *J. Appl. Phys.*, 49, 87, 1978.

- [11] Martin, S. J., Frye, G. C., and Senturia, S. D., Dynamics and response of polymer-coated surface acoustic wave devices: Effect of viscoelastic properties and film resonance, *Anal. Chem.*, 66, 2201, 1994.
- [12] Reindl, L. M. and Shrena, I. M., Wireless measurement of temperature using surface acoustic wave sensors, *IEEE Trans. UFFC*, 51, 1457, 2004.
- [13] Dixon, B., Kalinin, V., Beckley, J., and Lohr, R., A second generation in-car tire pressure monitoring system based on wireless passive SAW sensors, in Proceedings of the 2006 IEEE International Frequency Control Symposium, IEEE, New York, 2006, 374.
- [14] Hou, J. and van de Vaart, H., Mass sensitivity of plate modes in surface acoustic wave devices and their potential as chemical sensors, in Proceedings of the 1987 IEEE Ultrasonics Symposium, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1987, 573.
- [15] Martin, S. J., Ricco, A. J., Niemzyk, T. M., and Frye, G. C., Characterization of SH plate mode liquid sensors, *Sens. Actuators*, 20, 253, 1989.
- [16] Campbell, J. J. and Jones, W. R., A method for estimating optimal crystal cuts and propagation directions for excitation of piezoelectric surface waves, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-15, 209, 1968.
- [17] Jacoby, B. and Vellekoop, M. J., Viscous losses of shear waves in layered structures used for biosensing, in Proceedings of the 1998 IEEE Ultrasonics Symposium, Schneider, S. C., Levy, M., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1998, 493.
- [18] Auld, B. A., *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Vol. II, Krieger Publishing Company, Malabar, FL, 1990.
- [19] Baer, R. L. et al., STW chemical sensors, in Proceedings of the 1992 IEEE Ultrasonics Symposium, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1992, 293.
- [20] Wang, Z., Cheeke, J. D. N., and Jen, C. K., Sensitivity analysis for Love mode acoustic gravimetric sensors, *Appl. Phys. Lett.*, 64, 2940, 1994.
- [21] Wenzel, S. W. and White, R. M., Flexural plate-wave gravimetric chemical sensor, *IEEE Trans. Electron Devices*, 35th ed., 735, 1988.
- [22] Wenzel, S. W., *Applications of Ultrasonic Lamb Waves*, Ph.D. thesis, University of California, Berkeley, CA, 1992.
- [23] Khuri-Yakub, B. T., Park, K. K., Lee, H. J., Yaralioglu, G. G., Ergun, S., Oralkan, O., Kupnik, M., Quate, C. F., Braun, T., Lang, H. P., Hegner, M., Ramseyer, J-P.,

- Gerber, Ch., and Gimzewski, J., The capacitive micromachined ultrasonic transducer (CMUT) as a chem/biosensor, in Proceedings of the 2007 IEEE Ultrasonics Symposium, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2007, 472.
- [24] Park, K. K., Lee, H. J., Yaralioglu, G. G., Ergun, S., Oralkan, O., Kupnik, M., Quate, C. F., Khuri-Yakub, B. T., Braun, T., Ramseyer, J-P., Lang, H. P., Hegner, M., Gerber, Ch., and Gimzewski, J., Capacitive micromachined ultrasonic transducers for chemical detection in nitrogen, *App. Phys. Lett.*, 91, 094102, 2007.
- [25] Kim, E. S., Acoustic MEMS transducers for biomedical applications, in Proceedings of the 2010 IEEE Frequency Control Symposium, IEEE, New York, 2010, 71.
- [26] Bjurstrom, J., Wingqvist, G., Yantchev, V., and Katardjiev, I., Design and fabrication of temperature compensated liquid FBAR sensors, in Proceedings of the 2006 IEEE Ultrasonics Symposium, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2006, 894.
- [27] Viens, M. et al., Mass sensitivity of thin rod acoustic wave sensors, *IEEE Trans. UFFC*, 43, 852, 1996.
- [28] Wang, Z., Jen, C. K., and Cheeke, J. D. N., Unified approach to analyze mass sensitivities of acoustic gravimetric sensors, *Electron. Letts.*, 26, 1511, 1990.
- [29] Wang, Z., Jen, C. K., and Cheeke, J. D. N., Mass sensitivities of two-layer sagittal plane plate wave acoustic sensors, *Ultrasonics*, 32, 201, 1994.
- [30] Cheeke, J. D. N. and Wang, Z., Acoustic wave gas sensors, *Sens. Actuators*, 59, 146, 1999.
- [31] Lynnworth, L. C., *Ultrasonic Measurements for Process Control*, Academic Press, New York, 1989.
- [32] Puttmer, A. and Hauptman, P., Ultrasonic density sensor for liquids, in Proceedings of the 1998 IEEE Ultrasonics Symposium, Schneider, S. C., Levy, M., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1998, 497.
- [33] Costello, B. J., Wenzel, S. W., and White, R. M., Density and viscosity sensing with ultrasonic flexural plate waves, in Proceedings of the 7th International Conference on Solid State Sensors and Actuators, IEEE, Yokohama, Japan, 1993, 704.
- [34] Ricco, A. J. and Martin, S. J., Acoustic wave viscosity sensor, *Appl. Phys. Lett.*, 50, 1474, 1987.
- [35] Martin, S. J., Frye, G. C., Ricco, A. J., and Senturia, S. D., Effect of surface roughness on the response of thickness-mode resonators in liquids, *Anal. Chem.*, 65, 2910, 1993.

- [36] Herrmann, F., Hahn, D., and Buttenbach, S., Separate determination of liquid density and viscosity with sagitally corrugated Love mode sensors, *Sens. Actuators*, 78, 99, 1999.
- [37] Bell, J. F. W., The velocity of sound in metals at high temperatures, *Phil. Mag.*, 2, 1113, 1957.
- [38] Hauden, D., Miniaturized bulk and surface acoustic wave quartz oscillators used as sensors, *IEEE Trans. UFFC*, 34, 253, 1987.
- [39] Viens, M. and Cheeke, J. D. N., Highly sensitive temperature sensor using SAW oscillator, *Sens. Actuators A*, 24, 209, 1990.
- [40] Magori, V., Ultrasonic sensors in air, in *Proceedings of the 1994 IEEE Ultrasonics Symposium*, Levy, M., Schneider, S. H., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1994, 471.
- [41] Ahmad, N., Surface acoustic wave flow sensor, in *Proceedings of the 1985 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1985, 483.
- [42] Joshi, S. G., Use of a SAW device to measure gas flow, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 38, 824, 1989.
- [43] Brace, J. G., Sanfelippo, T. S., and Joshi, S. G., Mass-flow sensing using surface acoustic waves, in *Proceedings of the 1989 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1989, 573.
- [44] Dieulesaint, E., Royer, D., Legras, O., and Boubenider, F., A guided acoustic wave level sensor, in *Proceedings of the 1987 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1987, 569.
- [45] Motegi, R. et al., Remote measurement method of acoustic velocity in liquids by a pair of leaky acoustic waveguides, in *Proceedings of the 1987 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1987, 625.
- [46] Gillespie, A. B. et al., A new ultrasonic technique for the measurement of liquid level, *Ultrasonics*, 20, 13, 1982.
- [47] Liu, Y. and Lynnworth, L. C., Flexural wave sidewall sensor for noninvasive measurement of discrete liquid levels in large storage tanks, in *Proceedings of the 1993 IEEE Ultrasonics Symposium*, Levy, M. and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1993, 385.

- [48] Lynnworth, L. C. et al., Improved shear wave hockey stick transducer measures liquid flow and liquid level, in Proceedings of the 1997 IEEE Ultrasonics Symposium, Levy, M., Schneider, S. C., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1997, 865.
- [49] Cheeke, J. D. N., Shannon, K., and Wang, Z., Loading effects on A0 Lamb-like waves in full and partially filled thin-walled tubes, *Sens. Actuators*, 59, 180, 1999.
- [50] Shannon, K., Li, X., Wang, Z., and Cheeke, J. D. N., Mode conversion and the path of acoustic energy in a partially water-filled aluminum tube, *Ultrasonics*, 37, 303, 1999.
- [51] Martin, S. J. et al. Gas sensing with acoustic devices, in Proceedings of the 1996 IEEE Ultrasonics Symposium, Levy, M., Schneider, S. C., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1996, 423.
- [52] Yan, Y. and Bein, T., Zeolite thin films with tunable molecular sieve function, *J. Am. Chem. Soc.*, 117, 9990, 1995.
- [53] Persaud, K. and Dodd, G., Analysis of discrimination mechanisms in the mammalian olfactory system using a model nose, *Nature*, 299, 352, 1982.
- [54] Pearce, T. C., Schiffman, S. S., Nagle, H. T., and Gardner, J. W., *Handbook of Machine Olfaction*, WileyVCH, Weinheim, Germany, 2003.
- [55] King, Jr., W. H., Piezoelectric sorption detector, *Anal. Chem.*, 36, 1735, 1964.
- [56] Karasek, F. W. and Gibbins, K. R., A quartz chromatograph based on the piezoelectric crystal detector, *J. Chromatogr.*, 9, 535, 1975.
- [57] Staples, E. J., Electronic nose simulation of olfactory response containing 500 orthogonal sensors in 10 seconds, in Proceedings of the 1999 IEEE Ultrasonics Symposium, Schneider, S. C., Levy, M., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1999, 417.
- [58] Black, J. P. et al., Comparison of the performance of flexural plate wave and surface acoustic wave devices as the detector in a gas chromatograph, in Proceedings of the 2000 IEEE Ultrasonics Symposium, Schneider, S. C., Levy, M., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 2000, 435.
- [59] Covington, J. A., Gardner, J. W., Hamilton, A., Pearce, T. C., and Tan S. L., Towards a truly biomimetic olfactory microsystem: an artificial olfactory mucosa, *Nanobiotechnology*, IET, 1, 15, 2007.
- [60] Sanchez-Montanes, M. A., Gardner, J. W., and Pearce, T. C., Spatio-temporal information in an articial olfactory mucosa, *Proc. Roy. Soc. A*, 464, 1057, 2008.

- [61] Jacesko, S., Abraham, J. K., Ji, T., Varadan, V. K., Cole, M., and Gardner, J. W., Investigations on an electronic tongue with polymer microfluidic cell for liquid sensing and identification, *Smart Mater. Struct.*, 14, 1010, 2005.
- [62] Leonte, I. I., Sehra, G., Cole, M., Hesketh, P., and Gardner, J. W., Taste sensors utilizing high-frequency SH-SAW devices, *Sens. Actuators B*, 118, 349, 2006.
- [63] Leonte, I. I., Cole, M., and Gardner, J. W., Multivariate analysis of SH-Saw based E-tongue sensors, *Eurosensors*, 2008, 558, 2008.
- [64] Cole, M., Leonte, I. I., Gardner, J. W., and Hesketh, P., Identification of taste solutions and their binary mixtures using SH-SAW resonator-based sensor, in *Proceedings of the IEEE Sensors 2008 Conference*, IEEE, New York, 2008, 1556.
- [65] Cooper, M. A., and Singleton, V. T., A survey of the 2001 to 2005 quartz crystal microbalance biosensor literature: Applications of acoustic physics to the analysis of biomolecular interactions, *J. Mol. Recognit.*, 20, 154, 2007.
- [66] Lange, K., Rapp, B. E., and Rapp, M., Surface acoustic wave biosensors: A review, *Anal. Bioanal. Chem.*, 391, 1509, 2008.
- [67] Flory, C. A., and Baer, R. L., Surface transverse wave mode analysis and coupling to interdigital transducers, in *Proceedings of the 1987 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1987, 313.
- [68] Moriizumi, T., Unno, Y., and Shiokawa, S., New sensor in liquid using leaky SAW, in *Proceedings of the 1987 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1987, 579.
- [69] Gizeli, E., Goddard, N. J., Lowe, C. R., and Stevenson, A. C., A Love wave biosensor using a polymer layer, *Sens. Actuators B*, 6, 131, 1992.
- [70] Bender, F., Lange, K., Voigt, A., and Rapp, M., Improvement of acoustic surface wave gas and biosensor response characteristics using a capacitive coupling technique, *Anal. Chem.*, 76, 3837, 2004.
- [71] Rapp, M., Doss, D. A., Reichert, J., and Ache, H. J., 7th International Conference on Solid State Sensors and Actuators (Transducers '93), Yokohama, Japan, 1993, 538.
- [72] Gizeli, E. and Glad, J., Single step formation of a biorecognition layer for assaying histidine-tagged proteins, *Anal. Chem.*, 76, 3995, 2004.
- [73] Chang, H. W. and Shih, J. S., Surface acoustic Wave immunosensors based on immobilized C60-proteins, *Sens. Actuators B*, 121, 522, 2007.

- [74] Collings, A. F. and Caruso, F., Biosensors: recent advances, *Rep. Prog. Phys.*, 60, 1397, 1997.
- [75] Cole, M., Gardner, J. W., Leonte, I. I., Sehra, G., Noh, H. S., and Hesketh, P. J., in *Proceedings of the IEEE Sensors 2005*, IEEE, New York, 2005, 1300.
- [76] Francis, L. A., Friedt, J. M., Bartic, C., and Campitelli, A., An SU-8 liquid cell for surface acoustic wave biosensors, in *Proceedings of the SPIE*, 5455, 353, 2004.
- [77] Lange, K., Blaess, G., Voigt, A., Gotzen, R., and Rapp, M., Integration of a surface acoustic wave biosensor in a micro fluidic polymer chip, *Biosens. Bioelectron.*, 22, 227, 2006.
- [78] Huang, Y-S, Chen, Y-Y, and Wu, T-T, A passive wireless hydrogen surface acoustic wave sensor based on Pt- coated ZnO nanorods, *Nanotechnology*, 21, 095503, 2010.
- [79] Yavari, F., Chen, Z., Thomas, A. V., Ren, W., Cheng, H-M, and Koratkur, N., High sensitivity gas detection using a macroscopic three dimensional graphene foam network, *Scientific Reports*, 1, 23 Nov, 2011.



## فصل ۱۷

# میکروسکوپ صوتی پرتو متمرکز

### ۱.۱۷ مقدمه

میکروسکوپ صوتی شامل تصویربرداری از خواص کشسانی نواحی سطحی یا زیرسطحی با استفاده از امواج صوتی و همچنین اندازه‌گیری خواص مکانیکی در مقیاس میکروسکوپی است. در بیشتر کارهایی که تاکنون انجام شده است، این کار شامل تمرکز کردن امواج صوتی توسط یک عدسی صوتی است که به صورت مکانیکی روی میدان دید روبش می‌شود. به دنبال کار اولیه سوکولوف<sup>۱</sup>[۱]، شروع واقعی این میدان توسعه میکروسکوپ صوتی روبشی(SAM)<sup>۲</sup> توسط لیموز و کوات<sup>۳</sup> در سال ۱۹۷۳ بود[۲]. این اساساً توسعه‌ای از سیستم تصویربرداری فرراصوت متمرکز سنتی C بود، که یک سیستم تصویربرداری فرراصوت روبشی پهن باند با استفاده از یک عدسی کروی با عدد F بالا برای جزئیات سطح تصویر یا نقص در داخل نمونه‌های مات است.

قلب لیمونز-کوایت<sup>۴</sup> SAM عدسی صوتی است که در شکل (۱.۱۷) نشان داده شده است. یک انفجار تون<sup>۵</sup> RF، معمولاً  $500\text{ ns}$  -  $5^\circ$  عرض و حاوی یک پالس RF تکی در محدوده  $1000 - 10^\circ$  مگاهرتز، به یک مبدل پیزوالکتریک ثابت در سطح بالایی بدن عدسی صوتی اعمال می‌شود. مبدل پالس RF را به یک موج فرراصوت با همان فرکانس منتشر شده در بدن عدسی تبدیل می‌کند. این موج فرراصوت به طرف مقابل منتشر شده و به سطح یک حفره کروی که با دقت در بدن عدسی آسیاب و صیقل داده شده است برخورد می‌کند. حفره عدسی توسط یک قطره مایع، معمولاً آب، به سطح نمونه که در نقطه

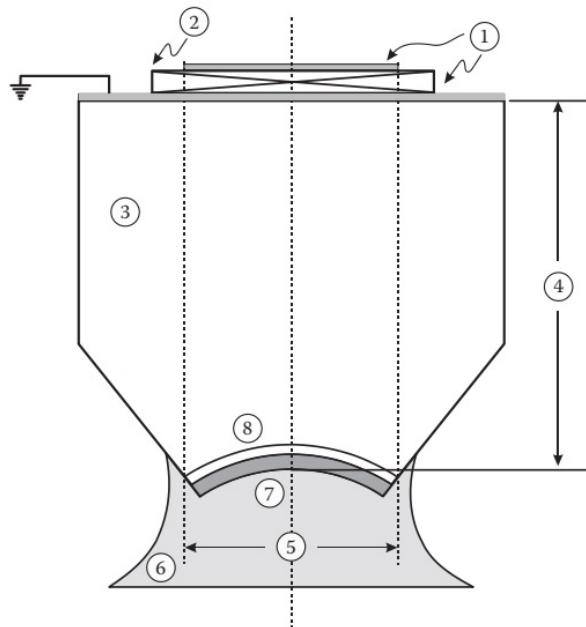
<sup>۱</sup>Sokolov

<sup>۲</sup>Scanning Acoustic Microscope (SAM)

<sup>۳</sup>Lemons and Quate

<sup>۴</sup>Lemons-Quate

<sup>۵</sup>Tone Burst



شکل ۱.۱۷: عدسی صوتی کروی مورد استفاده در میکروسکوپ صوتی روبشی. (۱) الکترود بالایی. (۲) مبدل. (۳) بدنه عدسی. (۴) طول بدنه عدسی. (۵) دیافراگم عدسی. (۶) مایع تزویج کننده. (۷) قطر قطر. (۸) لایه های تطبیق.

کانونی عدسی کروی قرار می گیرد، تزویج می شود. بنابراین، پالس فراصوت به داخل آب منتقل شده، به کانون می رسد و سپس بازتاب می شود تا همان مسیر را به صورت معکوس دنبال کند. دامنه پالس منعکس شده با تفاوت بین خواص صوتی نمونه و آب در نقطه کانونی متناسب است، به طوری که دامنه معیاری از خواص میکروسکوپی نمونه در آن نقطه را نشان می دهد. پالس توسط اثر پیزوالکتریک معکوس به یک پالس RF تبدیل و این پالس RF سپس به یک گیرنده RF تنظیم شده با فرکانس مناسب وارد می شود. دامنه متوسط پالس تعیین شده و به سیگنال دیجیتال تبدیل و به یک سیستم تصویربرداری کامپیوتری ارسال می شود. سپس عدسی به طور مکانیکی با فاصله کمی جابه جا و کل فرآیند تکرار می شود. برای تشکیل یک تصویر، عدسی به طور متواالی از نقاطهای به نفطه دیگر در امتداد خطی روش شده که معمولاً حاوی  $50^{\circ}$  نقطه یا پیکسل است. سپس خطوط متواالی به صورت شترنجی روش شده تا تصویری به همان روشنی که روی صفحه تلویزیون ایجاد می شود تشکیل شود.

با وجود سادگی، عدسی صوتی کروی یک دستگاه تصویربرداری تقریباً کامل است. تمام انحرافات معمولی که طراحی میکروسکوپ های نوری را بسیار پیچیده می کنند، در SAM وجود ندارند، عمدتاً به این دلیل که تصویربرداری همیشه بر روی یک محور در یک فرکانس انجام می شود. یکی از جنبه های ضروری این است که سرعت صوتی عدسی بسیار بیشتر از مایع تزویج کننده انتخاب می شود، بطوری که انحراف کروی<sup>۶</sup> (SA) را به حداقل

<sup>۶</sup>Spherical Aberration (SA)

می‌رساند. نتیجه این است که وضوح فضایی، کوچکترین فاصله بین نقاط تصویر مجاور، نزدیک به مقدار نظری ایده‌آل خود است، که توسط پراش یا گسترش طبیعی هر موج متمرکز شده به یک نقطه محدود می‌شود. همانطور که لرد رایلی نشان داد، یک نقطه را می‌توان به بهترین شکل به صورت دایره‌ای با قطر برابر با طول موج موجی توصیف کرد که برای تصویربرداری استفاده می‌شود. از آنجایی که طول موج با فرکانس نسبت معکوس دارد، برای افزایش وضوح و کاهش اندازه کوچکترین دایره، فرکانس باید افزایش یابد. یکی از ملاحظات اصلی طراحی عدسی‌های صوتی در اینجا نهفته است.

با افزایش فرکانس، در حالی که وضوح به طور متناسب افزایش می‌یابد، تلفات صوتی حتی سریعتر افزایش می‌یابد، به طوری که در نهایت پالس منعکس شده برای اندازه گیری خیلی کوچک می‌شود. از این‌رو، اگر هدف به حداقل رساندن تفکیک باشد، باید گام‌های سیستماتیک برای کاهش تلفات برداشته شود. از منبع RF تا گیرنده، چنین مراحلی شامل موارد زیر است:

۱. حداقل توان را به حداقل برسانید و عرض پالس را به حداقل برسانید تا پژواک‌های با فاصله نزدیک از هم جدا شوند.
۲. امپدانس الکتریکی را بین مبدل و الکترونیک تطبیق دهید تا انتقال توان را به حداقل برسانید.
۳. از کارآمدترین و کم تلفات مبدل ممکن استفاده کنید.
۴. مواد بدنه عدسی را انتخاب کنید که تلفات کم و سرعت بالایی داشته باشد.
۵. برای جلوگیری از هدایت پرتو و اطمینان از رسیدن حداقل حداکثر شدت صوتی به حفره، از یک تک کریستال بسیار جهت دار استفاده کنید.
۶. از یک عدسی با قطر کوچک برای کاهش طول انتقال در مایع استفاده کنید.
۷. از لایه‌های تطبیق صوتی برای به حداقل رساندن انتقال به مایع و کاهش پژواک‌های منعکس شده در بدنه عدسی استفاده کنید.
۸. مایع کم میرایی را انتخاب کنید.
۹. از یک گیرنده با حساسیت بالا و کم نویز استفاده کنید.

انجام این شرایط در ۱۰ یا ۱۰۰ مگاهرتز آسان است. در فرکانس ۲ گیگاهرتز، فرکانس عملیاتی بالای Leitz ELSAM، که در آن وضوح تقریباً مشابه میکروسکوپ نوری استاندارد است، آنها بسیار دشوار هستند و در واقع کار نسبتاً کمی در این محدوده انجام شده است. میکروسکوپ صوتی روبشی بازتابی<sup>۷</sup> معمولاً در یکی از دو مود تصویربرداری انجام می‌شود: (۱) تصویربرداری سطحی با وضوح بالا، که در آن یک عدسی با فرکانس بالا و دیافراگم عددی بالا (NA) انتخاب می‌شود، یا (۲) تصویربرداری زیرسطحی، که برای آن یک عدسی به اندازه کافی کم است، فرکانس و عدسی NA کم استفاده می‌شود، به طوری که

<sup>۷</sup>Reflection SAM

بیشتر امواج فراصوت به داخل نمونه نفوذ می‌کند. نمونه‌های زیادی از تصویربرداری SAM انعکاسی، از جمله تصویربرداری زیست‌پزشکی از بافت‌های نرم و سخت، لایه‌های نازک، مواد زیرلایه، نقص‌های زیرسطحی در مواد و دستگاه‌ها، تنیش، ترک‌ها و غیره می‌توان ارائه کرد. یک مثال برای هر نوع در بخش ۲.۱۷ آورده خواهد شد. با افزایش فرکانس، رایج‌ترین کاربردها به شرح زیر است:

۱. رژیم فرکانس پایین ( $10^0 - 10^0$  مگاهرتز) به طور کلی برای تشخیص نقص در تراشه‌های میکروالکترونیک و سایر آسیب‌های زیرسطحی استفاده می‌شود.

۲. محدوده فرکانس متوسط ( $10^0 - 10^0$  مگاهرتز) به طور کلی در طیف گستردگی از ارزیابی غیرمخرب (NDE) و نمونه‌های بیولوژیکی و همچنین میکروسکوپ کمی (که باید توضیح داده شود) استفاده می‌شود.

۳. محدوده فرکانس بالا بالای یک گیگاهرتز به مطالعات خاصی که به‌وضوح بسیار بالا نیاز دارند محدود شده است. بالاترین وضوح بدست آمده در این محدوده  $20$  نانومتر با استفاده از هلیوم مایع به صورت مایع تزویج کننده است.

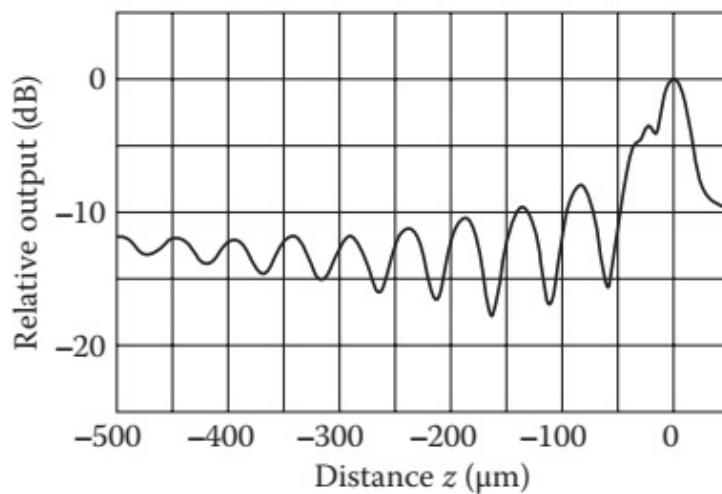
در روزهای اولیه میکروسکوپ صوتی، کشف شد که برای بدست آوردن تصاویر با کنتراست بالا، عدم تمرکز<sup>۸</sup> جزئی لازم است. درک نظری این پدیده به سرعت منجر به درک این موضوع می‌شود که می‌توان اطلاعات کمی را از SAM با عدم تمرکز مداوم و آوردن نمونه به‌سمت عدسی برای موقعیت  $x$  ثابت محور عدسی (جهت  $z$ ) به دست آورد. تغییرات تناوبی ولتاژ سیگنال معکس شده، به‌اصطلاح پدیده  $(z, V)$  مشاهده می‌شود<sup>۹</sup>[۳]. رفتار معمولی در شکل (۲.۱۷) دیده می‌شود که یک سری نوسانات  $(z, V)$  را با فاصله ثابت  $\Delta z$  بین حداقل‌ها نشان می‌دهد. می‌توان سرعت موج سطحی ریلی را مستقیماً از  $\Delta z$  به دست آورد و این اساس کاربردهای کمی<sup>۹</sup> SAM را تشکیل می‌دهد.

توضیح ساده برای اثر  $(z, V)$  به شرح زیر است. همانطور که در شکل (۳.۱۷) نشان داده شده است، می‌توان موج صوتی را که بر روی نمونه وارد می‌شود بهدوپرتو، یک پرتو مرکزی ( $C$ ) و یک مخروط بیرونی پرتوها ( $R$ ) تقسیم کرد. پرتو مرکزی مستقیماً توسط نمونه معکس می‌شود و به عنوان مرجع عمل می‌کند. پرتو مخروطی بیرونی با زاویه مناسب به سطح نمونه می‌رسد تا امواج سطح ریلی را تنظیم کند. اینها دوباره تابش می‌شوند یا به داخل مایع نشت می‌کنند و در نهایت به مبدل باز می‌گردند. این دو مولفه، بسته به فاصله عدسی تا نمونه، به‌طور سازنده یا مخرب تداخل دارند، که منجر به مجموعه‌ای از حاشیه‌های تداخل مشاهده شده در  $(z, V)$  می‌شود.

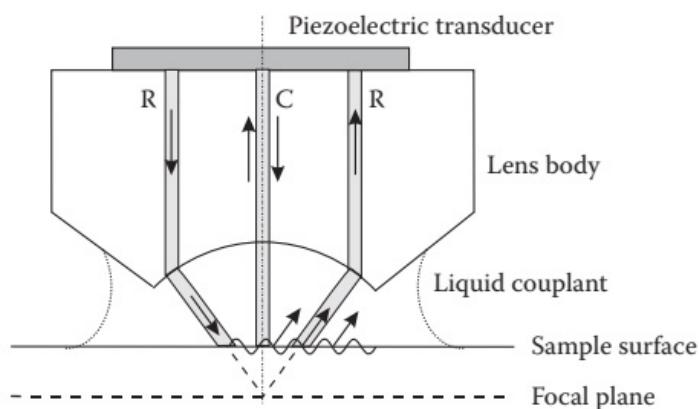
پیامدهای اثر  $(z, V)$  بسیار زیاد است و در واقع این پدیده برای همه جنبه‌های میکروسکوپ آکوستیک اهمیت اساسی دارد. برای عدسی کروی، امواج سطحی ریلی در تمام جهات برانگیخته می‌شوند و مقداری میانگین مناسب برای هر نقطه از سطح وجود دارد. این برای تصویربرداری با کنتراست بالا، به عنوان مثال، از ساختار دانه یک الیاز مهم است. هر دانه نسبت به همسایه خود جهت کریستالوگرافی خاصی دارد و بنابراین سرعت موج

<sup>۸</sup>Defocusing

<sup>۹</sup>Quantitative Applications



شکل ۳.۱۷: منحنی  $V(z)$  برای یک فیلم طلا بر روی یک بستر کوارتز ذوب شده در  $190^\circ$  مگاهرتز.



شکل ۳.۱۷: مدل دو پرتو ساده شده برای نشان دادن منشاء فیزیکی  $V(z)$ .

سطحی متوسط هر دانه متفاوت است. این منجر به یک سیگنال بازتابی متفاوت برای هر دانه از طریق اثر  $V(z)$  می‌شود، به طوری که برخی از دانه‌ها حداکثر بازتاب را دارند و برخی دیگر حداقل یک. وضعیت برای مقدار دیگری از همسایه  $z$  معکوس خواهد شد. همه اینها باعث می‌شود که SAM کنتراست ذاتی بسیار بالایی داشته باشد، به طوری که تکنیک‌های رنگ آمیزی یا حکاکی خاصی که اغلب در متالوگرافی استفاده می‌شود مورد نیاز نیست. این یک مزیت مهم SAM برای مطالعه فلزات، آلیاژها و نمونه‌های ناهمنگ را مشخص می‌کند.

یکی از کاربردهای خاص میکروسکوپ آکوستیک کمی<sup>۱۰</sup>، توسعه پرتو خط فوکوس (LFB)<sup>[۱۱]</sup> برای اندازه‌گیری‌های جهتی است. عدسی کروی لیمونز-کوایت با یک عدسی استوانه‌ای جایگزین شده، به طوری که نقطه کانونی با یک خط کانونی جایگزین می‌شود. البته دیگر امکان بدست آوردن تصاویر آکوستیک وجود ندارد، اما برای میکروسکوپ کمی جبران می‌شود. پدیده  $V(z)$  اساساً با این شرط مهم که امواج سطحی ریلی اکنون در جهت عمود بر خط کانونی ساطع می‌شوند، یکسان باقی می‌ماند. بنابراین،  $V(z)$  را می‌توان به انتشار خاصی در سطح نمونه مرتبط کرد. با چرخش عدسی، می‌توان ناهمسانگردی را در سرعت موج ریلی و با روش وارونگی، ثابت‌های الاستیک را اندازه‌گیری کرد. این اثرات توسط بسیاری مورد مطالعه قرار گرفته است. نشان داده شده است که دقت‌های مرتبه  $4\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$  در سرعت‌ها امکان پذیر است، زیرا جابجایی‌ها، دمای آب و فرکانس بسیار دقیق اندازه‌گیری می‌شوند. نمونه‌هایی از مطالعات انجام شده با LFB عبارتند از ناهمسانگردی کریستالی، لایه‌های ناهمسانگرد روی بسترها، نقشه برداری ویفر، فیبرهای نوری و غیره. علاوه بر میکروسکوپ آکوستیک مود بازتابی، در انتقال نیز کارهایی انجام شده است. در کار اصلی لیمونز-کوایت، دو عدسی یکسان "Quate" رو در رو یک پیکربندی کانفوکال قرار گرفتند و یک نگهدارنده نمونه نازک عمود بر محور عدسی در صفحه کانونی، همانطور که در شکل (۴.۱۷) نشان داده شده، قرار گرفته است. اگرچه بسیار مؤثر است، اما این پیکربندی دارای برخی مشکلات جدی تراز، بهویژه در فرکانس بالا است. بهویژه برای تصویربرداری از نمونه‌های شفاف صوتی یا بیولوژیکی که سیگنال ارسالی به تغییرات در تضعیف نمونه و تا حدی فاز بسیار حساس و مناسب است. تصاویری با وضوح بسیار بالا و کنتراست بالا از گلbul‌های قرمز خون به دست آمد. پیکربندی همچنین به خوبی برای مطالعه سلول‌های زنده سازگار است. پیکربندی دوم برای تصویربرداری سطح کانونی، شکل (۴.۱۷)-ب، توسط ژرمن و چیک<sup>[۱۲]</sup> استفاده شد. به دلیل هندسه و استفاده فرکانس‌های پایین، مشکل خاصی در تراز وجود نداشت. برای تعیین کمی خواص صوتی غیرخطی مایعات و همچنین برای تصویربرداری هارمونیک با استفاده از مبدل‌های تشدید استفاده شد.

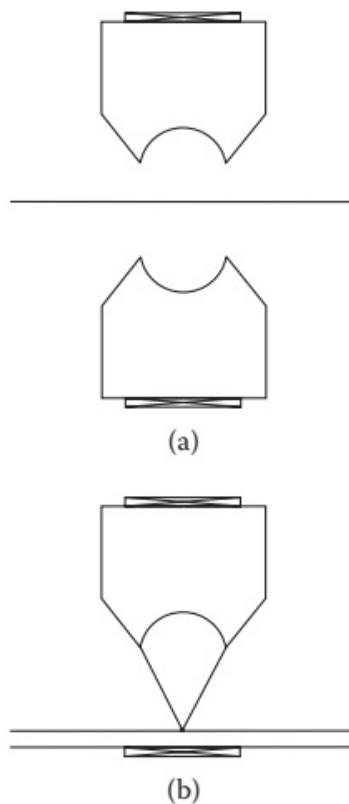
یکی دیگر از ابزارهای متفاوت اما مکمل SAM، میکروسکوپ صوتی لیزری روبشی (SLAM)<sup>[۱۳]</sup> است. در SLAM، نمونه از پشت توسط یک پرتو یکنواخت پیوسته فرآصوت تابش که سپس به سطح جلویی منتقل می‌شود. برخورد پرتو فرآصوت یک اختلال سطحی

<sup>۱۰</sup> Quantitative Acoustic Microscopy

<sup>۱۱</sup> Line Focus Beam (LFB)

<sup>۱۲</sup> Germain and Cheeke

<sup>۱۳</sup> Scanning Laser Acoustic Microscope (SLAM)



شکل ۴.۱۷: تنظیمات میکروسکوپ صوتی انتقال (الف) هم کانونی. (ب) تصویربرداری از سطح کانونی.

در سطح جلویی ایجاد می‌کند و با روش پرتو لیزر روی سطح جلویی برای تصویربرداری از این اختلال، تصویری تشكیل می‌شود. SLAM اساساً یک سیستم تصویربرداری سایه نزدیک میدان است. ویژگی دیگر این است که امکان دریافت همزمان تصاویر نوری و صوتی در زمان واقعی ( $30$  فریم در ثانیه) وجود دارد. از آنجایی که شدت فراصوت ارسالی تحت تأثیر نقایص در بخش عمده نمونه است، می‌توان آنها را با تصویربرداری SLAM تشخیص داد. این تکنیک به طور گسترده‌ای برای ارزیابی پیوند، لایه لایه شدن، نقص در دستگاه‌ای میکروالکترونیک، تصویربرداری زیست پزشکی، و بسیاری از کاربردهای دیگر استفاده شده است. جنبه بلاذرنگ به ویژه برای NDE جالب است، به عنوان مثال، برای مطالعه انتشار یک ترک در یک ماده تحت تنفس. مزایای دیگر شامل امکان تشخیص امواج سطحی با دامنه‌های بسیار کوچک (حدود  $10^{-6} nm/\sqrt{Hz}$  ~ پهنهای باند هرتز) و انجام تصویربرداری صفحه به صفحه توسط یک تکنیک هولوگرافیک است. وضوح تصاویر آکوستیکی عمدتاً با عرض پرتو لیزر، عمق نقص و طول موج فراصوت تعیین می‌شود.

## ۲.۱۷ وضوح

ویژگی‌های یک پرتو صوتی متمرکز شده توسط یک رادیاتور کروی در فصل ششم توضیح داده شده است. برای SAM، یک عدسی صوتی از این نوع در انتهای یک میله بافر (عدسی Quate) برای تمرکز و دریافت سیگنال فراصوت استفاده می‌شود. این بدان معنی است که عملکرد نقطه گسترش (PSF)<sup>۱۴</sup> برای پیکربندی کانفوکال استفاده شده در SAM واضح‌تر از تک عدسی است. در واقع، این مربع از PSF تک عدسی است و مانند  $jinc^2 X$  متفاوت است. بنابراین تعریف عرضی برای SAM واضح‌تر است و توسط رابطه زیر ارائه می‌شود

$$d_{rc}(3dB) = \frac{^\circ/37\lambda}{\sin \theta} \quad (2.17)$$

$$d_{rc}(Rayleigh) = \frac{^\circ/56\lambda}{\sin \theta} \quad (2.17)$$

که در آن زیرنویس "c" به پیکربندی هم‌کانونی اشاره دارد و  $\theta$  نیمی از زاویه دیافراگم است. نتیجه این است که لبه‌های جانبی در SAM بسیار کمتر است، ۳۵ دسی‌بل پایین‌تر از پیک کانونی در مقایسه با ۱۷.۶ دسی‌بل برای تک عدسی. با این حال، در حالی که عملکرد حد پراش بمقدار زیادی توسط پیکربندی کانفوکال بهبود می‌یابد، سپس نسبت به وجود انحرافات بسیار حساس می‌شود، که اکنون با جزئیات مورد بررسی قرار خواهد گرفت. با واقعیت تصویربرداری روی محور در یک فرکانس، چهار انحراف از پنج انحراف شناسایی شده در میکروسکوپ نوری بلافصله حذف می‌شوند: رنگی، اعوجاج بشکه، اعوجاج بالشتکی و آستیگماتیسم. با قیمانده SA را می‌توان به راحتی در تئوری و عملی بهروش زیر حذف کرد. یک رویکرد نور هندسی برای تعیین فاصله کانونی پاراکسیال (موازی محور) و یک فرمول تقریبی برای انحرافات، به دنبال رویکرد اصلی لیمونز-کوایت اتخاذ خواهد شد. یکی از تفاوت‌های اصلی با قاب اپتیکی این است که SA در قاب آکوستیک بسیار کاهش می‌یابد، که امکان طراحی عدسی‌های آکوستیک کروی بدون SA را فراهم می‌کند. این یک شرایط خوش شانسی است زیرا عدسی‌های صوتی با فرکانس بالا بسیار کوچک هستند (حدود ۲۰ میکرومتر قطر)، که در آن آسیاب کردن و صیقل دادن سطوح غیر کروی دشوار است.

در شکل (۲.۱۷)-الف، مرکز اینجا به عنوان مبدأ سیستم مختصات در نظر گرفته شده است. یک متغیر سرعت کاهش یافته به‌این صورت زیر تعریف می‌شود

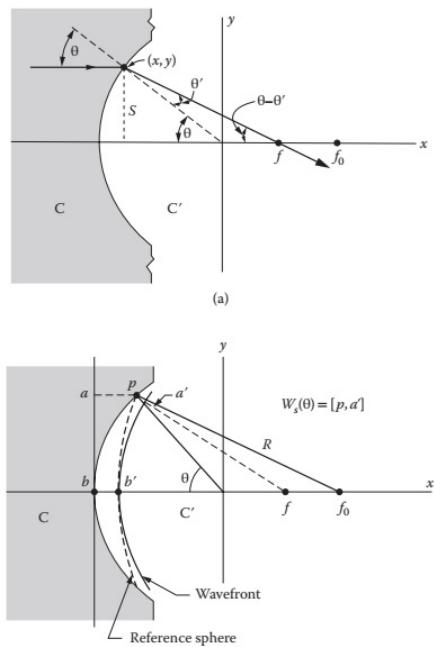
$$n = \frac{V_0}{V_1} \quad (3.17)$$

که در آن

- سرعت صوت در مایع =  $V_0$

- سرعت صورت در جامد =  $V_1$

<sup>۱۴</sup>Point Spread Function (PSF)



شکل ۵.۱۷: هندسه برای تجزیه و تحلیل SA عدسی‌های صوتی استفاده می‌شود. (الف) تجزیه و تحلیل ردیابی پرتو. (ب) تحلیل جبهه موج.

یک پرتو موازی با محور در زاویه روزنگ  $\theta$  در نقطه  $f$  متمرکز می‌شود، جایی که طبق قانون اسنل  $\sin \theta' = n \sin \theta$  و از هندسه ساده داریم:

$$f = \frac{y}{\tan(\theta - \theta')} + x \approx y \cdot \frac{1 + \tan \theta \tan \theta'}{\tan \theta - \tan \theta'} + x \quad (۵.۱۷)$$

با تغییر متغیرهای نرمال شده بهشعاع انحنا ( $r = 1$ ) و استفاده از  $s = \sin \theta$  خواهیم داشت؛

$$y = s, \quad x = -\sqrt{1 - s^2}, \quad \tan \theta = \frac{s}{\sqrt{1 - s^2}}, \quad \tan \theta' = \frac{ns}{\sqrt{1 - n^2 s^2}}$$

که فاصله کانونی را در زاویه  $\theta$  میدهد؛

$$f = \frac{n}{\sqrt{1 - n^2 s^2} - n \sqrt{1 - s^2}} \quad (۵.۱۷)$$

برای  $1 \ll s$  رابطه برای کانون موازی محور خواهد بود

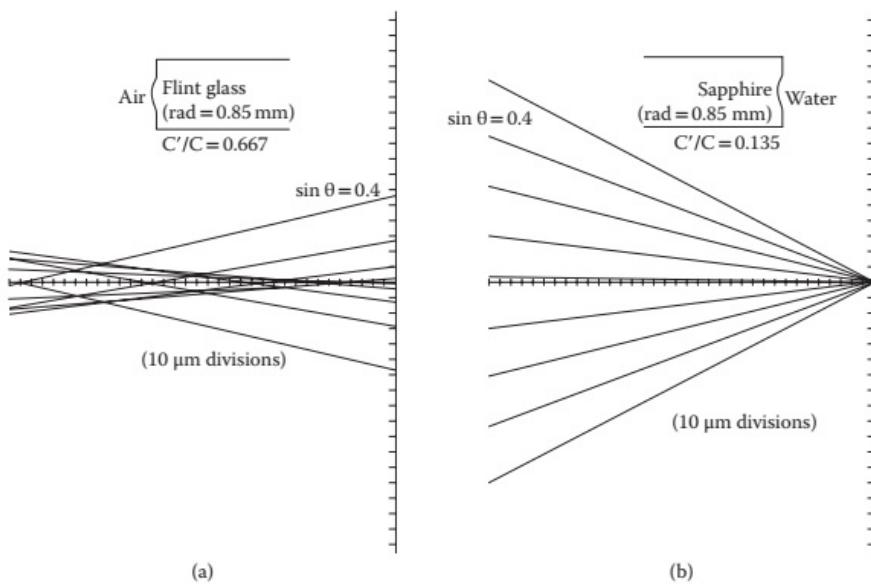
$$f_0 = \frac{n}{1 - n} \quad (۶.۱۷)$$

انحراف موقعیت  $f(\theta)$  با توجه به  $f_0$  مربوط به SA است. معادله (۵.۱۷) به صراحت نشان می‌دهد که

- با زاویه  $\theta$  افزایش می‌یابد.

• با کاهش سرعت  $n$  افزایش می‌یابد.

این تغییر با  $n$  است که برای SAM مهمترین است. نکته کلیدی این است که اگر  $n$  به حداقل برسد، می‌توان SA را در واقع بسیار کوچک کرد، و اینجاست که وضعیت صوتی در مقایسه با همتای نوری آن بسیار مطلوب می‌شود. در اپتیک، تنها یک تغییر کوچک ( $\sim 30\%$ ) در ضریب شکست نسبی وجود دارد، به‌طوری که SA ذاتاً بسیار بزرگ است. با این حال، در آکوستیک، معمولاً بین سرعت صدای مایعات و جامدات، و در واقع، انتخاب اصلی لیموز و کوات ( $V_1 \sim 11/1 \times 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ) و آب ( $V_0 \sim 1/5 \times 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ) تفاوت زیادی وجود دارد، و مقدار  $n = 135/667 = 0.205$  از نقطه نظر SA تقریباً بهینه است.



شکل ۶.۱۷: مقایسه ردبایی پرتوی عملکرد یک عدسی سطحی در یک سیستم نوری (چپ) و یک سیستم صوتی (راست).

لیموز و کوات تفاوت بین SA نوری و صوتی را با استفاده از مقایسه ردبایی پرتو برای  $n = 667/135 = 0.667$  برای مورد نوری و  $n = 135/0.135 = 1000$  برای مورد صوتی، (شکل ۶.۱۷)، نشان داده‌اند. گسترش نقطه کانونی ناشی از SA و در نتیجه محدودیت وضوح ناشی از SA معمولاً با دایره کمترین ابهام، حداقل قطر دسته پرتوها در اطراف کانون توصیف می‌شود. برای این محاسبه، حد انحراف برای حالت نوری حدود  $40^\circ$  میکرومتر و فقط برای حالت صوتی  $5^\circ$  میکرومتر است.

نکته مهم این است که از آنجایی که SA یک اثر هندسی است، با اندازه عدسی مقیاس می‌شود و با کوچکتر شدن عدسی کاهش می‌یابد. شعاع عدسی مورد استفاده در شبیه‌سازی فوق حدود  $8/0$  میلی‌متر بود که بسیار بزرگ‌تر از یک عدسی آکوستیک واقعی است که برای طول موج صوتی در آب  $5/0$  میکرومتر استفاده می‌شود. بنابراین، در مورد دوم، SA حتی ناچیزتر از آن چیزی است که در بالا تخمین زده شد. نتیجه این

است که برای یک سیستم یاقوت کبود-آب، SA در همه فرکانس‌ها ناچیز خواهد بود. بینش اضافی را می‌توان با نزدیک شدن به مسئله از نقطه نظر موجی به دست آورد. حالت ایده‌آل بدون انحراف مربوط به یک موج کروی است که روی کانون همگرا می‌شود. وجود SA باعث تغییر شکل جبهه موج در مردمک خروجی عدسی می‌شود، به طوری که اثر را می‌توان به صورت تغییر شکل فاز  $kW(r, \theta, \phi)$  جبهه موج واقعی در مقایسه با مرجع کروی توصیف کرد. همراه با توزیع دامنه بر روی مردمک خروجی  $p(r, \theta, \phi)$  اینتابع مردمک تعیین یافته را به دست می‌دهد.

$$P(r, \theta, \phi) = p(r, \theta, \phi) \exp(jkW(r, \theta, \phi)) \quad (7.17)$$

که  $SA = W(r, \theta, \phi)$  را می‌توان با کمک شکل (5.17)-ب محاسبه کرد. یک موج مسطح که روی عدسی تابیده است، و جلوی موج همگرا  $b - b$  در مردمک خروجی عدسی همراه با یک کره مرجع که در زاویه مرجع  $\theta$  از عدسی عبور می‌کند نشان داده است. بنابراین، اگر هیچ انحرافی وجود نداشت، نقطه  $b$  در  $p$  یافت می‌شد. به عبارت دیگر، SA را می‌توان با  $W_s(\theta) = p(b - b')$  بیان کرد. این فاصله را می‌توان با استفاده از اصل فرما پیدا کرد، زیرا زمان انتشار از  $a - b'$  باید با  $a - b$  یکسان باشد. به طور رسمی، این به این معنی است که

$$\frac{1 - f_0 - R}{V_0} = \frac{1 - \cos \theta}{V_1} + \frac{W(\theta)}{V_0}$$

که بدست می‌آید

$$W(\theta) = 1 - f_0 - R - n(1 - \cos \theta) \quad (8.17)$$

میدانیم که  $f_0 = \frac{n}{1-n}$  و سرانجام، بعداز بسط سری تیلور

$$W(\theta, n) = 2n^2(1-n) \left( \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2n(1-n) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (9.17)$$

عبارت اول SA اولیه را نشان می‌دهد و شکلی شبیه به آنچه که توسط نظریه انحرافات سیدل ارائه شده است دارد. برای مقادیر کوچک  $n$ ،  $W \sim n^2$  به دست می‌آید، که به صراحت نشان می‌دهد که SA برای  $n$  به اندازه کافی کوچک ناچیز است.

به عنوان یک مثال خاص، لیمونز [4] نشان می‌دهد که برای یک عدسی یاقوت کبود-آب با  $r = 4$  میلی‌متر،  $W \sim 0.04$  میکرومتر است. برای موج  $50^\circ$  مگاهرتز، که فرکانس معمولی برای چنین عدسی است، این حدود یک هشتتم طول موج است. برای تصویربرداری از سطح، جایی که حداکثر وضوح معمولاً مطلوب است،  $NA$  معمولاً تا حد امکان بزرگ می‌شود. همانطور که قبلاً توضیح داده شد، افزایش وضوح را می‌توان مستقیماً با افزایش فرکانس انجام داد و سپس میرایی صوتی در مایع به پارامتر اصلی تبدیل می‌شود. یک ضریب تفکیک برای مقایسه بهترین وضوحی که می‌توان برای مایعات تزویج

کننده مختلف به دست آورد [۱] با در نظر گرفتن فاصله کانونی و تضعیف مایع تعریف شده است. این ضریب تفکیک  $R_c$  به صورت [۹] زیر تعریف می‌شود.

$$R_z = \sqrt{V_0^3 \alpha} \quad (10.17)$$

که در آن  $\alpha = \alpha_0 f^2$  برای یک مایع معین است. به طور کلی، برای دستیابی به بهبود قابل توجهی نسبت به آب، باید به سراغ مایعات برودتی رفت. پارامترهای صوتی مرتبط برای جامدات، از جمله مواردی که برای ساخت عدسی استفاده می‌شوند، در جدول (۱.۵) و پیوست ب آورده شده است.

بسته به شرایط آزمایش می‌توان از استراتژی‌های مختلفی برای افزایش وضوح استفاده کرد. می‌توان به نکات زیر اشاره کرد:

۱. برای اکثربیت قریب به اتفاق کاربردها در فرکانس‌های نه‌چندان بالا، آب ساده‌ترین و تقریباً بهینه‌ترین انتخاب است.

۲. فلزات مایع گالیم و جیوه خاصیت آکوستیک جذابی دارند، اما کار با آنها دشوار است و این واقعیت استفاده از آنها را در کاربردهای عملی بسیار کاهش داده است.

۳. با گرم کردن آب تا  $60^\circ\text{C}$  درجه سانتیگراد یا بالاتر می‌توان به دستاوردهای قابل توجهی دست یافت.

۴. گازهای پرفشار مانند آرگون اصولاً جذاب هستند. با این حال، تفاوت امپدانس صوتی بین نمونه و گاز به‌این معنی است که توپوگرافی بر ویژگی‌های تصویر غالب است.

۵. مایعات برودتی را می‌توان به دلیل تضعیف و سرعت کم آنها به نفع خود استفاده کرد [۱۰]. با این حال، عدم تطبیق امپدانس صوتی آنقدر زیاد است که انعکاس پذیری تقریباً  $100\%$  در همه جای سطح نمونه است، به‌طوری که توپوگرافی دوباره غالب است. همچنان، این یک مسیر عملی برای اکثر کاربردهای صنعتی نیست.

۶. افزایش غیرخطی وضوح را می‌توان به نفع خود استفاده کرد. شدت صوتی بالا در کانون به‌این معنی است که تولید هارمونیک در این منطقه بسیار برجسته است. روگار [۱۱] نشان داد که توان آستانه برای تولید قابل توجه هارمونیک دوم توسط رابطه زیر است:

$$P_0 = \frac{4 s_d L (N A)^2}{f^2} \quad (11.17)$$

که در آن  $s_d$  برابر تخلیه کسری اصلی

$$L = \frac{\rho_0 V_0^5}{16 \pi^3 \beta_L^2}$$

و  $\beta_L$  ثابت تزویج غیرخطی مایع است.

مشخص است که افزایش وضوح  $\sqrt{2}$  با تولید هارمونیک دوم در کانون به دست می‌آید، و روگار [۱۱] نشان داد که در میکروسکوپ بازتابی، این افزایش حفظ می‌شود حتی اگر هارمونیک دوم متعاقباً به هارمونیک اصلی تبدیل شود. این کار توسط ژرمن و چیک [۱۲] گسترش یافت، که به صورت تجربی نشان دادند که افزایش وضوح مشابه با  $n$  برای هارمونیک‌های بالاتر به صورت  $\sqrt{n}$  رخ می‌دهد و بهبود وضوح قابل توجهی را می‌توان با تشخیص مستقیم آنها در صفحه کانونی در یک پیکربندی انتقال به دست آورد. آنها نشان دادند که این مود عملکرد به ویژه برای نمونه‌های موجود در محلول و نمونه‌های بیولوژیکی مفید است.

### ۳.۱۷ طراحی عدسی صوتی

طراحی عدسی برای SAM اوج موفقیت در علم و مهندسی فراصوت است. تمام اجزای ضروری انتشار فراصوت در جامدات و مایعات مونتاژ شده‌اند و باید با مصالحه و انتخاب هوشمندانه مواد و طراحی، راه حلی بهینه پیدا کرد. مشکلات به صورت تصاعدی با فرکانس افزایش می‌یابد، و تا حدودی شگفت‌انگیز است که وضوح در محدوده ۱۰ نانومتر تحت شرایط آزمایشگاهی خاص به دست آمده است.

هدف ما در اینجا بسیار ساده‌تر است، و عمده‌این است که بینیم چگونه اجزای سازنده فصل‌های دوم تا هشتم را می‌توان برای مسئله به کار برد. همانطور که در شکل (۱.۱۷) نشان داده شده است، ابتدا اجزای رایجی را که یک عدسی میکروسکوپ صوتی معمولی را تشکیل می‌دهند، توضیح می‌دهیم. سپس بحثی انتقادی در مورد چگونگی انتخاب این پارامترها برای مورد عدسی ارائه می‌کنیم تا برای تصویربرداری سطح یا اندازه گیری کمی ( $V(z)$ ) استفاده شود. ملاحظات طراحی عدسی برای تصویربرداری زیرسطحی یا داخلی در بخش ۴.۱۷ ارائه خواهد شد.

نقطه شروع در شکل (۱.۱۷) مبدل پیزوالکتریک است که با مدار معادل میسون با جزئیات کامل توضیح داده می‌شود. مجموعه مبدل شامل دو الکترود فلزی است. اینها را می‌توان در تحلیل فرکانس‌های کمتر از ۱۰۰ مگاهرتز نادیده گرفت. آنها باید بالاتر از آن فرکانس گنجانده شوند و باید برای فرکانس‌های یک گیگاهرتز یا بالاتر را شامل شوند. تطبیق مجموعه مبدل با منبع  $RF$  را می‌توان به طور خام با تنظیم کننده‌های دنباله‌ای <sup>۱۵</sup>، اما بسیار موثرتر با طراحی دقیق سری و القای موازی برای تنظیم خازنی مبدل، انجام داد. قطر الکترود بالایی ناحیه فعل مبدل را مشخص می‌کند؛ این قطر باید کمی بزرگتر از قطر حفره عدسی باشد تا از روشنایی تقریباً یکنواخت عدسی اطمینان حاصل شود. ضریب تزویج ( $K^3$ ) ماده پیزوالکتریک باید تا حد امکان بالا باشد تا محدوده دینامیکی بالا را تضمین کند، که برای کنتراست خوب تصویر ضروری است. طراحی مجموعه مبدل به طور کلی یکی از دو رویکرد کلی خواهد بود. اگر از پالس‌های  $DC$  بسیار تیز استفاده شود، مجموعه الکترونیک و مبدل باید دارای ویژگی‌های پهنه‌ای باند باشد. روش دیگر، سیستم‌های با فرکانس بسیار بالا برای کاربردهای با وضوح بالا و  $V(z)$  ذاتاً

<sup>۱۵</sup>Stub Tuners

شامل مجموعه‌های مبدل با رزونانس بالا با باند باریک می‌شوند.

در نگاه اول، بدنه عدسی یک ساختار پشتیبان است، اما در واقع، بسیار بیشتر از این است و تعدادی از مسائل کلیدی طراحی وجود دارد. نقش بدنه عدسی این است که به عنوان یک محیط انتشار بین مبدل، حفره عدسی و پشت عمل کند. یک نیاز اولیه برای مواد بدنه عدسی این است که سرعت آن بسیار بیشتر از سرعت مایع مورد استفاده باشد تا SA به سطح قابل قبول کاهش یابد. ماده باید دارای تضعیف بسیار کم باشد تا تلفات درج به حداقل برسد. در فرکانس‌های پایین، می‌تواند همسانگرد یا چند کریستالی باشد. کوارتز ذوب شده و آلومینیوم زیر ۱۰۰ مگاهرتز کار می‌کنند. در فرکانس‌های به اندازه کافی بالا، بسیار بالاتر از ۱۰۰ مگاهرتز، باید یک کریستال عایق جهت گیری در امتداد یک جهت تقارن موج طولی خالص باشد. در محدوده گیگاهرتز، تراز دقیق الکترود بالایی، محور کریستال و مرکز عدسی بسیار مهم است. اگر تراز کامل نباشد، پرتو آکوستیک جابجا می‌شود و تنها تا حدی عدسی را روشن می‌کند. به عنوان مثال، برای یک بدنه عدسی یاقوت کبود به طول ۲ میلی‌متر، ناهماهنگی محور بدنه عدسی یک درجه باعث جابجایی پرتو ۱۱ میکرومتر در عدسی می‌شود که برای عدسی صوتی با قطر ۲۰ میکرومتر برای محدوده گیگاهرتز غیرقابل تحمل است. جدای از تراز دقیق، انتخاب مواد بدنه عدسی، به عنوان مثال، استفاده از گارنت آهن ایتریوم مکعبی ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) به جای  $\text{Al}_2\text{O}_3$  تریگونال، می‌تواند جابجایی پرتو را کاهش دهد. طول بدنه عدسی یک پارامتر کلیدی است. به طور کلی روش پذیرفته شده است که این طول ۱ تا ۳ یا ۴ فرنل باشد تا روشناخت عدسی به دست آید. زیر یک طول فرنل ۱، وارد رژیم غیریکنواخت میدان نزدیک می‌شویم. بسیار بالاتر از ۳ یا ۴ طول فرنل، بیشتر قدرت پرتو عدسی را از دست می‌دهد. چو و همکاران [۱۳] را برای عدسی‌های آکوستیک با پارامترهای فرنل  $S = ۰/۵۱/۰$  و  $۱۰/۰$  محاسبه کرده‌اند و دریافتند که  $S = ۱/۰$  برای کاهش لوب‌های جانبی در صفحه کانونی بهینه است. یکی دیگر از تاثیرات بدنه عدسی این است که در حالت ایده‌آل هیچ پژواک در آن وجود نخواهد داشت، زیرا این اکوها اغلب با هم همپوشانی دارند و پژواک سطح کانونی قابل تشخیص را مبهم می‌کنند. تا حدودی می‌توان با انتخاب دقیق ابعاد و مواد از این امر جلوگیری کرد تا پژواک عدسی بین دو اکو عدسی قرار گیرد. بهترین راه حل استفاده از لایه‌های منطبق بر روی سطح عدسی است که یک مزیت مضاعف دارد: آنها به طور قابل توجهی اکو نامطلوب عدسی را کاهش می‌دهند و پژواک سطح کانونی قابل تشخیص را به میزان قابل توجهی افزایش می‌دهند. انعکاس‌های نامطلوب را نیز می‌توان با زبری سطوح خارجی بدنه عدسی کاهش داد.

قلب میکروسکوپ صوتی آشکارا خود حفره عدسی است. این حفره با سنگ زنی و صیقل دادن دقیق یک فرورفتگی کروی در صورت روی روی مبدل ایجاد می‌شود. شعاع حفره عدسی به چند دلیل یک پارامتر مهم است:

۱. حداکثر عرض پالس را تعیین می‌کند زیرا انعکاس از جلوی عدسی و از نمونه در صفحه کانونی باید بهوضوح زمان حل شود.

۲. این عرض پالس حداکثر پهنانی باند گیرنده و در نتیجه عدد نویز گیرنده را تعیین می‌کند.

۳. عرض پالس همچنین وضوح محوری یا عمق میدان را برای تصویربرداری زیرسطحی تعیین می‌کند. جدای از ملاحظات وضوح، انتخاب  $NA$  مستقیماً از قطر عدسی پیروی می‌کند. برای تصویربرداری از سطح، بسیار مهم است که  $NA$  بهاندازه کافی بزرگ باشد تا زاویه ریلی نمونه را که یک عنصر ضروری از مکانیسم کنتراست است، شامل شود.

۴. مهمتر از همه، قطر عدسی باید بهاندازه کافی کوچک باشد تا از دست دادن مایع بین سطح عدسی و نمونه در محدوده قابل قبول باشد.

انتخاب مایع در بحث در مورد تفکیک پوشش داده شده است. ما از اینجا به بعد فرض می‌کنیم که آب انتخاب شده است. این منجر به سطح مشترک آب و عدسی به عنوان آخرین مشکل اصلی طراحی می‌شود. به دلیل تمام محدودیت‌های دیگر که قبل ذکر شد، در این مرحله معمولاً با تفاوت زیادی در امپدانس صوتی بین عدسی و مایع مواجه می‌شویم. از آنجایی که این فصل مشترک باید یک بار در هر جهت طی شود، در فرکانس‌های بهاندازه کافی بالا، از دست دادن عدسی به طور غیرقابل قبولی بزرگ خواهد شد. لایه‌های تطبیق آکوستیک راه حل مشخص شده برای چیزی است که در حال حاضر یک مشکل بسیار محدود است.  
از رابطه (۲۱.۷)، داریم

$$R_p = \frac{Z_1^* - Z_1 Z_0}{Z_1^* + Z_1 Z_0} \quad (12.17)$$

که در آن

- ضریب بازتاب برای امواجی که از بدنه عدسی امپدانس صوتی  $Z_1$  وارد می‌شوند  $= R_p$
- امپدانس صوتی ماده لایه  $= Z_2$
- امپدانس صوتی مایع است  $= Z_0$ .

با شرط  $d = \lambda_2 / 4$ ، که در آن  $d$  ضخامت لایه است. شرط مورد نظر  $R_p \equiv Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_2}$  است که با  $Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_2}$  به دست می‌آید، شرط تطبیق طول موج یک چهارم استاندارد. برای یک ترکیب جامد-مایع معین، انتخاب لایه‌های تطبیق مناسب با مراجعه به شکل (۲.۵) ارائه شده است. البته، بعيد به نظر می‌رسد که ماده‌ای را پیدا کرد که دقیقاً متناسب با آن باشد، اما طراح عدسی را قادر می‌سازد تا ماده لایه انتخابی را بهینه کند یا شاید ترکیب جامد-مایع انتخابی را دوباره در نظر بگیرد.

برای ترکیباتی مانند یاقوت کبود-آب، شیشه بوروسیلیکات یا لایه‌های کربن کاملاً مناسب هستند. روگار [۱۴] دریافت که لایه‌های کربنی آمورف روی یاقوت کبود تقریباً با آب در فرکانس یک گیگاهرتز روی سطوح مسطح تطبیق کامل دارند. در عمل، لایه‌های تطبیق با فرکانس بالا برای عدسی‌های صوتی بسیار فنی می‌شوند. فیلم‌های پراکنده یا تبخیر شده یک پروفایل ضخامت  $\cos \theta$  تولید می‌کنند که راندمان انتقال را کاهش می‌دهد. همچنین، در موارد عدم تطبیق شدید، ممکن است بهدو لایه تطبیق نیاز باشد.

بحث مفصلی توسط روگار [۱۴] ارائه شده است. برای اهداف ما، مهم است که بالای ۵۰۰ مگاهرتز، لایه‌های تطبیق عملاً ضروری هستند و افت عبوری<sup>۱۶</sup> را دهها دسی‌بل کاهش می‌دهند. در فرکانس‌های پایین (زیر ۱۰۰ مگاهرتز)، کنترل ضخامت لایه تطبیق ضروری نیست، اما اگر طراحی دقیق عدسی انجام شود، لایه‌های تطبیق در این رژیم واقعاً مورد نیاز نیستند.

در حالت ایده‌آل، طراحی عدسی برای تصویربرداری سطحی شامل انتخاب رزولوشن مورد نیاز است که تقریباً  $78\%$  برای یک عدسی  $F = 0.75$  است. این فرکانس را تعیین می‌کند. هنگامی که یک مایع تزویج قابل قبول انتخاب شد، حداکثر قطر عدسی با فرض حداکثر تلفات مجاز (مثلاً  $6\text{ دسی‌بل}$ ) در مایع تعیین می‌شود. مواد بدنی عدسی برای رعایت  $1 \ll n$  و حداقل تضعیف انتخاب شده است. سپس طول بدنی عدسی برای بهینه‌سازی روشناهی عدسی انتخاب می‌شود. مراحل بعدی برای به‌حداکثر رساندن نسبت سیگنال به‌نویز شامل موارد زیر است:

۱. انتخاب مبدل‌های با کارایی بالا مانند پلیت‌های لیتیوم نیوبات یا PZT زیر ۱۵۰ مگاهرتز، ZnO یا AlN پراکنده شده در فرکانس‌های بالاتر

۲. تطبیق امپدانس مبدل‌ها با منبع RF

۳. انتخاب لایه مناسب برای عدسی

۴. انتخاب وسائل الکترونیکی کم نویز و با حساسیت بالا

برای ملاحظات مرتبه بزرگی در یک گیگاهرتز، اگر محدوده دینامیکی گیرنده را در حد ۱۲۰ دسی‌بل فرض کنیم، ممکن است به صورت زیر تقسیم شود:  $30\text{ دسی‌بل}$  برای تلفات مختلف در عدسی،  $6\text{ دسی‌بل}$  برای تلفات در مایع، و  $30\text{ دسی‌بل}$  برای ارائه کنتراست تصویر کافی در دسترس است.

اگر این اصول رعایت شود، به ترتیب انتخاب‌های بزرگی که در جدول (۱.۱۷) برای دو حالت کاملاً متفاوت ارائه شده است می‌رسیم:  $30\text{ مگاهرتز}$  و یک گیگاهرتز. البته، در یک موقعیت معین، ممکن است محدودیت‌های خاصی وجود داشته باشد، به عنوان مثال، ابزار دقیق یا عدسی‌های موجود، و بنابراین، رویکرد ممکن است تا حدودی انعطاف‌پذیر باشد. تصویربرداری سطح با وضوح بالا در بالا فرض شده است. اندازه‌گیری‌های کمی  $V(z)$  به رویکردی مشابه اما با ملاحظات دیگر نیاز دارند.

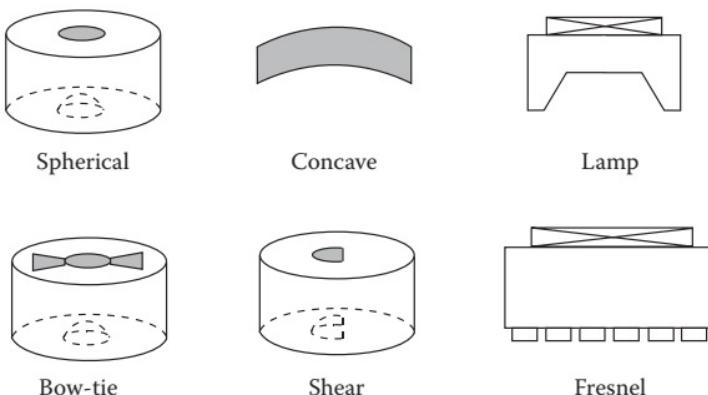
اگرچه عدسی‌های کروی و استوانه‌ای تا حد زیادی بیشترین استفاده را در SAM دارند، طرح‌های عدسی دیگری در زمان‌های مختلف برای کاربردهای خاص پیشنهاد شده‌اند. اینها در شکل (۱.۱۷) نمایش داده شده‌اند و به‌طور خلاصه به‌شرح زیر توضیح داده شده‌اند:

۱. عدسی کروی استاندارد که قبلاً به تفصیل توضیح داده شده است. متغیرهای اصلی قطر و دیافراگم عدسی هستند.

<sup>۱۶</sup>Insertion Loss

جدول ۱.۱۷: پارامترهای طراحی معمولی برای عدسی‌های آکوستیک با فرکانس پایین و فرکانس بالا برای میکروسکوپ صوتی روبشی

Property	30 MHz	1 GHz
<i>Transducer</i>		
Material	Lithium niobate	ZnO (1.4 μm)
Diameter	6 mm	200 μm
Electrodes	Au–Cr	Au–Cr (0.2 μm)
<i>Lens body</i>		
Material	Fused quartz	Sapphire
Orientation	NA	c-Axis
Diameter	10 mm	6 mm
Length	10 mm	4 mm
<i>Lens cavity</i>		
Diameter	5 mm	100 μm
Opening	4 mm	
Matching layer	NA	Borosilicate glass
<i>Liquid</i>		
Type	Water	Water
Temperature	20°C	60°C



شکل ۷.۱۷: انواع مختلف عدسی‌های آکوستیک مورد استفاده در SAM

۲. عدسی‌های مقعر (گسیل دهنده‌های کروی). چندین نوع توسعه یافته است. لیانگ و همکاران [۱۵] بسیاری از آزمایش‌های فرکانس پایین را با این دستگاه‌ها در ۳ مگاهرتز انجام داد. در فرکانس‌های بالاتر، فیلم‌های پیزوالکتریک مختلف در حفره کروی قرار گرفتند تا در مرکز انحنای تمکز کنند. این دستگاه‌ها شامل فیلم‌های ZnO [۱۶] و PVDF [۱۷] است. دومی دارای تلفات ذاتی کم است زیرا به خوبی با آب تطبیق می‌شود.

۳. عدسی موج لامب [۱۸]. همانطور که در بخش ۱۹.۳.۱ توضیح داده شد، مودهای لامب مرتبه بالاتر را می‌توان در زوایای مشخصه داده شده توسط  $\sin \theta = V_c/V_p$  برای مقادیر مختلف سرعت فاز صفحه  $V_p$  برآنگیخت. آتالار عدسی را توسعه داده است که در آن قسمت مرکزی در حالت عادی و قسمت بیرونی با زاویه ثابت  $\theta$  منتشر می‌شود. اگر عدسی در یک موقعیت بدون فوکوس بالای صفحه مورد مطالعه قرار گیرد زیرا فرکانس جابجا می‌شود، مودهای مختلف لامب با برآورده شدن شرایط فوق تحریک می‌شوند. ایجاد یک منحنی  $V(z)$  در قیاس با منحنی  $V(f)$  مفید است.

۴. مبدل پاپیون. دیویدز و برتونی [۱۹] این مبدل را در تلاش برای تولید یک عدسی کروی با ویژگی‌های جهت‌دار توسعه دادند.

۵. عدسی موج برشی. خوری-یعقوب [۲۰] و چو [۱۸] سعی کردند از مبدل‌های موج برشی استفاده کنند که یک عدسی کروی را روش می‌کند تا مانند دیویدز و برتونی [۱۹] با تبدیل مود در فصل مشترک عدسی جهت ایجاد کنند. یک تغییر  $\cos \theta$  مشخصه تجربی تایید شد.

۶. عدسی فرنل. یاماذا و همکاران از یک عدسی نوع فرنل [۲۱] استفاده کرد که امکان تصاویر نوری و صوتی همزمان از همان ناحیه محلی نمونه را فراهم می‌کرد.

<sup>۱۷</sup>Khuri-Yakub

<sup>۱۸</sup>Chou

## ۴.۱۷ سازوکارهای تضاد و اندازه‌گیری‌های کمی

### ۱.۴.۱۷ نظریه $V(z)$

یک منحنی  $V(z)$  معمولی در شکل (۲.۱۷) نشان داده شده است. طبق قرارداد،  $z$  منفی مربوط به کاهش فاصله عدسی تا نمونه است. دو پرتو تداخل اصلی در شکل (۳.۱۷) نشان داده شده است و آنها بین که به نظر می‌رسد از نقطه کانونی می‌آیند در مبدل پیزوالکتریک که به فاز حساس است تداخل دارند. با هندسه ساده از شکل (۳.۱۷)، اختلاف فاز نسبی بین دو پرتو برابر است با:

$$\phi_G - \phi_R = 2kz(1 - \cos \theta_R) + \pi \quad (۱۳.۱۷)$$

که در آن  $\theta_R$  زاویه ریلی است که به صورت  $\sin \theta_R = V_0/V_R$  تعریف می‌شود. بدیهی است که شرایط تداخل به  $z$  بستگی دارد و مجموعه‌ای از حداقل‌های مشاهده شده در شکل (۲.۱۷) را ایجاد می‌کند. دوره نوسانات برابر است با:

$$z = \frac{2\pi}{2k(1 - \cos \theta_R)} \quad (۱۴.۱۷)$$

به طوری که اندازه‌گیری  $\Delta z$  برای یک  $f$  و  $V_0$  معین، میدهد  $\theta_R$ ، بنابراین  $V_R$ ، را برای نمونه در این موقعیت می‌دهد. ملاحظات مشابهی برای تضعیف داریم؛

$$\alpha = 2z(\alpha_0 \sec \theta_R - \alpha_R \tan \theta_R) \quad (۱۵.۱۷)$$

با این حال، به دست آوردن دقیق تضعیف بسیار دشوارتر است و بیشتر کار بر روی اندازه‌گیری  $V_R$  انجام شده است.

در حالی که مدل دو پرتوی ساده برای درک فیزیک  $V(z)$  مفید است، ساده‌سازی‌های زیادی انجام شده است. یک رفتار ریاضی دقیق‌تر از این پدیده توسط نظریه موج اسکالار [۲۲] ارائه می‌شود که برای توصیف شکست همه امواج صوتی بر روی دیافراگم عدسی به داخل مایع استفاده می‌شود. برای  $z$  داده شده، نتیجه این است

$$V(z) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P(\theta)R(\theta)e^{-2zt \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (۱۶.۱۷)$$

که در آن  $P(\theta)$  تابع مردمک است که خواص انتقال عدسی را مشخص می‌کند، که به هندسه و پارامترهای ماده عدسی بستگی دارد، و  $R(\theta)$  تابع بازتاب دامنه است. با تعریف مجدد متغیرهایی به گونه‌ای که  $Q(t) = P(t)R(t)$ ،  $t = (1/\pi) \cos \theta$ ،  $u = kz$  و  $Q(t) = P(t)R(t)$ ، پیدا می‌کنیم

$$V(u) = \int_{0}^{1/\pi} Q(t)e^{-j2\pi ut} dt \quad (۱۷.۱۷)$$

به طوری که  $V(u)$  و  $Q(t)$  یک زوج تبدیل فوریه برای عدسی با تابع مردمک مشخص هستند. بنابراین، اندازه‌گیری منحنی  $V(z)$  کامل در محدوده کامل  $z$  باید در اصل به تعیین  $R(\theta)$

منجر شود که در زیر آورده خواهد شد. انجام مشابهی را می‌توان برای انتقال انجام داد، اگرچه تعداد کاربردها بسیار کمتر بوده است. فرمولاسیون برابر است با:

$$A(z) = \int_0^{\pi/2} P(\theta)T(\theta)e^{-j(z-d)k \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (18.17)$$

که در آن  $P(\theta)$  تابع عدسی برای دو عدسی و  $T(\theta)$  تابع انتقال برای لایه ای با ضخامت  $d$  برای زوایای تابش و شکست  $\theta$  است.

علاوه بر تئوری موج، یک مدل پرتو کاملتر از نسخه ساده شده که قبلًا ذکر شد نیز توسعه یافته است [۲۳]. این یک مکمل جالب برای تئوری موج است، زیرا مودهای مختلفی مانند امواج حجیم که سطح را می‌گیرند ممکن است به صراحت در مدل قرار داده شوند، همانطور که در بریگز به تفصیل توضیح داده شده است [۹].

### ۲.۴.۱۷ تابع بازتاب از عکس تبدیل فوریه

معکوس تئوری موج می‌دهد

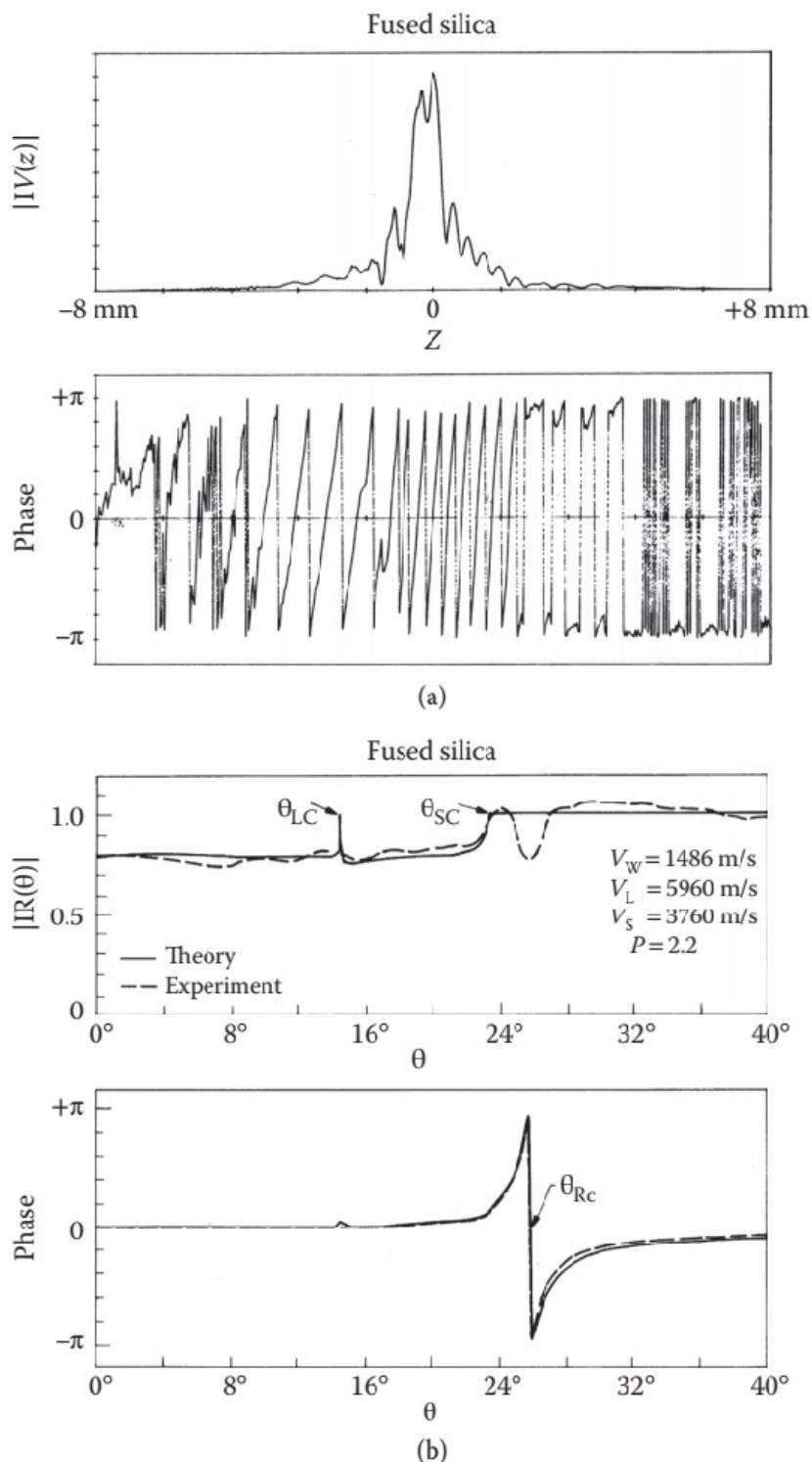
$$R_t(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(u)}{V_o} e^{-j\gamma\pi ut} du \quad (19.17)$$

به طوری که اندازه‌گیری  $V(u)$  می‌تواند  $R(\theta)$  را بدست آورد. همانطور که توسط بریگز [۹] ذکر شد، چندین احتیاط وجود دارد که باید با این فرمول رعایت شود: فقط می‌توان  $R(\theta)$  را برای محدوده زوایای موجود در دهانه عدسی بدست آورد. منحنی کامل  $V(u)$  مورد نیاز است، زیرا برش می‌تواند باعث خطا شود. نتایج به تضعیف مرتبط با بارگذاری سیال، بهوژه در فرکانس‌های بالا حساس هستند. و  $V(u)$  یک تابع مختلط است، بنابراین اندازه‌گیری دامنه و فاز مورد نیاز است. اولین اندازه‌گیری‌ها توسط لیانگ و همکاران انجام شد [۱۵]، در شکل (۸.۱۷) برای فصل مشترک‌های سیلیس ذوب شده با آب در  $10^\circ$  مگاهرتز نشان داده شده است. نمونه سربی که در این مورد هیچ امواج ریلی برای آن برانگیخته نمی‌شود، به عنوان مرجع برای بدست آوردن تابع مردمک استفاده شد. دیدنی ترین نتیجه مشاهده تغییر فاز مورد انتظار  $2\pi$  در زاویه ریلی بود که امکان تعیین دقیق  $V_R$  را فراهم کرد. یک شبیه در دامنه نیز در  $\theta_R$  دیده می‌شود. این معمولاً به دلیل میرایی موج ریلی است، اما باید مراقب بود زیرا چنین افتراضی می‌تواند به دلیل ناهمسانگردی و/یا برش داده‌ها نیز باشد.

### ۳.۴.۱۷ پرتو خط کانونی

تکنیک LFB که توسط کوشیبیکی و چوباقی [۴] ابداع شد، از امواج ریلی که عمود بر خط کانونی یک عدسی استوانه‌ای ساطع می‌شوند، بهره‌برداری می‌کند. تحلیل عمومی پذیرفته شده از یک رویکرد پرتویی استفاده می‌کند که می‌تواند به صورت زیر خلاصه شود. سیگنال منعکس شده را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$V = V_G + V_R \quad (20.17)$$



شکل ۸.۱۷: (الف) آزمایشی  $V(z)$  فصل مشترک سیلیس ذوب شده با آب در  $10/17$  مگاهرتز. (ب) مقایسه تابع بازتاب نظری و تجربی برای فصل مشترک سیلیس ذوب شده با آب.

که در آن  $V_R$  سهم موج ریلی است و  $V_G$  بهدلیل مجموع تمام امواج پراکنده دیگر است. برای اشکارسازی قانون مرربع

$$|V|^2 = |V_G|^2 + |V_R|^2 + 2|V_G||V_R|\cos\theta \quad (۲۱.۱۷)$$

که در آن  $\theta$  زاویه فاز بین  $V_G$  و  $V_R$  است و همه جمله‌ها وابسته به  $z$  هستند. سیستم اندازه‌گیری با استفاده از نمونه سرب کالیبره شده است. با یک تقریب خوب،  $V_L = V_G$  سپس دو فرض برای تکمیل تجزیه و تحلیل برای LFB ایجاد می‌شود:

۱.  $|V_R| \ll |V_G|$  که خواهیم داشت

$$|V| - |V_L| = |V_R|\cos\phi$$

۲. فاز به‌طوری خطی وابسته به  $z$  است که منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$\phi = -2kz(1 - \cos\theta_R) + \pi$$

با نادیده گرفتن تضعیف، مشخص شد که فرکانس مکانی تبدیل فوریه  $V(z)$  در مرکز زیر است.

$$\xi_0 = \frac{2\pi}{z} = 2k(1 - \cos\theta_R)$$

با حساب آوردن تضعیف، نتیجه نهائی به صورت رابطه زیر است:

$$V_R = V_0 \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{V_0 \xi_0}{4\pi f} \right) \right\} \quad (۲۲.۱۷)$$

$$\alpha_N = \frac{\alpha \cos\theta_R + 2\alpha_0}{2k_R \sin\theta_R} \quad (۲۳.۱۷)$$

چندین اقدامات احتیاطی تجربی برای به دست آوردن دقت بسیار بالا برای  $V_R$  و  $\alpha_N$  با LFB مورد نیاز است. مراحل شامل استفاده از گونیومتر برای تراز شیب، کنترل دقیق دمای افت آب، و اندازه‌گیری دقیق منحنی کالیبراسیون مرجع سرب است. به همین ترتیب، چندین مرحله در تجزیه و تحلیل داده‌ها وجود دارد که برای کاهش دقیق داده‌ها برای تحلیل فوریه، از جمله فیلتر کردن و کم کردن  $V_L$  با یک روش تکراری، ضروری است. دقت LFB را می‌توان بر حسب دقت در اندازه‌گیری دما، فاصله و فرکانس نوشت:

$$\frac{\delta V_R}{V_R} = \sqrt{\left\{ (0.0011\delta T)^2 + (0.464 \frac{\delta f}{f})^2 + (0.464 \frac{\delta \Delta z}{\Delta z})^2 \right\}} \quad (۲۴.۱۷)$$

که از آن می‌توان استنباط کرد که برای دقت نسبی  $10^{-3}$  در  $V/V$ ،  $\Delta T$  به  $\pm 0.9$  درجه سانتیگراد،  $\Delta f/f$  تا  $2\%$  و  $\Delta z/z$  به  $2\%$  نیاز است. برای دقت نسبی  $10^{-4}$ ، دقت ده برابر بیشتر برای هر پارامتر مورد نیاز است. جزئیات کامل در کوشیبیکی و چوباجی [۴] برای تعیین  $\Delta V/V$  و  $\alpha_N$  در  $30^\circ$  ماده مختلف آورده شده است. دقت  $10^{-4}$  برای  $\Delta V/V$  و  $2\%$  برای  $\alpha_N$  ادعا شده است.

#### ۴.۶.۱۷ تصویربرداری زیر سطحی (داخلی)

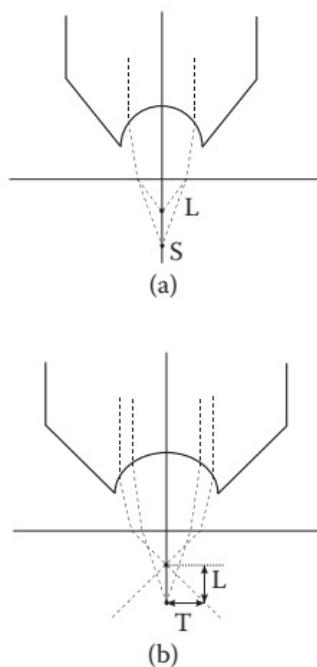
تصویربرداری زیر سطحی یکی از قابلیت‌های منحصر به فرد SAM است، زیرا بر خلاف نور، بسیاری از اشکال دیگر تابش امواج فراصوت می‌توانند به محیط‌های مات نوری نفوذ کنند. بنابراین می‌توان از آنها برای تشخیص و تصویربرداری از عیوب و سایر ساختارهای زیر سطحی استفاده کرد.

کاربردهای تصویربرداری سطح و اندازه‌شناسی ( $(z) V$ ) که قبل از عدسی‌های با دیافراگم باز استفاده می‌کردند، به ترتیب برای به‌حداکثر رساندن وضوح و تحریک امواج ریلی استفاده می‌کردند. در تصویربرداری زیر سطحی، الزامات متفاوت و در واقع مکمل یکدیگر هستند. در این مورد، هدف ما به‌حداکثر رساندن انرژی صوتی است که به‌زیرلایه نفوذ می‌کند. در این زمینه، تولید امواج ریلی در سطح نامطلوب است، زیرا این امر به‌سادگی انرژی صوتی را از پرتو اصلی کم می‌کند. برای این کار و دلایل دیگری که دیده می‌شود، ترجیح داده می‌شود از یک پرتو باریک، حداقل بقدر کافی باریک باشد که برای جلوگیری از تولید موج ریلی استفاده شود.

تعدادی از عوامل دیگر اثربخشی تصویربرداری زیر سطحی را محدود می‌کند. سطوح سیگنال به‌دلیل عدم تطابق صوتی زیاد بین نمونه و مایع کوپلینگ کوچک است. یک راه حل افزایش عرض پالس است، اما یک نیاز متناقض برای حفظ پالس‌های باریک برای اطمینان از وضوح زمانی خوب برای حل ساختار زیر سطحی وجود دارد. تکنیک‌های فشرده‌سازی پالس یکی از راه حل‌های حل این مسئله است. عامل دیگر این است که وضوح در مقایسه با وضوح به‌دست آمده برای تصویربرداری سطح کاهش می‌یابد، زیرا سرعت صوت در داخل نمونه معمولاً بسیار بیشتر از سرعت صوت در مایع تزویج است. برای یک فرکانس مشخص، این منجر به طول موج‌های طولانی‌تر و وضوح کمتر می‌شود. همانطور که در شکل (۹.۱۷) نشان داده شده است، وضوح نیز توسط SA بالاتر معرفی شده در فصل مشترک کاهش می‌یابد.

تعدادی راه حل برای مسائل فوق وجود دارد. استفاده از یک عدسی دیافراگم کاهش یافته، مثلاً  $30^\circ$  درجه، نه تنها از تولید موج ریلی جلوگیری می‌کند، بلکه SA‌ها را نیز کاهش می‌دهد. استفاده از فلزات مایع با چگالی بالا و میرایی کم مانند گالیم و جیوه به‌افزایش شدت صوتی انتقالی کمک می‌کند. در نهایت، استفاده از مود برشی برای تصویربرداری زیر سطحی سودمند است زیرا برای بسیاری از مواد، سرعت موج برشی نزدیک به‌مایع تزویج کننده است. با این تردستی‌ها، بیشتر از آنچه در سطح سیگنال و وضوح از دست رفته بود، اکنون دوباره به‌دست آمده است.

روش دیگری برای بهبود عملکرد در تصویربرداری زیر سطحی، استفاده از عدسی‌های غیرکروی است. پینو و همکاران [۲۴] از یک رویکرد اپتیک هندسی در طراحی یک عدسی غیرکروی برای دستیابی به یک کانون پراش محدود در داخل جامد استفاده کرده‌اند. آنها از اصل فرما برای برابر کردن زمان عبور از مردمک خروجی به کانون استفاده کردند. این منجر به یک سطح غیر کروی با انحنای کمتر در قسمت بیرونی عدسی در مقایسه با ناحیه محوری می‌شود. محاسبات به صورت تجربی با مشاهده تصویربرداری با پراش محدود در داخل جامد بدون افزایش در لبه‌های جانبی تایید شده است.



شکل ۹.۱۷: تصویربرداری زیرسطحی در میکروسکوپ صوتی (الف) مناطق کانونی طولی و برشی. (ب) طولی (*L*) و عرضی (*T*) مرتبط با یکی از مناطق کانونی نشان داده شده در (الف).

نکته آخر این است که وضوح بالا یک نگرانی اساسی در تصویربرداری زیرسطحی نیست. کاربرد اصلی در NDE است و در بیشتر موارد، فرد مایل است در صورت وجود نقص مشاهده کند و آن را با جزئیات دقیق مطالعه نکند.

## ۵.۱۷ کاربرد میکروسکوپ صوتی

### ۱.۵.۱۷ نمونه‌های بیولوژیکی

تصویربرداری فراصوت و مطالعه کمی بافت بیولوژیکی دارای چندین تفاوت مشخصه با مطالعات مشابه بر روی مواد است. هیچ سطح بازتابی صاف و کاملاً مشخصی وجود ندارد و بافت‌های بیولوژیکی عموماً در ساختار خود همگن‌تر هستند، معمولاً با تضعیف و سرعت صوت بالا در محدوده آب. از آنجایی که مدول برشی کم و میرایی ویسکوز برشی زیاد است، ما فقط به امواج طولی توجه داریم. به طور کلی تر، SAM به سه دلیل اصلی در پزشکی و زیست شناسی مفید است [۲۵]. اول اینکه در مرحله حین عمل برای آسیب شناسی مفید است زیرا نیازی به نگ آمیزی ندارد. دوم، قادر به ارائه اطلاعات کمی است، که می‌تواند مکمل سایر روش‌های تصویربرداری فراصوت پزشکی، مانند اکوکاردیوگرافی یا سونوگرافی داخل عروقی باشد. در نهایت، می‌توان از آن در فرکانس‌های بالا برای ارزیابی بیومکانیک بافت‌ها و سلول‌ها استفاده کرد.

در نتیجه نیازهای مختلف، در حالی که فناوری به طور کلی مانند مواد است، تفاوت‌های مهمی وجود دارد. تصویربرداری مود انتقال یا از طریق بازتاب بستر انتقال بسیار بیشتر مورد استفاده قرار می‌گیرد، اگرچه آنالوگ انکاس SAM، میکروسکوپ پراکنده فراصوت (UBM)، در برخی کارها استفاده شده است. به طور سنتی، محدوده فرکانس برای تصاویر پزشکی زیر  $10^{\circ}$  مگاهرتز بوده است، اگرچه در برخی از کارهایی که در اینجا توضیح داده می‌شود، این محدوده به محدوده  $100^{\circ}$  تا  $30^{\circ}$  مگاهرتز افزایش یافته است. مانند NDE، مبدل‌های سرامیکی با ضرایب تزویج بالا اغلب مورد استفاده قرار می‌گیرند، اگرچه PVDF و کوپلیمرها به دلیل تطبیق امپدانس خوبشان با آب، استفاده نسبتاً بیشتری نسبت به NDE پیدا می‌کنند. لازم به ذکر است که تصویربرداری پزشکی دارای چندین مود تصویربرداری است، یعنی اسکن A (ردیابی دامنه/زمان مانند اسیلوسکوپ)، اسکن B (بخش نرمال با سطح نمونه)، و اسکن معمولی C که برای مواد تصویربرداری استفاده می‌شود.

میکروسکوپ صوتی در محدوده  $10^{\circ}$  تا  $100^{\circ}$  مگاهرتز می‌تواند به صورت در vivo یا در vitro باشد [۲۶، ۲۷]. یکی از کاربردهای رایج تصویربرداری در این محدوده برای تشخیص پوست است. پهنانی باند وسیع و فرکانس کافی مبدل و الکترونیک برای به دست آوردن وضوح محوری و جانبی کافی ضروری است. به طور معمول، مبدل در انتهای یک اهرم قرار می‌گیرد و به صورت مکانیکی توسط یک موتور DC، همراه با تزویج صوتی که توسط یک ژل فراصوت تامین می‌گردد، روشن می‌شود. اسکن B برای شناسایی لایه‌ها و سطوح مختلف پوست طبیعی (ایپیدرم، درم و هیپودرم) و عضله استفاده می‌شود. یکی از کاربردهای اصلی، تصویربرداری از پوست پاتولوژیک برای تعیین اندازه و عمق تومور است که مکمل سایر تکنیک‌های تعیین بدخیمی است. بیماری‌های التهابی مانند پلاک‌های پسوریازیس را نیز می‌توان با اسکن B کنترل کرد. اکثر واحدهای تجاری نزدیک به  $20^{\circ}$  مگاهرتز کار می‌کنند. کار اخیر در فرکانس  $5^{\circ}$  مگاهرتز نشان می‌دهد که عمق کاوش در این فرکانس به حدود ۴ میلی‌متر محدود شده است. اخیراً یک سیستم تصویربرداری پوست برای بیومیکروسکوپی باند پهنه پوست در محدوده  $20^{\circ}$  تا  $100^{\circ}$  مگاهرتز توسعه یافته است [۲۸]. این سیستم دارای فرکانس مرکزی اندازه‌گیری شده  $6^{\circ}$  مگاهرتز و پهنانی باند  $71^{\circ}$  مگاهرتز است. این امکان تصویربرداری با وضوح بالا با فاصله کانونی  $43^{\circ}$  میلی‌متر و حداقل وضوح محوری  $10/1$  میکرومتر را فراهم می‌کند. این برای ارائه تصویربرداری در vivo مود B از تومور پوست (ملانوم بدخیم) استفاده شده است، با این مزیت که عمق و ساختار تومور را می‌توان به صورت غیرتهاجمی با وضوح بالا قبل از عمل ارزیابی کرد.

یکی دیگر از زمینه‌های مورد مطالعه، کاربردهای چشم پزشکی است. در فرکانس‌های پایین ( $15\text{MHz}$  <), ابزارهای تجاری معمولاً برای اندازه‌گیری ابعاد ساختارهای داخلی چشم و تشخیص ساختارهای پنهان شده توسط عدسی چشم استفاده می‌شوند. اخیراً، بیومیکروسکوپ‌های فرکانس بالا ( $30^{\circ}$  تا  $100^{\circ}$  مگاهرتز) توسعه یافته‌اند که برای تصویربرداری از ساختارهای کوچک در چند میلی‌متر زیر سطح، برای تصویربرداری از قرنیه برای ضخامت، برای وضعیت پیوند قرنیه، و برای تشخیص کیست‌ها مفید هستند. تومورها این کار با فرکانس بالا اطلاعات جدید و منحصر به‌فردی را در مورد ساختار چشم ارائه می‌دهد و یک زمینه امیدوارکننده برای توسعه است.

تصویربرداری فراصوت داخل عروقی یکی دیگر از زمینه‌های مهم در کاربردهای پزشکی

است که مسئله اصلی آن تشخیص سخت شدن شریان‌ها یا تصلب شرایین است. مطالعات آزمایشگاهی برای ایجاد ارتباط بین تصاویر فرماصوت در حدود  $50$  مگاهرتز و بافت شناسی انجام شده است. این توافق برای تشخیص ضخیم شدن دیواره شریانی بهدلیل پلاک در اکثر شریان‌ها عالی است و محاسبه خوبی برای شریان کاروتید الاستیک‌تر نیز بهدست می‌آید. تصویربرداری فرماصوت در vivo حال توسعه است، در حالی که سونوگرافی در vivo در حال حاضر برای تشخیص و نظارت در حین جراحی مفید است. مزایای اصلی تصویربرداری آکوستیک وضوح خوب، کنتراس‌ت و تصویربرداری بلادرنگ است. مفهوم میکروسکوپ سرعت صوت [۲۹] برای مطالعه آزمایشگاهی تجمع پلاک در شریان‌های کرونر با اندازه‌گیری‌های SAM بر روی نمونه بافتی که روی یک اسلاید شیشه‌ای قرار داده شده است، به کار گرفته شده است. سیستم SAM با یک پالس تکی به عرض  $2ns$  روش شد و در بازتاب از بستر شیشه‌ای توسط همان مبدل دریافت شد که فرکانس مرکزی  $300$  مگاهرتز و پهنای باند  $100$  تا  $500$  مگاهرتز داشت. سالین به عنوان مایع تزویج استفاده شد. بازتاب‌ها از جلو و عقب بافت را می‌توان به‌وضوح شناسایی کرد و شدت و طیف فاز این شکل موج‌های جدا شده توسط تبدیل فوریه محاسبه شد. سرعت صوت را می‌توان متعاقباً از آگاهی از ضخامت نمونه استنتاج کرد. ضخیم شدن دیواره شریان داخلی (اینتیما) از نظر کیفی در تصاویر آکوستیک بسیار مشهود است. تعیین کمی ضخیم شدن انتیما را می‌توان از مقادیر بالای سرعت صوت در کلژن وابسته ( $1680 \pm 30$  متر بر ثانیه) بهدست آورد، در حالی که رسوب چربی مرتبط دارای سرعت صدای بسیار کمتری بود ( $1520 \pm 8$  متر بر ثانیه). این دو جزء بافتی به ترتیب با پلاک "سخت" و "نرم" مرتبط هستند.

تمام کار با فرکانس بسیار بالا ( $500$  > مگاهرتز) توسط SAM انجام شده است. پیشرفت‌ها کندر از آنچه در ابتدا پیش‌بینی می‌شد پیش‌رفته‌اند، تا حدی بهدلیل مشکلات در تفسیر تصویر، اما همچنانی به‌این دلیل که این یک تکنیک شناخته‌شده نیست، بنابراین برقراری ارتباط با زیست‌شناسی سلولی سنتی آسان نبوده است. مطالعات متعددی در مورد سلول‌های کشت شده، به‌ویژه فیبروبلاست‌ها، انجام شده است. SAM می‌تواند به صورت ابزاری برای اندازه‌گیری (۱) توپوگرافی، با کمک حاشیه‌های تداخل مشاهده شده استفاده شود. (۲) تضعیف، که با این حال، به‌دلیل وابستگی مدل و مفروضات مربوط به‌همگنی، تفسیر آن دشوار است. و (۳) بازتاب، که از ابهامات مشابه رنج می‌برد. یک مسئله کلیدی برای تفسیر تصویر، مدل مورد استفاده برای خواص صوتی سیتوپلاسم است. یک رویکرد متوسط موثر برای سرعت صوت در سیستم نمکی/فیبریل می‌تواند مانند سیستم‌های متخلخل استفاده شود. اطلاعات دقیق در مورد خواص کشسانی ساختارهای سلولی توسط مطالعات اخیر SAM بر روی سلول‌های تک HeLa در داخل بدن به‌دست آمده است [۳۰]. این مطالعه در فرکانس  $86\%$  گیگاهرتز با استفاده از میکروسکوپ صوتی با زمان تفکیک شده با پالس‌های مدت زمان  $ns$  انجام شد. این بدان معناست که برای سلولی با ضخامت بیشتر از  $3$  میکرومتر، پژواک‌های سطح جلو و تکیه گاه زیرلایه قابل تشخیص است. برای به‌دست آوردن اطلاعات کمی از پارامترهای صوتی سلول‌ها، سیگنال باید بیش از  $2000$  اندازه‌گیری به‌طور میانگین محاسبه شود. اندازه‌گیری سرعت واقعی صدا با فوکوس مثبت  $7$  میکرومتر برای کمک به تفسیر تصویر انجام شد. اولین گام در این فرآیند تعیین ضخامت سلول بود که با استفاده از یک مرجع در محیط کوپلینگ با زمان

انتشار انجام شد. مرحله دوم تعیین زمان انتشار در داخل سلول در هر پیکسل بود. توزیع سرعت صوت در داخل سلول با اندازه‌گیری تمام پیکسل‌ها پیدا شد. میانگین مقدار در سطح سلول  $153.5 \pm 33.6$  متر بر ثانیه در دمای ۳۷ درجه سانتیگراد بود که فقط کمی بیشتر از محیط است. میرایی را می‌توان در اصل اندازه‌گیری کرد، اما مطالعه کامل اثرات پراش در کانون مورد نیاز است.

در نهایت، کار مهمی برای مطالعه دینامیک سلول توسط SAM در حال انجام است. بازتاب سنجی تداخلی برای تجسم توزیع الاستیسیته در سلول‌ها استفاده شده است. یک طرح تفریق برای تصاویر گرفته شده در زمان‌های مختلف برای تصویربرداری از تحرک سلول استفاده شده است و این را به تغییرات کشش، توپوگرافی یا تضعیف مرتبط می‌کند. این یک ابزار امیدوارکننده در توانایی خود برای تشخیص تمام پاسخ‌های متحرک به محرک‌های اعمال شده است.

## ۲.۵.۱۷ فیلم‌ها و زیرلايه‌ها

آخباخ و همکاران [۳۱] از LFB برای تعیین ثابت‌های الاستیک مواد همسانگرد در پیکربندی‌های حجیم، صفحه یا لایه نازک در یک فرکانس استفاده کرده‌اند. قلب روش یک روش وارونگی است که در آن بهترین تخمین‌ها از ثابت‌های الاستیک در یک مدل نظری برای  $V(z)$  برای محاسبه سرعت‌ها و دامنه‌های امواج نشتی قرار می‌گیرد، که سپس با آنها یکی که به طور تجربی توسط LFB تعیین می‌گردد مقایسه می‌شوند. تفاوت یا انحراف  $D$  برای تنظیم ثابت‌های الاستیک ورودی استفاده و این فرآیند تا زمانی که همگرایی با حداقل مربعات به دست آید تکرار می‌شود. توافق خوبی، از مرتبه ۱٪، برای سرعت‌های شیشه و آلومینیوم به صورت حجیم، صفحات شیشه‌ای، فیلم‌های تیتانیوم روی طلا، و یک فیلم طلا روی شیشه به دست آمده است. مزیت روش این است که فقط به یک اندازه‌گیری فرکانس توسط LFB نیاز دارد.

فیلم‌های ناهمسانگرد روی بسترها ناهمسانگرد [۳۱] به عنوان توسعه روش وارونگی برای سیستم‌های همسانگرد مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. مدل موج به عنوان نقطه شروع برای محاسبه  $V(z)$  استفاده می‌شود. ضریب انعکاس برای حالت ناهمسانگرد با یک روش ماتریسی محاسبه می‌شود، که در آن لایه‌ها ماتریس‌های انتقالی را نشان می‌دهند، که با هم ضرب می‌شوند تا ضریب بازتاب را به دست آورند.  $V(z)$  اندازه‌گیری و محاسبه شده، توافق کلی خوبی برای ترکیب‌های همسانگرد یا ناهمسانگرد مختلف فیلم‌های TiN روی بسترهای  $MgO$  ارائه می‌دهد. همانطور که در بخش ۱۷.۵.۱، روش وارونگی واقعی برای تعیین ثابت‌های الاستیک با مقایسه سرعت‌های SAW استخراج شده از منحنی‌های تجربی  $V(z)$  با سرعت‌های محاسبه شده با یافتن ریشه‌های معادله کریستوفل انجام می‌شود. در مقایسه برای مواد ناهمسانگرد، باید بین SAW معمولی و شبیه SAW تمایز قائل شد. برای دومی،  $V_R$  بیشتر از امواج عرضی خارج از صفحه است. این دو جزء با نواحی کیفی متفاوتی از تغییرات سرعت زاویه‌ای برای SAW مطابقت دارند.

برای یک نمونه معین، قابل اعتمادترین تکنیک وارونگی، مقایسه سرعت‌های SAW به دست آمده به صورت تجربی و آنها یکی است که از نظر تئوری توسط یک فرآیند تکرار با حداقل سازی با روش Simplex مطابقت دارد.

جایگزین کمتر قابل قبول، اندازه‌گیری چند فرکانس یا چند نمونه با ضخامت‌های مختلف در یک فرکانس است، اما رویکرد دوم بر این فرض مشکوک استوار است که خواص فیلم‌هایی با ضخامت‌های مختلف یکسان است.

کار قابل توجهی بر روی اندازه‌گیری ضخامت فیلم توسط SAM انجام شده است. برای فیلم‌های با ضخامت متوسط (۱۰ میکرومتر)، میکروپیکترومتري فرماصوت (UMSM) [۳۲] به عنوان یک دستگاه آنلاین موثر در زمان واقعی نشان داده شده است. این تکنیک برای فیلم‌هایی کار می‌کند که سرعت موج عرضی لایه کوچک‌تر از بستر است. محاسبات پاشندگی نشان می‌دهد که دو مود فرکانس پایین مود ریلی و مود Sezawa هستند، مود دومی دارای یک بریدگی فرکانس پایین هنگامی که بهزیر لایه نشت می‌کند. در شرایط عملی در UMSM نشان داده شده است که، هنگامی که فرکانس اسکن می‌شود، یک شیب در قطع رخ می‌دهد، که تعیین ضخامت فیلم را امکان پذیر می‌کند. برای لایه‌های بسیار نازک ( $1 < d < 4$  میکرومتر)، ضخامت را می‌توان به راحتی در آزمایشگاه با اندازه‌گیری ( $z$ )، با توجه به دانش مناسب از پارامترهای فیلم، تعیین کرد.

چسبندگی فیلم مشکل مهم دیگری است که اصولاً برای مطالعه توسط SAM مناسب است. تعدادی از مطالعات انجام شده است که در ریچارد و همکاران [۳۳] به خوبی خلاصه شده است. ایده اصلی استفاده از یک عدسی صوتی با  $NA$  بالا است تا امواج ریلی و لامب را در سیستم چند لایه تحریک کند. سپس می‌توان منحنی‌های پاشندگی اندازه‌گیری شده تجربی را با منحنی‌های پیش‌بینی شده توسط تئوری برای مودهای مختلف تماس سطحی مقایسه کرد: کامل، متوسط یا از دست دادن تماس. مشخص شد که در دو مورد محدود کننده، تطابق بسیار خوبی بین تئوری و آزمایش وجود دارد و فصل مشترک‌های ناقص شناخته شده بین این دو قرار دارد. در نهایت، مشخص شد که امواج فشرده‌سازی سطحی (SSCW) حتی حساس‌تر از امواج لامب تعمیم‌یافته به شرایط فصل مشترک هستند.

### ۳.۵.۱۷ NDE مواد

تصویربرداری زیرسطحی با تمرکز یک عدسی صوتی در زیر سطح انجام می‌شود. تضعیف در جامدات، که ممکن است بسیار زیاد (کامپوزیت‌ها) یا بسیار کم (تک بلورها) باشد، عامل اصلی در محدود کردن حداقل عمق تصویربرداری خواهد بود. ماهیت هم‌کانونی تصویربرداری صوتی زیرسطحی به گونه‌ای است که می‌توان برش‌های تصویر صفحه به صفحه را به دست آورد. نمایشی برای کامپوزیت‌ها در Khuri-Yakub و Rheinholdsten [۳۴] ارائه شده است.

وجود تنش در مواد را می‌توان با میکروسکوپ صوتی با تأثیر تنش بر سرعت صوت از طریق ثابت‌های الاستیک مرتبه سوم اندازه‌گیری کرد. برای تنش سطحی و نزدیک به سطح، SAM ابزار مفیدی برای تشخیص وجود تنش اعمالی و پسماند است، با استفاده از تشخیص ریلی یا SSCW، بسته به رویکردی که استفاده می‌شود، وضوح فضایی نسبتاً بالا دارد. تنش اعمالی منجر به اثر آکوستولاستیک، تغییر در سرعت به دلیل میدان تنش اعمال شده می‌شود. استفاده از LFB به جای فناوری معمولی SAM به دلیل انعطاف پذیری تزویج مایع و جهت و وضوح فضایی ۱ یا ۲ میلی‌متری ارائه شده، مزیتی دارد. نمایشی

از این تکنیک توسط لی و همکاران [۳۵]، برای آلومینیم T6 6061 با استفاده از امواج ریلی و SSCW و برای PMMA با استفاده از ارائه شده است. نمونه‌ها به‌شکل استخوان سگ بروید شدند و در یک لودر تک محوری با کرنش سنج‌های متصل به‌سطح قرار گرفتند. کالیبراسیون با استفاده از بار یکنواخت و سرعت اندازه‌گیری موازی و عمود بر جهت بارگذاری به‌صورت تابعی از کرنش و با اندازه‌گیری  $V(\theta)$  برای چندین مقدار ثابت کرنش انجام شد. این روش دو ثابت آکوستوالاستیک اصلی را برای ماده به‌دست می‌دهد که امکان اندازه‌گیری بعدی میدان‌های تنفس غیریکنواخت ناشناخته را فراهم می‌کند. در هر دو مورد، توافق خوبی با محاسبات اجزای محدود به‌دست آمد.

تنش پسماند نزدیک به‌سطح را نیز می‌توان با استفاده از سرعت موج ریلی اندازه‌گیری کرد. مطالعه لیانگ و همکاران [۳۶] از اندازه‌گیری‌های فاز حل زمانی  $\tau_0$  امواج ریلی با استفاده از یک عدسی کروی استفاده کرد. توافق عالی برای تغییرات فضایی تنش پسماند در مقایسه با اندازه‌گیری‌های سختی واقعی ویکرز به‌دست آمد. باز هم، تکنیک آکوستیک به‌یک روش کالیبراسیون برای یک ماده معین نیاز دارد.

همچنین نشان داده شده است که تنش حجیم در جامدات را می‌توان با استفاده از میکروسکوپ آکوستیک تصویربرداری کرد [۳۷]. این تکنیک بر اساس اندازه‌گیری دوشکستگی صوتی تحت تنش اعمال شده است. مودهای برشی ایجاد شده توسط تبدیل مود را می‌توان تصویر کرد. آنهایی که از طریق ناحیه تحت تنش انتشار می‌یابند نسبت به مناطقی که از مناطق بدون تنش عبور می‌کنند، دامنه کاهش یافته است. با مقایسه این دو، می‌توان تغییرات میدان تنش را در سراسر حجم نمونه اندازه‌گیری و تصویر کرد. امواج طولی نتایج تکمیلی می‌دهند، یعنی حداقل دامنه در جایی که مود برشی حداقل دامنه را دارد. کاربردهای احتمالی شامل تشخیص تنش پسماند و تنش ناشی از ترک در سرامیک‌ها و کامپوزیت‌ها است.

ارزیابی کمی و کیفی اشکال ترک، ابعاد و نرخ رشد در مواد برای NDE، به‌ویژه در تعیین طول عمر تخمینی اجزای صنعتی، مهم است. تصویربرداری SAM به‌خوبی با این مشکل، به‌ویژه به‌دلیل توانایی زیرسطحی آن، سازگار است. یکی از ویژگی‌های تصاویر SAM از ترک‌ها، حاشیه‌های قوی مشاهده شده با فاصله  $\lambda_R/2$  است که به‌وضوح نشان می‌دهد که امواج ریلی در گیر هستند. این نتیجه‌گیری نیز با تحلیل نظری دقیق [۹] تأیید می‌شود. کوچکترین ترک‌هایی که توسط SAM قابل تشخیص هستند با ملاحظات صوتی برای حداقل عرض تعیین می‌شوند [۹]. از آنجایی که امواج ریلی نیاز به‌انتشار پیوسته دارند و شامل یک جزء قوی و برشی هستند، عمق نفوذ چسبناک کوچکترین عرض ترک را در یک فرکانس معین تعیین می‌کند. این طول به‌اندازه  $1/f$  متغیر است و برای آب در فرکانس یک گیگاهرتز، حدود ۱۸ نانومتر است. حداقل طول عمدتاً با ملاحظات زمان انتشار فرآصوت تعیین می‌شود زیرا تکنیک‌های پالس کوتاه عمدتاً برای تعیین این بعد استفاده می‌شود. به عنوان مثال، برای تشخیص یک ترک به‌طول  $100\text{ }\mu\text{m}$ ، به‌عرض پالسی حدود  $8\text{ ns}$  نیاز است. تکنیک پراش زمان انتشار (TOFD) برای شناسایی مسیرهای ممکن مختلف از عدسی صوتی تا ترک و سپس با استفاده از یک مدل پرتو برای شناسایی پژواک‌های برگشتی مشاهده شده توسط زمان عبور استفاده شده است. این مدل در مواد

<sup>۱۹</sup>Time-resolved phase

پلاستیکی تأیید شد و سپس برای اندازه‌گیری ترک‌های واقعی در آلیاژهای آلومینیوم-لیتیوم تا عمق ۲۲۰ میکرومتر اعمال شد. از همین روش برای اندازه‌گیری رشد ترک تحت بارگذاری الاستیک در آلیاژهای آلومینیوم استفاده شد و توافق خوبی با بازررسی مخرب بعدی به دست آمد. تشخیص ترک به طور کامل در گیلمور و همکاران [۳۸] بررسی شده است.

#### ۴.۵.۱۷ دستگاه‌های NDE

این بخش به دو حوزه مکمل کاربرد میکروسکوپ صوتی در NDE دستگاه‌های میکروالکترونیکی و نوری می‌پردازد. اولین مورد، منطقه صنعتی مهم بسته‌بندی میکروالکترونیکی تراشه‌های تک، تراشه‌های انباسته، مازول‌های چندتراشه‌ای و مازول‌های انباسته است. در اینجا نیاز به تشخیص کم هزینه و با سرعت بالا عیوب بسته بندی مانند نشتی، فضای خالی و لایه برداری و تجسم آنهاست. اصول مربوطه بر اساس تصویربرداری زیرسطحی از عیوب و مطالعات صوتی عیوب همانطور که در بالا مورد بحث قرار گرفت است. در حالت ایده‌آل، این آزمایش‌ها به صورت آنلاین و در زمان واقعی انجام می‌شوند. دوم تحقیق و توسعه در سطح آزمایشگاهی برای مشخص کردن همگنی تراشه‌های میکروالکترونیک و فیبرهای نوری است که با اندازه‌گیری تغییرات مکانی پارامترهای صوتی به دست می‌آید.

کاربرد SLAM و SAM در بسته بندی میکروالکترونیک به طور کامل توسط کرین و همکاران [۳۹] و [۴۰] Pfannschmidt [۴۰]، با نمونه‌های بسیاری از تصاویر آکوستیک و دیگر، پوشش داده شده است. در Pfannschmidt [۴۰]، تأکید ویژه‌ای بر ماهیت مکمل SAM، SLAM، اشعه ایکس، و تحلیل نوری و مخرب است. یکی از قسمت‌های مهم در بسته بندی سرامیکی چیپس است که یکی از اصلی ترین مسائل آن نشتی در آب بندی درب آن است. ورود رطوبت و سایر آلاینده‌ها منجر به خوردگی یا تغییر در خواص الکتریکی می‌شود. نشان داده شد که SAM در فرکانس ۵۰ هگاهرتز یک تکنیک مفید برای بازررسی درب مهر و مو م است که اطلاعات مربوط به عمق و تشخیص فضای خالی را برای دستگاه‌های لحیم کاری و سیل شیشه‌ای ارائه می‌دهد. تصویربرداری موج برشی در کرین و همکاران [۳۹]، برای ارائه وضوح خوبی برای تشخیص فضای خالی تا عمق ۲ میلی متر، نشان داده شد. مشخص شد که خرابی در دستگاه‌های بسته‌بندی پلاستیکی عمده‌تاً به دلیل انقباض دیفرانسیل است، و مشخص شد که SAM برای تشخیص ترک خوردگی و لایه‌برداری داخلی مفید است و بسیار مکمل بازررسی اشعه ایکس است.

ضمیمه کردن، پیوند بین یک تراشه نیمه رسانا و زیرلایه، زمینه دیگری است که SAM بسیار مفید هستند. یک پارچگی باند برای ایجاد تماس حرارتی، الکتریکی و مکانیکی خوب مهم است که همگی برای عملکرد صحیح دستگاه ضروری هستند. فضاهای خالی، ترک خوردگی و چسبندگی ضعیف از جمله مشکلات اصلی هستند و با تصاویر متعدد در کرین و همکاران [۳۹] و Pfannschmidt [۴۰] نشان داده شده است که اینها را می‌توان توسط SAM و SLAM شناسایی کرد. SAM برای کار در مود انکاس خوب است و می‌تواند اطلاعات منحصر به‌فردی را در مورد دیباند بدهد. سایر کاربردهای ویژه در بسته‌بندی میکروالکترونیک شامل تشخیص حفره‌ها در فصل مشترک‌های باند خودکار

نواری (TAB)، چسبندگی ضعیف در اتصالات لحیم شده و تشخیص سرنخ های لایه پوش شده است. این مطالعات دقیق بهوضوح نشان می دهد که SAM و SLAM اکنون ابزارهای تشخیصی ضروری برای بسته بندی میکروالکترونیک هستند.

تصویربرداری SAM از دستگاه های میکروالکترونیک اخیراً با توسعه تکنیک جدیدی به نام تصویربرداری صوتی با تماس خشک [۴۱] بهبود یافته است. برخی از تکنیک ای فراصوت نیاز به غوطه وری در نمونه دارند و این برای بسته های آی سی و در واقع برای برخی مواد مانند کامپوزیت ها مطلوب نیست. در روش تماس خشک، یک لایه نازک از پلاستیک روی نمونه تراشه قرار می گیرد تا آن را از مایع تزویج کننده آب جدا کند. مبدل های متمرکز در فرکانس  $30$  مگاهرتز با فاصله کانونی  $19/7$  میلی متر و  $50$  و  $100$  مگاهرتز با فاصله کانونی  $12/7$  میلی متر استفاده شدند. فیلم های پلاستیکی ساخته شده از پلی وینیلیدین کلرید (PVDC)، پلی وینیل کلرید (PVC) یا لاستیک سیلیکون با تخلیه هوا بین فیلم و سطح با یک پمپ دوار بر روی سطح نگه داشته شدند. زبری سطح یک نمونه معین با دو پارامتر  $\beta$  ارتفاع زبری و توزیع فضایی آن مشخص شد. طیف انعکاس با استفاده از آب به عنوان سیال تزویج کننده، پیک های گستردگی را برای سه مبدل در فرکانس های  $24$ ،  $32$  و  $37$  مگاهرتز، با قله های غوطه وری به طور قابل توجهی کمتر، نشان داد. این نشان می دهد که لایه به عنوان یک لایه تطبیق صوتی بین آب و سیلیکون عمل می کند. چندین کاربرد برای تصویربرداری دستگاه انجام شد: (۱) مشاهده لایه برداری ها در یک بسته دوگانه در خط، که در آن نقص هم در غوطه وری و هم در تماس خشک مشاهده شد، و (۲) بازرسی اتصالات لحیم کاری در آرایه شبکه توب (BGA) در تثبیت یک تراشه سیلیکونی به یک برد مدار چاپی. در این مرحله، نقص را نمی توان با غوطه وری در  $50$  مگاهرتز مشاهده کرد، در حالی که روش تماس خشک در هر دو فرکانس  $50$  و  $100$  مگاهرتز موفق بود [۴۲]. تمام نتایج تماس خشک را می توان با در نظر گرفتن ضرایب انتقال صوتی و انعکاس در فصل مشترک های مختلف در سیستم و همچنین میرایی در ورق های پلاستیکی توضیح داد.

دو ابزار نظارت میکروسکوپی دیگر اجزا و مواد دستگاه باید ذکر شود. کوشیبیکی و همکاران [۴۳] مطالعات گستردگی ای در مورد نقشه برداری ویفر با استفاده از LFB انجام داده اند. به عنوان مثال، مطالعات بر روی یک ویفر با برش  $LiTaO_3$  درجه  $Y$  انجام شد تا برای SH SAW استفاده شود. امواج SAW نوع ریلی در امتداد محور  $x$  برانگیخته شدند، زیرا مشخص شد که این جهت به ترکیب شیمیایی و ناهمگنی های الاستیک حساس تر است. آزمایش ها به عنوان یک نقشه برداری دو بعدی  $6 \times 6$  میلی متر مربع روی یک ویفر با قطر  $76$  میلی متر انجام شد. نتایج نشان داد که با اندازه گیری تغییرات سرعت، می توان کنترل کیفیت فیزیکی و شیمیایی را به شرح زیر انجام داد: (۱) LSAW V متناسب با دمای کوری بود که  $52m/s/{}^{\circ}C$  متفاوت بود، (۲) تغییرات  $Li_2O mol\%$  را می توان شناسایی کرد، و (۳) چند دامنه با قیمانده تولید شده در طول قطبش توسط ناهمگنی الاستیک تشخیص داده شد. مطالعه مشابهی بر روی بخش فیبرهای نوری پوشش داده شده [۴۴] انجام شد، که در آن بخش های مختلف با  $GeO_2$ ،  $F$ ،  $B_2O_3$  ناخالص شدند تا یک تغییر کنترل شده در ضریب شکست ایجاد شود. LFB برای مقایسه مشخصات V LSAW با ضریب شکست استفاده شد. توافق بسیار خوبی به دست آمد که نشان دهنده پتانسیل LFB به عنوان یک

ابزار مشخصه برای فیبرهای نوری و پریفرم‌ها بود.

## خلاصه

- عدسی کروی توسط لیمو و کوات توسعه یافته است و اساس کپی میکرو آکوستیک را تشکیل می‌دهد. انحرافات عدسی برای عدسی یاقوت کبود با آب ناچیز است زیرا مایع تزویج کننده و نقطه کانونی پراش محدود است. نقطه کانونی را می‌توان به صورت مکانیکی روی سطح نمونه روبش کرد تا یک تصویر صوتی تولید کند.
- عدسی استوانه‌ای کوشیبیکی و چوبچی اساس LFB را تشکیل می‌دهد. این برای اندازه‌گیری‌های کمی و اطلاعات توجیهی<sup>۲۰</sup> مفید است.
- پدیده  $V(z)$  از پدیده  $V(z)$  برای مطالعات کمی استفاده می‌شود. عدم تمرکز در امتداد جهت  $z$  منجر به یک سری قله می‌شود که از آن طریق می‌توان سرعت موج ریلی را تعیین کرد.
- تصویربرداری زیرسطحی از عیوب با میکروسکوپ آکوستیک امکان پذیر است زیرا امواج صوتی می‌توانند به عمق زیر سطح نفوذ کنند. عیوب را می‌توان با کانونی کردن مناسب عدسی صوتی به تصویر کشید. تصویر نسبت به تصویربرداری سطحی تخریب می‌شود.

## پرسش‌ها

۱. میکروسکوپ‌های نوری و صوتی را نقطه به نقطه با توجه به انحرافات نوری اصلی مقایسه کنید. در مورد مزايا و معایب کلی هر تکنیک نتیجه‌گیری کنید.
۲. سیال کوپلینگ ایده‌آل برای میکروسکوپ صوتی چه ویژگی‌هایی دارد؟ مایعات صنعتی و آزمایشگاهی موجود را در نظر بگیرید و تمام مواردی را که به نظر می‌رسد مفید هستند پیشنهاد دهید. در مورد اجرای عملی گزارش شده دلایل و اظهار نظر ارائه کنید.
۳. تصویربرداری زیرسطحی یکی از جنبه‌های مهم میکروسکوپ صوتی است. (۱) سیال تزویج کننده‌ای را انتخاب کنید که خواص بهینه را برای تصویربرداری زیرسطحی نشان دهد. توضیح دهید. (۲) انحرافات مشاهده شده در تصویربرداری زیرسطحی را با موارد موجود در تصویربرداری سطحی مقایسه کنید. (۳) در مورد وضوح و عمق نقص نهایی قابل دسترسی با تصویربرداری زیرسطحی نظر دهید.
۴. پژواک‌های انگلی احتمالی در بدنه عدسی و مایع تزویج کننده را در میکروسکوپ صوتی شناسایی کنید و راههایی برای از بین آنها پیشنهاد کنید.

<sup>۲۰</sup> Directional Information

۵. نشان داده شده است که تصویربرداری برودتی در هلیوم مایع عمدتاً به توبوگرافی سطح و نه به کنتراست ذاتی مواد حساس است. توضیح دهید.
۶. تصویربرداری با فشار بالا با استفاده از گاز بی اثر تحت فشار به عنوان محیط تزویج عملی نشان داده شده است. به دور از ملاحظات فنی، آیا محدودیت فشار بالا برای این رویکرد وجود دارد؟ توضیح دهید.
۷. در برخی از ترکیبات مایع-نمونه تزویج، پدیده  $V(z)$  مشاهده نمی‌شود. با کمک مدل دو پرتو، توضیح دهید که چگونه ممکن است این اتفاق بیفتد.



# كتاب نامه

- [1] Sokolov, S. Y., *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 64, 333, 1949.
- [2] Lemons, R. A. and Quate, C. F., Acoustic microscopy, in *Physical Acoustics*, Vol. XIV, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, London, 1979, chap. 1.
- [3] Weglein, R. D. and Wilson, R. G., Characteristic material signatures by acoustic microscopy, *Elect. Letts.*, 14, 352, 1978.
- [4] Kushibiki, J. and Chubachi, N., Material characterization by line-focus beam acoustic microscope, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-33, 189, 1985.
- [5] Germain, L. and Cheeke, J. D. N., Generation and detection of high order harmonics in liquids using a scanning acoustic microscope, *J. Acoust. Soc. Am.*, 83, 942, 1988.
- [6] Kessler, L. W., Acoustic microscopy—An industrial view, in Proceedings of the 1988 IEEE *Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1988, 725.
- [7] Lemons, R. A., Acoustic Microscopy by Mechanical Scanning, PhD Thesis, E. L. Ginzton Laboratory, Stanford University, Stanford, CA, 1975.
- [8] Attal, J. and Quate, C. F., Investigation of some low ultrasonic absorption liquids, *J. Acoust. Soc. Am.*, 59, 69, 1976.
- [9] Briggs, G. A. D., *Acoustic Microscopy*, Clarendon Press, Oxford, 1992.
- [10] Heiserman, J., Rugar, D., and Quate, C. F., Cryogenic acoustic microscopy, *J. Acoust. Soc. Am.*, 67, 1629, 1980.
- [11] Rugar, D., Resolution beyond the diffraction limit in the acoustic microscope, *J. Appl. Phys.*, 56, 1338, 1984.

- [12] Germain, L. and Cheeke, J. D. N., Acoustic microscopy applied to nonlinear characterization of biological media, *J. Acoust. Soc. Am.*, 86, 1560, 1989.
- [13] Chou, C. H., Khuri-Yakub, B. T., and Kino, G. S., Lens design for acoustic microscopy, *IEEE Trans. UFFC*, 35, 464, 1988.
- [14] Rugar, D., Cryogenic Acoustic Microscopy, PhD Thesis, E. L. Ginzton Laboratory, Stanford University, Stanford, CA, 1981.
- [15] Liang, K. K., Kino, G. S., and Khuri-Yakub, B. T., Material characterization by the inversion of  $V(z)$ , *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-33, 213, 1985.
- [16] Chubachi, N., ZnO film concave transducers for focusing radiation of microwave ultrasound, *Elec. Letts.*, 12, 595, 1976.
- [17] Labreche, A. et al., Scanning acoustic microscopy using PVDF concave lenses, *Elec. Letts.*, 21, 990, 1985.
- [18] Atalar, A., Degertekin, F. L., and Koymen, H., Recent advances in acoustic microscopy, in Proceedings of the 1991 IEEE *Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1991, 719.
- [19] Davids, D. A. and Bertoni, H. L., Bow-tie transducers for measurement of anisotropic materials in acoustic microscopy, in *Proceedings of the 1986 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1986, 735.
- [20] Khuri-Yakub, B. T. and Chou, C.-H., Acoustic microscope lenses with shear wave transducers, in Proceedings of the 1986 IEEE *Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1986, 741.
- [21] Yamada, K., Sugiyama, T., and Shimuzu, H., Planar-structure microscope lens for simultaneous acoustic and optical imaging, in Proceedings of the 1988 IEEE *Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1988, 779.
- [22] Atalar, A., An angular spectrum approach to contrast in the reflection acoustic microscope, *J. Appl. Phys.*, 49, 5130, 1978.
- [23] Bertoni, H. L., Ray-optical evaluation of  $V(z)$  in the reflection acoustic microscope, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-31, 105, 1984.
- [24] Pino, F., Sinclair, D. A., and Ash, E. A., New technique for subsurface imaging using scanning acoustic microscopy, *Ultrason. Int.*, 81, 93, 1981.
- [25] Saijo, Y., Acoustic microscopy – Beyond high resolution imaging, Proceedings of the 2009 IEEE *International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009, 37.

- [26] Foster, F. S. et al., Principles and applications of ultrasound backscatter microscopy, *IEEE Trans. UFFC*, 40, 608, 1993.
- [27] Lethiecq, M. et al., Principles and applications of high frequency medical imaging, in *Advances in Acoustic Microscopy*, Vol. 2, Briggs, A. and Arnold, W., Eds., Plenum Press, New York, 1996, chap. 2.
- [28] Vogt, M. and Ermert, H., In vivo ultrasound biomicroscopy of skin: spectral system characteristics and inverse filtering optimization, *IEEE Trans. UFFC*, 54, 1551, 2007.
- [29] Saijo, Y., Filho, E. S. F., Sasaki, H., Yambe, T., Tanaka, M., Hozumi, N., Kobayashi, K., and Okada, N., Ultrasonic tissue characterization of atherosclerosis by a speed-of-sound microscanning system, *IEEE Trans. UFFC*, 54, 1571, 2007.
- [30] Weiss, E. C., Anastasiadis, P., Pilarczyk, G., Lemor, R. M., and Zinin, P. V., Mechanical properties of single cells by high-frequency time-resolved acoustic microscopy, *IEEE Trans. UFFC*, 54, 2257, 2007.
- [31] Achenbach, J. D., Kim, J. O., and Lee, Y. C., Measuring thin-film constants by line-focus acoustic microscopy, in *Advances in Acoustic Microscopy*, Vol. 1, Briggs, A., Ed., Plenum Press, New York, 1995, chap. 5.
- [32] Tsukahara, Y. et al., An acoustic micrometer and its application to layer thickness measurements, *IEEE Trans. UFFC*, 36, 326, 1989.
- [33] Richard, P., Gremaud, G., and Kulik, A., Thin film adhesion investigations with the acoustic microscope, in Proceedings of the 1994 IEEE *Ultrasonics Symposium*, Levy, M., Schneider, S. C., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1994, 1425.
- [34] Khuri-Yakub, B. T. and Rheinholdsten, P. A., Nondestructive evaluation of composite materials using acoustic microscopy, in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol. 5B, Thompson, D. O. and Chimenti, D. E., Eds., Plenum Press, New York, 1986, 1093.
- [35] Lee, Y. C., Kim, J. O., and Achenbach, J. D., Measurement of stresses by line-focus acoustic microscopy, *Ultrasonics*, 32, 359, 1994.
- [36] Liang, K. K. et al., Precise phase measurements with the acoustic microscope, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-32, 266, 1985.
- [37] Drescher-Krasicka, E., Scanning acoustic imaging of stress in the interior of solid materials, *J. Acoust. Soc. Am.*, 94, 435, 1993.

- [38] Gilmore, R. S. et al., Acoustic microscopy from 10 to 100 MHz for industrial applications, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A, 320, 215, 1986.
- [39] Crean, G. M., Flannery, C. M., and Mathuna, S. C. O., Acoustic microscopy analysis of microelectronic interconnection and packaging technologies, in *Advances in Acoustic Microscopy*, Vol.1, Briggs, A., Ed., Plenum Press, New York, 1995, chap.1.
- [40] Pfannschmidt, G., Characterization of electronic components by acoustic microscopy, in *Advances in Acoustic Microscopy*, Vol. 2, Briggs, A. and Arnold, W., Eds., Plenum Press, New York, 1996, chap. 1.
- [41] Tohmyoh, H. and Saka, M., Dry-contact technique for high-resolution ultrasonic imaging, *IEEE Trans. UFFC*, 50, 661, 2003.
- [42] Tohmyoh, H. and Saka, M., Design and performance of a thin, solid layer for high-resolution, dry-contact acoustic imaging, *IEEE Trans. UFFC*, 51, 432, 2004.
- [43] Kushibiki, J. et al., Characterization of  $36^\circ YX\text{-}LiTaO_3$  wafers by line-focus-beam acoustic microscopy, *IEEE Trans. UFFC*, 42, 83, 1995.
- [44] Jen, C. K. et al., Characterization of cladded glass fibers using acoustic microscopy, *App. Phys. Lett.*, 55, 2485, 1989.

## فصل ۱۸

# میکروسکوپ صوتی میدان نزدیک

### ۱.۱۸ مقدمه

در میکروسکوپ صوتی مرسوم (میدان دور)، معیار ریلی نتیجه می‌دهد که وضوح فضایی با طول موج محدود می‌شود. با این حال، این شرایط را می‌توان با استفاده از اصل تصویربرداری میدان نزدیک که در آن یک کاوشگر یا سوراخ بسیار نزدیک به سطح قرار می‌گیرد، دور زد. اگر اندازه و فاصله کاوشگر  $d$  بسیار کمتر از طول موج  $\lambda$  باشد، وضوح با  $\square$  محدود می‌شود و نه  $\lambda$ . این اصل برای هر نوع موجی معتبر است و اولین بار توسط اش و نیکولا<sup>۱</sup> [۱] برای امواج الکترومغناطیسی و زینیوک و لاتوسک<sup>۲</sup> [۲] برای امواج فرراصوت نشان داده شد. یکی از مزیت‌های برخی از مدل‌های اولیه این بود که انرژی صوتی به داخل پروف (کاوشگر) سوزن هدایت می‌شد و این منجر به تلفات بسیار زیاد می‌شد. با این حال، توسعه میکروسکوپ تونل زنی روبشی (STM)<sup>۳</sup> و AFM به عنوان ابزار تشخیص منجر به چندین نوع بسیار کارآمد میکروسکوپ صوتی نیروی اتمی (AFAMs)<sup>۴</sup> شده است. تاکاتا و همکاران<sup>۵</sup> [۳] از یک نوک ارتعاشی ارائه شده توسط STM استفاده کرد که به موجب آن نوک کرنش‌هایی در نمونه ایجاد کرد که توسط مبدل پیزوالکتریک متصل به نمونه شناسایی شدند. سیگنال شناسایی شده به تعامل نوک-نمونه و انتشار فرراصوت از نوک به مبدل بستگی دارد. کرتین و استال<sup>۶</sup> [۴] میکروسکوپ ریزتغییر شکل را توسعه داده‌اند، دوباره بر اساس نوک ارتعاشی که به صورت مکانیکی در سرتاسر صورت روبش می‌شود، که در این مورد تغییر شکل‌های مقیاس میکرومتری در سطح ایجاد می‌کند.

<sup>۱</sup> Ash and Nicholls

<sup>۲</sup> Zieniuk and Latuszek

<sup>۳</sup> Scanning Tunneling Microscope (STM)

<sup>۴</sup> Atomic Force Acoustic Microscopes (AFAMs)

<sup>۵</sup> Takata et al.

<sup>۶</sup> Cretin and Stahl

در مود انتقال، یک تیرک کنسولی<sup>۴</sup> که با نوک الماس یا یاقوت کبود خاتمه می‌یابد در فرکانس‌های ۲۰ تا ۲۰۰ کیلوهرتز ارتعاش می‌یابد. ریزتغییر شکل‌ها باعث ایجاد فشار در نمونه می‌شود که توسط یک مبدل پیزوالکتریک ثابت شده بر روی صورت مقابل تشخیص داده می‌شود. آزمایش‌ها بر روی ویفرهای سیلیکونی و فولاد ضد زنگ چند کریستالی نشان داد که کنتراست تصویری با جهت‌گیری دانه‌ها مرتبط است. در مود بازتاب، کنسول به یک ترانس داسر پیزوالکتریک ثابت می‌شود که نتایج مکمل انتقال مشاهده می‌شود از اوایل دهه ۱۹۹۰، گروه‌های زیادی با استفاده از پیکربندی‌های مختلف، <sup>۵</sup> میکروسکوپ‌های صوتی میدان نزدیک را توسعه داده‌اند. اینها به تفصیل توسط رابه<sup>۶</sup> [۵]، هرلی<sup>۷</sup> [۶]، هیو<sup>۸</sup> [۷] و کیوبرز<sup>۹</sup> [۸] بررسی شده‌اند و ما رویکردهای آنها را از نزدیک دنبال می‌کنیم. ابتدا، ویژگی‌ها و کاربردهای اصلی STM و AFM با تأکید بر حساسیت دومی به انواع مختلف تعامل نوک-سطح پوشش داده شده است. سپس نشان داده می‌شود که چگونه AFM را می‌توان به روشی ساده تغییر داد تا به اشکال مختلف AFM صوتی منجر شود. بیشترین تاکید بر شکل رزونانس تماسی که توسط رابه و همکارانش<sup>۱۰</sup> [۹] ایجاد شده است، خواهد بود و به دنبال هرلی، ما از اصطلاح عمومی میکروسکوپ نیروی تشید تماسی (CR-FM)<sup>۱۱</sup> برای این پیکربندی استفاده خواهیم کرد. توجه ویژه‌ای به دینامیک تماس و روشی که آنها دینامیک کنسول را تغییر می‌دهند تا امکان اندازه‌گیری کشنش موضعی با وضوح فضایی بسیار بالا را فراهم کنند، معطوف خواهد شد. سپس انواع دیگر میکروسکوپ آصواتی کاوشگر مورد بحث قرار می‌گیرد و به دنبال آن یک پیکربندی جالب مورد استفاده در مطالعه امواج ریلی مورد بحث قرار می‌گیرد. این با بحث مختصراً در مورد بسیاری از انواع دیگر میکروسکوپ‌های کاوشگر دنبال می‌شود که همگی همچنان نقش مکملی در روش‌سازی نانوساختار مواد دارند.

اهمیت میکروسکوپ‌های کاوشگر را نمی‌توان اغراق کرد، زیرا آنها تکنیک‌هایی هستند که واقعاً درها را به روی تمام اشکال مختلف علم و فناوری نانو باز کردند. توسعه آنها برای اولین بار اجزه تصویربرداری، دستکاری و مطالعه کمی ساختارهای مقیاس اتمی روی سطوح را داد و آنها در طیف گسترده‌ای از رشته‌ها از زیست‌شناسی، پزشکی و علم مواد گرفته تا محاسبات کوانتمی و راههای جدید در علوم بنیادی به کار گرفته شده‌اند. از بسیاری جهات، توسعه این رشته تا حد زیادی به پیشرفت مداوم در ابزارهای تحلیلی بستگی دارد، از این‌رو اهمیت این فصل است.

## ۲.۱۸ میکروسکوپ تونل زنی روبشی

STM توسط بینینگ، روهر<sup>۱۲</sup> و همکارانش در سال ۱۹۸۱ کشف شد و موفقیت‌های سریع

<sup>۴</sup>cantilever

<sup>۵</sup>Rabe

<sup>۶</sup>Hurley

<sup>۷</sup>Huey

<sup>۸</sup>Cuberes

<sup>۹</sup>Contact-Resonance Force Microscopy (CR-FM)

<sup>۱۰</sup>Binnig, Rohrer

و شگفت انگیز در این زمینه منجر به دریافت جایزه نوبل برای محققان اصلی در سال ۱۹۸۶ شد. مفهوم ابزار بسیار ساده است زیرا بر پایه کوانتم است. تونل زدن بین نوک پرورب بسیار ضریف (در مقیاس نانو) و سطح رسانا. به طور کلاسیک، اگر تماسی وجود نداشته باشد، جریانی وجود ندارد. از نظر مکانیک کوانتمی، جریان به صورت  $| -2KW | \exp$  تغییر می‌کند، که در آن  $W$  ارتفاع سد انرژی است. این وابستگی نمایی جریان تونل زنی در منشاء قدرت تفکیک مکانی بسیار بالای عمودی دستگاه است. وضوح جانبی با جزئیات انتهای نوک تعیین می‌شود. تئوری کوانتمی نشان می‌دهد که جریان تونل زنی متناسب با چگالی الکترونیکی محلی حالت‌ها است که نوک از روی سطح عبور می‌کند و هندسه سطح آن را تعیین نمی‌کند. این در ک منجر به مطالعات گسترده‌ای در مورد سطوح نیمه‌هادی در کارهای اولیه شد که بسیاری از ویژگی‌های اتمی حل شده برای آن مشاهده شد.

ابزار واقعی باید با اختیاط راه اندازی شود زیرا به لرزش، عیوب سطح و غیره حساس است. نوک‌ها در اصل از تنگستن یا پلاتین-ایریدیوم ساخته می‌شوند، در حالی که امروزه تقریباً تمام کاوشگرهای روش از سیلیکون میکروماشین شده ساخته می‌شوند. مکانیابی و روش توسط دستگاه‌های پیزوالکتریک انجام می‌شود و جداسازی سطح نوک معمولاً در حد  $0.7\text{--}0.4\text{ }\mu\text{m}$  نانومتر است. تصاویر روش شده را می‌توان به همان روش SAM دریافت کرد. یک بایاس برای تنظیم مقدار جریان استفاده می‌شود و مودهای جریان ثابت یا ارتفاع ثابت معمولاً استفاده می‌شوند. یک محیط تمیز و پایدار ضروری است.

کاربردهای زیادی از STM وجود داشته است و بررسی خوبی توسط کولتون<sup>۱۴</sup> [۹] ارائه شده است. ما در اینجا فقط چند نکته بر جسته را پوشش می‌دهیم تا ایده‌ای در مورد نوع اطلاعاتی که می‌توان به دست آوردن و نوع عملیاتی که می‌توان انجام داد ارائه دهیم. یکی از بر جسته‌ترین موقوفیت‌های اولیه در تصویربرداری از سطح سیلیکون (۱۱۱) بود که بازسازی  $7\times 7$  را نشان داد، که تصویر نظری آن در آن زمان نامشخص بود. سایر سطوح و مورفولوژی‌های سطح و بسیاری از جاذبهای مختلف و واکنش‌های شیمیایی سطح مورد مطالعه قرار گرفتند. تصویربرداری به نیمه‌هادی‌های مرکب نیز تعمیم داده شد و با استفاده از میکروسکوپ الکترونی عبوری، ساختارهای مدفون را می‌توان مشاهده و مطالعه کرد. نقطه عطف دیگری با تصویربرداری از اولین سطوح فلزی،  $Au(111)$  در خلاء فوق العاده بالا (UHV) و هوا و به دنبال آن مطالعات جذب روی سطوح فلزی تک کریستال رخ داد. مطالعات زیادی بر روی گرافیت پیرولیتیک با جهت‌گیری بالا انجام شد، اما کارهای اولیه، مانند تک لایه‌ای خود مونتاژ شده، با مصنوعات همراه بود.

استفاده از STM در زیر آب برای اولین بار در سال ۱۹۸۶ برای تصویربرداری از گرافیت در آب دیونیزه و محلول شور نشان داده شد. این مهم بود زیرا محدودیت سطوح رسانا در UHV یا هوا را از بین برد و کار بر روی فرآیندهای الکتروشیمیایی و بیولوژیکی را فعال کرد. این کار شامل مطالعات خوردگی، فرآیندهای دینامیکی در فصل مشترک‌های الکتروشیمیایی، و به ویژه کار DNA و چند تصویر بود که به طور مستقیم ساختار مارپیچ دوگانه را نشان می‌داد. کار همچنین به مایعات برودتی برای مطالعات در مورد ابررسانایی، سیستم‌های مغناطیسی و امواج چگالی بار گسترش یافت.

برخی از کار در دمای پایین با STM بسیار باطنی بود و آزمایشگاه را به زمین بازی

<sup>۱۴</sup>Colton

برای نمایش اثرات کوانتوسی کتاب درسی تبدیل کرد. عامل توانمند در اینجا کشف این بود که STM می‌تواند برای دستکاری ماده در مقیاس اتمی استفاده شود تا اتم‌های منفرد بتوانند روی یک سطح به‌شکلی کنترل شده حرکت کنند. اثرات کوانتوسی جالبی کشف شد زیرا متوجه شدند که الکترون‌هایی که حالت‌های سطحی را در یک سطح بسته‌شده اشغال می‌کنند، یک گاز الکترونی دو بعدی را تشکیل می‌دهند. الگوهای تداخل مختلف را می‌توان با پراکندگی الکترون از ساختارهای سطح کنترل شده مشاهده کرد. برای مثال، ایگلر و همکاران، اتم  $^{48}Fe$  را در یک ساختار دایره‌ای قرار داد تا یک «محوطه کوانتوسی» را تشکیل دهد که باعث ایجاد حالت‌های ویژه گسسته برای گاز الکترونی دو بعدی می‌شود، که نمایشی زیبا از کتاب درسی «ذره در یک جعبه» است. سایر فعالیت‌های مهندسی مولکولی مشابه منجر به تحقق توابع نانوسکوپی AND و OR شد. جزئیات کامل و مراجع برای همه مطالعات فوق در کولتون<sup>۱۵</sup> [۹] آورده شده است.

اهمیت واقعی STM در این زمینه در ارتباط خاص آن با دستگاه‌های آکوستیکی که باید توضیح داده شود، نیست، بلکه به‌این واقعیت است که واقعاً پدر بزرگ یک خانواده کامل از ابزارهای کاوشگر بود. مردم از کارکرد آن شگفت‌زده شدند و این واقعیت که آنقدر خوب کار می‌کرد، تخیل را برای نسل جدید کاوشگرهای مشابه دنیای میکروسکوپی باز کرد.

### ۳.۱۸ میکروسکوپ نیروی اتمی

حتی با موفقیت چشمگیر STM، یک مشکل عمدۀ باقی ماند و آن این بود که نمی‌توان از آن برای مطالعه سطوح مواد عایق استفاده کرد. روگار و هانسما<sup>۱۶</sup> [۱۰] حکایت سرگرم کننده‌ای را بازگو می‌کنند که چگونه بیننیگ به‌فکر تصویربرداری با استفاده از نیروهای بین اتمی افتاد. در طول مدتی در تعطیلات سابتی زمانی که او استراحت می‌کرد و بیکار به‌سقف اتفاقش نگاه می‌کرد، به وجود آمد: ایده یک کاوشگر که روی سطح ناهموار روبش می‌شود و نیروها را اندازه‌گیری می‌کند، و اوریکا! ایده متولد شد. برای جلوگیری از ایجاد اختلال در موقعیت‌های اتمی، به‌یک کنسول با ثابت فنر بسیار ضعیفتر از ثابت فنر بین اتمی نیاز است. نویسنده‌گان خاطرنشان می‌کنند که انجام این کار به‌طرز شگفت‌آوری آسان است، زیرا یک فویل آلومینیومی خانگی ساده دارای ثابت فنر حدود یک نیوتون بر متر است، در حالی که محاسبات قبلی نشان می‌دهد که ثابت فنر بین اتمی در حد ۱۰ نیوتون بر متر است. اولین نمونه اولیه بسیار سریع ساخته شد زیرا بیشتر بقیه سازها بسیار شبیه STM هستند.

روگار و هانسما خاطرنشان می‌کنند که پنج جزء اساسی همه AFM‌ها وجود دارد:

۱. یک نوک تیز که روی فنر کنسول نرم نصب شده است
۲. ابزاری برای تشخیص انحراف کنسول
۳. یک سیستم بازخورد برای کنترل انحراف

<sup>۱۵</sup>Colton

<sup>۱۶</sup>Rugar and Hansma

۴. یک سیستم روش مکانیکی برای جابجایی نوک نسبت به نمونه در روش شطرنجی

۵. سیستم نمایش برای تصویربرداری

بسیاری از سیستم‌های مختلف در عمل استفاده شده است. بحث حاضر عمدتاً به دو مورد اول مربوط می‌شود. امروزه اکثر نوک‌ها از سیلیکون، اکسید یا نیترید با تکنیک‌های میکروماشین استاندارد ساخته می‌شوند. ابعاد معمولی  $100 \times 100 \times 10$  میکرومتر طول با مقطع مریع یا مستطیل چند میکرومتر در هر ضلع خواهد بود. بسیاری از سیستم‌های آشکارسازی استفاده شده است. اصل AFM این است که انحراف کنسول به نیروی توسط قانون هوک مربوط می‌شود،  $F = -kd$ ، که در آن  $k$  ثابت فنر کنسول و  $d$  انحراف اندازه‌گیری شده است. سیستم‌های انحرافی که مورد استفاده قرار گرفته‌اند عبارتند از STM، تداخل سنجی لیزری، حسگر خازنی و بسیاری دیگر. در واقع، تکنیک‌های انحراف نوری با استفاده از دیود نوری امروزه رایج‌ترین کاربرد را دارند.

برای درک پتانسیل کامل AFM، ابتدا باید نیروهای مختلف را در سطح نوک-نمونه در نظر گرفت. کلتون [۹] اینها را به خوبی خلاصه کرده است، که آنها را به نیروهای جذاب، دافعه و چسبنده تقسیم می‌کند:

- نیروهای جاذبه طبیعتاً برد زیادی دارند، همانطور که در تحلیل استاندارد واندروالس وجود دارد. همچنین ممکن است نیروهای مغناطیسی، الکترواستاتیک، آبگریز و مویرگی وجود داشته باشد. دومی، و همچنین آنهایی که به دلیل آلاینده‌ها و آب جذب شده، ممکن است در اکثر شرایط بر نیروهای واندروالس تسلط داشته باشند. بسیاری از این اثرات را می‌توان با کار در خلاء یا مایعات مختلف از بین برد. وجود مایعات نیز نیروی واندروالس نمونه-نوک را تغییر می‌دهد.

- نیروهای دافعه فعل و انفعالات بسیار قوی و کوتاه بردی هستند که به عنوان مثال با دیواره پتانسیل شب‌دار در پتانسیل لنارد جونز  $V = \frac{A}{r} + \frac{B}{r^{12}}$  نشان داده می‌شود. آنها در درجه اول به دلیل تعامل کره سخت یا دافعه متولد شده هستند. از نظر مکانیکی کوانتوسی، می‌توان آنها را به دلیل اصل پائولی بیان کرد. نیروهای الکترواستاتیک دافعه نیز می‌توانند بسیار مهم باشند، به ویژه در سطوح مایع. در نهایت، نیروهای فضایی با طبیعت آنتروپیک دافعه برای مولکول‌های زنجیره‌ای یا پلیمرها نیز وجود دارد.

- توصیف نیروهای چسب پیچیده‌تر است و به تغییر شکل نوک و نمونه بستگی دارد. مدل‌های مختلف مکانیک شکست مانند جانسون-کندال-رابرتس (JKR) [۱۰] برای توصیف چسبنده‌گی، پیش‌بینی جهش به تماس برای دو سطح در مجاورت و نیروی کشش یا چسبنده‌گی متناظر استفاده شده‌اند. کلتون چندین مورد از این مدل‌ها را توصیف می‌کند، و همه آنها نیروی کششی مرتبه  $F_a = -\frac{1}{5}\pi W_{12} R$  را پیش‌بینی می‌کنند، که در آن  $W_{12}$ ، تقریباً برابر با میانگین هندسی انرژی‌های آزاد سطح و سطح نوک کار چسبنده‌گی است.

<sup>۱۷</sup> Lennard Jones potential

<sup>۱۸</sup> Johnson-Kendall-Roberts (JKR)

نیروهای نمونه نوک را می‌توان در زمینه منحنی‌های نیرو-فاصله، که می‌توان اندازه‌گیری کرد و مودی از تحلیل با AFM را نشان می‌دهد، توصیف کرد. با نزدیک شدن نوک به سطح، رفتار تقریباً به شرح زیر است:

- همانطور که کنسول به سطح نزدیک می‌شود، یک نیروی جاذب دوربرد احساس می‌کند.
- بسیار نزدیک به سطح، پروب ممکن است به دلیل نیروهای چسبنده به سطح تماس بپردد.
- با فشار دادن مداوم نوک به نمونه، نیروهای دافعه افزایش می‌یابد. نوک ممکن است نمونه را فرورفته کند. در این مرحله شکل منحنی نیرو می‌تواند اطلاعاتی در مورد خواص مکانیکی نمونه بدهد.
- با معکوس شدن فرآیند، نوک ممکن است پس از نقطه تماس اولیه، یک پیوند فیزیکی با نمونه حفظ کند.
- در بعضی مواقع، نوک خود را آزاد می‌کند، زیرا پیوند چسبنده شکسته می‌شود. از این نقطه می‌توان برای اندازه‌گیری نیروی کشش استفاده کرد که می‌توان آنرا با مدل‌های دقیق مقایسه کرد.

منحنی‌های نیرو معمولاً در حالت شبه استاتیک گرفته می‌شوند. اگر آنها در هر پیکسل از یک تصویر AFM گرفته شوند، نقشه‌های چسبنده‌گی سطح را می‌توان به دست آورد. به طور کلی، منحنی نیرو واضح‌ترین راه برای تفکیک وجود نیروهای جاذب، دافعه و چسبنده است و از این تکنیک می‌توان به طور بسیار مؤثری برای مطالعه خواص لایه‌های باند موضعی و جذب استفاده کرد. در این مرحله، در نظر گرفتن مودهای مختلفی که می‌توان از AFM در آنها استفاده کرد، مفید خواهد بود. در بیشتر موارد، آنها به شدت به شرایط نوک سطح بستگی دارند:

۱. حالت تماس: از لحاظ تاریخی، این رایج‌ترین مودی است که در آن نوک با سطح، با نیروی دافعه‌ای در حدود  $N^{-9}$ ، در تماس است. ارتفاع سطح نمونه را می‌توان به گونه‌ای تنظیم کرد که آنها را برابر کند تا ابزار به عنوان یک نقشانداز<sup>۱۹</sup> سطح نانوئی عمل کند. مشکلات ممکن است از لایه‌های گاز جذب شده مانند بخار آب و نیتروژن ایجاد شود که منجر به تشکیل خمیدیگی (گوزی یا کاوی، منیسک)<sup>۲۰</sup> و کنسول به سمت سطح کشیده می‌شود. نیروی منیسک می‌تواند تا ۱۰۰ نانو نیوتون باشد و می‌توان آن را تا حدودی با عملیات در یک مایع خنثی کرد. مزیت مایع این است که نیروهای مویرگی و واندروالس را کاهش می‌دهد و فرآیندهای بیولوژیکی قابل مطالعه است.

<sup>۱۹</sup>Profilers

<sup>۲۰</sup>Meniscus

عیب مود تماسی این است که ممکن است باعث آسیب نمونه شود و برای برخی از نمونه‌ها نامناسب است. همچنین، هنگامی که یک مایع استفاده می‌شود، نیروهای الکترواستاتیکی افزایش یافته ممکن است رخ دهد. این منجر به افزایش نیروی نرمال شده که به‌نوبه خود نیروی اصطکاک بین نوک و سطح را افزایش می‌دهد. این می‌تواند به‌نمونه آسیب برساند و/یا نوک آن را کدر کند. مود تماسی برای تصویربرداری خوب نیست و از نظر تاریخی باعث ایجاد مصنوعات زیادی شده است. در نهایت، از آنجایی که بسیاری از نمونه‌ها مانند نیمه‌هادی‌ها را نمی‌توان به صورت غوطه‌ور در مایع استفاده کرد، مودهای غیر تماسی و سایر مودها ایجاد می‌شود.

۲. بدون تماس: در اینجا نوک ۵ تا ۱۵ نانومتر بالاتر از سطح نگه داشته می‌شود. این مود می‌تواند برای تشخیص نیروهای واندروالس و برای تصویربرداری استفاده شود. در حقیقت، به طور تجربی مشخص شده است که این مود است که وضوح اتمی واقعی را می‌دهد [۱۱]. یک مثال مشاهده نقص در سطح کلسیت بود که با غوطه‌وری در آب و یک کنسول ضعیف که نیروی سطحی حدود  $N^{-10} \times 7 \times 111 Si$  به دست آمد.

روش غیر تماسی دیگر از تکنیک مدولاسیون فرکانس استفاده می‌کند که به موجب آن تصاویری با تفکیک اتمی از بازسازی  $7 \times 111 Si$  به دست آمد.

۳. مود ضربه‌زدن: این تکنیک برای جلوگیری از آسیب سطح و در عین حال بسیار حساس به نیروهای سطحی استفاده می‌شود. از کنسول‌های نسبتاً سفت و نوسانات دامنه بزرگ (۰ تا ۱۰۰ نانومتر) استفاده می‌کند. از آنجایی که نوک زمان بسیار کمتری را در تماس صرف می‌کند، تخریب سطح نوک به حداقل می‌رسد. همچنین از چسبندگی جلوگیری می‌کند زیرا دامنه نوسان به اندازه کافی بزرگ است تا از چسبندگی نمونه نوک جلوگیری شود. حالت ضربه‌زدن همچنین می‌تواند در مایعات، با یک کنسول نرم‌تر با ثابت فنری در حد  $-1^{\circ}$  نیوتون بر متر استفاده شود. مود ضربه‌زدن برای کار با وضوح بالا بر روی نمونه‌های نرم و شکننده بسیار مناسب است. همچنین منجر به تکنیک ارزشمند دیگری، تصویربرداری فاز شد.

۴. تصویربرداری فاز: تصویربرداری فاز از پیکربندی مود ضربه‌زدن بهره برداری می‌کند و بسیار بیشتر از اطلاعات توپوگرافی ساده است. بسیاری از این کار توسط گارسیا و همکارانش در کولتون [۹] توضیح داده شده، پیشگام و بازیبینی شده است. این شامل نگاشت فاز کنسول در طول عملیات مود ضربه‌زدن نسبت به فازی است که توسط راننده پیزوالکتریک به کنسول ارسال می‌شود. تغییر فاز به برهمکنش‌های ویسکوالاستیک مانند چسبندگی و میرایی بین نمونه و نوک مربوط می‌شود. آنها همچنین نشان دادند که ناحیه محصور شده توسط حلقه پسماند در منحنی‌های نیرو-فاصله نیز معیاری از این اتلاف انرژی را نشان می‌دهد. مانند بسیاری از این تکنیک‌ها، تصویربرداری فاز به عنوان یک تقویت‌کننده کنتراست عمل می‌کند، لبه‌ها و ویژگی‌های ظرفی مانند لبه‌های دانه را برجسته می‌کند. تعداد فزاینده‌ای

از کاربردهای تصویربرداری فاز از جمله شناسایی آلاینده‌ها، اجزای تصویربرداری کامپوزیت‌ها، اصطکاک سطحی و چسبندگی وجود دارد.

## ۴.۱۸ AFM فراصوت

کلمات اختصاری مختلفی در ادبیات وجود دارد که عمدتاً مربوط به موقعیت و نوع مبدل محرک فراصوت است. با این حال، تقریباً تمام انواعی که مورد مطالعه قرار گرفته‌اند به‌یکی از دو دسته تقسیم می‌شوند:

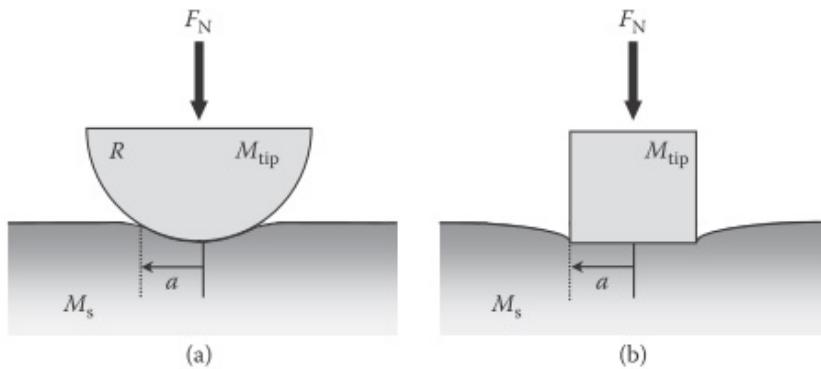
۱. CR-FM، که در آن اثر مکانیک تماس بر رفتار رزونانسی یک کنسول ارتعاشی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. هنگامی که نوک آن با سطح نمونه تماس پیدا می‌کند، کنسول آزاد تشدید کننده سفت‌تر می‌شود.

۲. میکروسکوپ نیروی دیود مکانیکی<sup>۲۲</sup>. در این مورد، اثر مکانیک تماس در رژیم اینرسی کنسول، در فرکانس‌های بسیار بالاتر از رزونانس مورد مطالعه قرار می‌گیرد. این اثر در دامنه‌های فراصوت بزرگ رخ می‌دهد که در آن نوسان‌هایی در قسمت غیرخطی منحنی نیرو-فاسله وجود دارد که منجر به ایجاد نیروی خالص در هر تناوب روی کنسول می‌شود. این شامل زیرمجموعه‌ای از اثراها است که در آن کنسول در دو فرکانس همسایه برانگیخته می‌شود و باعث ایجاد اثرات فرکانس ضربتی می‌شود. زیرمجموعه دیگری وجود دارد که با جزئیات برای مورد موج صوتی سطحی (SAW) ارائه شده است که در آن سیگنال صوتی در فاصله ماکروسکوپی دور از نوک برانگیخته و جایی که تشخیص با استفاده از اثر دیود مکانیکی انجام می‌شود. تمام این پیکربندی‌های مختلف به‌ترتیبی که در بالا ارائه شد، در ادامه با جزئیات مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

### ۱.۴.۱۸ مدل فیزیکی برای مکانیک تماس دینامیکی

بحث قبلی برای AFM نیروهای مختلف موجود در تماس نوک نمونه را خلاصه کرد. این ملاحظات همیشه در شرایط شبه استاتیک اعمال می‌شود. در مورد تحریک نوک در فرکانس‌های فراصوت، اطلاعات بیشتری در مدول الاستیک در فصل مشترک نوک نمونه، به‌ویژه پیوند بین شکل تغییر شکل تماس با مدول الاستیک محلی، مورد نیاز است. چندین نوع مدل تماس مورد مطالعه قرار گرفته است و دو مورد محدود کننده در شکل (۱.۱۸) نشان داده شده است. مدل استفاده شده در شکل (۱.۱۸)-الف به‌اصطلاح تماس هرتزی است. این مدل کلاسیکی است که تماس بین دو جسم الاستیک غیر منطبق (یعنی که در یک نقطه یا یک خط در حالت بدون بار بهم می‌رسند) ناهمسانگردی عمومی را توصیف می‌کند، با این شرط که سطح تماس در مقایسه با ابعاد آنها کوچک باشد. نظریه کشش خطی نیز فرض شده است.

<sup>۲۲</sup> Mechanical diode force microscopy



شکل ۱.۱۸: مدل‌هایی برای (الف) تماس هرتزی بین یک نوک نیمکره و یک نمونه صاف و (ب) تماس مسطح بین یک نوک صاف و یک نمونه صاف.

در این زمینه، با پیروی از هرلی [۲۳]، همسانگردی الاستیک و یک نوک نیمکره‌ای به شعاع  $R$  را فرض می‌کنیم. یک بار استاتیکی عمودی  $F_N$  یک ناحیه تماس دایره‌ای به شعاع  $a$  ایجاد می‌کند. در حد دیگر، تماس مسطح-پانچ [۲۴] در شکل (۱.۱۸)-ب، سطح تماس با قطر نوک  $2a$  تعیین می‌شود. در هر دو مورد، سفتی تماس توسط فار و همکاران [۲۵] [۱۲] ارائه شده است برای تماس الاستیک بین یک فرورفتگی متقارن در چرخش و یک سطح صاف داریم:

$$k = \frac{2}{\sqrt{\pi}} E^* \sqrt{A_c} \quad (1.18)$$

که در آن  $A_c = \pi a^2$  سطح تماس و  $E^*$  مدول الاستیک کاهش یافته است.  
برای تورفتگی نیمکره‌ای

$$k = 2aE^* \quad (2.18)$$

برای  $E^*$  داریم:

$$\frac{1}{E^*} = \frac{(1 - v_s^*)}{E_s} + \frac{(1 - v_T^*)}{E_T} \quad (3.18)$$

که در آن  $E_s, E_T$  و  $v_{s,T}$  به ترتیب مدول یانگ و نسبت پواسون از نمونه و نوک برای حالت همسانگرد هستند. رابه [۲۶] اشاره می‌کند که برای حالت کلی تر تقارن چرخشی سه یا چهار برابر، اگر مدول الاستیک کاهش یافته همسانگرد  $E/(1-v^2)$  با مدول فرورفتگی  $M$  [۲۷]

<sup>۲۳</sup>Hurley

<sup>۲۴</sup>flat-punch

<sup>۲۵</sup> Pharr et al.

<sup>۲۶</sup>Rabe

<sup>۲۷</sup>Indentation modulus

جایگزین شود، معادله (۳.۱۸) که باید به صورت عددی محاسبه شود، معتبر باقی می‌ماند، به طوری که

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1}{M_s} + \frac{1}{M_T} \quad (۴.۱۸)$$

برای تماس هرتزی،  $a$  به صورت زیر خواهد بود

$$a = \sqrt[۴]{\frac{۴RF_N}{۴E^*}} \quad (۵.۱۸)$$

که در آن  $F_N$  نیروی نرمال اعمال شده و  $R$  ساعع نوک است. در مورد یک پانچ مسطح،  $a$  از نظر هندسی همانطور که مستقیماً در شکل (۱.۱۸) دیده می‌شود، معلوم می‌گردد. فرقی نمی‌کند که کنسول تحت ارتعاشات خمسی یا پیچشی قرار گیرد، نیروهای نمونه نوک نیز در صفحه سطح وجود دارد. این نیروهای مماسی در جانسون [۱۳] توضیح داده شد و می‌توان آنها را به صورت زیر خلاصه کرد:

$$k_{lat} = \lambda a G^* \quad (۶.۱۸)$$

$$\frac{1}{G^*} = \frac{۲ - v_S}{G_S} + \frac{۲ - v_T}{G_T} \quad (۷.۱۸)$$

که در آن  $G_s$  مدول‌های برشی مناسب هستند و  $k_{lat}$  سختی جانبی است. برای اجسام همسانگرد،  $\frac{k_{lat}}{k} = \frac{۴G}{E}$  و برای [۵]  $E_T \gg E_S$

$$\frac{k_{lat}}{k} \approx \frac{۲(۱ - v_S)}{۲ - v_S} \quad (۸.۱۸)$$

رابه اشاره می‌کند که  $k_{lat}$  همیشه در کل محدوده قابل توجه است. به عنوان مثال، برای الماس  $۱/\sim ۰/۰$  و  $k/k_{lat} = ۲/۳$ ، در حالی که برای لاستیک  $۰/۵$  و  $k/k_{lat} = ۱۸/۱۹$  با مقدار متوسط  $k/k_{lat} = ۰/۸۵$  است.

سوال دیگر این است که مشخص شود چه میدان نیرویی در نمونه در ناحیه تماس واقعاً به کار می‌آید. این مربوط به تفسیر تصویربرداری زیرسطحی است. این به طور مستقیم توسط نیروی ساکن اعمال شده بر روی کنسول تعیین می‌شود. برای یک تماس هرتزی،  $a$  در بالا توسط معادله (۵.۱۸) آورده شده است، و با ترکیب آن با معادله (۲.۱۸)، داریم

$$k = \lambda a E^* = \lambda E^* \left[ \sqrt[۴]{\frac{۴RF_N}{۴E^*}} \right] = \sqrt[۴]{(۶E^*)^۴ RF_N} \quad (۹.۱۸)$$

کمیت  $F_N$  توسط چندین ملاحظات تعیین می‌شود. از طریق رابطه  $F_N = k_{levered}$  به انحراف  $d$  کنسول مربوط می‌شود. محدودیت دیگر این است که باید به اندازه کافی بزرگ باشد تا بر نیروهای چسبندگی غلبه کند به طوری که فقط نیروهای الاستیک در تماس نوک نمونه دخالت داشته باشند. در نهایت، تنش فشاری زیر نوک نیز شامل  $F_N$  می‌شود [۱۳]

$$\sigma_z = p_0 \left( 1 + \frac{z^2}{a^2} \right)^{-1} \quad (۱۰.۱۸)$$

که در آن  $\tilde{p} = 2F_N/(2\pi a^2)$  تنش اعمال شده در سطح  $z = 0$  است. با بررسی می‌توان دریافت که برای  $z_a > 3a$  به کمتر از  $10^\circ$  درصد مقدار خود در سطح کاهش می‌یابد، بنابراین تقریباً می‌توان فرض کرد که اندازه‌گیری‌ها عمق  $z'' \gg a$  را بررسی می‌کنند. این نتیجه را می‌توان به طور مستقیم در تفسیر تصویربرداری زیرسطحی و اندازه‌گیری‌های کمی استفاده کرد. بحث مفصل‌تری توسط رابه [۵] ارائه شده است.

## ۵.۱۸ میکروسکوپ نیروی تشیدید تماسی

فناوری نانو به اطلاعات مکانیکی در مقیاس نانو، مقادیری مانند مدول الاستیک، نیروهای چسبندگی و اصطکاک و غیره نیاز دارد. این همان اطلاعاتی است که توسط موج آکوستیک حجیم (BAW) در مقیاس ماکروسکوپی ارائه می‌شود، بنابراین ما باید به دنبال معادل آن در مقیاس نانو باشیم و تکنیک‌های لازم برای ارائه آن را توسعه دهیم. برخی از تکنیک‌ها اطلاعات مرتبطی را ارائه می‌دهند، اما کاملاً رضایت بخش نیستند. به عنوان مثال، مدول‌ها را می‌توان از نانو تورفتگی استنباط کرد، اما این تکنیک ذاتاً مخرب است و به دلیل اندازه فرورفتگی، وضوح فضایی ضعیفی را ارائه می‌دهد. AFM یک پلتفرم بالقوه آشکار برای فناوری‌های جدید است زیرا وضوح نانومقیاس دارد و به خواص مکانیکی محلی حساس است. در واقع، از ابتدا در حالت شبه استاتیک و فرکانس پایین با استفاده از منحنی‌های نیرو-فاصله اعمال شد. این تکنیک زمانی بهترین کار را انجام می‌دهد که انطباق کنسول با نمونه مطابقت داشته باشد، بنابراین بهتر است برای مطالعه مواد نرم تطبیق داده شود. مواد سفت‌تر، یعنی بیشتر مواد دیگر، به رویکرد متفاوتی نیاز دارند و طیف گسترده‌ای از تکنیک‌ها با عنوان تغییرات فراصوت یا آکوستیک AFM توسعه یافته‌اند. بیشتر این موارد در ادامه مطلب مورد بررسی قرار خواهند گرفت. ما با کلاسی شروع می‌کنیم که امیدوار کننده‌ترین روش را نشان داده است، یعنی تکنیک‌های رزونانس کنسول، که ویژگی‌های خود را با تماش نوک-نمونه اصلاح می‌کنند، که از آن می‌توان مقدار محلی مدول الاستیک را استخراج کرد. این تکنیک‌ها نام عمومی میکروسکوپ نیروی تشیدید کنسولی [۲] یا CR-FM داده شده است.

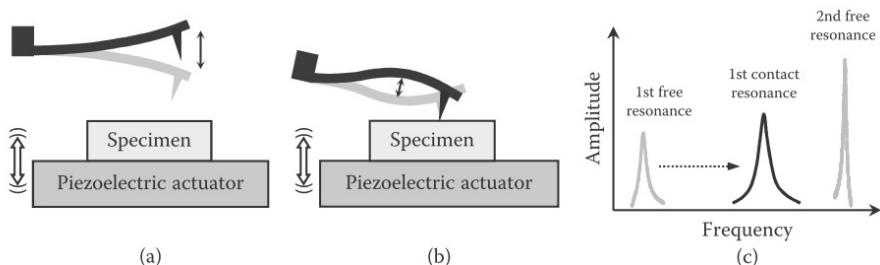
### ۱.۵.۱۸ میکروسکوپ صوتی نیروی اتمی

تکنیک‌های CR-FM برای اولین بار توسط رابه، آرنولد و همکارانش با استفاده از اصطلاح میکروسکوپ صوتی نیروی اتمی (AFAM) توسعه یافته‌اند و یک بررسی جامع از مبنای نظری توسط رابه [۶] ارائه شده است. هر لی [۶] یک بررسی بسیار شفاف از تکنیک‌های تجربی نوشه است، و به دنبال آن خلاصه‌ای چشمگیر از بسیاری از کاربردها [۱۴] آورده شده است. این بخش بهشت از هر سه این مقاله مروری عالی با تأکید بر جنبه تجربی و کاربردی استفاده می‌کند. ما با نگاهی به نحوه تغییر AFM به روشی ساده برای تولید پیکربندی CR-FM شروع می‌کنیم. این با توصیفی از فیزیک ساده زیربنای اندازه‌گیری، یعنی نوسانات کنسول آزاد، دینامیک نوک نمونه، و در نهایت دینامیک کنسول بارگذاری

<sup>۲۸</sup>Cantilever Resonance Force Microscopy (CR-FM)

شده دنبال می‌شود. استفاده از نمونه‌های مرتعن توسعه یافته توسط آرنولد و همکاران مورد تأکید قرار می‌گیرد زیرا این امر از بسیاری از مجھولات در تعیین مدول جلوگیری می‌کند. در نهایت، تعدادی از کاربردهای آزمایشی که این روش را تایید می‌کنند، مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

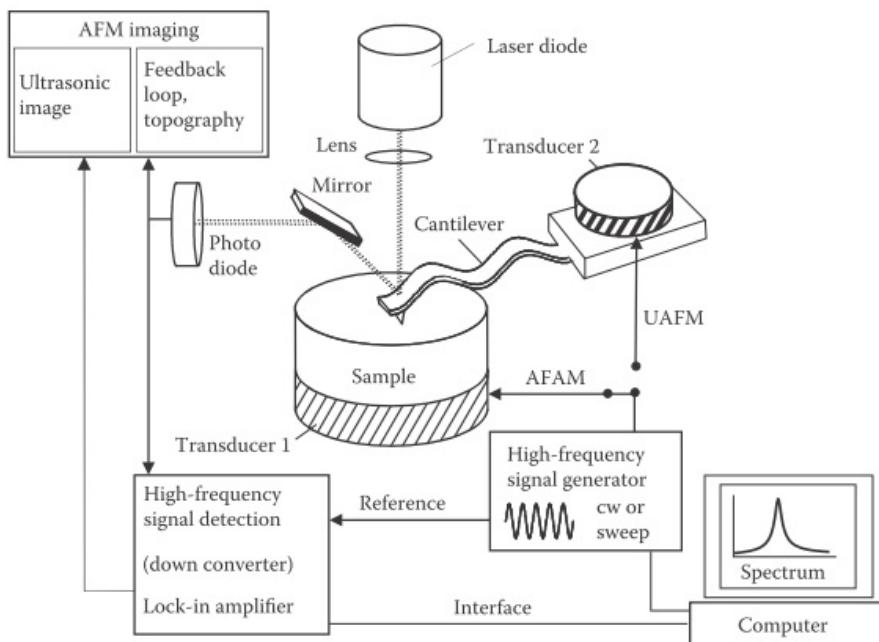
مفهوم اصلی روش در شکل (۲.۱۸) نشان داده شده است. سطح توسط مبدل طولی که روی آن نصب شده است در نوسان قرار می‌گیرد. کنسول می‌تواند همانطور که در شکل (۲.۱۸)-الف نشان داده شده است آزادانه ارتعاش کند یا همانطور که در (۲.۱۸)-ب نشان داده شده است تحت یک بار استاتیکی اعمال شده با سطح در تماس باشد. شرایط اخیر فرکانس تشدید را افزایش می‌دهد، همانطور که برای فرکانس تشدید اصلی در شکل (۲.۱۸)-ج نشان داده شده است. این تفاوت بهدلیل خواص مکانیکی در فصل مشترک نوک-نمونه است، و تجزیه و تحلیل نشان می‌دهد که چگونه می‌توان آنها را از روی تغییر فرکانس تعیین کرد.



شکل ۲.۱۸: مفاهیم CR-FM. مودهای رزونانسی کنسول توسط یک محرک پیزوالکتریک تحریک می‌شوند زمانی که نوک آن (الف) در فضای آزاد و (ب) در تماس با یک نمونه تحت یک نیروی ساکن اعمال می‌شود. (ج) طیف تشدید. رزونانس تماسی پایین‌ترین مرتبه در فرکانس بالاتری نسبت به رزونانس فضای آزاد اول رخ می‌دهد، اما کمتر از تشدید فضای آزاد دوم است.

راه اندازی آزمایشی اولیه در شکل (۳.۱۸) نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که این یک تغییر مستقیم از AFM به همراه برخی لوازم الکترونیکی اختصاصی اما استاندارد است. جزئیات در هرلی [۶] آورده شده است. مبدل توسط یک منبع سینوسی برانگیخته می‌شود و فرکانس برای بدست آوردن طیف جاروب می‌شود. رزونانس اول همیشه کمتر از یک مگاهرتز است و مقدار انحراف تا حدودی بالاتر از آن است به‌طوری که معمولاً پهنهای باند مرتبه ۲ مگاهرتز کافی است.

نکته کلیدی سیستم، انتخاب مناسب کنسول است. برای یک ماده معمولی "سفت" با مدول  $5^{\circ}$  گیگا پاسکال، یک کنسول با ثابت فنر در محدوده  $30^{\circ}$  تا  $5^{\circ}$  نیوتون بر متر مناسب است. از آنجایی که کنسول باید به صورت کمی مدل‌سازی شود، معمولاً یک تیر مستطیلی یکنواخت به طول چند صد میکرومتر، عرض  $3^{\circ}$  تا  $5^{\circ}$  میکرومتر و ارتفاع حدود ۵ میکرومتر است. چنین کنسولی از سیلیکون با محور بلند در امتداد  $110^{\circ}$  و محور نوک در امتداد  $001^{\circ}$  میکروماسین شده است. کنسول‌ها در مود خمشی برانگیخته می‌شوند. به عنوان مثال، برای فرکانس مود اصلی  $172$  کیلوهرتز، اولین تون در فرکانس  $1066$  کیلوهرتز است که



شکل ۳.۱۸: در حالت AFAM، ارتعاشات خمشی کنسول توسط یک مبدل در زیر نمونه (ترانسdiوسر ۱) تحریک می‌شود. ارتعاشات همچنین می‌تواند توسط یک مبدل تحریک شود، که انتهای ثابت کنسول را تحریک می‌کند (مبدل ۲، مود UFAM). مولفه فرکانس پایین سیگنال انحراف تیرک برای کنترل انحراف استاتیکی کنسول استفاده می‌شود. مولفه فرکانس بالا سیگنال به عنوان مثال توسط یک تقویت کننده قفل برای طیف سنجی فراصوت یا تصویربرداری ارزیابی می‌شوند.

نسبتی را در حدود  $6/2$  می‌دهد. ابعاد معمولی، ثابت‌های فنر و فرکانس‌های تشدید آزاد در هرلی [۴] آورده شده است. در ادامه، اکنون به تفصیل ارتعاشات کنسول "آزاد"، یعنی تیرک که با سطح تماس ندارد، و به دنبال آن یک رفتار کمی از تماس نوک و سطح را بررسی می‌کنیم. این ملاحظات مستقیماً به روشی برای تعیین مقدار محلی مدول الاستیک منجر می‌شود.

به طور مشخص نقشه راه به شرح زیر است:

۱. فرکانس‌های آزاد تیرک کنسول را به صورت تجربی تعیین کنید. با استفاده از مدل، ثابت کنسول  $c_{BL}$  را می‌دهد که در زیر تعریف شده است.
۲. فرکانس‌های تیرک کنسول را با نوک در تماس با سطح به صورت تجربی تعیین کنید. همراه با نتایج (۱)، این سفتی تماس نرمال شده  $k/k_{lever}$  را می‌دهد.
۳. از  $k/k_{lever}$  و مدل تماس فیزیکی برای تعیین مدول الاستیک موضعی در مقایسه فضایی داده شده با وضوح نوک استفاده کنید. در عمل، همانطور که نشان داده خواهد شد، تعیین واقعی بهتر است با مقایسه با نمونه مرجع انجام شود.

از آنجایی که بهتر است با ایجاد ترکیبی از نتایج رابه [۶] و هرلی [۶] پیش برویم، ما از یک نماد ترکیبی استفاده خواهیم کرد که از هر دوی آنها قرض گرفته شده و امیدواریم خواننده را قادر سازد تا به راحتی از یک منبع به منبع دیگر منتقل شود.

### ارتعاشات خمشی کنسول‌ها با انتهای بدون محدودیت

این مورد در شکل (۴.۱۸)-الف نشان داده شده است. فرض بر این است که تیرک نسبت به ابعاد عرضی آن بلند بوده و مستطیل شکل است. در این حالت می‌توان راه حل‌هایی را برای ارتعاشات خمشی تیرک به صورت تحلیلی به دست آورد. در اینجا باید توجه داشت که این رویکرد به طور ضمنی از یک مدل جرم توزیع شده برای کنسول استفاده می‌کند، زیرا نشان داده شده است که استفاده از مدل جرم نقطه‌ای یک ساده سازی بیش از حد است.

فرض می‌شود که تیرک در امتداد محور  $x$  با مختصات  $y$  در جهت ضخامت باشد. در این حالت معادله حرکت به صورت زیر است [۶]:

$$EI \frac{\delta^4 y}{\delta x^4} + \eta_{air} \rho A \frac{\delta y}{\delta t} + \frac{\delta^2 y}{\delta t^2} = 0 \quad (11.18)$$

که در آن،  $E$  مدول یانگ کنسول،  $\rho$  چگالی،  $A$  سطح مقطع،  $I$  گشتاور سطح اینرسی، و  $\eta_{air}$  ثابت میرایی است که میرایی هوای حرکت تیرک را مشخص می‌کند. بنابراین، یک تیرک همسانگرد الاستیک به طول  $L$ ، عرض  $w$  و ضخامت  $b$  را در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم که نوک آن در فاصله  $L_1 < L$  از انتهای گیره کنسول قرار دارد. ثابت فنر خمشی اهرم  $k_{lever} = Eb^3 w / 4L_1^3$  است.

جواب‌های هارمونیک معادله موج را می‌توان به شکل زیر جستجو کرد:

$$y(x, t) = (a_1 e^{\alpha x} + a_2 e^{-\alpha x} + a_3 e^{j\alpha x} + a_4 e^{-j\alpha x}) e^{j\omega t} \quad (12.18)$$

با جایگزینی معادله (۲.۱۸) در معادله (۱.۱۸)، رابطه پاشندگی یک موج خمشی با عدد موج مختلط  $\alpha$  بدست می‌آید:

$$EI\alpha^4 + j\rho A\eta_{air}\omega - \rho A\omega^2 = 0 \quad (13.18)$$

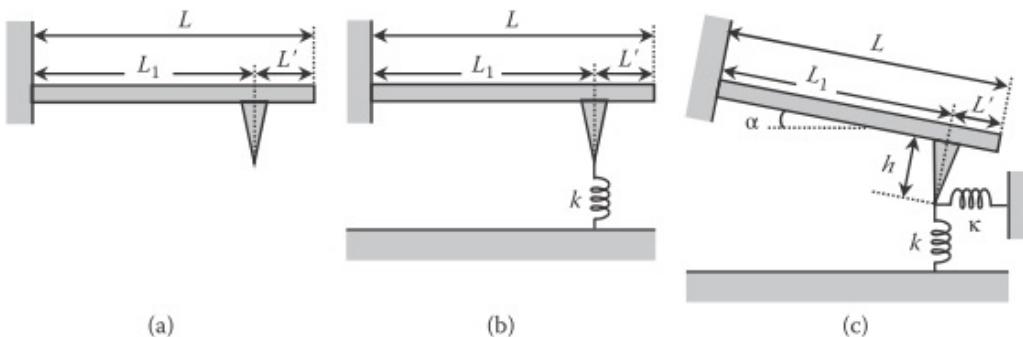
$$\alpha_{\pm} = \pm \sqrt{\frac{\rho A}{EI}} (\omega^2 \mp j\eta_{air}\omega) \quad (14.18)$$

برای  $\omega = 0$  این بصورت زیر ساده می‌شود

$$f = \frac{(\alpha L)^2}{2\pi} \frac{1}{L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \quad (15.18)$$

با نگاهی دیگر، این را می‌توان به صورت زیر نوشت [۶]:

$$(\alpha_n^2 L)^2 = 4\pi f_n^2 \frac{L^2}{b} \sqrt{\frac{2\rho}{E}} = f_n^2 (c_B L)^2 \quad (16.18)$$



شکل ۴.۱۸: مدل‌های دینامیک کنسول. (الف) نوک خارج از تماس (ب) نوک در تماس. فقط نیروهای الاستیک نرمال (عمودی) در نظر گرفته می‌شوند. (ج) نوک در تماس، با هر دو نیروی کشسان معمولی و مماسی.

که در آن  $f_n^{\circ}$  فرکانس  $n$ امین رزونانس خمشی آزاد و  $c_{BL}$  پارامتر کنسول است که حاوی ویژگی‌های کنسول مانند  $E$ ,  $\rho$  و  $L$  است.  
معادله (۱۶.۱۸) نیز می‌دهد

$$\frac{f_n^{\circ}}{f_{n-1}^{\circ}} = \frac{\alpha_n^{\circ} L}{\alpha_{n-1}^{\circ} L} \quad (17.18)$$

اعمال شرایط مرزی برای تیرکی که در یک انتهای گیره و در انتهای دیگر محدود نشده است:

$$1 + \cos \alpha_n^{\circ} L \cosh \alpha_n^{\circ} L = 0 \quad (18.18)$$

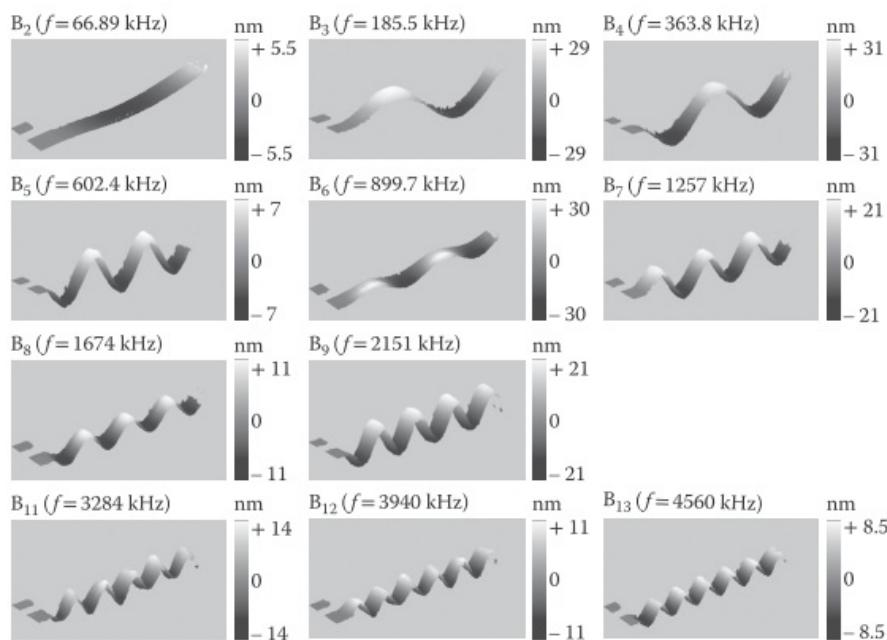
که در آن ریشه‌ها را می‌توان به صورت عددی برای اعداد مود  $n = 1, 2, 3, \dots$  محاسبه کرد و در رابه [۵] آورده شده است.

این تئوری یک نسبت به خوبی تعیین شده بین فرکانس‌های مختلف مود خمشی آزاد، مستقل از مقطع و طول پرتو را پیش بینی می‌کند. به عنوان مثال، نسبت فرکانس‌های سه مود اول به مود داده شده توسط رابه برابر  $17/55$ ,  $6/27$ ,  $34/39$  است. مقادیر تجربی این نسبت‌ها مفید است زیرا معیاری برای کیفیت کنسول هستند [۶]. مقادیر نزدیک به مقادیر نظری استفاده از مدل را برای کنسول مورد نظر تأیید می‌کند. انحراف از نظریه ممکن است به دلیل تغییرات در فرآیند ریزماشین کاری باشد، به عنوان مثال، بی‌نظمی در سطح مقطع است.

ضریب کیفیت  $Q$  از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$Q = \frac{\omega_n}{\Delta\omega} = \frac{\omega_n}{\eta_{air}} \quad (19.18)$$

بنابراین،  $Q$  با تعداد مودها افزایش می‌یابد. برای مود اصلی در هوا،  $Q$  به طور معمول چند صد است. در مقاله رابه [۶] نشان داده شده است که جابجایی فرکانس ناشی از میرایی



شکل ۵.۱۸: مودهای خمی یک کنسول ساخته شده از سیلیکون تک کریستال که با تداخل سنج نوری در هوا اندازه‌گیری می‌شود. فرکانس مود اول کمتر از حد تشخیص تداخل سنج بود. مود  $_{10}^{\circ}$  به دلایل نامعلومی شناسایی نشد. ابعاد تیرک  $44 \times 45 \times 161$  میکرومتر مکعب (ضخامت  $\times$  عرض  $\times$  طول) و ثابت فنر ساکن  $k_c = 0.94$  نیوتن بر متر طبق گفته سازنده بود.

در هوا ناچیز است، به طوری که مقادیر موجود در هوا به عنوان تشیدهای "آزاد"، یعنی همان در خلاء، در نظر گرفته می‌شوند. رابه مشاهدات تجربی جالبی را با استفاده از تداخل سنج لیزری از مودهای خمی بالاتر یک کنسول سیلیکونی تا  $n=13$  برای  $19$  کنسول از دو ویفر مختلف ارائه می‌کند (شکل ۵.۱۸). انحرافات مشاهده می‌شود و بیشتر آنها را می‌توان با یک مدل دقیق تر توضیح داد. در برخی موارد، انحرافاتی مشاهده شده را می‌توان به پیک‌های متعدد ناشی از تزویج مودها نسبت داد. بنابراین، اصلاحات زیادی وجود دارد که باید برای به دست آوردن توافق کمی سیستماتیک در نظر گرفته شود، اما به نظر می‌رسد تصویر اصلی مدل با این نتایج تأیید می‌شود.

### ارتعاشات خمی کنسول‌ها با نوک در تماس

ما ساده‌ترین حالت را که در شکل ۴.۱۸(ب) نشان داده است، در نظر می‌گیریم، که در آن برهمنکش نوک-نمونه الستیک و نیرو نسبت به سطح نرمال است. همانطور که در شکل نشان داده شده است، این اندرکنش با فنری با  $k$  ثابت نشان داده می‌شود که به عنوان سختی تماس شناخته می‌شود. محاسبات کامل در ترنر و همکاران [۱۵] ارائه شده است، اما ارائه پیچیده است و ما فقط یک شکل ساده شده از نتیجه نهایی را از

هرلی [۱۶] نقل می‌کنیم:

$$\frac{k}{k_{lever}} = \frac{2}{3} (\alpha_n L \gamma)^3 \frac{(1 + \cos \alpha_n L \cosh \alpha_n L)}{D} \quad (20.18)$$

که در آن  $L_1/L = \gamma$  موقعیت نسبی نوک است و  $D$  یک تابع مختلط مثلثاتی/هذلولی  $\alpha_n L$  و  $\gamma$  است. در تجزیه و تحلیل بعدی، مقادیر  $f_n$  برای محاسبه  $\alpha_n L$  با استفاده از شکل دیگری از معادله (۲۰.۱۸) استفاده می‌شود:

$$\alpha_n L = c_B L \sqrt{f_n} = \alpha_n^* L \sqrt{\frac{f_n}{f_n^*}} \quad (21.18)$$

مقادیر تجربی  $\alpha_n L$  به دست آمده در رابطه (۲۰.۱۸) برای بدست آوردن  $k/k_{lever}$  به صورت تابعی از  $\gamma$  استفاده می‌شود. نقطه متقاطع در نمودار مربوطه برای ثابت کردن مقادیر  $\gamma$  و  $k/k_{lever}$  برای این کنسول استفاده می‌شود. اگر نیروهای جانبی و میرایی اضافه شوند، همانطور که رابه [۱۶] بحث کرد، بحث پیچیده‌تر می‌شود.

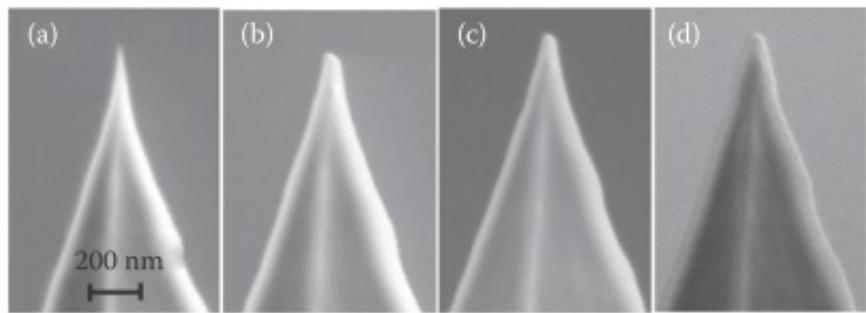
### مدل فیزیکی برای تماس نوک و سطح

ارتعاش‌های خمشی کنسول و تأثیر برهمکنش نوک و سطح بر آنها، اولین بخش مهم فیزیک در این مسئله در بالا پوشش داده شده است. اکنون بررسی دومین مشکل فیزیکی، یعنی ارتباط شکل تماس با خواص مکانیکی نمونه باقی مانده است. در اصل، مسئله با معادلات (۱.۱۸)، (۴.۱۸)، و (۵.۱۸) حل شده است زیرا آگاهی از مقادیر تجربی  $k/a$  و  $M_T$  امکان تعیین  $M_S$  را فراهم می‌کند. همه پارامترهای مورد نیاز به صورت تجربی قابل دسترسی هستند. با این حال، عدم قطعیت زیادی در تعیین آنها وجود دارد و برخی از آنها می‌توانند از نظر کیفی و کمی از آزمایشی به آزمایش دیگر تغییر کنند. به عنوان مثال، حتی ماهیت تماس می‌تواند پس از اندازه‌گیری‌های مکرر از هرتزی به پانچ مسطح تغییر کند. به همین دلیل است که رابه و همکاران [۱۶] یک رویکرد مرجع ایجاد کرده‌اند که در آن اندازه‌گیری‌ها بر روی یک نمونه آزمایشی (subscript "s") و یک نمونه مرجع مشابه و شناخته شده (subscript "ref") انجام می‌شود. بدست می‌آورند

$$E^* = E_{ref}^* \left[ \frac{k_s}{k_{ref}} \right]^m = E_{ref}^* \left[ \frac{\frac{k_s}{k_{lever}}}{\frac{k_{ref}}{k_{lever}}} \right]^m \quad (22.18)$$

که در آن  $m = 3/2$  برای تماس هرتزی و  $m = 1$  برای پانچ تخت. با دانستن  $E_{ref}^*$  و  $M_{tip}$  و  $k_{ref}/k_{lever}$  و  $k_s/k_{lever}$  می‌تواند مدول  $M$  نمونه را بدست آورد. معلوم می‌شود که اگر  $k_{ref} = k_s$  باشد، خطای ناشی از عدم قطعیت در دانش  $M_{tip}$  به حداقل می‌رسد. انتخاب نمونه مرجع نیز تحت تأثیر عوامل تجربی مانند حضور نسبی لایه‌های اکسیدی، آب جذب شده و زبری سطح است.

استن و پرایس [۱۶] با توسعه روش مرجع دوگانه، پیشرفت قابل توجهی در رویکرد نمونه مرجع ایجاد کرده‌اند. این امر بسیاری از مفروضات مربوط به نوک و کنسول را حذف می‌کند و دقت تعیین مدول را به طور قابل توجهی تا حدود ۳ درصد از مقدار مورد انتظار



شکل ۶.۱۸: تصاویر SEM از یک نوک AFM (الف) قبل از استفاده و (ب) - (د) پس از استفاده در آزمایش‌های AFAM. (الف) شعاع انحنای بیشتر از  $10\text{ nm}$  است. (ب) نوک شکسته است و  $R = 19 \pm 4\text{ nm}$  افزایش بیشتر در  $R$  و همین‌طور عرض نوک را می‌توان در (ج)  $R = 21 \pm 4\text{ nm}$  و (د)  $R = 37 \pm 2\text{ nm}$  مشاهده کرد.

محاسبه شده بهبود می‌بخشد. این روش بر روی نمونه‌های تک بلوری  $\text{CaF}_2(100)\text{MgF}_2(001)$  و  $\text{Si}(100)$  با ضخامت  $300\text{ nm}$  از طلا روی میکا آزمایش شد. زوج دو نمونه بهنوبه خود به عنوان مرجع انتخاب شدند. تجزیه و تحلیل نظری نتیجه می‌دهد

$$M_S = \frac{(k_{R1}^*/k_{R2}^*) - 1}{(k_{R1}^*/k_S^*)^n (1/M_{R2}) - (1/M_{R1}) + (k_{R1}^*/k_{R2}^*)^n (1/M_{R1}) - (1/M_{R2})} \quad (۶.۱۸)$$

که در آن شاخص‌های  $R1$  و  $R2$  به مراجع و  $S$  به نمونه اشاره دارد.

این مطالعه نیاز به دانش  $M_{tip}$  را از بین می‌برد، اما به طور متقاضی اجازه تعیین کمی آن پارامتر را می‌دهد. تصاویر SEM نشان داد که نوک  $\text{Si}(100)$  مورد استفاده در آزمایشات آنها مسطح بود و محاسبات نشان داد که مقدار مناسب  $100\text{ GPa}$  بود. این بدان معنی است که انتهای نوک در واقع از سیلیکون آمورف ساخته شده است که با توجه به فشارهای تماس بالا معقول است. دیگر مزایای جالب این تکنیک این است که نتیجه به شکل نوک، صاف یا کرویت، موقعیت آن یا نسبت قدرت اتصال تماسی حساس نیست.

موضوع اصلی در بحث تماس نوک-نمونه، مسئله سایش نوک است. هر لی و همکاران [۱۴] و [۱۵] با استفاده از تصویربرداری SEM و اندازه‌گیری‌های سختی تماس به صورت تابعی از بار استاتیک، این سؤال را با جزئیاتی در نظر گرفته‌اند. مشخص شد که سفتی بهترین وجه از یک رابطه نیروی شکل  $k \propto F_N^\beta$  پیروی می‌کند، که در آن  $\beta = 0$  بین  $\beta = 1/3$  برای پانچ صاف و  $\beta = 1/3$  برای نیمکره متغیر است. همانطور که انتظار می‌رود، سایش نوک با افزایش  $R$ ، در نتیجه  $a$ ، و در نتیجه افزایش  $k$  مطابقت دارد. همچنین مشخص شده است که بعد از چند ده اندازه‌گیری تمایل به اشباع دارد. این منجر به روشی با روش مربوط به سایش نوک را می‌توان با استفاده از اندازه‌گیری روی نمونه شده است. مشکلات مربوط برای اندازه‌گیری مرجع قبل و بعد از اندازه‌گیری روی نمونه شده است. مشکلات البته به قیمت کاهش وضوح فضایی است. نمونه‌ای از سایش پیشرونده نوک با استفاده در شکل (۶.۱۸) نشان داده شده است.

## تصویربرداری

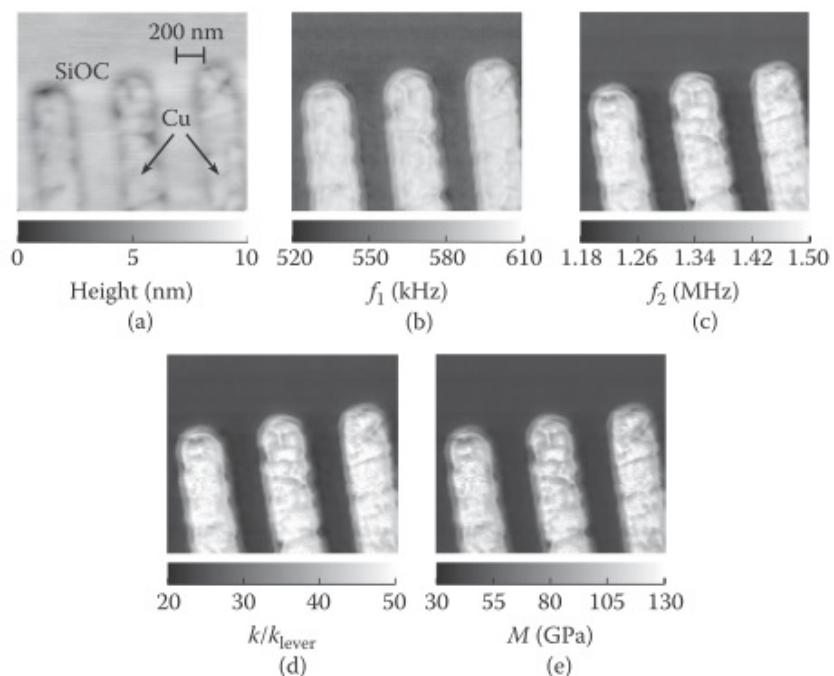
کار تصویربرداری اولیه بهسادگی با نظارت بر دامنه نسبی ارتعاش کنسول در فرکانس تحریک ثابت انجام می‌شود، زیرا نوک روی نمونه جاورب می‌شود. این تصاویر به اصطلاح دامنه دارای کنتراست هستند که ممکن است با انتخاب فرکانس تحریک کنترل شود، به طوری که مناطق با سختی یا انطباق بالاتر را می‌توان با انتخاب مناسب فرکانس برجسته کرد. با این حال، آنچه واقعاً می‌خواهیم، نقشه‌برداری از تغییرات مدول فرورفتگی و دیگر خواص نانومقیاس بر روی سطح است. مشکل اینجاست که پیروی از رویه‌ای که در بالا برای یک پیکسل توضیح داده شد، یک کسبوکار مصرف‌کننده داده است و اگر از رویکرد نیروی خشن پیروی شود، ممکن است چند روز طول بکشد تا یک تصویر واحد تولید شود. واضح است که این غیر قابل قبول است. اکنون چندین راه حل برای تصویربرداری سریعتر در دسترس است. به عنوان مثال، هرلی و همکارانش، یک فرآیند رדיابی فرکانس را با استفاده از پردازش سیگنال دیجیتال ایجاد کرده‌اند که زمان مورد نیاز را به‌طور چشمگیری کاهش می‌دهد. در این روش، فرکانس‌های اطراف تشدید با استفاده از نمونه‌گیری با سرعت بالا رדיابی می‌شوند. به‌این ترتیب در کمتر از نیم ساعت می‌توان تصویری با ابعاد  $256 \times 256$  پیکسل تولید کرد. این روش اجازه می‌دهد تا پیک تماس-رزونانس را برای هر موقعیت در ناحیه جاروب شده ردبایی کند و تصویربرداری کمی یا نقشه‌برداری از خواص نانومقیاس مانند سفتی الاستیک موضعی را امکان‌پذیر می‌کند.

یک مثال در شکل (۷.۱۸) نشان داده شده است. نمونه حاوی یک فیلم پتویی از یک شیشه آلی سیلیکات (SiOC) با ضخامت حدود  $280$  نانومتر بود. خطوط مسی در ترانشه‌های ایجاد شده در فیلم رسوب کردند و نمونه به‌آرامی حکاکی شد تا هرگونه لایه سطحی محافظ حذف شود. تصویر توپوگرافی در شکل (۷.۱۸)-الف نشان می‌دهد که نمونه بسیار مسطح با تغییرات ارتفاع حداقل  $10 - 5$  نانومتر است و خطوط مسی به‌وضوح قابل مشاهده هستند. تصاویر CR-FM برای دو مود خمی پایین در شکل (۷.۱۸)-ب و (۷.۱۸)-ج نشان داده شده است، آنها نشان می‌دهند که فرکانس تشدید تماس در مس بیشتر از مناطق SiOC است. نتایج حاصل از این تصاویر می‌تواند برای محاسبه سختی تماس نرمال شده  $k/k_{lever}$  استفاده شود، نقشه‌برداری حاصل در شکل (۷.۱۸)-د نشان داده شده است. نقشه مدول فرورفتگی را می‌توان با رویه‌های ذکر شده در بالا بدست آورد و نتیجه در شکل (۷.۱۸)-ه نشان داده شده است.

## کاربرد

هرلی بسیاری از کارها را تا به‌حال، هم برای تعیین مدول و هم برای تصویربرداری، همانطور که در بالا توضیح داده شد، خلاصه کرده است. ما یک نمای کلی از کار کمی ارائه خواهیم کرد و سپس چند مطالعه خاص را با جزئیات بیشتر پوشش خواهیم داد. واضح است که این رشتہ در مراحل اولیه خود است، بنابراین هدف در اینجا ارائه ایده‌ای از نوع اطلاعاتی است که می‌توان به‌دست آورد.

کار مدول تورفتگی روی تعداد زیادی مواد انجام شده است و جزئیات کامل و ارجاعات تا



شکل ۷.۱۸: نمونه‌ای از تصویربرداری کمی CR-FM. (الف) توپوگارفی. (ب) و (ج) تصاویر فرکانس تشدید تماسی از مود خمشی اول ( $f_1$ ) و دوم ( $f_2$ ) به ترتیب. (د) سختی تماس نرمال شده محاسبه شده از (ب) و (ج). (ه) نقشه مدول تورفتگی  $M$  محاسبه شده از (د)، همانطور که در هارلی [۱۹] توضیح داده شده است. فرکانس‌های فضای آزاد پایین‌ترین دو مود خمشی کنسول،  $f_1 = ۱۵۱/۳$  کیلوهرتز و  $f_2 = ۹۳۸/۰$  کیلوهرتز بودند.

سال ۲۰۰۷ در یک جدول خلاصه توسط هرلی [۱۹] ارائه شده است. این مطالعات شامل تک بلورها ( $CaF_2, MgF_2, Si, GaAs, InP$ ، سرمت)، صفحات (PTZ)، و لایه‌های نازک ( $Al, Au$ ، کربن الماس‌مانند، فریتها،  $Nb, Ni$  و  $SnSe$ ) و اشکال دیگر است. مانند خاک رس، نانوسمیمهای نانوتسسمهای نیاز دارند، مانند ویژگی‌های حوزه‌های کوچک و مرزهای دانه، استفاده خاصی که به‌این نیاز دارند، همکارانش تورفتگی CR-FM را با نانو تورفتگی برای لایه‌های نازک می‌کردند. هرلی و همکارانش تورفتگی CR-FM با ضخامت‌های لایه بین ۰٪ تا ۳ میکرومتر مقایسه کردند. توافق بسیار خوب بود، در همه موارد بهتر از ۱۰٪ و در محدوده مقادیر ادبیات برای مواد فله بود. اثرات ضخامت فیلم بر روی نتایج مدول برای فیلم‌های نیکل (ضخامت‌های ۸۰۰۲۰۰ و ۵۰ نانومتر) بر روی بسترهای سیلیکونی مورد بررسی قرار گرفت. مشخص شد که مدول برای لایه‌های نازک‌تر کوچک‌تر است، اما این احتمالاً به‌دلیل اثرات زیرلایه نیست، بلکه به‌دلیل تغییر در نانoblوری فیلم‌ها است. البته با توجه به عمق نفوذ تنی، اثرات زیرلایه در نقطه‌ای وارد عمل خواهد شد.

اثرات رطوبت بر تعیین مدول توسط هارلی و ترنر [۱۹] مورد مطالعه قرار گرفت. نمونه آزمایش یک فیلم نازک از FSG روی  $Si$  بود و یک صفحه شیشه‌ای بوروسیلیکات به عنوان

مرجع استفاده شد. آنها اثرات رطوبت را با گنجاندن عبارت میرایی در رابط نوک نمونه مدلسازی کردند. به طور تجربی، مشخص شد که سختی تماس اندازه‌گیری شده و مدول استنباط شده با رطوبت افزایش می‌یابد. این را می‌توان با عبارت میرایی به حساب آورد به طوری که مدول در آن صورت مستقل از رطوبت بود. این مطالعه نیاز به انجام این مطالعات بر روی سطوح بسیار کنترل شده را تقویت می‌کند.

یک مطالعه کامل از نیکل نانوکربیستالی (*nc*) توسط آرنولد و همکارانش انجام شد [۲۰]. یکی از محورهای اصلی مطالعه اول تعیین این بود که آیا مدول فرورفتگی وابسته به دانه‌بندی است یا خیر. ریزساختار با حالت ضربه‌زدن AFM و مطالعات پراش اشعه ایکس مشخص شد، در حالی که مدول فرورفتگی با اندازه‌گیری سختی تماس به صورت تابعی از بار مورد مطالعه قرار گرفت. اگرچه کاهش قابل توجهی در مدول فرورفتگی زیر  $30$  نانومتر وجود داشت، به این نتیجه رسیدیم که برای تأیید این موضوع به کار بسیار بیشتری در اندازه دانه کمتر از  $20$  نانومتر نیاز است. در یک مطالعه مرتبط، از AFAM برای مشاهده شروع پلاستیسیته در نیکل *nc* استفاده شد. هر دو سختی تماس و میرایی تماس  $Q^{-1}$  به صورت تابعی از بار نوک مورد مطالعه قرار گرفتند. پیکهای میرایی در بارهای خاص و همچنین کاهش سفتی تماس به دلیل هسته شدن حلقه‌های نابجایی جزئی در مرزهای دانه مشاهده شد.

## ۲.۵.۱۸ میکروسکوپ نیروی اتمی فراصوتی

یاماکا و همکاران [۲۱] اشاره کردند که در پیکربندی AFAM معایب متعددی وجود دارد، جایی که مبدل PZT در قسمت پشتی نمونه ثابت می‌شود. این موارد شامل (۱) انتخاب چسب مناسب برای هر نوع نمونه، (۲) آلودگی نمونه توسط چسب‌ها، بهویژه در مواردی که نیاز به تمیزی فوق العاده است، (۳) به دست آوردن لرزش یکنواخت در نمونه‌های بزرگ یا نامنظم، و (۴) ناخواسته است. همپوشانی قله‌های تشدید نمونه با قله‌های کنسول. پیکربندی میکروسکوپ نیروی اتمی فراصوت (UAFM) [۲۰] از این مشکلات جلوگیری می‌کند، زیرا مبدل PZT اکنون بهانهای آزاد کنسول متصل شده است تا با احتیاط بتوان اثرات کاذب ناشی از نمونه را از بین برد. اجرای این رویکرد بسیار نزدیک از AFAM پیروی می‌کند و از جاروب شطرنجی برای تعیین محل رزونانس‌ها استفاده می‌شود. تجزیه و تحلیل نظری ارتعاش‌های کنسول با آنچه قبلاً در بخش ۱.۵.۱۸ توضیح داده شد، یکسان است. از ارتعاشات کاذب نمونه با استفاده از صفحه گیره جلوگیری شد. چندین نمونه از کاربردهای UAFM به تفصیل در یاماکا و همکاران [۲۱] توضیح داده شده است. این موارد شامل موارد زیر است:

۱. ویژگی‌های پلاستیک‌های تقویت شده با فیبر کربن اوج رزونانس برای چندین منطقه، از جمله بیش از ماتریس اپوکسی و هسته و لبه الیاف کربن به دست آمد. تفاوت‌های قابل توجهی در مورد دوم وجود دارد که به تغییرات در درجه تثبیت به دست آمده در طول عملیات حرارتی نسبت داده می‌شود.

<sup>۲۹</sup>Yamanaka

<sup>۳۰</sup> Ultrasonic Atomic Force Microscopy (UAFM)

۲. خواص غیر یکنواخت در حوزه‌های متفاوت جهت‌گیری در PZT، از جمله کاهش سختی در نزدیکی مرزهای دانه.

۳. عیوب زیرسطحی در مقیاس نانو به عنوان مهمترین کاربرد UAFM دیده می‌شود. مطالعات دقیقی بر روی شکاف‌های زیرسطحی با عرض‌های مختلف انجام شد که به سه دسته تقسیم شدند: (الف) شکاف گسترده که توسط بار استاتیکی یا نوک ارتعاشی بسته نشده است، (ب) شکاف متوسط که توسط بار استاتیک بسته نمی‌شود، اما با دامنه ارتعاش‌ها بسته می‌شود، و (ج) شکاف باریک، که توسط بار استاتیک بسته می‌شود اما با حرکت نوک بطرف بالا باز می‌شود (کشش زیر سطحی). این مفاهیم برای تشخیص و توصیف نابجاگایی‌های لبه زیر سطحی، عمدتاً با نظرات بر تغییر در فرکانس تشدید به کار گرفته شد.

۴. نقص‌های زیرسطحی در دستگاه‌های میکرو، به عنوان مثال، شناسایی لایه لایه شدن زیرسطحی با تصویربرداری و تغییر فرکانس مربوطه با موقعیت.

۵. اصطکاک و سفتی جانبی. اثرات سفتی تماس جانبی با استفاده از مود تشدید پیچشی (TR) مورد مطالعه قرار گرفت.

### ۳.۵.۱۸ میکروسکوپ جانبی و مود TR

هر دوی این مودها شامل ارتعاش‌های پیچشی کنسول هستند، اگرچه این مودها به روش‌های کاملاً متفاوتی برآنگیخته می‌شوند. از این تکنیک‌ها می‌توان برای اندازه‌گیری سختی تماس بر بشی، مدول الاستیک و اصطکاک استفاده کرد. همانطور که در شکل (۴.۱۸)-ج نشان داده شده است، آنها ثابت‌های فنر جانبی را شامل می‌شوند. بررسی مختصراً توسط کوبرز [۲۲] ارائه شده است، و بررسی‌های بسیار دقیق‌تری توسط آرنولد و همکاران [۲۲] ارائه شده است.

### میکروسکوپ نیروی اصطکاک فرماصوتی

این تکنیک که میکروسکوپ صوتی نیروی اتمی جانبی یا میکروسکوپ نیروی اصطکاک تشدید نیز نامیده می‌شود، شامل مودهای جانبی است که مودهای خمشی در صفحه عمود بر جابجاگی خارج از صفحه مودهای خمشی معمولی هستند. مودهای درون صفحه خالص را نمی‌توان به صورت نوری تشخیص داد، اما معمولاً یک حرکت خارج از صفحه مشابه با مود پیچشی وجود دارد [۲۲]. مودهای جانبی توسط یک مبدل موج بر بشی که در پشت نمونه ثابت شده است تحریک می‌شوند. حرکت پیچشی حاصل تنها در نزدیکی یک TR قابل توجه است و اینجاست که می‌توان تمام اطلاعات کمی را به دست آورد. به طور تجربی مشاهده شده است که برای ولتاژهای تحریک مبدل کوچک، شکل خط تشدید لورنژیان است. با این حال، بالاتر از یک دامنه ارتعاش بر بشی بحرانی ( $2\text{~نانومتر}$ )، حداقل دامنه اشباع شده و به صورت تابعی از فرکانس صاف می‌شود. این اثر مربوط به شروع اصطکاک لغزشی است. اثر مسطح نیز در TR مستقیم مشاهده می‌شود که در ادامه با جزئیات بیشتر

توسعه داده خواهد شد. سختی جانبی تماس را می‌توان از فرکانس‌های تشید تماش در قیاس مستقیم با مورد AFAM برای نیروهای خارج از صفحه بدست آورد. در نهایت، مودهای جانبی نیز می‌توانند برای تصویربرداری در فرکانس‌های نزدیک به رزونانس تماس استفاده شوند. تغییرات در سفتی تماس نوک نمونه منجر به تغییرات دامنه با موقعیت می‌شود که مکانیسم کنتراست را فراهم می‌کند.

### مود TR – AFM یا TR

نوسان‌های پیچشی در کنسول توسط دو عنصر پیزوالکتریک طولی که در انتهای آزاد نصب شده‌اند، ایجاد می‌شوند، به‌طوری که چرخشی حول محور طول ایجاد می‌کنند. مبنای نظری کامل با استفاده از معادله میله پیچشی در امتداد خطوط نظریه AFAM برای مودهای خمشی توسعه یافته است. مکانیک تماس با استفاده از تئوری هرتزی و مدول برشی مورد استفاده قرار گرفت و مدل‌های درڑاگین-مولر-توپورو<sup>۳۱</sup> و JKR شامل نیروهای چسبندگی بود<sup>۳۲</sup>. مجدداً، پروتکل آزمایشی از پروتکل توسعه یافته برای AFAM پیروی می‌کند. طیف تشید آزاد برای هفت مود پیچشی اول مشاهده شد، و تطابق خوبی با تئوری برای فرکانس مرکزی، شکل تشید، و  $\zeta$  به‌دست آمد. یک مطالعه بسیار جالب از اصطکاک توسط صاف کردن رزونانس، همانطور که در بالا توضیح داده شد، بر روی تراشه Si(111) انجام شد.

## ۶.۱۸ میکروسکوپ اثر دیود مکانیکی

در بالا دیده شد که در انواع مختلف CR-FM، کنسول اجازه دارد در رزونانس نوسان کند و هنگامی که نوک با نمونه تماس پیدا می‌کند، ارتعاش‌ها آزاد آن به‌طور قابل توجهی تغییر می‌کند. به‌طور خاص، ارتعاش سفت می‌شود و از این اثر، می‌توان الاستیسیته نمونه را در تماس نوک-نمونه استنتاج کرد. اثر دیود مکانیکی از یک جهت حد مخالف است، به‌این صورت که اگر سطح نمونه توسط یک موج فراصوت در فرکانس بسیار بالاتر از رزونانس برانگیخته شود، کنسول به‌دلیل اینرسی به‌هیچ وجه نمی‌تواند فرکانس فراصوت را دنبال کند. با کمال تعجب، اگر دامنه فراصوت به‌اندازه کافی بزرگ باشد تا رژیم عملیاتی را در قسمت غیرخطی منحنی نیرو-فاصله قرار دهد، نوک نه تنها روی سطح می‌نشیند و فرورفته می‌کند، بلکه یک نیروی برآمدگی خالص از سطح ارتعاشی را احساس می‌کند. نقطه در تناوب به‌نظر می‌رسد که جابجاگی نوک حاصل می‌تواند به خواص الاستیک در تماس نوک-نمونه مربوط باشد، و این مبنای فیزیکی برای تکنیک‌های مختلف در این دسته است. از لحاظ تاریخی، میکروسکوپ نیروی فراصوت (UFM)<sup>۳۳</sup> بازیگر اصلی در این گروه بوده است و این مورد برای نشان دادن این اصل مورد استفاده قرار خواهد گرفت. در بخش‌های بعدی، چندین کاربرد امیدوارکننده دیگر از اثر دیود مکانیکی (MD)<sup>۳۴</sup> نیز توضیح داده خواهد شد.

<sup>۳۱</sup> Derjaguin-Muller-Toporov

<sup>۳۲</sup> Ultrasonic Force Microscopy (UFM)

<sup>۳۳</sup> Mechanical Diode (MD)

## ۱.۶.۱۸ میکروسکوپ نیروی فراصوتی

میکروسکوپ نیروی فراصوتی UFM توسط یاماناکا و همکاران<sup>[۲۳]</sup> در همان دوره عمومی AFAM، توسعه داده شد. این دو تکنیک از یک اصل در تشخیص اثرات در فصل مشترک نوک-نمونه استفاده می‌کنند، اما آنها در رژیم‌های فرکانس کاملاً متفاوت عمل می‌کنند. در بالا مشاهده شد که CR-FM یا AFAM در یکی از فرکانس‌های رزونانس مود خمشی کنسولی انجام می‌شود و ویژگی‌های نمونه از تأثیر آنها بر رزونانس کنسول استنتاج می‌شود. از سوی دیگر، UFM در فرکانس‌های بسیار بالاتر از رزونانس کنسول انجام می‌شود، به طوری که کنسول نمی‌تواند سیگنال فراصوت اعمال شده با فرکانس بالا را دنبال کند، اما نمونه را به صورت دوره‌ای فرورفتگی می‌کند. فرآیند فیزیکی اولیه توسط کوبرز<sup>[۳۴]</sup> توضیح داده شده است، در حالی که توضیحات پیشرفته‌تری توسط هیو<sup>[۳۵]</sup> ارائه شده است. یک تصویر فیزیکی واضح از نظر مدل جرم-چشمۀ نیز در کار اصلی یاماناکا و همکاران ارائه شده است. همانطور که هیو اشاره می‌کند، سه اصل اساسی در UFM دخیل است:

۱. سفت شدن دینامیک کنسول برای فرکانس‌های بسیار بالاتر از رزونانس
۲. تورفتگی دوره‌ای نمونه در نتیجه (۱)

۳. میانگین خالص نیروی فراصوت قابل تشخیص در هر دوره تحریک که عمدتاً به برهمنکش نوک نمونه بستگی دارد، که از آن می‌توان خواص نمونه (مدول) را استنتاج کرد.

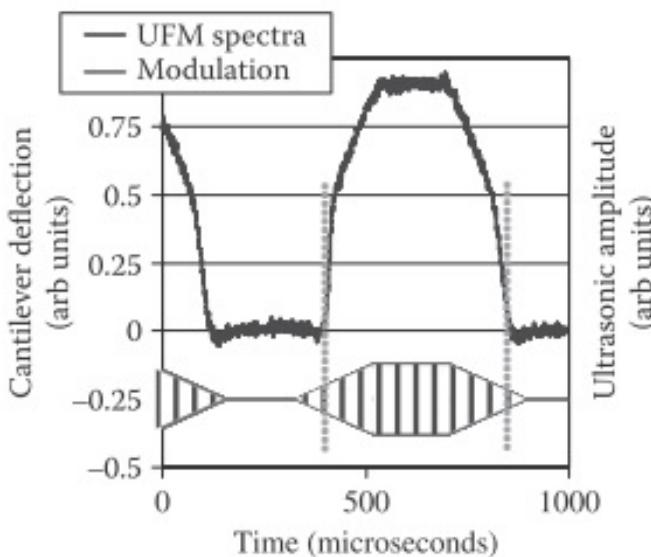
آزمایش با استفاده از مبدل زیر نمونه در شکل (۳.۱۸) به عنوان منبع فراصوت انجام شده است. به طور معمول، مبدل در فرکانس کافی بالا با دامنه افزایش یافته در شکل موج مثلثی تحریک می‌شود، همانطور که در شکل (۸.۱۸) نشان داده شده است، و انحراف کنسول به صورت تابعی از زمان اندازه‌گیری می‌شود. در یک دامنه به اندازه کافی بالا، نوک یک نیروی دافعه ناگهانی را احساس می‌کند و سطح را ترک می‌کند، به اصطلاح دامنه پرش (JOA)<sup>[۳۶]</sup> که در خط نقطه چین دیده می‌شود. این JOA به طور قابل توجهی به نیروی خالص در هر دوره تجربه شده توسط نوک کمک می‌کند، و از آن، تجزیه و تحلیل دقیق نشان می‌دهد که تعدادی از پارامترها را می‌توان استنباط کرد. منشا JOA را می‌توان با توجه به تماس نوک-نمونه با جزئیات بیشتر همانطور که در زیر انجام می‌شود مشاهده کرد.

نکته کلید UFM را می‌توان از منحنی نیرو-فاصله برای AFM مشاهده کرد، مانند شکل (۹.۱۸)، جایی که، طبق معمول، نیرو متناسب با انحراف اهرم است. نوک در ابتدا با یک نیروی اعمالی مناسب در یک نقطه که در شکل در یک فرورفتگی نقطه تنظیم  $S_{sp}$  قرار می‌گیرد. سپس مبدل با یک سیگنال فراصوت با افزایش دامنه فعال می‌شود که نمونه را به صورت سینوسی در جهت عمودی حرکت می‌دهد. از آنجایی که نوک نمی‌تواند ارتعاش نمونه را دنبال کند، ثابت می‌ماند و به صورت دوره‌ای نمونه را فرو می‌برد. وضعیت

<sup>۳۴</sup>Cuberes

<sup>۳۵</sup>Huey

<sup>۳۶</sup>Jump-Off Amplitude (JOA)

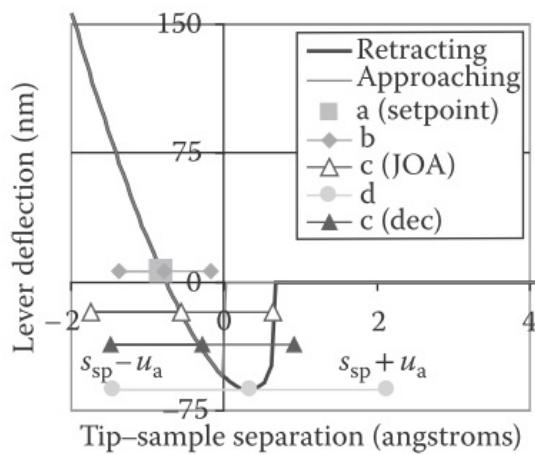


شکل ۸.۱۸: سیگنال مدولاسیون UFM معمولی و پاسخ کنسول اندازه‌گیری شده مربوطه.

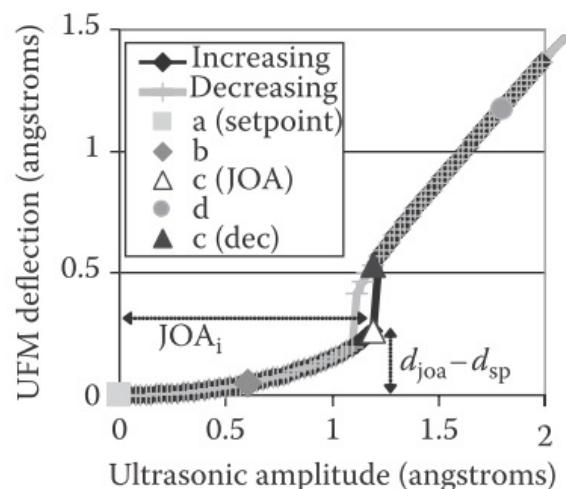
دامنهای مختلف فراصوت در شکل نشان داده شده است. همانطور که نوک ثابت است و سطح نوسان می‌کند، حرکت منطقه را در منحنی نیرو-فاصله بین دامنهای فراصوت شدید  $S_{sp} - u_a$  و  $S_{sp} + u_a$  ردیابی می‌کند. در حالی که نوک بهدلیل اینرسی نمی‌تواند سیگنال RF را دنبال کند، می‌تواند (و می‌کند!) از میانگین نیروی در هر تناوب  $F$  پیروی کند. این می‌تواند با موارد زیر محاسبه شود [۴]:

$$\bar{F} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} F(S_{sp} - u_a \cos \omega t) dt \quad (24.18)$$

این نیروی متوسط (DC) یک انحراف متناظر توسط کنسول ایجاد می‌کند، همانطور که در شکل ۱۰.۱۸ نشان داده شده است، جایی که دامنهای فراصوت متناظر با شکل قبلی نشان داده شده است. چنین منحنی‌هایی به صورت "منحنی‌های فراصوت" یا "طیف‌های فراصوت" شناخته و داده‌ها معمولاً از این طریق جمع آوری می‌شوند. برای نیروهای نقطه تنظیم استاتیک قابل توجه، در دامنهای کوچک، انحراف کنسول نزدیک به مقدار نقطه تنظیم است. با این حال، با افزایش دامنه، نفوذ به طور فزاینده‌ای بهبخش غیرخطی (دیود) منحنی نیرو-فاصله انجام که منجر به افزایش در نیروی میانگین دافعه می‌شود. در یک دامنه به اندازه کافی بالا، نمونه و نوک در واقع تماس خود را از دست می‌دهند، که منجر به ناپیوستگی در منحنی فراصوت، مطابق با شرایط JOA، همانطور که در طیف UFM شکل ۱۰.۱۸ نشان داده شده است. مقدار JOA به شکل منحنی نیرو-فاصله بستگی دارد که به نوبه خود توسط اندرکنش نوک نمونه تعیین می‌شود و این ارتباط بین تعیین JOA و مدول نمونه را فراهم می‌کند. همانطور که قبلاً ذکر شد، و با جزئیات بیشتر توسط



شکل ۹.۱۸: انحراف کنسول AFM در مقابل جداسازی نوک-نمونه در طول UFM با دامنه‌های فراصوت اعمال شده متفاوت ( $a = ۰,۰۶$  نانومتر،  $b = ۰,۱۲$  نانومتر،  $c = ۰,۱۸$  نانومتر،  $d = ۰,۷۵$  نانومتر).



شکل ۱۰.۱۸: طیف UFM انحراف کنسول در مقابل تحریک فراصوت، با همان دامنه‌های فراصوت مانند شکل (۹.۱۸): ( $a = ۰,۰۶$  نانومتر،  $b = ۰,۱۲$  نانومتر،  $c = ۰,۱۸$  نانومتر،  $d = ۰,۷۵$  نانومتر).

هیو<sup>۳۷</sup> و کوبرز<sup>۳۸</sup> بحث شد، منحنی نیرو-فاصله را می‌توان بر حسب پارامترهای نوک نمونه مانند مدول یانگ، چسبندگی، شعاع کاهش یافته، نیروی نقطه تنظیم، و ثابت فنر کنسول، مدل کرد. هیسترزیس در JOA بین افزایش و کاهش دامنه فراصوت مشاهده می‌شود و همچنین می‌توان از آن برای تعیین خواص مواد استفاده کرد<sup>۳۹</sup>. ساده‌سازی را می‌توان با استفاده از UFM دیفرانسیلی به دست آورد، که به موجب آن دامنه‌های آستانه  $a_i$  منحنی‌های فراصوت برای دو بار استاتیک نوک نمونه متفاوت  $F_i$  اندازه‌گیری می‌شوند. اگر این بارها خیلی متفاوت نباشند، می‌توان سختی تماس موثر<sup>۴۰</sup>  $S_{eff}$  را با رابطه زیر بدست آورد:

$$S_{eff} = \frac{F_2 - F_1}{a_2 - a_1} \quad (25.18)$$

مزیت این روش این است که برای بدست آوردن سفتی تماس، نیازی به عبور از مدل تماس نوک نمونه نیست.

کوبرز<sup>۴۱</sup> چندین مثال از کاربردهای UFM ارائه می‌دهد، و بسیاری از مراجع نیز توسط هیو<sup>۴۲</sup> ارائه شده است. هر دو مواد سخت و نرم را می‌توان در مقیاس نانو ترسیم کرد، اما باید به این واقعیت توجه داشت که UFM هم به چسبندگی و هم به کشش حساس است. در مورد AFAM، میدان تنش در تماس به‌زیر سطح نفوذ می‌کند و در برخی موارد امکان تصویربرداری زیرسطحی تا فواصل ۵۰۰ نانومتر را فراهم می‌کند. همانطور که به طور مستقیم انتظار می‌رود، این قابلیت با نیروی نقطه تنظیم و دامنه فراصوت افزایش می‌یابد. UFM همچنین برای ترسیم تغییرات سفتی در نانوذرات جداگانه استفاده شده است<sup>۴۳</sup>.

میکروسکوپ تیروی فراصوتی UFM همچنین می‌تواند در مود پتانسیلی<sup>۴۴</sup> استفاده شود، به این صورت که حتی یک کنسول نرم می‌تواند یک زیرلایه سخت را فرورفته و منجر به استفاده بالقوه آن به عنوان یک ابزار حکاکی شود. مشخص است که یک نوک فعال شده از طریق فراصوت اصطکاک در مقیاس نانو را کاهش می‌دهد یا از بین می‌برد<sup>۴۵</sup> به طوری که امکان تولید ویژگی‌هایی در مواد نرم نیز وجود دارد. احتمالات دیگر عبارتند از خود مونتاژ یا دستکاری نانوساختارها، نظارت بر زیرسطحی، و اصلاح، با استفاده از نیروهای نقطه تنظیم بالا و دامنه‌های فراصوت بالا<sup>۴۶</sup>.

## ۲۶.۱۸ میکروسکوپ نیروی اصطکاک فراصوتی دیود مکانیکی

یک اثر جانبی MD مشاهده شده است<sup>۴۷</sup>، مشابه JOA، که مربوط به ایجاد پیچش اضافی از کنسول است. از این پدیده می‌توان برای مطالعه سختی تماس برشی و اصطکاک استفاده کرد. می‌توان آن را با تحریک یک مبدل برشی ثابت در پشت نمونه اجرا کرد و مودهای پیچشی در دامنه برشی تحریک می‌شوند. مدل فیزیکی این است که یک روبش مکانیکی با سرعت کم در بارهای کم، پیچ خوردنگی را از طریق اصطکاک توسط مکانیسم "لغزش چوب" ایجاد می‌کند، که به موجب آن نوک بین کمینه‌های انرژی محلی می‌پردد. داده‌ها در قالب منحنی‌های فراصوت مانند UFM جمع آوری می‌شوند. آستانه

<sup>۳۷</sup>Huey

<sup>۳۸</sup>Cuberes

در بارهای بالاتر افرایش می‌یابد و سیگنال پیچشی بالاتری وجود دارد. همچنین یک برآمدگی انحرافی وجود دارد که با UFM متفاوت است و پیشنهاد می‌شود که این به دلیل وجود یک لایه نازک و چسبناک باشد. تجزیه و تحلیل کمی سختی جانبی موثر و مقاومت برشی را به دست می‌دهد.

### ۳.۶.۱۸ میکروسکوپ نیروی هترودین

میکروسکوپ نیروی هترودین (HFM)<sup>۳۹</sup> [۴] تکنیک عمومی برای چندین نوع است که در بخش‌های زیر توضیح داده می‌شود. دو مبدل پیزوالکتریک استفاده می‌شود، یکی در انتهای ازاد کنسول، دیگری در پشت نمونه. آنها در فرکانس‌های RF کمی متفاوت  $\omega_1$  و  $\omega_2$  تحریک می‌شوند. این باعث ایجاد یک اثر ضربانی می‌شود که می‌توان آن را با دو سیگنال اعمال شده در دو انتهای یک نانوتomas با عرض  $d$  توصیف کرد.

$$y_1(t) = A \sin \omega_1 t \quad (۲۶.۱۸)$$

$$y_2(t) = d_0 + A \sin \omega_2 t \quad (۲۷.۱۸)$$

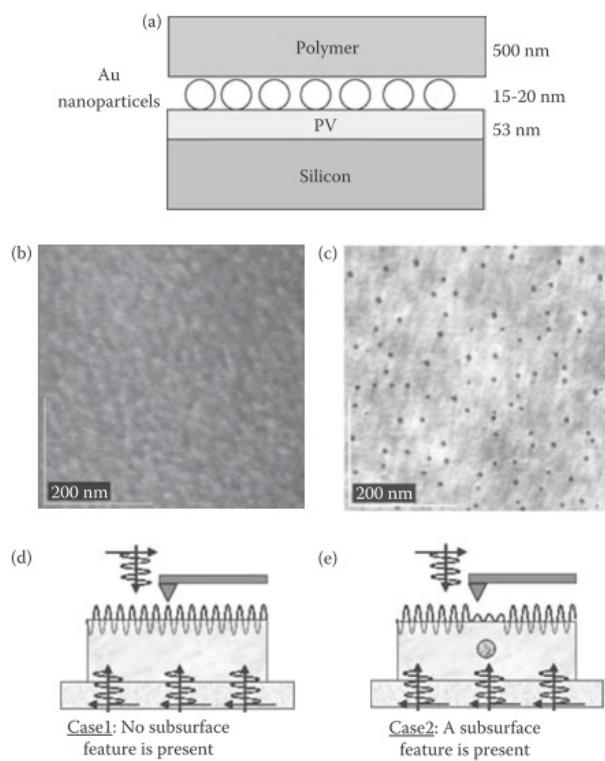
به طوری که جدایی بین این دو با زمان تغییر می‌کند

$$d(t) = y_2(t) - y_1(t) = d_0 + 2A \sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \cos \frac{\omega_2 + \omega_1}{2} t \quad (۲۸.۱۸)$$

این منجر به یک پاکت مدوله شده در  $\sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t$  می‌شود که حاوی نوسان سریع در  $(\omega_2 - \omega_1)/2$  است و  $d$  از  $d_0 + 2A \sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t$  تا  $d_0 - 2A \sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t$  متغیر است. تجزیه و تحلیل فوق برای نانوتomas مربوط به فصل مشترک نوک نمونه اعمال می‌شود. مانند UFM، در دامنه کوچک نیرو به طور متوسط به صفر می‌رسد، اما در دامنه‌های بزرگ که ناحیه غیرخطی MD را پوشش می‌دهد، یک نیروی خالص تشخیص داده می‌شود.

میکروسکوپ نیروی هترودین را می‌توان در هندسه UFM با استفاده از دو ژنراتور تابعی که در محدوده مگاهرتز کار می‌کنند، با فرکانس اختلاف چند کیلوهرتز پیاده سازی کرد. یک تقویت کننده قفل کننده برای نظارت بر دامنه و فاز در فرکانس ضربان استفاده می‌شود. وضعیت بسیار شبیه به UFM است، اما وجه تمايز مهم این است که اندازه‌گیری در فرکانس ضربان، وضوح زمانی سیگنال RF را حفظ می‌کند. بنابراین، هر تاخیر فاز کوچک، به عنوان مثال به دلیل فرآیندهای اتلاف کننده مانند اثرات ویسکو الاستیک، می‌تواند با وضوح بالا اندازه‌گیری شود. به عنوان مثال، در کوبرز [۴]، بسته به محدودیت‌های مرزی، تغییر کوچکی از زمان پاسخ PMMA پیدا شد. نوع دیگری از این تکنیک AFM تفاصل تشدید است که در آن فرکانس ضربان مطابق با رزونانس تماسی انتخاب می‌شود [۲۴].

<sup>۳۹</sup>Heterodyne force microscopy (HFM)



شکل ۱۱.۱۸: (الف) شماتیک یک سیستم نانوذرات طلا پراکنده شده بر روی یک بستر پوشش داده شده با پلیمر (PV) در زیر یک لایه پلیمری به ضخامت ۵۰۰ نانومتر مدفون می‌شوند. (ب و ج) یک تصویر توپوگرافی معمولی AFM. (ب) سطح پلیمر بالایی بدون خاصیت را نشان می‌دهد، در حالی که تغییر فاز SNFUH (ج) بهوضوح نانوذرات طلای مدفون شده را با وضوح بالا نشان می‌دهد. (د و ۵) توضیح شماتیک تصاویر در (ب) و (ج). در (۵)، موج ایستاده مختلف نمی‌شود زیرا هیچ ویژگی پراکنده‌گی زیرسطحی وجود ندارد. در (۵)، موج ایستاده صوتی در نتیجه پراکنده‌گی زیرسطحی، که توسط نوک میکروسکوپ پروب روبشی نظارت می‌شود، مختلف می‌شود.

#### ۴.۶.۱۸ روش هولوگرافی فراصوت میدان نزدیک

روش هولوگرافی فراصوت میدان نزدیک (SNFUH)<sup>۴۰</sup> در واقع یک توسعه ساده از HFM است که از همان پیکربندی AFM و مبدل‌ها استفاده می‌کند. نشان داده خواهد شد که این یک روش بسیار موثر برای تصویربرداری در مقیاس نانو از ساختارهای مدفون است و برای ساختارهای میکروالکترونیک (سخت) و بیولوژیکی (نرم) موفق بوده است.<sup>[۲۹, ۳۰]</sup>

ایده اصلی را می‌توان با مراجعه به شکل ۱۱.۱۸ مشاهده کرد. در مورد HFM، هم مبدل روی کنسول و هم مبدل زیر نمونه در فرکانس‌های RF کمی متفاوت از مرتبه یک مگاهرتز یا بالاتر تحریک می‌شوند که به طور قابل توجهی بیشتر از فرکانس تشدید کنسول

<sup>۴۰</sup> Scanning near-field ultrasound holography (SNFUH)

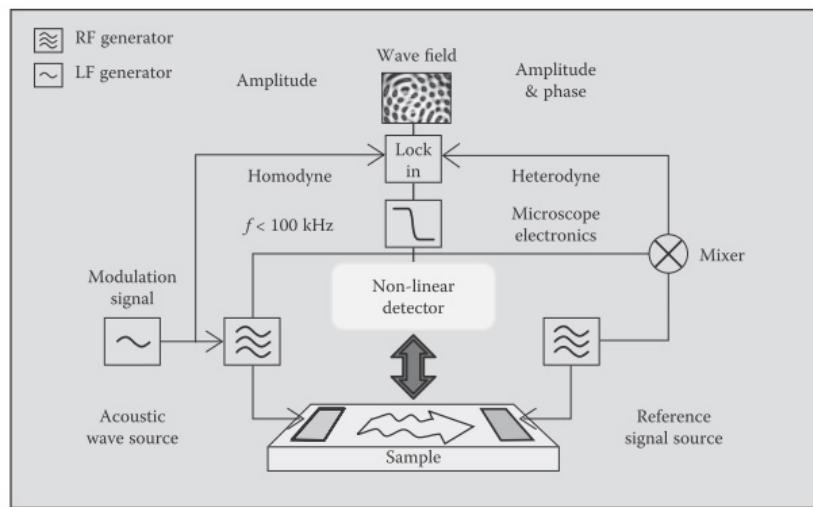
که از مرتبه  $100\text{ kHz}$  است. این دو فرکانس RF توسط برهمنکنش غیرخطی در نوک کنسول کوپل شده و فرکانس‌های مجموع و اختلاف ضربان تولید می‌شوند. این یک موج ایستاده روی سطح نمونه ایجاد می‌کند و فاز و دامنه فرکانس اختلاف توسط یک تقویت کننده قفل کنترل می‌شود. سپس AFM به روش معمول روبش می‌شود و می‌توان تصاویر فاز و دامنه تولید کرد. این روش بر روی چندین ساختار آزمایشی تایید شد و یکی از آنها در شکل (۱۱.۱۸) نشان داده شده است. شکل نمونه آزمایشی در شکل (۱۱.۱۸)-الف نشان داده شده است. نانوذرات طلای کلوئیدی روی سطح یک بستر سیلیکونی پراکنده شده و با پلی (۲-وینیل پیریدین) (PV) پوشانده می‌شوند. نانوذرات دارای قطر متوسط ۱۵ نانومتر بودند و همانطور که توسط میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) مشاهده شد، به خوبی پراکنده شدند. سپس یک لایه پلیمری دیگر با ضخامت حدود ۵۰۰ نانومتر در بالای ساختار قرار گرفت. روبش توپوگرافی AFM در (ب) یک سطح یکنواخت را بدون هیچ ویژگی قابل توجهی نشان می‌دهد. تصویر فاز SNFUH در (ج) به‌وضوح نانوذرات طلا را با کنتراست خوب نشان می‌دهد.

چگونه SNFUH می‌تواند این ذرات ریز را که در عمق نمونه قرار دارند، به‌وضوح تصویر کند؟ توضیح توسط شماتیک‌های (د) و (ه) ارائه شده است. شکل (۱۱.۱۸)-ه مریبوط به‌مواردی که هیچ نقص زیرسطحی وجود ندارد. سپس یک موج فراصوت یکنواخت به سطح زیرلایه منتقل می‌شود و در آنجا یک موج ایستاده یکنواخت با موج مبدل کنسول ایجاد می‌کند. با این حال، هنگامی که یک نقص وجود دارد، مانند (ه)، جسم موج فراصوت را مختل می‌کند و دامنه و فاز آن را تغییر می‌دهد. این فاز موج رسیدن به سطح را تغییر می‌دهد و از این‌رو در سیگنال ضربان توسط AFM با وضوح فضایی بالا تشخیص داده می‌شود. بنابراین کنتراست واقعی به‌دلیل تفاوت در مدول الاستیک بین نانوذره طلا و پلیمر است. در آزمایش دیگری و مشابه، امکان تصویربرداری از حفره‌های زیرسطحی در ترانشه‌های متصل، دوباره با وضوح فوق العاده بالا و کنتراست خوب وجود داشت. این یک مشکل مهم در میکروالکترونیک است که می‌تواند منجر به گرمای بیش از حد و خرابی دستگاه شود.

نتایج به‌همان اندازه تماسایی با استفاده از SNFUH برای تصویربرداری از اجسام درون سلولی در زیست‌شناسی [۳۰] به‌دست آمده است که کاربردهای بالقوه گسترشده‌ای در دارورسانی و سایر زمینه‌های پزشکی دارد. راهاندازی اولیه بر اساس یک ماکروفاز<sup>۴۱</sup> است که بر روی یک مبدل PZT سپرده شده است. اشیایی که باید در داخل سلول با یک تکنیک کم تهاجمی شناسایی شوند، نانوبوقه‌های کربنی تک دیواره (SWCNHs)<sup>۴۲</sup> هستند. TEM نتایج به‌همان اندازه تماسایی با استفاده از SNFUH را مشاهده کند در حالی که AFM استاندارد فقط می‌تواند سطح را بررسی کند. همانطور که در بالا توضیح داده شد، SNFUH را می‌توان مستقیماً بر روی سیستم همانطور که نشان داده شده است، و امواج فراصوت RF از PZT پایین و کنسول مانند قبل از طریق تعامل غیرخطی نوک-سطح با هم تزویج می‌شود. مانند قبل، تصاویر فاز در SNFUH هرگونه ناهمگونی در مقیاس نانو را در داخل سلول زیر نوک AFM نشان می‌دهد. تصاویر به‌دست آمد و حضور SWCNHs با کنتراست خوب را نشان می‌دهد.

<sup>۴۱</sup> Macrophage

<sup>۴۲</sup> Single-Walled Carbon Nanohorns (SWCNHs)



شکل ۱۲.۱۸: شماتیک میکروسکوپ پریوب روبشی به کمک SAW با استفاده از برهمنکنش غیرخطی وابسته به فاصله، اصول تشخیص هموایین و هترودایین را می‌توان برای اندازه‌گیری سیگنال‌های فرکانس بالا اعمال کرد.

## ۷.۱۸ میکروسکوپ کاوشگر موج صوتی

تاکنون، روش‌های مختلف همه یک جنبه مشترک داشتند، یعنی اطلاعات فراصوت مشتق شده توسط ویژگی‌های فصل مشترک نوک-نمونه به دست می‌آمد. اکنون بررسی دسته دیگری از اندازه‌گیری‌ها جالب خواهد بود، یعنی اندازه‌گیری‌هایی که در آن‌ها یک موج صوتی قبلًا با ابزارهای دیگر راهاندازی شده است، برای مثال، SAW که توسط IDT برانگیخته شده است، و جایی که ابزار کاوشگر به عنوان آشکارساز این موج از پیش موجود استفاده می‌شود. این رویکرد به چند دلیل مهم است. در کاری که ابتدا توضیح داده شد، نشان داده شد که این روش به طور بالقوه برای مطالعه میدان‌های SAW در مقیاس نانو بسیار مفید است. چنین اطلاعاتی در طراحی و بهبود دستگاه، مانند دستگاه‌های میکرو و نانو که قبلًا در فصل پانزدهم مورد بحث قرار گرفته‌اند، از اهمیت اساسی برخوردار است. برای تشخیص زیرسطحی نقص‌های نانومقیاس در فواصل قابل توجه زیر سطح، مورد علاقه زیادی در میکروالکترونیک مدرن، و همچنین برای تشخیص اشیاء مورد علاقه بیولوژیکی در داخل سلول‌ها. اصل اساسی در بازی برای همه این کارها به دست آوردن وضوح فضایی بسیار بالا به دلیل نانواع بعد کاوشگر است. علاوه بر این، اندازه‌گیری‌های فاز به دلیل حفظ وضوح فاز با فرکانس بالا بسیار دقیق هستند، که می‌توان از طریق سیگنال ضربان فرکانس پایین به آن دسترسی داشت. از نقطه نظر عملی، خواص دیود مکانیکی برهمنکنش نوک-نمونه نیز مکانیسم اصلی برای به دست آوردن سیگنال‌های ضربان خواهد بود.

میکروسکوپ کاوشگر به کمک SAW با جزئیات زیادی توسط هسجدال [۴۱] بررسی شده است. دو نوع وجود دارد، بر اساس STM-SAW (STM) و انواع مبتنی بر AFM (AFM-SAW).

شمایتیک کلی برای پیکربندی‌های مختلف AFM مورد استفاده در شکل (۱۲.۱۸) نشان داده شده است، جایی که یک سیگنال SAW توسط یک یا چند IDT تولید می‌شود. مشکل اساسی این است که چگونه می‌توان یک سیگنال فرکانس بالا مانند SAW را در محدوده گیگاهرتز در مقیاس نانو تشخیص داد، که در آن سیگنال‌های واقعی در سیستم‌های باند باریک شناسایی می‌شوند، به عنوان مثال، با استفاده از یک AFM با یک کنسول، که پهنای باند را محدود می‌کند. محدوده فرکانس کیلوهرتز هسجدال اشاره می‌کند که وضعیت مشابه تشخیص اطلاعاتی است که توسط یک موج الکترومغناطیسی با فرکانس بالا توسط گیرنده رادیویی منتقل می‌شود. نکته کلیدی این است که سیگنال RF مدوله شده با دامنه را در یک سیستم همودین با استفاده از یک عنصر غیرخطی، به عنوان مثال، از یک دیود کریستالی برای تولید سیگنال مدولاسیون به عنوان صدای صوتی استفاده می‌کند. در مورد AFM، کنتاکت نوک-نمونه منحنی فاصله نیروی غیرخطی را فراهم می‌کند، که به عنوان یک دیود مکانیکی عمل می‌کند و نقشی دقیقاً مشابه نقش دیود کریستالی دارد. همین اصل را می‌توان در یک سیستم هتروداین استفاده کرد، که در آن دو سیگنال RF با هم مخلوط می‌شوند تا سیگنال ضربان را ارائه دهند.

با بازگشت به شکل (۱۲.۱۸)، در حالت دامنه، تنها IDT در سمت چپ توسط منبع RF برانگیخته می‌شود. SAW توسط AFM در مود تماس، که ترجیحاً در پیکربندی نوک روبش است، شناسایی می‌شود. نیروی وارد شده به کنسول را می‌توان به صورت یک سری توان نوشت:

$$F = F_0 + k_1 x_1 + k_2 x_2 + \dots + k_n x_n + \dots \quad (۲۹.۱۸)$$

که در آن  $F_0$  نیروی نقطه تنظیم ایستا،  $k_i$  ثابت فنر، و  $x_i$  جابجایی سطح ناشی از انتشار SAW است. طیف فرکانس  $x_i$  معمولاً از ۱۰ مگاهرتز به ۱۰۰ کیلوهرتز می‌رسد، که بسیار بالاتر از رزونانس کنسول حدود ۱۰۰ می‌باشد. از این‌رو، جمله‌های فرد کمک نمی‌کنند، و با کوتاه کردن سری در ترم درجه دوم، نیروی عامل ناشی از SAW برابر شبه استاتیک اضافی شناسایی می‌شود که نشان دهنده اثر دیود مکانیکی است. به‌طور تجربی، سیگنال RF در فرکانس بسیار پایین‌تری مدوله می‌شود، که امکان تشخیص قفل را فراهم می‌کند، همانطور که در شکل نشان داده شده است. بنابراین مود دامنه فقط از سمت چپ شکل استفاده می‌کند و از آنجایی که فقط یک فرکانس RF در گیر است، به‌آن مود همودین می‌گویند.

چندین نمونه از تصویربرداری دامنه ارائه شد. این اطلاعات برای طراحی دستگاه با فرکانس بسیار بالا مفید است، جایی که وضوح فضایی بیشتر از حد ممکن با کاوش نوری اغلب ضروری است. وضوح جانبی AFM-SAW با شعاع نوک AFM، معمولاً از مرتبه ۱۰ نانومتر تعیین می‌شود. از آنجایی که حالت جانبی AFM نیز وجود دارد، می‌توان مودهای آکوستیک پلاریزه شده در صفحه صفحه SAW را نیز شناسایی کرد، مانند مودهای SH که با روش‌های دیگر به راحتی قابل دسترسی نیستند. هسجدال تصاویر زیبایی از انتشار SAW از IDT‌های مختلف ارائه می‌دهد، که شواهدی از گشاد شدن پرتو با فاصله از IDT و امواج ایستاده در هارمونیک اساسی و سوم در داخل IDT ارائه می‌دهد. نمایشی از انتشار

فرکانس بالا امواج ریلی بر روی  $\text{GaAs}$  با فرکانس  $2,975 \text{ گیگاهرتز}$  برای امواج ایستاده در ناحیه روبش  $3 \times 3 \text{ میکرومتر مربع}$  انجام شد. طول موج امواج ریلی در این فرکانس حدود یک میکرومتر بود. نمایش فضایی جالبی از باند عبور SAW IDT تک انگشتی روي  $\text{GaAs}$  برای عملکرد در فرکانس  $538 \text{ مگاهرتز}$ , مربوط به طول موج  $5/2$  میکرومتر طراحی شده است. منطقه روبش در این مطالعه  $15 \times 15 \text{ میکرومتر مربع}$  است، و در طول روبش، فرکانس در پهنهای باند IDT, از  $537/3 \text{ مگاهرتز}$  در بالای شکل تا  $538/5 \text{ مگاهرتز}$  در پایین تغییر کرد. دامنه حداکثر در مرکز شکل، در  $537/9 \text{ مگاهرتز}$  است، که فرکانس مرکزی دقیق IDT است.

برای اندازه‌گیری فاز، یک سیگنال RF مرجع بر روی IDT سمت راست شکل (۱۲.۱۸) اعمال می‌شود، و یک سیگنال RF که کمی از آن جدا شده است مانند قبل به IDT در سمت چپ اعمال می‌شود. کنسول AFM سیگنال اختلاف  $f$  را دریافت می‌کند، در حالی که عبارت جمع بهدلیل فرکانس بالای آن غیرقابل دسترسی است. سیگنال تفاوت، که اطلاعات فاز را تامین می‌کند، توسط تقویت‌کننده قفل شناسایی می‌شود، که متعاقباً اطلاعات دامنه و فاز از آن در دسترس است. جزئیات پردازش سیگنال توسط هسجدال ارائه شده است. در مورد اندازه‌گیری دامنه، فاز را می‌توان با وضوح مقیاس نانومتری AFM اندازه‌گیری کرد. برخی از کاربردهای عملی ارائه شده توسط هسجدال با اختصار شرح داده خواهد شد:

- سرعت فاز در مقیاس نانو نتایج برای روبش  $60 \mu\text{m}^2$  از تاخیر فاز برای یک لایه طلا با ضخامت  $93 \text{ نانومتر}$  بر روی کوارتز  $X - ST$  به دست آمد. روبش‌های خط با وضوح بالا نشان می‌دهد که پایداری اندازه‌گیری فاز به وضوح تقریباً تک پیکسل می‌رسد. به طور خاص، روبش خط با بالاترین وضوح  $70 \text{ نانومتر}$ ، تغییر فاز  $\Delta\phi = 1/110^\circ$  را نشان می‌دهد. در فاصله  $19/9 \text{ نانومتر}$ ، که سرعت فاز SAW برابر  $2827 \text{ متر بر ثانیه}$  را ایجاد می‌کند. این در مقایسه با مقدار  $2989 \text{ متر بر ثانیه}$  در روبش  $60 \text{ میکرومتر}$ ، انحراف  $5/4\%$  است. این انحراف می‌تواند بهدلیل یک تغییر محلی واقعی در ثابت‌های الاستیک یا مصنوعات مربوط به تغییرات توپوگرافی باشد، موضوعی که می‌تواند با آزمایش‌های بیشتر حل شود. با این وجود، نتایج نمایش قدرتمندی از روش برای تعیین سرعت فاز در وضوح نانو را ارائه می‌دهند.

- اندازه‌گیری امواج پلاریزه داخل صفحه این امواج با قطبش در صفحه رویه SAW شامل SH STW LSAW و موج صوتی شبه سطحی (PSAW) می‌باشد. آنها بهدلیل سرعت فاز بالا برای دستگاه‌ها بسیار مورد توجه هستند، اما نظرات بر آنها با روش‌های دیگر دشوار است. SAW-AFM فرستی را برای مطالعه سرعت فاز آنها با وضوح بالا با استفاده از AFM جانبی مانند کنسول‌های مود پیچشی فراهم می‌کند. مطالعه‌ای بر روی امواج عرضی برانگیخته شده بر روی ساختار  $AuSiO_2$  روی کوارتز ST انجام شد. در این سیستم امواج ریلی را می‌توان در جهت  $X$  و  $STW$  در جهت  $90^\circ$  درجه برانگیخت. اگر مجموعه با یک لایه با سرعت موج برشی توده کمتر، مانند  $SiO_2$  پوشانده شود، مود لاو تبدیل می‌شود. امواج لاو در  $340 \text{ مگاهرتز}$  با اندازه‌گیری فاز، دامنه و توپوگرافی مورد مطالعه قرار گرفتند. مشخص شد که

تصاویر فاز بدون نقص بودند که در تصاویر توپوگرافی و دامنه بسیار برجسته بود.

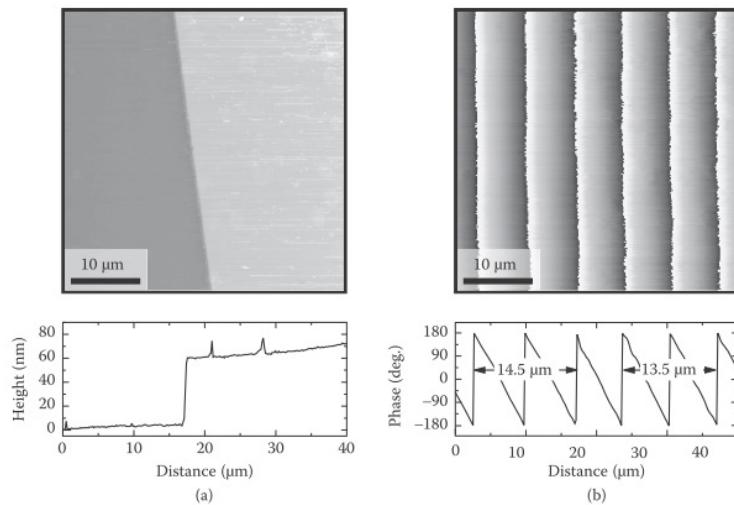
۳. مودهای با سرعت بالا مانند شبه SAW شبه طولی. مطالعه مستقیم اینها با این تکنیک غیرممکن است زیرا ویژگی بارز آنها عمق نفوذ زیاد آنها از چند صد طول موج است که به این معنی است که انرژی بسیار کمی به سطح محدود می‌شود. با این حال، این مودها به لایه‌هایی مانند  $SiO_2$  بسیار حساس هستند که آنها را به یک PSAW با عمق نفوذ بسیار کمتر تبدیل می‌کند، در این صورت توسط SAW-AFM قابل مشاهده می‌شوند. کار بیشتر به صورت تابعی از ضخامت فیلم  $SiO_2$  مورد نیاز است.

۴. مطالعه امواج غیر خطی اندازه‌گیری فاز SAW-AFM برای میدان‌های موج ریلی مقاطعه بر روی صفحه GaAs (001) انجام شد که دارای تقارن چهار برابری است و بنابراین امکان پرتاب امواج یکسان در زوایای قائم را فراهم می‌کند. همانطور که انتظار می‌رفت، جبهه‌های فاز چرخش ۴۵ درجه مشاهده شد. نمایش دیگری از اختلاط مودهای مختلف روی کوارتز  $SiO_2/ST$  ساخته شد. همانطور که در بالا ذکر شد، این امکان تحریک یک موج ریلی را در جهت صفر درجه و یک مود لاو در امتداد جهت ۹۰ درجه را فراهم می‌کند. با انتخاب ضخامت لایه مناسب، فرکانس مرکزی لاو را می‌توان برابر با امواج ریلی ساخت و سرعت فازی را به ترتیب ۴۹۵° و ۳۱۵° متر بر ثانیه می‌دهد. این تفاوت در سرعت فاز منجر به ایجاد جبهه فاز در یک زاویه پیش بینی شده شد که به صورت تجربی مشاهده شد. به دلیل تزویج شدن مود، هر دو مود را می‌توان با مود عمودی SAW-AFM مشاهده کرد.

۵. تعیین پارامترهای فیلم الاستیک. همانطور که در شکل (۱۳.۱۸) نشان داده شده است، یک آزمایش نمایشی بر روی یک نمونه موج لاو پوشش داده شده با یک پد ۶ نانومتری طلا برای اندازه‌گیری تغییرات موضعی خواص الاستیک انجام شد. تصاویر توپوگرافی و فاز در یک منطقه  $50 \times 40$  میکرومتر مربع با استفاده از تنظیمات تشخیص AFM پیچشی انجام شد. مقادیر دقیق سرعت فاز برای لایه‌های متالیزه و  $SiO_2$  به ترتیب  $4700$  و  $5000$  متر بر ثانیه بود که مربوط به طول موج‌های  $14/5$  و  $13/5$  میکرومتر نشان داده شده در (ب) بود. با فرض مقادیر شناخته شده برای ضخامت و چگالی لایه  $SiO_2$ ، مسئله معکوس با استفاده از سرعت فاز اندازه‌گیری شده حل شد، مقدار مدول الاستیک  $E = 68 GPa$  و نسبت پواسون  $\nu = 0.27$  در تطابق منطقی با مقادیر شناخته شده به دست آمد.

۶. تحسم پدیده‌های موجی یکی دیگر از حوزه‌های جدید مورد بررسی در این کار، کاربرد SAW-AFM برای مطالعه پدیده‌های موج پایه در مقیاس نانومتری است که شامل بازتاب، تبدیل مود، پراکندگی از اجسام ساده و پیچیده و انتشار از منابع مختلف صوتی است. چنین مطالعاتی تقریباً به طور قطع برای توسعه آینده دستگاه‌های نانو-آکوستیک با استفاده از ساختارهای پیچیده‌تر مانند بلورهای صوتی مفید خواهد بود. یکی از نمونه‌های انتشار از یک الکتروود دو انگشتی SAW روی GaAs بود.

۷. مشخصات دستگاه نتایج کمی نیز در مورد خصوصیات دستگاه گزارش شد. تصاویر



شکل ۱۳.۱۸:

دامنهای از یک ساختار تشدید کننده STW روی کوارتز برش AT در  $51^\circ$  مگاهرتز به دست آمد که بهوضوح فروپاشی دامنه را عمود بر جهت انتشار نشان می‌دهد. توزیع انرژی را می‌توان بهصورت کمی تعیین کرد. مطالعات دیگر اثرات آکوستومیگراسیون (انتقال مواد ناشی از استرس) را در دستگاه‌های SAW نشان دادند که مکانیزم خرابی مکرر بهویژه در توان‌های بالا است. مطالعات با استفاده از تصاویر توپوگرافی و دامنه همزمان با استفاده از SAW-AFM انجام می‌شود. بهنظر می‌رسد روند آسیب ناشی از یک اثر مهاجرت در مقیاس میکرونی است که با افزایش زمان منجر به رشد تپه‌ها و حفره‌ها در امتداد جبهه موج می‌شود.

۸. هسجدال همچنین کارهای اخیر خود را در مورد SAW-STM با جزئیات شرح می‌دهد که در اینجا با اختصار شرح داده خواهد شد. این اصل دقیقاً مانند SAW-AFM است، با استفاده از وضوح جانبی پروب STM برای نقشه‌برداری از میدان‌های SAW منتشر شده از ها مام تفاوت‌های ظرفی وجود دارد. در حالی که پهنهای باند تشخیص ذاتی زیادی با مقیاس‌های زمانی به کوچکی  $10\text{ fs}$  وجود دارد، در عمل پهنهای باند الکترونیک SAW معمولاً تنها حدود  $100$  کیلوهرتز است، بنابراین مانند SAW-AFM باید تعدادی ژیمناستیک الکترونیکی انجام شود. مطالعات SAW-STM روی سطوح موجدار، افزایش توپوگرافی را نشان داد. به طور خاص، منحنی‌های دامنه و فاز همزمان پله‌ها و آری‌های کران دانه را نشان دادند که در تصویر توپوگرافی پایه قابل مشاهده نبود. این امر زمانی اتفاق می‌افتد که جریان تونل‌سازی به طور تصاعدی به فاصله نوک-نمونه بستگی دارد، که توسط SAW در امتداد سطح پخش می‌شود. این فرآیند با موفقیت توسط یک مدل تک بعدی توصیف شده است. همچنین کار برای مشاهده اثر نوسان‌های جابجایی SAW بیضی روی ساختار شش ضلعی مشاهده شده برای سطوح  $\text{Au}(111)$  انجام شد، که در صورت منعکس شده در تصاویر فاز و

دامنه است. داستان SAW-STM تازه در ابتدای راه است و بدون شک، برنامه‌های جذاب بسیاری در راه است.

## ۸.۱۸ سایر میکروسکوپهای پویشگر

از زمان اختراعات اولیه STM و AFM، پیشرفت‌هایی در بسیاری از میکروسکوپ‌های کاوشگر دیگر وجود داشته است. همه آنها از این نظر بهم مرتبط هستند که اطلاعات ارزشمند و اغلب مکملی را در مورد مواد در مقیاس نانو ارائه می‌دهند و بیشتر آنها از پلت فرم AFM استفاده می‌کنند. برخی از مثال‌ها (به عنوان مثال، روش میکروسکوپ شتاب محلی [۳۲]) در اینجا مورد بحث قرار نگرفته‌اند، زیرا ایده‌های اساسی تحت UFM پوشش داده شده‌اند. برای کامل بودن، یک بررسی سریع از دو تکنیک که کاملاً با زمینه فعلی مرتبط هستند، انجام می‌شود. خلاصه خوبی از بسیاری از تکنیک‌های کاوشگر دیگر توسط کولتون [۹] ارائه شده است.

### ۱.۸.۱۸ میکروسکوپ نیروی پیزو رسپانس

این تکنیک اساساً اقتباسی از AFAM برای بررسی پاسخ سطوح پیزوالکتریک توسط تغییر شکل سطح ناشی از بایاس میدان الکتریکی است. جای تعجب نیست که این پدیده‌ای بیچیده است، عمدتاً به‌این دلیل که ذاتاً ماهیت کششی دارد و همچنین به‌این دلیل که نیروهای اضافی وارد بازی می‌شوند. این بدان معناست که کاربردها نسبت به پسرعموهای کاملاً فراصوت که در بالا مورد بحث قرار گرفتند کمتر توسعه یافته‌اند و اغلب می‌توان از یک تقریب همسانگرد برای آنها استفاده کرد. این رویکرد برای اولین بار در سال ۱۹۹۱ توسط بیرک و همکاران [۳۳] با استفاده از آشکارسازی STM و AFM توسعه یافت. همانطور که با افزایش تعداد انتشارات از یک مقاله در سال ۱۹۹۱ به حدود ۱۴۰ مورد در سال ۲۰۰۵ نشان داده شد، این علاقه در حال افزایش است. به عنوان مثال، تنها در زیست‌شناسی، موادی مانند استخوان، دندان، چوب و صدف‌های دریایی پیزوالکتریک هستند. این موضوع اخیراً توسط کالینین و همکارانش [۳۴] به تفصیل بررسی شده است، و خوانندگان علاقه‌مند برای جزئیات به‌آنجا ارجاع داده می‌شود. در ادامه، اصل اساسی و چند کاربرد به اختصار مورد بحث قرار می‌گیرد.

میکروسکوپ نیروی پیزو رسپانس (PFM)<sup>۴۳</sup>، همانطور که AFAM در شکل (۳.۱۸) نشان داده شده است، از همان پلت فرم اصلی استفاده می‌کند. نوک در تماس با سطح قرار می‌گیرد و یک ولتاژ بایاس AC اعمال می‌شود. سپس پاسخ پیزو سطح به عنوان مولفه AC  $A_{1\omega}$  از انحراف نوک ( $\omega t + \omega$ ) به‌دلیل اعمال ولتاژ بایاس مشاهده می‌شود. جهت انحراف نوک (فاز) به‌جهت قطبش مواد زیر نوک بستگی دارد. برای قطبش به سمت پایین، یک بایاس نوک مثبت منجر به انبساط نمونه و نوک به سمت بالا می‌شود، که عکس آن برای قطبش رو به بالا صادق است. فعالیت الکترومکانیکی ناحیه سطح محلی با نسبت  $A_{1\omega}$  در نانومتر بر لولت داده می‌شود. با این

<sup>۴۳</sup>Piezoresponse force microscopy (PFM)

حال، تفسیر پیشینی ساده نیست زیرا پاسخ پیزو از  $A = A_{el} + A_{piezo} + A_{nl}$  تشکیل شده است، که در آن  $A_{el}$  برهمنکش الکترواستاتیکی است،  $A_{piezo}$  سهم الکترومکانیکی مورد مطالعه، و  $A_{nl}$  سهم محلی بهدلیل خازنی است. اثرات بین نوک و سطح. به طور کلی فرکانس بایاس AC بسیار کمتر از رزونانس کنسول انتخاب می‌شود تا از اثرات تشدید جلوگیری شود و امکان انتقال ارتعاش‌ها درون صفحه و خارج از صفحه به نوک فراهم شود.

مکانیک تماس برای PFM با منحنی‌های فاصله نیرو در نظر گرفته شده در شکل (۹.۱۸) شروع می‌شود. با این حال، اکنون یک ولتاژ بایاس به نوک اضافه کرده‌ایم، بنابراین منحنی نیرو-فاصله به سطح بایاس نیرو-فاصله تعیین می‌یابد، که به طور کامل در کالینین و همکاران (۳۴) مورد بحث قرار گرفته است. مسئله الکترومکانیک تماس کامل بسیار پیچیده است و رویکردهای مختلفی مانند روش توابع گرین پیشنهاد شده است. هنوز راه حل‌های دقیق برای فرورفتگی پیزوالکتریک فقط برای مواد همسانگرد عرضی وجود دارد. برای این مورد، وضعیت را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد. برای هندسه‌های نوک ساده (مسطح، کروی، مخروطی)، سه پارامتر مرتبط وجود دارد:  $C_1^*$ ، برای سفتی الاستیک فرورفتگی،  $C_2^*$ ، ضریب پیزو تورفتگی. و  $C_4^*$ ، ثابت دیالکتریک فرورفتگی. قبلًا می‌دانیم که پاسخ‌های UFM و AFAM توسط  $C_1^*$  تعیین می‌شوند و معلوم شد که پاسخ PFM توسط  $C_3^*/C_1^*$  تعیین می‌شود. مکانیک تماس و دینامیک کنسول تعیین‌هایی از درمان‌هایی هستند که در اینجا برای برهمنکش سطح نوک کاملاً الاستیک ارائه شده‌اند و در کالینین و همکاران (؟؟) با جزئیاتی مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

## ۲.۸.۱۸ میکروسکوپ نیروی هترودین نوری

سال‌هاست که به خوبی شناخته شده است که امواج حرارتی را می‌توان برای تصویربرداری حرارتی استفاده کرد و برای این منظور در میکروسکوپ‌های فتوترمال مورد استفاده قرار می‌گیرد. اصل اساسی این است که موج حرارتی با گرمایش دوره‌ای در فرکانس مدولاسیون  $f$  تولید می‌شود و موج به یک نمونه جامد با فاصله‌ای که با عمق نفوذ حرارتی داده می‌شود، معمولاً طول انتشار حرارتی نفوذ می‌کند و این فاصله به صورت  $f^{-1/2}$  تغییر می‌کند. موج حرارتی هم به رسانایی حرارتی و هم به گرمایی ویژه زیرلایه حساس است. برای کاربردهای میکروالکترونیک، که در آن وضوح فضایی بالا در همه جهات مورد نیاز است، واضح است که استفاده از فرکانس بالا تا حد امکان سودمند است.

تعدادی از تنظیمات برای تصویربرداری حرارتی استفاده شده است. بسیاری از آنها بر اساس یک منع گرمای مدوله شده در نوک یک کاوشگر بودند، اما این اغلب منجر به نتایجی می‌شود که تفسیر آنها دشوار است. روش دیگر و ساده‌تر، بررسی موضعی انبساط حرارتی علاوه بر این، با گرمایش زیرسطحی یک منطقه کوچک است. این برای بدست آوردن وضوح نانومتری در صورت استفاده همراه با AFM استفاده شده است. با این حال، تمام این کارهای قدیمی‌تر در فرکانس‌های مدولاسیون کمتر از ۱۰۰ کیلوهرتز انجام شده است که منجر به عمق نفوذ حرارتی در حد یک میکرون می‌شود. این برای تصویربرداری از ساختارهای نانومقیاس کافی نیست، بنابراین فرکانس‌های بسیار بالاتری مورد نیاز است.

این توسط تومودا و همکاران [۳۵] در پیکربندی بسیار شبیه به آنچه در HFM و NFUH استفاده می‌شود، پیاده‌سازی شد. تفاوت بزرگ این است که سیگنال فراصوت که از مبدل PZT در زیر نمونه می‌آید، با یک سیگنال فتوترمال تولید شده از پرتو لیزر در سرعت معمولی جایگزین می‌شود و از طریق کنسول نیترید سیلیکون شفاف و نوک آن عبور می‌کند. پرتو ناحیه‌ای به قطر حدود  $2\text{ }\mu\text{m}$  میکرومتر را روشن کرد و در فرکانس‌های فراصوت در  $f_1 = 4,223$  و  $f_2 = 4,220$  مگاهرتز خرد شد. این منجر بهرفت و برگشت در دمای سطح حدود  $5K$  با دامنه حدود  $10\text{ pm}$  می‌شود. موج حرارتی حاصل با یک موج فراصوت معمولی در نمونه، مانند HFM، مخلوط می‌شوند، و کنسول متعاقباً در فرکانس اختلاف  $3\text{ kHz}$  غیرخطی نوک-نواخته می‌شود. این ارتعاش توسط یک فتودیود دریافت می‌شود و خروجی به یک تقویت کننده قفل وارد می‌شود که می‌توان دامنه و فاز را از آن استخراج کرد.

این روش بر روی یک ساختار آزمایشی از آلومینیوم، کروم و پلیاسترن بر روی یک بستر سیلیکا، به گونه‌ای ساخته شده بود که سطح از نظر نوری و الستیک همگن باشد، در حالی که تفاوت زیادی در ضریب انبساط لایه‌های آلومینیوم و کرم در عمق بود. برای ایجاد تفاوت قابل توجهی در کنتراست حرارتی بین دو منطقه مشاهده انتخاب شده است. نتایج این را نشان داد زیرا تصویر UFM در کل سطح نمونه یکنواخت بود در حالی که تفاوت واضحی در کنتراست در تصاویر میکروسکوپ نیروی هترودین نوری (OHFM) دامنه و فاز در دو منطقه وجود داشت. تجزیه و تحلیل کمی برای بازیابی خواص حرارتی ویژگی‌های زیرسطحی استفاده شد.

## ۹.۱۸ چشم اندازها

میکروسکوپ‌های کاوشگر فراصوت و مرتبط با آن از زمان معرفی خود تا کنون راه زیادی را پیموده‌اند، و باید خیلی بیشتر پیش بروند. احتمالاً می‌توان با اطمینان گفت که تا زمانی که فناوری نانو به شکوفایی خود ادامه دهد، این حوزه به عنوان یک حوزه فعال توسعه باقی خواهد ماند و هیچ پایانی برای آن وجود ندارد. با نگاهی به اظهارات و نتیجه‌گیری‌های محققان فعلی که کارشان در این فصل ذکر شد، چهار پیش‌بینی کلی وجود دارد که انجام آن‌ها نسبتاً مطمئن به نظر می‌رسد:

۱. با وجود ۲۰ سال کار فشرده، هنوز کارهای زیادی برای بهبود تکنیک‌ها وجود دارد. کنسول‌های قابل پیش‌بینی تر، مدل‌سازی بهتر و درک بهتر رابط نمونه-نمونه‌ای از مواردی هستند که به آنها اشاره شد.
۲. به عنوان مثال، برخی از تکنیک‌ها، PFM و SNFUH، بسیار دور از بلوغ هستند، و نوید بزرگی برای شناسایی مواد در مقیاس نانو دارند.
۳. نیروهای محرک کلی میکروالکترونیک، مواد، حسگرها و بیوتکنولوژی خواهند بود، و تا زمانی که پیشرفتهای قابل توجهی در ابزارهای توصیف شده در این فصل

وجود داشته باشد، علم و فناوری نانو به پیشرفت خود ادامه خواهند داد. از این نظر، ابزارسازی و علم نانو رابطه همزیستی دارند و پیشرفت در یکی باعث پیشرفت در دیگری خواهد شد.

۴. همانطور که توسط هیو [۴] تاکید شده است، مناطق کاربردی خاص تقریباً به طور قطعی با تصویربرداری با سرعت بالاتر و به میزان کمتری نقشه برداری چهار بعدی باز می‌شوند.

## خلاصه

---

- **میکروسکوپ تونل ذنی روبشی (STM).** از وابستگی نمایی جریان تونل بین یک پروب تیز و فاصله آن تا سطح رسانا استفاده می‌کند. به دلیل پهنای باند گسترده ذاتی برای اندازه‌گیری توپوگرافی سطوح و جلوه‌های با سرعت بالا مفید است. STM پدربرزگ همه میکروسکوپ‌های کاوشگر است.

- **میکروسکوپ نیروی اتمی، (AFM).** اصل STM را برای اندازه‌گیری نیروی بین اتمی بین اتم‌های سطحی با استفاده از انحراف یک نانوکاوشگر گسترش می‌دهد. این به پلت فرم استاندارد برای تقریباً همه میکروسکوپ‌های کاوشگر مختلف تبدیل شده است.

- **تماس هرتزی، (Hertzian contact).** مدل کلاسیک برای توصیف تماس مکانیکی بین دو جسم الاستیک غیر همدیس. همراه با حد مخالف، مدل پانچ مسطح، برای رفتار کمی تعامل نوک- سطح استفاده می‌شود.

- **میکروسکوپ نیروی رزونانس تماسی، (CR-FM).** اصطلاح عمومی برای دسته رویکردهایی که تغییر فرکانس تشید کنسول ارتعاشی را به دلیل تماس نوک و سطح نظارت می‌کنند. مدول‌های الاستیک با مقایسه با تغییرات فرکانس برای نمونه مرجع تعیین می‌شوند.

- **میکروسکوپ صوتی نیروی اتمی، (AFAM).** مهمترین پیکربندی CR-FM، که در آن کنسول توسط یک مبدل فراصوت ثابت شده در پشت نمونه تحریک می‌شود.

- **میکروسکوپ نیروی اتمی فرراصوت، (UAFM).** مشابه AFAM، با این تفاوت که کنسول توسط یک مبدل متصل به انتهای آزاد آن به صورت فرراصوت تحریک می‌شود.

- **میکروسکوپ نیروی اصطکاک فرراصوت (UFFM).** شامل مودهای جانبی است که مودهای خمی عمود بر مودهای خمی خارج از صفحه مورد استفاده در AFAM هستند. آنها توسط یک مبدل برشی ثابت در پشت نمونه تحریک می‌شوند. وابستگی دامنه رزونانس پیچشی حاصل را می‌توان برای تعیین اثرات اصطکاک و پارامتر سختی جانبی استفاده کرد.

- **میکروسکوپ نیروی اتمی رزونانس پیچشی، (TR-AFM).** نوسان‌های پیچشی توسط دو مبدل خارج از فاز روی کنسول ایجاد می‌شود. این نظریه موازی با مودهای خمشی است. اثرات اصطکاک و تعیین ثابت سختی جانبی امکان پذیر است.
- **دیود مکانیکی AFM، (MD-AFM).** کنسول اکنون در فرکانس‌های بسیار بالاتر از رزونانس، در رژیم اینرسی، برانگیخته می‌شود. در دامنه‌های فرراصوت به اندازه کافی بالا، گشت و گذار در بخش غیر خطی منحنی نیرو-فاصله انجام می‌شود که منجر به اثر دیود مکانیکی می‌شود.
- **میکروسکوپ نیروی فرراصوت نوع اصلی UFM، (MD-AFM JOA).** مشاهده تجربی JOA (دامنه پرش) می‌تواند برای تعیین خواص مکانیکی در تماس نوک-سطح استفاده شود. نقشه برداری و فعال سازی کمی نیز امکان پذیر است.
- **دیود مکانیکی UFFM، (MD-UFFM).** یک آنالوگ جانبی به اثر JOA مشاهده می‌شود. این با تحریک از یک مبدل موج برشی در پشت نمونه اجرا می‌شود و سختی تماس برشی و اصطکاک را می‌توان اندازه‌گیری کرد.
- **میکروسکوپ نیروی هارمونیکی (HFM).** پیکربندی اولیه برای میکروسکوپ فرکانس ضربان، که در آن ضربات ناشی از تداخل فرکانس‌های فرراصوت کمی متفاوت از کنسول و نمونه بدست می‌آید. این روش وضوح زمانی بسیار بالایی را در اندازه گیری‌های فاز ارائه می‌دهد.
- **روبش هولوگرافی فرراصوت میدان نزدیک (SNFUh).** توسعه HFM که برای تصویربرداری زیرسطحی از نانو اشیاء مدفون بسیار موثر است.
- **موج آکوستیک سطحی AFM، (SAW-AFM).** از SAW در مود MD برای تشخیص تولید شده توسط IDT‌های کلاسیک استفاده می‌کند. برای نقشه برداری میدان‌های فرراصوت از قبل موجود و برای تشخیص تلفات در دستگاه‌های کوچک، بسیار مفید است.
- **(SAW-STM).** مشابه قبلي است اما از STM برای تشخیص استفاده می‌کند. بالقوه برای مطالعه دینامیک مقیاس اتمی خوب است.
- **میکروسکوپ نیروی پاسخ پیزو PFM.** بکارگیری AFAM با استفاده از یک ولتاژ بیانس اعمال شده به تماس نوک-نمونه برای کاوش و تصویر نمونه‌های پیزووالکتریک و فرووالکتریک است.
- **میکروسکوپ نیروی هترودین نوری (OHFM).** گونه‌ای از میکروسکوپ فرکانس ضربان بر اساس HFM، که در آن سیگنال فرراصوت برای نمونه توسط یک سیگنال فتوترمال تولید شده توسط یک پرتو لیزر معمولی ارائه می‌شود. به کنتراست حرارتی زیرسطحی حساس است.

## پرسش‌ها

۱. عملکرد SEM و یک میکروسکوپ نوری با وضوح بالا را در رابطه با وضوح فضایی، قابلیت زیرسطحی، کنتراست و الزامات آماده سازی نمونه مقایسه کنید.
۲. میکروسکوپ کاوشگر مناسب یا میکروسکوپ جایگزین را برای شناسایی عیوب در پشتہ براگ یک دستگاه SMR انتخاب کنید.
۳. تخمین بزنید که تا چه عمقی می‌توان به طور ایده‌آل عیوب زیرسطحی را با استفاده از پیکربندی SNFUH و اندازه عیوب قابل تشخیص تحت این شرایط را تشخیص داد.
۴. تصمیم بگیرید که کدام تکنیک کاوشگر به طور بالقوه می‌تواند بالاترین وضوح فضایی را نشان دهد. انتخاب خود را توجیه کنید.
۵. سه روش دیگر میکروسکوپ کاوشگر را که در این فصل به آنها پرداخته نشده است، توضیح دهید.
۶. مودهای صوتی مفیدی غیر از SAW را پیشنهاد دهید که می‌توانند برای نسخه اصلاح شده SAW-AFM استفاده شوند.
۷. چگونه می‌توان از SAW-AFM برای ارائه اطلاعات جدید و تکمیلی برای مشخصات دستگاه‌های شرح داده شده در فصل ای ۱۲ تا ۱۶ استفاده کرد؟



# كتاب نامه

- [1] Ash, E. A. and Nicholls, N., Super resolution aperture scanning microscope, *Nature*, 237, 1972.
- [2] Zieuniuk, J. K. and Latuszek, L., Nonconventional pin scanning ultrasonic microscope, in *Acoustical Imaging*, Vol. 17, Schimuzu, H., Chubachi, N., and Kushibiki, J., Eds., Plenum Press, New York, 1989, 219.
- [3] Takata, K. et al., Tunneling acoustic microscope, *Appl. Phys. Lett.*, 5, 1718, 1989.
- [4] Cretin, B. and Stahl, F., Scanning microdeformation microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, 62, 829, 1993.
- [5] Rabe, U., Atomic force acoustic microscopy, in *Applied Scanning Probe Methods*, Vol. II, Bushan, B. and Fuchs, H., Eds., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 2009, 37.
- [6] Hurley, D. C., Contact resonance force microscopy techniques for nanomechanical measurements, in *Applied Scanning Probe Methods*, Vol. XI, Bushan, B. and Fuchs, H., Eds., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 2009, chap. 5.
- [7] Huey, B. D., AFM and acoustics: Fast, quantitative, nanomechanical mapping, *Ann. Rev. Mater. Res.*, 37, 351, 2007.
- [8] Cuberes, M. T., Mechanical diode-based ultrasonic atomic force microscopies, in *Applied Scanning Probe Methods*, Vol. XII, Bushan, B. and Fuchs, H., Eds., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 2010.
- [9] Colton, R. J., Nanoscale measurements and manipulation, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 22, 1609, 2004.
- [10] Rugar, D. and Hansma, P., Atomic force microscopy, *Phys. Today*, 23, 1990.
- [11] Ohnesorge, F. and Binnig, G., True atomic resolution by atomic force microscopy through repulsive and attractive forces, *Science 260*, 1451, 1993.

- [12] Pharr, G. M., Oliver, W. C., and Brotzen, F. R., On the generality of the relationship among contact stiffness, contact area, and elastic modulus during indentation, *J. Mater. Res.*, 7, 613, 1992.
- [13] Johnson, K. L., *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, U. K., 1985.
- [14] Hurley, D. C., Measuring mechanical properties on the nanoscale with contact resonance force microscopy methods, in *Scanning Probe Microscopy of Functional Materials: Nanoscale Imaging and Spectroscopy*, Kalinin, S. and Gruverman, A., Eds., Springer, Berlin, 2010.
- [15] Turner, J. A., Hirsekorn, S., Rabe, U., and Arnold, W., High-frequency response of atomic-force microscope cantilevers, *J. App. Phys.*, 82, 966, 1997.
- [16] Stan, G. and Price, W., Quantitative measurements of indentation moduli by atomic force acoustic microscopy using a dual reference method, *Rev. Sci. Inst.*, 77, 103707, 2006.
- [17] Kopycinska-Mueller, M., Geiss, R. M., and Hurley, D. C., Contact mechanics and tip shape in AFM-based nanomechanical measurements, *Ultramicroscopy*, 106, 466, 2006.
- [18] Killgore, J. P., Geiss, R. H., and Hurley, D. C., Continuous measurement of AFM tip wear by contact resonance force microscopy, *Small*, 7, 1018, 2011.
- [19] Hurley, D. C. and Turner, J. A., Humidity effects in the determination of elastic properties by atomic force acoustic microscopy, *J. App. Phys.*, 95, 2403, 2004.
- [20] Kopycinska-Mueller, M., Caron, A., Hireskorn, S., Rabe, U., Natter H., Hempelmann, R., Birringer, R., and Arnold, W., Quantitative evaluation of elastic properties of nano-crystalline nickel using atomic force acoustic microscopy, *Z. Phys. Chem.*, 222, 471, 2008.
- [21] Yamanaka, K., Kobari, K., and Tsuji, T., Evaluation of functional materials and devices using AFM with ultrasonic measurements, *Japanese Jour. App. Phys.*, 47, 6070, 2008.
- [22] Reinstadtler, M., Kasi, M., Rabe, U., Bhushan, B., and Arnold, W., Imaging and measurement of elasticity and friction using the TR mode, *J. Phys. D.*, 38, R269, 2005.
- [23] Yamanaka, K., Ogiso, H., and Kolosov, O. V., Ultrasonic force microscopy for nanometer resolution subsurface imaging, *App. Phys. Letts.*, 64, 178, 1994.

- [24] Dinelli, F., Biswas, S. K., Briggs, G. A. D., and Kolosov, O. V., Measurements of stiff-material compliance on the nanoscale using ultrasonic force microscopy, *Phys. Rev. B*, 61, 13995, 2000.
- [25] Cuberes, M. T., Stigemann, B., Kaiser, B., and Rademann, K., Ultrasonic force microscopy on strained antimony nanoparticles, *Ultramicroscopy*, 107, 1053, 2007.
- [26] Cuberes, M. T., Nanoscale friction and ultrasonics, in *Fundamentals of Friction and Wear on the Nanometer Scale*, Gnecco, E. and Meyer, E., Eds., Springer, Berlin, 2007, chap. 5.
- [27] Cuberes, M. T., Ultrasonic machining at the nanometer scale, *J. Phys.:Conf. Ser.*, 61, 219, 2007.
- [28] Behme, G., Hesjedal, T., Chilla, E., and Frohlich, H. J., Transverse acoustic surface wave detection by scanning atomic force microscopy, *App. Phys. Lett.*, 73, 882, 1998.
- [29] Cantrell, S. A., Cantrell, J. H., and Lillehei, P. T., Nanoscale subsurface imaging via resonant difference frequency atomic force ultrasonic microscopy, *J. Appl. Phys.*, 114324, 2007. Near-Field Acoustic Microscopy
- [30] Shekhawat, G. S. and Dravid, V. P., Nanoscale imaging of buried structures via scanning near-field ultrasound holography, *Science*, 310, 89, 2005.
- [31] Tetard, L., Passian, A., Venmar, K. T., Lynch, R. M., Voy, B. H., Shekhawat, G., Dravid, V. P., and Thundat, T., Imaging nanoparticles in cells by nanomechanical holography, *Nature Nanotechnol.*, 3, 501, 2008.
- [32] Hesjedal, T., Surface acoustic wave-assisted scanning probe microscopy—A summary, *Rep. Prog. Phys.*, 73, 6102, 2010.
- [33] Burnham, N. A., Kulik, A.J., Gremaud, G., Gallo, P.-J., and Oulevy, J., Scanning local-acceleration microscopy, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(2), 794, 1996.
- [34] Birk, H., Glatz-Reichenbach, J., Jie, L., Schreck, E., and Dransfeld, K., The local piezoelectric activity of thin polymer films observed by scanning tunneling microscopy, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 9, 1162, 1991.
- [35] Kalinin, S. V., Rar. A., and Jesse, S., A decade of piezoresponse force microscopy: progress, challenges and opportunities, *IEEE Trans. UFFC*, 53, 2226, 2006.
- [36] Tomoda, M., Shiraishi, N., Kolosov, O. V., and Wright, O. B., Local probing of thermal properties at submicron depths with megahertz photothermal vibrations, *App. Phys. Letts.*, 82, 622, 2003.



## فصل ۱۹

# ارزیابی غیرمخرب مواد

### ۱.۱۹ مقدمه

ارزیابی غیرمخرب (NDE)<sup>۱</sup> یک زمینه عظیم و متنوع است. با توجه به روش‌شناسی تجربی، نه تنها فراصوت بلکه طیف گسترده‌ای از تکنیک‌های مکمل مانند اندازه‌گیری‌های اشعه ایکس، نوری، حرارتی، الکتریکی و مغناطیسی را شامل می‌شود. ما خودمان را به فراصوت محدود می‌کنیم، و حتی در این صورت، دامنه گسترده است. ما ممکن است به دنبال نقص در ساختارهای موجود باشیم، ثابت‌های الاستیک و سایر پارامترهای مواد را در فناوری فرآیند اندازه‌گیری کنیم، اندازه‌گیری ضخامت را بر روی مخازن دیواره نازک یا ساختارهای لایه‌ای انجام دهیم و غیره. ما بر توصیف آن دسته از رویکردهایی تمرکز خواهیم کرد که به خواص انتشار امواج فراصوت، عمدها استفاده از امواج هدایت شونده در ساختارهای پشتیبانی مانند سطوح، صفحات و لایه‌ها بستگی دارد. هدف بحث در مورد اصولی است که بر اساس آنها چنین امواج هدایت شده‌ای با عیوب برهمنکش می‌کند و چگونه می‌توانند برای تعیین خواص الاستیک مفید باشند. این فصل یک خلاصه یا مرور سیستماتیک تمام نتایج شناخته شده، و نه یک رساله دانشگاهی کامل در مورد برهمنکش نقص موج صوتی نخواهد بود. علاوه بر این، هر هدفی مانند دومی بسیار پیچیده خواهد بود، زیرا عیوب را می‌توان در انواع تقریباً نامتناهی از پوشش‌ها پوشاند.

رویکرد کلی به NDE فراصوت به طور قابل توجهی در طول زمان تکامل یافته است، و از دیدگاه تاریخی، ما می‌توانیم چندین رویکرد اصلی را برای این موضوع شناسایی کنیم:

#### ۱. NDE کلاسیک

این رشته دو مسیر مجزا اما مرتبط را طی کرده است. در مرحله اول، تشخیص عیوب، ما به دنبال تکنیک‌های بازرگانی در محل برای تشخیص عیوب مختلف یا خرابی مواد هستیم که با گذشت زمان و/یا سایش در سازه‌های موجود رخ می‌دهد. می‌توان به مثال‌های بی‌شماری فکر کرد: ترک در ریل خطوط راه آهن، ترک خوردگی تنش در خطوط لوله، عدم چسبندگی در مناطق خاصی از پوشش محافظه بمبستر

<sup>۱</sup> Nondestructive evaluation (NDE)

آن و غیره. تشخیص و شناسایی این عیوب ممکن است شامل تعیین وجود آنها، ایجاد تصویر صوتی از آنها و به دست آوردن اطلاعات کمی در مورد آنها باشد. راه دوم NDE شامل تعیین خواص ذاتی خود مواد است، مانند اندازه‌گیری‌های تضعیف فراصوت برای تعیین توزیع اندازه دانه در آلیاژها و تعیین ثابت‌های الاستیک یک پوشش سرامیکی ناهمسانگرد.

## ۲. NDE برای پردازش مواد

این یک رویکرد جدیدتر است، در بسیاری از موارد یک ایده‌آل است که هنوز به دست نیامده است. در عملیات موسوم به پردازش یا ساخت هوشمند، حسگرهای در نقاط استراتژیک نمودار فناوری فرآیند قرار می‌گیرند تا ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی در حین تولید کنترل شود. اگر اینها با مقادیر مورد نیاز خود متفاوت باشند، فرآیند بر این اساس در زمان واقعی برای اصلاح وضعیت اصلاح می‌شود. بنابراین، اقدامات پیشگیرانه مناسب در طول فرآیند ساخت برای حذف یا کاهش احتمال خرابی مواد در طول عمر کاری آن انجام می‌شود. موقوفیت این رویکرد به توسعه یک مدل فرآیند کامل بستگی دارد که متغیرهای پردازش مهم را ایجاد می‌کند.

## ۳. مواد هوشمند

بسیاری از سازه‌های صنعتی بزرگ و پیچیده مانند بدنه هواپیما و پل‌ها دارای شبکه‌هایی از حسگرهای تعییه شده هستند. این امر به ویژه در مواد کامپوزیتی که در آن پروب‌های حسگر می‌توانند در طول ساخت گنجانده شوند، امکان پذیر است. چنین حسگرهایی نظارت مداوم بر وضعیت مواد در حین سرویس می‌دهند و با تشخیص علائم خرابی اولیه با تشخیص ترک‌های کوچک، تنش و غیره، عملکرد ارزشمند NDE را انجام می‌دهند.

## ۴. پردازش سیگنالهای مدرن

بازرسی فراصوت به طور قابل توجهی از رویکردهای اکو پالس مستقیم اصلی تکامل یافته است. تکنیک‌هایی برای بازیابی سیگنال‌های مدفون در نویز ایجاد شده است. رویکردهای جدید، مانند پردازش سیگنال شبکه عصبی، می‌تواند برای کمک به آشکارسازی نقص و تعیین مسیر انتشار فراصوت در هندسه‌های پیچیده استفاده شود.

روش‌های طبقه‌بندی رسمی NDE تمایز واضحی بین رویکردهای رو به جلو (استقرایی و پیش‌بینی) و معکوس (قیاسی) ایجاد می‌کنند. در مسئله رو به جلو، ما مدلی را بر اساس قوانین فیزیکی تعیین شده تنظیم می‌کنیم که به ما امکان می‌دهد تا از پارامترهای مدل شناخته شده (ثابت الاستیک) موارد اندازه‌گیری (به عنوان مثال، سرعت فراصوت یک مود صوتی خاص) را محاسبه کنیم. بنابراین، مشکل رو به جلو به طور ضمنی با رویکرد اتخاذ شده توسط یک کتاب درسی معمولی در فراصوت مطابقت دارد. اگر ثابت‌های الاستیک را بدانیم، با تئوری استاندارد (معادله کربستوفل)، می‌توانیم سرعت صوت (قابل اندازه‌گیری) را برای مود قطبش مشخص در هر جهتی در کریستال محاسبه کنیم. این رویکرد از این جهت استقرایی است که اگر این کار را برای مجموعه‌ای از پارامترها انجام دهیم، می‌توانیم

نتیجه را تعمیم دهیم تا اندازه‌گیری‌ها را برای همه جهت‌ها، مواد و غیره مشابه پیش‌بینی کنیم.

اگرچه کتاب‌های درسی به‌طور ضمنی رویکرد رو به‌جلو را اتخاذ می‌کنند، NDE عملی به‌طور ضمنی روش مخالف را اتخاذ می‌کند، یعنی رویکرد معکوس. NDE در واقع بسیار شبیه کارآگاهی است. با مجموعه‌ای معین از ابزارها (تکنیک‌های فراصوت)، ما به‌طور تجربی اندازه‌گیری‌ها (سرعت و تضعیف فراصوت) را تعیین و از مجموعه داده‌های حاصل برای پیشنهاد یک مدل مناسب استفاده می‌کنیم که به‌ما امکان می‌دهد پارامترهای مدل را استنتاج یا استنباط کنیم (یعنی تشخیص جنایی، ثابت‌های الاستیک). مسئله کلی البته بسیار مشکل است و مانند همتای جنایی راه حل کلی وجود ندارد. رویکردهای خاصی باید ابداع شود تا ویژگی‌های یک مسئله معین را در نظر بگیرد، و تا حدی کلی، توسعه/نتیجه بستگی به‌این دارد که چگونه بسیاری از پارامترهای دیگر با ابزارهای دیگر شناخته شده باشند. بنابراین، مسئله معکوس عمومی NDE حل نشده است، زیرا متغیرهای میدان NDE عمومی نه شناخته شده‌اند و نه محدود. بیشتر اوقات، ناشناخته‌ها بیشتر از شناخته شده‌ها هستند، و بنابراین، مسئله به‌طور کلی مشخص نیست.

نمونه‌ای از یک مسئله معمولی فراصوت NDE توسط گوردون و تیتمان<sup>۲</sup> [۱] توضیح داده شده است. فرض کنید که می‌خواهیم گرادیان سختی یک ریل فولادی را از اندازه‌گیری سرعت و تضعیف فراصوت استنتاج کنیم. این واقعاً شامل دو مسئله جداگانه است:

۱. یک مسئله معکوس برای استنتاج پارامترهای مدل از اندازه‌گیری‌های فراصوت.
۲. یک مسئله رو به‌جلو برای تعیین سختی از پارامترهای مدل. واضح است که ممکن است تلاقی کامل بین پارامترهای دخیل در این دو مسئله وجود نداشته باشد، احتمالاً نخواهد بود. این احتمال وجود دارد که برخی پارامترها برای پیش‌بینی سختی مورد نیاز باشند که از داده‌های فراصوت قابل استنباط نیستند و ممکن است از منابع دیگر در دسترس نباشند. نگرانی‌های دیگر مسائل حساسیت مربوط به‌میزان حساسیت مقادیر محاسبه شده به‌پارامترها و سؤالات منحصر به‌فرد بودن یک راه حل معین است.

رویکردهای ممکن زیادی برای مسئله معکوس وجود دارد. یک طرح طبقه‌بندی بین رویکردهای مستقیم و غیرمستقیم تمایز قائل می‌شود. در رویکرد مستقیم، یک مدل معین (به‌عنوان مثال، یک مدل بورن<sup>۳</sup> یک بعدی برای پراکندگی) برای توصیف پراکندگی یک موج فراصوت، همانطور که توسط چالونر و باند<sup>۴</sup> [۲] توضیح داده شده است، استفاده می‌شود. ما به‌طور خلاصه یک روش غیرمستقیم را که توسط همان نویسنده‌گان استفاده شده است، بر اساس روش جستجوی مونت کارلو توصیف می‌کنیم، که از نظر کاربردی نسبتاً کلی‌تر است و چند فرض پیشینی در مورد ماهیت نقص ایجاد می‌کند. به‌عنوان اولین گام، اطلاعاتی که از وارونگی جستجو می‌شوند باید پارامتری شوند. به‌عنوان مثال، سه پارامتر ممکن است شعاع نقص، چگالی و سرعت صدا طولی باشد. سپس یک فضای

<sup>۲</sup> Gordon and Tittmann

<sup>۳</sup>Born

<sup>۴</sup>Chaloner and Bond

پارامتر چهار بعدی حاوی تمام راه حل‌های ممکن تنظیم می‌شود. یک نقطه تصادفی برای شروع جستجوی مونت کارلو انتخاب می‌شود. سپس داده‌های پراکندگی مصنوعی از این نقطه با داده‌های تجربی مقایسه می‌شود. درجه تناسب با حداقل مریعات ثبت و جستجو ادامه می‌یابد. در اصلاح "جوچه تیغی" شرح داده شده در چالونر و باند [۲]، برای نقاطی که تناسب خوب است، تمام نقاط همسایه برای بهینه سازی فرآیند بررسی می‌شوند. پس از انجام این کار، یک نقطه شروع تصادفی جدید انتخاب و همان روش تکرار می‌شود. اگرچه این روش می‌تواند از نظر محاسباتی دست و پا گیر باشد، اما بسیار منعطف است و می‌تواند با هر مدل رو به جلو دلخواه برای پراکندگی نقص استفاده شود.

با تمرکز بر مسئله معکوس، سپس با این سوال روبرو می‌شویم که چگونه داده‌های فراصوت را در نمونه میدان مورد نظر به دست آوریم. در ادامه، بر اساس روح فصل سیزدهم، فرض می‌کنیم که مبدل‌های بیزوالکتریک تماسی استفاده خواهند شد. برای انجام اندازه‌گیری فراصوت باید به تعدادی از مسائل پرداخته شود، از جمله وضعیت سطح، شکل سطح، محیط تزویج، دما و هندسه نمونه. این موارد به طور مختصر پوشش داده خواهد شد تا ایده‌ای در مورد محدودیت‌های عملی موجود ارائه شود.

اجازه دهید نمونه‌ای با شکل نامنظم را که در یک محیط بازرسی میدانی قرار داده شده است به عنوان مثال در نظر بگیریم. قبل از اتصال مبدل به آن، باید تمام سطح مربوطه را از هرگونه کثیفی، رسوبات سست، شن و ماسه، لایه‌های رنگ چسبنده شل، پوشش‌ها، زنگزدگی و غیره که می‌تواند باعث ایجاد شکاف‌های هوا و جلوگیری از امواج فراصوت شود، پاک کنید. نفوذ به مواد لایه‌هایی که به شدت چسبیده‌اند معمولاً مشکلی ایجاد نمی‌کنند و ممکن است به طور ناخواسته درجهاتی از تطبیق امپدانس را ایجاد کنند. اگر بتوان سطح را به صورت مکانیکی تشکیل داد، در آن صورت یک سطح منحنی یا صاف یکنواخت مطلوب است. زبری سطح باید در حد یک دهم طول موج صوتی یا کمتر باشد. در غیر این صورت، زبری متوسط مشکلی ایجاد نمی‌کند و ممکن است به حفظ مایع تزویج بین مبدل و سطح کمک کند. با توجه به انحنای سطح، یک شکل محدب به مقرر ترجیح داده می‌شود، با نتیجه مثبت اضافی که احتمالاً یک پرتو باریکتر ایجاد می‌کند. برای اطمینان از انتقال برای سطوح مقرعر می‌توان یک بلوک کوپلینگ با شکل خاص ساخت. یک عامل اتصال صوتی مناسب بخش مهمی از فرآیند است. ماهیت آن در محدوده پایین مگاهرتز حیاتی نیست، اما اگر فرکانس‌های بالاتر و یا دماهای پایین‌تر در گیر باشند، ایجاد یک پیوند صوتی قابل قبول به طور فرایندهای دشوار می‌شود. برای فراصوت کم مگاهرتز در دمای اتاق، بیشتر روغن‌ها و گریس‌ها کار می‌کنند. از آنها معمولاً رسانه‌های با میرایی بالا و امپدانس کم هستند، باید نازک باشند. به همین دلیل، پر کردن یک سطح بازرسی بسیار ناهموار با مقادیر فراوان کوپلنت توصیه نمی‌شود. کوپلنت‌های تجاری در دسترس هستند. اگر قرار است نمونه زیر دمای اتاق خنک شود، بهتر است آب را از رضایت بخش هستند. اگر قرار است نمونه زیر دمای اتاق خنک شود، بهتر است آب را از گریس خلاء با حرارت دادن و پمپاژ خارج کنید. فنل استر سالیسیلیک اسید (SALOL) یک کوپلنت مفید برای امواج بررشی است که در آن اتصال جامد مورد نیاز است. SALOL نقطه ذوب پایینی دارد، فقط کمی بالاتر از دمای اتاق، به طوری که می‌توان آن را به مایع تبدیل کرد تا مبدل را قرار دهد و سپس آن را به حالت جامد رها کرد تا پیوند جامد مورد

نظر را تشکیل دهد.

دمای بالا مجموعه‌ای از مسائل را ایجاد می‌کند. یک راه حل این است که پالس فراصوت را به وسیله آب ریزان که تا دمای  $30^{\circ}\text{C}$  درجه سانتیگراد قابل استفاده است، منتقل کنید. از آنجایی که پاشش ممکن است انعکاس فراصوت را کاهش دهد، تکنیک‌های قیچی<sup>۵</sup> به بهترین وجه در انتقال استفاده می‌شود. کوپلینگ خشک نیز برای دماهای بالاتر امکان پذیر است. خمیرهای مخصوص درجه حرارت بالا نیز توسعه یافته است. همانطور که در بخش ۱۹-۷ توضیح داده شده است، برای دماهای بالاتر از  $20^{\circ}\text{C}$  درجه سانتیگراد یا  $30^{\circ}\text{C}$  درجه سانتیگراد، می‌توان از خطوط تاخیر خنک شونده با آب استفاده کرد.

شكل نمونه مجموعه جدأگانه‌ای از مسائل بالقوه را فراهم می‌کند، زیرا این می‌تواند سیگنال فراصوت را تحریف کند یا پژواک‌های جعلی را ایجاد کند، مانند مواردی که ناشی از چهره‌های انتهایی است. اگر نقص در نزدیکی لبه نمونه باشد، محل مبدل بحرانی می‌شود. اگر مبدل نیز در نزدیکی لبه قرار داده شود تا یک پژواک مستقیم از نقص دریافت کند، پراش پرتو فراصوت و انعکاس بعدی از لبه سیگنال را مخدوش می‌کند. ترجیحاً مبدل دور از لبه‌های نمونه قرار داده شود و عیب مشکوک را با زاویه تحت تابش قرار دهید. سایر عوارض ناشی از تبدیل مود به امواج عرضی یا سطحی است. پژواک‌های انگلی حاصل را می‌توان با ردیابی دستی پرتو یا با استفاده از بسته‌های نرم افزاری موجود تجاری شناسایی کرد.

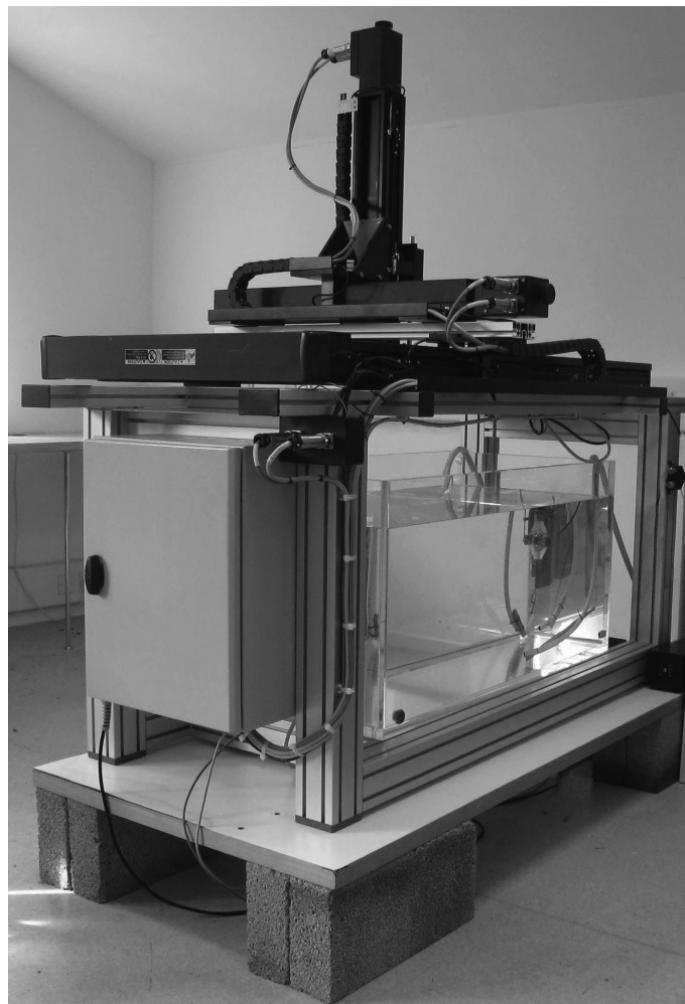
برخی از مسائل فوق را می‌توان با استفاده از روش‌های غیر تماسی، همانطور که در فصل بیستم توضیح داده خواهد شد، کاهش داد. یکی از روش‌های رایج استفاده از پرتو لیزر قدرتمند برای تولید پالس فراصوت و مبدل فراصوت همراه با هوا برای دریافت سیگنال است. در قیاس با قیچی مایع، هاچینز و همکاران<sup>۶</sup> اخیراً یک جت گاز برای اتصال به نمونه توسعه داده‌اند. مبدل‌های الکترومغناطیسی (EMATs) یک روش غیر تماسی موثر برای تولید و تشخیص امواج برشی در فلزات هستند. جهانی‌ترین و بدون شک رایج‌ترین روش غیر تماسی مورد استفاده، مخزن غوطه وری در آب است که در آن نمونه در یک حمام آب قرار می‌گیرد و توسط یک پرتو فراصوت در آب که موقعیت و زاویه تابش آن به طور مستقل قابل کنترل است تابش می‌شود. بسیاری از این سیستم‌ها به صورت تجاری در دسترس هستند. یک مثال در شکل ۲.۱۹ نشان داده شده است.

## ۲.۱۹ سطوح

پوشش‌های سطح مواد، لایه‌ها یا تغییرات سطحی بخش مهمی از فناوری جدید هستند. واضح است که NDE چنین ساختارهایی برای تعیین کیفیت آنها مهم است. نوع NDE I، تشخیص عیب، به بهترین وجه با امواج ریلی انجام می‌شود، که به طور ایده‌آل برای مسائل بازرسی سطحی مناسب هستند. پراکندگی امواج ریلی توسط نقص در این ساختارها، ترک‌ها، حفره‌ها، لایه‌برداری‌ها و غیره مشابه وضعیت موج حجمی است، به طوری که پژواک

<sup>۵</sup>Squirter

<sup>۶</sup>Hutchins et al.



شکل ۱.۱۹: عکس روش مخزن آب برای ارزیابی غیر مخرب فراصوت.

نقص را می‌توان با مطالعات اکو پالس تشخیص داد. برای فرکانس‌هایی در محدوده یک تا ۱۰ مگاهرتز، نقص‌ها را می‌توان در ناحیه سطح ۰/۵ تا ۵/۰ میلی‌متر تشخیص داد. میکروسکوپ آکوستیک روبشی (SAM) یک روش عالی برای عیوب بسیار کوچک است که می‌توان آن‌ها را تصویربرداری کرد و همچنین با  $V(z)$  کمیت کرد. نشان داده شده است که با این روش می‌توان ترک‌هایی به کوچکی ۲۰ نانومتر را تشخیص داد. البته عیوبی که سطح را قطع می‌کنند به صورت نوری قابل مشاهده است و در بسیاری از موارد همین کافی است.

## ۱.۲.۱۹ اصول NDE موج ریلی

موج آکوستیک سطحی (SAW) همچنین به‌طور ایده‌آل برای نوع NDE II ساختار سطح، تعیین ثابت‌های الاستیک، به‌عنوان مثال، در بازسازی گرadiان خواص کشسانی نزدیک به‌سطح، مناسب است. از آنجایی که فرکانس متغیر است، اعماق مختلف ناحیه سطح را می‌توان با سیگنال SAW نمونه‌برداری کرد. یک مثال خوب برای مسئله رو به جلو، پیش‌بینی سرعت SAW به صورت تابعی از فرکانس برای یک نمونه ناهمگن است که توسط گوردون و تیتمن [۱] بحث شده است. سه مدل در نظر گرفته شد:

### ۱. قانون مخلوط

فرض بر این است که SAW تحت تأثیر یک جمع وزنی از مشارکت‌های لایه‌های نزدیک به‌ناحیه سطح است. مفروض‌های اضافی عبارتند از وزن خطی، عمق نفوذ متناسب با یک طول موج که توسط یک  $C$  ثابت مقیاس بندی شده است، و لایه‌های بدون تلفات همسان‌گرد. برای لایه‌های  $m$ ، سرعت SAW سپس با رابطه زیر داده می‌شود

$$V_{SAW}(\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^n V_{R_i} d_i}{c\lambda} + \frac{V_{R_{n+1}} \left( c\lambda - \sum_{i=1}^n d_i \right)}{c\lambda} \quad (1.19)$$

که در آن

$$\sum_i^n d_n < \lambda \leq d_{n+1}, \quad n = 1, 2, m, \quad d_i = i$$

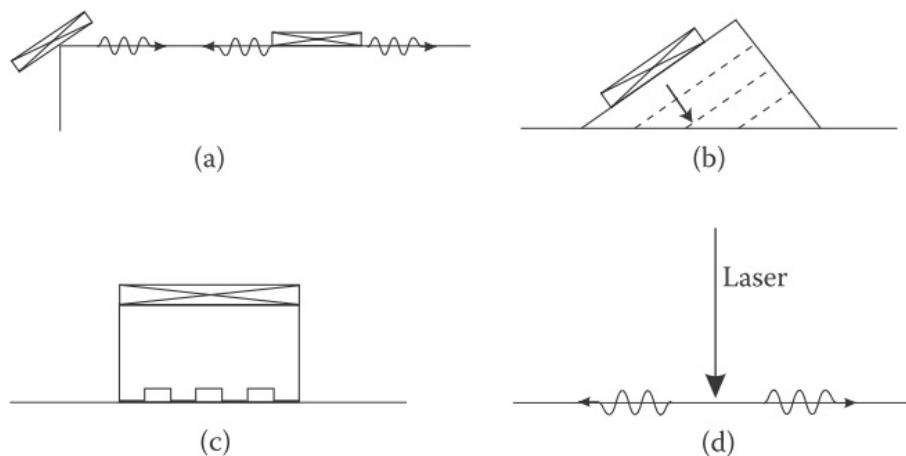
### ۲. اختلال‌های جزئی

در این رویکرد، فرض بر این است که تغییرات در پارامترها به‌طور متقابل متناسب هستند، به‌ویژه اینکه چگالی و ثابت‌های الاستیک با زمان مطابق با همان فرم عملکردی  $F(z)$  تغییر می‌کنند.

### ۳. روش تامسون-هاسکل

این یک عملگر ماتریس انتشار دهنده است که از ژئوفیزیک اقتباس شده است. تنش‌ها و جابجایی‌های بین دو نقطه با یک سری ضرب ماتریس مرتبط هستند. با اعمال شرایط مرزی سطح آزاد، مسئله مقدار ویژه برای امواج رایلی در ساختار لایه‌ای قابل حل است.

این سه رویکرد برای دو سیستم کاملاً متفاوت که در آن تغییرات شناخته شده بودند، اعمال شد. اولین نمونه سخت شده فولاد ۱۰۴۳ بود که چگالی ثابت و نسبت پواسون به عمق دارد. دوم ساختار Ni/Cu/Ni با چگالی ثابت بود. در هر دو مورد، ثابت‌های الاستیک در یک منطقه زیرسطحی با عمق ۱ - ۳ میلی‌متر متفاوت بود. مشخص شد که قانون مخلوط‌ها تقریب بسیار خوبی به مشخصات شناخته شده می‌دهد در حالی که روش‌اختلال جزئی کمترین رضایت را داشت. روش تامسون-هاسکل یک راه حل دقیق را ارائه می‌دهد و اگر تعداد متغیرهای مستقل محدود شود، یک رویکرد کلی خوب خواهد بود.

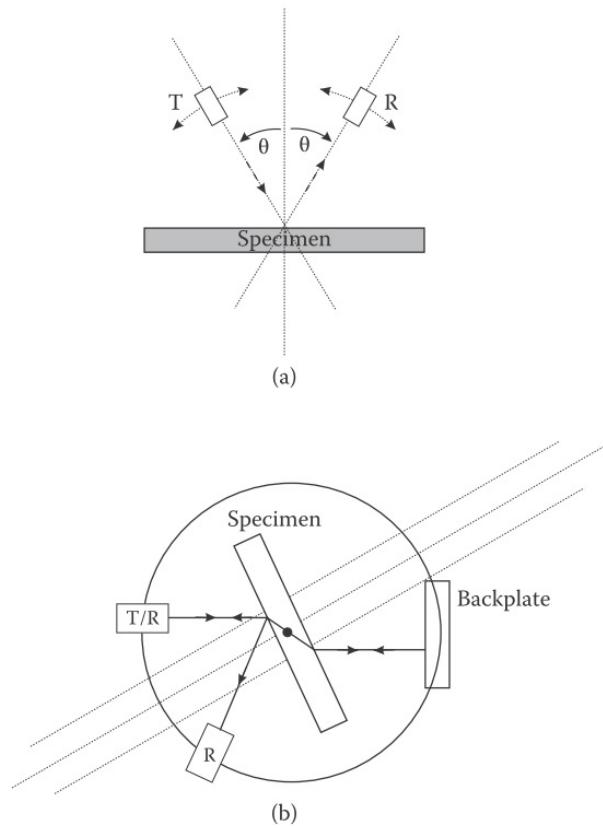


شکل ۲.۱۹: روش‌های عملی برای تحریک امواج ریلی برای NDE. (الف) مبدل امواج حجمی طولی باله. (ب) تحریک گوه در زاویه  $\sin \theta_R = V_W/V_R$  که در آن  $V_W$  سرعت امواج طولی ماده گوه است. (ج) تحریک کننده شانه مانند تنابوی. (د) تولید لیزر.

## ۲.۲.۱۹ تولید امواج ریلی برای NDE

از روش‌هایی که قیلاً برای تولید امواج ریلی با آن مواجه شده‌اند، باید گفت که مبدل بین دیجیتالی (IDT) یک رویکرد عملی برای میدان NDE ارائه نمی‌کند. بازتاب زاویه بحرانی (CAR) یک ابزار آزمایشگاهی بسیار مفید برای نوع II NDE است، اما باز هم، روشی عملی برای جستجوی عیوب نیست. با این حال، تعدادی روش عملی دیگر برای تولید امواج ریلی با فرکانس پایین ( $\leq 30$  مگاهرتز) وجود دارد که در شکل ۲.۱۹ خلاصه شده است. مبدل‌های امواج حجمی (کوارتز برش Y) را می‌توان با کوپلینگ روغن یا گریس روی سطح صاف قرار داد. بدیهی است که بیشتر انرژی به صورت یک امواج حجمی عرضی تابشی از بین می‌رود، اما هنوز هم می‌توان یک امواج قابل استفاده ریلی تولید کرد. همچنین در شکل ۲.۱۹-الف نشان داده شده است، یک مبدل طولی امواج که با یک لبه تماس برقرار می‌کند، می‌تواند امواج ریلی تولید کند. پیکربندی گوه نشان داده شده در شکل ۲.۱۹-ب یکی از محبوب‌ترین روش‌ها است. یک امواج طولی به یک بلوك پلاستیکی (سرعت امواج طولی  $V_{LP}$ ) با زاویه مناسب ( $\sin \theta = V_{LP}/V_R$ ) بریده می‌شود تا امواج ریلی را در بستر تحریک کند. اصل مورد استفاده دقیقاً همان تطبیق فاز (حفظ بردار امواج موازی) است که در آزمایش‌های زاویه بحرانی استفاده می‌شود.

ایده اصلی IDT را می‌توان برای ساخت یک دستگاه قابل حمل و قابل انعطاف، که در شکل ۲.۱۹-ج نشان داده شده است، حفظ کرد. ساختار شانه‌ای بر روی یک صفحه آلومینیومی با آرایه‌ای از شیارهای موازی ساخته شده است. سپس دستگاه توسط یک مبدل طولی که در قسمت پشتی سازه قرار می‌گیرد، به صورت فراصوت تحریک می‌شود. سپس دستگاه بر روی نمونه مورد آزمایش فشار داده و هنگامی که فرکانس تنظیم می‌شود به‌طوری که فاصله بین دندان‌های همسایه برابر با طول امواج ریلی ( $\lambda_R = 2a$ ) باشد، امواج



شکل ۳.۱۹: گونیومتر برای آزمایش‌های بازتابی و انتقال. (الف) انعکاس ترکیبی و پیکربندی انتقال بر اساس رولین و وانگ [۴].

ریلی ایجاد می‌شود. بدلاً لیل مختلف، همه این تکنیک‌ها به فرکانس‌های زیر  $5^{\circ}$  مگاهرتز محدود می‌شوند. در هر صورت، سطوح با کیفیت صنعتی امواج ریلی را در فرکانس‌های بسیار بالاتر پراکنده و تضعیف می‌کنند.

### ۳.۲.۱۹ زاویه بحرانی بازتاب

فیزیک CAR در بسیاری از NDE مدرن نواحی سطحی توسط امواج فراصوت قرار دارد و جزء ضروری میکروسکوپ صوتی است. همانطور که در ابتدا توسط مایر [۴] و رولینز [۵] توسعه یافت، این یک تکنیک ساده است، که تنها به یک سطح آزاد از نمونه نیاز دارد، برخلاف شرایط سخت‌تر دو سطح موازی مسطح از یک نمونه بزرگ که توسط تکنیک‌های استاندارد فراصوت مورد نیاز است. یک زاویه سنج CAR ساده در شکل (۳.۱۹) نشان داده شده است. این سیستم در یک حمام مایع، معمولاً آب، غوطه ور می‌شود. مبدل‌های فرستنده و گیرنده به گونه‌ای طراحی شده‌اند که یک پرتو با همخوانی

<sup>۴</sup>Mayer

<sup>۵</sup>Rollins

مناسب در زاویه  $\theta$  به سطح برخورد کند. پرتو منعکس شده در همان زاویه تشخیص داده می‌شود. جارو کردن مقادیر  $\theta$  از  $90^\circ$  رديابی منحنی بازتاب را امکان پذیر می‌کند. یک نمونه معمولی در شکل (۶.۸) ترسیم شده است. ویژگی‌های کلیدی منحنی شامل زوایای بحرانی برای امواج طولی، برشی و ریلی است که از آن‌ها می‌توان سرعت صوت مربوطه را با  $V = V/V_i \sin \theta$  بدست آورد. منشأ اینها قبلًا توضیح داده شده است. وقتی مولفه  $x$  بردار موج تابشی با موجی در جسم جامد که به موازات سطح حرکت می‌کند مطابقت داشته باشد، یک ناهنجاری در ضریب بازتاب ( $RC$ ) وجود خواهد داشت. سپس می‌توان از تعیین  $RC$  در بروز طبیعی برای تعیین پارامترهای صوتی اصلی جامد استفاده کرد. به‌طور بالقوه، مفیدترین ویژگی شکل (۶.۸) حداقل در زاویه ریلی است که برای نمونه‌های واقعی مشاهده می‌شود، اما برای جامدات بدون تلفات ایده‌آل پیش‌بینی نشده است. برای نمونه‌هایی با تضعیف مواد صفر، موج ریلی صرفاً ناپایدار است، یعنی انرژی در آن ذخیره اما منتشر نمی‌شود. در این حالت، منحنی‌های بازتابی نظری و تجربی بازتاب کل را در این ناحیه نشان می‌دهند. اگر نمونه دارای تضعیف ماده غیر صفر باشد، انرژی از موج ریلی تلف و باعث شیب در زاویه ریلی نشان‌داده شده در شکل می‌شود. این اثر توسط بکر و ریچاردسون [۶] به صورت کمی بررسی شده است و تغییر عمق و عرض شیب با تضعیف موج برشی در شکل نشان داده شده است.

مشاهده می‌شود که  $RC$  برای مقدار معینی از تضعیف موج برشی در هر طول موج  $l_s$  دارای حداقل است، جایی که  $l_s = \alpha \lambda$  پارامتر تلفات موج برشی است، پس از آن  $RC$  افزایش می‌یابد و شیب ریلی گستردگی می‌شود. بنابراین، رزونانس تیز مشاهده شده در  $R_R$  برای میرایی کوچک، با افزایش تلفات، که از نظر فیزیکی انتظار می‌رود، از بین می‌رود. نتایج اصلی حاصل از این کار به شرح زیر است:

- پارامترهای موج برشی در تعیین زاویه ریلی (سرعت برشی) و ماهیت شیب ریلی (تضییف) مهم هستند.
- یک مقدار بحرانی  $l_s$  و یک فرکانس وجود دارد که  $RC$  برای آن صفر است که می‌تواند به پارامترهای مواد مرتبط باشد.
- نیم حداکثر عرض کامل (FWHM)<sup>۹</sup> تا مقدار بحرانی  $l_s$  ثابت است، سپس به صورت خطی با  $l_s$  افزایش می‌یابد.
- فاز  $RC$  از  $0^\circ$  تا  $2\pi$  برای میرایی برشی صفر و از  $-\pi/2$  به  $\pi/2$  در مقدار بحرانی  $l_s$  می‌رود.

علاوه بر موارد فوق، رولینز [۶] نشان داد که اندازه، شکل و موقعیت کمینه ریلی وابستگی شدیدی به فرکانس، زبری، وجود پوشش، کرنش و ناهمسانگردی کریستالی دارد. وابستگی فرکانس را می‌توان به راحتی از ملاحظات جابجاگی شوخ در فصل هشتم درک کرد. به‌همین ترتیب، از آنجایی که تمام سرعت‌های صوت به جهت گیری کریستالی بستگی

<sup>۹</sup>Full Width Half Maximum (FWHM)

دارد، کاملاً طبیعی است که سرعت فاز امواج ریلی نیز باید به جهت انتشار بستگی داشته باشد. پیکربندی اولیه CAR در اینجا مورد توجه است زیرا دقیقاً با درمان کتاب درسی بازتابی فرآصوت و تولید موج ریلی مطابقت دارد. در کاربردهای مدرن خود، این تکنیک به طور غیرمستقیم در میکروسکوپ صوتی، همانطور که دیده شد، و به شکل اصلاح شده برای مطالعه امواج لامب و سیستم‌های لایه‌ای استفاده می‌شود که در بخش‌های ۳-۱۹ و ۴-۱۹ توسعه داده خواهد شد.

### ۳.۱۹ صفحه‌ها

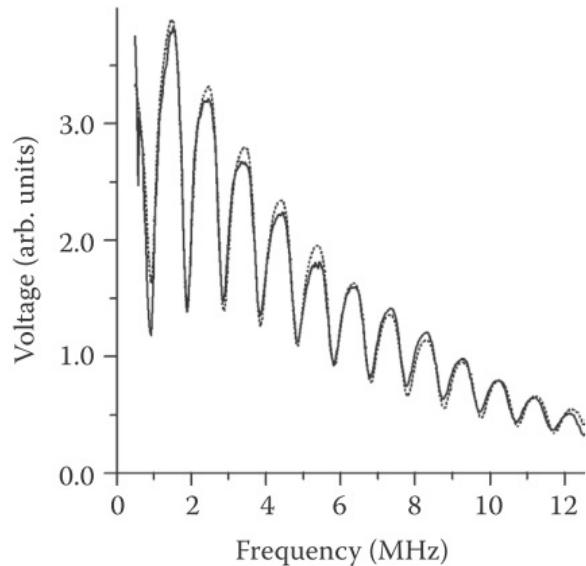
#### ۱.۳.۱۹ موج لامب نشتی: منحنی‌های پاشندگی

تکنیک CAR را می‌توان مستقیماً به مطالعه امواج لامب در صفحات با استفاده از همان نوع گونیا بسط داد. چنین اندازه‌گیری‌هایی را می‌توان برای اندازه‌گیری روابط پاشندگی صفحات و سازه‌های لایه‌ای مورد استفاده قرار داد، و همچنین می‌توان آن‌ها را به مطالعه عیوب (به عنوان مثال، عدم چسبندگی بین لایه‌ها، عیوب نقطه‌ای) گسترش داد. علاوه بر این، این هندسه به ویژه برای تولید امواج فصل مشترک هدایت شونده مناسب است. امواج هدایت‌شونده یک پروب ایده‌آل برای انجام NDE ساختارهای لایه‌ای هستند، زیرا به شرایط در فصل مشترک، مطالعه ساختارهای لایه‌ای بسیار حساس هستند. از آنجایی که آنها ماهیت پاشندگی و چندوجهی دارند، در مقایسه با داده‌های موجود از امواج حجیم، می‌توان تعداد زیادی از نقاط داده را برای فرکانس‌های مختلف تولید کرد. همچنین، مودهای مختلف به طور مستقیم از اندازه‌گیری‌های بازتابی در زوایای مختلف قابل دسترسی هستند.

صفحه در آب غوطه ور می‌شود و توسط یک مبدل که در فاصله‌ای بیشتر از قطر اما کمتر از دو طول فرنل برای عملکرد بهینه قرار می‌گیرد، با انفجارهای تن در یک فرکانس منفرد صدا داده می‌شود. انعکاس چشمی و انتقال و امواج نشتی به دست می‌آید. برای یک زاویه تابش معین، موج در سیال دارای یک مولفه  $x = k_f \sin \theta$  است. وقتی این عدد برابر با تعداد موج یک مود لامب در امتداد صفحه باشد، این مود با تطبیق فاز برانگیخته می‌شود. این موج صفحه بلافاصله به مایع نشت می‌کند مانند فصل هشتم برای امواج ریلی. همانطور که در مورد دوم، ایجاد یک منطقه تهی به دلیل تداخل مخرب بین موج بازتابی خاص و موج هدایت شونده تابش شده، و به دنبال آن یک ناحیه میرائی گستردۀ از امواج نشتی وجود دارد. یک پدیده مشابه برای مولفه منتقل شده رخ می‌دهد.

یک زاویه سنج عملی با ماهیت جهانی توسط روخلین و وانگ [۴] توسعه داده شده است، همانطور که در شکل (۳.۱۹)-ب نشان داده شده است، که در آن امکان استفاده از یک بازتابنده در پشت نمونه وجود دارد تا پرتوهای منعکس شده و ارسالی را تشخیص دهد. بیان نظری برای ضریب بازتاب و انتقال به شکلی مناسب توسط چیمنتی [۹] ارائه شده است.

$$R = \frac{AS - Y^*}{(S + jY)(A - jY)} \quad (3.19)$$

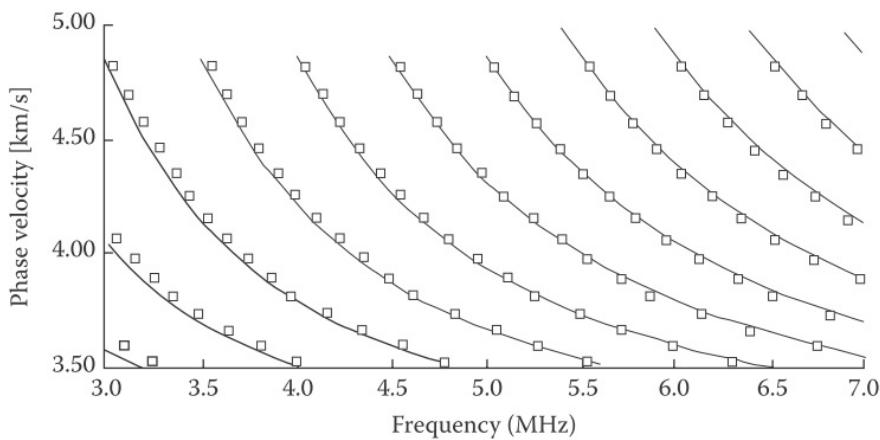


شکل ۴.۱۹: وابستگی فرکانس تجربی (جامد) و تئوری (خطوط) ولتاژ گیرنده طیف موج نشتی لامب برای سطوح صفحه صاف با ضخامت ۲۶ میکرومتر و بروز در ۲۰ درجه.

$$T = \frac{jY(S + A)}{(S + jY)(A - jY)} \quad (3.19)$$

که در آن  $A$ ,  $S$  و  $Y$  توابع پیچیده پارامترهای مواد ارائه شده در چیمنتی [۴] هستند.

صفرهای RC تقریباً با رزونانس‌های عرضی در صفحه مطابقت دارد، و بنابراین، ما انتظار داریم  $RC$  به صورت تابعی از فرکانس، مجموعه‌ای از حداقل‌های تیز را نشان دهد که مربوط به حریک مودهای لامب متوالی در صفحه است. این در واقع مشاهده می‌شود، همانطور که در شکل (۴.۱۹) برای یک صفحه آلومینیومی غوطه ور در آب با زاویه ۲۰ درجه نشان داده شده است [۱۰]. در یک آزمایش واقعی، محدوده فرکانس کامل مورد نیاز برای مبدل‌ها با محاسبه طول موج‌های مربوط به طول‌های مشخصه مسئله، یعنی ضخامت لایه و بستر تعیین می‌شود. این محدوده را می‌توان با مجموعه‌ای از مبدل‌های پهن باند مناسب پوشش داد. یک سری زوایای تابشی (هر درجه یا نیم درجه) بین زوایای بحرانی طولی و عرضی اختصاص داده می‌شود. طیف دامنه معکس شده برای یک زاویه معین، تعیین شده توسط تبدیل فوریه سریع (FFT)، برای تعیین مجموعه حداقل‌های مربوط به تولید امواج لامب در مقادیر متناظر  $f_d$  استفاده می‌شود. سرعت فاز  $V_P$  مربوط به این زاویه توسط  $\frac{V_P}{V_s} = \sin \theta$ . به این ترتیب، با عبور از زوایای ثابت مختلف، می‌توان منحنی پاشندگی کامل را ایجاد کرد، همانطور که در شکل (۵.۱۹) نشان داده شده است.



شکل ۵.۱۹: منحنی‌های پاشندگی موج لامب شبیه سازی شده برای نمونه بدون پوشش آلمینیومی به ضخامت ۴ میلی‌متر در مقایسه با داده‌های تجربی.

### ۲.۳.۱۹ NDE با استفاده از امواج نشتی لامب

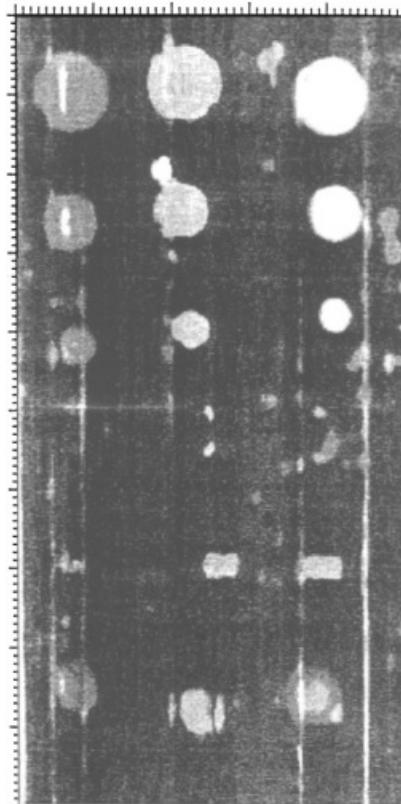
چیمنتی<sup>۹</sup><sup>۱۰</sup> به تفصیل توضیح داده است که چگونه می‌توان از پیکربندی امواج نشتی لامب (LLWs)<sup>۱۱</sup> به عنوان یک روش بازرسی برای آشکارسازی و تصویربرداری عیوب در صفحات استفاده کرد. همانطور که در شکل (۳.۱۹) نشان داده شده است، نمونه برای سونوگرافی در یک زاویه تنظیم می‌شود و یک انفجار تن فرکانس رادیویی (RF) منتشر می‌شود. فرکانس انفجار آهنگ بر روی پهنه‌ای باند موجود، که باید به اندازه کافی گستره باشد تا تعداد زیادی مود لامب را در بر گیرد، رد شود. یک FFT از داده‌ها برای تولید یک طیف شبه فرکانس که رفتار یک پالس RF در حوزه زمان را تقلید می‌کند، گرفته می‌شود. اگر نقصی در نمونه وجود داشته باشد، معادل پژواک نقص در شبه طیف ایجاد می‌کند. بنابراین، اندازه‌گیری تغییر در طیف برای این نقطه داده خاص، اطلاعاتی در مورد وجود نقص می‌دهد. اگر مبدل‌های فرستنده و گیرنده روی صفحه روبش شوند، می‌توان یک تصویر روبش C از صفحه دارای نقص تولید کرد. چیمنتی نشان داد که استفاده از شبه بسامد میانه، به عنوان کمیتی که باید اندازه‌گیری شود، رضایت‌بخش‌ترین روش ممکن در بین چندین رویکرد ممکن بود. این فرکانس،  $f_{1/2}$ ، به صورت زیر تعریف شده است

$$\int_0^{f_{1/2}} R(f, x) df = \frac{1}{2} \int_0^{f_{max}} R(f, x) df \quad (4.19)$$

برای یک نقطه معین، این روش سپس یک عدد منفرد،  $f_{1/2}$  را برای توصیف نقص می‌دهد. این فرآیند را می‌توان در هر نقطه از صفحه کامل  $y - x$  تکرار کرد و نتیجه را به عنوان یک تصویر روبش C نمایش داد. یک مثال در شکل (۶.۱۹) برای تعدادی از عیوب شبیه سازی شده در یک صفحه کامپوزیت نشان داده شده است. این روش یک جایگزین جذاب

<sup>10</sup> Chimenti

<sup>11</sup> Leaky Lamb Waves (LLWs)



شکل ۱۹.۶: روش موج نشتی لامب از یک صفحه کامپوزیت حاوی عیوب شبیه سازی شده. تصاویر با نمایش فرکانس میانه تشکیل شدند. نزدیکترین نقص به میدان ورودی صدا در سمت چپ است.

برای تصویربرداری روش  $C$  معمولی است.

## ۴.۱۹ ساختارهای لایه‌ای

### ۱.۴.۱۹ رویه‌های وارونگی

ما در اینجا اصولاً به پوشش‌های تک یا چند لایه روی بسترها توجه می‌کنیم که می‌توان فرض کرد که کاملاً مشخص هستند (ضخامت، چگالی و سرعت صدا  $V_L$  و  $V_S$  شناخته شده فرض می‌شوند). چنین پوشش‌هایی از نظر صنعتی بسیار مهم هستند زیرا ممکن است حفاظت مکانیکی، شیمیایی یا الکتریکی را برای جلوگیری از سایش، سایش، خوردگی و غیره ایجاد کنند. در این مورد، مشکل عمومی NDE به طور قابل توجهی پیچیده‌تر از یک صفحه همگن است. نوع I، تشخیص عیوب، می‌تواند به روشی مشابه با صفحات مورد بررسی قرار گیرد، اما یک ویژگی جدید و شاید غالب برای سیستم لایه‌ای وجود دارد،

یعنی مسئله چسبندگی لایه‌ها بین خود و با زیرلایه. این به عنوان یک موضوع جداگانه در زیر بررسی می‌شود. نوع دوم NDE، ابعاد و ثابت‌های الاستیک، می‌تواند از طریق مسئله معکوس نزدیک شود. با این حال، ضخامت سنج به‌طور کلی به عنوان یک مسئله مهم ب خودی خود دیده می‌شود، و دوباره، این موضوع به عنوان یک موضوع جداگانه در بخش ۶-۶ بررسی می‌شود.

به‌دلیل ویژگی مود هدایت شونده،  $LLW$ ‌ها به خوبی با مطالعه ساختارهای چند لایه سازگار می‌شوند. چندین رویکرد معکوس در گذشته استفاده شده است که یکی از آنها، الگوریتم سیمپلکس [۱۱] در اینجا به اختصار توضیح داده خواهد شد. الگوریتم سیمپلکس این مزیت را دارد که همیشه همگرا می‌شود. روال پرونده  $LLW$  به شرح زیر است:

۱. همانطور که در بالا ذکر شد داده‌های  $LLW$  را به صورت تجربی بدست آورید.
۲.  $RC$  و تابع پاشندگی را محاسبه کنید. اگر رابطه نظری بین  $RC$  و خواص مواد وجود داشته باشد، همانطور که در بالا ذکر شد، در اصل می‌توان از آن استفاده کرد. با این حال، مشکلاتی در شناسایی مود و همچنین عدم وجود یک فرم عملکردی دقیق در نزدیکی حداقل بازتاب وجود دارد. یک رویکرد مفیدتر استفاده از معادله پاشندگی برای صفحه آزاد در فرم است

$$G(f, V_p) = 0 \quad (5.19)$$

نشان داده شده است [۹] که در بیشتر موارد، منحنی‌های پاشندگی برای صفحه آزاد و دارای آب بسیار تقریباً برابر است، و این روش استفاده از این نتیجه را برای صفحه آزاد بسیار ساده می‌کند.

۳. رویه معکوس  
برای یک نمونه صفحه ایزوتروپیک چند لایه مشخص، خواص  $h$  (ضخامت)،  $\rho$  (چگالی)،  $V_L$  (سرعت موج طولی)، و  $V_S$  (سرعت موج برشی) باید از معادله پاشندگی زیر تعیین شوند.

$$G(f_i, V_i, h, p, V_L, V_S) = 0, \quad i = 1, 1, \dots, x \quad (6.19)$$

که در آن  $(f_i, V_i)$  مجموعه نقاط داده  $LLW$  هستند.

روش بهینه سازی شامل به حداقل رساندن مجموع مربعات است

$$SSR = \sum_{i=1}^n W_i G_i^* G_i$$

که در آن  $G_i^*$  مزدوج مختلط  $G_i$  است و  $W_i$  یکتابع وزنی برای نقاط داده است. مثال‌های متعددی در مورد اپوکسی آلومینیوم، صفحات آلومینیوم و کامپوزیت‌های گرافیت/اپوکسی نشان داد که الگوریتم ۷۰۰۰۰۰۰۰۰۰ دقيقاً پارامترهای مواد شناخته شده را بازیابی می‌کند، حتى زمانی که با مقادیر اولیه با خطای ۵ درصد نسبت به مقادیر واقعی شروع می‌شود.

با وجود قدرت کلی این تکنیک، تعدادی از مسائل در وارونگی داده‌های LLW در ساختارهای چند لایه وجود دارد. این موارد شامل موارد زیر است:

۱. جلوه‌های زوج. حداقل هشت پارامتر (ضخامت، چگالی، سرعت موج طولی و برشی لایه و بستر) برای یک لایه همسانگرد منفرد روی یک بستر همسانگرد معمولاً با هم تزویج می‌شوند که منجر به محاسبات طولانی و پیچیده می‌شود. جدا کردن این پارامترها تا حد امکان مطلوب است و این کار را نمی‌توان در یک رویکرد وارونگی ساده انجام داد.

۲. داده‌های نامنظم یا اشتباه می‌تواند همگرایی رویه وارونگی را از مسیر خارج کند. با این حال، این روش آنقدر پیچیده و غیرشفاف است که تشخیص اینکه کدام زیرمجموعه از داده‌ها قابل اعتماد هستند آسان نیست.

۳. شناسایی مود برای رویکرد وارونگی کامل ضروری است. با این حال، داده‌های واقعی ممکن است فقط یک محدوده فرکانس محدود را در یک نمونه نامشخص پوشش دهند و برخی از داده‌ها ممکن است گم شده باشند.

این مشکلات و سایر مسائل را می‌توان با یک رویکرد جدید و ساده‌تر، فاصله فرکانس مودی (MFS)<sup>۱۲</sup> که در بخش بعدی توضیح داده خواهد شد، اجتناب کرد.

#### ۲.۴.۱۹ روش فاصله گذاری فرکانس مودی

ایده اصلی روش MFS ساده کردن روش وارونگی تا حد امکان با جدا کردن پارامترها است. این روش توسط Xu و همکاران<sup>[۱۲]</sup> توسعه داده شد، که نشان داد می‌توان روابط ساده‌ای بین ثابت‌های الاستیک صفحه‌ای که باید بررسی شود و جابجایی بین فرکانس‌های امواج نشستی لامب به دست آورد. به عنوان یک ساده سازی، صفحه و پوشش همسانگرد در نظر گرفته می‌شود. این روش برای پوشش‌های همسانگرد عرضی بر روی بسترها همسانگرد استفاده شده است و در اصل می‌تواند به سیستم‌های ناهمسانگرد بیشتر گسترش یابد. در کار MFS، ضخامت پوشش و بستر و چگالی زیرلایه مشخص شده بود. سپس هدف تعیین سرعت صوتی طولی و عرضی در بستر و پوشش و چگالی پوشش بود. باز هم، تأثیر سیال گرفته شده است، زیرا اثر آن کم است.

روش MFS با تجهیز و تحلیل صفحه لخت ( $h_c = 0$ ) شروع می‌شود. روابط پاشندگی سپس توسط معادلات ریلی-لامب به صورت زیر داده می‌شود

$$\frac{\tanh [v_1 \left( \frac{h_s}{\gamma} \right)]}{\tanh [v_2 \left( \frac{h_s}{\gamma} \right)]} = \frac{(v_2^2 + k^2)^2}{4k^2 v_1 v_2} \quad (7.19)$$

برای مودهای متقارن و

$$\frac{\tanh [v_1 \left( \frac{h_s}{\gamma} \right)]}{\tanh [v_2 \left( \frac{h_s}{\gamma} \right)]} = \frac{4k^2 v_1 v_2}{(v_2^2 + k^2)^2} \quad (8.19)$$

<sup>۱۲</sup> Modal Frequency Spacing (MFS)

برای مودهای نامتقارن است، که در آن

$$k = \frac{2\pi f}{V_P}, \quad k_a = \frac{2\pi f}{V_\alpha}$$

$$V_P = \frac{V_\circ}{\sin \theta}$$

$$V_\alpha = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_\alpha^2}, & k \geq k_\alpha \\ -j\sqrt{k_\alpha^2 - k^2} & k < k_\alpha \end{cases}$$

و  $hs(hc)$  برابر ضخامت بستر (پوشش)  $\alpha = 12$  و  $V_1 = V_L$  و  $V_2 = V_S$  که در آن  $k = k_\alpha$ . همانطور که در فصل نهم مشاهده شد، وقتی فرکانس افزایش می‌یابد، مودهای متقارن و نامتقارن معمولاً به طور متناوب تحریک می‌شوند.

اولین هدف جدا کردن  $V_L$  و  $V_S$  در معادلات (۷.۱۹) و (۸.۱۹) است تا هر کدام به طور مستقل به مجموعه‌ای از پارامترهای تجربی مرتبط شوند.  $V_L$  را می‌توان با قرار دادن موج از سیال در زمان وقوع عادی جدا کرد، جایی که فقط امواج طولی در صفحه تحریک می‌شوند. در این حالت، به جای معادلات (۷.۱۹) و (۸.۱۹)، یک معادله فرکانس قطع ساده برای امواج طولی در صفحه داریم.

$$\sin\left(\frac{2\pi f h_s}{V_L}\right) = 0 \quad (9.19)$$

به طوری که  $V_L$  را می‌توان با اختلاف فرکانس بین مودهای مجاور  $\Delta f$  تعیین کرد

$$\Delta f = \frac{V_L}{2h_s} \quad (10.19)$$

جداسازی  $V_S$  را می‌توان در فرکانس بالا برای بروز مایل انجام داد. اگر دومی طوری انتخاب شود که

$$V_S < V_P < V_L$$

سپس معادلات (۷.۱۹) و (۸.۱۹) را می‌توان در حد فرکانس بالا برای تعیین فاصله فرکانس  $\Delta f$  بین مودهای متقارن و نامتقارن مجاور ساده کرد، که در نهایت با

$$\Delta f = \frac{1}{2h_s} \left( \frac{1}{V_S^\chi} - \frac{1}{V_P^\chi} \right)^{-\frac{1}{4}} \quad (11.19)$$

بنابراین، از معادلات (۱۰.۱۹) و (۱۱.۱۹)، با استفاده از مقادیر تجربی  $\Delta f$  مناسب،  $h_s$  و

$V_P V_L$  را می‌توان به طور مستقیم تعیین کرد.

برای صفحه پوشش داده شده، معادله فرکانس قطع در تابش عمودی می‌شود:

$$\tan\left(\frac{2\pi f h_s}{V_L}\right) + \frac{\hat{V}_L \hat{\rho}}{V_L \rho} \tan\left(\frac{2\pi f h_c}{\hat{V}_L}\right) = 0 \quad (12.19)$$

که در آن دو عبارت به ترتیب با رزونانس موج ایستاده در بستر و پوشش مطابقت دارند. ریشه‌های معادله (۱۲.۱۹) را می‌توان به صورت گرافیکی از محل تلاقی دو خانواده منحنی

مربوط به دو عبارت موجود در معادله تعیین کرد. در این رویکرد، MFS ثابت در نظر گرفته و یک مقدار متوسط استفاده می‌شود. در تابش مایل، نظریه پیچیده‌تر است. در عمل، سرعت پوشش و بستر بر اساس ضخامت نسبی آنها توسط رابطه وزن شده است

$$h_s V_\alpha + h_c \hat{V}_\alpha = (h_s + h_c) V_\alpha^n \quad (13.19)$$

که در آن  $V_\alpha^n$  سرعت فاز اسمی یک صفحه یکنواخت معادل که شامل حضور پوشش است. در برنامه‌های کاربردی، روش زیر اتخاذ شده است:

۱. برای زیرلايه خالی،  $\Delta f$  را در تابش عمودی،  $\Delta f$  و  $V_P$  را در زوایای مختلف  $\theta$  اندازه‌گیری کنید. این مقادیر متوسط  $V_L$  و  $V_S$  زیرلايه خالی را بدست می‌دهد.

۲. از این مقادیر به عنوان نقطه شروع وارونگی آزمون و خطاب را در یافتن پارامترهای  $V_L$  و  $V_S$  استفاده کنید که بهترین تناسب با منحنی‌های پاشندگی تجربی را دارند.

۳. برای نمونه‌های پوشش داده شده، بستر اکنون کاملاً مشخص شده و  $V_S$  و  $h_s, \rho_s, V_L$  ثابت هستند. مرحله ۱ برای نمونه پوشش داده شده تکرار می‌شود تا مقادیر متوسط  $V_S^n$  و  $V_L^n$  بدست آید.

۴. معادله (۱۳.۱۹) با مقادیر و از مرحله ۳ برای تعیین مقادیر شروع  $V_L^n$  و  $V_S^n$  استفاده می‌شود.

۵. مرحله ۲ تکرار می‌شود و  $\hat{V}_\alpha$  برای به دست آوردن بهترین تناسب با منحنی‌های انتشار تجربی تغییر می‌کند.

۶. پارامتر  $\hat{\mu}$  برای بهینه سازی تنظیم شده است که به این پارامتر خیلی حساس نیست.

توافق عالی با آزمایش برای سه پوشش مختلف پلاسما پاشیده شده روی نمونه‌های تیتانیوم و آلومینیوم به دست آمده است.

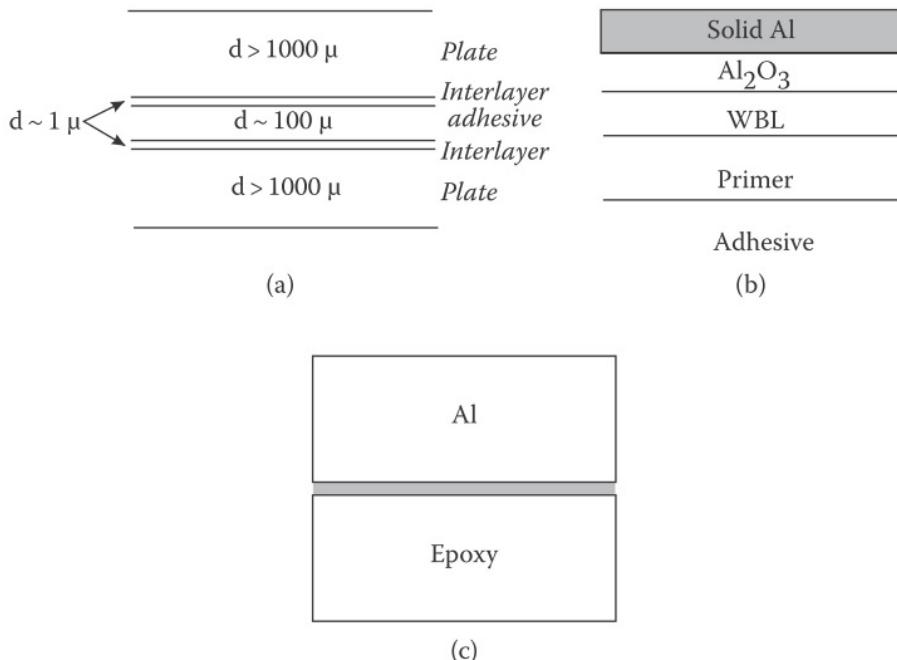
## ۵.۱۹ چسبندگی

کیفیت چسبندگی بین پوشش‌ها و بسترها یا بین دو لایه یک مسئله صنعتی مهم است. به دلیل توانایی امواج فرراصوت در نفوذ به محیط‌های مات با امکان راه‌اندازی امواج هدایت شونده، فرراصوت یکی از امیدوار‌کننده‌ترین تکنیک‌ها است. در ۲۰ سال گذشته کار گستردگای بر روی مطالعات فرراصوت چسبندگی انجام شده است. نتایج قبلی در تامپسون و تامپسون<sup>۱۳</sup> بررسی شده است، و بررسی پسیار دقیق اخیر مطالعات چسبندگی با روش‌های فرراصوت در مایوا و همکاران<sup>۱۴</sup> ارائه شده است. کار برای لایه‌های

<sup>۱۳</sup>Thompson and Thompson

<sup>۱۴</sup>Maeva et al.

همسانگرد و همسانگرد عرضی در کاولی<sup>۱۵</sup> و کاولی و پیالوچا<sup>۱۶</sup> بررسی شده است. تحقیقات از آن زمان به طور عمده بر محیط‌های ناهمسانگرد و سطوح استوانه‌ای متصرک شده است. لایه‌های مختلف درگیر در شکل ۷.۱۹ مشخص شده است.



شکل ۷.۱۹: مدل‌ها و پیکربندی‌های مورد استفاده برای اتصالات چسب. (الف) مدل ساده اتصال چسب. نواحی بیرونی بخش عمده‌ای هستند. لایه چسب مرکزی ۱۰۰ میکرومتر ضخامت دارد. دو لایه میانی حدود یک میکرومتر ضخامت دارند. (ب) اتصال چسب آلومینیوم از یک لایه ناهمسانگرد  $Al_2O_3$ ، یک لایه مرزی ضعیف (WBL) و یک آغازگر تشکیل شده است. (ج) پیکربندی آزمایشی برای اندازه‌گیری بازتاب بر روی فصل مشترک آلومینیوم-اپوکسی.

انواع مختلفی از مشکلات چسبندگی وجود دارد<sup>۱۷</sup>. اولاً، گسستگی کامل، حفره‌ها یا تخلخل در لایه چسب را می‌توان به طور کلی با تصویربرداری زیرسطحی، به عنوان مثال، در میکروسکوپ آکوستیک بررسی کرد. جنبه دوم، چسبندگی ضعیف به دلیل یک لایه چسب ضعیف، توسط چندین تکنیک مورد بررسی قرار گرفته است. با این حال، مشکل لایه فصل مشترک ضعیف (بین لایه) چالش‌های زیادی را ایجاد می‌کند و در اینجا به این جنبه پرداخته می‌شود. یک ملاحظات اساسی در سراسر این خواهد بود که برش در فصل مشترک بهوضوح نقطه کلیدی است، به طوری که مودهای هدایت شده یا سایر مودهای مورد استفاده برای بررسی فصل مشترک باید دارای یک جزء برشی قوی باشد. اکنون یک مدل فنری ساده از ساختاری که قرار است کاوش شود توضیح داده خواهد شد.

مدل ایده‌آل ارائه شده در اینجا<sup>۱۸</sup> بهوضوح فیزیک درگیر را نشان می‌دهد و مبنایی

<sup>۱۵</sup>Cawley

<sup>۱۶</sup>Cawley and Pialucha

برای تفسیر نظری مطالعات این مسئله توسط بازجویی موج لامب فراهم می‌کند. فصل مشترک ایده‌آل با شرایط مرزی معمول برای دو جامد در تماس با محور  $x$  موازی با فصل مشترک و  $z$  محور عمود بر آن توصیف می‌شود. هر گونه تضعیف صلبیت یا تماس موضعی با یک مدل فنری، با ثابت‌های سختی عمودی و مماسی  $K_t$  و  $K_n$  در فصل مشترک یک کامپوزیت همسانگرد دو لایه توصیف می‌شود. در این مدل می‌توان شرایط مرزی را به صورت زیر نوشت

$$T_{zz1} = T_{zz2} \quad (14.19)$$

$$T_{xz1} = T_{xz2} \quad (15.19)$$

$$K_1(u_{x1} - u_{x2}) = T_{xz1} \quad (16.19)$$

$$K_n(u_{z1} - u_{z2}) = T_{xz1} \quad (17.19)$$

که در آن  $T_{zz}$  و  $u_z$  به ترتیب مولفه‌های تنش و جابجایی هستند که در سطح مشترک نرمال هستند و  $T_{xz}$  و  $u_x$  به ترتیب تنش و جابجایی برشی در طول فصل مشترک هستند. برای یک فصل مشترک ایده‌آل، دو حالت محدود کننده را می‌توان از نظر مقادیر ثابت فرن‌شناسی کرد. برای یک مرز صلب، حالت معمولاً برای مسائل فصل مشترک جامد-جامد،  $\infty \rightarrow \infty$  و  $K_t \rightarrow K_n$  در نظر گرفته می‌شود. این منجر به شرایط مرزی استاندارد،  $u_{z1} = u_{z2}$  و  $u_{x1} = u_{x2}$  می‌شود، زیرا تنش‌ها در فصل مشترک باید محدود باشند. حد متضاد "غزش" بین دو محیط در سطح مشترک را فرض می‌کند. در این حالت تنش و جابجایی نرمال طبق معمول پیوسته است به طوری که دوباره  $\infty \rightarrow \infty$ . با این حال، تنش برشی اکنون در سطح مشترک ناپذید می‌شود زیرا هیچ تماس اتصالی بین رسانه وجود ندارد. از این‌رو، تنش‌های برشی از بین می‌روند و جابجایی‌های برشی ناپیوسته هستند که می‌توان با تنظیم به دست آورد.

$$K_t \rightarrow \infty$$

تنش و جابجایی را می‌توان بر حسب پتانسیل اسکالر جابجایی و بردار به روش معمول بیان کرد. با پیروی از رویکردی مشابه با امواج لامب، می‌توانیم این توابع را به صورت زیر بیان کنیم

$$\phi = [Ae^{-\epsilon kz} + Be^{\epsilon kz}] \exp j(\omega t - kx) \quad (18.19)$$

$$\psi = [Ce^{-\delta kz} + De^{\delta kz}] \exp j(\omega t - kx) \quad (19.19)$$

از این‌رو

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (20.19)$$

$$u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (21.19)$$

$$T_{zz} = \frac{V_L^2}{V_S^2} - 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{V_L^2}{V_S^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \quad (22.19)$$

$$T_{xz} = 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (23.19)$$

با جایگزینی شکل پتانسیل‌ها به معادلات (۲۰.۱۹) تا (۲۳.۱۹)، یک معادله پاشندگی  $8 \times 8$  برای مودهای لامب به دست می‌آوریم. نتایج برای یک فصل مشترک آلومینیوم-مس برای یک فصل مشترک صلب و یک فصل مشترک لغزش محاسبه شده است. راه حل فصل مشترک سفت و سخت شبیه به موج لامب در یک صفحه است. با این حال، راه حل برای فصل مشترک لغزش کاملاً متفاوت است. مود  $S$  با محدود کردن سرعت‌های فرکانس پایین تبدیل به یک دو تایی می‌شود

$$V_{01} = \sqrt{\frac{2}{1 - \sigma_1}} V_{S1} \quad (24.19)$$

$$V_{02} = \sqrt{\frac{2}{1 - \sigma_2}} V_{S2} \quad (25.19)$$

جایی که  $\sigma$  نسبت پواسون دو رسانه است. بنابراین، اندازه‌گیری این سرعت‌های محدود کننده فرکانس پایین لامب، در اصل می‌تواند نشانه‌ای از وضعیت لایه فصل مشترک باشد. این مدل همچنین اهمیت تنش‌های برشی موازی با فصل مشترک را نشان می‌دهد که در برخی موارد عملی در بخش ۶-۱۹ بررسی خواهد شد.

کاولی [۱۵] بازرسی فرآصوت اتصالات چسب را به طور گستردگی بررسی کرده است. یک روش امیدوارکننده تشخیص صفرها در  $RC$  تابش امواج برشی از لایه چسب است. چنین اندازه‌گیری‌هایی را می‌توان با گونیا نشان داده شده در شکل (۳.۱۹) انجام داد، که این مزیت را دارد که برای اندازه‌گیری نمونه‌های بسیار نازک مناسب است و همچنین یک سیستم بسیار ساده است. روش دیگر، اندازه‌گیری‌های زاویه‌ای روی سطح مشترک نمونه‌های حجمی می‌تواند انجام شود، همانطور که در مایوا و همکاران [۱۶] انجام شد. در هر صورت، زاویه تابش بزرگ‌تر از زاویه بحرانی موج طولی انتخاب می‌شود و بنابراین، تنها امواج برشی در سطح مشترک منعکس می‌شوند. وضعیت لایه میانی به صورت تابعی از فرکانس تأثیر زیادی بر مکان ووضوح صفرهای بازتابی دارد. متأسفانه، همانطور که کاولی اشاره می‌کند، فرکانس‌های "صفر" نسبت به هویزگی‌های لایه چسب حساس‌تر از بین لایه‌ها هستند. با وجود مشکلات در اندازه‌گیری دقیق دامنه، کاولی نتیجه می‌گیرد که مطالعه مدول  $RC$  یک رویکرد پربارتر است.

نتایج نماینده برای شبیه‌سازی  $RC$  برای یک فصل مشترک با یک لایه داخلی متخلخل برای امواج برشی در ۳۲ درجه روی یک کامپوزیت اپوکسی آلومینیومی انجام شد. نتایج

<sup>۱۷</sup>Cawley

<sup>۱۸</sup>Maeva et al.

بهوضوح نشان می‌دهد که  $RC$  بهضخامت و سرعت صوت لایه میانی بسیار حساس است، در حالی که تقریباً بهتغییرات قابل توجهی از سرعت در لایه چسب غیر حساس است. این کار با یک مطالعه تجربی دقیق از فصل مشترک‌های آنودایز شده آلومینیوم-اپوکسی، دوباره برای بازتاب امواج برشی در تابش ۳۲ درجه دنبال شد. لایه‌های آنودایز شده را می‌توان بهعنوان یک ساختار همسانگرد عرضی مدل کرد که در آن ثابت‌های الاستیک را می‌توان بهصورت تابعی از تخلخل پیش بینی کرد. نتایج برای یک لایه اکسید ۵۰ میکرومتر با تخلخل در محدوده ۵۸٪ تا ۷۰٪ سازگار بود. لایه‌های اکسیدی تا ضخامت ۱۰ میکرومتر باید با این تکنیک قابل تشخیص باشند. تخلخل لایه حداقل ضخامت اکسید قابل تشخیص را بهدلایل زیر تعیین می‌کند. عدم تطبیق امپدانس آکوستیک زیادی بین آلومینیوم و اپوکسی وجود دارد و افزایش تخلخل کنتراست امپدانس بین دو رسانه را کاهش می‌دهد که در نهایت محدودیت‌های تکنیک را مشخص می‌کند. نتیجه‌گیری این مطالعات این است که بازتاب فراصوت ابزار مفیدی برای توصیف کمی لایه میانی در اتصالات چسب است.

## ۶.۱۹ ضخامت سنجی

تعیین ضخامت ظروف دیواره نازک، ورق‌ها، پوشش‌های روی بستر و غیره بهطور سنتی یکی از رایج‌ترین تکنیک‌های فراصوت بوده است و این قابلیت در بسیاری از ابزارهای تجاری موجود است. دو رویکرد کلی وجود دارد: حوزه زمان و فرکانس. مطالعات حوزه زمان از نظر مفهومی ساده‌ترین هستند. یک پالس تیز فراصوت یا انفجار تن در نمونه منتشر می‌شود و زمان بین دو اکو متوالی با دقت اندازه‌گیری می‌شود. یک رویکرد جایگزین در حوزه فرکانس مبتنی بر تغییر فرکانس و جستجوی تشدید اصلی در دیوار یا لایه است. هر دو نوع روش در بریزیلی<sup>۱۹</sup> توضیح داده شده است.

این بخش بهتشریح چندین روش مدرن بر اساس استفاده از امواج هدایت شده اختصاص دارد. گروه اول بر اساس تعیین منحنی‌های بازتاب/انتقال است و گروه دوم از وجود فرکانس‌های قطع در سیستم‌های لایه‌ای استفاده می‌کند.

۱. میکروسکوپ صوتی باند پهن  
لی و تسای<sup>۲۰</sup> از یک میکروسکوپ آکوستیک روبشی باند پهن (۱۷۵ - ۵۰ مگاهرتز) استفاده کردند که بر روی یک نمونه مرکب که توسط لایه‌ای بهضخامت  $d_2$  بر روی یک بستر تشكیل شده بود، متتمرکز شد. فیلم‌های پیرکس پراکنده روی یاقوت کبود و فیلم‌های مقاوم بهنور روی شیشه مورد مطالعه قرار گرفتند. پرتو آکوستیک می‌تواند بر روی سطح کامپوزیت یا بستر لخت متتمرکز شود. با برچسب زدن آب، لایه و بستر بهترتیب بهصورت محیط‌های ۱، ۲ و ۳، داریم،

<sup>۱۹</sup>Breazeale

<sup>۲۰</sup>Lee and Tsai

• الف دامنه  $RC$  در فصل مشترک بستر آب

$$R_{13} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = |R_{13}|e^{j\phi_{13}} \quad (26.19)$$

• ب امپدانس ورودی کامپوزیت لایه لایه

$$Z_{L1} = Z_2 \frac{Z_2 \cos k_2 d_2 + j Z_2 \sin k_2 d_2}{Z_2 \cos k_2 d_2 + j Z_2 \sin k_2 d_2} \quad (27.19)$$

• ج  $RC$  مختلط در فصل مشترک کامپوزیت آب

$$R_{1(2)3} = \frac{Z_{L1} - Z_1}{Z_{L1} + Z_1} = |R_{1(2)3}|e^{j\phi_{1(2)3}} \quad (28.19)$$

• د تفاوت فاز بین امواج صوتی منعکس شده از کامپوزیت و بستر به تنها یی

$$\Delta\phi = 2k_1 d_2 + \phi_{1(2)3} \phi_{13} \quad (29.19)$$

از آنجایی که فرکانس در پهنهای باند متغیر است،  $f_R$  در فرکانس تشیدی  $RC$  به حداقل می‌رسد که در آن  $d_2 = \lambda_R/4$  است. از معادله (۲۹.۱۹)، اندازه‌گیری فاز دیفرانسیل در رزونانس منجر به تعیین  $d$  می‌شود. در واقع، لی و تسای [۱۹] نشان می‌دهند که بهترین رویکرد برآش  $RC$  کامل به صورت تابعی از فرکانس با معادلات (۲۶.۱۹) تا (۲۹.۱۹) است که مقادیر  $V_1 d_2$  و  $\rho_2$  را بدست می‌دهد. برای محدوده فرکانس استفاده شده در این کار، فیلم‌هایی با ضخامت ۳ تا ۳۰ میکرومتر می‌توانند اندازه‌گیری شوند. فیلم‌های زیر میکرونی را می‌توان با استفاده از این تکنیک با فرکانس‌های بالای ۶۰۰ مگاهرتز مطالعه کرد. یکی دیگر از مزایای تکنیک SAM وضوح فضایی بالایی است که می‌توان به آن دست یافت.

۲. بررسی تابش عمودی با فرکانس پایین  
انعکاس و انتقال فرکانس پایین در تابش عمودی یک تکنیک غیررزوونانسی است که باید برای طیف وسیعی از پیکربندی‌ها، از جمله فویل‌ها و فیلم‌های خود نگهدارنده، قابل استفاده باشد [۲۰]. ایده اصلی تابش یک لایه نازک بین دو بستر یکسان با امپدانس صوتی  $Z_S = \rho_S V_S$  است. برای ساده سازی، مواد بدون تلفات در نظر گرفته شده است. ضریب انتقال دامنه برای لایه ای با ضخامت  $h$  و امپدانس صوتی  $Z = \rho V_l$  برابر است با:

$$T = \frac{2}{2 \cos kh + j(\frac{Z_S}{Z} + \frac{Z}{Z_S}) \sin kh} \quad (30.19)$$

که در آن

$$k = \frac{\omega}{V_l}$$

ضریب انتقال انرژی  $t = |T^3|$  در نهایت

$$\left| \frac{R}{T} \right| = \sqrt{\frac{1-t}{t}} = \frac{\sin kh}{2} \left| \frac{Z_S}{Z} - \frac{Z}{Z_S} \right| \quad (31.19)$$

برای یک لایه بسیار نازک بهطوری که  $kh \ll 1$

$$\left| \frac{R}{T} \right| = \frac{\pi h}{V_L} \left| \frac{Z_S}{Z} - \frac{Z}{Z_S} \right| \quad (32.19)$$

این رابطه برای امواج طولی و برشی در تابش عمودی صادق است. رفتار خطی با فرکانس اجازه می‌دهد تا اطلاعات مهم از شیب جمع آوری شود. دو مورد محدود کننده در نظر گرفته شده است. برای یک لایه با امپدانس بالا، یعنی  $Z \gg Z_S$  معادله (31.19) را می‌توان به صورت بازنویسی کرد.

$$\left| \frac{R}{T} \right| = \frac{\pi}{Z_S} \rho h f \quad (33.19)$$

این رابطه شامل سرعت موج حجیم در لایه نمی‌شود و بنابراین، اگر چگالی مشخص باشد، می‌توان ضخامت را تعیین کرد یا بر عکس. این حد مخصوصاً برای مواردی مانند تعیین مشخصات مخزن غوطه‌وری فویل‌ها یا مطالعات پلیمرها و کاغذ در هوا مفید است.

حد مخالف  $Z \gg Z_S$  مناسب خواهد بود، به عنوان مثال، برای توصیف اتصال چسب بین صفحات فلزی. در این مورد، معادله (31.19) را می‌توان به صورت نوشته نوشت

$$\left| \frac{R}{T} \right| = \frac{\pi Z_S h f}{\rho V_L} \quad (34.19)$$

بنابراین، شیب توسط  $\pi K_{SSH}/c$  داده می‌شود که در آن  $c = \rho V_L$  مدول الاستیک لایه است. این نتیجه را می‌توان برای تعیین خصوصیات چسب استفاده کرد زیرا انطباق ویژه بزرگتر به وضعیت رفتار و کیفیت اتصال مرتبط است. برای این مورد می‌توان از امواج طولی و عرضی استفاده کرد.

## ۱.۶.۱۹ رویکردهای مبتنی بر قطع مود

این رویکردها از ویژگی‌های اساسی امواج هدایت شونده استفاده می‌کنند. آنها از تمام مزایای معمول امواج هدایت شونده برای NDE لذت می‌برند، بسیار حساس هستند و با موقعیت‌های میکروسکوپی و ماکروسکوپی سازگار هستند. اولین مورد، میکروسپیکترومتری فراصوت (UMSM) [۲۱]، به عنوان یک تکنیک NDE آنلاین بالقوه با وضوح فضایی بالا توسعه یافت. این در واقع یک نسخه کوچک شده از گونیا سنج  $RC$  است و می‌توان از پرتوهای مسطح یا متمرکز استفاده کرد. این روش در مورد لایه‌ای بدون تلفات یا کم تلفات که دارای سرعت موج برشی کمتر از بستر است، اعمال می‌شود. قبل از این مورد نشان داده

شده بود که مود اصلی در لایه مود ریلی و بالاترین مود بعدی مود سیزاوا است. همانطور که فرکانس کاهش می‌باید، دومی دارای یک بریدگی در نقطه‌ای است که سرعت فاز برابر با سرعت موج برشی زیرلایه است. در زیر این، مود سیزاوا به زیرلایه نشست می‌کند و محو می‌شود. در این منطقه به آن مود شبیه سیزاوا می‌گویند.

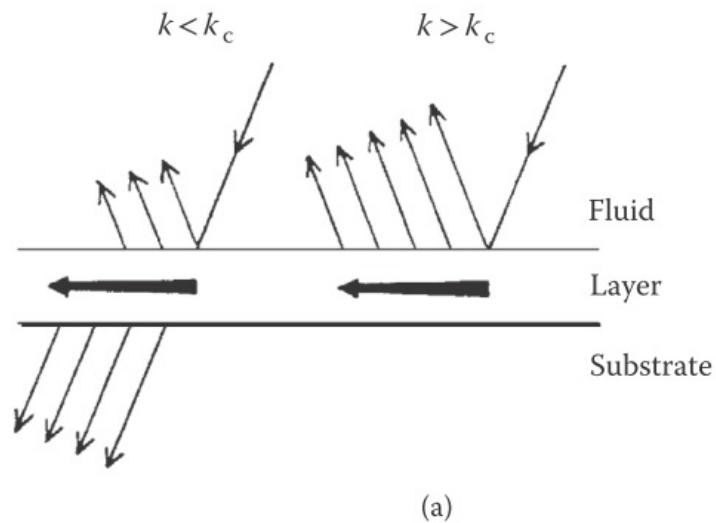
اگر مود سیزاوا توسط یک موج تابشی از سیال برانگیخته شود، آنگاه این قطع را می‌توان با یک شبیه در ضریب بازتابی در فرکانس بحرانی تشخیص داد. در واقع، انرژی که از پرتو تابشی از دست می‌رود، مستقیماً توسط واسطه لایه به زیرلایه تزویج می‌شود، همانطور که در شکل (۹.۱۹) نشان داده شده است. از آنجایی که اثر در یک مقدار بحرانی  $f_d$  رخ می‌دهد، ضخامت  $d$  را می‌توان بلافضله از دانش فرکانس قطع  $f_c$  استنباط کرد. در عمل، این پدیده در گونیومتر UMSM مشاهده می‌شود. گونیومتر که در محدوده فرکانس ۳۰ تا  $150^\circ$  مگاهرتز کار می‌کند، در زاویه‌ای تنظیم می‌شود که مطابق با شرایط معمول موج نشستی است، در این مورد، برای سرعت فاز قطع سیزاوا  $V_c$ ، در  $\sin\theta = V_w/V_c$  است. سپس فرکانس اسکن می‌شود و شرایط قطع به راحتی با یک شبیه در  $RC$  در فرکانس مناسب، مانند شکل (۹.۱۹)-ب، شناسایی می‌شود.

این سیستم را می‌توان با استفاده از میکروپوزیشن کننده‌های دقیق و جبران دمای آب بسیار حساس کرد که منجر به پایداری و دقت تخمینی به ترتیب  $\pm 2\%$  و  $\pm 1\%$  می‌شود. وضوح با سرعت بالا را می‌توان با استفاده از عدسی‌های صوتی به دست آورده که امکان بدست آوردن مقادیری در حد  $200$  میکرومتر را فراهم می‌کند. UMSM برای اندازه‌گیری آنلاین سریع ضخامت فیلم در محدوده  $20 - 1$  میکرومتر برای محدوده فرکانس  $10$  تا  $200$  مگاهرتز طراحی شده است. ضخامت‌های زیر میکرون را می‌توان با تکنیک پرتو کانونی خط (LFB)<sup>۲۱</sup> که در پاراگراف بعدی توضیح داده شده است اندازه‌گیری کرد.

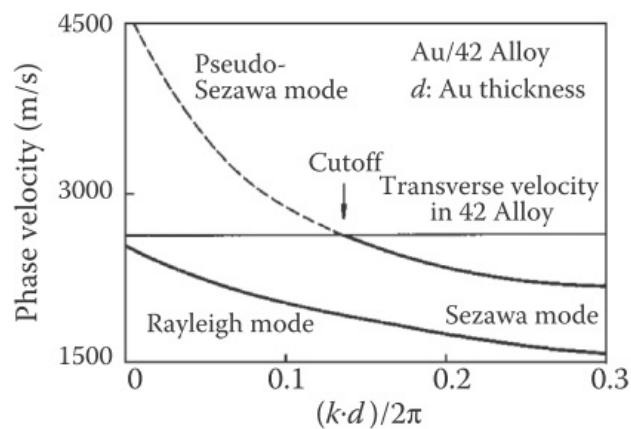
روش دیگر استفاده از مودهای نشستی سیزاوا است که توسط LFB اندازه‌گیری شده است<sup>۲۲</sup>. اصل فیزیکی در گیر مانند تعیین ضخامت لایه توسط UMSM است، با این تفاوت که اکنون مود نشستی سیزاوا مستقیماً با LFB شناسایی می‌شود. در بالای بریدگی، موج نشستی سیزاوا فقط به داخل آب نشست می‌کند. در زیر آن، موج شبیه سیزاوا به زیرلایه و آب نشست می‌کند و منجر به جهش در تضعیف در فرکانس قطع می‌شود. همانطور که در شکل (۹.۱۹) نشان داده شده است، سرعت و میرایی برای یک لایه طلا بر روی یک بستر کوارتر ذوب شده به صورت تابعی از فرکانس اندازه‌گیری شد. از متغیرهای  $V_{c4}$  و  $d_{44}$  در اتصالات استفاده شد، در حالی که ضخامت  $d$  مستقیماً از شرایط برش به دست می‌آید. بنابراین، هر سه کمیت را می‌توان با اندازه‌گیری مود نشستی به صورت تابعی از فرکانس به دست آورد. جالب است بدانید<sup>۲۳</sup> که در فرکانس‌های بسیار پایین‌تر، موج نشستی ریلی  $V(z)$  تجربی جدا شود، به‌طوری که را نیز می‌توان به خوبی از موج شبیه سزاوا در منحنی  $V(z)$  تجربی جدا کرد. تعیین هر چهار ثابت مادی در یک آزمایش واحد. البته فرض بر این است که تمام پارامترهای مربوط به زیرلایه شناخته شده است.

اصل برش را می‌توان مستقیماً در مودهای لامب مرتبه بالاتر یک صفحه یا لوله نیز استفاده کرد. این رویکرد باید به ویژه برای تشخیص غیر تهاجمی لایه‌های غیر قابل

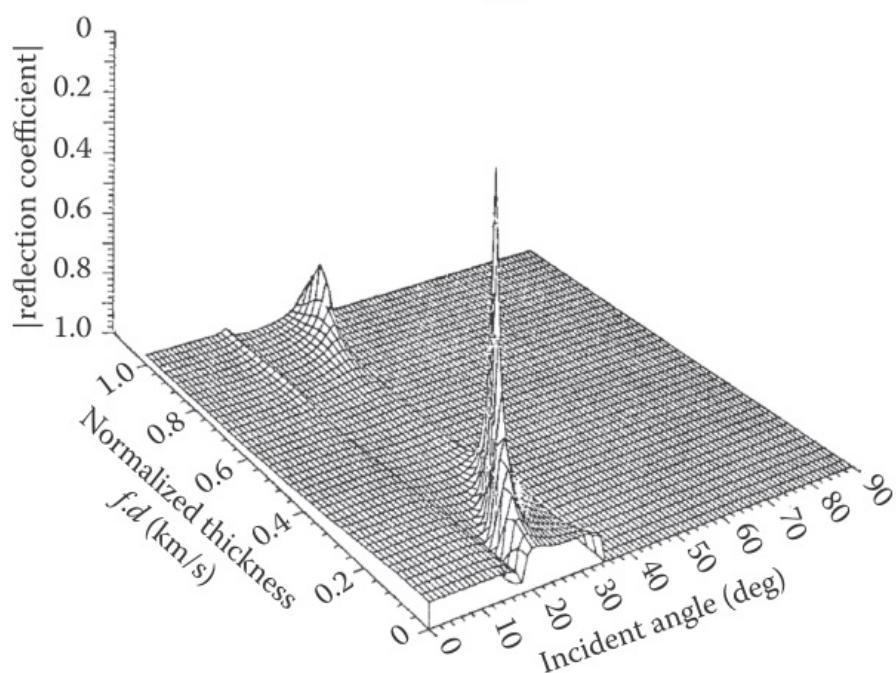
<sup>۲۱</sup>Line Focus Beam (LFB)



(a)

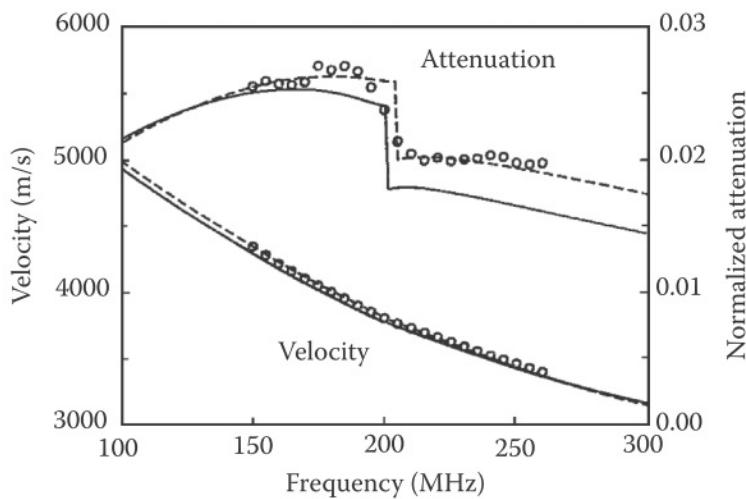


(b)



(c)

شکل ۸.۱۹: میکروسپکترومتر فراصوت. (الف) شرایط انتشار موج برای (۱) موج شب سیزاوا نشستی برای  $k < k_c$  برانگیخته می‌شود و (۲) مود سیزاوا برای  $k > k_c$  برانگیخته می‌شود. (۲) منحنی باشندگ. و شابط قطع داء، مودهای سبادا باء، يك لاهه طلا دوء، يك سست ۳۲ آلائے.. (ج)



شکل ۹.۱۹: وابستگی فرکانس ویژگی‌های انتشار اندازه‌گیری و محاسبه شده مودهای موج نشتی سیزاوا و شبیه سیزاوا برای یک فیلم طلا بر روی یک بستر کوارتز ذوب شده. خطوط یکپارچه با ثابت‌های حجمی طلا محاسبه می‌شوند، در حالی که خطوط نقطه چین برازش کامپیوتری دارند.

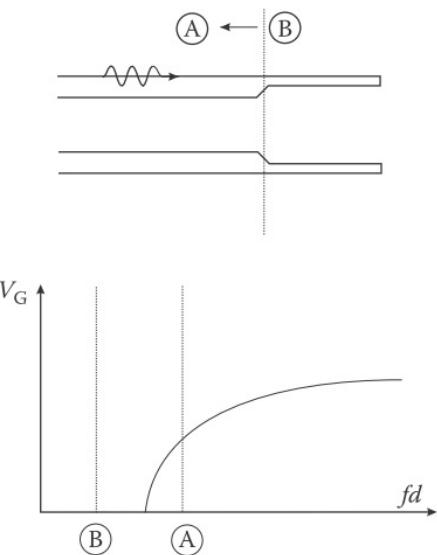
دسترس از مواد خورده در سطح داخلی لوله مفید باشد. اصل تشخیص [۲۴] به راحتی با بررسی منحنی‌های سرعت گروهی برای امواج لامب در یک صفحه آلومینیومی، همانطور که در فصل نهم نشان داده شد، قابل درک است.

مودهای مرتبه بالاتر همگی دارای فرکانس قطع در مقادیر خاص  $f_d$  هستند. بنابراین، موجی که در فرکانس بالاتر از بریدگی ایجاد می‌شود، در صفحه منتشر می‌شود، اما موجی که در زیر بریدگی ایجاد می‌شود، مانند شکل (۱۰.۱۹) منعکس می‌شود. سپس مقایسه فرکانس‌های قطع برای نمونه‌های خورده و خورده نشده، اندازه‌گیری ضخامت لایه خورده  $d$  را ارائه می‌دهد. این روش بر روی نمونه‌های آزمایشگاهی آلومینیوم با دقت حدود ۵ درصد آزمایش شده است.

## ۷.۱۹ کنترل فرایند

تا کنون، بحث از آنچه NDE کلاسیک در بخش ۱۹-۱ نامیده می‌شود دنبال می‌شود. این فصل با نگاهی متوالی به رویکردهای مدرن‌تری که در آنجا ذکر شد تکمیل خواهد شد. با استفاده از NDE برای پردازش مواد یا کنترل فرآیند شروع می‌شود. پس از آن، بخشی در مورد مواد هوشمند، تحت عنوان رایج‌تر، نظارت بر سلامت سازه (SHM)، که در آن سازه‌ها دائمًا توسط حسگرهای درجا نظارت می‌شوند، دنبال می‌شود. این بحث با توضیح مختصی از آینه‌های معکوس زمانی (TRM) تکمیل می‌شود، که یک پیکربندی خاص است که منجر به نوعی رویکرد مبتنی بر سختافزار یا پیکربندی برای پردازش سیگنال می‌شود.

فرآیندهای تولید مدرن بسیار مقرر به صرفه هستند، که منجر به ضرورت تولید محصولات



شکل ۱۰.۱۹: انعکاس امواج لامب در نزدیکی شرایط قطع بهدلیل کاهش ضخامت دیواره لوله ناشی از خوردگی.

با کیفیت بالا با نرخ تولید بالا می‌شود. این به‌نوبه خود کنترل کیفیت در زمان واقعی مواد و فرآیندها را اجباری می‌کند تا از هدر رفتن و توقف غیر ضروری جلوگیری شود. در این بخش، مثالی از نحوه استفاده از روش‌های فراصوت برای تشخیص فرآیندهای غیرتهاجمی و غیرمخرب و نظارت بر اکستروژن پلیمری و قالب‌گیری تزریقی که دو فناوری ضروری در تولید انبوه محصولات پلاستیکی هستند، ارائه می‌شود. سیستم کامل به‌تفصیل در جین و همکاران [۲۵] [۲۶] شرح داده شده است.

سیستم فراصوت. دمای‌های درگیر در محدوده  $100^{\circ}$  درجه سانتیگراد تا  $350^{\circ}$  درجه سانتیگراد هستند، بنابراین، هر میله بافر، مبدل و سایر مواد باید قادر به مقاومت در برابر این دماها باشند. مبدل‌های پیزوکتریک برای این کاربرد رضایت‌بخش بودند، زیرا الزامات حساسیت بالا، هزینه کم، پهنای باند وسیع و نسبت سیگنال به‌نویز بالا (SNR) را برآورده کردند. در ادامه مشاهده خواهد شد که چگونه می‌توان از معیارهای میرایی، سرعت صوت و پراکندگی برای مشخص کردن مذاب پلیمر در مراحل مختلف فرآیند استفاده کرد. استفاده از مود انتقال برای نظارت بر اکستروژن و مود بازتاب برای قالب‌گیری تزریقی مفید بود.

فرآیند اکستروژن مذاب پلیمری در یک قیف خوارک ریخته، منتقل، ذوب، مخلوط شده و توسط پیچ‌هایی که در یک بخش گرم شده در دمای  $200^{\circ}$  درجه سانتیگراد تعییه شده‌اند، مخلوط می‌شود. سپس مذاب از طریق خروجی اکسترودر تغذیه می‌شود که محصول را به‌شکل میله‌ها، لوله‌ها، ورق‌ها و غیره در می‌آورد. ذوب توسط یک سری بخاری مستقل کنترل می‌شود و دما برای جلوگیری از گرمای بیش از حد، که ممکن

<sup>۲۲</sup> Jen et al.

<sup>۲۳</sup> Signal-to-Noise Ratio (SNR)

است پلیمر را تخریب کند، کنترل می‌شود. پروفهای فراصوت از میله‌های بافر با روکش فولادی (طول  $13^{\circ}$  میلی‌متر، قطر  $7.7$  میلی‌متر با روکش فولادی ضد زنگ به ضخامت یک میلی‌متر) با مبدل‌های پیزوالکترویک طولی که در انتهای آن ثابت شده‌اند، تشکیل شده است. نصب همان است که برای سنسورهای  $p$  و  $T$  استفاده می‌شود. انتهای پروف میله بافر در تماس با مذاب است، در حالی که انتهای آزاد آن با هوا یا آب خنک می‌شود. این میله‌ها تا دمای  $600^{\circ}$  درجه سانتی گراد را تحمل می‌کنند. مود انتقال استفاده می‌شود زیرا دارای SNR بالاتر است، با این ناراحتی که دو کاوشگر (پروف) درگیر باید به درستی تراز شوند. دو میله بافر در هر انتهای یک قطر مقطع با مذاب تماس دارند.

قالب گیری تزریقی. ابتدا باید توجه داشت که این یک فرآیند صنعتی بزرگ است. فرآیندی که در اینجا توضیح داده شد، از یک ماشین قالب گیری تزریقی  $15^{\circ}$  تنی با استفاده از پلی کربنات، یک ترمومپلاستیک آمورف، ذوب شده در دمای  $320^{\circ}$  درجه سانتی گراد، تزریق در  $120^{\circ}$  درجه سانتی گراد با سرعت تزریق  $11^{\circ}$  میلی‌متر بر ثانیه برای کل زمان چرخه تقریباً  $3^{\circ}$  ثانیه استفاده می‌کند.

هنگامی که مخلوط پلیمری مناسب به دست آمد، می‌توان آن را در قالب قرار داد تا شکل دلخواه را به دست آورد. برای مقرن به صرفه بودن، این کار باید با بیشترین سرعت ممکن انجام شود، که فقط با تشخیص مداوم آنلاین می‌توان مطمئن شد. چرخه کامل دارای سه مرحله است که به شرح زیر است:

۱. تزریق مذاب به مرکز حفره قالب.
۲. حفره کاملاً تحت فشار بالا پر می‌شود تا انقباض در خنک شدن بعدی جبران شود.
۳. قسمت از قسمت متحرک قالب توسط پین جهشی جدا می‌شود.

برای این کاربرد، حسگرهای فراصوت توسط مبدل‌های پیزوالکترویک فیلم ضخیم ساخته شده‌اند که مستقیماً بر روی درجه‌های فولادی در قالب با تکنیک سل-ژل ساخته شده‌اند. در فرآیند حاضر، چهار مبدل فراصوت مختلف در امتداد قالب قرار داده شد. این حسگرهای فراصوت قادر به تشخیص پارامترهایی مانند زمان رسیدن پلیمر، زمان باز شدن قالب و زمان پرتاپ قطعه بودند. در حین پر کردن، پیشروی و سرعت جلوی جریان، اطلاعات مهمی هستند، زیرا فرآیند باید با سرعت مناسب انجام شود تا از پر شدن یکنواخت و جلوگیری از آسیب ضربه جلوگیری شود. در واقع، پر شدن کامل قالب را می‌توان با این پروفهای فراصوت تا حداقل یک درصد ضربه پر کردن تعیین کرد. به همین ترتیب، نظارت بر انجام براي اطمینان از اینکه خواص فیزیکی کافی قطعه قالب گیری به دست می‌آيد، ضروری است. این جنبه بهترین وجه توسط سرعت صدای مواد و میرایی کنترل می‌شود.

## ۸.۱۹ نظارت صحت ساختاری

NDE سنتی شامل ثبت موقعیت یک مبدل به یک ناحیه مشکوک از یک ماده و استفاده از تشخیص مستقیم عیوب با وضوح بالا تا حد امکان همراه با پردازش سیگنال بعدی برای

افزایش هر گونه ناهنجاری مشاهده شده است. این بهشت ممکن است که یک نمونه کامل و سالم چگونه باید باشد. SHM یک رویکرد کاملاً متفاوت است که بهموجب آن شبکه‌ای از مبدل‌ها به‌طور دائم در ساختار ثابت می‌شود و سیستم به‌طور دوره‌ای در نقطه‌ای از منبع مورد بررسی قرار می‌گیرد. یکی اساساً تاریخچه ساختاری شی را در محل نظارت می‌کند، و به‌دبیال تغییرات به‌عنوان سرنخی مبنی بر اینکه اتفاقی برای ساختار موردنظر رخ می‌دهد، می‌گردد. اینکه "چیزی در حال رخ دادن است" یا نه به معیارهای از پیش تعیین شده برای طبقه‌بندی تغییرات قابل قبول و غیرقابل قبول بستگی دارد. این رویکرد هزینه‌ها را کاهش می‌دهد و قابلیت اطمینان را بهبود می‌بخشد زیرا در زمان واقعی انجام می‌شود و می‌تواند با حداقل مداخله انسانی خود کار شود.

نمونه‌ای از SHM با استفاده از روش انتشار موج [۲۶] از منبع به شبکه مبدل‌های دریافت کننده با روش pitch-catch ارائه خواهد شد. ساختارهای معمولی که توسط SHM مورد مطالعه قرار می‌گیرند، اشیای صفحه‌مانند مانند بال‌های هوایپیما هستند و بنابراین، مودهای لامب اغلب درگیر هستند. در هر صورت، آگاهی کامل از مودهای انتشار احتمالی در ساختار مورد مطالعه ضروری است. سیستم معمولاً از سه بخش تشکیل شده است: (۱) یک شبکه حسگر یکپارچه، (۲) سیستم کنترل و (۳) نرم افزار تشخیصی. شبکه حسگر مورد استفاده در برنامه حاضر به اصطلاح SMART Layer<sup>TM</sup> است که از شبکه‌ای از حسگرهای پیزوالکتریک تشخیص شده در یک فیلم دی‌الکتریک تشکیل شده است. این لایه بسیار منعطف است زیرا می‌تواند با طیف گسترده‌ای از هندسه‌ها سازگار شود، می‌توان آن را روی سطح (با استفاده از اتصال موقت یا دائم) یا داخل سازه نصب کرد، می‌تواند در محیط‌های خشن مقاومت کند و بسیاری موارد مطلوب دیگر دارد. امکانات سیستم کنترل برای سنجش فعلی شامل یک ژنراتور فراصوت و یک آنالایزر چند کانالی برای سیگنال‌های دریافتی است. نرم افزار تشخیصی به تفصیل درایهن و چانگ [۲۶<sup>۲۴</sup>] توضیح داده شده است و رویکرد به‌طور خلاصه در زیر خلاصه خواهد شد.

امواج لامب در مطالعاتی که در اینجا توضیح داده شد به کار گرفته شد و پارامتر  $f_d$  طوری کنترل شد که فقط  $S$  و  $A$  در دسترس بودند. در این کاربردها مشخص شده است که  $A$  برای تشخیص آسیب در کامپوزیت‌ها مفید است، زیرا به‌لایه لایه شدن حساس است، در حالی که  $S$  برای تشخیص رشد ترک‌های سطحی در فلزات موثر است. در پردازش سیگنال، پالس مولد شامل چندین سیکل فرکانس برای ارائه نشانگرهایی برای اندازه‌گیری زمان پرواز انتخاب شد. سپس سرعت گروهی بسته موج ساطع شده بین حسگرهای مختلف و منبع با اندازه‌گیری ساده زمان پرواز تعیین شد. اطلاعات فرکانس از تبدیل فوریه کوتاه مدت بسته‌های موج ساطع شده به‌دست آمد. اطلاعات فرکانس زمان به‌شكل طیفنگاری ترکیب می‌شدند، که معمولاً ۹۰۰–۱۰۰ کیلوهرتز را در منتخب فرکانس و ۱۰۰–۰ میکروثانیه را در ابیسیسا زمان پوشش می‌دادند. اندازه‌گیری‌های سرعت گروهی ابتدا بر روی مواد آسیب‌دیده برای مقایسه با طیف‌های موج نظری لامب انجام شد، که مودهای  $S$  و  $A$  را به راحتی می‌توان شناسایی کرد. یک شاخص آسیب ( $DI$ ) برای مود  $S$  به‌عنوان نسبت انرژی پراکنده شده در مود به انرژی موجود در انرژی پایه (شرایط اولیه) موجود در بسته موج  $S$  تعریف شد. مقدار  $DI$  برای ارزیابی میزان آسیب موجود در سازه

<sup>۲۴</sup>Ihn and Chang

در حال کار استفاده می‌شود.

لایه SMART™ برای تعیین ترک در اتصالات لبه پرج شده آلومینیومی ایرباس اعمال شد. یک آزمایش خستگی با دامنه ثابت تحت بارگذاری کششی چرخه‌ای برای مطالعه شروع ترک و رشد در نزدیکی ۲۱ سوراخ پرج، با استفاده از آزمون‌های استاندارد فراصوت NDE و جریان گردابی به عنوان مرجع انجام شد. یک نوار محرک بین ردیفهای پرج گذاشته شد و نوارهای حسگر در دو طرف قرار گرفتند. اندازه‌گیری‌ها همانطور که در بالا توضیح داده شد برای تعیین  $DI$  برای هر سنسور به صورت تابعی از تعداد سیکل انجام شد. رشد ترک بالاتر از یک مقدار آستانه  $DI$  در حدود ۱٪ مشاهده شد که مطابق با نتایج NDE جریان گردابی و اولتراسوند است. مطالعه مشابهی برای یک وصله تعمیر باند شده روی صفحه آلومینیومی ترک خورده گزارش شده است.

## ۹.۱۹ آینه‌ای وارونگی زمانی

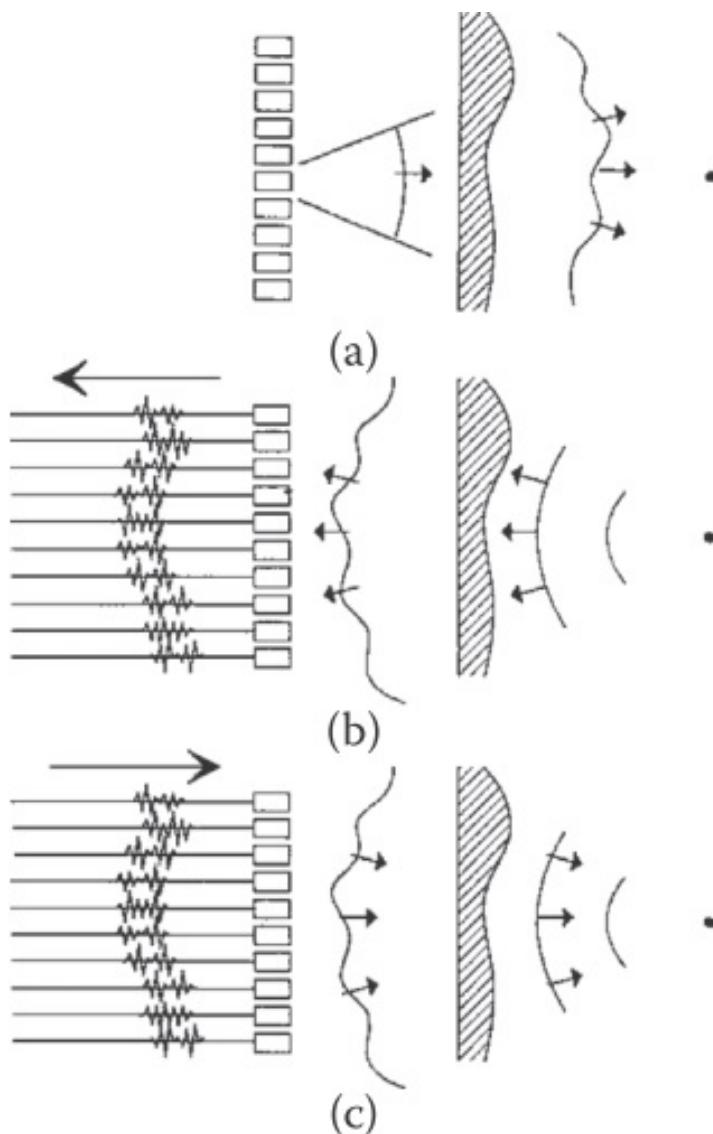
وارونگی زمانی در فیزیک بسیار مورد توجه قرار گرفته است و شاید بیشتر به خاطر نقشش در مسئله معروف پیکان زمان شناخته شده است. قوانین میکروسکوپی فیزیک نسبت به زمان معکوس ثابت هستند، یعنی برای یک فرآیند میکروسکوپی معین، جواب‌های معادله حرکت در زمان  $t$  را نیز می‌توان برای زمان  $-t$  ایجاد کرد، زیرا معادلات دیفرانسیل مرتبه دوم درگیر هستند. البته تناقض این است که این نتیجه‌گیری برای فرآیندهای ترمودینامیکی ماکروسکوپی، که طبیعتاً برگشت‌ناپذیر و اتلاف‌کننده هستند، درست نیست و منجر به تکامل زمان در یک جهت و هرگز در معکوس نمی‌شود. خلاصه داستان در کارتون معروفی است که در آن مردی بمبی را به داخل انبوی از آوار می‌اندازد و خانه ویران شده مورد نظر بازسازی می‌شود که البته در طبیعت هرگز اتفاق نمی‌افتد. این پارادوکس برگشت‌پذیری میکروسکوپی و برگشت‌ناپذیری ماکروسکوپی به روشنی قانع کننده با استفاده از مفهوم اصلی آنتروپی بولتزمن حل شده است [۲۷].

به دلیل ویژگی‌های خاص امواج صوتی، می‌توان به وارونگی زمان ماکروسکوپی به صورت صوتی دست یافت. این موضوع بهشدت توسط [۲۸] توسعه یافته است. تحت شرایط فرآیندهای آدیباباتیک، میدان فشار  $p$  در یک محیط ناهمگن با چگالی  $(r)^{\rho}$  و تراکم‌پذیری  $\kappa(r)$  را می‌توان با معادله موج زیر توصیف کرد.

$$\kappa(\mathbf{r}) \frac{\partial^{\alpha} p}{\partial t^{\alpha}} = \nabla^{\alpha} \left( \frac{p}{\rho(\mathbf{r})} \right) \quad (35.19)$$

که به دلیل مشتقات مرتبه دوم زمان ثابت است. ما انتشار یک موج فشار صوتی از یک منبع نقطه‌ای را در نظر می‌گیریم، موجی که متعاقباً به دلیل پراکندگی متعدد، شکست و غیره، مسیر خود را تغییر می‌دهد. اگر بتوانیم به نحوی شکل موج را در زمانی  $t$  معکوس کنیم (در یک حفره معکوس زمانی)، آنگاه یک شکل موج پیچیده  $p(r, -t)$  وجود دارد که سپس به طور همزمان به منبع اصلی همگرا می‌شود. به دلایل مختلف، حفره معکوس زمانی را نمی‌توان به راحتی ساخت و استفاده از TRM‌های مسطح که در زیر توضیح داده

<sup>۲۵</sup>M. Fink



شکل ۱۱.۱۹: تمرکز آینه معکوس زمان از طریق محیط‌های ناهمگن به سه مرحله نیاز دارد. (الف) مرحله اول شامل انتقال یک جبهه موج از طریق محیط ناهمگن از آرایه به هدف است. هدف یک میدان فشار معکوس ایجاد می‌کند که در محیط ناهمگن منتشر و منحرف می‌شود. (ب) مرحله دوم مرحله ضبط است: میدان فشار پس پراکنده توسط آرایه مبدل ثبت می‌شود. (ج) در مرحله آخر، آرایه مبدل بر روی سطح خود میدان معکوس زمان را ایجاد می‌کند. این میدان فشار از طریق محیط انحرافی منتشر و روی هدف متتمرکز می‌شود.

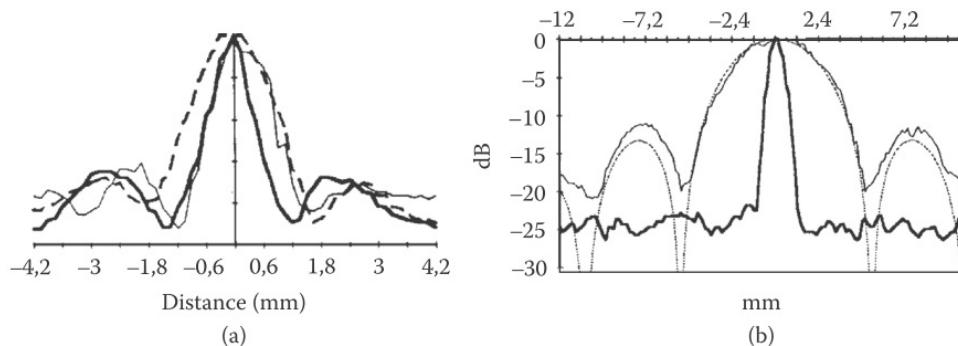
شده‌اند، رایج‌تر است. در اینجا باید توجه داشت که جدای از تغییر ناپذیری زمانی، متقابل فضایی بین منبع و گیرنده نیز باید رعایت شود.

با کمک شکل (۱۱.۱۹)، ما فرآیند تمرکز معکوس زمانی را در مود انتقال با استفاده از یک TRM توصیف می‌کنیم. در مرحله اول، یک جبهه موج فراصوت توسط آرایه ساطع می‌شود. از طریق یک محیط ناهمگن نامشخص حرکت می‌کند و از این‌رو به‌روشی دلخواه تغییر شکل می‌دهد. جبهه موج به‌هدف نقطه‌ای برخورد می‌کند که بخشی از آن را دوباره به‌صورت امواج کروی منتشر می‌کند. این جبهه موج کروی دوباره توسط محیط تحریف شده است. مرحله دوم شامل ثبت این موج فشار پس پراکنده توسط آرایه است. در مرحله سوم، سیگنال‌های ضبط شده به‌ترتیب معکوس (آخرین ورودی، اول خروجی) ارسال می‌شوند و جبهه موج ناهمگن، که اکنون کاملاً با محیط مطابقت دارد، به‌تمرکز روی هدف همگرا می‌شود. نوع مشابهی از استدلال را می‌توان برای مود گیرنده اعمال کرد. شرایطی در فرآیند وجود دارد. رویدادهای تک پراکندگی در محیط (تقریباً اولین تولد) را می‌توان دقیقاً توسط TRM جبران کرد. برای پراکندگی قوی، جایی که پراکندگی چندگانه رخ می‌دهد، فاصله اندازه‌گیری باید به‌اندازه کافی طولانی باشد تا همه امواج پراکنده چندگانه را دریافت کند. جزئیات کامل در فینک [۲۸] آورده شده است.

معکوس زمان می‌تواند برای بهبود عملکرد پرتوهای صوتی متمرکز و تصویربرداری صوتی استفاده شود. آنها در تمام زمینه‌های آکوستیک کاربرد دارند، به‌ویژه در مواردی که پراکندگی قوی اثربخشی تکنیک‌های مرسوم را کاهش می‌دهد. چند مثال در زیر آورده شده است [۲۹]:

۱. پراکندگی چندگانه. آزمایش مخزن آب با آرایه ای از ۹۶ مبدل پیزوالکتریک [۳۰] انجام شد. یک پالس ۳ مگاهرتز از یک منبع کوچک ساطع شد و سپس از یک ”جنگل“ با حدود ۲۰۰۰ میله فولادی عبور کرد که منجر به پراکندگی چندگانه قوی شد. سیگنال فراصوت دریافت شده توسط هر مبدل در آرایه، یک قطار اکو ناهمدوس طولانی بود که بیش از صدها میکروثانیه امتداد داشت. سپس معکوس زمان توسط آرایه انجام شد و سپس یک سیگنال واضح در منبع توسط یک هیدروفون تشخیص داده شد. سیگنال شناسایی شده در عرض یک میکروثانیه بود. چیزی که شاید حتی جالب‌تر باشد این است که عرض این خط کانونی تقریباً شش برابر کوچک‌تر از پهنهای مربوط به آزمایش کانونی کردن مستقیم در هنگام برداشتن میله‌ها بود. نشان داده شد که این بهبود در وضوح فضایی توسط پراکندگی چندگانه به‌این دلیل است که کل محیط پراکندگی چندگانه به‌عنوان منبع کانونی کردن همدوس با روزنه بالا عمل می‌کند، از این‌رو عملکرد کانونی کردن بهبود یافته در شکل (۱۲.۱۹) دیده می‌شود.

۲. موجبر. این یک نمایش آزمایشگاهی دیگر است که در آن پراکندگی چندگانه توسط یک کanal آب محدود شده توسط فصل مشترک‌های فولادی و هوا ارائه می‌شود. یک آرایه ۹۹ عنصری در پایین دست قرار داده شد تا پژواک‌های متعدد را از دیواره‌های راهنمای دریافت کند، زمانی که با یکی از مبدل‌های آرایه شناسایی شد،



شکل ۱۲.۱۹: (الف) الگوی جهت میدان فشار دریافت شده توسط  $s$  در محیط همگن (خط چین) از طریق متوسط I (خط ضخیم) و از طریق متوسط II (خط نازک). (ب) الگوهای هدایت آینه معکوس زمان از طریق ۲۰۰۰ میله فولادی (خط ضخیم) و در آب (خط نازک).تابع سینک نظری با خط چین نشان داده می‌شود.

در حدود ۱۰۰ میکروثانیه پخش شد. باز هم، معکوس شدن زمان منجر به مشاهده یک پالس تیز واحد در موقعیت منبع شد. این آزمایش با ارتباطات صوتی زیر آب در اقیانوس‌شناسی ارتباط دارد و نتایج به اندازه‌گیری‌های واقعی در اقیانوس برای کanal ۱۲۰ متری زیر سطح اقیانوس و طول ۷ کیلومتر گسترش یافته است.

۳. سنگ کلیه. این یک کاربرد مستقیم از معکوس کردن زمان است، اما کاربرد آن با این واقعیت پیچیده است که سنگ در هنگام تنفس بیمار حرکت می‌کند. زمانی که بتوان انعکاسی‌ترین قسمت سنگ را در زمان واقعی ردیابی کرد، قدرت تا سطح موردنیاز برای شکستن سنگ افزایش می‌یابد. سایر کاربردهای پزشکی عبارتند از هیپوترمی برای تخریب بافت‌های بیمار، از جمله سرطان پروستات و کاربرد در مغز.

۴. NDE برای تشخیص عیوب کوچک در جامدات، که ممکن است ناهمگن، ناهمسانگرد یا دارای شکل پیچیده باشند. نقص‌هایی به کوچکی  $\frac{1}{4}$  میلی‌متر در بیلت‌های تیتانیوم ۲۵۰ میلی‌متری شناسایی شده است.

۵. تشخیص ناهمواری سطح با جایگایی TRM قبل از انتشار مجدد. میانگین مربعات ریشه (RMS) و تابع خودهمبستگی ارتفاع سطح را می‌توان تعیین کرد. کاربردهای احتمالی شامل خصوصیات دیواره شریانی در داخل بدن، نقشه برداری از کف دریا و تعیین ناهمواری مشترک اتصالات جامد است.

## خلاصه

- مسئله پیش رو، در کتاب درسی، رویکرد استقرایی است، که در آن خواص فراصوت از پارامترهای مدل مانند ثابت‌های الاستیک و چگالی محاسبه می‌شود.

- مسئله معکوس رویکرد قیاسی است که در NDE برای استنتاج ثابت‌های الاستیک و سایر پارامترهای مدل از اندازه‌گیری‌های فراصوت استفاده می‌شود.

- بازتاب زاویه بحرانی (CAR) مستلزم اندازه‌گیری بازتاب پرتو فرراصوت با استفاده از گونیومتر یا آرایش معادل آن است. سرعت صوت را می‌توان از زوایای بحرانی توسط رابطه زیر تعیین کرد

$$\sin \theta = V/V_i$$

- روش فاصله فرکانس مودال (MFS) روشی است که جداسازی اجزای طولی و برشی در طیف‌های موج لامب نشتی را امکان‌پذیر می‌سازد، بنابراین امکان تعیین تجربی آنها را فراهم می‌کند.

- کنترل فرآیند در ساخت مواد با استفاده از حسگرهای فرراصوت در خط تولید انجام می‌شود تا نظارت بر روی زمان واقعی پارامترهای فرآیند را فراهم کند.

- نظارت بر سلامت سازه (SHM) شامل انتگرال گیری شبکه‌ای از مبدل‌های فرراصوت در یک سازه برای ارائه NDE در زمان واقعی برای تشخیص آسیب‌ها و عیوب بهنگام رخدادن در سازه است.

- آینه‌های معکوس زمان (TRM) از آرایه‌ای از مبدل‌ها برای معکوس کردن سیگنال‌های فرراصوت دریافتی استفاده می‌کنند، بنابراین ویژگی‌های سیگنال منعکس شده یا تمرکز بهبود یافته، بهویژه در محیط‌های پراکنده چندگانه را ارائه می‌کنند.

## پرسش‌ها

۱. توضیح دهید که چگونه می‌توان از امواج لامب به‌طور تجربی برای مطالعه چسبندگی یک لایه روی یک صفحه استفاده کرد.
۲. با استفاده از مبدل‌های پیزوالکتریک، حداقل ضخامتی را که می‌توانید اندازه‌گیری کنید (۱) یک لایه روی یک بستر و (۲) یک صفحه نازک تخمین بزنید. با استفاده از فرکانس‌های بالا یا پالس‌های آکوستیک بسیار کوتاه، احتمالات مختلفی را در نظر بگیرید.
۳. با توجه به پیکربندی CAR، آیا می‌توانید با استفاده از یک سری مایعات مختلف اطلاعات جدیدی به‌دست آورید؟ توضیح دهید.
۴. روش‌های ممکن دیگری را برای نظارت بر سلامت ساختاری به‌غیر از روش ارائه شده در متن پیشنهاد کنید.
۵. چگونه زیری سطح یک صفحه را با استفاده از تکنیک‌های TRM اندازه‌گیری می‌کنید؟



# كتاب نامه

- [1] Gordon, G. A. and Tittmann, B. R., Forward models for surface wave prediction of material property profiles, in *Proceedings of 1993 IEEE Ultrasonics Symposium*, Levy, M. and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1993, 301.
- [2] Chaloner, C. A. and Bond, L. J., Ultrasonic inversion: A direct and an indirect method, in Review of Progress in *Quantitative NDE*, Vol. 6A, Thompson, D. O. and Chimenti, D. E., Eds., Plenum Press, New York, 1987, 563.
- [3] Hutchins, D. A. et al., The propagation of ultrasound within a gas jet, *J. Acoust. Soc. Am.*, 110, 2964, 2001.
- [4] Mayer, W. G., Determination of ultrasonic velocities by measurement of angles of total reflection, *J. Acoust. Soc. Am.*, 32, 1213, 1960.
- [5] Rollins, Jr., F. R., Ultrasonic reflectivity at a liquid-solid interface near the angle of incidence for total reflection, *Appl. Phys. Lett.*, 7, 212, 1965.
- [6] Becker, F. L. and Richardson, R. L., Influence of material properties on Rayleigh critical-angle reflectivity, *J. Acoust. Soc. Am.*, 51, 1609, 1971.
- [7] Rokhlin, S. I. and Wang, W., Critical angle measurement of elastic constants in composite material, *J. Acoust. Soc. Am.*, 86, 1876, 1989.
- [8] Rollins, Jr., F. R., Critical angle reflectivity: A neglected tool for material evaluation, *Mater. Evaluation*, 24, 683, 1966.
- [9] Chimenti, D. E., Ultrasonic plate wave evaluation of composite plates, in *Proceedings of 1993 IEEE Ultrasonics Symposium*, Levy, M. and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1993, 863.
- [10] Lobkis, O. I. and Chimenti, D. E., Elastic guided waves in plates with surface roughness. II. Experiments, *J. Acoust. Soc. Am.*, 102, 150, 1997.
- [11] Karim, M. R., Mal, A. K., and Bar-Cohen, Y., Inversion of leaky Lamb wave data by Simplex algorithm, *J. Acoust. Soc. Am.*, 88, 482, 1990.

- [12] Xu, P.-C., Lindenschmidt, K. E., and Meguid, S. A., A new high-frequency analysis of coatings using leaky Lamb waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, 94, 2954, 1993.
- [13] Thompson, R. B. and Thompson, D. O., Past experiences in the development of tests for adhesive bond strength, *J. Adhesion Sci. Technol.*, 5, 583, 1991.
- [14] Maeva, E., Severina, I., Bondarenko, S., Chapman, G., O'Neill, B., Severin, F., and Maev, R. Gr., Acoustical methods for the investigation of adhesively bonded structures: A review, *Can. J. Phys.*, 82, 981, 2004.
- [15] Cawley, P., Ultrasonic measurements for the qualitative NDE of adhesive joints: —Potential and challenges, in *Proceedings of 1992 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1992, 767.
- [16] Cawley, P. and Pialucha, T., The prediction and measurements of the ultrasonic reflection coefficient from interlayers in adhesive joints, in *Proceedings of 1993 IEEE Ultrasonics Symposium*, Levy, M. and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1993, 729.
- [17] Wang, Y.-J. et al., Lamb wave modes in a two-layered solid medium with a weak interface, *Acta Phys. Sin.*, 3, 561, 1994.
- [18] Breazeale, M. A., Cantrell, J. H., and Heyman, J. S., Ultrasonic wave velocity and attenuation measurements, in *Methods of Experimental Physics: Ultrasonics*, Vol. 19, Edmonds, P. D., Ed., Academic Press, New York, 1981, chap. 2.
- [19] Lee, C. C. and Tsai, C. S., Complete characterization of thin and thick film materials using wideband reflection acoustic microscopy, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-32, 248, 1985.
- [20] Huang, W. and Rokhlin, S. I., Low-frequency normal incidence ultrasonic method for thin layer characterization, *Mater. Evaluation*, 1279, 1993.
- [21] Tsukahara, Y. et al., An acoustic micrometer and its application to layer thickness measurements, *IEEE Trans. UFFC*, 36, 326, 1989.
- [22] Kushibiki, J., Ishikawa, T., and Chubachi, N., Cut-off characteristics of leaky Sezawa and pseudo-Sezawa wave modes for thin-film characterization, *Appl. Phys. Lett.*, 57, 1967, 1990.
- [23] Kushibiki, J. and Chubachi, N., Application of LFB acoustic microscope to film thickness measurements, *Elect. Letts.*, 23, 652, 1987.

- 
- [24] Rose, J. L. and Barshinger, J., Using ultrasonic guided wave mode cutoff for corrosion detection and classification, in *Proceedings of 1998 IEEE Ultrasonics Symposium*, Schneider, S. C., Levy, M., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1998, 851.
  - [25] Jen, C. K., Sun, Z., Tatibouet, J., and Ono, Y., Real-time and in-line ultrasonic diagnostics of polymer processes, in *Ultrasonic and Advanced Methods for Nondestructive Testing and Material Characterization*, Chen, C. H., Ed., World Scientific Publishing Co., Hackensack, NJ, 2007, 57.
  - [26] Ihn, J-B. and Chang, F-K., Ultrasonic nondestructive evaluation for structural health monitoring: Built-in diagnostics for hot-spot monitoring in metallic and composite structures, in *Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Kundu, T., Ed., CRC Press, New York, 2005, chap 9.
  - [27] Lebowitz, J. L., Boltzmann's entropy and time's arrow, *Phys. Today*, 32, 1993.
  - [28] Fink, M., Time reversal of ultrasonic fields: Part I: Basic principles, *IEEE Trans.UFFC*, 39, 555, 1992.
  - [29] Fink, M., Time reversed acoustics, *Phys. Today*, 50, 34, 1997.
  - [30] Derode, A. et al., Robust acoustic time reversal with high-order multiple scattering, *Phys. Rev. Lett.*, 75, 4206, 1995.



## ۲۰ فصل

# فناوری‌های NDE برای تماس آزاد و غیر آزاد

این فصل به چهار تکنیک کاملاً متفاوت می‌پردازد، که وجه اشتراک آنها در این است که مکانیسم ترانسداکشن بسیار ضعیف با نمونه تزویج می‌شود، اگر اصلاً باشد. دو مورد از آنها، فراصوت لیزری و EMAT، در مرحله بلوغ هستند، در حالی که مبدل فراصوت ریزماشین شده خازنی (CMUT)<sup>۱</sup> و طیف‌ستجی فراصوت تشدید هنوز در حال توسعه هستند. از بین چهار مورد، سونوگرافی لیزری مهمترین بوده است و در واقع اکنون کاربرد تجاری گسترده‌ای در چندین زمینه پیدا می‌کند، هم برای ارزیابی غیرمخرب در مقیاس بسیار بزرگ و هم در مقیاس بسیار کوچک (NDE). سیستم‌های غیرتماسی به‌ویژه برای NDE مفید هستند و در نهایت برای کاربردهای پزشکی به‌همان اندازه مهم خواهند بود، زیرا هیچ تزویج غیرقابل تولید و گاهی غیرقابل اعتمادی برای پیچیده‌تر کردن زندگی وجود ندارد. آنها همچنین انعطاف زیادی را اضافه می‌کنند، جایی که سیستم‌های ترکیبی را می‌توان انتخاب کرد، با یک رویکرد برای تولید و دیگری برای تشخیص استفاده می‌شود. آنها همچنین برای کاربرد در محیط‌های متخصص که ممکن است تماس با شی مورد مطالعه کاملاً دور از ذهن باشد، ایده‌آل هستند.

### ۱.۲۰ فراصوت لیزری

فراصوت لیزری شامل تولید و/یا آشکارسازی امواج فراصوت توسط تکنیک‌های لیزری است. از نظر تاریخی، علاقه عملی به استفاده از لیزر و اثرات نوری اولتراسوند برای تجسم میدان‌های فراصوت بود. با این حال، با توسعه فناوری، سونوگرافی لیزری به‌خودی خود به یک ابزار شناخته شده NDE تبدیل شد و اکنون شاید به گسترده‌ترین روش استفاده شده در بین رویکردهای غیر تماسی تبدیل شده است. برخی از مزایای اصلی آن به شرح

<sup>۱</sup>Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer (CMUT)

زیر است:

- نیازی به ایجاد اتصال صوتی به مبدل نیست.
- کاربر می‌تواند موقعیت و شکل منبع را کنترل کند.
- امکان دسترسی به محیط‌های متخصص مانند دمای بالا را دارد.
- برای انواع روش‌های تشخیص موجود است.
- می‌توان آنرا در محل استفاده کرد.
- برای اشکال منحنی و پیچیده کاربرد دارد.

در عین حال، چندین معایب مهم نیز وجود دارد، بنابراین همیشه باید برای مسئله مورد نظر یک معاوضه ایجاد کرد. کاستی‌های اصلی به شرح زیر است:

- برای منبع پهنه‌ای باند، بنابراین فرکانس واحدی وجود ندارد بلکه یک طیف است
- برای منبع ناهمدوس، هیچ اطلاعات فازی وجود ندارد
- آشکارسازی نوری بسیار کمتر از پیزوالکتریک حساس است
- گران است.
- سنگین است.
- به اپراتور ماهر نیاز دارد.
- عمدتاً برای موقعیت‌های تخصصی خوب است.

ویژگی‌های اصلی تولید و تشخیص لیزر ابتدا ارائه می‌شود و سپس ملاحظات حساسیت برای تشخیص و مقایسه با روش‌های دیگر بررسی می‌شود. برخی از کاربردها با تأکید بر مشخصه‌یابی دستگاه فراصوت توسط تداخل سنجی لیزری شرح داده شده‌اند. بخش با شرح مفصلی از فراصوت پیکوثانیه‌ای به‌پایان می‌رسد، که به‌ابزاری ضروری برای تعیین مشخصات میکروالکترونیک تبدیل شده است. لازم به‌تاكید است که لیزرهای در فیزیک فراصوت و فونون کاربردهای زیادی دارند که در اینجا به‌آنها پرداخته ننمی‌شود، مانند تصویربرداری فونون، پراکندگی بریلوئن و رامان و ... که به درستی به مبحث آکوستیک فیزیکی تعلق دارند. در اینجا تاکید بیشتر بر فراصوت لیزر به عنوان یک ابزار در NDE است.

این موضوع در کتابی توسط اسکوبی و درین<sup>۱</sup><sup>۲</sup> پوشش داده شده است و چندین مقاله مربوطی عالی در طول سالها نوشته شده است<sup>۳</sup><sup>۴</sup>. خلاصه مفیدی از کاربردهای اخیر در NDE در مجموعه مقالات کنفرانس فراصوت لیزر، مونترال، ۲۰۰۸ ارائه شده است.

---

<sup>۱</sup> Scuby and Drain

## ۱.۱.۲۰ تولید لیزر اولتراسوند

مکانیسم تولید اولیه برای توصیف بسیار ساده است. یک پرتو لیزر با قدرت بالا تا حدی در سطحی از نمونه جذب می‌شود. توان جذب شده منطقه را گرم می‌کند که منجر به افزایش موضعی دما و انسباط حرارتی سریع متعاقب آن منجر به تولید یک موج صوتی می‌شود. اگر توان نوری به اندازه کافی پایین نگه داشته شود به طوری که فقط گرمایش رخ دهد، این رژیم ترمومالاستیک نامیده می‌شود. این رژیمی است که منحصراً در این فصل و در واقع در کل کتاب مورد توجه قرار خواهد گرفت. از سوی دیگر، اگر توان تابشی از یک آستانه فراتر رود به طوری که ذوب اتفاق بیفتد، این رژیم به اصطلاح فرسایشی است که در آن مواد از ناحیه سطح بیرون می‌افتدند. از آنجایی که این فرآیند ذاتاً مخرب است، در اینجا بیشتر مورد بررسی قرار نخواهد گرفت.

در رژیم ترمومالاستیک برای یک سطح فلزی، تمام جذب در ناحیه‌ای به عمق پوستی  $\delta$  زیر سطح صورت می‌گیرد:

$$\delta = \left( \frac{\lambda_0}{\pi \sigma c \mu} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.20)$$

که در آن  $\lambda$  طول موج موج تابشی،  $\sigma$  رسانایی (هدایت)،  $c$  سرعت نور و  $\mu$  نفوذپذیری است. یک مقدار معمولی برای  $\delta$  برای یک فلز با هدایت بالا چند نانومتر، در حالی که ضریب جذب معمولاً ۵٪ است. عمق ناحیه گرم شده را می‌توان با حل معادله حرارت فوریه تعیین کرد. به ترتیب بزرگی (مقدار) برای یک فیلم آلومینیومی با پرتو لیزر ورودی پالسی گوسی با عرض زمانی  $20n_s$  و عرض مکانی یک میلی‌متر، منبع تقریباً عرض پرتو است و حدود یک میکرون به سطح نفوذ می‌کند.

البته جهت مودهای تولید شده باید مشخص باشد. تحت شرایط فوق، به صورت تجربی و تئوری نشان داده شده است که امواج طولی و عرضی به ترتیب در لوب‌هایی در حدود ۶۰ درجه و ۳۰ درجه نسبت به مود عادی ساطع می‌شوند و هیچ گسیلی در جهت عادی وجود ندارد. از آنجایی که انتشار عمودی بسیار مطلوب است، چندین طرح برای دستیابی به این امر ایجاد شده است. مونچالین<sup>۳</sup> [۴] اشاره می‌کند که یکی از راه‌های دستیابی به انتشار طبیعی این است که باید یک منبع ترمومالاستیک مؤثر در زیر سطح مدفون باشد. این امر باعث ایجاد یک منبع پیستونی می‌شود که امواج طولی معمولی را مستقل از انحنای سطح و جهت پرتو لیزر منتشر می‌کند. روش دیگر شامل پوشاندن ناحیه جذب با یک ماده شفاف است. تولید ترمومالاستیک همچنین برای امواج ریلی و لامب هیجان‌انگیز بسیار کارآمد است<sup>۴</sup>. آرنولد و همکاران<sup>۴</sup> [۴] نشان داده‌اند که یک پرتو لیزر مرکز بر یک نقطه دایره‌ای، موجی سطحی ایجاد می‌کند که با تقارن استوانه‌ای ساطع می‌شود. مشخص شد که دامنه زمانی حداکثر است که طول پالس لیزر برابر با  $D/v_R$  که در آن  $D$  قطر نقطه و  $v_R$  سرعت موج ریلی است. همچنین می‌توان با مرکز بر یک منبع خطی، یک پرتو موج سطحی جهت دار دریافت کرد.

<sup>۳</sup>Monchalin

<sup>۴</sup>Arnold and coworkers

بسته به کاربرد مورد نظر، انتخاب فوق العاده‌ای برای نوع لیزر وجود دارد. پرکاربردترین لیزرهای  $YAG : Nd$  با طول موج  $1064 \text{ nm}$  و  $106 \text{ میکرومتر}$  هستند. عرض پالس معمولی مورد استفاده  $100 \text{ ns}$  تا  $10 \text{ میکروثانیه}$  تا چند صد میلی ثانی متغیر است.

## ۲.۱.۲۰ تشخیص لیزری سونوگرافی

احتمالات مختلفی وجود دارد که اکثر آنها از نوعی تداخل سنجی استفاده می‌کنند. برخی از رایج‌ترین انواع شرح داده خواهد شد. مقالات مروری عالی از مونچالین<sup>۳</sup>[۳]، کریشناسومامی<sup>۴</sup>[۴] و کوکونن<sup>۵</sup>[۵] در دسترس هستند. یکی از رویکردهای غیر تداخل سنجی شامل مدولاسیون فرراصوت ضربی انعکاس سطح به‌چندین روش است:

۱. استفاده از یک دیود لیزری کم توان برای تشخیص تغییر شدت نور منعکس شده در طول عبور موج فرراصوت [۶]. این رویکرد با افزایش فرکانس موثرتر می‌شود.
۲. اندازه‌گیری شبیه سطح این را می‌توان با تمرکز یک نقطه لیزر روی سطح و همسو کردن پرتو بازتاب شده به‌سمت یک آشکارساز نوری انجام داد. یک لبه چاقو می‌تواند برای تشخیص تغییر پرتو در طول پالس موج فرراصوت استفاده شود.
۳. یک موج سطحی آکوستیک یک توری پراش ایجاد می‌کند و نور می‌تواند برای نظارت بر آن از آن پراکنده شود.

## تداخل سنجی پرتو مرجع هموداین

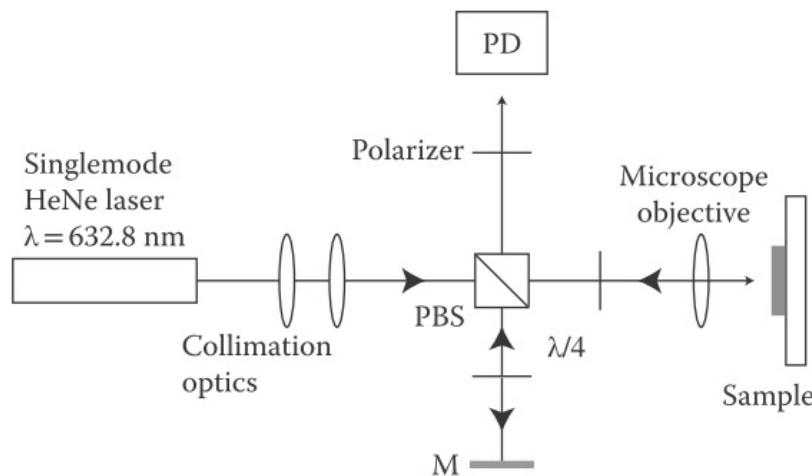
این رایج‌ترین روش است که معمولاً با استفاده از تداخل‌سنج استاندارد مایکلسون انجام می‌شود که در این برنامه در شکل (۱.۲۰) نشان داده شده است. دارای تقسیم کننده پرتو معمولی است که به‌موجب آن یک پرتو به‌عنوان مرجع عمل کرده و دیگری از سطح نمونه منعکس می‌شود. سطح در طول عبور پالس فرراصوت جابجا و این باعث تغییر طول مسیر نوری و در نتیجه فاز برای این پرتو نسبت به مرجع می‌شود. دو پرتو دوباره با هم ترکیب شده و یک اثر تداخلی رخ می‌دهد. بدیهی است که چنین طرح تشخیصی برای سطح نمونه صاف بهترین کار را دارد. در ساده‌ترین حالت کتاب درسی که دو پرتو دارای شدت  $I_1$  و  $I_2$  هستند، شدت شناسایی شده برابر است با

$$I(\theta) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \theta \quad (2.20)$$

که در آن  $\theta_1 - \theta_2 = \theta$  اختلاف فاز بین دو مسیر است. برای سادگی، اگر  $I_1 = I_2 = I$  باشد، شدت کل از  $0^\circ$  تا  $90^\circ$  متغیر خواهد بود. به خوبی شناخته شده است که نقطه عملیاتی بهینه برای حداکثر حساسیت و خطی بودن در  $\theta = 0^\circ$  است، بنابراین  $I = 2I_1 \cos \theta$ ، به‌اصطلاح

<sup>۳</sup>Krishnaswamy

<sup>۴</sup>Kokkonen



شکل ۱.۲۰: نمایش شماتیک ساده اپتیک یک تداخل سنج لیزری مایکلسون روبش هموداین (موافق). پرتو لیزر همسو شده و سپس توسط یک تقسیم کننده پرتو قطبی (PBS) بهدو بازوی تداخل سنج تقسیم می‌شود. پرتویی که مستقیماً از آن عبور می‌کند بازوی اندازه‌گیری است و پرتوی دیگر بازوی مرجع است. وضع پلاریزاسیون پرتو اندازه‌گیری که توسط صفحه موج یک چهارم بهداire تبدیل شده است ( $\lambda/4$ ) به نقطه‌ای روی سطح نمونه متتمرکز شده که از آن بهعقب منعکس می‌شود. پرتو منعکس شده پشتی دوباره از صفحه موج یک چهارم عبور می‌کند تا هدایت صحیح پرتو در PBS را تسهیل کند. پرتو مرجع نیز قبل از اینکه از آینه مرجع ( $M$ ) منعکس شود، به قطبش دایره‌ای تبدیل می‌شود. دو پرتو در PBS با حالت‌های قطبش متعدد ترکیب و پس از آن از طریق یک پلاریزه به یک آشکارساز عکس (PD) انتشار می‌یابند. PD شدت نور متفاوت را تشخیص می‌دهد.

نقطه تربیع (یک چهارم)<sup>۱</sup> است. در این نقطه، کوچکترین جابجایی بزرگترین تغییر شدت  $\delta I$  را ایجاد می‌کند.  
در بازگشت به حالت کلی، یک جابجایی سطح کوچک با دامنه  $A$  و فاز  $\psi_{vib}$  را فرض کنید. سپس تغییر فاز برابر است با:

$$\phi(t) = \phi + \frac{4\pi A}{\lambda} \sin(2\pi f_{vib} t + \psi_{vib}) \quad (3.20)$$

که در آن  $\phi$  در مقایسه با  $f_{vib}$  به آرامی تغییر می‌کند. سپس از معادلات (۲.۲۰) و (۳.۲۰) داریم،

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \times \left[ \cos \phi + \frac{4\pi A}{\lambda} \sin(2\pi f_{vib} t + \psi_{vib}) \sin \phi \right] \quad (4.20)$$

اگر  $\phi(t)$  در معادله (۳.۲۰) به دقت با عمل در تربیع ( $\sin \phi = ۱$ ) کنترل شود و تغییرات فاز انگلی ناشی از جریان هوا، انبساط حرارتی و غیره کاهش یابد، آنگاه شدت شناسایی شده

<sup>۱</sup>Quadrature point

متناسب با جابجایی فرراصوت است. بحث در مورد سایر عوامل اصلاحی و نویز برای این تنظیم در مونچالین<sup>۴</sup> [۴] و کریشناسوامی<sup>۹</sup> [۹] ارائه شده است.

### تداخل سنجی پرتو مرجع هترودین

در این مورد، فرکانس نوری یکی از پرتوهای لیزر، به عنوان مثال، توسط یک مدولاتور آکوستو-اپتیک جابجا می‌شود. در این مورد، مونچالین<sup>۳</sup> [۳] نشان داده است که برای  $A \ll \lambda$

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \left[ \cos(2\pi f_m t + \phi_0) + \frac{2\pi A}{\lambda} \begin{Bmatrix} \cos(2\pi(f_m + f_{vib})t + \phi + \phi_0) \\ -\cos(2\pi(f_m - f_{vib})t - \phi + \phi_0) \end{Bmatrix} \right] \quad (5.20)$$

بنابراین، یک خروجی متشکل از یک مدولاسیون  $f_m$  و دو قله ماهواره‌ای  $f_{vib} \pm f_m$  بدست می‌آید که تنها قله بالای اندازه‌گیری می‌شود. از معادله (۵.۲۰)، می‌توان دامنه و فاز مطلق سیگنال ارتعاش را بدست آورد، که یک مزیت بزرگ است زیرا مصنوبیت از مصنوعات اندازه‌گیری را فراهم می‌کند، به عنوان مثال، تغییر بازتاب محلی و تداخل RF است.

### تداخل سنجی خود ارجاعی

این رویکرد برای مواردی مناسب است که لکه‌های قابل توجهی<sup>۳</sup> [۳] وجود دارد، زیرا جبهه‌های موج دو پرتوی مداخله‌گر با هم مطابقت دارند زیرا از بازتاب یکسان روی سطح نمونه می‌آیند. شناخته شده‌ترین این تکنیک‌ها تداخل سنج فابری-پرو (FP)<sup>۱۰</sup> است. از دو آینه هم کانونی (نقاط کانونی همزمان) به فاصله  $L$  تشکیل شده است. نور از دو آینه چند برابر می‌شود و بازتاب<sup>۴</sup>‌های متعدد به دلیل این آرایش هم کانونی مسیر یکسانی را دنبال می‌کنند. برای آینه‌هایی با ضریب انعکاس  $R$  که به یک نزدیک می‌شود، FP با یک سری باند عبور با قله‌های تیز و باریک مشخص شده که در آن انتقال به یک نزدیک می‌شود اما در جاهای دیگر صفر است. پارامترهای کلیدی بقرار زیر هستند

۱. محدوده طیفی آزاد،  $\omega_{frs}$  محدوده فرکانس‌های حاوی قله‌ها است:

$$\omega_{fsr} = c/2L \quad (6.20)$$

۲. خلوص<sup>۱۱</sup>  $F$  از عرض کامل نصف حداکثر  $\omega_f$  توسط رابطه زیر تعریف می‌شود

$$\frac{\Delta\omega_f}{\omega_{fsr}} = \frac{i - R}{\pi\sqrt{R}} \equiv \frac{1}{F} \quad (7.20)$$

<sup>۴</sup>Monchalin

<sup>۹</sup>Krishnaswamy

<sup>۱۰</sup>Fabry-Pero (FP)

<sup>۱۱</sup>Finesse

خلوص بالا، به عنوان مثال،  $F > 100000$  دلالت بر باندهای عبور باریک دارد که حساسیت بالا را برای تشخیص جابجایی‌های فرکانس کوچک امکان پذیر می‌کند.

۳. حداقل جابجایی قابل تشخیص به طور معکوس به عنوان خلوص و فرکانس فرآصوت متفاوت است.

تداخل سنج  $FP$  پاسخ فرکانس پایین ضعیفی دارد و بهترین وجه جایگاه خود را در کاربردهای فرکانس بالا که بدقت بسیار بالایی نیاز است پیدا می‌کند.

### حسگرهای فیبر نوری سونوگرافی

فیبرهای نوری در تمام ابزارهای شرح داده شده در این فصل جایگاهی دارند. به عنوان مثال، می‌توان از آنها برای انتقال نور به و از تداخل سنج‌هایی که در بالا توضیح داده شد استفاده کرد. اخیراً پیشرفتهای زیادی در یکپارچه سازی تداخل سنج‌ها و آشکارسازهای اولتراسوند در انتهای فیبر نوری صورت گرفته است [۱۵]. برخی از تداخل سنج‌های یکپارچه از این نوع عبارتند از ماخ زندر<sup>۱۲</sup>، مایکلsson<sup>۱۳</sup>، سگنک<sup>۱۴</sup> و فبری-پرو. پیکربندی سگنک به ویژه برای کاربردهای صنعتی مفید است. از نظر فضایی با یک حلقه تاخیر فیبر گسترش یافته است. با لغو، نسبت به تحریکات حرارتی یا ارتعاشی با فرکانس پایین حساس نیست. این ترتیب در کریشناسومی [۱۶] به تفصیل مورد بحث قرار گرفته است.

### ملاحظات حساسیت

البته محدودیت تشخیص این دستگاه‌ها برای برنامه‌ها مهم است. مورد تداخل سنج هموداین توسط کوکون<sup>۱۵</sup> [۱۵] مورد بحث قرار گرفته است. حد تشخیص نظری برای لیزر هلیوم-نئون HeNe (۶۳۲/۸ نانومتر)، توان نوری یک میلی وات و بازده کوانتمی آشکارساز ۱۰ درصد برابر است با:

$$A_{min} = \frac{6 \times 10^{-6} nm}{\sqrt{Hz}} \quad (8.20)$$

از این‌رو، دامنه ارتعاش زیر پیکومتر با یک سیستم باند باریک قابل دسترسی است. همانطور که توسط کوکون بحث شد، گروههای زیادی به‌این حد پیکومتر رسیده‌اند، بنابراین اندازه‌گیری ارتعاش سطح حساس برای سطوح صاف تا ده‌ها گیگاهرتز امکان پذیر است. ملاحظات نوری دیگری نیز وجود دارد. عموماً فقط مولفه عمودی جابجایی اندازه‌گیری می‌شود. اگر وضوح فضایی بالا مورد نیاز باشد، این به معنی اندازه نقطه کوچک و عمق فوکوس کوتاه است، بنابراین فوکوس دقیق روی سطح نمونه ضروری است. همانطور که کوکون [۱۶] در مورد آن بحث کرد، بسیاری از مسائل فنی دیگر نیز وجود دارد که باید به آنها پرداخت.

<sup>۱۲</sup>Mach-Zender

<sup>۱۳</sup>Michelson

<sup>۱۴</sup>Sagnac

<sup>۱۵</sup>Kokkonen

### ۳.۱.۲۰ کاربردهای NDE

چندین کاربرد از تمام سیستم‌های فرراصوت لیزری ارائه خواهد شد. اینها معمولاً مواردی هستند که استفاده از لیزر مزایای ویژه‌ای را ارائه می‌دهد. در واقع، هر برنامه با انتخاب خاص یک لیزر هیجان‌انگیز و بهویژه در طراحی سفارشی تداخل سنج هنگام استفاده هدایت می‌شد. بنابراین، هیچ راه حل ساده و غیر قابل عرضه‌ای برای مسائل NDE فرراصوت لیزری وجود ندارد. آخرین کاربرد، مشخص کردن دستگاه‌ها، با جزئیات بیشتری انجام می‌شود، زیرا بیشتر دستگاه‌های تحت پوشش در فصل‌های سیزده، چهارده و پانزدهم را در بر گرفته است.

۱. **تشخیص عیوب.** عیوب در مواد را می‌توان به‌همان روشهای که توسط موج آکوستیک حجیم (BAW) و موج صوتی سطحی (SAW) همانطور که در فصل‌های قبل توضیح داده شد، شناسایی کرد و به‌دلایل حساسیت و هزینه، استفاده از فرراصوت لیزر در موارد ساده‌تر غیر معمول است. و راه حل‌های ارزان‌تری در دسترس بود. این تکنیک برای سازه‌های بزرگ هوافضا به کار می‌آید، که در آن چندین مزیت آشکار می‌شود: (۱) مواد کامپوزیتی استفاده می‌شوند و اجازه نفوذ عمیق پرتوهای لیزر را می‌دهند و سطوح سیگنال خوبی را ارائه می‌دهند. (۲) سطوح منحنی و نامنظم درگیر هستند. و (۳) سطوح بزرگ در حال کار هستند، که روبش لیزری را می‌توان خیلی سریع انجام داد. می‌توان سطحی را در  $70^{\circ}$  دقیقه با لیزر روبش کرد که به‌تکنسین آبفشنان [۹] ۲۴ ساعت یا بیشتر نیاز دارد. نمونه‌های خاصی در مونچالین [۱۶] و کمپین [۱۷] آورده شده است.

۲. **پایش سلامت سازه.** کارهای زیادی در ساخت شبکه‌هایی از حسگرهای درجا<sup>۱۸</sup>، اغلب مبدل‌های فرراصوت، برای نظارت مداوم بر یکپارچگی سازه‌های بزرگ، مانند قاب‌های هواپیما، پل‌ها و غیره انجام می‌شود. یکی از این روش‌ها که اخیراً مورد بررسی قرار گرفت شامل استفاده از مبدل‌های فرراصوت یکپارچه (IUTs)<sup>۱۹</sup> به‌شکل فیلم‌های ضخیم ساخته شده با سل‌ژل با ضخامت حدود  $40\text{ }\mu\text{m}$  بود که می‌توان آن‌ها را مستقیماً روی ساختار مورد آزمایش پوشاند<sup>۲۰</sup>. این فیلم‌های خاص دارای چندین مزیت هستند، از جمله حساسیت بالا، قابل استفاده برای سطوح منحنی، مفید تا دمای  $400^{\circ}\text{C}$  درجه سانتی‌گراد، و توانایی تشخیص امواج حجیم، ریلی و صفحه‌ای. وو و همکاران<sup>۲۰</sup> استفاده از لیزر را به عنوان منبع مورد بررسی قرار داد زیرا اندازه، شکل و قدرت را می‌توان تنظیم کرد و لیزر را به سرعت اسکن کرد. آنها همچنین دریافتند که هنگام استفاده از IUT‌ها به عنوان گیرنده، بررسی بی‌سیم خوبی است. رویکرد مشابهی نیز توسط لی و همکاران<sup>۲۱</sup> [۱۱] با استفاده از مبدل‌های

<sup>۱۶</sup> Monchalin

<sup>۱۷</sup> Campagne

<sup>۱۸</sup> Situ Sensors

<sup>۱۹</sup> Integrated Ultrasonic Transducers (IUTs)

<sup>۲۰</sup> Wu et al.

<sup>۲۱</sup> Lee et al.

PZT به عنوان گیرنده‌های داخلی استفاده شده است. آنها دریافتند که اسکن سریع روی یک سطح پیچیده، از جمله تشخیص نقص در ساختارهای بال، امکان پذیر است.

۳. نظارت بر فرآیند. یک مثال خوب، نظارت بر خط لوله‌های فولادی در طول ساخت است. یکی از نکات مهم این است که گرد و ضخامت یکنواختی داشته باشند<sup>[۴]</sup>. از آنجایی که خط در حدود ۱۰۰۰ درجه سانتیگراد کار می‌کند، یک روش غیر تماسی مورد نیاز است و فراصوت لیزر ایده‌آل است زیرا می‌توان آن را در فاصله‌ای از لوله‌ها انجام داد. پرتوهای نور را می‌توان از طریق یک بندناف مانند به داخل و از سطح به یک کابین محافظت شده منتقل کرد، جایی که لیزرها، کنترل FP کانفوکال و الکترونیک نمایشگر در آن قرار دارند. در این مورد، لیزر اگزایمر KrF در حالت فرسایشی برای تولید استفاده شد. دما توسط یک پیرومتر نوری اندازه‌گیری شد و سنسورهای موقعیت مکانی توسط فیبر نوری کوپل شدند. این فرآیند سال هاست که در چندین محیط صنعتی با موفقیت مورد استفاده قرار گرفته است.

۴. تست چسبندگی یک آزمایش چسبندگی شوک لیزری ویژه برای نظارت بر پیوند بین دو صفحه ایجاد شد<sup>[۱۲]</sup>. با استفاده از لیزر Nd-YAG یک شوک در یک لایه محصور آب در یک طرف مجموعه باند القا شد. چگالی توان از یک تا پنج گیگاوات بر سانتی متر مربع متغیر بود و لایه لایه شدن معمولاً نزدیک به ۳ - ۴ گیگاوات بر سانتی متر مربع القا می‌شد. سرعت ماده در سطح آزاد مقابل توسط یک تداخل سنج داپلر لیزری طراحی شده که از یک اتالون FP جامد تشکیل شده بود اندازه‌گیری شد. این روش به ویژه جالب است زیرا می‌توان از آن برای به دست آوردن ارزیابی کمی از استحکام باند به صورت غیر مخرب استفاده کرد.

### مشخصات میکروالکترونیکی دستگاه‌ها

از برخی جهات، چرخ در مورد استفاده از لیزر در فراصوت چرخیده است. علاقه به تکنیک‌های نوری در اصل به تجسم میدان‌های فراصوت برای مواردی مانند ردیابی پرتو برای تبدیل مود مطالعه در فصل مشترک‌ها، انتشار امواج سطحی نشتی، پراش پرتوهای فراصوت و غیره با تکنیک‌هایی مانند تصویربرداری شلیرن<sup>۲۲</sup> بود. بعداً، هنگامی که تشخیص تولید لیزر/تداخل‌سنج ایجاد شد، گرایش به سمت بهینه سازی تمام سیستم‌های نوری برای کاربردها در NDE بود که برخی از آنها در بالا توضیح داده شد. اخیراً، گرایش عمدت‌های به سمت توسعه سیستم‌های میکروآکوستیک ساخته شده با استفاده از تکنیک‌های جریان اصلی میکروالکترونیک وجود داشته است. در این رابطه، کوکون<sup>۲۳</sup><sup>[۷]</sup> اشاره کرده است که تداخل سنج لیزری ابزار انتخابی برای مشخص کردن دستگاه‌های میکروآکوستیک است. از آنجایی که تکنیک ساخت میکروالکترونیک بود، طبیعی بود که از ابزارهای الکترونیکی استاندارد مانند آنالایزرهای شبکه برای اعتبارسنجی طراحی و فرآیند ساخت

<sup>۲۲</sup>Schlieren imaging

<sup>۲۳</sup>Kokkonen

گام به گام استفاده شود. در حالی که این برای تشخیص اینکه آیا یک دستگاه کار می‌کند یا چقدر بد کار نمی‌کند مفید است، بسیار مطلوب است که یک ابزار صوتی برای تعیین اینکه مشکل دستگاه چیست، به عنوان مثال، جایی که انرژی صوتی از دستگاه نشست می‌کند بسیار مطلوب است. دستگاه، چه مودهایی درگیر است وغیره. تداخل سنج لیزری دقیقاً به چنین ابزاری تبدیل شده است و چندین مثال از آن ارائه خواهد شد.

ذکر این نکته مفید است که مانند سایر سیستم‌های نوری، دو مود عملکرد مکمل وجود دارد، اسکن و میدان کامل. سیستم‌های اسکن با عملکرد آنها بر روی محور، وضوح نهایی را دارند. آنها امکان انتخاب آزاد و مستقل مراحل اسکن  $x$  و  $y$ ، بنابراین منطقه اسکن را فراهم می‌کنند. آنها همچنین می‌توانند برای تشخیص نزدیک به حداقل دامنه قابل تشخیص طراحی شوند. نکته منفی این است که استفاده از آنها کنترل و زمان بر است. روش میدان کامل بسیار سریعتر است، اما انعطاف پذیری بسیار کمتری در انتخاب بزرگنمایی وجود دارد و عملکرد وضوح پایین‌تر است. آنها این مزیت بزرگ را دارند که می‌توانند تقریباً به سرعت اندازه‌گیری نرخ واقعی ویدیو دست یابند. بدیهی است که انتخاب مود عملیات به‌هدف مطالعه مورد نظر بستگی دارد.

۱. تشدید کننده‌های کوارتز. تکنیک نوری با کوارتز  $AT$  تطبیق داده شده است که عموماً قابل دسترسی نیست زیرا یک ارتعاش عرضی است<sup>[۱۳]</sup>. این روش بر استفاده از لکه‌های لیزری متکی است. به‌دلیل پیوستگی طولانی مدت پرتو لیزر، انعکاس از یک سطح ناهموار با پرتو تابشی تداخل می‌کند و یک الگوی لکه‌ای ایجاد می‌کند. این تکنیک به گونه‌ای اصلاح شد که می‌توان آن را با استفاده از دوربین دستگاه بار کوپل شده (CCD)<sup>[۲۴]</sup> روی سطوح صیقلی اعمال کرد. آزمایش‌ها بر روی تشدید کننده‌ی بیمزا شکل در فرکانس  $8/3$  مگاهرتز کوارتز برش  $AT$  با سطوح صیقلی و الکترودهای طلایی انجام شد. تجزیه و تحلیل اجزای محدود یک رزونанс بنیادی به‌شکل چشم گاو و یک تشدید ناهمانگ سه پادگره<sup>(۱۱۳)</sup> را نشان داد. این اشکال دقیق توسط سیستم CCD تصویربرداری شده است که نمایشی از یک سیستم تصویربرداری میدان کامل بسیار سریع را ارائه می‌دهد.

۲. تشدید کننده SAW. دو مثال از نشت موج ریلی از دستگاه‌های LSAW بر روی لیتیوم تانتالات و لیتیوم نیوبات، که در آن از تداخل سنج لیزری اسکن برای ایجاد یک تصویر ترکیبی استفاده شد، توضیح داده می‌شود: (الف) فیلتر نرdbانی  $1/9$  گیگاهرتز بر روی  $42$  درجه  $YZLiTaO_۳$ . در  $11$  فرکانس مختلف از  $۱۷۴^{\circ}$  تا  $۱۹۶^{\circ}$  مگاهرتز. چهار موج مورب ریلی مشاهده شد که تشدید کننده را به‌طور متقاضی با زاویه  $3^{\circ}$  درجه نسبت به محور نرdbان ترک می‌کنند. کنتراست خوب به‌دست آمد زیرا سیگنال LSAW همان SH است، بنابراین مستقیماً قابل تشخیص نیست. انتشار کاذب با میدان‌هایی که بین انتهای انجشتان و میله‌های ممتد<sup>[۲۵]</sup> تنظیم شده بود، مرتبط بود که یک پدیده شناخته شده است. و (ب)  $1/5$  طولی LSAW گیگاهرتز (LLSAW) روی  $YZLiNbO_۳$  را نشان داد. به‌نظر می‌رسد که این ساختار برای امواج ریلی در  $۸۲۲/۹$  مگاهرتز و برای LLSAW

<sup>[۲۴]</sup> Charge-Coupled Device (CCD)

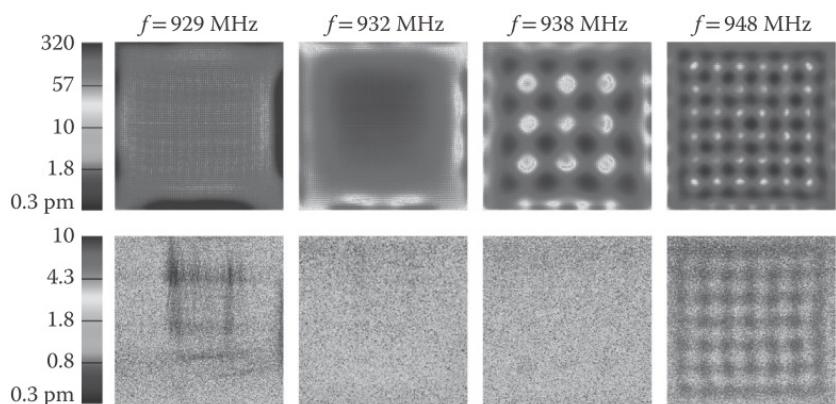
<sup>[۲۵]</sup> Bus Bars

در  $154^{\circ}$  مگاهرتز تشدید می‌شود. مجموعه‌ای از تصاویر از  $149^{\circ}$  تا  $187^{\circ}$  مگاهرتز چندین پرتو مورب از امواج ریلی در زوایای کاملاً مشخص مشاهده شد. تجزیه و تحلیل نشان داد که آنها می‌توانند با پراش مرتبه دوم امواج ریلی مرتبط باشند. اثرات هدایت موج توسط میله‌های اتوبوس نیز مشاهده شد.

۳. تشدید کننده FBAR. مطالعات روی یک  $SiO_4 - W$  گزارش شد [۱۵]. پارامترهای دستگاه،  $K_2 \sim 6.6\%$ ،  $Q_p \sim 115^{\circ}$ ،  $Q_s \sim 50^{\circ}$ ،  $f_s = 952 MHz$  و  $f_p = 957 MHz$  بودند. امواج ایستاده مود لامب به عنوان یک مشکل برای این نوع تشدید ضخامت شناخته شده است، مگر اینکه توسط شرایط مرزی کنترل شده کاهش یابد. تصاویر تداخل سنج روش هتروداین در ناحیه فعال ( $297 \times 297$  میکرومتر مربع) از  $948^{\circ}$  تا  $929^{\circ}$  مگاهرتز برای هر دو صورت بالا و پایین گرفته شد. رزونانس اصلی در  $932^{\circ}$  مگاهرتز بسیار یکنواخت بود و تنها مقدار کمی نشتی در قسمت پایینی داشت. فرکانس‌های بالاتر، همانطور که در شکل (۲.۲۰) نشان داده شده است، یک الگوی مدل شبکه مربعی با نشتی بسیار قوی تر به قسمت پایینی نشان دادند. منحنی‌های پاشندگی توسط تبدیل فوریه همراه با اندازه‌گیری‌های الکتریکی، شناسایی مودهای لامب را فعال می‌کنند. این مثال خوبی از موردی است که در آن تصاویر لیزری، منحنی‌های پاشندگی و مشخصه‌های RF در کنار هم تجزیه و تحلیل واضحی ارائه می‌دهند و به طور بالقوه برای کنترل مودهای جعلی مفید بودند.

۴. آرایه‌های CMUT در تصویربرداری پیشکی نسل بعدی مهم خواهد بود، بنابراین توسعه ابزارهای تشخیصی و آزمایشی خوب مهم است [۱۶]. مثال حاضر نشان می‌دهد که تداخل سنجی لیزری به خوبی با پروپ سازگار است. غشاهاي سلولی در یک آرایه قرار گرفتند تا یک بسته CMUT حاوی  $1512$  سلول خازنی در یک منطقه  $1/8 \times 1/8$  میلی‌متر مربع تشکیل شود. هر سلول از نیترید سیلیکون با قطر  $40$  میکرومتر با شکاف  $45\%$  میکرومتر به بستر سیلیکون ساخته شده بود. مساحت  $250 \times 250$  میکرومتر مربع توسط تداخل سنجی روش هتروداین لیزری شد. نقشه ارتعاش نشان داد که اکثر غشاها در فرکانس تحریک  $5/2$  مگاهرتز در فاز هستند، اما بسیاری از آنها کاملاً خارج از فاز بودند. طیف تشدید یک خوش‌های از  $12$  غشا نشان داد که در حالی که  $10$  غشا رزونانسی نزدیک به  $4/8$  مگاهرتز داشتند، دو غشاء بسیار دور از اوج معمول بودند و در فرکانس‌های  $5/5$  و  $6/1$  مگاهرتز تشدید می‌شدند. این نشان داد که غشاها خارج از فاز در فرکانس‌های بالاتر تشدید می‌شوند، که نشان دهنده یک مشکل ساخت است که متعاقباً با آن برخورد شد. بنابراین، تداخل سنجی لیزری یک راه حل ساده برای چیزی است که در غیر این صورت یک مشکل پیچیده بود.

۵. کریستال‌های فونونیک این ساختارها بر یک آرایه تناوبی از ناپیوستگی‌ها تکیه دارند تا بازتاب کامل یک موج فراصوت تابشی را در یک شکاف باند فرکانس دقیقاً تعیین شده ارائه کنند [۱۷]. در چنین دستگاهی که به راحتی در یک پیکربندی SAW شکل می‌گیرد، انرژی به طور ایده‌آل در داخل ساختار کاملاً بازتابنده بهدام می‌افتد. واضح

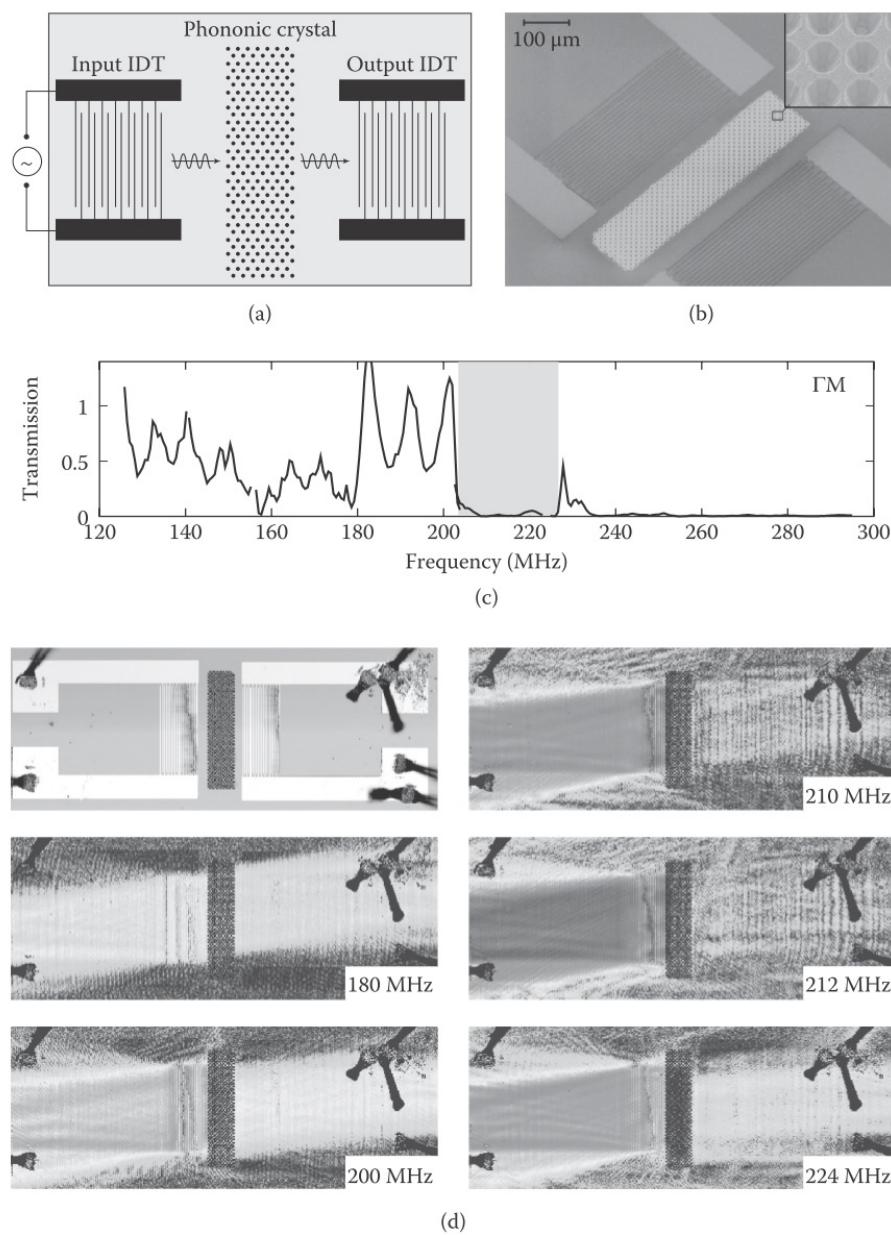


شکل ۲.۲۰: دامنه میدان موج در فرکانس‌های انتخاب شده، هم در بالای تشیدیدگر (ردیف بالا) و هم در پایین پشتۀ آینه (ردیف پایین) اندازه‌گیری می‌شود.

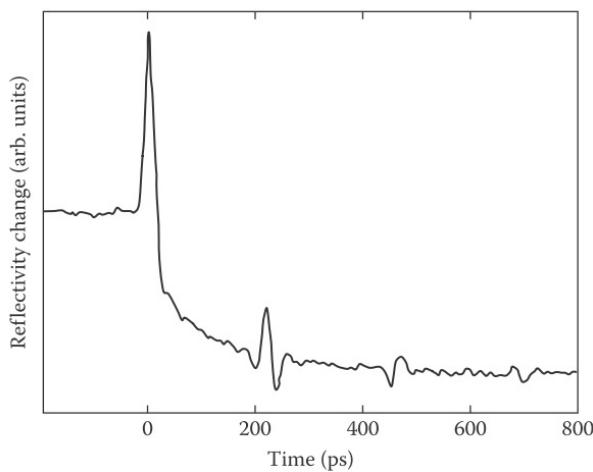
است که تداخل سنجی لیزری راهی ایده‌آل برای تجسم مسیرهای جریان انرژی و تشخیص هرگونه نشتی از دستگاه SAW خواهد بود. تداخل سنج لیزری هتروداین با مشکل سازگار است زیرا دامنه‌های مطلق را می‌توان تعیین کرد. نمونه‌ای برای دستگاه SAW در شکل (۳.۲۰) نشان داده شده است. شماتیکی از دستگاه در شکل (۳.۲۰)-الف نشان داده شده است، جایی که کریستال آوایی بین دو مبدل بین دیجیتالی (IDT)<sup>۲۶</sup> در پیکربندی خط تاخیری محدود شده است. باند عبور در شکل (۳.۲۰)-ج نشان داده شده است که تقریباً از  $21^{\circ}$  تا  $225^{\circ}$  مگاهرتز گسترش می‌یابد. روش‌های فرکانس مختلف در شکل (۳.۲۰)-د نشان داده شده است که از زیر شکاف باند شروع می‌شود. در زیر شکاف، انتقال خوبی وجود دارد و SAW در طرف BC مشاهده می‌شود. در داخل شکاف، کریستال آوایی بهشدت منعکس و الگوهای موج ایستاده قوی در سمت چپ آن مشاهده می‌شود. انتقال دوباره در انتهای بالای شکاف افزایش می‌یابد.

۶. تشیدید کننده‌های MEMS اغلب توسط ترانسدوکتور خازنی برانگیخته می‌شوند، اما این رویکرد مشکل ساز می‌شود زیرا ولتاژهای بایاس بالا مورد نیاز است. هدف از این مطالعه بررسی الگوهای مودال برای دستگاه‌های با تحریک پیزوالکتریک AlN<sup>۱۸</sup> بود. دستگاه‌ها به صورت الکتریکی مشخص شدند و الگوهای مودال با استفاده از تداخل سنج لیزری مایکلسون مشاهده شدند. ارتعاشات داخل و خارج از صفحه را می‌توان با وضوح جانبی یک میکرومتر و حداقل دامنه ارتعاش قبل تشخیص  $35^{\circ}$  بعد از ظهر مشاهده کرد. دو رزوناتور مختلف مورد مطالعه قرار گرفتند. رزوناتورها  $Q$  بالا مشاهده شدند (به عنوان مثال  $Q = 51000$  در  $22$  مگاهرتز)، و همه نتایج به خوبی با شبیه‌سازی اجزای محدود مطابقت داشتند. حداقل در یک مورد، مودها تمیزتر از مودهای به دست آمده با انتقال خازنی بودند.

<sup>۲۶</sup>Interdigital Transducers (IDTs)



شکل ۳.۲۰: نتایج حاصل از ساختار کریستالی آوایی SAW. (الف) نمایش شماتیک ساختار آزمایش، ۹ خط تاخیر SAW با ساختار کریستالی آوایی بین دو IDT، که برای تعیین مشخصات الکتریکی در نظر گرفته شده است. (ب) تصویر SEM از مولفه، که هر دو IDT و ساختار سوراخ کریستالی آوایی را در بین آن نشان می‌دهد. درج نمای نزدیک از شبکه سوراخ حک شده در بستر تک کریستالی لیتیوم نیوبات را ارائه می‌دهد. (ج) مشخصات انتقال SAW که با اندازه‌گیری‌های الکتریکی تعیین می‌شود. محدوده فرکانس شکاف باند-gap با سایه خاکستری نشان داده شده است. (د) تصویر قدرت نور و دامنه میدان موج انتخاب شده برای نشان دادن رفتار صوتی در دستگاه اسکن می‌شود. در زیر شکاف باند، دامنه امواج در دو طرف دستگاه مشابه است که نشان دهنده انتقال خوب است. بر عکس، در محدوده فرکانس باند شکاف، کریستال آوایی بسیار بازتابنده است و در نتیجه یک میدان موج ایستاده قوی در سمت چپ کریستال آوایی ایجاد می‌شود. این رفتار با یک انتقال کم همراه است که تقریباً منجر به عدم وجود دامنه موج در طرف دیگر ساختار بلوری صدا می‌شود [۱۷].



شکل ۴.۲۰: تغییرات ناشی از نور در بازتاب فیلم  $As_2Te_3$  ۲۲۰ نانومتری که روی یک بستر یاقوت کبود پخش شده است. مجموعه‌ای از پالس‌های مساوی با پالس‌های آکوستیک رفت و برگشت پی در پی در فیلم مطابقت دارد.

#### ۴.۱.۲۰ لیزر فراصوتی پیکو ثانیه

از نظر تاریخی، امواج فراصوت با فرکانس بالا (فونون‌ها) در دماهای پایین ( $4K$  یا پایین‌تر) مورد مطالعه قرار گرفته‌اند، زیرا میرایی آکوستیک به‌طور چشمگیری با دما در کریستال‌های عایق کاهش می‌یابد. این طول مسیر کافی، در حد یک سانتی‌متر، برای مطالعه انتشار پالس تولید شده توسط الکترونیک معمولی را اجازه می‌دهد. در دمای اتاق، داستان کاملًا متفاوت است زیرا میرایی با افزایش فرکانس آنقدر زیاد می‌شود که طول مسیر مورد نیاز بسیار کوتاه و تولید پالس‌های الکترونیکی کمتر از یک نانو ثانیه دشوار است. همانطور که فناوری لیزر توسعه یافت و طول پالس‌های پیکوثانیه در دسترس قرار گرفت، تولید لیزر با فرکانس بالا امکان پذیر شد و از اواخر دهه ۱۹۷۰ توسط مارپیش و همکارانش [۲۷] توسعه یافت، به‌نظر می‌رسد که فیزیک و فناوری بهاندازه کافی با فراصلت لیزر که واقعًا به عنوان یک شاخه جدگانه توسعه داده شده متفاوت است.

از همان ابتدا مشخص شد که فیلم نیمه هادی  $As_2Te_3$  سیگنال‌های صوتی غیرعادی بزرگی می‌دهد. پژواک‌های معمولی در چنین فیلم‌هایی در شکل (۴.۲۰) نشان داده شده است. این نتایج برای یک فیلم DC با ضخامت ۲۲۰ نانومتر است که روی یک بستر یاقوت کبود پخش شده است. تولید با لیزر رنگی حلقه‌ای با فوتون  $2eV$ ، طول پالس  $2ps$  و انرژی در هر پالس  $2nJ$  انجام شد. تشخیص با نظارت بر دامنه یک پالس پروب منعکس شده از سطح توسط یک دیود سیلیکونی انجام شد. این یک اثر کوچک است، زیرا پژواک‌های دریافتی باعث تغییر در بازتابی به ترتیب  $10^{-3} - 10^{-6}$  می‌شود. فرآیند تولید به‌طور مفصل در تامسن و همکاران [۲۸] توضیح داده شده است. آنها

<sup>۲۷</sup>Maris and coworkers

<sup>۲۸</sup>Thomsen et al.

به عنوان مجموعه‌ای از مدل‌ها توسط آنها توصیف شده است که از یک توصیف ساده و ماکروسکوپی به ملاحظات میکروسکوپی دقیق مسئله می‌پردازند.

۱. ایجاد تنفس حرارتی ناشی از جذب پالس هیجان انگیز.

۲. اثرات هدایت حرارتی از محیط اطراف

۳. در نظر گرفتن حرارتی که ابتدا به گاز الکترون و سپس در نهایت به شبکه منتقل می‌شود.

۴. با در نظر گرفتن تمام اثرات پراکندگی، آرامش و نوترکیب بر روی توابع توزیع الکترون و فونون.

مشاهده می‌شود که (۱) و (۲) تقریباً با رفتار ماکروسکوپی مورد استفاده در تولید لیزر استاندارد مطابقت دارد، در حالی که (۳) و (۴) با فرمول میکروسکوپی مسئله ساز می‌شود. فرآیند تشخیص ظریفتر از آن چیزی است که به ظر می‌رسد. اگر مسئله تشخیص یک جابجایی سطحی ساده بود، می‌توان آن را با یک تداخل‌سنجه انجام داد. در واقع نور پرور یک طول جذب  $\xi$  به داخل نمونه نفوذ می‌کند. بهنظر می‌رسد که معیار مشاهده تغییر بازتاب،  $\xi \leq \tau$  است، که در آن  $v$  سرعت صوت و  $\tau$  طول پالس است. در فلزات، این منجر به این نتیجه می‌شود که شرط مشاهده تغییر بازتاب  $1ps \leq \tau$  است.

این تکنیک برای بررسی تعدادی از مسائل در فیزیک بنیادی مورد استفاده قرار گرفته است، و در حوزه کاربردی، آن را به یک فناوری پیشرفته در توصیف ساخت نیمه‌هادی تبدیل کرده است. این دو جنبه بهنوبه خود مورد بررسی قرار خواهد گرفت. عملکرد کلی تکنیک‌های فراصوت پیکوثانیه برای مطالعه لایه‌های نازک بسیار چشمگیر است. در حوزه زمان، پژواک‌های متعددی در لایه‌های نازک در کارهای اولیه مشاهده شده است، و نتایج مشابهی توسط چندین گروه اکنون به‌طور معمول در دسترس است. از این‌رو، ضخامت لایه‌های بسیار نازک با سرعت صوتی شناخته شده را می‌توان کاوش کرد، یا ثابت‌های الاستیک را می‌توان برای فیلم‌هایی با ضخامت شناخته شده تعیین کرد. در حوزه فرکانس، طیف فرکانسی امواج صوتی تولید شده توسط این تکنیک، تبدیل فوریه پالس ساطع شده است. این بدان معناست که امواج صوتی با طیف باند پهن که در فرکانس‌هایی تا صدها گیگاهرتز متتمرکز شده‌اند، می‌توانند تولید شوند. از آنجایی که می‌توان میرایی وابسته به فرکانس را نیز استنباط کرد، این دری را به‌روی روش‌های جدیدی برای مطالعه آکوستیک فیزیکی بر روی برهمنکش‌های فونون‌های صوتی با فرکانس بالا باز می‌کند.

مطالعات متعددی در حال حاضر بر روی انواع سیستم‌های عایق، نیمه‌هادی و فلزی انجام شده است و نتایجی در مورد مواد آمورف گزارش شده است [۲۰، ۱۹، ۲۱]، انتقال جزئی امواج فراصوت فرکانس فوق العاده بالا (فونون‌ها) در حالت جامد - جامد [۲۲]، و فصل مشترک‌های جامد - مایع [۲۳]، انتشار الکترون در فلزات [۲۴]، و مودهای سطح فونون محلی در ابرشبکه‌ها [۲۵]. مطالعات اخیر شامل اندازه‌گیری در یک سلول سندان الماسی با فشار بالا [۲۶]، تشخیص پالس‌های حرارتی بالستیک [۲۷] و مطالعات یک سلول بیولوژیکی منفرد [۲۸] است. مطالعه پاشندگی فونون‌های با طول موج بلند با جزئیات مورد بحث قرار خواهد گرفت تا ایده بهتری از نوع اطلاعاتی که می‌توان به‌دست آورد.

### پاشندگی فونون‌های با طول موج بلند

شبکه‌های کریستالی ساختارهای اتمی مجزا هستند، بنابراین در فرکانس‌های کافی پاشندگی نشان می‌دهند. رابطه پاشندگی تابع  $(q)\omega$  است و زمانی که این رابطه خطی نباشد، محیط را پاشنده می‌گویند. به عبارت دیگر، هنگامی که محیط پاشنده است، سرعت فاز  $V_p \equiv \omega/q$  با سرعت گروه  $V_G \equiv \frac{\delta\omega}{\delta q}$  برابر نیستند. امواج فراصوت معمولی منحنی پاشندگی را در نزدیکی مبدأ  $\omega = 0$  بررسی می‌کنند و بنابراین سرعت فاز را به دست می‌آورند. پراکندگی نوترن قسمت بالاتر منحنی پاشندگی را دقیقاً تا مرز صوت بررسی می‌کند و اساساً منحنی  $(q)\omega$  کلی را می‌دهد. فراصوت پیکوثانیه، که معمولاً تا  $250$  یا  $300$  گیگاهرتز می‌رود، امکان مطالعه کمی محدوده متوسط منحنی پاشندگی را فراهم می‌کند، جایی که اثرات پاشندگی شروع به آشکار شدن می‌کند. در مطالعه حاضر [۲۱]، انتشار پالس‌های صوتی در یک زنجیره خطی گسسته مورد مطالعه قرار گرفت و نتایج بر حسب یک رابطه پاشندگی مدل بیان شد.

$$\omega_q = cq - \gamma q^3 + \dots \quad (9.20)$$

که در آن  $\gamma$  پارامتر پاشندگی است.  
برای کمترین مرتبه

$$\gamma \sim 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (10.20)$$

ایده کلی آزمایش‌ها این بود که طبق معمول یک پالس فراصوت کوتاه پیکوثانیه‌ای تولید شود و شکل پالس پس از انتشار در کریستال اندازه‌گیری شود. برای یک محیط پاشنده، مولفه‌ها در فرکانس بالا کندر از سرعت صدا منتشر می‌شوند. برای یک مسیر انتشار به اندازه کافی طولانی، این منجر به تشکیل یک دم نوسانی پالس می‌شود که از آن می‌توان پارامتر پاشندگی فونون را به دست آورد. به طور خاص، مشخص شد که برای  $t > t_*$ ، جایی که زمان رسیدن به سرعت صوت معمولی است، فرکانس نوسان جابجایی برای دم پالس در موقعیت  $x$  است.

$$\Omega(t) = \sqrt{\frac{c^4(t - t_*)}{3\gamma x}} \quad (11.20)$$

برای  $t_* \gg t - t_*$   $\gg \Omega^{-1}$   
حداقل فاصله انتشار برای این اثرات برابر است با:

$$x_{min} = \frac{c(\Delta x)^3}{\gamma} \quad (12.20)$$

به طوری که اگر طول مسیر چند میلی‌متر باشد،  $\Delta x$  باید در حد  $10$  نانومتر باشد.

### راه اندازی آزمایشی و تجزیه و تحلیل داده‌ها

یک لایه Al بر روی یک وجه ویفر نمونه جلا داده شده با ضخامت حدود  $2$  میلی‌متر قرار می‌گیرد. مدت زمان پالس پمپ  $fs$  است و پرتو لیزر متوجه ناحیه‌ای به قطر  $\sim 25$

میکرومتر است که یک پالس صوتی را به داخل نمونه می‌فرستد. از آنجایی که زمان انتشار طولانی است ( $\geq 100\text{ ns}$ ), پالس دیرتر و تاخیری لیزر به عنوان پروب استفاده می‌شود. دو اقدام احتیاطی لازم به ذکر است: (۱) به دلیل تضعیف بالا در محدوده  $50 - 200$  گیگاهرتز، آزمایش‌ها باید در  $70$  کلوین یا کمتر از آن انجام می‌شود. و (۲) انرژی در هر پالس باید زیر یک مقدار آستانه نگه داشته شود تا اثرات غیرخطی جلوگیری شود. آزمایش تجربی برای این است که شکل پالس باید مستقل از توان پمپ لیزر باشد.

دو مرحله اصلی در پردازش داده‌ها وجود دارد: (۱) تجزیه و تحلیل شکل پالس صوتی تولید شده در فیلم Al، با استفاده از شبیه‌سازی کامپیوترا شکل پالس برای تطبیق داده‌ها، در امتداد خطوط تحقیق اصلی [۱]؛ و (۲) شکل پالس کرنش را پس از انتشار در نمونه،  $\eta_{zz}(z, t)$  تنظیم کنید. این روش شامل گرفتن تبدیل فوریه پالس ورودی به نمونه، سپس استفاده از  $(q, \omega)$  و اثرات زمان تضعیف، و گرفتن تبدیل فوریه معکوس برای یافتن  $\eta_{zz}(z, t)$ ، و از این رو  $R$  است. پارامترهای قابل تنظیم زیادی در این روش وجود دارد: ضخامت فیلم Al، ضخامت نمونه، تضعیف، ثابت نوری فیلم Al وغیره، اما تنها  $\gamma$  حیاتی است. بهترین تناسب سپس  $\gamma_{exp}$  را تعیین می‌کند. مقادیر به دست آمده از  $75\%$  تا  $85\%$  برای نمونه‌های  $Al_2O_3$  و  $Si, Ge, GaAs, SiO_2$  متغیر بود. ارزش نظری را می‌توان با مقایسه معادله (۹.۲۰) با مدل‌های دینامیکی مختلف یافت. در مجموع، توافق معقولی حاصل شد. از نظر تجربی، مقادیر وابستگی دمایی سرعت صوت با کار در فرکانس‌های پایین‌تر مطابقت خوبی داشت و بیشترین تغییر برای مواد  $\theta_D$  پایین همانطور که انتظار می‌رفت مشاهده شد. مقادیر میرایی در دماهای بالاتر در نمونه‌های نازک‌تر به دست آمد. مؤلفه وابسته به دما تقریباً مستقل از فرکانس بود و به سرعت با  $T$  افزایش می‌یابد. به نظر می‌رسد که با مکانیسم آرامش در رژیم  $1 \gg \omega_T$  سازگار است.

### ویژگی‌های FBAR

در حالی که فراصوت پیکوثانیه در کارهای اساسی همانطور که در بالا توضیح داده شد مفید بوده است، در توصیف دستگاه‌های میکروالکترونیک واقعاً خودش را پیدا کرده است و در واقع به عنوان ابزاری ایده‌آل برای ساخت FBAR مناسب است. یادآوری می‌شود که بعد بحرانی در FBAR ضخامتی است که بسیاری از لایه‌های نازک روی هم قرار گرفته‌اند و عملکرد آنها به طور بحرانی به کنترل دقیق ضخامت هر لایه بستگی دارد. دواس و همکاران<sup>۲۹</sup> این موضوع را در مجموعه‌ای از مشارکت‌های اخیر نشان داده‌اند که در زیر خلاصه می‌شود:

۱. منبع پیکوثانیه قابل تنظیم [۳۰، ۲۹]. اگر طول جذب بسیار کمتر از اندازه نقطه باشد، می‌توان فرض کرد که فقط امواج طولی برانگیخته شده‌اند. یک ساختار AlN (زیرلایه AlN-Al-Ti-Si) در  $780$  نانومتر کاوش شد. با فرض آگاهی از  $V_L$  در لایه‌ها، می‌توان ضخامت‌ها را محاسبه کرد. سپس سیستم با یک کاوشگر آبی تحریک شد. به نظر می‌رسد که تعامل آکوستو-اپتیک در این طول موج‌ها بسیار قوی است. در نتیجه، یک اثر تداخلی بین نور پروب پراکنده شده از صفحه AlN و نور پروب پراکنده

<sup>۲۹</sup>Devos and coworkers

شده از پالس آکوستیک وجود دارد. این منجر به نوسانات بریلوین دوره  $T$  می‌شود. تجزیه و تحلیل ساده نشان می‌دهد که

$$T = \frac{\lambda}{2nv \cos \theta} \quad (13.20)$$

که در آن  $\lambda$  طول موج پروب،  $n$  شاخص شکست،  $v$  سرعت صوت و  $\theta$  زاویه تابش است. از این‌رو با اندازه‌گیری  $T$  و دانستن  $\theta$  و  $\lambda$  و  $n$  می‌توان  $v$  را تعیین کرد. با استفاده از جداسازی اکو، سپس ضخامت AlN را فراهم می‌کند. روش فوق را می‌توان با استفاده از چندین طول موج دقیق‌تر کرد.

۲. فراصوت پیکوثانیه رنگی [۳۱]. چندین طول موج برای استخراج مجموعه کامل داده‌های الاستیک برای مواد FBAR استفاده می‌شود که برای مدل میسون مورد نیاز خواهد بود. اینها عبارتند از  $V_L, \rho, \alpha$  و  $V_L(T)$ . مدل میسون و پایگاهداده‌ها<sup>۳۰</sup> با یک ابزار پیرایش (پرتو خوشی یونی با اندازه نقطه یک سانتی‌متر) ترکیب می‌شوند تا بتوان همه لایه‌ها را به ضخامت مطلوب برش داد. برای انجام این کار، فرد همچنین نیاز به آگاهی از فرکانس‌های تشید و تأثیر حکاکی بر روی فرکانس‌های تشید دارد. نتایج با نتایج حاصل از آزمایش‌های RF مقایسه شد، که تأیید می‌کند که استراتژی قبلی یک استراتژی قابل اجرا است.

۳. مشخصه پردازی کامل فیلم [۳۲]. برای تکمیل مجموعه داده، اطلاعات درون صفحه نیز مورد نیاز است. این را می‌توان با استفاده از نانو مکعب‌های روی سطح برای تحریک امواج ریلی به دست آورد. دانستن  $V_L$  و  $V_R$  برای بدست آوردن  $V_S$  و از این‌رو مدول  $E$  یانگ و نسبت پواسون  $\sigma$  است. مشاهده نوسانات بریلوئن مربوط به بازتاب لایه / سیلیکون بین وجهی ضریب انعکاس صوتی را به دست می‌دهد که از آن می‌توان امپدانس آکوستیک و در نتیجه چگالی جرم را استخراج کرد. از این، یک جدول کامل از  $AlN, SiO_2, Si_3N_4$  و  $V_L, V_R, V_S, E$  برای فیلم‌های  $\sigma$  به دست آمد.

۴. نتایج پیکوثانیه و نانو تورفتگی برای مدول یانگ مقایسه شد و توافق قابل توجهی به دست آمد [۳۳].

۵. ضرایب پیزوالکتریک [۳۴]. نمونه‌ای متشکل از یک فیلم یک میکرومتری از AlN بر روی یک الکترود ۱۵۰ نانومتری مولیبدن که بر روی یک بستر سیلیکونی سپرده شده بود تشکیل شد. دویست نانومتر از اکسید قلع ایندیم شفاف و رسانا (ITO) به عنوان الکترود بالایی رسوب داده شد. دو خازن بر روی ITO برای اعمال ولتاژ DC به پشتی<sup>۳۲</sup> طراحی شده است. بزرگی تغییر مرحله به دست آمده توسط فراصوت پیکوثانیه اندازه‌گیری شد و از آن ضریب  $d_{33}$  به دست آمد.

<sup>۳۰</sup> Database

<sup>۳۱</sup> Complete film characterization

<sup>۳۲</sup> Stack



شکل ۵.۲۰: سیستم اندازه‌گیری MetaPULSE® برای پردازش نیمه هادی.

این مجموعه مطالعات مداوم نشان می‌دهد که اطلاعات بالقوه کامل در مورد پارامترهای دستگاه صوتی برای FBAR می‌تواند به دست آید. با گسترش FBAR به فرکانس‌های بالاتر، این نوع تحلیل اهمیت فرایندهای پیدا می‌کند. تکنیک فرراصوت پیکوثانیه چندین سال است که در صنعت نیمه‌هادی استفاده می‌شود و اطلاعات ارزشمندی را برای کنترل ساخت FBAR و سایر دستگاه‌ها ارائه می‌دهد. نمونه‌ای از یک ماشین اندازه‌گیری آنلاین با استفاده از فرراصوت پیکوثانیه در شکل (۵.۲۰) نشان داده شده است.

## ۲.۲۰ مبدل‌های صوتی الکترومغناطیسی

مبدل‌های صوتی الکترومغناطیسی<sup>۳۳</sup> سال‌هاست که برای تولید و تشخیص امواج فرراصوت، عمدها برای کاربردهای میکروسکوپی در NDE استفاده می‌شوند. همانطور که در زیر توضیح داده خواهد شد، آنها بر اساس ایجاد نیروی لورنتس بر روی یک هادی حامل جریان هستند. مزایای آنها چندین است: آنها غیر تماسی هستند، می‌توانند روی سطوح ناهموار استفاده شوند، برای استفاده در یک محیط خصمانه سازگار هستند، می‌توانند برای تولید همه مودهای صوتی استفاده شوند و ارزان هستند. برخی از معایب این است که آنها محدود به مواد رسانا هستند و سیگنال‌های فرراصوت آنها در مقایسه با مبدل‌های پیزوالکتریک نسبتاً ضعیف است. با توجه به موارد قبلی، EMAT به‌وضوح برای استفاده در کاربردهای خاص در مقایسه با استفاده عمومی مفید هستند و جای تعجب نیست که حوزه اصلی کاربرد آنها شامل NDE سازه‌های فلزی بزرگ در صنایع سنگین، مانند چرخ‌های راه آهن و مسیرها، خطوط لوله و غیره.

این بخش با استفاده از مدل نیروی لورنتز، که فیزیک را کاملاً واضح نشان می‌دهد، تولید امواج فرراصوت توسط EMATs را با جزئیات پوشش می‌دهد. انواع مبدل‌های عملی برای مودها و کاربردهای مختلف به طور خلاصه مورد بحث قرار خواهند گرفت و به دنبال آن نمونه‌های خاصی از کاربردهای صنعتی نشان داده می‌شود. موضوع توسط تامپسون<sup>۳۴</sup> و ماکسفیلد<sup>۳۵</sup> بررسی شده است، و این بخش از مبنای نظری ارائه شده توسط ماکسفیلد پیروی می‌کند. کاربردهای اخیر توسط سالزبرگ<sup>۳۶</sup> بررسی شده است و برخی از کارهای او در اینجا خلاصه خواهد شد.

## ۱.۲.۲۰ تولید

هندسه اصلی برای تولید EMAT که باید مورد بحث قرار گیرد، هندسه یک منبع جریان در بالای یک سطح رسانای صاف است. یک چگالی جریان متغیر با زمان  $\tau$  در امتداد یک نوار یا سیم فلزی در مجاورت یک سطح فلزی جریان می‌یابد، با یک میدان مغناطیسی ساکن  $B$  زاویه‌ای به سطح ایجاد می‌کند. عنصر جریان یک جریان تصویر را در سطح ایجاد و نیروی لورنتز میدان مغناطیسی روی این عنصر جریان در ادامه در نظر گرفته می‌شود.

<sup>۳۳</sup>ELECTROMAGNETIC ACOUSTIC TRANSDUCERS(EMATs)

این برابر است با:

$$\mathbf{f} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_\circ \quad (14.20)$$

این نیروی لورنتس بر روی شبکه اثر می‌گذارد و با این کار یک موج صوتی ایجاد می‌کند. این رابطه اساسی همچنین نشان می‌دهد که یک EMAT اساساً یک دستگاه کار با جریان است. همچنین می‌توان استنباط کرد که اگر به جای یک سیم تعداد زیادی (یا یک نوار رسانای پهن) وجود داشته باشد، چیزی شبیه به یک موج صفحه منتشر می‌شود. تنش حرکتی سطحی با انتگرال‌گیری این نیرو در جهت عمق ( $z$ ) به دست می‌آید

$$\mathbf{T} = \int \mathbf{J}(z) \times \mathbf{B}_\circ dz \quad (15.20)$$

همانطور که توسط تامپسون [۳۵] با استفاده از معادلات ماکسول نشان داده شده است، میدان مغناطیسی  $RF$  در مرکز ورق جریان القا شده توسط جریان  $I$  در سیم پیچ برابر است با:

$$\mathbf{H}(z) = -nI\mathbf{j} \exp(1+j)z/\delta \quad (16.20)$$

که در آن  $k_i, j, i$  بردارهای واحد در سیستم مختصات  $(x, y, z)$  هستند و  $n$  چگالی سیم پیچ است. عمق پوستی  $\delta$  با معادله (۱۲۰) به دست می‌آید. سپس چگالی جریان القایی با معادله ماکسول  $\nabla \times \mathbf{H} = \text{curl} \mathbf{H}$  داده می‌شود که در آن جریان جابجایی در فرکانس‌های پایین نادیده گرفته می‌شود. جواب برابر است با:

$$\mathbf{J}(z) = nI(1+j)/\delta \mathbf{j} \exp(1+j)z/\delta \quad (17.20)$$

به طوری که هم میدان مغناطیسی و هم چگالی جریان القایی به صورت نمائی در داخل فلز میرا می‌شوند. می‌توان نوشت:

$$\mathbf{B}_\circ = B_{\circ x}\mathbf{i} - B_{\circ z}\mathbf{k} \quad (18.20)$$

و با استفاده از معادلات (۱۷.۲۰) و (۱۴.۲۰) به دست می‌آید

$$\mathbf{f} = nI(1+j)/\delta [B_{\circ x}\mathbf{i} - B_{\circ z}\mathbf{k}] \exp(1+j)z/\delta \quad (19.20)$$

این نیرو دارای مولفه‌های موازی و عمود بر سطح است. می‌توان آن را به معادله موج به صورت برداری، معادله (۱۹.۵) در نماد  $(\lambda, \Delta)$  اضافه کرد تا

$$(\lambda + 2\mu)\Delta \mathbf{u} + \mathbf{f} = \rho \ddot{\mathbf{u}} \quad (20.20)$$

که در آن  $\lambda$  و  $\mu$  ثابت‌های لامه هستند. این معادله موج باید در شرایط مرزی معین حل شود. در اینجا فقط سطح بدون تنش  $\frac{\delta u_z}{\delta z} = 0$  در نظر گرفته خواهد شد. ماکسیلید همچنین جواب‌های سطح صلب را می‌دهد،  $u_z = 0$  دو حالت خاص را می‌توان از معادله

(۲۰.۲۰) مشاهده کرد. هنگامی که میدان مغناطیسی عمود بر سطح است، نیروی لورنتس در صفحه سطح قرار می‌گیرد و باعث ایجاد امواج برشی در فلز می‌شود. بر عکس، برای میدان مغناطیسی موازی با سطح، نیروی لورنتس عمود بر آن است که منجر به امواج طولی می‌شود. جواب برای هر دو مورد و برای هر دو نوع شرایط مرزی توسط مکسفیلد ارائه شده است. برای سطح بدون تنش با  $B_{xz} = B_{xx}i$ ، یک موج با جابجایی  $u_z$  طولی ایجاد می‌شود که به صورت زیر است:

$$u_z = \frac{jT_{zz}}{(\lambda + 2\mu)[1 + j(\delta^2 k^2 / 2)]} \left[ \frac{-e^{jkz}}{k} + \frac{(1+j)\delta}{2} e^{(1+j)z/\delta} \right] \quad (21.20)$$

یک میدان مغناطیسی  $B_{xz}k$  یک موج برشی با جابجایی  $u_x$  ایجاد می‌کند.

$$u_x = \frac{-jT_{xx}}{\mu[1 + j(\delta^2 k^2 / 2)]} \left[ \frac{-e^{jkz}}{k} + \frac{(1+j)\delta}{2} e^{(1+j)z/\delta} \right] \quad (22.20)$$

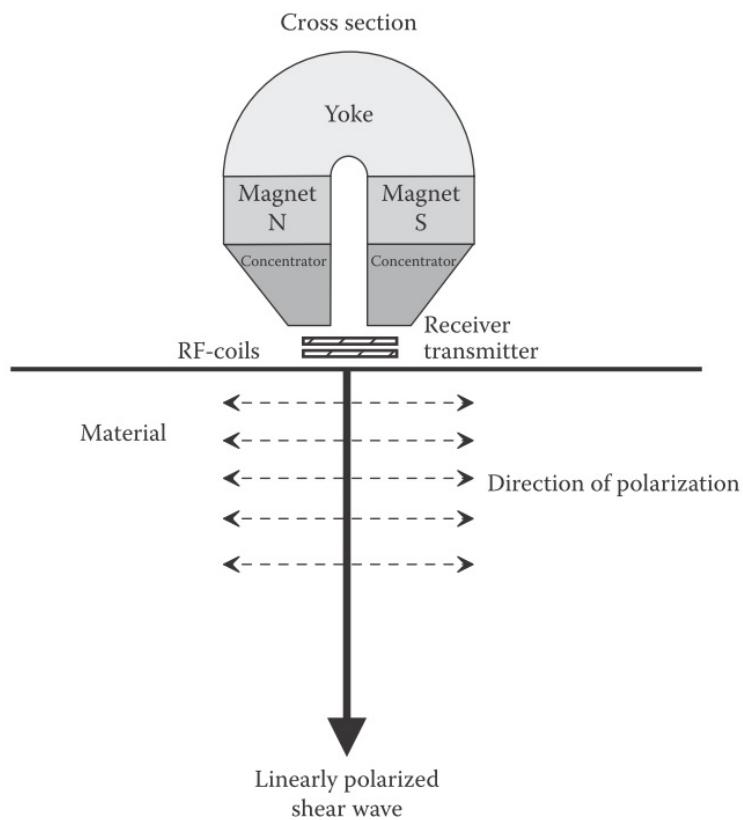
در این معادلات،  $k$  عدد موج،  $T_{zz} = nIB_{xz}$  و  $T_{xx}nIB_{xz}$  است. جابجایی‌ها متناسب با بزرگی کورانت و میدان مغناطیسی است. با توجه به عوامل دیگر، مکسفیلد اظهار می‌کند که  $\beta$  یک پارامتر بهم کوپل می‌کند. برای مرز بدون تنش، جابجایی برای مقادیر کوچک مستقل از  $\beta$  است و با افزایش  $\beta$  کاهش می‌یابد.

## ۲.۲.۲۰ آشکارسازی

مکسفیلد همچنین تصویر بسیار ساده‌ای از تشخیص به عنوان معکوس تولید توسط EMAT ارائه می‌کند. موج برشی را در نظر بگیرید که در جهت  $i$  پلاریزه شده به سمت سطح می‌آید و سرعت جابجایی  $v = \omega A_i$  در یک میدان ساکن  $B$  است. این باعث ایجاد یک میدان الکتریکی  $E = v \times B$  می‌شود. با انتگرال گیری در امتداد یک نوار به طول  $L$ ، ولتاژ مدار باز  $V = L\omega AB$  می‌دهد. مکسفیلد همچنین دو رویکرد نظری مکمل را به تفصیل تشریح می‌کند که به طور کمی گیرنده و کل پاسخ EMAT را توصیف می‌کند. یکی از این رویکردها نحوه ادغام EMAT در مدار اندازه‌گیری را پوشش می‌دهد و دیگری فیزیک پراکندگی نقص توسط عیوب را در بر می‌گیرد. هر دوی این مدل‌ها و تئوری تولیدی که در بالا ارائه شد، توافق کمی عالی با آزمایش، از جمله پروفیل‌های جابجایی محاسبه شده و الگوهای تشعشع به دست می‌دهند. خواننده برای جزئیات به مکسفیلد [۳۶] ارجاع داده می‌شود.

## ۳.۲.۲۰ پیکربندی و عملیات

تنظیمات مختلفی برای EMAT وجود دارد. در واقع امکان انتخاب یکی برای هر حالت دلخواه وجود دارد. به طور کلی، مودهای برشی بهترین هستند زیرا راندمان تولید و تشخیص بالاتری دارند. مود برشی SH بیشتر مورد استفاده قرار می‌گیرد، زیرا تولید آن با وسایل دیگر دشوار است و با مودهای  $L$  و  $SV$  کوپل نمی‌شود، بنابراین الگوی اکو معمولاً بسیار ساده تر است. پیکربندی مورد استفاده برای ایجاد یک مود برشی مشترک با EMAT در شکل (۶.۲۰) ارائه شده است. از یک آرایه فازی می‌توان برای انتشار مودهای SH در



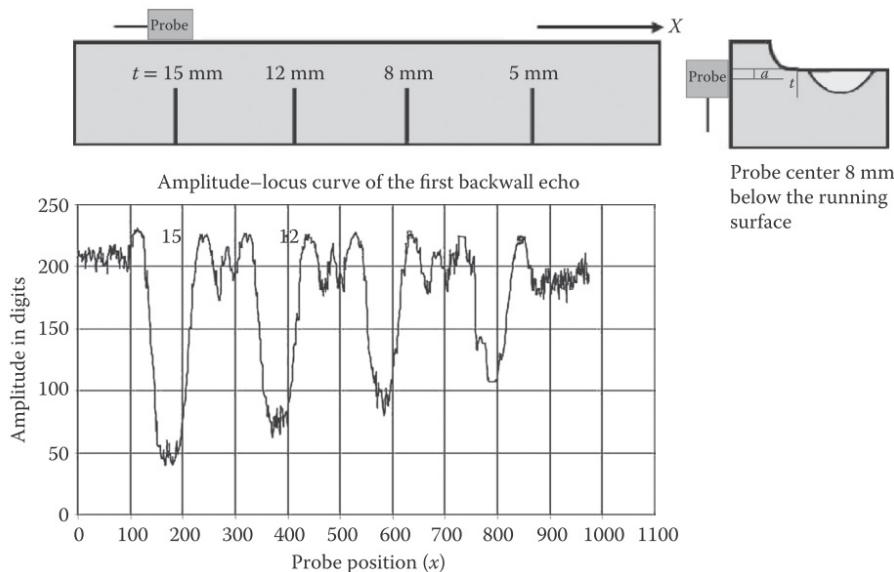
شکل ۶.۲۰: مونتاژ پروب و سیم پیج RF برای امواج برشی پلاریزه خطی.

یک زاویه دلخواه نسبت به مود عادی استفاده کرد که می‌تواند برای کاربردهای خاص NDE بسیار جالب باشد. امواج لامپ را می‌توان با استفاده از یک سیم پیج پیج در حضور یک میدان مغناطیسی ساکن عادی به سطح تولید کرد. در همه موارد، سیم پیج معمولاً در فاصله ۵٪ میلی‌متری از سطح قرار می‌گیرد که میزانی از زبری سطح قابل تحمل را نشان می‌دهد.

#### ۴.۲.۲۰ کاربردها

همانطور که در بالا ذکر شد، EMAT در سازه‌های بزرگ، صنعتی و فلزی کاربرد خاصی پیدا کرده‌اند، که معمولاً دارای سطح ناهمواری هستند که توسط EMAT‌ها قابل تحمل است اما با روش‌های دیگر قابل تحمل نیست. انتقال بدون تماس نیز کاربرد میدانی را تسهیل می‌کند. برخی از کاربردهای معمولی عبارتند از نظارت بر ضخامت و نقص لوله داغ در طول ساخت، بازرسی مخازن تحت فشار داغ، بازرسی مبدل‌های حرارتی و استفاده در ایستگاه فضایی بین المللی. در ادامه، چند برنامه کاربردی که اخیراً توسط سالزبرگر [۳۷] بررسی شده است، توضیح داده خواهد شد.

امواج برشی حجیم تولید شده توسط EMAT به‌طور گسترده در تجزیه و تحلیل تنش،



شکل ۷.۲۰: دامنه - منحنی مکان اولین پژواک دیواره پشتی یک نمونه آزمایشی با چهار برش ارهای.

به عنوان مثال، در چرخهای راه آهن و لوله‌های فشار هسته‌ای استفاده شده است. این تکنیک از اثر آکوستوالاستیک استفاده می‌کند که اثر تنیش را بر سرعت انتشار امواج صوتی توصیف می‌کند. EMAT می‌تواند برای اندازه‌گیری انکسار دوگانه صوتی برای تشخیص این مورد استفاده شود، که به موجب آن تفاوت در زمان پرواز دو موج برشی پلازیزه متعامد اندازه‌گیری می‌شود. این در چرخهای راه آهن با اندازه‌گیری اختلاف سرعت امواج برشی قطبی شده در جهت محیطی و شعاعی استفاده شده است. کاربرد دیگری برای تشخیص عیوب در چرخهای راه آهن از انتشار امواج برشی پلازیزه خطی از پشت لبه به چرخ استفاده می‌کند. در صورت وجود ترک، موج برشی تا حدی به امواج رایلی تبدیل می‌شود و پژواک موج برشی از دیواره پشتی کاهش می‌یابد. عمق ترک را می‌توان با جابجایی مبدل تخمین زد. یک نمونه آزمایش آزمایشگاهی در شکل (۷.۲۰) نشان داده شده است.

امواج SH حجمی و هدایت شونده بسیار مفید هستند زیرا در مودهای دیگر پراکنده نمی‌شوند، که از عوارض تبدیل مود در فصل مشترک‌ها جلوگیری می‌کند. روش‌های مختلفی وجود دارد که آنها برای بازرسی جوش بسیار مفید هستند: (۱) جوش‌ها به‌فولاد آستنیتی ساختار دانه‌ای درشت دارند که مودهای دیگر را پراکنده می‌کند اما نسبت به مودهای SH نسبتاً شفاف است. زاویه تابش را می‌توان در محدوده  $90^\circ - 50^\circ$  درجه اسکن کرد تا بخش بزرگی از فصل مشترک جوش را پوشش دهد. و (۲) امواج هدایت شونده برای بازرسی جوش‌های لب به لب در صفحات و لوله‌های جدار نازک. باز هم، مودهای SH در چنین ساختارهایی نسبتاً آسان هستند. از آنجایی که ممکن است تفاوت ضخامت وجود داشته باشد، مود  $S$  را می‌توان استفاده کرد زیرا غیر پاشنده است. این یک عملیات تزویری است زیرا پارامترهای فرآیند زیادی مانند توان لیزر، سرعت جوشکاری، اندازه

نقطه کانونی، جو گاز بی‌اثر و غیره وجود دارد. معمولاً این پارامترها برای اطمینان از جوش‌های تکرارپذیر کنترل می‌شوند، اما برای اطمینان از این امر به یک تکنیک NDE آنلاین نیاز است. نشان داده شده است که می‌توان از SH EMAT سرعت بازرسی  $5^{\circ}$  متر بر ثانیه استفاده کرد. (۳) یکپارچگی فرآیند خراش برای جوش لوله‌های طولی. ورق فولادی دور یک قالب خم می‌شود و یک جوش طولی برای تبدیل آن به یک لوله ساخته می‌شود. مواد اضافی جوش خراشیده می‌شود و برای مقایسه ضخامت دیواره لوله در محل جوش با بقیه لوله به یک تکنیک NDE آنلاین نیاز است. مود پالس A1 برای تشخیص تغییرات موضعی در ضخامت دیواره توسط امواج محيطی مهیج در اطراف لوله راحت است. پژواک‌های رفت و برگشت دریچه‌ای هستند و هر گونه پژواک از جوش بهدلیل تغییر ضخامت به‌طور خودکار در طول اسکن زمانی نشان داده می‌شود. یک جوش خوب خراشیده شده عملاً هیچ پژواک نشان نمی‌دهد، در حالی که جوش بد خراشیده شده دارای تعداد زیادی است.

یکی دیگر از کاربردهای بسیار مهم برای مودهای SH توسط سالزبرگر مورد بحث قرار گرفته، برنامه "خوک" برای تشخیص خوردگی استرس و دیگر ترک‌ها در خطوط لوله است. این دستگاه با انواع تجهیزات بازرسی بارگیری می‌شود و به صورت دوره‌ای با سرعت بازرسی حدود ۲ متر بر ثانیه از طریق خط لوله اجرا می‌شود. یک EMAT غیر تماسی برای چنین کاری مورد علاقه است، و نشان داده شد که چندین SH EMAT با موقعیت مناسب می‌توانند کل محیط یک خط لوله "۳۶" را پوشش دهند. این دستگاه ساخته شده و با موفقیت تست شده است.

یک مطالعه کمی برای استفاده از امواج هدایت شده برای اندازه‌گیری ضخامت دیواره لوله و صفحه با EMATs انجام شده است [۳۸]. یک صفحه فولادی ضد زنگ که در اصل با ضخامت  $6/15$  میلی‌متر بود، با ضخامت  $80, 90, 95$  درصد و  $100$  درصد مطالعه قرار گرفت. یک منبع SH EMAT با طول موج  $13$  میلی‌متر استفاده شد. فرکانس روبش شد و یک اوج فرکانس در نقاط تقاطع مختلف بین منحنی پاشندگی و یک خط مستقیم با شیب در طول موج ثابت مشاهده شد. سرعت فاز در پیک‌های فرکانس اندازه‌گیری می‌شود و نتایج با منحنی محاسبه شده سرعت فاز در مقابل  $fd$  مقایسه می‌شوند. آگاهی از فرکانس در پیک‌های فرکانس، بالا‌فصله مقدار ضخامت صفحه  $d$  را نشان می‌دهد. برای مودهای بالاتر ( $n > 1$ )، خطای حدود یک درصد به‌طور مداوم به دست می‌آید.

### ۳.۲۰ مبدل‌های کوپل هوائی

این بخش عمدتاً به مبدل‌های BAW می‌پردازد که برای کاربردهای NDE و حسگر به‌هوا گسیل می‌کنند. برای بسیاری از تمرین‌کنندگان که با موفقیت به‌آن دست یافتند، این نیروانا<sup>۳۴</sup> فراصوت است. انتشار مستقیم به‌هوا به عنوان یک محیط کوپل کننده از مبدل‌های با کارایی بالا نشان دهنده نهایت راحتی و هزینه کم است. با این حال، گفتن این کار آسان‌تر از انجام آن است، که توضیح می‌دهد که چرا پس از سال‌ها تحقیق و توسعه

در این مسیر، این یک هدف دست نیافتندی، اما غیرممکن باقی نمی‌ماند. همانطور که با جزئیات بیشتر مشاهده خواهد شد، اصل مسئله این است که انتقال مستقیم به‌هوا از مثلاً یک مبدل پیزوالکتریک استاندارد تقریباً خلاف طبیعت است. عدم تطبیق صوتی بین این دو رسانه به‌قدری زیاد است، ناگفته نماند که برای دو عبور از یک نمونه بین منبع و گیرنده وجود دارد، که یک رویکرد ساده‌اندیش از همان ابتدا محکوم به‌شکست است. خوشبختانه، مسیرهای جایگزین زیادی وجود دارد که در واقع بسیار امیدوارکننده هستند.

کوپلینگ مستقیم هوا به‌دلایلی غیر از هزینه و سادگی برای NDE جذاب است. کوپلینگ آب راه حل استاندارد است، اما آب را نمی‌توان با بسیاری از مواد مانند کاغذ، چوب، مواد متخلخل و غیره استفاده کرد. کوپلینگ هوا جایگزین جذابی برای لیزرها و EMAT‌ها خواهد بود که همچنین در همه شرایط قابل استفاده نیستند.

بهترین روش مسئله کلی، اگرچه کمی قدیمی است، اما همچنان روش گراندیا و فورتونکو<sup>[۳۵][۳۹]</sup> است و خطوط اصلی آن کار در اینجا دنبال خواهد شد. این نویسنده‌گان همچنین پیشرفت‌های کنونی را با استفاده از فناوری‌های MEMS، که بسیار امیدوارکننده هستند، پیش‌بینی کردند، و همچنین ارجاعاتی به کارهای بسیار قبلی را پوشش دادند. در این بخش، مشکل کلی از نقطه نظر افت عبوری بررسی می‌شود. این با خلاصه‌ای از کارهای قبلی با استفاده از روش‌های مختلف شامل مبدل‌های پیزوالکتریک، به‌دنبال توسعه مبدل خازنی، که منجر به‌رویکرد مدرن MEMS شد، دنبال می‌شود. سپس یک نظرسنجی از کاربردهای ارائه شده تا به‌امروز انجام می‌شود.

### ۱.۳.۲۰ مبدل‌های پیزوالکتریک

گراندیا و فورتونکو ارائه شفافی از موانع اساسی NDE همراه با هوا ارائه کردند و این یک نقطه شروع عالی است. آنها یک سیستم عمومی متشکل از عناصر مختلف به‌صورت سری متشکل از فرستنده، هوا، نمونه مورد مطالعه، هوا و گیرنده را در نظر می‌گیرند. آنها با استفاده از آرگومان‌های کلی بر اساس توان فرستنده موجود، پهنه‌ای باند گیرنده و رقم نویز و یک سیستم بهینه شده در مورد تطبیق امپدانس و کنترل نویز، سیگنال موجود به‌نویز ۱۸۸ دسی‌بل را محاسبه می‌کنند. آنها سپس زنجیره صوتی بالا را برای تخمین تلفات مختلف مورد بررسی قرار می‌دهند تا بینند در چه شرایطی می‌توان این رقم را برآورده کرد. مشکل به‌خودی خود تمرینی آموزنده در کاربرد بسیاری از مفاهیم توسعه یافته در این کتاب است.

با شروع از همان ابتدای زنجیره، زیان‌های زیر را می‌توان تخمین زد:

۱. تلفات تبدیل دو طرفه پیزوالکتریک (به‌عنوان مثال، شامل هر دو مبدل فرستنده و گیرنده در انتهای زنجیره) برای یک سرامیک با قدرت بالا مانند PZT-5A حدود ۸۷ دسی‌بل تخمین زده می‌شود. این رقم شامل تلفات تبدیل در مبدل‌های فرستنده و گیرنده و تلفات انتقال در فصل مشترک‌های هوایی مربوطه است.

۲. یک جمله انتقال در دو فصل مشترک نمونه / هوا وجود دارد که می‌توان با استفاده از معادله (۶.۷) تخمین زد. برای یک جامد معمولی، این در محدوده ۵۶ تا ۹۰ دسی‌بل خواهد بود.

۳. تلفات انتشار در هوا شامل پراش، دامنه محدود، از افت همدوسری جبهه فاز و به‌ویژه تلفات میرایی هوا است. در واقع در محاسبه آنها فقط مورد دوم قابل توجه تلقی می‌شود. جذب هوا را می‌توان از کار باس [۴۰] محاسبه کرد که دریافت که در محدوده ۱۰۰ کیلوهertz تا یک مگاهرتز، جذب با فرکانس افزایش می‌باشد و در محدوده ۱۰۰ - ۱۰ دسی‌بل بر متر است. برای فاصله کاری ۵۰ میلی‌متر، آنها افت جذب دو طرفه را ۱۰ دسی‌بل در یک مگاهرتز تخمین می‌زنند.

ملاحظات فوق نشان می‌دهد که افت عبوری می‌تواند ۱۵۳ دسی‌بل برای یک ماده از نوع امپدانس آکوستیک کم و تا ۱۸۷ دسی‌بل برای مواد با امپدانس صوتی بالا باشد، و این شامل تضعیف نمونه نمی‌شود، که معمولاً برای مواد کم صدا زیاد است. مواد امپدانس اغلب اعتقاد بر این است که تصویربرداری همراه با هوا به‌دلیل تضعیف زیاد هوا دشوار است، اما این تجزیه و تحلیل نشان می‌دهد که این مشکل حداقل در محدوده یک مگاهرتز نیست. این تلفات انتقال بالا مربوط به‌فصل مشترک‌های جامد / هوا است که باید قبل از دستیابی به نتایج مفید کاهش یابد. خوشبختانه راه‌هایی برای انجام این کار وجود دارد که در زیر به‌آنها اشاره شده است.

در حالی که میکروفون‌های معمولی زیر ۱۰۰ کیلوهertz استفاده می‌شوند، عمدتاً ترانس‌های پیزوالکتریک در محدوده ۵۰۰ کیلوهertz تا ۵۰ مگاهرتز هستند که در اینجا مورد توجه هستند. مبدل پیزوالکتریک تا اواسط دهه ۱۹۹۰ موتور فراصوت‌های کوپل شده با هوا بود، و بسیاری از انواع آنها برای دور زدن مسئله انتقال تلاش شد. این تلاش‌ها به‌خوبی در گراندیا و فورتونکو [۳۹] خلاصه شده است. از آن جمله می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

۱. مبدل مسطح، PZT-5A با باند باریک که در رزونانس با لایه تطبیق در جلو و بدون پشتی کار می‌کند، به‌طوری که بالا مبدل را حفظ می‌کند. مواد لایه تطبیق شامل سیلیکون، لاستیک و غیره است.

۲. مبدل مسطح، باند پهن، با استفاده از پشتیبان برای گسترش تشدید و بدون لایه تطبیق. معمولاً از انواع مختلف اپوکسی برای پوشش استفاده می‌شود.

۳. مبدل متمنکز کروی با استفاده از یک حفره PZT کروی شکل و لایه‌های تطبیق با پشتی هوا. اغلب برای تصویربرداری سی اسکن [۴۰] استفاده می‌شود.

۴. مبدل متمنکز بر لنز با استفاده از دیسک پیزوالکتریک مسطح که بر روی یک بلوك از PMMA با یک حفره کروی ماشینکاری شده در آن ثابت شده است. اغلب برای تصویربرداری سی اسکن استفاده می‌شود.

<sup>۳۶</sup>Bass

<sup>۳۷</sup>C-scan imaging

۵. عدسی مقعر در انتهای یک میله بافر، به عنوان مثال، یک فیلم ZnO و لایه‌های تطبیق بر روی سطح مقعر، که در بدنه لنز آسیاب شده است، پاشنده شده است [۱۶].

۶. میکروسکوپ صوتی در گازهای تحت فشار [۴۱]. یک گاز بی اثر، آرگون، تحت فشار ۴۰ بار استفاده می‌شود. تئوری و آزمایش بهاین نتیجه رسیدند که  $\alpha/f^2 \sim 1/p$  و سرعت صوت ثابت<sup>۷</sup>. به طور تجربی، در ۳۰ بار، وضوح ۷ میکرومتر به دست آمد، که بهبودی ضریب ۵ نسبت به آب کار می‌کند. همان فرکانس تخمین زده شد که استفاده از یک لنز مقعر در ۴۰ بار می‌تواند وضوح ۲۰۰ نانومتر را به دست آورد، اما هیچ نتیجه‌ای گزارش نشد. کار بیشتر گراندیا و فورتونکو [۳۹] با استفاده از مبدل‌های غوطه‌وری سرامیکی در فرکانس ۵ مگاهرتز با گاز نیتروژن تحت فشار ۱۰/۵ مگاپاسکال برای تصویربرداری از یک سکه ۲۵ سنت ایالات متحده استفاده شد، اما هیچ نتیجه یا کاربرد دیگری گزارش نشد.

## ۲.۳.۲۰ مبدل‌های خازنی و میکروماشین

توسعه مبدل‌های خازنی مورد توجه تحقیقات اخیر بوده است زیرا فناوری مبدل‌های پیزوالکتریک به بلوغ رسیده است و فرصت‌های کمی برای بهبود بیشتر ارائه می‌دهد. پیشرفت در مبدل‌های خازنی برای کاربردهای کوپل شده با هوا در سه مرحله انجام شده است، همانطور که در (۱) – (۳) زیر ذکر شده است:

۱. میکروفون‌های خازنی به طور سنتی برای فرکانس‌های کمتر از ۱۰۰ کیلوهرتز استفاده می‌شوند. میکروفون خازنی توسط یک غشای فولادی که روی یک صفحه پشتی کشیده شده است، تشکیل می‌شود، نیروی بازگرداننده‌ای که توسط کشش در غشاء ایجاد می‌شود. متأسفانه، فرکانس تشدید بهاین ناحیه محدود شده است، بنابراین این نوع میکروفون را نمی‌توان به امواج فراصلوت هوای مگاهرتز گسترش داد.

۲. میکروفون دیالکتریک جامد، با حفره‌های هوا بین غشاء و صفحه پشتی، که نیروی بازیابی را فراهم می‌کند. این نوع توسط هاچینز و همکاران [۴۲] [۳۸] که از صفحه پشتی ساخته شده از (۱۱۰) یا (۱۰۰) سیلیکون صیقلی استفاده کردند، بهبود یافت. حفره‌هایی به قطر ۴۰ میکرومتر با مراکزی به فاصله ۸۰ میکرومتر در صفحه با میکروماشین کاری شد و از یک فیلم Al ۱۰۰ نانومتری به عنوان الکترود پشتی استفاده شد. لایه‌های مایلار، فلزی شده در یک طرف و ضخامت ۱۳ – ۲ میکرومتر، به عنوان غشاء مورد استفاده قرار گرفتند. مشخص شد که پهنه‌ای باند به طور معکوس با ضخامت لایه پلیمر تغییر می‌کند و حساسیت و نسبت سیگنال به نویز حدود ۱/۱۰ تداخل‌سنج مایکلسون است.

۳. یک بهبود بیشتر توسط یک نسخه کاملاً ریزماشین شده [۴۳] انجام شد که در آن یک غشای نیترید سیلیکونی نازک تشدید کننده بر روی یک شکاف هوای میکروماشین شده سطحی به ضخامت زیر میکرون استفاده شد. این مطابق با آغاز فناوری CMUT

<sup>۳۸</sup>Hutchins and coworkers

است که در فصل پانزدهم به تفصیل شرح داده شده است. در ادامه، عملکرد دستگاه برای کاربردهای کوپل شده با هوا مورد توجه قرار خواهد گرفت.

۴. یک دستگاه میکروماشین مربوطه که بر روی امواج نشی لامب کار می‌کند توسط [۴۴] [۴۵]<sup>۳۹</sup> و همکاران گزارش شده است، که همچنین یک تحلیل نظری و تجربی کامل از عملکرد آن انجام داد. این اصل یکی از مواردی است که در گذشته توسط گروه‌های مختلف مورد استفاده قرار گرفته است، یعنی مود لامب  $A$  دارای سرعتی است که به صورت  $\rightarrow fd$  به صفر می‌رسد، همانطور که بارها در فصل نهم مشاهده شد. این بدان معنی است که در اصل امکان‌پذیر است. تا حد زیادی عدم طبیق امپدانس صوتی بین منبع موج لامب و هوا را کاهش دهد، به خصوص اگر بتوان از صفحه با چگالی کم استفاده کرد. این یک رویکرد جالب برای حل معماهی مرکزی فرآصوت همراه با هوا است. دگرتکین و همکاران<sup>۴۰</sup> از این اصل در طراحی یک دستگاه موج لامب مناسب استفاده کرد. برای حالت بهینه شده، افت عبوری دو طرفه ۷/۸ دسی‌بل محاسبه شد که در واقع بسیار کم است. آنها محاسبه کردند که یک صفحه سیلیکونی با ضخامت یک میکرومتر، که به راحتی می‌توان آن را ریزماشین کرد، فرکانس عملکرد بهینه ۷ مگاهرتز در طول بهینه ۰/۶۶ میلی‌متر، حدود ۱۴ طول موج، مربوط به پهنه‌ای باند کسری ۳۵ درصد خواهد داشت. این می‌تواند با استفاده از مبدل‌های بزرگتر تا حدود ۷۸٪ افزایش یابد. یک نمونه آزمایشی متشکل از یک صفحه سیلیکونی (۱۰۰) با ضخامت ۱۸ میکرومتر به یک حلقه ۵ PZT- قطبی شده شعاعی اپوکسی شد تا یک مبدل منبع خط خود متتمرکز شود. این ساختار برای آزمایش اصل موج لامب نشی استفاده شد. هنگامی که دو دستگاه از این دست رو در رو قرار می‌گرفتند، سطوح سیگنال خوبی به دست می‌آمد، حتی در هنگام انتقال از طریق صفحه سیلیکونی با ضخامت ۱۸ میکرومتر. همچنین مشخص شد که این سیستم برای تصویربرداری انتقال مفید است.

۵. مبدل کوپل شده با هوا خازنی با تمرکز کروی. سانگ و چیمنتی<sup>۴۱</sup> [۴۵] یک مبدل خازنی متتمرکز کروی را با استفاده از صفحه پشتی انعطاف پذیر مس/پلی ایمید(CuPI) با یک فیلم پلیمری متالایز یک طرفه ساخته شده از فیلم مایلار ۶ میکرومتری ساخته اند. CuPI از مواد PCB استاندارد ساخته شده است. دو مبدل متتمرکز تولید شد: (الف) قطر ۱۰ میلی‌متر و فاصله کانونی ۴ میلی‌متر، و (ب) قطر ۵ میلی‌متر و فاصله کانونی ۵/۸ میلی‌متر. هر دو فرکانس مرکزی ۰/۵ کیلوهرتز با پهنه‌ای باند ۶-۰/۸ دسی‌بل بین ۴۰۰ تا ۱۲۰۰ کیلوهرتز دارند. مطابقت خوبی با تئوری برای ویژگی‌های فوکوس با آزمایش تصویربرداری روی یک سیم مسی ۰/۲۵ میکرومتری به دست آمد. در نهایت، انتظار می‌رود که این نوع مبدل توسط یک فرآیند تمام ریزماشین تولید شود.

<sup>۳۹</sup>Degertekin

<sup>۴۰</sup>Degertekin et al.

<sup>۴۱</sup>Song and Chimenti

جدول ۱.۲۰: حداقل جابجایی قابل تشخیص برای مبدل‌های مختلف فراصوت در یک مگاهرتز

حداقل جابجایی قابل تشخیص $m/\sqrt{Hz}$	روش
$10^{-12}$	مایکلsson (سطح نفوذ)
$8 \times 10^{-13}$	عملی با پیش تقویت کننده EMAT
$10^{-15}$	مایکلsson (سطح آینه)
$9 \times 10^{-16}$	CMUT تصحیح شده
$10^{-16}$	ایده آل بدون تلفات EMAT
$2 \times 10^{-17}$	CMUT بدون اتلاف و بدون جرم
$2 \times 10^{-17}$	پیزوالکتریک تماسی
$10^{-17}$	حد حرارتی

برنامه‌های کاربردی. بسیاری از کاربردهای NDE مبدل‌های کوپل شده با هوا تا به‌امروز، تصاویر سی اسکن از اشیاء آزمایشی مختلف بوده است که چندین نمونه از آنها در گراندیا و فورتونکو [۴۲، ۴۳] آورده شده است. به‌نظر می‌رسد هنوز هیچ کاربرد صنعتی وجود ندارد.

### ۳.۳.۲۰ مقایسه حساسیت مبدل‌ها

بخش‌های قبلی به‌فراصوت لیزری، EMAT و مبدل‌های کوپل شده با هوا به‌عنوان نامزدهای اصلی فراصوت غیرکوپلینگ پرداخته‌اند. فورتونکو [۴۳، ۴۶] یک مقایسه کمی از این فناوری‌های مختلف، شامل هنجارهای عملی و محدودیت‌های نظری، به‌صورت تابعی از فرکانس ۰ تا ۲ مگاهرتز انجام داده‌اند. پaramتر مقایسه انتخاب شده در اینجا برای سادگی، حداقل جابجایی قابل تشخیص در  $pm$  در یک مگاهرتز است.

CMUT به‌عنوان نماینده مبدل‌های هوا انتخاب شده است زیرا به‌وضوح از سایر فناوری‌ها پیشی می‌گیرد. نتایج در جدول (۱.۲۰) نشان داده شده است و از این نتیجه می‌توان به‌نتایج زیر دست یافت:

۱. مبدل پیزوالکتریک تماسی حساس‌ترین است و نزدیک به حد تئوری است.

۲. یک CMUT بهینه ممکن است به‌اندازه کیس پیزوالکتریک تماسی حساس باشد. علاوه بر این، با فناوری MEMS فعلی، این محدودیت باید قابل دستیابی باشد.

۳. یک CMUT با کیفیت خوب و یک تداخل سنج لیزری با کیفیت بالا تقریباً حساسیت یکسانی دارد.

<sup>۴۲</sup>Grandia and Fortunko

<sup>۴۳</sup>Fortunko and coworkers

با توجه به صرفه جویی در هزینه حاصل از تولید حجمی CMUT ها و پتانسیل آنها برای استفاده در آرایه‌های فازی، که می‌توانند اسکن الکترونیکی را ارائه دهند، این تصویر برای کاربردهای آینده CMUT ها در زمینه تصویربرداری صنعتی NDE و پژوهشی بسیار مطلوب است.

## ۴.۲۰ طیف سنجی فراصوت رخواندنی

روش‌های قبلی NDE ارائه شده در این فصل در حوزه زمان مورد بحث قرار گرفتند، جایی که معمولاً در حالت زمان پرواز استفاده می‌شوند. انجام این کار نسبتاً ساده است و اگر نمونه همسانگرد باشد، با حداقل مقدار کار می‌توان اطلاعات کاملی در مورد ثابت‌های الاستیک به دست آورد. با این حال، اگر نمونه بسیار کوچک، شکل عجیب و غریب و ناهمسانگرد باشد، آنگاه رویکرد حوزه زمانی بسیار دشوارتر و در برخی مواقع غیرعملی می‌شود. یک رویکرد جایگزین توسط طیفسنجی اولتراسوند تشدید (RUS)<sup>۴۴</sup> ارائه می‌شود که به موجب آن فرکانس‌های تشدید مختلف مودهای الاستیک مختلف در یک نمونه کاملاً تعریف شده قابل اندازه‌گیری است. پیش از این، این یک مسئله پیچیده است، اما با در دسترس بودن افزایش قدرت محاسباتی در رایانه‌های شخصی، به یک پیشنهاد بسیار کاربردی تبدیل شده است. پس از یک بررسی تاریخی کوتاه، بخش حاضر به تشریح نظریه پایه‌ای می‌پردازد که شامل عناصر کد کامپیوتروی است که برای استفاده کننده از تکنیک ضروری است. سپس مبانی تجزیه و تحلیل داده‌ها، انتقال، آماده‌سازی نمونه، و تکنیک‌های ویژه ارائه می‌شود و پس از آن بررسی نماینده برخی از برنامه‌های کاربردی تا به‌امروز ارائه می‌شود. مایه خوشحالی است که دو مرجع بسیار خواندنی و اساسی در موضوع موجود است. اولین مورد، کتاب طیفسنجی فراصوت تشدید [۴۵]<sup>۴۷</sup> است که یک نمای کلی بسیار خواندنی از این رشته توسط یکی از متخصصان بر جسته آن ارائه می‌دهد. دومین مقاله مربوطی توسط میگلیوری و مینارد<sup>۴۸</sup><sup>۴۶</sup> است که شرح کاملی از این تکنیک را برای مشتقانی که مایل به راه اندازی آزمایش هستند ارائه می‌دهد. این بخش به شدت بر هر دو منبع تکیه دارد. گزارش کوتاه بسیار جذابی از RUS توسط مینارد [۴۹]<sup>۴۹</sup> منتشر شده است.

همانطور که در فصل چهارم بیان شد، ثابت‌های الاستیک مشتقاتی از انرژی آزاد هستند و به همین ترتیب با خواص ترمودینامیکی جامدات ارتباط نزدیکی دارند که مستقیماً به ثابت گرونایسن، انبساط حرارتی، دمای دبای و گرمای ویژه مرتبط هستند. سرعت صوت به طور مستقیم به بخش حقیقی ثابت‌های الاستیک و تضعیف آن به بخش موهومی یا تلفاتی مرتبط است. هر دو بخش حقیقی و موهومی ابزارهای مفیدی برای بررسی پدیده‌های فیزیکی مانند انتقال فاز و برهمنکش با تحریکات اولیه در جامدات هستند. از این رو، یک پدیده بسیار غنی برای مطالعه خواص اساسی جامدات و مسائل خاص در NDE همانطور که مشاهده خواهد شد، همچنین تکنیکی است که در آن حل مسئله

<sup>۴۴</sup>Resonant Ultrasound Spectroscopy (RUS)

<sup>۴۵</sup>Resonant Ultrasound Spectroscopy

<sup>۴۶</sup>Migliori and Maynard

معکوس (استنتاج ثابت‌های الاستیک از سرعت‌های اندازه‌گیری شده صوت) ضروری است، اما برای حل مسئله مستقیم نیز بسیار مطلوب است (محاسبه سرعت صوت از مقادیر تخمین زده شده ثابت‌های الاستیک).

تاریخچه RUS در میلیوری و سارائو<sup>۴۷</sup> [۴۷] خلاصه شده است. در مطالعات ژئوفیزیک، جایی که از داده‌های لرزه‌ای برای استنتاج ثابت‌های الاستیک مرتبط با مدل‌های پوسته زمین استفاده می‌شود، واقعاً اهمیت پیدا کرد. اولین مدل مورد استفاده، تکنیک کره تشدید کننده برای کره‌های همسانگرد بود که زمانی که اندرسون و شرایبر در سال ۱۹۷۰ برای مطالعه نمونه‌های سنگ ماه جمع آوری شده توسط ماموریت آپولو مورد استفاده قرار دادند، شهرت یافت. کار آنها به لحظه‌ای نادر از سیلیزدن علمی منجر شد، که در آن، با استناد به ارسامیدوس که ماه از پنیر سبز ساخته شده است، سرعت صوت مشابه نمونه‌های منتخب پنیر سبز را در سنگ‌های ماه یافتند. در حالی که سرعت‌ها قابل مقایسه بودند، پنیرها چگالی جرمی کمتری داشتند، که اندرسون را به این نکته سوق داد که «این بدون شک به این دلیل است که مواد قمری چقدر قدیمی تر هستند...» [۴۷]. این هیجان قمری منجر به اولین قدم‌های مهم نوزادی RUS شد، جایی که اندرسون مسئله کره ناهمسانگرد را به یکی از دانشجویان فارغ‌التحصیل خود دمارست<sup>۴۸</sup> و آگذار کرد. دمارست راه حلی برای آن مورد پیدا نکرد اما راه حل‌های عددی برای متوازی الاضلاع مستطیلی ناهمسانگرد (RP) پیدا کرد. این نتایج به یک دانشجوی ژاپنی فارغ التحصیل او亨و<sup>۴۹</sup> منتقل شد و به قول مینارد "مقالات مارست و او亨و با هم تقریباً تمام جنبه‌های مهم RUS را پوشش می‌دهند." این نتایج همچنین اهمیت داشتن دانشجویان تحصیلات تکمیلی خوب را بر جسته می‌کند. از جنبه عملی، در سال ۱۹۸۸، میگلیوری و مینارد این تکنیک‌ها را برای مطالعه ابرسانه‌های TC بالا به کار بردند، و با همکاری ویشر<sup>۵۰</sup>، آنها الگوریتم کامپیوترویی را توسعه دادند که در مرکز موضوع است.

#### ۱.۴.۲۰ پیشینه نظری و تجزیه و تحلیل داده‌ها

میگلیوری و مینارد<sup>۴۸</sup> [۴۸] به طور خلاصه مراحل کلیدی را خلاصه کرده اند و کار آنها در اینجا به دقت دنبال خواهد شد. توضیحات بسیار کامل‌تری در میگلیوری و سارائو<sup>۵۱</sup> [۴۷] ارائه شده است. فرض بر این است که نمونه یک ویبراتور آزاد است. حتی برای مورد ساده رزوناتور (RPR) باید تقریب‌ها انجام شود. این رویکرد مبتنی بر به حداقل رساندن  $L$  لاغرانژی است که در آن

$$L = \int_V (KE - PE)dV \quad (۲۳.۲۰)$$

<sup>۴۷</sup>Migliori and Sarrao

<sup>۴۸</sup>Demarest

<sup>۴۹</sup>Ohno

<sup>۵۰</sup>Visscher

<sup>۵۱</sup>Migliori and Sarrao

که در آن KE چگالی انرژی جنبشی و PE چگالی انرژی پتانسیل است،

$$KE = \frac{1}{2} \sum_i \rho \omega^* u_i \quad (24.20)$$

$$PE = \frac{1}{2} \sum c_{ijkl} \frac{\delta u_i}{\delta x_j} \frac{\delta u_k}{\delta x_l} \quad (25.20)$$

که در آن زیرنویس‌های  $k, i, j, l$  به مختصات دکارتی اشاره دارند. سپس لاغرانژ با توجه به جابجایی  $u$  با استفاده از اصل تغییرات  $\delta L = 0$  به حداقل می‌رسد.

$$\delta L = \int_V \left[ \sum_i \left( \rho \omega^* u_i - \sum_{j,k,l} c_{ijkl} \frac{\partial^* u_k}{\partial x_j \partial x_l} \right) \delta u_i \right] dV - \int_S \left[ \sum_i \left( \sum_{j,k,l} \bar{n}_j c_{ijkl} \frac{\delta u_k}{\delta x_l} \right) du_i \right] dS \quad (26.20)$$

برای اینکه معادله (24.20) درست باشد، هر دو عبارت داخل پرانتز باید به‌طور مستقل برابر با صفر باشند. اولی معادلات موج الاستیک را ایجاد می‌کند در حالی که دومی شرایط مرزی را نشان می‌دهد. این معادلات توسط فرکانس‌های مود عادی برآورده می‌شوند. یکی از مراحل کلیدی در به‌دست آوردن آنها، بسط رابط کاربری در مجموعه کاملی از توابع پایه توسط ویشر [۴۷]، به‌شکل  $x^l y^m z^n \phi_n$  بود. این امکان استفاده از نظریه را برای بسیاری از اشکال از جمله منشور، کروی، بیضی، پوسته و غیره فراهم می‌کند. یافتن مقادیر ثابت لاغرانژ منجر به‌معادله مقدار ویژه از مرتبه  $10^3$  می‌شود که می‌تواند توسط کامپیوتر حل شود.

توسعه فوق با مشکل رو به‌جلو، یعنی محاسبه فرکانس‌های تشديد از مدول الاستیک مطابقت دارد. البته این مشکل معکوس است که باید در RUS حل شود. در میگلیوری و میناردن [۴۸] اشاره شده است که فرمالیسم یک مسئله معکوس به‌خوبی تعریف شده ارائه نمی‌دهد، به‌خصوص که اغلب مودهایی وجود دارد که در طیف‌های مشاهده شده وجود ندارند. میگلیوری و سارائو [۴۹] یک کد کامپیوترا ایجاد کردند که با این حال، یک راه حل عملی برای مسئله معکوس را نشان می‌دهد. ابتدا حل مسئله رو به‌جلو می‌تواند کمک بزرگی باشد، زیرا "حدس" خوبی از مودهایی که باید در طیف آزمایشی وجود داشته باشند، می‌دهد. این کد بر اساس کمینه سازی لونبرگ-مارکوند از مجموع باقیمانده‌های وزنی است

$$F = \sum_{i=1}^N w_i (f_i - g_i)^2 \quad (27.20)$$

که در آن  $f_i$  و  $g_i$  به ترتیب با فرکانس‌های محاسبه شده و اندازه‌گیری شده مطابقت دارند و  $w_i$  یک عامل وزنی است که معمولاً روی واحد تنظیم می‌شود.  $N$  انتخاب شده است به‌اندازه کافی بزرگ برای ارائه بیش از حد کافی. به‌این معنا که در طیف آزمایشی باید مودهای به‌طور قابل توجهی بیشتر از مدول‌هایی باشد که برای تعیین وجود دارد. میگلیوری و میناردن [۴۸] تعدادی اختصار را برای این تناسب رعایت می‌کنند. به‌طور معمول، باید

از حدود ۴۰ مود برای تقارن اورتومبیک استفاده کرد، اما تنها ۱۵ یا بیشتر برای مورد همسانگرد مورد نیاز است.

## ۲.۴.۲۰ روش‌های تجربی

بلوک دیاگرام یک سیستم RUS در شکل (۸.۲۰) نشان داده شده است. جزئیات کامل قطعات الکترونیکی و نصب نمونه در میگلیوری و مینارد [۴۸] آورده شده است و فقط ویژگی‌های کلیدی در اینجا خلاصه می‌شود. همانطور که در شکل نشان داده شده است، نمونه بین دو مبدل فراصوت، یکی برای برانگیختن مودها و دیگری برای تشخیص آنها ثابت شده است. مبدل‌ها باید تا حد امکان آزادانه به نمونه متصل شوند تا رزونانس‌های درونی مختل نشوند. فرکانس به آهستگی جابجا می‌شود به طوری که رزونانس عرض  $f$  در زمانی حداقل به اندازه  $f/1$  جاروب می‌شود تا از ثبت دقیق موقعیت و شکل رزونانس اطمینان حاصل شود. نمونه در حالت ایده‌آل یک مکعب یک میلی‌متری برای پیکربندی RPR است. صورت‌ها باید صیقلی و موازی باشند و محورهای کریستالی موازی با وجه‌ها باشند. روشی برای انجام این کار در محل در نگهدارنده نمونه و اطمینان از دقت حدود ۳ - ۱۰ در میگلیوری و مینارد [۴۸] توضیح داده شده است. اکثر کارهای منتشر شده، پشتیبانی از نمونه را در گوشده، همانطور که در شکل (۸.۲۰) نشان داده شده است، توصیه می‌کنند، ظاهراً برای جلوگیری از پشتیبانی از نمونه بر روی یک آنتنی گره، به طوری که همه مبدل‌ها قابل مشاهده باشند. با این حال، نویسنده‌گان نتیجه می‌گیرند که در حالت تعادل، این ایده خوبی نیست زیرا گوششها شکننده هستند، و این روش ممکن است منجر به شکستگی یا افتادن نمونه از نگهدارنده شود، به طوری که بهترین راه نصب آن به صورت صاف است. مبدل‌ها معمولاً پیزوالکتریک هستند، به عنوان مثال،  $LiNbO_3$ ، و یک مبدل PVDF ویژه برای نمونه‌های کوچک است. پایه‌های مخصوص برای دمای پایین یا بالا استفاده می‌شود. میگلیوری و مینارد [۴۸] دو مجموعه استفاده عمومی را برای دمای اتاق و دمای متغیر تا ۵۰۰ کلوین توصیف می‌کنند.

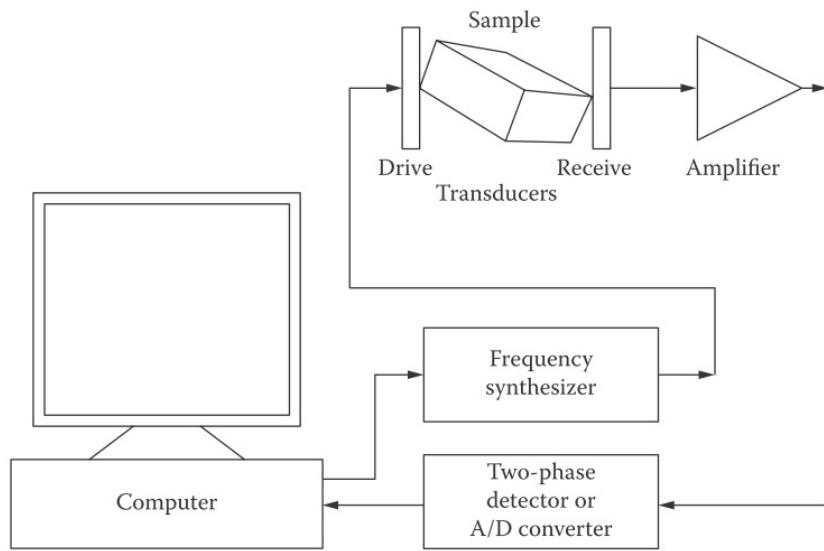
## ۳.۴.۲۰ تکنیک‌های خاص

تقریباً هر تحقیق RUS مسائل خاص خود را به همراه دارد، اما تعدادی از موقعیت‌های مکرر یا جالب به طور خلاصه در زیر توضیح داده می‌شود:

۱. نمونه‌های کوچک برخی از نمونه‌ها فقط در ابعاد بسیار کوچک موجود هستند. تکنیک‌های ویژه‌ای برای اتصال مبدل‌ها به این نمونه‌های کوچک توسعه داده شده است [۴۰]. آنها شامل استفاده از نوارهای  $9 \times 500 \times 500$  میکرومتر مکعب هستند که به نمونه‌های کوچکی که همانطور که در بالا ذکر شد به RPRهای کوچک صیقل داده شده متصل می‌شوند.

۲. فیلم‌های نازک در این مورد، ابعاد جانبی نیز باید کوچک شود تا از مودهای صفحه تحریک کننده جلوگیری شود، که به دلیل میرایی زنر  $\Delta^3$  ناشی از هدایت حرارتی از

<sup>۵۳</sup>Zener damping



شکل ۸.۲۰: بلوک دیاگرام یک سیستم معمولی RUS.

طريق جهت ضخامت،  $Q$  کم خواهد بود. سپس لایه‌های نازک با اندازه‌گیری اختلاف سطح با نمونه و بدون نمونه بهبترین وجه انجام می‌شوند. یکی از عوارض این روش این است که نصب نمونه ممکن است باعث تغییر فرکانس شود.

۳. نمونه‌های شکننده چنین نمونه‌هایی را نمی‌توان صیقل داد، بنابراین آزمایشگر باید آنها را در شرایط "همانظور که هستند" اندازه‌گیری کند. راه حل این است که مودها را با تجزیه و تحلیل اجزای محدود، با استفاده از توابع شکل برای قسمت‌های عجیب و غریب نمونه، محاسبه کنیم.

۴. اندازه‌گیری دمای پایین اگر اینها در دماهای نه‌چندان پایین ( $T > 1K$ ) انجام شوند، می‌توان از گاز تبادل هلیوم در فشار پایین برای اطمینان از تماس حرارتی استفاده کرد و از تکنیک دو کالریمتری با گاز میادله می‌توان برای مطالعات دمای متغیر استفاده کرد. در غیر این صورت، اقدامات احتیاطی معمول برودتی برای کاهش هدایت حرارتی توسط سیم‌های سربی و غیره باید رعایت شود.

۵. مطالعات در دمای بالا یک مثال قابل توجه، کار ژئوفیزیکی اندرسون<sup>۵۴</sup> [۵۱] تا ۱۸۰۰ کلوین است. از آنجایی که مبدل‌های فراصوت استاندارد نمی‌توانند در این دماهای استفاده شوند، نویسنده‌گان از میله‌های بافر سرامیکی برای کوپل کردن اولتراسوند به نمونه‌ها استفاده می‌کنند، معمولاً میله‌های آلومینا به طول ۲۰ سانتی متر و  $\frac{1}{3}$  میلی‌متر قطر با دو مشکل مواجه شده‌اند: (الف) معمولاً رزونانس‌های زیادی در میله‌های بافر وجود دارد که اغلب همه با هم مخلوط می‌شوند. و (ب) باید نیروهای کنترلی بین میله‌های بافر و نمونه‌ها وجود داشته باشد.

<sup>۵۴</sup>Anderson

۶. مودهای برشی. در مطالعه مودهای مزایای زیادی وجود دارد، از جمله قدرت سیگنال بالاتر برای مود اصلی، تعیین سریع مدول برشی و  $\tan \delta$ ، شناسایی آسان مود با جهت‌گیری مناسب قطبش مبدل برشی، و عدم نشت در هوا [۵۲]. نمونه‌هایی از مود پیچشی اساسی برای مکعب‌های همسانگرد برنجی و یک استوانه PMMA ارائه شد.

۷. تحریک و آشکارسازی لیزری [۵۳] بر روی تک بلور CuAlNi RPR گزارش شد. نمونه بر روی یک لایه زیرین چوب پنه، یک ماده با آمپدانس آکوستیکی کم قرار گرفت. منبع یک پرتو لیزر مادون قرمز متتمرکز (۸ نانو ثانیه، ۲۵ میلی‌ژول) بود و پاسخ جابجایی در شبکه‌ای از نقاط (با دقیق ۱/۲۵ میکرومتر) با تداخل سنجدی لیزری در محدوده ۵۰ کیلوهرتز تا ۲۴ مگاهرتز تعیین شد. پردازش داده‌ها از تخمین‌های آغازین مدول الاستیک تعیین شده از اندازه‌گیری‌های پالس-اکوی استفاده کرد و کمینه‌سازی به دنبال روش L-M با تکرارهای متوالی تا رسیدن به همگرايی بود. مشخص شد که رزونانس‌ها در مقایسه با نتایج روش تماس، تیزتر بوده و به فرکانس‌های پایین‌تری منتقل شده‌اند، که تمایل به سفت شدن نمونه‌ها و افزایش فرکانس‌های مشاهده شده دارد. این روش همچنین اندازه‌گیری تضعیف  $\alpha^{(T)}$  را برای نمونه‌ای از NiMnGa در بالا و پایین نقطه کوری در  $TC \sim 385K$  مجاز می‌کند. به طور خلاصه، این رویکرد رزونانس‌های تیز و با کیفیت بالا بدون اثرات پشتیبانی نمونه انگلی، شناسایی مود و اندازه‌گیری‌های خوب  $\alpha^{(T)}$  خوب ارائه می‌دهد. نتایج موفقیت آمیز نیز توسط ریس و همکاران [۵۴-۵۵] گزارش شده است.

نمونه‌های دیگر از کاربردهای RUS شامل (۱) انتقال فاز در فیزیک (ساختاری، فوق رسانا و مغناطیسی) [۴۷]، (۲) تعیین توابع ترمودینامیکی در ژئوفیزیک [۴۷]، (۳) مشخصه گرانیت [۵۵]، (۴) پتانسیل مطالعه عمر برای تعیین اثرات سن و بیماری در دندان [۵۶] و (۵) مشخصه سریع و در سطح رنگ غشاها نیترید سیلیکون [۵۷].

#### ۴.۴.۲۰ میکروسکوپ رزونانسی اولتراسوند

ایده اصلی بسیار ساده است. یک نوسان ساز با کیفیت بالا مجذب به یک قلم الماس در انتهای خود است که با نمونه مورد مطالعه در تماس است. اسیلاتور در یکی از مودهای RUS خود تحریک شده و تغییرات فرکانس با موقعیت نقشه برداری دنبال می‌شود. در اصل، این تئوری دقیقاً از نظریه CR-FM پیروی می‌کند، و برای یک مورد ساده نشان داده می‌شود که تغییر فرکانس متناسب با سفتی تماس است. در ساده‌ترین پیاده‌سازی آن، یک کریستال شناخته شده در پیکربندی RUS استفاده و در نقاط گرهی پشتیبانی می‌شود تا تأثیر تکیه‌گاهها بر ارتعاشات کریستال را به حداقل برساند. نصب نمونه روی یک مرحله X-Y پشتیبانی می‌شود. یک نوک الماس با پایه نمونه در تماس است و همانطور که روی سطح اسکن می‌شود، یک تصویر کشسانی از نمونه به دست می‌آید. دو پیکربندی کاملاً متفاوت شرح داده خواهد شد:

۱. نوسان ساز کریستالی پیزوالکتریک جهت‌دار [۵۸]. نوسانگر توسط یک پیزوالکتریک خوب، از لنگاریت  $2 \times 2 \times 7 mm^3$  تشکیل شده است. یک قلم الماس با قطر حدود  $10^\circ$  میکرومتر روی وجه  $X$  ثابت شده است؛ این صورت دارای حداقل مدول یانگ است و استفاده از آن حساسیت به کشسانی نمونه را افزایش می‌دهد. یک سیم پیچ اطراف یک میدان الکتریکی AC برای تولید و آشکارسازی ارتعاشات کریستالی با دققی بیشتر از  $10^{-5}$  فراهم می‌کند. سه سوزن برای اعمال نیروی بایاس به گره‌های سطح بالایی اعمال می‌شود. نمونه مورد مطالعه از مس زمین سخت تجاری ۹۹/۹۵ درصد خالص، با اندازه دانه حدود  $100\text{ }\mu\text{m}$  میکرومتر است. اسکن تصویر میکروسکوپ اولتراسوند تشذیب (RUM) [۵۹] در نقاط هر  $10^\circ$  میکرومتر ساخته می‌شود. تصاویر نوری و RUM به دست می‌آید. دومی نقص‌ها را بهتر تجسم کرده و مناطقی با سختی کوچکتر را نشان داند که از نظر نوری نامرئی بودند.

۲. اسیلاتور ایستاده با استفاده از درایو مغناطیسی [۵۹]. این هندسه جایگزین از برخی مشکلات در (۱) مرتبط با اثرات سوزنی/کریستالی بر روی رزونانس کریستال و اثرات تماس مبهم جلوگیری می‌کند. در این مورد، نوسان ساز یک میله فولادی به طول  $75\text{ mm}$  میلی‌متر است که در مرکز یک شیر برقی محرک قرار می‌گیرد. یک نوک نیمکره به شعاع  $47\text{ mm}$  میلی‌متر، با یک فیلم  $2\text{ }\mu\text{m}$  میکرومتری از کربن الماس مانند استفاده شده است. یک آهنربای Nd-Fe-B در زیر نمونه قرار داده شد. پیکربندی اسیلاتور ایستاده به دست آمده تضمین می‌کند که تمام تغییرات در رزونانس نوسانگر به دلیل تماس نوک نمونه است.

انفجارهای پرقدرت RF اعمال شده بر روی شیر برقی، امواج طولی ( $L$ ) را در میله ایجاد می‌کند، که منجر به تحریک پایه ( $L_1$ ) و چهار رنگ اول می‌شود. منحنی‌های کالیبراسیون وابستگی  $f/f$  به سختی تماس نشان داد که حالت  $L_1$  تا حد زیادی حساس‌ترین حالت بود، بنابراین فقط از آن در آزمایش‌ها استفاده شد. نیروی بایاس در  $32\text{ N}$  نیوتون بهینه شد. در نهایت، مدول یانگ با استفاده از نمونه‌های مرجع رزین اکریلیک و الماس مونو کریستال کالیبره شد تا یک مقدار مطلق مدول یانگ  $E$  نمونه‌ها ارائه شود.

در حالی که به موازات نظریه CR-FM، تئوری این نسخه بهبود یافته از RUM بسیار ساده است و می‌تواند در سه خط انجام شود. منشا خاکسیس در امتداد میله در سطح بالایی گرفته می‌شود. معادله موج یک بعدی برای جابجایی  $u$  برابر است با:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad (28.20)$$

شرطی مرزی به قرار زیرند

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad x = 0$$

$$EA \frac{\partial u}{\partial x} + k_s u = 0, \quad x = L \quad (29.20)$$

<sup>۵۹</sup>Resonant ultrasound microscopy (RUM)

و معادله مشخصه آن برابر است با:

$$\beta \tan \beta - \frac{k_s}{k_c} = 0 \quad (30.20)$$

که در آن  $\beta = 2\pi f L / c$  فرکانس نرمالیز شده است،  $k_c = EA/L$  سفتی نوسانگر است،  $k_s = \sqrt{6E^* F R}$  سختی تماس است، در اینجا برای یک تماس هرتزی فرض می‌شود، همانطور که در رابطه (۹.۱۸)،  $E, \rho, A$  و  $L$  به ترتیب مدول، چگالی، سطح مقطع و طول میله یانگ هستند و  $c = \sqrt{E/\rho}$  سرعت صوت است. بنابراین، معادله (۳۰.۲۰) کلید تقریب  $f/f \sim k_s$  است، که اساس رویکرد نمونه مرجع است. سیستم فوق برای بدست آوردن تصاویر کشسانی کامپوزیت SCS-6-SiCf/Ti-6Al41 که دارای هسته کربن، SiC و پوشش کربن بیرونی است، استفاده شد. همه این ویژگی‌ها را می‌توان به‌وضوح با تکنیک تصویر کرد. به‌طور کلی، این یک تکنیک جدید امیدوارکننده است، نوعی میکروسکوپ کاوشگر در مقیاس ماکروسکوپی در این مرحله است که دارای مزایای زیر در مقایسه با میکروسکوپ آکوستیک معمولی است: (۱) عدم نیاز به سیال کوپل کننده، (۲) مدول را به‌طور مستقیم برخلاف سرعت صوت فراهم می‌کند، و (۳) نوع ساده شده قابل حمل است و به‌راتبی برای مطالعات میدانی قابل استفاده است. این تکنیک همچنین به‌خوبی با ساخت آینده نوسانگرهای یکپارچه مناسب و نوک‌ها با استفاده از فناوری MEMS سازگار است.

## خلاصه

**فراصلوت لیزری** شامل تولید و تشخیص امواج فراصلوت توسط دستگاه‌های لیزری است. این چندمنظوره‌ترین و پرکاربردترین تکنیک در بین تکنیک‌های غیر تماسی است.

**تولید لیزر** به‌دلیل جذب پرتو لیزر در ناحیه سطح اتفاق می‌افتد. در توان‌های کم، مکانیسم با گرم کردن سطح، اثر ترمومالاستیک، که رژیمی است که معمولاً در NDE استفاده می‌شود، انجام داد. در توان‌های بالا، فرسایش اتم‌های سطح رخ می‌دهد. این رژیم ذاتاً مخرب است و فقط برای کاربردهای تخصصی خاص استفاده می‌شود.

**آشکارسازی لیزری** را می‌توان با اندازه‌گیری جابجایی سطح، تغییر در بازتاب یا شبی سطح انجام داد. اندازه‌گیری جابجایی توسط تداخل سنجی رایج‌ترین روش است، تداخل سنج مایکلسون رایج‌ترین ابزار مورد استفاده است. تداخل سنجی لیزری ابزار مفیدی برای تعیین مشخصات دستگاه‌های فراصلوت بر اساس BAW, SAW, FBAR و غیره است.

**فراصلوت پیکو ثانیه‌ای** کاربرد خاصی از فراصلوت لیزری در طول پالس بسیار کوتاه برای تولید امواج فراصلوت است. این یک تکنیک مفید برای مطالعه خواص تیک صوتی لایه‌های نازک است. این تکنیک قبلًاً کاربرد مهمی در اندازه‌شناختی برای

ساخت دستگاه‌های فراصوت مانند FBAR و سایر کاربردها در ساخت نیمه‌رسانا پیدا کرده است.

• **مبدل‌های صوتی الکترومغناطیسی (EMATs)** از تولید الکترومغناطیسی و تشخیص فراصوت در سطوح فلزی استفاده می‌کنند. آنها به‌ویژه برای NDE سازه‌های مهندسی فلزی بزرگ مانند اجزای راه آهن و خطوط لوله مفید هستند.

• **مبدل‌های کوپل شده با هوا امواج** فراصوت را مستقیماً در هوا منتشر می‌کنند. مانع اصلی این رویکرد عدم تطبیق امپدانس صوتی بسیار زیاد بین جامدات معمولی و هوا است. دستگاه‌های CMUT به‌دلیل امپدانس آکوستیکی کم و ساخت آنها با تکنیک‌های میکروالکترونیک، مزایای زیادی در این کاربرد دارند.

• **طیف‌سنجدی فراصوت تشدید (RUS)** یک تکنیک حوزه فرکانس است که در آن مجموعه فرکانس‌های تشدید یک نمونه با دقت بالا اندازه‌گیری می‌شود. با استفاده از یک تحلیل قدرتمند مبتنی بر کامپیوتر، ثابت‌های الاستیک را می‌توان تعیین کرد. این تکنیک برای طیف وسیعی از مطالعات در NDE و همچنین تحقیقات در فیزیک حالت جامد و ژئوفیزیک بنیادی استفاده شده است.

• **میکروسکوپ اولتراسوند تشدید کننده از اصول RUS** استفاده می‌کند که در آن تماس یک نوسانگر  $\text{Q}$  بالا با نمونه با قلم الماسی برقرار می‌شود. تغییرات در فرکانس تشدید یک حالت مناسب به‌صورت تابعی از موقعیت قلم روی نمونه مورد مطالعه قرار می‌گیرد، که نقشه‌برداری از تغییرات الاستیسیته نمونه را ممکن می‌سازد.

## پرسش‌ها

۱. با استفاده از یک طرح خشن، تفاوت گرمایش موضعی را برای دو مورد زیر نشان دهید: (الف) پرتو لیزر با عرض یک میلی‌ثانیه، انرژی  $10 \text{ میلی} \cdot \text{ژول}$ ، و اندازه نقطه لیزر  $50 \text{ میکرومتر}$ . و (ب) پرتو لیزر  $nJ - 1$  عرض، انرژی  $1 \text{ میلی} \cdot \text{ژول}$  و اندازه نقطه یک میکرومتر است.

۲. چه ملاحظاتی می‌تواند نازک‌ترین فیلم ممکن را که می‌توان با استفاده از فراصوت پیکوثانیه مشخص کرد تعیین کرد؟

۳. فراصوت پیکوثانیه برای مطالعه ساختارهای FBAR بسیار مناسب است. پیکربندی دستگاه فراصوت دیگری را پیشنهاد دهید که می‌تواند با استفاده از این فناوری مورد مطالعه قرار گیرد.

۴. چقدر می‌توانید یک EMAT را به یک سطح فلزی صاف نزدیک کنید؟ توضیح دهید.

۵. افت عبوری را برای (الف) فصل مشترک هوا-اپوکسی و (ب) فصل مشترک هوا-الماس بر حسب دسیبل محاسبه کنید. این نتایج چه ارتباطی با فراصوت کوپل شده با هوا دارد؟

۶. تفاوت‌های کیفی بین طیف‌های RUS زیر را بیاورید: (الف) برای یک پل فولادی یک کیلومتری، و (ب) برای یک بلور آهنی یک میلی‌متری.

۷. توضیح دهید که چگونه هندسه RUM را برای بهدست آوردن وضوح نانومتری تغییر می‌دهید.

۸. با توجه به چهار تکنیک غیرتماسی ارائه شده در این فصل، ترکیباتی را برای کوپل فرسنده و گیرنده انتخاب کنید که برای مطالعه انتشار امواج صوتی در یک صفحه نازک بیشترین تمایل را دارند.

# كتاب نامه

- [1] Scruby, C. B. and Drain, L. E., *Laser Ultrasonic Techniques and Applications*, Adam Hilger, Bristol, 1990.
- [2] Hutchins, D. A., Ultrasonic generation by pulsed lasers, in *Physical Acoustics*, Vol. XVIII, Mason, W. P. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1988, 21.
- [3] Monchalin, J.-P., Optical detection of ultrasound, *IEEE Trans. UFFC*, 33, 485, 1986.
- [4] Monchalin, J.-P., Laser-ultrasonics: Principles and industrial applications, in *Ultrasonic and Advanced Methods for Nondestructive Testing and Material Characterization*, Chen, C. H., Ed., World Scientific Publishing Co., Hackensack, NJ, 2007, 79.
- [5] Krishnaswamy, S., Theory and applications of laser-ultrasonic techniques, in *Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Kundu, T., Ed., CRC Press, New York, 2005, Chap. 7.
- [6] Arnold, W., Betz, B., and Hoffman, B., Efficient generation of surface acoustic waves by thermoelasticity, *App. Phys. Lett.*, 47, 672, 1985.
- [7] Kokkonen, K., Laser interferometers in physical acoustics, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009, 1036.
- [8] Thomsen, C., Grahn, H. T., Maris, H. J., and Tauc, J., Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses, *Phys. Rev. B*, 34, 4129, 1986.
- [9] Campagne, B. and Voillaume, H., Development of laser ultrasonics: Application to complex shape aeronautical parts, *First International Conference on Laser Ultrasonics*, Montréal, Canada, July 16–18, 2008.

- [10] Wu, K. T., Jen, C. K., Kobayashi, M., and Blouin, A., Integrated piezoelectric ultrasound receivers on metals for laser generated ultrasound, *First International Conference on Laser Ultrasonics*, Montréal, Canada, July 16–18, 2008.
- [11] Lee, J. R., Takatsubo, J., Toyama, N., and Kang, D. H., Health monitoring of complex curved structures using an ultrasonic wavefield propagation imaging system, *Meas. Sci Technol.*, 18, 3816, 2007.
- [12] Arrigoni, M., Kruger, S. E., Blouin, A., Levesque, D., Lord, M., and Monchalin, J.-P., The use of laser–Doppler interferometry based on a Fabry-Perot etalon for shock adhesion test applied to adhesively bonded materials, *First International Conference on Laser Ultrasonics*, Montréal, Canada, July 16–18, 2008.
- [13] Watanabe, Y., Goka, S., Sato, T., and Sekimoto, H., Nonscanning measurements for determining in-plane mode shapes in piezoelectric devices with polished surfaces, *IEEE Trans. UFFC*, 51, 491, 2004.
- [14] Holmgren, O., Makkonen, T., Knuuttila, J. V., Kalo, M., Plessky, V. P., and Steichen, W., Side radiation of Rayleigh waves from synchronous SAW resonators, *IEEE Trans. UFFC*, 54, 861, 2007.
- [15] Kokkonen, K. and Pensala, T., Laser interferometric measurements and simulations of waves transmitted through the acoustic mirror in thin film BAW resonators, in Proceedings of the 2006 IEEE Ultrasonics Symposium, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2006, 460.
- [16] Caronti, A., Majjad, H., Nallandras, S., Coliano, G., Carotenuto, R., Iola, A., Fogliatti, U., and Pappalardo, M., Vibration maps of capacitive micromachined ultrasonic transducers by laser interferometry, *IEEE Trans. UFFC*, 49, 289, 2002.
- [17] Kokkonen, K., Benehabane, S., Khelif, A., Laud, V., and Kaivola, M., Scattering of acoustic surface waves by a phononic crystal revealed by heterodyne interferometry, *App. Phys. Lett.*, 91, 083517, 2007.
- [18] Jaakkala, A., Rosenberg, P., Asmola, S., Nurmela, A., Pensala, T., Rickinnen, T., Dekker, J., Mattilka, T., and Alastalo, A., Piezoelectrically transduced single crystal silicon plates, in *Proceedings of the 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Waters, K. R., Ed., IEEE, New York, 2008, 717.
- [19] Zhu, T. C., Maris, H. J., and Tauc, J., Attenuation of longitudinal acoustic phonons in amorphous SiO<sub>2</sub> at frequencies up to 440 GHz, *Phys. Rev. B*, 44, 4281, 1991.
- [20] Marath, C. J. and Maris, H. J., Phonon attenuation in amorphous solids studied by picosecond ultrasonics, *Phys. Rev. B*, 54, 203, 1996.

- [21] Stoner, R. J. and Maris, H. J., Kapitza conductance and heat flow between solids, *Phys. Rev. B*, 48, 373, 1993.
- [22] Tas, G. and Maris, H. J., Picosecond ultrasonic study of phonon reflection from solid-liquid interfaces, *Phys. Rev. B*, 55, 1852, 1997.
- [23] Tas, G. and Maris, H. J., Electron diffusion in metals studied by picosecond ultrasonics, *Phys. Rev. B*, 49, 15046, 1994.
- [24] Chen, W., Lu, Y., Maris, H. J., and Xiao, G., Picosecond ultrasonic study of localized phonon surface modes in Al/Ag superlattices, *Phys. Rev. B*, 50, 14506, 1994.
- [25] Decremps, F., Belliard, L., Perrin, B., and Gauthier, M., Sound velocity and absorption measurements under high pressure using picosecond ultrasonics in a diamond anvil cell: Application to the stability of AlPdMn, *Phys. Rev. Letts.*, 100, 035502, 2008.
- [26] Perrin, B., Peronne, E., and Belliard, L., Generation and detection of incoherent phonons in picosecond ultrasonics, *Ultrasonics*, 44, e1277, 2006.
- [27] Dacousso, M., Rossignol, C., Audopin, B., Guillemot, F., and Durrien, M. C., Picosecond ultrasonics in a single biological cell, in *Proceedings of the 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Waters, K. R., Ed., IEEE, New York, 2008, 574.
- [28] Hao, H.-Y. and Maris, H. J., Dispersion of long wavelength phonons in Ge, Si, GaAs, quartz and sapphire, *Phys. Rev. B*, 63, 224301, 2001.
- [29] Devos, A. M., Emery, P., Caruyer, G., and Ancey, P., An improvement of the picosecond ultrasonic technique on a tunable laser: Application to bulk acoustic resonator characterization, in *Proceedings of the 2006 IEEE Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2006, 564.
- [30] Devos, A., Application of colored picosecond ultrasonics to the thin film characterization in microacoustic devices, in *Proceedings of the 2010 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2010.
- [31] Emery, P., Devos, A., and Ancey, P., Picosecond ultrasonics: The preferred tool for BAW characterization, in *Proceedings of the 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Waters, K. R., Ed., IEEE, New York, 2008, 2205.
- [32] Mante, P. A., Devos, A., and Robillard, J. F., Towards thin film complete characterization using picosecond ultrasonics, in *Proceedings of the 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Waters, K. R., Ed., IEEE, New York, 2008, 1203.

- [33] Mante, P. A., Devos, A., Raymond, G., Morin, P., and Ancey, P., Comparison between picosecond ultrasonics and nanoindentation characterization in thin films, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009, 2564.
- [34] Emery, P., Devos, A., Ben Hassine, N., and Defay, E., Piezoelectric coefficients measured by picosecond ultrasonics, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009, 2178.
- [35] Thompson, R. B., Physical principles of measurements with EMAT transducers, in *Physical Acoustics XIX*, Pierce, A. and Thurston, R. N., Eds., Academic Press, New York, 1991, 157.
- [36] Maxfield, B., Electromagnetic acoustic transducers in ultrasonic nondestructive evaluation, in *Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Kundu, T., Ed., CRC Press, New York, 2005, Chap. 8.
- [37] Salzburger, H. J., EMAT's and its potential for modern NDE-state of the art and latest applications, in *Proceedings of the 2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Yuhas, M. P., Ed., IEEE, New York, 2009, 621.
- [38] Luo, W. and Rose, J. L., Guided wave thickness measurements with EMATs, *Insight*, 45, 1, 2003.
- [39] Grandia, W. A. and Fortunko, C. M., NDE applications of air-coupled ultrasonic transducers, in *Proceedings of the 1995 IEEE Ultrasonics Symposium*, Levy, M., Schneider, S. C., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1995, 697.
- [40] Bass, H. J., Sutherland, L. C., and Zuckerwar, A. J., Atmospheric absorption of sound: Further developments, *J. Acoust. Soc. Am.*, 97, 680, 1995.
- [41] Wickramasinghe, H. K. and Petts, C. R., Acoustic microscopy in high pressure gases, in *Proceedings of the 1980 IEEE Ultrasonics Symposium*, McAvoy, B. R., Ed., IEEE, New York, 1980, 688.
- [42] Schindel, D. W., Hutchins, D. A., Zou, L., and Sayer, M., The design and characterization of micromachined air-coupled capacitance transducers, *IEEE Trans. UFFC*, 42, 42, 1996.
- [43] Haller, M. I. and Kuri-Yakub, B. T., A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer, *IEEE Trans. UFFC*, 43, 1, 1996.
- [44] Degertekin, F. L., Atalar, A., and Khuri-Yakub, B. T., Micromachinable ultrasonic leaky wave air transducers, *App. Phys. Letts.*, 73, 741, 1998.

- [45] Song, J. and Chimenti, D. E., Design, fabrication and characterization of a spherically focused capacitive air-coupled ultrasonic transducer, *Intl. Jour. Of Appl. Sci. and Eng.*, 4, 1, 2006.
- [46] Boltz E. S. and Fortunko, C. M., Absolute sensitivity limits of various ultrasonic transducers, in *Proceedings of the 1995 IEEE Ultrasonics Symposium*, Levy, M., Schneider, S. C., and McAvoy, B. R., Eds., IEEE, New York, 1995, 951.
- [47] Migliori, A. and Sarrao, J. L., *Resonant Ultrasound Spectroscopy*, John Wiley & Sons, New York, 1997.
- [48] Migliori, A. and Maynard, J. D., Implementation of a modern resonant ultrasound spectroscopy system for the measurement of the elastic moduli of small, solid specimens, *Rev. Sci. Inst.*, 76, 121301, 2005.
- [49] Maynard, J. D., Resonant ultrasound spectroscopy, *Physics Today*, 49, 26, 1996.
- [50] Maynard, J. D., Measuring elastic constants of novel materials and thin films using small sample resonant ultrasound spectroscopy, *Intl. Congress on Ultrasonics*, Santiago, Chile, Paper no. 1111, 2007.
- [51] Anderson, O. L. and Gato, T., *Phys. Earth Planet. Interiors*, 55, 241, 1989.
- [52] Wang, Y. C. and Lakes, R. S., Resonant ultrasound spectroscopy in shear mode, *Rev. Sci. Inst.*, 74, 1371, 2003.
- [53] Sedlak, P., Lauda, M., Seiner, H., Bicanova, L., and Heller, L., Non-contact resonant ultrasound spectroscopy for elastic constants measurement, *First International Conference on Laser Ultrasonics*, Montréal, Canada, July 16–18, 2008.
- [54] Reese, S. J., Telschow, K. L., Lillo, T. M., and Hurley, D. H., On the establishment of a method for characterization of material microstructure through laser-based resonant ultrasound spectroscopy, *IEEE Trans. UFFC*, 55, 770, 2008.
- [55] Zadler, B. J., Le Rousseau, J. H. L., Scales, J. A., and Smith, M. L., Resonant ultrasound spectroscopy: Theory and application, *Geophys. J. Int.*, 156, 154, 2004.
- [56] Kinney, J. H., Gladden, J. R., Marshall, G. W., Marshall, S. J., So, J. H., and Maynard, J. D., Resonant ultrasound spectroscopy measurements of the elastic constants of human dentin, *J. Biomech.*, 37, 437, 2004.
- [57] Guo, H. and Lal, A., Characterization of micromachined silicon nitride membrane using resonant ultrasound spectroscopy, in *Proceedings of the 2001 IEEE Ultrasonics Symposium*, Yuhas, D. E. and Schneider, S. C., Eds., IEEE, New York, 2001, 863.

- [58] Ogi, H., Hayama, N., Niho, H., Hirao, M., and Morishita, T., Imaging of local stiffness of damaged polycrystalline copper: Nondestructive evaluation by resonant ultrasound microscopy, *IEEE Trans. UFFC*, 54, 1514, 2007.
- [59] Tian, J., Ogi, H., Tada, T., and Hirao, M., A freestanding oscillator for resonant ultrasound microscopy, *IEEE Trans. UFFC*, 55, 499, 2008.

## پیوست آ

# توابع بسل

جدول آ.۱: توابع بسل از نوع اول مرتبه  $\circ$  و  $1$ ، همراه با تابع جهت دهی برای یک پیستون

$x$	$J_0(x)$	$J_1(x)$	Pressure $\frac{2J_1(x)}{x}$	Intensity $\left(\frac{2J_1(x)}{x}\right)^2$
0.0	1.0000	0.0000	1.0000	1.0000
0.1	0.9975	0.0499	0.9988	0.9975
0.2	0.9900	0.095	0.9950	0.9900
0.3	0.9776	0.1483	0.9888	0.9777
0.4	0.9604	0.1960	0.9801	0.9607
0.5	0.9385	0.2423	0.9691	0.9391
0.6	0.9120	0.2867	0.9557	0.9133
0.7	0.8812	0.3290	0.9400	0.8836
0.8	0.8463	0.3688	0.9221	0.8503
0.9	0.8075	0.4059	0.9021	0.8138
1.0	0.7652	0.4401	0.8801	0.7746
1.1	0.7196	0.4709	0.8562	0.7331
1.2	0.6711	0.4983	0.8305	0.6897
1.3	0.6201	0.5220	0.8031	0.6450
1.4	0.5669	0.5419	0.7742	0.5994
1.5	0.5118	0.5579	0.7439	0.5534
1.6	0.4554	0.5699	0.7124	0.5075
1.7	0.3980	0.5778	0.6797	0.4620
1.8	0.3400	0.5815	0.6461	0.4175
1.9	0.2818	0.5812	0.6117	0.3742
2.0	0.2239	0.5767	0.5767	0.3326
2.1	0.1666	0.5683	0.5412	0.2929
2.2	0.1104	0.5560	0.5054	0.2555
2.3	0.0555	0.5399	0.4695	0.2204
2.4	0.0025	0.5202	0.4335	0.1879
2.5	-0.0484	0.4971	0.3977	0.1581
2.6	-0.0968	0.4708	0.3622	0.1312
2.7	-0.1424	0.4416	0.3271	0.1070
2.8	-0.1850	0.4097	0.2926	0.0856
2.9	-0.2243	0.3754	0.2589	0.0670
3.0	-0.2601	0.3391	0.2260	0.0511
3.1	-0.2921	0.3009	0.1941	0.0377
3.2	-0.3202	0.2613	0.1633	0.0267
3.3	-0.3443	0.2207	0.1337	0.0179
3.4	-0.3643	0.1792	0.1054	0.0111
3.5	-0.3801	0.1374	0.0785	0.0062
3.6	-0.3918	0.0955	0.0530	0.0028
3.7	-0.3992	0.0538	0.0291	0.0008
3.8	-0.4026	0.0128	0.0067	0.0000

جدول آ.۲: توابع بسل از نوع اول مرتبه  $0$  و  $1$  همراه باتابع جهت‌دهی برای پیستون

$x$	$J_0(x)$	$J_1(x)$	Pressure $\frac{2J_1(x)}{x}$	Intensity $\left(\frac{2J_1(x)}{x}\right)^2$
3.9	-0.4018	-0.0272	-0.0140	0.0002
4.0	-0.3971	-0.0660	-0.0330	0.0011
4.1	-0.3887	-0.1033	-0.0504	0.0025
4.2	-0.3766	-0.1386	-0.0660	0.0044
4.3	-0.3610	-0.1719	-0.0800	0.0064
4.4	-0.3423	-0.2028	-0.0922	0.0085
4.5	-0.3205	-0.2311	-0.1027	0.0105
4.6	-0.2961	-0.2566	-0.1115	0.0124
4.7	-0.2693	-0.2791	-0.1188	0.0141
4.8	-0.2404	-0.2985	-0.1244	0.0155
4.9	-0.2097	-0.3147	-0.1284	0.0165
5.0	-0.1776	-0.3276	-0.1310	0.0172
5.1	-0.1443	-0.3371	-0.1322	0.0175
5.2	-0.1103	-0.3432	-0.1320	0.0174
5.3	-0.0758	-0.3460	-0.1306	0.0170
5.4	-0.0412	-0.3453	-0.1279	0.0164
5.5	-0.0068	-0.3414	-0.1242	0.0154
5.6	0.0270	-0.3343	-0.1194	0.0143
5.7	0.0599	-0.3241	-0.1137	0.0129
5.8	0.0917	-0.3110	-0.1073	0.0115
5.9	0.1220	-0.2951	-0.1000	0.0100
6.0	0.1506	-0.2767	-0.0922	0.0085
6.1	0.1773	-0.2559	-0.0839	0.0070
6.2	0.2017	-0.2329	-0.0751	0.0056
6.3	0.2238	-0.2081	-0.0661	0.0044
6.4	0.2433	-0.1816	-0.0568	0.0032
6.5	0.2601	-0.1538	-0.0473	0.0022
6.6	0.2740	-0.1250	-0.0379	0.0014
6.7	0.2851	-0.0953	-0.0285	0.0008
6.8	0.2931	-0.0652	-0.0192	0.0004
6.9	0.2981	-0.0349	-0.0101	0.0001
7.0	0.3001	-0.0047	-0.0013	0.0000
7.1	0.2991	0.0252	0.0071	0.0001
7.2	0.2951	0.0543	0.0151	0.0002
7.3	0.2882	0.0826	0.0226	0.0005
7.4	0.2786	0.1096	0.0296	0.0009
7.5	0.2663	0.1352	0.0361	0.0013
7.6	0.2516	0.1592	0.0419	0.0018
7.7	0.2346	0.1813	0.0471	0.0022
7.8	0.2154	0.2014	0.0516	0.0027
7.9	0.1944	0.2192	0.0555	0.0031
8.0	0.1717	0.2346	0.0587	0.0034

## پیوست ب

# خواص صوتی مواد

جداول ب-۱ تا ب-۷ از

Specialty Engineering Associates (SEA) [www.ultrasonic.com]

با اجازه

Johnson-Selfridge, P. and Selfridge, R. A., Approximate Material properties in Isotropic Material, IEEE Trans. , Sonics and Ultrasonics SU-32, 381, 1985.

نکات و ارجاعات مربوط به اختصارات استفاده شده در انتهای جداول آورده شده است.  
به جز موارد ذکر شده، نماد همان است که در این کتاب استفاده شده است. برای لیست فروشنده‌گان به وب سایت SEA مراجعه کنید.

توجه داشته باشید که در ابتدا توسط نویسنده بیان شده است برای رعایت قرارداد در این کتاب اصلاح شده است. مطالب تكمیلی در [۱۲] ارائه شده است.

از تلفات، یا تضعیف، در چندین فرمت مختلف در این جداول آورده شده است.  
خاص‌ترین راه با نماد @ است. عدد قبل از @ افت بر حسب دسی‌بل بر سانتی‌متر است، عدد بعد از نماد @ فرکانسی است که در آن میرایی بر حسب مگاهرتز اندازه‌گیری شد.  
برای مایعات، میرایی بر حسب  $Np/cm$  داده می‌شود. برای بدست آوردن تلفات بر حسب دسی‌بل بر سانتی‌متر  $\alpha$  در  $8/686f^2$  ضرب کنید، که در آن  $f$  فرکانس بهره بر حسب هertz است. این نمایش آشکارا فرض می‌کند که تلفات به نسبت مجذور فرکانس افزایش می‌یابد و بیشتر برای مواد کم تلفات مانند شیشه و مایعات استفاده می‌شود.

برنامه‌های مدل‌سازی مبدل معمولاً افزایش تلفات را فقط متناسب با توان اول فرض می‌کنند. در این صورت، استفاده از ضریب کیفیت مواد یا آکوستیک  $Q$  مناسب است.  
برای تبدیل بین  $dB/cm$  و  $Q$ ، معادلات زیر می‌تواند مفید باشد:

$$Q = \frac{2\pi(\text{انرژی ذخیره شده})}{\text{انرژی تلف شده در یک چرخه}}$$

### اختصارات

AE = *Handbook of Tables for Applied Engineering Sciences*

AH = Andy Hadjicostis, Nutran Company, 206-348-3222.

AJS = A. J. Slobodnik, R. T. Delmonico, and E. D. Conway, *Microwave Acoustics Handbook*, Vol. 3: Bulk Wave Velocities, Internal Report RADC-TR-80-188 (May 1980), Rome Air Development Center, Air Force Systems Command, Griffiths Air Force Base, New York 13441.

AS = Alan Selfridge, PhD, Ultrasonic Devices, Inc.

CRC = *Handbook of Chemistry and Physics*, 45th ed., Chemical Rubber Company, Cleveland, OH, p. E-28.

DP = Don Pettibone, PhD, Diasonics, Sunnyvale, CA.

FS = Fred Stanke, PhD, Schlumberger, Inc., Ridgefield, CT, private communication.

GD = Genevieve Dumas, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, Mar. 1983.

JF = John Fraser, PhD, ATL, Bothell, WA.

KF = Kinsler and Frey, *Fundamentals of Acoustics*, John Wiley & Sons, 1962.

LB = Schaaffs, W., *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series Group II: and Molecular Physics*, Vol. 5: Molecular Acoustics, K. H. Hellwege and A. M. Hellwege, Eds., Springer-Verlag, Berlin, 1967. (This reference contains velocity and density information for just about any organic liquid. Other volumes in this work contain much information on various anisotropic solids and crystals.)

LP = Laust Pederson

M = MetroTek Inc., Application Note 23.

ME = Materials engineering, Dec. 1982.

RB = Rick Bauer, PhD, Hewlett Packard, Page Mill Road, Palo Alto, CA.

RLB = Ram Lal Bedi, PhD, formerly with Specialty Engineering Associates, Milpitas, CA.

SIM = Simmons, G. and Wang, H., *Single Crystal Elastic Constants and Calculated Aggregate Properties*, 2nd ed., MIT Press, Cambridge, MA, XV, 370, 1971.

© Ultrasonic Devices Inc., 1996.

$T_c$  = Curie temperature

$\epsilon_r$  = Relative dielectric constant, multiply by  $8.84 \times 10^{-12}$  for MKS units (F/m)

$\epsilon_{33}$  = Unclamped dielectric constant

$k_t$  = Coupling coefficient between  $E_3$  and thickness mode

$k_p$  = Planar (radial) moe coupling coefficient

$\tan \delta$  = loss tangent (dimensionless)

$V_3^D$  = Velocity corresponding to antiresonance (open circuit)

$V_3^E$  = Velocity corresponding to resonance

$V_s$  = Shear velocity

$Z_s$  = Shear impedance times  $10^{-6}$  kg·m<sup>2</sup>/s

$Z_3^D$  = Longitudinal wave impedance corresponding to antiresonance times  $10^{-6}$  kg m<sup>2</sup>/s

$\frac{V}{T}$  = Change in acoustic velocity per change in temperature in m/s°C.

$$Q = \frac{\text{انرژی ذخیره شده}}{\text{متوسط انرژی تلف شده}}$$

$$Q = \frac{86 / 9 \pi f}{((dB/cm) / \text{سرعت})}$$

## جدول ب.١: خواص مواد جامد و اپوکسی

**TABLE B.1**  
**Acoustic Properties of Solids and Epoxies**

Solid/Epoxy	$V_L$ (10 <sup>3</sup> m/s)	$V_s$ (10 <sup>3</sup> m/s)	$\rho$ (10 <sup>3</sup> kg/m <sup>3</sup> )	$Z_L$ (MRayl)	Poisson Ratio ( $\sigma$ )	Loss (dB/cm)
AS	10.52	3.04	3.86	40.6		
CRC						
Alumina	6.42		2.7	17.33	0.355	
Aluminum: rolled	2.67		1.35	3.61		
AMD Res-in-all: 50/2/118, 5:1	2.73		1.35	3.68		
AMD Res-in-all: 50/2/118, 9:1	2.62		1.16	3.04		
JA						
Araldite: 5029/956	2.6		1.23	3.19		
Araldite: 5029/956, 10 phe C5W	2.54		1.39	3.52		
Araldite: 5029/956, 20 phe C5W	2.41		1.5	3.62		
Araldite: 5029/956, 30 phe C5W	2.31		1.67	3.86		
Araldite: 5029/956, 40 phe C5W	2.13		1.95	4.14		
Araldite: 5029/956, 50 phe C5W	2.1		2.24	4.7		
Araldite: 5029/956, 60 phe C5W	1.88		3.17	5.95		
Araldite: 5029/956, 70 phe C5W	1.72		4.71	8.11		
Araldite: 5029/956, 80 phe C5W	2.16		2.86	6.17		
Araldite: 5029/956, 50 phe 325 mesh W	1.91		2.78	5.33		
Araldite: 5029/956, 60 phe 325 mesh W	1.82		3.21	5.84		
Araldite: 5029/956, 70 phe 325 mesh W	1.64		4.55	7.45		
Araldite: 5029/956, 80 phe 325 mesh W	1.52		8.4	12.81		
Araldite: 5029/956, 90 phe 325 mesh W	2.58	1.4	3.2	8.25	0.29	
Arsenic tri sulphide $As_2S_3$	4	2.17	1.9	7.6		13.5 @ 5
Bacon P38						
M						
Bearing babbitt	2.3		10.1	23.2		
CRC						
Beryllium	12.89	8.88	1.87	24.1	0.046	
Bismuth	2.2	1.1	9.8	21.5	0.33	
Boron carbide	11		2.4	26.4		
PK						
Boron nitride	5.03	3.86	1.965	9.88		
Brass-yellow, 70% Cu, 30% Zn	4.7	2.1	8.64	40.6	0.38	
Brick	4.3		1.7	7.4		
Cadmium	2.8	1.5	8.6	24	0.3	
AS			1.15	4.02		
Carbon aerogel	3.5					

(Continued)

جدول ب.1: ادامه: خواص صوتی مواد جامد و اپوکسی

Solid/Epoxy	$V_L (10^3 \text{ m/s})$	$V_s (10^3 \text{ m/s})$	$\rho (10^3 \text{ kg/m}^3)$	$Z_L (\text{MRayl})$	Poisson Ratio ( $\sigma$ )	Loss (dB/cm)
AS	Carbon aerogel	3.14	0.85	2.67		5.68 @ 5
AS	Carbon-pyrolytic, soft, variable properties	3.31	2.21	7.31		
AS	Carbon-vitreous, very hard material	4.26	1.47	6.26	0.17	
AS	Carbon-vitreous, Sigradur K	4.63	1.59	7.38		
AS	Columbium (same as Niobium) m.p. 2468°C	4.92	2.1	8.57	42.4	0.39
KF	Concrete	3.1	2.6	8		
CRC	Copper, rolled	5.01	2.27	8.93	44.6	0.37
AS	DER317: 9 phr DEH20, 110 phr W, r3	2.18	0.96	2.04	4.45	0.38
AS	DER317: 9 phr DEH20, 115 phr W, r3	1.93		2.37	4.58	
AS	DER317: 9 phr DEH20, 910 phr T1167, r3	1.5		7.27	10.91	13.2 @ 2
AS	DER317: 10.5 phr DEH20, rt, outgas	2.75		1.18	3.25	
AS	DER317: 10.5 phr DEH20, 110 phr W, r3	2.07		2.23	4.61	8.3 @ 2
AS	DER317: 13.5 phr mpda, 50 phr W, r1	2.4		1.6	3.84	
AS	DER317: 13.5 phr mpda, 100 phr W, r1	2.19		2.03	4.44	
AS	DER317: 13.5 phr mpda, 250 phr W, r1	1.86	0.93	3.4	6.4	0.33
AS	DER332: 10 phr DEH20, rt cure 48 hours	2.6		1.2	3.11	
AS	DER332: 10.5 phr DEH20, 10 phr alumina, r2	2.61		1.26	3.29	
AS	DER332: 10.5 phr DEH20, 30 phr alumina, r2	2.75		1.37	3.78	
AS	DER332: 11 phr DEH20, 150 phr alumina, r2	3.25		1.83	5.95	
AS	DER332: 14 phr mpda, 30 phr LP3, 70°C cure	2.59		1.25	3.24	8.3 @ 2
AS	DER332: 15 phr mpda, 25 phr LP3, 76°C cure	2.55	1.18	1.24	3.16	7.4 @ 1.3
AS	DER332: 15 phr mpda, 30 phr LP3, 80°C cure	2.66		1.24	3.3	8.8 @ 2
AS	DER332: 15 phr mpda, 50 phr alumina, 60°C cure	2.8	1.43	1.49	4.18	0.32
AS	DER332: 15 phr mpda, 60 phr alumina, 80°C cure	2.78	1.45	1.54	4.27	0.31
AS	DER332: 15 phr mpda, SiC, r5	3.9		2.24	8.74	
AS	DER332: 15 phr mpda, SiC, 25 phr LP3, r5	3.75		2.15	8.06	
AS	DER332: 15 phr mpda, 6 micron W, r5	1.75		6.45	11.3	
AS	DER332: 50 phr V140, rt cure	2.34	0.97	1.13	2.64	0.4
AS	DER332: 64 phr V140, rt cure	2.36		1.13	2.65	
AS	DER332: 75 phr V140, rt cure	2.35		1.12	2.62	

## Acoustic Properties of Solids and Epoxies

جدول ب.1: ادامه: خواص صوتی مواد جامد و اپوکسی

AS	DER332; 100 phr V140, 30 phr LP3, r8	2.27	1.13	2.55	
AS	DER332; 100 phr V140, 30 phr LP3, r9	2.36	1.16	2.74	7.5 @ 2, 11.2 @ 2.5
AS	DER332; 100 phr V140, 50 phr LP3, r8	2.32	1.13	2.63	9.6 @ 2
AS	DER332; 50 phr V140, 50 phr St. Helens Ash, 60°C	2.43	1.94	6.24	12.0 @ 2
CRC	Duraluminin 17S	6.32	3.13	2.79	0.34
AS	Duxseal	1.49	1.68	2.5	13.3 @ 0.5
AS	E.pox.e glue, EPX-1 or EPX-2, 100 phA of B	2.44	1.1	2.68	8.4 @ 5
AS	Eccosorb: CR 124-2PHX of Y	2.62	4.59	12.01	9.4 @ 5
AH	Ecosorb: MF 110	2.61	1.6	4.2	
AH	Ecosorb: MF 112	2.4	2.19	5.25	
AH	Ecosorb: MF 114	2.29	2.9	6.65	
AH	Ecosorb: MF 116	2.45	3.69	9.02	
AH19	Ecosorb: MF 124	2.6	4.5	12	
AS	Eccosorb: MF 190	2.67	4.45	11.88	15.9 @ 4
AS	Epon: 828, mpda	2.829	1.23	1.21	3.4
	Epote: 301	2.64	1.08	2.85	
	Epote: 330	2.57	1.14	2.94	
	Epote: H70S	2.91	1.68	4.88	
AS	Epote: V6, 10 phA of B, r6	2.61	1.23	3.21	4.5 @ 2
AS	Epote: V6, 10 phA of B, r7	2.55	1.23	3.14	8 @ 2
AS	Epote: V6, 10 phA of B, 20 phA LP3, r6	2.6	1.25	3.25	6 @ 2
AS	Epote: V6, 10 phA of B, 20 phA LP3, r7	2.55	1.26	3.22	6 @ 2
DYNA	Fused silica	5.7	3.75	2.2	12.55
M	Germanium, mp = 97.4°C, transparent to infrared	5.41	5.47	29.6	
	Glass: corning 0215 sheet	5.66	2.49	14.09	
	Glass: crown	5.1	2.8	2.24	11.4
	Glass: FK3	4.91	2.85	2.26	11.1
	Glass: FK6 (large minimum order)	4.43	2.54	2.28	10.1
AE	Glass: flint	4.5	3.6	16	0.25
	Glass: macor machinable code 9658	5.51	2.54	14	0.28
	Glass: pyrex	5.64	3.28	2.24	13.1
AE	Glass: quartz	5.5	2.2	12.1	0.24

(Continued)

جدول ب.1: ادامه: خواص صوتی مواد جامد و اپوکسی

Solid/Epoxy	$V_L$ ( $10^3$ m/s)	$V_S$ ( $10^3$ m/s)	$\rho$ ( $10^3$ kg/m $^3$ )	$Z_L$ (MRay)	Poisson Ratio ( $\sigma$ )	Loss (dB/cm)
AE Glass: silica	5.9		2.2	1.3		
	6		2.24	1.34		
Glass: soda lime			2.38	10.5		
Glass: TIK	4.38					
RB Glucose	3.2		1.56	5		
CRC Gold: hard drawn	3.24	1.2	19.7	63.8	0.42	
EM Granite	6.5	2.7		17.6		
M Hafnium, mp = 2150°C, used in reactor control rods C	3.84		13.29	51		
	Hydrogen, solid at 4.2 K	2.19	0.089	0.19		
AS Hysol: CAW795/25 phr HW796 50°C	2.7		1.18	3.19		17.0 @ 5
BB Hysol: C8-4143/3404	2.85		1.58	4.52		
BB Hysol: C9-4183/3561	2.92		1.48	4.3		
BB Hysol: C9-4183/3561, 1.5phr C5W	2.62		1.8	4.7		
BB Hysol: C9-4183/3561, 30phr C5W	2.49		2.14	5.33		
BB Hysol: C9-4183/3561, 45phr C5W	2.3		2.66	6.1		
BB Hysol: C9-4183/3561, 57.5phr C5W	2.16		3.27	7.04		
AS Hysol: EE0067/H3719 76°C, formerly C9-H905	2.53		1.93	4.88		22.4 @ 5
AS Hysol: EE4/83/HD3469 90°C	2.99		1.57	4.7		15.1 @ 5
AS Hysol: EE4/83/HD3469, 20phr 3μ Alumina	3.07		1.76	5.4		14.9 @ 5
	Hysol: ES 4212/ 1:1	2.37	1.5	3.49		
	Hysol: ES 4412/ 1:1	2.02	1.68	3.39		
BB Hysol R8-2038/3404	2.59		1.18	3.05		
BB Hysol R9-2039/3404	2.59		1.13	2.92		
BB Hysol R9-2039/3469	2.61		1.17	3.07		
BB Hysol R9-2039/3561	2.53		1.18	3		
RLB Hysol R9-2039/3561, 427phr WO <sub>3</sub>	2.15		3.51	7.54		33.5 @ 5
Ice	3.99	1.98	0.917	3.66	0.34	
Inconel	5.7	3	8.28	47.2	0.31	
Indium	2.56		7.3	18.7		
Iron	5.9	3.2	7.69	46.4	0.29	
	Iron: cast	4.6	7.22	33.2	0.27	

جدول ب.1: ادامه: خواص صوتی مواد جامد و اپوکسی

Lead	2.2	0.7	11.2	24.6	0.44	
Lead metanoblate	3.3		6.2	20.5		
Lithium niobate: 36° rotated Y-cut	7.08		4.7	33		
Magnesium: various types listed in ref 'M'	5.8	3	1.738	10	0.32	
Marble	3.8		2.8	10.5		
Molybdenum	6.3	3.4	10	63.1	0.29	
Monel	5.4	2.7	8.82	47.6	0.33	
Nickel	5.6	3	8.84	49.5	0.3	
Niobium, m.p. = 2468°C	4.92	2.1	8.57	42.2	0.39	
Paraffin	1.94		0.91	1.76		10.5 @ 1
Phillips 66 "Crystallor"	2.17	1.03	0.83	1.79	0.36	5.3 @ 5
Platinum	3.26	1.73	21.4	69.8	0.32	
Poco: DFP-1	3.09	1.73	1.81	5.61	0.27	
Poco: DFP-1C	3.2	1.81	3.2	11	0.31	1.2 @ 5
Polyester casting resin	2.29		1.07	2.86		2.0 @ 5
Porcelain	5.9		2.3	13.5		
PSN, potassium sodium niobate	6.94		4.46	31		
Pressed graphite	2.4		1.8	4.1		
PZT 5H: Vernitron	4.44		7.43	33		
PZT: Murata	4.72		7.95	37.5		
PVDF	2.3		1.79	4.2		
Quartz: X-cut	5.75	2.2	2.65	15.3	0.42	
Resin formulators: RF 5407	3.06		2.16	6.61		
Rubidium, mp = 38.9, a "getter" in vacuum tubes	2.56		1.92	4.92		14.9 @ 5
Salt: NaCl, crystalline, X-direction	1.26		1.53	1.93		54.7 @ 5
Sapphire (aluminum oxide) Z-axis	4.78		2.17	10.37		
Scotch tape: 0.00256 thick	11.1	6.04	3.99	44.3		
Scotcheast XR5235, 38 pha B, rt cure	1.9		1.16	2.08		
Scotchiply SP1002 (a laminate with fibers)	2.48		1.49	3.7		3.8 @ 1.3
Scotchiply XP241	3.25		1.94	6.24		
Silicon: very anisotropic, values are approximate	2.84		0.65	1.84		
AS	8.43	5.84	2.34	19.7		
PK	13.06	7.27	3.2177	42		

جدول ب.۲: مواد مبدل امواج طولی

Material	$Z_3^P$ (MRayl)	$V_3^P$ (10 <sup>3</sup> m/s)	$V_3^E$ (10 <sup>3</sup> m/s)	$Q_m$	$\epsilon_{33}^s$	$k_t^2$	$k_p^2$	$\rho$ (10 <sup>3</sup> kg/m <sup>3</sup> )	$\tan\delta$	$T_c$ (°C)	Ref.
Lithium niobate: 36° Y-cut	34.2	7.36		100	0.24	0.188	4.64	0.001	1150	[5]	
K83: modified lead metaniobate, after poling	25.6	5.95		110	0.169	finite	4.3		570		
K350: lead zirconate titanate				75	0.249	0.307	7.7	0.024	360	[8]	
PCM	35.7	4.82		150	0.270	0.291	strong	7.4	0.006	[5]	
P3: an inexpensive barium titanate	31.3	5.75		200	0.179	0.083	5.45	0.003	110	[5]	
P5: lead zirconate titanate	31.6	4.33		80	0.847	0.127	0.125	7.3	0.011	260	[5]
P6: lead zirconate titanate	35.1	4.78		70	0.883	0.24	0.216	7.34	0.014	290	[5]
P7: lead zirconate titanate	36	4.68		65	1000	0.259	0.315	7.69	0.019	320	[5]
"surface wave material"	37.4	4.709		10000	240	0.23	0.062	7.95	0.0014	280	[5]
"surface wave material"	37.2	4.683		10000	230	0.231	0.063	7.95	0.0016	280	[8]
"surface wave material" after repoling at 200°C, 50 V/0.001 δ for 5 min	37.4	4.706		10000	200	0.251	0.062	7.95	0.0016	280	[8]
LTZ1: with plain electrode	35.6	4.682		500	0.640	0.254	0.294	7.6	0.007	350	[8]
LTZ1: with wrap-around electrode	35.6	4.679		200	0.600	0.254	0.287	7.6	0.007	350	[8]
LTZ2: with plain electrode	35.4	4.717		75	0.920	0.262	0.301	7.5	0.02	360	[8]
LTZ2: with wrap-around electrode	34.4	4.583		100	0.830	0.259	0.29	7.5	0.019	360	[8]
LTZ5: lead zirconate titanate	36.8	4.84		186	450	0.154	0.135	7.6	0.008	350	[5]
LTZ5: lead zirconate titanate	36.5	4.803		200	370	0.157	0.13	7.6	0.01	350	[8]
PZT4: lead zirconate titanate	36.1	4.82		500	635	0.233	0.219	7.5	0.008	328	[5]
PZT4: lead zirconate titanate	34.5	4.6		500	635	0.263	0.336	7.5	0.004	328	[6]
PZT5A: lead zirconate titanate	34.5	4.445	3.97	75	870	0.24	0.285	7.75	0.023	365	[8]
PZT5A: lead zirconate titanate	33.7	4.35		75	830	0.236	0.36	7.75	0.02	365	[6]
PZT5H: lead zirconate titanate	32.6	4.35		50	1260	0.292	0.36	7.5	0.025	193	[5]
PZT5H: lead zirconate titanate	34.2	4.6		65	1470	0.255	0.423	7.5	0.02	193	[6]
PZT5H: lead zirconate titanate, pillar mode	27.4	3.66	2.59	65	1450	0.549	n.a.	7.5	0.02	193	[5]
PZT5H: lead zirconate titanate, array element mode	28.5	3.8	2.81	65	1365	0.502	n.a.	7.5	0.02	193	[5]

## جدول ب.٢: ادامه مواد مبدل امواج طولی

## جدول ب.٣: مواد مبدل امواج برشی

**TABLE B.3**  
**Shear Wave Transducer Materials**

Material/Comments	$Z_s$ (MRayl)	$V_s$ ( $10^3$ m/s)	$Q_m$	$\epsilon_r$	$k_t$	$\rho$ ( $10^3$ kg/m <sup>3</sup> )	$\tan\delta$	$T_c$ (°C)	Ref.
Lithium niobate 163° Y-cut	20.6	4.44	100	58.1	0.305	4.64	0.001	1150	[5]
"Surface wave material"	22.1	2.78	1000	360	0.25	7.95	0.0024	280	[7]
C5500	16.55	2.18	35	800	0.436	7.6	0.03	350	[5]
PZT-4	19.72	2.63	500	730	0.504	7.5	0.004	328	[6]
PZT-5A	17.52	2.26	75	916	0.469	7.75	0.02	365	[6]
PZT-5H	17.85	2.38	65	1700	0.456	7.5	0.02	193	[6]
PZT-8 not as uniform as other Vernitron ceramics, brittle	18.32	2.41	1000	900	0.303	7.6	0.004	300	[6]

## جدول ب.٤: مواد مبدل امواج برشی

**TABLE B.4**  
**Acoustic Properties of Plastics**

		Plastic	$V_t$ (10 <sup>3</sup> m/s)	$V_s$ (10 <sup>3</sup> m/s)	$\rho$ (10 <sup>3</sup> kg/m <sup>3</sup> )	$Z_t$ (MRayl)	Poisson Ratio ( $\sigma$ )	Loss (dB/cm)
AS	ABS, Beige		2.23		1.03	2.31		11.1 @ 5
AS	ABS, Black, Injection molded (Grade T, Color no. 4500, "Cyclocac")		2.25	1.05	2.36			10.9 @ 5
AS	ABS, Grey, Injection molded (Grade T, Color no. GSM 32627)		2.17	1.07	2.32			11.3 @ 5
AS	Acrylic, Clear, Plexiglas G Safety Glazing		2.75	1.19	3.26	0.4		6.4 @ 5
AS	Acrylic, Plexiglas MI-7		2.61	1.18	3.08	0.4		12.4 @ 5
M	Bakelite		1.59	1.4	3.63			
AS	Cellulose Butyrate		2.14	1.19	2.56			21.9 @ 5
AS	Delrin, Black		2.43	1.42	3.45			30.3 @ 5
JA	Ethyl vinyl acetate, VE-630 (18% Acetate)		1.8	0.94	1.69			
JA	Ethyl vinyl acetate, VE-634 (28% Acetate)		1.68	0.95	1.6			
JA	Kydex, PVC Acrylic Alloy Sheet		2.218	1.35	2.99			
AS	Lexan, Polycarbonate		2.3	1.2	2.75			23.2 @ 5
AS	Lustran, SAN		2.51	1.06	2.68			5.1 @ 5
	Mylar		2.54	1.18	3			
AS	Kodar PETG, 6763, Copolyester		2.34	1.27	2.97			20.0 @ 5
	Melopas		2.9	1.7	4.93			7.2 @ 2.5
	Nylon, 6/6		2.6	1.1	1.12	2.9	0.39	2.9 @ 5
AS	Nylon, Black, 6/6		2.77	1.14	3.15			16.0 @ 5
PKY	Parylene C		2.15	1.4	3			0.1 @ 1
PKY	Parylene C		2.2	1.18	2.6			
PKY	Parylene D		2.1	1.36	2.85			
AS	Polycarbonate, Black, Injection molded (Grade 141R, Color No. 701, "Lexan")		2.27	1.22	2.77			22.1 @ 5
AS	Polycarbonate, Blue, Injection molded (Grade M-40, Color No. 8087, "Merlon")		2.26	1.2	2.72			23.5 @ 5
AS	Polycarbonate, Clear, Sheet Material		2.27	1.18	2.69			24.9 @ 5

(Continued)

## جدول ب.٤: ادامه مواد مبدل امواج برشی

TABLE B.4 (Continued)  
Acoustic Properties of Plastics

	Plastic	$V_t$ ( $10^3$ m/s)	$V_s$ ( $10^3$ m/s)	$\rho$ ( $10^3$ kg/m <sup>3</sup> )	$Z_t$ (MRayl)	Poisson Ratio ( $\sigma$ )	Loss (dB/cm)
CRC	Polyethylene	1.95	0.54	0.9	1.76		
	Polyethylene, high density, LB-861	2.43		0.96	2.33		
	Polyethylene, low density, NA-117	1.95	0.54	0.92	1.79	0.46	2.4 @ 5
AH	Polyethylene DFDA 1137 NT7	1.9		0.9	1.7		
	Polyethylene oxide, WSR 301	2.25		1.21	2.72		
	Polypropylene, Profax 6432, Hercules	2.74		0.88	2.4	5.1 @ 5	
	Polypropylene, White, Sheet Material	2.66		0.89	2.36	18.2 @ 5	
AS	Polystyrene, "Fostarene 50"	2.45		1.04	2.55		
AS	Polystyrene, "Lustrex," Injection molded (Resin no. HF55-2020-347)	2.32	1.15	1.04	2.42	3.6 @ 5	
	Polystyrene, Styron 666	2.4	1.15	1.05	2.52	0.35	1.8 @ 5
	Polyvinyl butyral, Butacite (used to laminate safety glass together)	2.35		1.11	2.6	0.37	
PSO	Polysulfone	2.24		1.24	2.78		4.25 @ 2
AS	PVC, Grey, Rod Stock (normal impact grade)	2.38		1.38	3.27		11.2 @ 5
AS	Styrene Butadiene, KR 05 NW	1.92		1.02	1.95		24.3 @ 5
AS	TPX-DX845, Dimethyl pentene polymer	2.22		0.83	1.84		3.8 @ 1.3, 4.4 @ 4
AS	Valox, Black (glass filled polybutylene terephthalate "PBT")	2.53		1.52	3.83		15.7 @ 5
AS	Vinyl, Rigid	2.23		1.33	2.96		12.8 @ 5

## جدول ب.٥: خواص صوتی مواد لاستیکی

TABLE B.5  
Acoustic Properties of Rubbers

	Rubber	$V_L$ ( $10^3$ m/s)	$\rho$ ( $10^3$ kg/m $^3$ )	$Z_t$ (MRayl)	Loss (dB/cm)
AS	Adiprene LW-S20	1.68	1.16	1.94	
AS	Butyl rubber	1.80	1.11	2.0	
AS	Dow Silastic Rubber GP45, 45 Durometer	1.02	1.14	1.16	23.4 @ 4
AS	Dow Silastic Rubber GP70, 70 Durometer	1.04	1.25	1.3	33.7 @ 4
AS	Eco gel 1265, 100PHFA OFB, outgass, 80C	1.96	1.1	2.16	33.4 @ 2
AS	Eco gel 1265, 100PHFA OFB, 100MPHA Alumina, R4	1.7	1.4	2.38	> 24.0 @ 1.3
AS	Eco gel 1265, 100PHFA OFB, 1940MPHA T1167, R4	1.32	9.19	12.16	14 @ 0.4
AS	Ecothane CPC-39	1.53	1.06	1.63	
AS	Ecothane CPC-41	1.52	1.01	1.54	
Neoprene		1.6	1.31	2.1	
AS	Pellathane, Thermoplastic Urethane Rubber (55D durometer)	2.18	1.2	2.62	32.0 @ 5
AS	Polyurethane, GC1090	1.76	1.11	1.96	46.1 @ 4
BB	Polyurethane, RP-6400	1.5	1.04	1.56	
BB	Polyurethane, RP-6401	1.63	1.07	1.74	
LP	Polyurethane, RP-6401	1.71	1.07	1.83	100 @ 5
BB	Polyurethane, RP-6402	1.77	1.08	1.91	
BB	Polyurethane, RP-6403	1.87	1.1	2.05	
BB	Polyurethane, RP-6405	2.09	1.3	2.36	
BB	Polyurethane, RP-6410	1.33	1.04	1.38	
LP	Polyurethane, RP-6410	1.49	1.04	1.55	73.0 @ 5
BB	Polyurethane, RP-6413	1.65	1.04	1.71	
LP	Polyurethane, RP-6413	1.71	1.04	1.78	35.2 @ 5
BB	Polyurethane, RP-6414	1.78	1.05	1.86	
LP	Polyurethane, RP-6414	1.85	1.04	1.92	35.2 @ 5
BB	Polyurethane, RP-6422	1.6	1.04	1.66	
LP	Polyurethane, RP-6422	1.62	1.04	1.68	27.6 @ 5

(Continued)

## جدول ب.٥: ادمه: خواص صوتی مواد لاستیکی

TABLE B.5 (*Continued*)  
Acoustic Properties of Rubbers

	Rubber	$V_L$ ( $10^3$ m/s)	$\rho$ ( $10^3$ kg/m $^3$ )	$Z_L$ (MRayl)	Loss (dB/cm)
AS	PR-1201-Q (MEDIUM/M), PHR 10, RT Cure	1.45	1.79	2.59	12.2 @ 2
	RTV-11	1.05	1.18	1.24	2.5 @ 0.8
	RTV-21	1.01	1.31	1.32	2.8 @ 0.8
	RTV-30	0.97	1.45	1.41	2.8 @ 0.8
	RTV-41	1.01	1.31	1.32	3.2 @ 0.8
	RTV-60	0.96	1.47	1.41	2.8 @ 0.8
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 5.00 MHz	0.92	1.49	1.37	34.0 @ 5.00
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 2.25 MHz	0.92	1.49	1.37	11.25 @ 2.25
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz	0.92	1.49	1.37	3.69 @ 1.00
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 5.00 MHz/10 PHR Toluene	0.92	1.48	1.36	43.2 @ 5.00
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 2.25 MHz/10 PHR Toluene	0.91	1.48	1.35	10.8 @ 2.25
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz/10 PHR Toluene	0.91	1.48	1.35	3.76 @ 1.00
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 2.25 MHz/5 PHR Vitreous C	0.94	1.49	1.41	22.2 @ 2.25
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 2.25 MHz/10 PHR Vitreous C	0.96	1.51	1.45	13.1 @ 2.25
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz/13.6 PHR W, R11	0.86	1.68	1.44	
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz/21.3 PHR W, R11	0.83	1.87	1.55	
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz/40.8 PHR W, R11	0.8	2.04	1.64	
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz/69.5 PHR W, R11	0.73	2.39	1.73	
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz/85.2 PHR W, R11	0.71	2.52	1.78	
AS	RTV-60/0.5% DBT @ 1.00 MHz/100.0 PHR W, R11	0.69	2.75	1.89	

جدول ب.٥: ادمه: خواص صوتی مواد لاستیکی

AS	RTV-600, 0.5% DBT @ 1.00 MHz/117.4 PHR W, R11	0.67	2.83	1.88	
	RTV-77	1.02	1.33	1.36	3.2 @ 0.8
	RTV-90	0.96	1.5	1.44	4.2 @ 0.8
	RTV-112	0.94	1.05	0.99	
	RTV-116	1.02	1.1	1.12	
	RTV-118	1.03	1.04	1.07	
	RTV-511	1.11	1.18	1.31	2.5 @ 0.8
AS	RTV-560, 0.6% DBT	0.99	1.41	1.4	2.2 @ 0.8, 8.4 @ 2
	RTV-577	1.08	1.35	1.46	3.8 @ 0.8
	RTV-602	1.16	1.02	1.18	4.35 @ 0.8
	RTV-615, use with 4155 primer	1.08	1.02	1.1	1 @ 0.8
	RTV-616	1.06	1.22	1.29	2.2 @ 0.8
	RTV-630	1.05	1.24	1.3	
AS	SOAB	1.6	1.09	1.74	15.5 @ 1
JF	Silly Putty, very lossy, hard to measure	1	1	1	
JA	Sylgard 170, a silicon rubber	0.974	1.38	1.34	
JA	Sylgard 182	1.027	1.05	1.07	
JA	Sylgard 184	1.027	1.05	1.04	
JA	Sylgard 186	1.027	1.12	1.15	

جدول ب.٦: خواص صوتی مایعات

TABLE B.6  
Acoustic Properties of Liquids

Liquid	$V_i$ ( $10^3$ m/s)	$\Delta V/\Delta T$ (m/s°C)	$\rho$ ( $10^3$ kg/m <sup>3</sup> )	$Z_i$ (MRayl)	Loss, $\alpha$ (Np/cm)
Acetate, butyl	1.27		0.871	1.02	
Acetate, ethyl, $C_4H_8O_2$	1.19		0.9	1.069	
Acetate, methyl, $C_3H_6O_2$	1.21		0.934	1.131	
Acetate, propyl	1.18		0.891	1.05	
Acetone, $(CH_3)_2CO$ at 25°C	1.174	-4.5	0.791	1.07	54
Acetonitrile, $C_2H_3N$	1.29		0.783	1.01	
Acetonyl acetone, $C_6H_{10}O_2$	1.4		0.729	1.359	
Acetylendichloride, $C_2H_2Cl_2$	1.02		1.26	1.28	
Alcohol, butyl, $C_4H_9OH$ at 30°C	1.24		0.81	1.003	74.3
Alcohol, ethanol, $C_2H_5OH$ , at 25°C	1.207	-4	0.79	0.95	48.5
Alcohol, furfuryl, $C_5H_8O_2$	1.45		1.135	1.645	
Alcohol, isopropyl, 2-Propanol, at 20°C	1.17		0.786	0.92	92
Alcohol, methanol, $CH_3OH$ , at 25°C	1.103	-3.2	0.791	0.872	30.2
Alcohol, propyl (n) $C_3H_7OH$ at 30°C	1.22		0.804	0.983	64.5
Alcohol, t-amyl, $C_5H_9OH$	1.2		0.81	0.976	
Alkazene 13, $C_{13}H_{34}$	1.32		0.86	1.132	
Aniline, $C_6H_5NH_2$	1.69		1.022	1.675	
Argon, liquid at 87K	0.84		1.43	1.2	15.2
Benzene, $C_6H_6$ , at 25°C	1.295	-4.65	0.87	1.12	873
Benzol	1.33		0.878	1.16	
Benzol, ethyl	1.34		0.868	1.16	
Bromobenzene $C_6H_5Br$ at 22°C	1.167		1.522	1.776	1.63
Bromoform, $CHBr_3$	0.92		2.89	2.67	
t-Butyl chloride, $C_4H_9Cl$	0.98		0.84	0.827	
Butyrate, ethyl	1.17		0.877	1.03	
CARBITOL, $C_6H_{14}O_3$	1.46		0.988	1.431	
Carbon disulphide, $CS_2$ at 25°C	1.149		1.26	1.4448	
Carbon disulphide, $CS_2$ , 25°C, 3 GHz	1.31		1.221	1.65	10.1
Carbon tetrachloride, $CCl_4$ , at 25°C	0.926	-2.7	1.594	1.48	

## جدول ب.٦: ادامه خواص صوتی مایعات

M	Cesium at 28.5°C the melting point	0.967	1.88	1.82	
LB	Chloro-benzene, C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> Cl, at 22°C	1.304	1.106	1.442	167
M	Chloro-benzene, C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> Cl	1.3	1.1	1.432	
CRC, M	Chloroform, CHCl <sub>3</sub> , at 25°C	0.987	-3.4	1.49	1.47
M	Cyclohexanol, C <sub>6</sub> H <sub>12</sub> O	1.45		0.962	1.4
M	Cyclohexanone, C <sub>6</sub> H <sub>10</sub> O	1.42		0.948	1.391
M	Diacetyl, C <sub>4</sub> H <sub>8</sub> O <sub>2</sub>	1.24		0.99	1.222
M	1,3 Dichloroisobutane C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> Cl <sub>2</sub>	1.22		1.14	1.39
M	Diethyl ketone	1.31		0.813	1.07
M	Dimethyl phthalate, C <sub>8</sub> H <sub>10</sub> O <sub>4</sub>	1.46		1.2	1.758
M	Dioxane	1.38		1.033	1.425
CRC, M	Ethanol amide, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> NO, at 25°C	1.724	-3.4	1.018	1.755
CRC, M	Ethyl ether, C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> O, at 25°C	0.985	-4.87	0.713	0.7023
M	d-Fenchone	1.32		0.94	1.241
M	Florisilicone oil, Dow FS-1265	0.76			
M	Formamide, CH <sub>3</sub> NO	1.62		1.134	1.842
M	Furfural, C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O <sub>2</sub>	1.45		1.157	1.67
3m	Fluorinert FC-40	0.64		1.19	1.86
3m	Fluorinert FC-70	0.687		1.94	1.33
3m	Fluorinert FC-72	0.512		1.68	0.86
3m	Fluorinert FC-75	0.585		1.76	1.02
3m	Fluorinert FC-77	0.595		1.78	V
3m	Fluorinert FC-104	0.575		1.76	1.01
3m	Fluorinert FG-43	0.655		1.85	1.21
LB	Fluoro-benzene, C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> F, at 22°C	1.18		1.024	1.205
AS	Freon, TF	0.716		1.57	1.12
DR	Gallium at 30°C mp = 28.8°C (expands 3% when it freezes)	2.87		6.09	17.5
M	Gasoline	1.25		0.803	1
CRC	Glycerin - CH <sub>2</sub> OHCHOCH <sub>2</sub> OH, at 25°C	1.904	-2.2	1.26	2.34
M	Glycol, 2,3 butylene	1.48		1.019	1.511
M	Glycol, diethylene C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O <sub>3</sub>	1.58		1.116	1.77
CRC	Glycol: ethylene 1,2-ethanediol @ 25°C	1.658	-2.1	1.113	1.845
JA	Glycol: ethylene Preston II	1.59		1.108	1.76

(Continued)

## جدول ب.٦: ادامه خواص صوتی مایعات

TABLE B.6 (Continued)  
Acoustic Properties of Liquids

Liquid	$V_t$ ( $10^3$ m/s)	$\Delta V/\Delta T$ (m/s°C)	$\rho$ ( $10^3$ kg/m <sup>3</sup> )	$Z_i$ (MRay)	Loss, $\alpha$ (Np/cm)
Glycol; polyethylene 200	1.62		1.087	1.75	
Glycol; polyethylene 400	1.62		1.06	1.71	
Glycol; polypropylene (Polyglycol P-400) at 38°C	1.3				
Glycol; polypropylene (Polyglycol P-1200) at 38°C	1.3				
Glycol; polypropylene (Polyglycol E-200) at 29°C	1.57				
Glycol; tetraethylene C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O <sub>6</sub>	1.58				
Glycol; triethylene, C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> O <sub>4</sub>	1.61				
Helium-4, liquid at 0.4 K	0.238		0.147	0.035	
Helium-4, liquid at 2 K	0.227		0.145	0.033	
Helium-4, liquid at 4.2 K	0.183		0.126	0.023	
n-Hexane, C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> , liquid at 30°C	1.103		0.659	0.727	
n-Hexanol, C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> O	1.3		0.819	1.065	
Honey, Sue Bee Orange	2.03		1.42	2.89	
Hydrogen, liquid at 20 K	1.19		0.07	0.08	5.6
Iodo-benzene, C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> I, at 22°C	1.104		1.183	2.012	242
Isopentane, C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	0.992		0.62	0.615	
Kerosene	1.324	-3.6	0.81	1.072	
Linalool	1.4		0.884	1.23	
Mercury at 25.0°C	1.45		13.5	19.58	5.8
Mesityloxide, C <sub>6</sub> H <sub>16</sub> O	1.31		0.85	1.115	
Methyl ethyl ketone	1.21		0.805	0.972	
Methylene iodide	0.98				
Methyl naphthalene, C <sub>11</sub> H <sub>10</sub>	1.51		1.09	1.645	
Monochlorobenzene, C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> Cl	1.27		1.107	1.411	
Morpholine, C <sub>4</sub> H <sub>9</sub> NO	1.44		1	1.442	
Neon, liquid at 27 K	1.2		1.2	0.72	
Nicotin, C <sub>10</sub> H <sub>14</sub> N <sub>2</sub> , at 20°C	1.49		1.01	1.505	
Nitrobenzene, C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> NO <sub>2</sub> , at 25°C	1.463	-3.6	1.2	1.756	
Nitrogen, N <sub>2</sub> , liquid at 77 K	0.86		0.8	0.68	
Nitromethane CH <sub>3</sub> NC <sub>2</sub>	1.33		1.13	1.504	

## جدول ب.۷: خواص صوتی گازها

**TABLE B.7**  
**Acoustic Properties of Gases**

	Gas	$V_1 (10^3 \text{ m/s})$	$\Delta V/\Delta T (\text{m/s}^\circ\text{C})$	$\rho (\text{kg/m}^3)$	$Z_1 (\text{kRayl})$
CRC	Acetone vapor ( $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$ ) at $97.1^\circ\text{C}$	0.239	0.32		
CRC	Air: dry at $0^\circ\text{C}$	0.33145	0.59	1.293	0.4286
M	Air: at $0^\circ\text{C}$ , 25 atm	0.332			
M	Air: at $0^\circ\text{C}$ , 50 atm	0.335			
M	Air: at $0^\circ\text{C}$ , 100 atm	0.351			
M	Air: at $20^\circ\text{C}$	0.344			
M	Air: at $100^\circ\text{C}$	0.386			
M	Air: at $500^\circ\text{C}$	0.553			
CRC	Ammonia ( $\text{NH}_3$ ) at $0^\circ\text{C}$	0.415		0.771	0.32
CRC	Argon: at $0^\circ\text{C}$	0.319	0.56	1.783	0.569
CRC	Benzene vapor ( $\text{C}_6\text{H}_6$ ) at $97.1^\circ\text{C}$	0.202	0.3		
CRC	Carbon monoxide ( $\text{CO}$ ) at $0^\circ\text{C}$	0.338	0.6	1.25	0.423
CRC	Carbon dioxide ( $\text{CO}_2$ ) at $0^\circ\text{C}$	0.259	0.4	1.977	0.512
M	Carbon disulfate	0.189			
CRC	Carbon tetrachloride vapor ( $\text{CCl}_4$ ) @ $97.1^\circ\text{C}$	0.145			
CRC	Chlorine at $0^\circ\text{C}$	0.206		3.214	0.662
CRC	Chloroform: $\text{CH}(\text{Cl})_3$ at $97.1^\circ\text{C}$	0.171	0.24		
CRC	Deuterium at $0^\circ\text{C}$	0.89	1.6	0.19	0.1691
CRC	Ethane: $\text{C}_2\text{H}_6$ at $0^\circ\text{C}$	0.308		1.356	0.418
CRC	Ethylene: $\text{C}_2\text{H}_4$ at $0^\circ\text{C}$	0.317		1.26	0.4
CRC	Ethanol vapor: $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ at $97.1^\circ\text{C}$	0.269	0.4		
CRC	Ethyl ether: $\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$ at $97.1^\circ\text{C}$	0.206	0.3		
CRC	Helium at $0^\circ\text{C}$	0.965	0.8	0.178	0.172
CRC	Hydrogen at $0^\circ\text{C}$	1.284	2.2	0.0899	0.1154
CRC	Hydrogen bromide: $\text{HBr}$ at $0^\circ\text{C}$	0.2		3.5	0.7
CRC	Hydrogen chloride: $\text{HCl}$ at $0^\circ\text{C}$	0.296		1.639	0.485
CRC	Hydrogen iodide: $\text{HI}$ at $0^\circ\text{C}$	0.157		5.66	0.889
CRC	Hydrogen sulfide: $\text{H}_2\text{S}$ at $0^\circ\text{C}$	0.289		1.539	0.445
CRC	Methane: $\text{CH}_4$ at $0^\circ\text{C}$	0.43		0.7168	0.308
CRC	Methanol vapor: $\text{CH}_3\text{OH}$ at $97.1^\circ\text{C}$	0.335	0.46		
CRC	Neon: at $0^\circ\text{C}$	0.435		0.9	0.392
CRC	Nitric oxide: $\text{NO}$ at $10^\circ\text{C}$	0.324		1.34	0.434
CRC	Nitrogen: $\text{N}_2$ at $0^\circ\text{C}$	0.334	0.6	1.251	0.418
CRC	Nitrous oxide: $\text{N}_2\text{O}$ at $0^\circ\text{C}$	0.263	0.5	1.977	0.52
CRC	Oxygen: $\text{O}_2$ at $0^\circ\text{C}$	0.316	0.56	1.429	0.451
M	Oxygen: $\text{O}_2$ at $20^\circ\text{C}$	0.328		1.32	0.433
CRC	Sulfur dioxide: $\text{SO}_2$ at $0^\circ\text{C}$	0.213	0.47	2.927	0.623
M	Water vapor at $0^\circ\text{C}$	0.401			
M	Water vapor at $100^\circ\text{C}$	0.405			
CRC	Water vapor at $134^\circ\text{C}$	0.494			



# كتاب نامه

- [1] Selfridge, A. R., *Design and Fabrication of Ultrasonic Transducer Arrays*, PhD thesis, Stanford University, Stanford, CA, 1982. Available from University Microfilms, Ann Arbor, MI.
- [2] Krimholtz, R., Leedom, D. A., and Matthei, G. I., New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducers, *Electron. Lett.*, 6, 398, 1970.
- [3] Mason, W. P., *Electromechanical Transducers and Wave Filters*, Van Nostrand, Princeton, NJ, 1948.
- [4] Fraser, J. D., *The Design of Efficient Broadband Ultrasonic Transducers*, PhD thesis, Stanford University, Stanford, CA, 1979.
- [5] Measured by Alan Selfridge using a vector impedance meter and curve fitting techniques.
- [6] Vernitron Piezoelectric Division, *Piezoelectric Technol. Data Designers*, 216-232-8600.
- [7] Private correspondence with Murata.
- [8] As in Ref. 5 though later date.
- [9] ITT, *Reference Data for Radio Engineers*, 6th ed., H. W. Sams & Co. Indianapolis, IN, 1969.
- [10] Kino, G. S., *Acoustic Waves: Devices, Imaging and Analogue Signal Processing*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1987.
- [11] Same as in Ref. 5, except impedance data were measured using a Tektronix 2430 digitizing oscilloscope.
- [12] Auld, B. A., *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Wiley-Interscience, New York, 1973.

[13] Ristic, V. M., *Principles of Acoustic Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1983.

# نمایه

- برتونی و تامیر، ۱۸۷  
 برخوفسکیخ و گودین، ۱۵۷  
 بردار پواین‌تینگ، ۶۶، ۱۵۲  
 برشی حجمی، ۱۶۷  
 بریزیل، ۱۸۶  
 بریلوین، ۴۷، ۲۶، ۱۸۷  
 بکر و ریچاردسون، ۱۲۵  
 تابع توجیهی، ۱۰۷  
 تابع پله واحد، ۱۳۳  
 تابع گسترش نقطه، ۷۷  
 تانسور تنش، ۸۷  
 تانسور سفتی، ۱۳۹  
 تخمین کمی، ۳۳۲  
 تزویج مودها، ۳۳۵  
 تزویج کننده چند نواری، ۳۳۵  
 تصویربرداری تشدید مغناطیسی، ۱۴  
 تغییر داپلر، ۱۱۹  
 تلفات کاذب، ۳۱۳  
 تنش مماسی، ۸۹  
 توری یکنواخت، ۳۳۵  
 ثابت دی الکتریک، ۴۵۲  
 ثابت گرونایزن، ۱۰۸، ۱۰۷  
 حامل‌های سیار، ۴۱۳  
 حلقه قفل فاز، ۳۱۹  
 خرز، ۱۰۹  
 خط تاخیری، ۱۰۴  
 دسی بل، ۶۸  
 دمای دیبای، ۱۰۸  
 دوطرفه، ۲۴۸  
 رام اس تایتانیک، ۱۱
- آلد، ۲۱۲  
 آینه وار، ۱۳۲  
 اتساع، ۸۱  
 اختلال، ۴۲  
 اخیز، ۱۰۷  
 ارزیابی غیر مخرب، ۲۹۹، ۲۳  
 ارزیابی غیرمخرب، ۵۵۱، ۳۶۴، ۲۱۹  
 استراحت (آرامش)، ۶۶  
 اسکاج، ۱۸۶  
 اصل هویگنس، ۱۴۰  
 اغتشاش، ۴۱۳  
 افت عبوری، ۴۸۲، ۳۳۷، ۳۱۱، ۳۰۹، ۳۰۵  
 افزونگی، ۲۳۳  
 الکترواستریکشن، ۲۴۸  
 امواج آکوستیک سطحی، ۱۷۵  
 امواج توده‌ای، ۵۵  
 امواج حجمی، ۱۹۰، ۱۷۶  
 امواج سر، ۱۹۰  
 امواج صوتی حجیم، ۲۳  
 امواج صوتی سطحی، ۲۱۹، ۱۳  
 امواج ضربه‌ای، ۲۸۴، ۲۷۸  
 امواج لمب، ۱۹۵  
 امواج لمب تعمیم‌یافته، ۲۲۲  
 انحراف کروی، ۴۶۸  
 انسور کرنش، ۷۷  
 اوبرال، ۲۰۲  
 اوئیل، ۱۳۴  
 ایوینگ، ۱۹۰  
 باردین، کوپر و شریفر، ۲۱  
 بافل، ۱۲۳

- فیلتر میان گذر، ۳۴۰  
 قاعده رائو، ۶۰  
 قانون اسنل، ۱۵۵  
 لازارو آسپالانزانی، ۱۴  
 لانگوین، ۱۱  
 لاو، ۲۱۹  
 لاج، ۱۸۶  
 لرد ریلی، ۱۷۵، ۱۰۴، ۱۳  
 لوب اصلی (گلبرگ اصلی)، ۱۲۵  
 لوه، ۲۲۸  
 ماده چگال، ۲۱  
 مادون صوت، ۲۰۳  
 مبدل، ۲۱  
 مبدل بین دیجیتالی، ۲۳  
 مبدل های بین دیجیتالی، ۱۷۵  
 محو شدن، ۲۲۵  
 محو شونده، ۲۲۵  
 مخروط نمایی، ۲۵  
 مداخله جراحی، ۱۴  
 مدل فبری-پرو، ۳۴۵  
 مدل وویگت، ۱۱۱  
 مدول حجمی، ۶۰  
 معادله ریلی-پلست، ۲۶۰  
 معادله مشخصه، ۱۷۸  
 معادله کریستوفل، ۲۴۲  
 موت، ۱۸۶  
 موج استونلی، ۱۷۶  
 موج شولت، ۴۲۵  
 موج صوتی حجیم، ۲۹۹  
 موج صوتی سطحی، ۳۲۷  
 موج لمب نشته، ۲۰۲  
 موج محو شونده، ۱۸۵، ۲۰۳  
 موج نشته، ۱۷۶  
 موجبر گوهای، ۲۳۶  
 موجبرهای مویرگی، ۲۳۶  
 مود هدایت شده، ۱۰۳  
 مودهای جعلی، ۳۱۷  
 مودهای حجمی، ۱۰۳  
 رابطه آرنیوس، ۳۶۹  
 رابطه ریلی، ۱۳۲  
 ردیابی، ۸۱  
 رزونانس اصلی، ۳۰۳  
 روابط ساختاری، ۲۴۹  
 روزنہ عددی، ۱۳۶  
 روزنہ نسبی، ۱۳۶  
 رویر و دیولزاینت، ۱۹۶  
 ریستیک، ۱۸۰  
 زنر، ۱۰۸  
 سسارگو، ۲۰۶  
 سطح گندی، ۱۶۳  
 سونولومینسانس، ۱۸  
 سونولومینسانس چند حبابی، ۲۶۷  
 سیستم های مکانیکی میکروالکترونیک، ۳۶۳  
 شرایط مقید، ۳۰۲  
 شکم ها، ۱۵۰  
 صفحه سازیتال، ۱۰۳  
 ضرایب لامه، ۱۸۵  
 ضربان، ۳۸  
 ضریب دمای تاخیر، ۳۳۸  
 ضریب محافظت دیباي، ۲۹۰  
 ضریب نفوذ، ۳۶۹  
 عدد عملکرد، ۳۷۴  
 عمق ریلی، ۱۸۴  
 عمق کانون، ۱۳۶  
 فراتون، ۳۷۹، ۳۱۹  
 فرانز، ۲۰۵  
 فرانهوفر، ۱۲۳  
 فرضیه تفکیک، ۲۷۲  
 فرکانس تشید اسمی، ۳۷۳  
 فرکانس ثابت، ۱۵  
 فرکانس متوسط (IF)، ۳۴۶  
 فرکانس مینارت، ۲۶۱  
 فشار آستانه بليک، ۲۶۰  
 فشار کششی، ۸۹  
 فناوری مدارات يکپارچه، ۳۲۲  
 فون اشمیت، ۱۹۰

- پای، ۱۵  
پراکنده ساز، ۴۲  
پراکنده‌گی، ۴۷  
پراکنده‌گی مرز دانه‌ای، ۳۱۰  
پراکنده‌گی می، ۲۷۷  
پسمند، ۱۱۰  
پشته، ۳۶۵  
پلتیر، ۴۴۹  
پلی‌تروپیک، ۲۶۰  
پواین‌تینگ، ۱۸۰  
پیزوالکتریک، ۲۴۸  
کاردیوئید، ۱۳۱  
کونیگ، ۱۹  
کینو، ۱۳۳  
گالتون، ۱۹  
گراف، ۱۹  
گریفین، ۱۵  
گسیل صوتی، ۲۷۷  
گوس و هنچن، ۱۸۶  
گیبس، ۸۴
- مودهای ریلی مانند، ۲۲۲  
مودهای پرکننده، ۲۰۶  
مودهای گالری نجوا، ۲۰۵  
مورس، ۱۳۰  
مولد تابع، ۲۷۳  
مگنتواستریکشن، ۲۴۸  
میراکننده (داشپات)، ۳۳  
میزرهای هیدروژن فعال، ۳۱۷  
میکروسکوپ آکوستیک روبشی، ۲۳  
میگوی ضربه زن، ۱۴  
ناحیه هایپرسونیک، ۱۲  
ناخالص‌سازی، ۳۶۸  
نامتناوب، ۳۸  
ناهمسانگرد، ۷۸  
نسبت موج ساکن، ۱۵۲  
نظریه صدا، ۲۰  
نظریه پرتو، ۱۳۳  
نفوذ اصلاح شده، ۲۶۴  
نوسانگرهای کریستالی (XO)، ۳۱۵  
نویبائور، ۱۸۶  
نپر، ۶۸  
نیروهای بیرکنس، ۲۶۳  
نیمه هادی دوقطبی، ۳۶۹  
نیمه‌هادی اکسید فلزی، ۳۶۹  
حال، ۷۲  
هاizenبرگ، ۴۹  
هشدار کاذب، ۴۲۷  
helmholtz، ۸۴  
همبستگی متقابل، ۱۵  
همدما، ۶۰  
هیدروفون، ۱۸  
وضوح (قابلیت تفکیک)، ۱۳۵  
وضوح جانبی، ۱۳۳  
وضوح مکانی، ۱۳۵  
ویلیامز، ۱۳۴  
پاشنده، ۴۲، ۱۹۵  
پالس پژواک، ۳۰۶  
پاپاداکیس، ۱۰۹