

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Обращение волнового фронта ультразвуковых пучков

А.П. Брысев, Л.М. Крутянский, В.Л. Преображенский

Отражено современное состояние проблемы обращения волнового фронта (ОВФ) в акустике. Обсуждены принципы формирования ультразвуковых волн с обращенным фронтом. Основное внимание уделено параметрическому методу ОВФ ультразвука с помощью электромагнитной накачки в твердом теле. Детально рассмотрен запороговый параметрический режим ОВФ с гигантским усилением. ОВФ ультразвука с усилением свыше 80 дБ продемонстрировано на примере параметрического усилителя на основе магнитомягкой керамики. Представлены подтверждения высокого качества запорогового параметрического ОВФ звука, полученные методом акусто-оптической визуализации. Приведены результаты наблюдений проявления эффекта ОВФ в акустике: аномального отражения звука от ОВФ-зеркала, автофокусировки и самонацеливания обращенных звуковых пучков на различные объекты в жидкости. Приведены последние экспериментальные результаты, демонстрирующие прикладные возможности ОВФ звука.

PACS numbers: 42.65.Hw, 43.25.-x, 43.35.-c

Содержание

1. Введение (877).
 2. Принципы формирования ультразвуковых волн с обращенным фронтом (878).
 3. Параметрическое обращение волнового фронта звука в твердых телах (879).
 4. Запороговый режим гигантского усиления при параметрическом ОВФ ультразвука в магнитной керамике (880).
 5. Акустооптическая визуализация обращенных ультразвуковых пучков в твердом теле (883).
 6. ОВФ и автофокусировка ультразвуковых пучков в системе жидкость – твердотельная параметрически активная среда (884).
 7. Самонацеливание параметрически обращенных ультразвуковых пучков на регулярные и случайные рассеивающие объекты в жидкости (887).
 8. Прикладные возможности ультразвуковых пучков с обращенным волновым фронтом (888).
 9. Заключение (889).
- Список литературы (889).

1. Введение

Проблема обращения волнового фронта (ОВФ) ультразвука давно привлекает к себе внимание своеобразием физических свойств обращенных волновых пучков и теми уникальными возможностями, которые открывает применение техники ОВФ в физических исследованиях, неразрушающем контроле, технологии и медицине.

А.П. Брысев, Л.М. Крутянский, В.Л. Преображенский
Институт общей физики РАН,
117942 Москва, ул. Вавилова 38, Россия
Тел. (095) 952-12-24
E-mail: brysev@orc.ru, krut@orc.ru

Статья поступила 30 декабря 1997 г.

Начало систематическому исследованию физических методов ОВФ в применении к акустике жидкостей было положено в работах [1–3]. В последнее десятилетие в экспериментах по акустическому ОВФ был достигнут тот существенный прогресс, который позволяет выделить исследования в этой области в отдельное направление физической акустики. Настоящий обзор имеет целью отразить современное состояние проблемы и тенденции развития физики и техники обращенных ультразвуковых пучков.

Как известно, под обращением волнового фронта понимается такое преобразование волнового поля, при котором направление распространения волн меняется на противоположное с сохранением первоначального пространственного распределения амплитуд и фаз [4]. В отличие от обычного зеркального отражения, соответствующего инверсии одной из пространственных координат, ОВФ представляет собой преобразование инверсии времени. Принципиальная возможность его реализации обеспечивается инвариантностью уравнений волнового поля в прозрачной среде по отношению к изменению знака времени. Преобразованию инверсии времени соответствует так называемое фазовое сопряжение спектральных компонент поля: $\tilde{U}_\omega(\mathbf{r}) = U_\omega^*(\mathbf{r})$ или для фаз $\tilde{\varphi}(\mathbf{r}) = -\varphi(\mathbf{r})$. В свою очередь фазовое сопряжение соответствует смене знака волновых векторов в пространственном спектре поля. Если

$$U_\omega(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}}(\omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (1.1)$$

$$\tilde{U}_\omega(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}(\omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (1.2)$$

то при этом

$$B_{\mathbf{k}}(\omega) = A_{-\mathbf{k}}^*(\omega). \quad (1.3)$$

Преобразование ОВФ в линейной и стационарной среде может включать в себя пространственно одномерное

изменение интенсивности волнового поля и постоянную временную задержку. В зависимости от того, каким способом достигается эффект ОВФ в условиях эксперимента, о нем говорят или как о преобразовании обращения времени, или как о волновом фазовом сопряжении.

При всей общности идеи обращения фронта волн различной природы ОВФ в акустике отличается существенная специфика, обусловленная волновыми свойствами акустических сред, взаимодействиями, участвующими в процессе ОВФ, пространственно-временной структурой акустических пучков, подлежащих обращению, и, наконец, практическими задачами, в решении которых перспективно использование явления ОВФ.

Для приложений представляют интерес практически все известные проявления акустического ОВФ. К наиболее важным из них можно отнести компенсацию фазовых искажений в неоднородной акустически прозрачной среде, включая компенсацию акустических потерь на упругое рассеяние, автофокусировку или "самонацеливание" ультразвуковых пучков на рассеивающие объекты, безлинзовое формирование акустических изображений. Реализацию указанных эффектов схематически иллюстрируют рис. 1, 2.

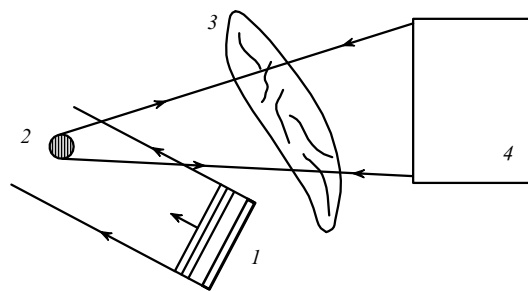


Рис. 1. Схема автофокусировки, или "самонацеливания" ультразвуковых пучков с использованием эффекта ОВФ: 1 — источник ультразвуковых волн; 2 — объект; 3 — фазово-неоднородная среда; 4 — ОВФ-зеркало.

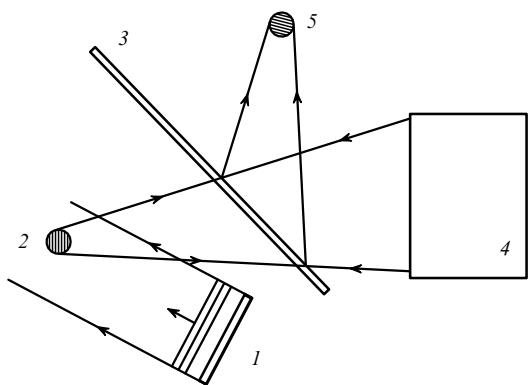


Рис. 2. Схема безлинзового формирования акустических изображений с использованием эффекта ОВФ: 1 — источник ультразвуковых волн; 2 — объект; 3 — акустическое полупрозрачное зеркало; 4 — ОВФ-зеркало; 5 — действительное изображение объекта.

Ключевым вопросом для практических применений акустического ОВФ является рациональный выбор физического принципа формирования обращенной волны. В следующем разделе кратко анализируются основные известные подходы к решению задачи ОВФ звуковых волн в жидкостях.

2. Принципы формирования ультразвуковых волн с обращенным фронтом

Обращение фронта звуковых волн при относительно низких частотах может быть реализовано с помощью многоканальных приемоизлучающих антенных решеток. Поканальное радиоэлектронное управление временем задержки принимаемого сигнала позволяет смоделировать на решетке амплитудно-фазовое распределение, соответствующее волне с обращенным фронтом. В последние годы этот подход получил реальное техническое воплощение [5, 6]. Современные микропроцессорные техника и технология матричных пьезопреобразователей дают возможность реализовать ОВФ-системы с сотнями элементов решетки и с рабочей частотой около 5 МГц [7]. К их достоинствам следует отнести отсутствие принципиальных ограничений на вид обрабатываемых импульсных сигналов и возможность целенаправленного корректирования синтезируемого амплитудно-фазового распределения. Однако радиоэлектронные системы такого типа продолжают оставаться исключительно сложными в управлении, громоздкими и дорогостоящими.

Определенное упрощение управления и возможность работы в реальном масштабе времени достигаются в многоканальных системах параметрического типа [8, 9]. Принцип их действия аналогичен ОВФ отражающей поверхностью, осциллирующей с удвоенной частотой [10–12]. Амплитуды фазово-сопряженных акустических волн, возникающих при таком отражении, обычно малы из-за отсутствия накапливающихся параметрических эффектов. В радиоэлектронной параметрической системе квазигармонический сигнал с отдельного приемного преобразователя электронным способом смешивается с накачкой двойной частоты, в результате чего в каждом канале формируется фазово-сопряженный сигнал. При этом пространственное распределение фазы по решетке повторяет распределение в падающей волне. Развязка входа и выхода достигается за счет использования в каждом канале двух близко расположенных пьезопреобразователей, работающих соответственно на прием и излучение. На данном принципе было реализовано одномерное ОВФ-зеркало из 20-ти элементов на частоту 300 кГц [8]. Однако из-за резкого усложнения конструкции параметрической решетки с повышением рабочей частоты и переходом на двумерные матрицы устройства такого типа не получили сколько-нибудь широкого распространения.

Альтернативные, физические принципы ОВФ в применении к акустике анализировались в работах [1–3, 13, 14]. Основное внимание при этом было сосредоточено на таких процессах, в которых формирование обращенных звуковых волн сопровождалось бы их усилением. По аналогии с нелинейной оптикой [15, 16] были рассмотрены механизмы обращения, использующие собственную нелинейность акустической среды. Как известно, к ОВФ в нелинейной среде могут приводить четырехволновые взаимодействия голографического и параметриче-

ского типа. В голографическом механизме информация об амплитудно-фазовом распределении в сигнальной волне записывается в процессе ее взаимодействия с волной накачки той же частоты. Запись осуществляется в виде пространственно неоднородного квазистатического возмущения среды. Обращенная волна генерируется при считывании динамической голограммы второй волной накачки, распространяющейся навстречу записывающей волне. В параметрическом механизме встречные волны накачки порождают пространственно однородную модуляцию параметров среды на удвоенной частоте. Обращенная волна возникает как результат параметрического взаимодействия переменного возмущения среды распространения с сигнальной волной. И голографический, и параметрический механизмы принципиально позволяют генерировать обращенную волну, усиленную по отношению к падающей.

Однако, как отмечалось в работах [3, 17], практическую реализацию ОВФ на гидродинамической нелинейности в обычных жидкостях затрудняет характерная для нелинейной акустики в целом [18] особенность, связанная с отсутствием дисперсии ультразвука. При интенсивности волн накачки, достаточно большой для заметного эффекта ОВФ, прежде всего развиваются процессы перекачки энергии "вверх" по спектру, приводящие к образованию пилообразных волн. Для внесения дисперсии и усиления нелинейности предлагалось использование жидкостей, содержащих пузырьки воздуха [19]. Экспериментально в системе такого типа наблюдался невырожденный трехволновый процесс генерации обращенной волны с эффективностью около 1 % [20]. Рассматривалось использование температурной нелинейности, применимой, однако, для целей ОВФ лишь в специальных случаях сильно вязких жидкостей [21]. В работах [3, 22] обсуждался голографический механизм ОВФ в жидкостях, содержащих взвешенные частицы или пузырьки газа, способные упорядочиваться под действием акустических пондеромоторных сил. Экспериментально обращение такого типа было реализовано в работе [22] с эффективностью около 1 %. В работах [23–25] был предложен и экспериментально реализован голографический механизм ОВФ, использующий нелинейность радиационного давления звука на поверхность раздела жидкость–газ. Эффективность обращения в воде при этом составила около 5 % и ограничивалась побочными нелинейными эффектами искажения поверхности, обусловленного самофокусировкой звука. Подбором условий эксперимента эффективность ОВФ удалось увеличить до уровня, близкого к единице, и позволило наблюдать эффект активного гашения звукового поля с помощью ОВФ, ранее рассмотренный в [26].

Кардинальное изменение в подходе к проблеме ОВФ звука было связано с отказом от использования акустической накачки для модуляции параметров среды. На перспективность создания параметрических ОВФ-усилителей, использующих однородную модуляцию скорости звука переменными полями неакустической природы, указывалось еще в работе [1]. Однако поиск соответствующих механизмов в реальных жидкостях до настоящего времени не дал желаемого практического результата. Значительно более продуктивными оказались исследования методов ОВФ ультразвука с помощью твердотельных электро- и магнито-акустически активных сред.

3. Параметрическое обращение волнового фронта звука в твердых телах

О первых наблюдениях генерации обращенных звуковых волн в твердом теле сообщалось еще тридцать лет назад [27]. В дальнейшем эффекты акустического ОВФ в кристаллах неоднократно обсуждались, главным образом в связи с исследованиями явлений фононного эха. Обширная библиография по данному вопросу содержится в обзорах и монографиях [28–33]. Постановка задачи создания акустических параметрических ОВФ-усилителей стимулировала поиск механизмов динамического управления акустическими параметрами твердых тел, способных обеспечить необходимую эффективность обращения ультразвука.

Простейшим способом реализации акустического ОВФ в твердом теле является модуляция скорости звука переменным электромагнитным полем. Различие на пять порядков скоростей акустических и электромагнитных волн позволяет легко создать электромагнитную накачку, практически однородно распределенную в активной области среды и захватывающую большое число длин волн звука. Генерацию обратной волны при этом можно интерпретировать как результат распада фотона с частотой ω_p и волновым вектором $\mathbf{k} \sim 0$ на два фонона с противоположными волновыми векторами $\mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}_1$ и частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p/2$. Диаграмма, иллюстрирующая законы сохранения энергии и импульса в таком процессе, приведена на рис. 3 [28, 33].

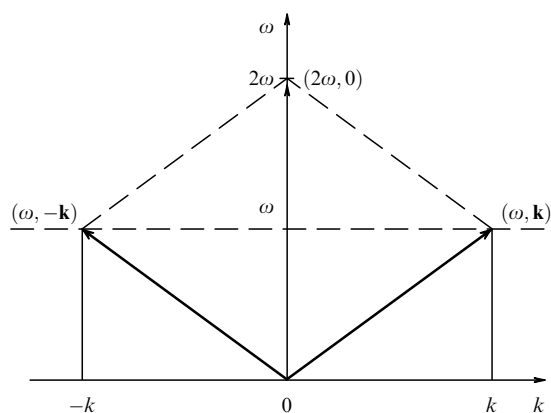


Рис. 3. Векторная диаграмма законов сохранения энергии и импульса при параметрическом взаимодействии фононов с электромагнитным полем накачки.

Отношение K стационарных амплитуд обращенной и сигнальной плоских волн, распространяющихся в акустически прозрачном параметрически активном слое толщиной L , выражается простой формулой [2, 15, 16]

$$K = \tan \left(\frac{\Delta v}{v} k L \right), \quad (3.1)$$

где $k = |\mathbf{k}|$, $\Delta v/v$ — относительная глубина модуляции скорости звука.

Глубина модуляции определяется напряженностью поля накачки и эффективностью его связи с кристаллической решеткой твердого тела. В пьезоэлектриках основным механизмом модуляции является нелинейный пье-

зоэффект [34, 35]. Электроакустическая нелинейность наиболее ярко проявляется в сегнетоэлектриках [28, 29, 36–38]. При этом экспериментально достижимая глубина модуляции скорости звука переменным электрическим полем обычно не превосходит долей процента [34, 39, 40]. Коэффициенты нелинейного пьезоэффекта могут заметно возрасти вблизи сегнетоэлектрических фазовых переходов благодаря взаимодействию звука с критической мягкой модой [28, 41, 42].

Использование взаимодействия звука с мягкими модами коллективных возбуждений иной физической природы значительно расширяет возможности применения твердых тел для целей акустического ОВФ. Так, в магнетиках взаимодействие переменного магнитного поля с кристаллической решеткой опосредовано спиновыми возбуждениями. Акустические волны при этом существуют в форме в той или иной мере связанных магнитоупругих волн. Достижимая глубина модуляции скорости звука магнитным полем определяется величиной магнитострикции и динамическими особенностями спиновой подсистемы. Она практически может составлять единицы и даже десятки процентов. Связь проявляется наиболее сильно в условиях пересечения спектров звуковых и спиновых волн (магнито-акустический резонанс) [43–45]. Вне резонанса связь может существенно возрастать также вблизи спин-переориентационных переходов, когда одна из магнитных ветвей спектра становится критической мягкой модой [46–49]. При этом акустические возбуждения (квазифононы) содержат существенную примесь спиновой компоненты, что обеспечивает высокую чувствительность акустических параметров к изменениям магнитного поля и кардинально меняет всю гамму акустических свойств вещества [49, 50]. В антиферромагнетиках релятивистская магнот-фононная связь дополнительно усиливается обменным взаимодействием [51–53]. Сильное влияние магнитного поля на скорость звука обнаруживается в магнитострикционных ферритах [54], ряде редкоземельных соединений с гигантской магнитострикцией [55, 56] и некоторых аморфных сплавах [57].

Еще одним примером взаимодействия звука с коллективными возбуждениями твердого тела может служить фонон-плазмонное взаимодействие в полупроводниках, приводящее к ОВФ в условиях модуляции параметров полупроводниковой плазмы переменным электрическим полем или модулированной оптической накачкой [58–67].

При заданной глубине модуляции скорости звука эффективность параметрического ОВФ-преобразования растет с ростом отношения длины области взаимодействия к длине акустической волны, а при фиксированном размере активной области — с ростом частоты. В работе [27] параметрическое обращение бегущей акустической волны наблюдалось на гиперзвуковых частотах ($f = 8,7$ и $4,59$ ГГц) в условиях магнито-акустического резонанса в монокристалле железо-иттриевого граната. При этом было зарегистрировано значительное, более 55 дБ, усиление обратной волны. В пьезоэлектриках генерация обратной волны была детально исследована на монокристалле ниобата лития также в гиперзвуковом диапазоне ($f = 1,43$ ГГц [34], $f = 0,55$ ГГц [68]). При этом усиление обратной волны достигало 67 дБ [34]. В последующих работах генерация обратных волн наблюдалась и в других пьезоэлектриках и пьезополупровод-

никах [40, 64, 69]. На частоте 128 МГц усиление обращенной поверхностной волны наблюдалось в слоистой структуре пьезоэлектрик–полупроводник [70].

Снижение частоты до ультразвукового диапазона ($f < 50$ МГц), представляющего основной интерес для приложений ОВФ, сопровождается существенным снижением эффективности преобразования. В последние годы интенсивно исследуется возможность использования ЦТС-пьезокерамики для целей параметрического ОВФ объемных ультразвуковых волн [39, 71, 72]. Подбором поляризующего поля и сторонних механических напряжений эффективность ОВФ-преобразования в пьезокерамике удалось увеличить до 30 % на частоте 10 МГц [72].

Существенное параметрическое усиление объемной обращенной волны ультразвукового диапазона, достигавшее 35 дБ на частоте 30 МГц, было реализовано на антиферромагнитном монокристалле гематита [73]. Ранее на этом веществе наблюдались параметрическое возбуждение стоячих звуковых волн переменным магнитным полем [74] и невырожденная генерация обратной бегущей ультразвуковой волны в поле акустической накачки [75]. В последнем случае генерация была обусловлена аномально сильным трехволновым взаимодействием связанных магнитоупругих возбуждений [76].

Исключительно высокая эффективность параметрического обращения бегущей ультразвуковой волны была экспериментально обнаружена в магнитострикционной керамике на основе никелевого феррита [77]. Коэффициент усиления обратной волны на частоте 30 МГц превысил 80 дБ при абсолютной величине ее интенсивности, составившей по оценкам сотни ватт на квадратный сантиметр. Возможность генерации обращенных ультразвуковых волн высокой интенсивности с помощью поликристаллических материалов представляет особый интерес, так как современная керамическая технология позволяет изготавливать активные элементы для ОВФ-устройств практически любых размеров и форм, которые могут потребоваться в конкретных приложениях.

Во всех случаях, когда экспериментально наблюдалось существенное усиление обратной бегущей волны в твердом теле [34, 70, 73, 77, 78], уровни накачки превышали порог абсолютной параметрической неустойчивости фононов (или квазифононов), определяемый условием $(\Delta v/v)kL = \pi/2$. По этой причине именно запороговый режим ОВФ привлекает к себе в настоящее время наибольшее внимание. В следующем разделе рассмотрены основные его особенности, определяющие динамику усиления и качество воспроизведения амплитудно-фазового распределения поля сигнальной волны.

4. Запороговый режим гигантского усиления при параметрическом ОВФ ультразвука в магнитной керамике

Параметрическое взаимодействие ультразвуковых пучков в твердом теле в рамках приближенной теории дифракции описывается системой уравнений [79]

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\lambda, \mathbf{k}} \nabla) \right] A_{\lambda, \mathbf{k}} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \omega_{\lambda, \mathbf{k}}}{\partial k_i \partial k_j} \frac{\partial^2 A_{\lambda, \mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}_i \partial \mathbf{r}_j} =$$

$$= i h_p(\mathbf{r}, t) \sum_{\mathbf{v}} \Psi_{\lambda, \mathbf{k}}(\mathbf{k}) A_{\mathbf{v}, -\mathbf{k}}^* \exp [i(\omega_p - \omega_{\lambda, \mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{v}, \mathbf{k}})t], \quad (4.1)$$

где $A_{\lambda, \mathbf{k}}$ — комплексная амплитуда акустической моды (λ) с волновым вектором \mathbf{k} , $\omega_{\lambda, \mathbf{k}}$ и $\mathbf{v}_{\lambda, \mathbf{k}}$ — собственная частота и групповая скорость моды соответственно, $h_p(\mathbf{r}, t)$ — медленная амплитуда поля параметрической накачки с частотой ω_p , $\Psi_{\lambda, \mathbf{v}}(\mathbf{k})$ — амплитуда взаимодействия:

$$\Psi_{\lambda, \mathbf{v}}(\mathbf{k}) = - \left(\mathbf{n} \frac{\partial}{\partial \mathbf{H}} \right) \hat{c}(\mathbf{H}) \frac{\hat{a}(\mathbf{k}) \hat{a}^v(\mathbf{k})}{2\rho \sqrt{\omega_{\lambda, \mathbf{k}} \omega_{\mathbf{v}, \mathbf{k}}}}, \quad (4.2)$$

\mathbf{n} — единичный вектор в направлении поля накачки, \mathbf{H} — напряженность внешнего магнитного (электрического) поля, $\hat{c}(\mathbf{H})$ — матрица эффективных модулей упругости, ρ — плотность материала, $\hat{a}(\mathbf{k}) = (e_{\lambda i k_j} + e_{\lambda j k_i})/2$, $\mathbf{e}_{\lambda, \mathbf{k}}$ — вектор поляризации. В резонансном случае ($\omega_p = 2\omega_{\lambda, \mathbf{k}}$, $\mathbf{v} = \lambda$) для встречных пучков, распространяющихся в плоском активном слое ($0 < z < L$), поперечные фурье-компоненты акустического поля $A_{\mathbf{q}}$ и $B_{\mathbf{q}}$ связаны той же системой одномерных параметрических уравнений, что и амплитуды коллинеарных плоских волн [34, 80]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{\mathbf{q}}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial A_{\mathbf{q}}}{\partial z} - h(t) B_{\mathbf{q}}^* &= 0, \\ \frac{\partial B_{\mathbf{q}}}{\partial t} - \mathbf{v} \frac{\partial B_{\mathbf{q}}}{\partial z} - h(t) A_{\mathbf{q}}^* &= 0, \end{aligned} \quad (4.3)$$

где

$$\begin{aligned} A_{\mathbf{q}} &= \exp \left(i \frac{\alpha q^2}{v} z \right) \int d\mathbf{r}_{\perp} A_{\lambda, \mathbf{r}} \exp(-i\mathbf{q} \mathbf{r}_{\perp}), \\ B_{\mathbf{q}}^* &= i \exp \left(i \frac{\alpha q^2}{v} z \right) \int d\mathbf{r}_{\perp} A_{\lambda, -\mathbf{k}}^* \exp(-i\mathbf{q} \mathbf{r}_{\perp}). \end{aligned}$$

Здесь $\alpha = (1/2)\partial^2 \omega_k / \partial q^2$, \mathbf{r} — координата в поперечном сечении пучка, $v = (\mathbf{v}_{\lambda, \mathbf{k}})_z$, $h(t) = h_p(t) \Psi_{\lambda, \lambda}(\mathbf{k})$. Система (4.3) обычно дополняется граничными условиями $A_{\mathbf{q}}(z=0) = A_{\mathbf{q}}^0(t)$, $B_{\mathbf{q}}(z=L) = 0$, где $A_{\mathbf{q}}^0(t)$ — амплитуда сигнальной волны на входе активного слоя. Исчерпывающий анализ задачи (4.3) применительно к накачке постоянной амплитуды выполнен в работе [80]. Коэффициент усиления $K = |B_{\mathbf{q}}(z=0)/A_{\mathbf{q}}^0|$, определяемый как отношение амплитуд обращенной и падающей волн в сечении $z=0$, для немодулированных волн ($\partial/\partial t = 0$) имеет вид (3.1). Ограничение амплитуды обеспечивается балансом энергии, поступающей за единицу времени в активную зону от источника накачки, и энергии, выносимой из активной зоны прямой усиленной и обращенной волнами. Независимость параметров системы (4.3) от поперечного волнового вектора \mathbf{q} обеспечивает воспроизведение в обращенном поле амплитудно-фазового распределения сигнальной волны. Учет высших дифракционных поправок к системе (4.3), выполненный в работе [81], показал, что специфические искажения амплитудно-фазового распределения малы по параметру $\pi v \tau / 2L(ka)^2 \ll 1$, где τ — длительность накачки, a — апертура падающего пучка.

При достаточно большой глубине модуляции скорости звука, когда $h > h_c = \pi v / 2L$, потери на вынос энергии не могут скомпенсировать накачку, и система становится абсолютно неустойчивой. За порогом неустойчивости процесс генерации обратной волны становится нестационарным. Ограничение амплитуды возникает либо за счет конечной длительности накачки, либо за счет нелинейных процессов, развивающихся с ростом интенсивности

взаимодействующих волн. Квазилинейная и нелинейная стадии запорогового усиления отчетливо наблюдаются в экспериментах [70, 79, 82, 83].

На рисунке 4 представлены осциллограммы, полученные в первых экспериментах по исследованию запорогового режима ОВФ ультразвука в магнитной керамике [77]. Результаты получены на образце с размерами $3,5 \times 7,0 \times 30,0$ мм в стандартной геометрии параметрической генерации обратной плоской волны. В качестве сигнальной использовалась сдвиговая ультразвуковая волна в виде импульса длительностью 3–50 мкс и частотой 28 МГц. Волна излучалась пьезопреобразователем в направлении, параллельном длинной стороне образца. В том же направлении прикладывалось постоянное подмагничивающее поле \mathbf{H} . Радиоимпульс поля параллельной параметрической накачки $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ удвоенной звуковой частоты создавался с помощью катушки индуктивности длины $L = 5$ мм, намотанной на образец в его средней части. При оптимальном для данного образца подмагничивании ($H \cong 250$ Э) и достаточно высоком напряжении накачки $V_p = 2$ кВ на преобразователе регистрировался сигнал обратной волны со всеми особенностями, характерными для запорогового режима ОВФ (см. рис. 4). Непосредственно вслед за импульсом обратной волны, излученным за время распространения сигнальной волны по активной зоне, формируется аномальный эхо-сигнал, амплитуда которого резко нарастает с ростом длительности накачки (см. рис. 4б,в).

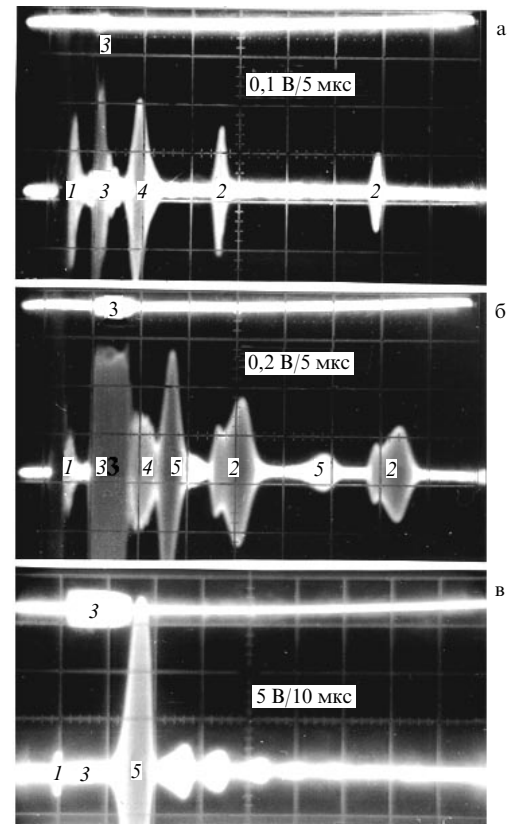


Рис. 4. Осциллограммы сигналов на пьезопреобразователе (нижний луч) и на выходе источника накачки (верхний луч): 1 — входной импульс; 2 — отражения от торцов образца; 3 — импульс накачки; 4 — импульс начальной стадии ОВФ; 5 — импульс ОВФ в режиме гигантского усиления [77].

Такое развитие процесса усиления обратной волны на начальной стадии качественно аналогично наблюдавшемуся ранее запороговому усилению на гиперзвуковых частотах в ниобате лития [34]. Оно вполне укладывается в рамки нестационарной линейной теории [78, 80], согласно которой для δ -образного входного сигнала и времен, не превосходящих времени двойного пробега волны по активной зоне ($t < T = 2L/v$), решение системы (4.3) имеет вид

$$B^*(z=0, t) = -\frac{A_0}{t} I_1(ht). \quad (4.4)$$

На интервале времени $T < t < 2T$ эхо-отклик описывается соотношением

$$B^*(z=0, t) = -\frac{A_0 h}{2} \left[\frac{2}{ht} I_1(ht) - I_0(h\sqrt{t^2 - T^2}) + 2\frac{t-T}{t+T} I_2(h\sqrt{t^2 - T^2}) - \left(\frac{t-T}{t+T} \right)^2 I_4(h\sqrt{t^2 - T^2}) \right], \quad (4.5)$$

где $I_n(ht)$ — модифицированные функции Бесселя. При $h > h_c$ решение (4.5) описывает экспоненциально нарастающую амплитуду обратной волны. Несмотря на то что к моменту $t > T$ входной сигнал успевает покинуть активную зону, фазовая синхронизация прямой и обратной волн сохраняется и на стадии формирования гигантского эхо-сигнала. В соответствии с данными эксперимента [79] (рис. 5) в дальнейшем (при $t > 3T$) квазилинейный режим сменяется насыщением.

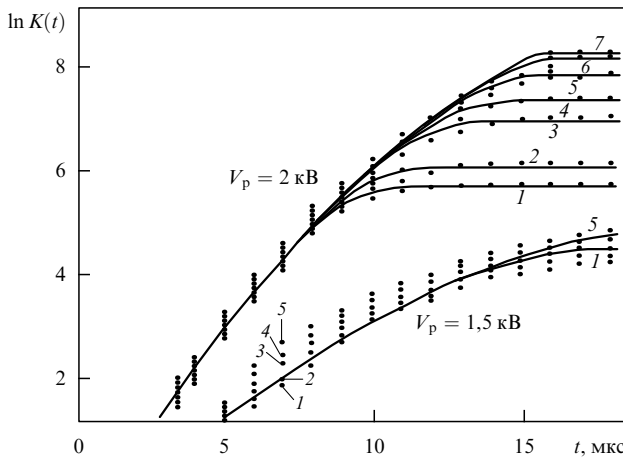


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления параметрического ОВФ-усилителя от длительности t импульса накачки при напряжениях на катушке накачки $V_p = 2$ кВ и $V_p = 1,5$ кВ для различных амплитуд напряжения на излучающем преобразователе U_f : 1 — 15; 2 — 10; 3 — 3,6; 4 — 2,2; 5 — 1,0; 6 — 0,3; 7 — 0,1 В. Точками обозначены экспериментальные данные [79], сплошной линией — результаты расчетов [84].

Среди нелинейных механизмов ограничения амплитуды наиболее важным, как показывает анализ [79], является так называемое истощение накачки. Когда усиливаемые волны достигают достаточно большой амплитуды, они начинают оказывать обратное влияние на поле накачки, уменьшая его напряженность. Это

влияние описывается соотношением [79, 84]

$$h^{NL}(t) = h + i \left(\frac{\beta}{V} \right) \int_V d\mathbf{r} A_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t) A_{-\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t), \quad (4.6)$$

где β — коэффициент связи активной среды объема V с источником накачки. Учет нелинейности накачки в форме (4.6) оставляет параметры системы (4.3) не зависящими от поперечного волнового вектора и, как следствие, не приводит к искажениям поперечного распределения поля обращенной волны. Для плоской волны в виде короткого прямоугольного импульса длительности T_0 и амплитуды A_0 зависимость коэффициента усиления от времени при $t > T_0$ с учетом истощения накачки имеет вид [84]

$$K(t) = \frac{\chi}{\sqrt{\exp[2\Gamma(T_0 - t)] + A_0^2 \chi^2 \beta / \Gamma}}, \quad (4.7)$$

где Γ — инкремент параметрической неустойчивости, $\chi \cong h_c \exp(\Gamma T_0 - 1) / \Gamma$. Уровень насыщения определяется соотношением $K(t \rightarrow \infty) = (\Gamma / \beta A_0^2)^{1/2}$. Соотношение (4.7) удовлетворительно описывает эффект насыщения в магнитной керамике при достаточно высокой надкритичности и не слишком слабых входных сигналах (см. экспериментальные кривые 1, 2 на рис. 5; $V_p = 2$ кВ). Отметим, что аналогичная зависимость усиления от времени наблюдалась в исследованиях параметрического взаимодействия поверхностных акустических волн в пьезополупроводниках [70].

Для относительно слабых входных сигналов существенную роль начинают играть процессы параметрического усиления тепловых фононов, протекающие одновременно с усилением полезного сигнала. Усиленный тепловой шум не только вносит дополнительные ограничения на достижимую интенсивность обращенной волны, но и является источником амплитудно-фазовых искажений в запороговом режиме ОВФ. В связи с этим в проблеме качества запорогового ОВФ учет шумов приобретает принципиальное значение. Как показано в работе [84], в приближении малой надкритичности задачу типа (4.3) с накачкой вида (4.6) можно трансформировать в связанную систему нелинейных уравнений для амплитуды обращенной волны $G(t) = B(z=0, t)$ и интенсивности n_f резонансных шумовых мод на выходе из активной зоны:

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial t} - \Gamma G &= h_c A_0(t) - \beta \left(|G|^2 + \sum_f n_f \right) G, \\ \frac{\partial n_f}{\partial t} - 2\Gamma_f n_f &= \frac{2n_f^0}{\tau_f} - 2\beta \left(|G|^2 + \sum_f n_f \right) n_f, \end{aligned} \quad (4.8)$$

где Γ и Γ_f — инкременты нарастания соответственно сигнала и шума, $A_0(t)$ — амплитуда падающей сигнальной волны, τ_f и n_f^0 — соответственно время релаксации и затравочный тепловой уровень шума в активной зоне. Система (4.8) описывает конкуренцию мод в условиях истощения накачки. Результаты численного моделирования процесса усиления с помощью системы (4.8) приведены в сопоставлении с экспериментальными данными на рис. 5 [84]. И экспериментальные наблюдения [77], и моделирование показывают, что тепловые шумы проявляются лишь при достаточно больших длительностях накачки (рис. 6).

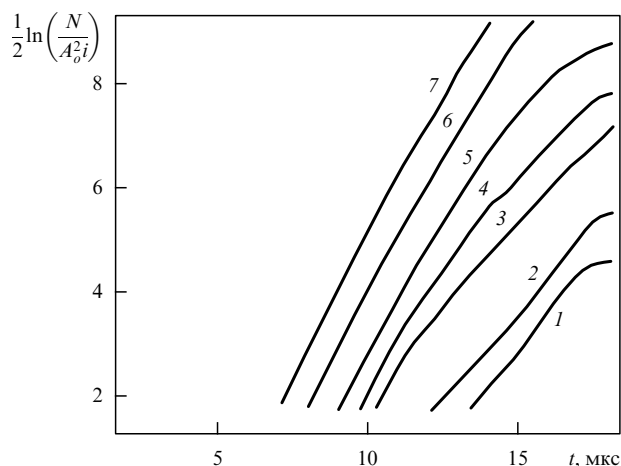


Рис. 6. Нормированная интенсивность шумов в зависимости от времени t при напряжении на катушке накачки $V_p = 2$ кВ для различных амплитуд напряжения на излучающем преобразователе U_f : 1 — 15; 2 — 10; 3 — 3,6; 4 — 2,2; 5 — 1,0; 6 — 0,3; 7 — 0,1 В; $N = \sum_f n_f$ [84].

Конкуренция мод в нестационарном режиме может подавлять усиление шумов, если входной сигнал имеет достаточно высокую интенсивность, причем даже в том случае, когда порог неустойчивости шумовых мод ниже, чем у сигнальной моды. При этом амплитуда обращенной волны успевает достичь уровня насыщения до того, как шумы приобретут заметный уровень. Так, например, для кривых 1, 2 на рис. 5 ($V_p = 2$ кВ) и рис. 6 отношение сигнал–шум при $t = 10$ мкс превосходит 40 дБ. Таким образом, в запороговом режиме ОВФ подавляющая доля энергии излучаемого назад параметрически усиленного звука может быть сосредоточена в волне, фазово-сопряженной к сигнальной.

По мере увеличения длительности накачки существенными могут стать отражения усиленных волн от границ образца. Возврат отраженных волн в активную зону может (в зависимости от их фазового сдвига) приводить как к увеличению, так и к уменьшению амплитуды обратной волны. Последний случай, по-видимому, реализовался в условиях обсуждаемого эксперимента. Согласно данным, приведенным на рис. 5 ($V_p = 1,5$ кВ), коэффициент усиления при накачке, близкой к пороговой, почти не зависит от амплитуды входного сигнала. В то же время закон усиления заметно отличается от экспоненциального на временах, превышающих время возврата отраженных волн в активную зону ($t > 7,5$ мкс). В этом случае учет отражений в системе (4.8) позволяет удовлетворительно описать динамику усиления [84].

Рассмотренная простая модель параметрического взаимодействия параксиальных пучков в плоскопараллельном активном слое отражает лишь основные закономерности запорогового режима ОВФ ультразвука. На практике интерес представляет также ОВФ-пучков с широкой угловой апертурой. При этом существенными становятся такие факторы, как угловая зависимость проекции групповой скорости на нормаль к слою, внутреннее отражение волн от боковых поверхностей активного элемента, преломление входного пучка и преобразование мод на поверхности раздела активной и

пассивной сред распространения, анизотропия параметрического взаимодействия и конкуренция когерентных мод в режиме насыщения. Влияние этих факторов на формирование ОВФ-пучков частично рассмотрено в работах [14, 85, 86]. Применительно к конкретным условиям экспериментов оно обсуждается в разделе 6 данного обзора.

5. Акустооптическая визуализация обращенных ультразвуковых пучков в твердом теле

Долгое время возможность использования для целей ОВФ параметрических акустических эффектов в твердом теле подтверждали лишь такие косвенные экспериментальные факты, как обращение времени в параметрических эхо-импульсных последовательностях (см., например, рис. 7 [89]) и частичная компенсация потерь на упругое рассеяние в измерениях времени релаксации фононов методом параметрического эха (см. [30, 68, 87–89]). В работе [90] эхо-методика была специально модифицирована для наблюдения ОВФ звуковых пучков со сложным пространственным распределением амплитуд и фаз. Для этого в качестве излучателя и приемника был применен преобразователь сложной формы, игравший роль, аналогичную фазовой пластине в оптических ОВФ экспериментах [4].

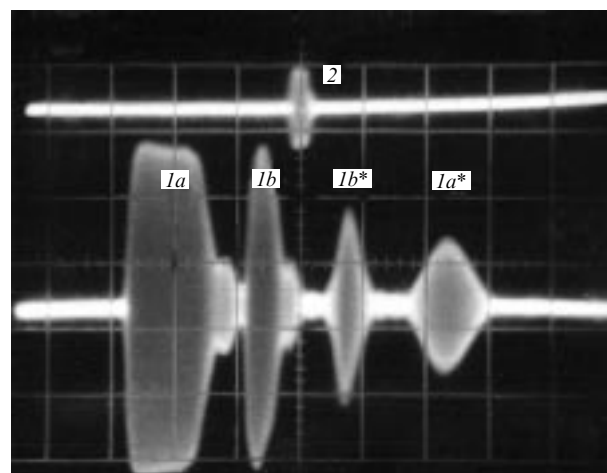


Рис. 7. Осциллограмма эффекта обращения во времени двухимпульсной последовательности в монокристалле гематита: 1 — исходная последовательность, состоящая из длинного (1a) и короткого (1b) импульсов с частотой ω ; 2 — импульс параметрической накачки с частотой 2ω ; 1* — обращенная последовательность импульсов с частотой ω и инвертированным во времени положением длинного (1a*) и короткого (1b*) импульсов [89].

В качестве активной среды был использован ниобат лития. Подтверждением эффекта обращения служил тот факт, что эхо-импульсы регистрировались на преобразователе только при включении параметрической накачки, тогда как нормальные отражения от границ системы из-за расфазировки не давали вклада в принимаемый сигнал.

Обращение фронта ультразвука в условиях гигантского запорогового усиления в феррите было продемонстрировано в работе [78] на примере эффекта аномального отражения плоской волны. В эксперименте исполь-

зовались два преобразователя, порознь излучавшие акустические импульсы с частотой 28 МГц под углами 45° и 135° к входной поверхности активного элемента. В полном соответствии с принципом ОВФ гигантский эхо-импульс регистрировался только тем преобразователем, с которого излучался затравочный сигнал.

Наиболее информативным методом исследования ОВФ ультразвука является акусто-оптическая визуализация акустических пучков. Впервые обращенные ультразвуковые волны были визуализированы в работе [91]. Задачей эксперимента являлось исследование возможности автофокусировки звуковых пучков с широким угловым спектром в запороговом режиме параметрического ОВФ. Схема эксперимента приведена на рис. 8. В качестве акусто-оптической среды распространения использовался образец плавленого кварца. Ультразвуковой пучок, излученный плоским пьезопреобразователем на частоте 25 МГц, отражался от цилиндрической поверхности образца и фокусировался в окрестности точки F . Расходящийся из фокуса пучок падал на входную поверхность параметрически активного элемента. Последний представлял собой параллелепипед $3,5 \times 7,0 \times 30,0$ мм, выполненный из поликристаллического никелевого феррита. После включения импульса накачки из феррита назад в кварц излучался гигантский эхо-импульс. Осциллограммы электрических импульсов на пьезоизлучателе и катушке накачки приведены на рис. 9. Отчетливо видны гигантское усиление и характерный скол на импульсе накачки, обусловленный обсуждавшимся выше влиянием усиленных волн на накачку.

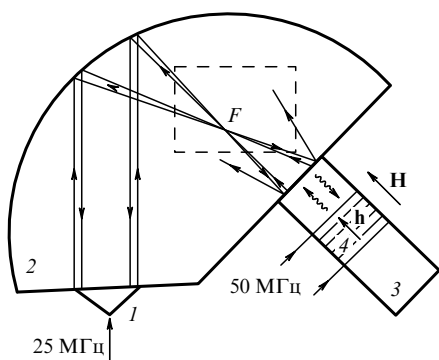


Рис. 8. Схема эксперимента [91] по визуализации ультразвуковых полей с широким пространственным спектром при ОВФ в феррите: 1 — ультразвуковой преобразователь; 2 — звукопровод из плавленого кварца; 3 — образец феррита; 4 — катушка параметрической накачки; F — область фокусировки.

Акустические поля падающей и обращенной волн визуализировались в стробоскопическом режиме с помощью второй гармоники импульсного неодимового лазера ($\lambda = 0,53$ мкм), синхронизованного с генератором сигнальных импульсов. Переменная задержка светового и сигнального звуковых импульсов позволяла регистрировать различные стадии распространения акустических волн в анализируемой области среды, показанной штриховой линией на рис. 8. Линейно поляризованный свет дифрагировал на фотоупругом возмущении среды. Дифрагировавший луч проходил через скрещенный анализатор и направлялся на экран, где регистрировалось изображение акустических пучков.

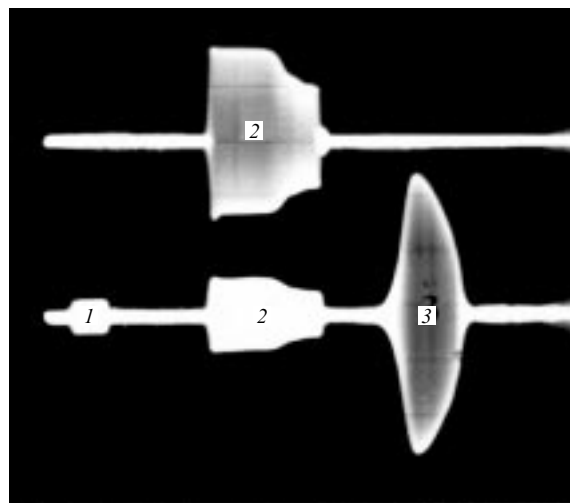


Рис. 9. Осциллограммы сигналов на пьезопреобразователе (нижний луч) и на катушке накачки (верхний луч): 1 — входной импульс; 2 — импульс параметрической накачки; 3 — импульс ОВФ [92].

В полном соответствии с принципом ОВФ-автофокусировки пучок, излучаемый из параметрически активной среды, фокусировался в той же фокальной области, что и падающая сигнальная волна (рис. 10а–в). При этом интенсивность обращенного пучка значительно превосходила интенсивность падающего. Высокое качество обращения иллюстрирует рис. 10в, изображающий повторное прохождение обращенного пучка через фокус после отражения от поверхностей кварцевого звукопровода. Полученные результаты явились первым прямым экспериментальным подтверждением принципиальной возможности и перспективности использования запорогового режима параметрического усиления для целей ОВФ ультразвука.

При достаточно длительной накачке ($t > 20$ мкс) и в отсутствие падающего пучка наблюдалось (рис. 10г) излучение волн, параметрически усиленных от уровня тепловых шумов [77].

Таким образом, оказалось возможным впервые визуализировать потоки параметрических фононов, генерируемых электромагнитной накачкой в твердом теле. Характерными особенностями таких потоков являются флуктуации интенсивности и направления излучения. Включение сигнального импульса приводило к заметному подавлению флуктуаций вследствие конкуренции мод (рис. 10д).

6. ОВФ и автофокусировка ультразвуковых пучков в системе жидкость – твердотельная параметрически активная среда

В большинстве практических приложений эффекта ОВФ ультразвука жидкость является либо средой распространения волн, либо играет роль иммерсионного слоя между ОВФ-услителем и объектом. По этой причине исследование излучения обращенных волн из твердотельной активной среды в жидкость представляет особый интерес. Первые эксперименты по визуализации параметрически обращенных пучков, излучаемых в жидкость, были выполнены в работах [92–95]. В работах [94, 95] наблюдалось аномальное отражение плоскопараллельного

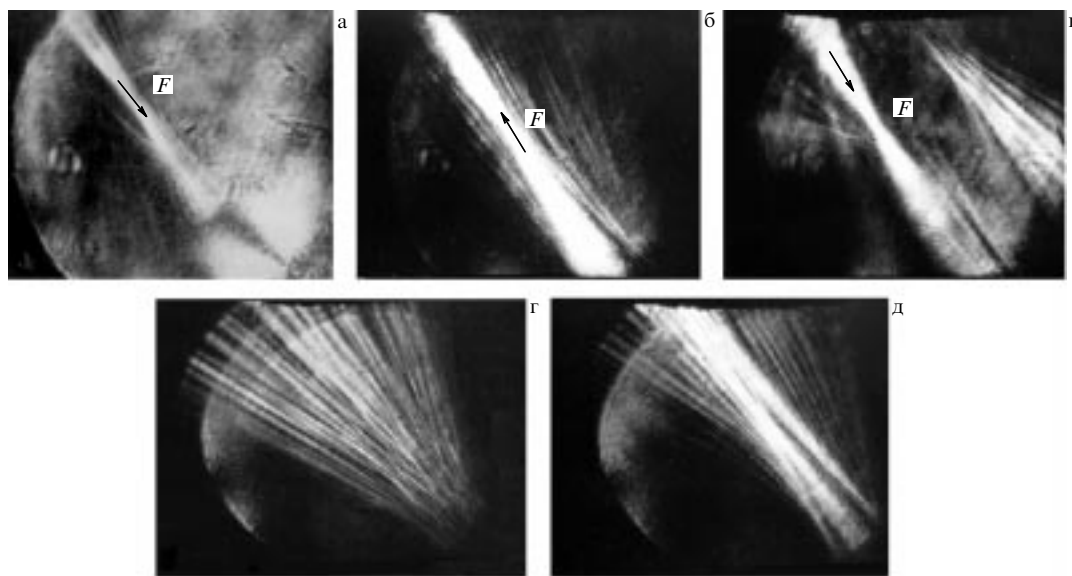


Рис. 10. Акустические пучки падающей (а) и обращенных (б, в) ультразвуковых волн в области фокуса F в плавленом кварце (изображение в — обращенный ультразвуковой пучок при вторичном прохождении области F [91]). Потoki параметрических фононов, генерируемых электромагнитной накачкой от уровня тепловых шумов в феррите: в отсутствие (г) и в присутствии (д) слабой сигнальной волны [79].

пучка с частотой 56 МГц, наклонно падающего из жидкости на поверхность пьезоэлектрического параметрически активного элемента. Высокая эффективность магнитоакустического ОВФ-усилителя, использованного в работах [92, 93], позволила понизить рабочую частоту до 6 МГц, что в свою очередь дало возможность визуализировать фронты обращенных цилиндрических и плоских волн при доступной длительности импульса засветки. Следует отметить, что визуализация волновых фронтов позволяет исследовать фазовое распределение в обращенных пучках. В определенных случаях именно в нем содержится основная информация о специфических эффектах, обусловленных ОВФ. Подобный пример отмечен в конце раздела 8 данного обзора.

Схема эксперимента по визуализации фронтов при ОВФ-автофокусировке цилиндрических волн в воде приведена на рис. 11.

Ультразвуковые импульсы фокусировались цилиндрическим зеркалом и в виде расходящихся пучков падали на входную поверхность магнитоакустического ОВФ-усилителя. В качестве параметрически активного элемента усилителя использовался ферритовый стержень диаметра 28 мм и длины 100 мм. Стробоскопическая визуализация звука осуществлялась теньвым методом с помощью лазерных импульсов длительностью 15 нс. Распределения волновых фронтов падающего и обращенного пучков, зарегистрированные в области фокуса, приведены на рис. 12а,б соответственно. Воспроизведение цилиндрических волновых фронтов при автофокусировке отчетливо наблюдалось в широкой угловой апертуре $\Delta\varphi = 30^\circ$.

Угловая зависимость эффективности запорогового ОВФ специально исследовалась в эксперименте по аномальному отражению плоской волны от поверхности ОВФ-усилителя [92, 93]. Схема эксперимента приведена на рис. 13. Приемно-излучающий пьезопреобразователь диаметра 18 мм располагался на погруженном в жидкость подвижном держателе, который обеспечивал плавное

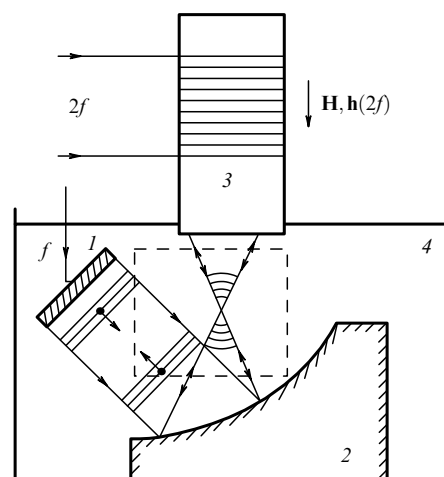


Рис. 11. Схема эксперимента [93] по визуализации фронтов при ОВФ-автофокусировке цилиндрических волн в воде: 1 — ультразвуковой пьезопреобразователь; 2 — цилиндрическое акустическое зеркало; 3 — ферритовый ОВФ-усилитель; 4 — бассейн с водой (штриховой линией показана область визуализации).

изменение угла падения сигнальной волны на входную поверхность активного элемента. Эффект аномального отражения иллюстрируют изображения волновых фронтов падающей и обращенной волн для углов падения $\varphi = \pm 15^\circ$, приведенные на рис. 14.

Данные количественных измерений угловой характеристики ОВФ-усилителей диаметра 28 мм и длины 150 мм и 100 мм приведены на рис. 15. Видно, что оптимальное направление падающего пучка, соответствующее максимальной эффективности ОВФ-преобразования, не совпадает с нормалью к входной поверхности активного элемента и существенно зависит от соотношения его геометрических размеров. При этом оно практически не зависит ни от поля подмагничивания, ни от амплитуды или длительности накачки. Для длины 100 мм оптималь-

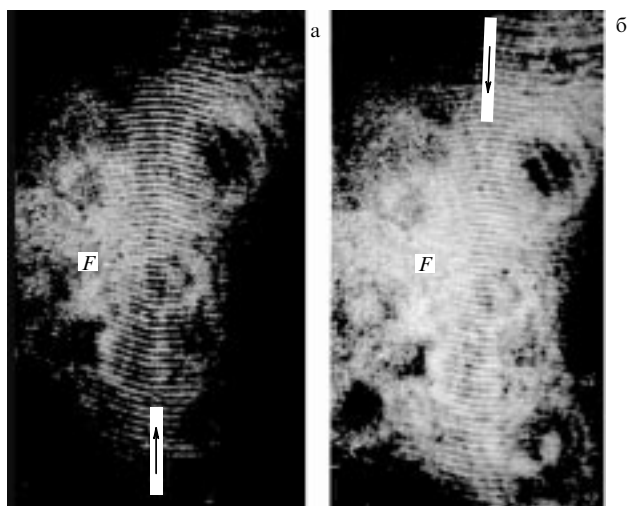


Рис. 12. Изображения волновых фронтов падающего (а) и отраженного (б) ультразвуковых пучков, зарегистрированные в области фокуса F . Стрелками показаны направления распространения волн [93].

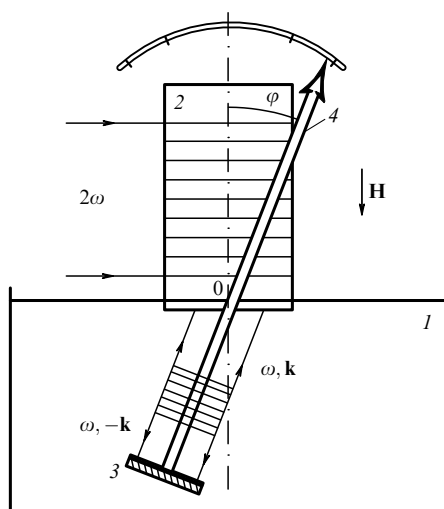


Рис. 13. Схема эксперимента по аномальному отражению плоской ультразвуковой волны от поверхности ОВФ-усилителя: 1 — бассейн с водой; 2 — параметрический ОВФ-усилитель на феррите; 3 — приемно-излучающий ультразвуковой пьезопреобразователь; 4 — поворотный рычаг с указателем углового положения [92].

ный угол падения превосходит критический угол полного внутреннего отражения для продольной волны ($\varphi = 12,6^\circ$). Последнее обстоятельство указывает на существенную роль усиления сдвиговых волн в активной среде, обладающих более высокой, чем у продольных волн, чувствительностью скорости звука к магнитному полю (рис. 16) [78].

Неравномерность угловой характеристики отражается на качестве ОВФ. В работе [93] была предпринята попытка использовать для ее выравнивания эффект ОВФ-компенсации фазовых искажений. Для этой цели непосредственно перед входной поверхностью усилителя устанавливалась фазовая пластина, изготовленная из солола. Несмотря на достигнутый эффект выравнивания угловой характеристики потери на отражение и прохождение звука, внесенные фазовой пластиной, ока-

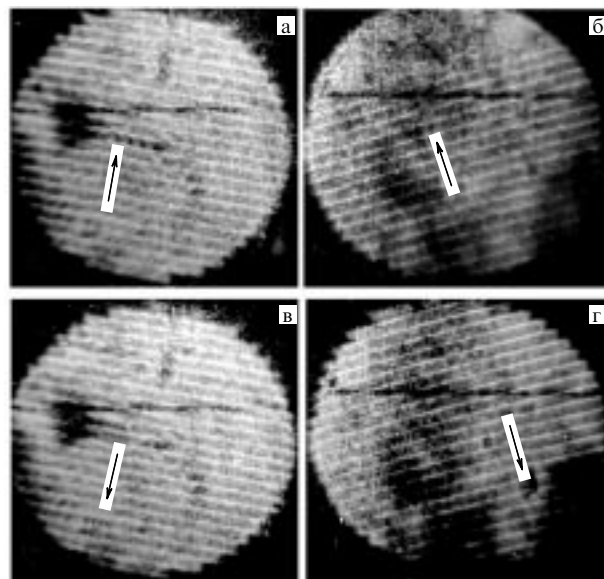


Рис. 14. Изображения фронтов плоских ультразвуковых волн, падающих под углами $+15^\circ$ (а) и -15° (б), и соответственно отраженных волн (в, г) в воде. Темная горизонтальная полоса — реперная линия [92].

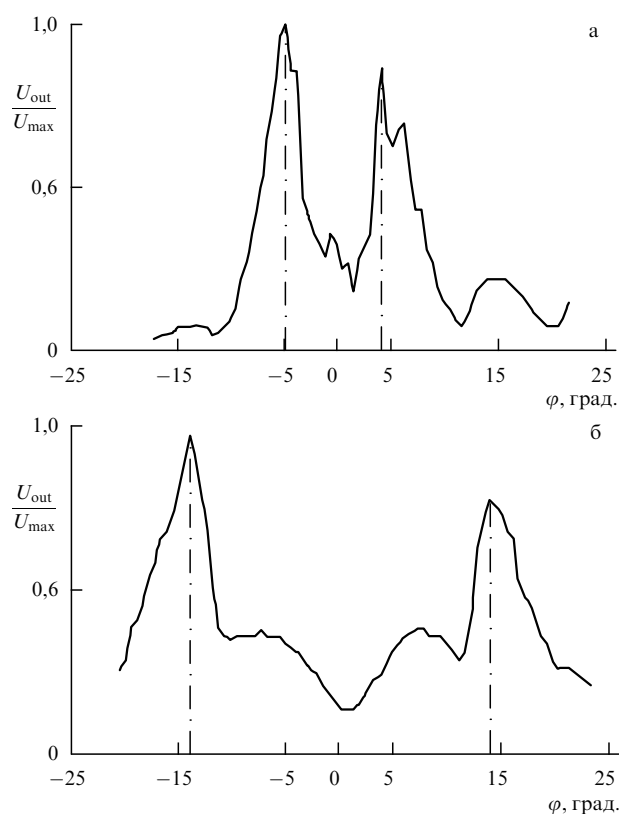


Рис. 15. Угловые характеристики эффективности ОВФ преобразования для усилителей диаметра 28 мм и длины 150 мм (а) и 100 мм (б) (эксперимент) [93].

зались велики. В работе [96] эффект фазовой пластины был достигнут путем рифления входной поверхности самого активного элемента усилителя. Таким способом оказалось возможным выровнять угловую характеристику в диапазоне углов $\pm 15^\circ$, сохранив максимальную

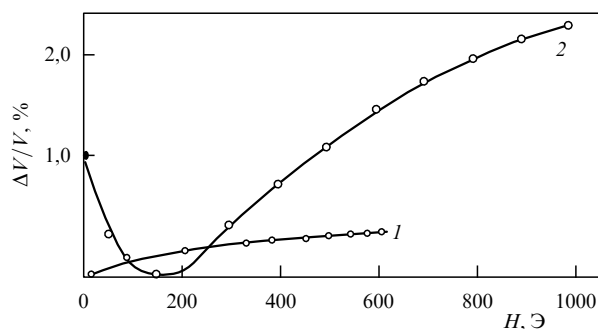


Рис. 16. Зависимость относительного изменения скорости звука от напряженности магнитного поля для продольных (1) и сдвиговых (2) ультразвуковых волн в феррите [78].

величину усиления. Угловая характеристика усилителя с рифленной входной поверхностью приведена на рис. 17.

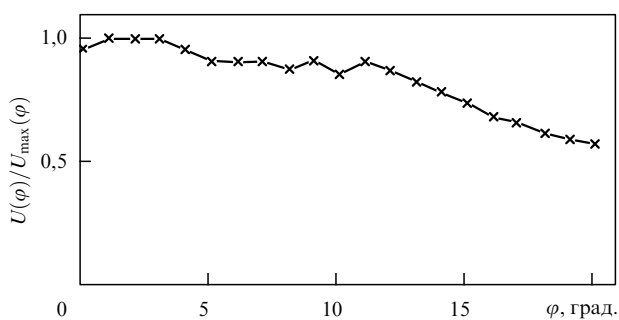


Рис. 17. Нормированная угловая зависимость амплитуды отраженной волны в воде для ферритового образца с рифленной входной поверхностью [96].

7. Самонацеливание параметрически отраженных ультразвуковых пучков на регулярные и случайные рассеивающие объекты в жидкости

Одним из наиболее ярких проявлений эффекта ОВФ является самонацеливание отраженных волновых пучков на объекты, рассеивающие первичную волну частично в направлении фазово-сопрягающего устройства. При этом практически вся интенсивность отражен-

ной волны может быть сконцентрирована на рассеивателях. В сочетании с возможностью гигантского усиления отраженных пучков самонацеливание позволяет оказывать необходимое пространственно селективное воздействие ультразвука на рассеивающие объекты. То же явление самонацеливания лежит в основе метода построения реального акустического изображения объекта с помощью ОВФ. С другой стороны, эффективность самонацеливания отраженной волны характеризует качество ОВФ-усилителя. Автофокусировка на объект импульса, отраженного во времени радиоэлектронным способом, исследовалась в работе [97]. Эффекты самонацеливания параметрически отраженных ОВФ-пучков впервые реализованы в работах [98–100]. В качестве рассеивающего объекта в работе [98] использована погруженная в воду стеклянная полусфера диаметра 10 мм. Схема эксперимента приведена на рис. 18. Объект и пьезопреобразователь диаметра 18 мм закреплялись на общем подвижном держателе, позволявшем одновременно изменять их расположение относительно ОВФ-усилителя. Тем самым обеспечивалась неизменность условий облучения объекта при его перемещении. На рисунке 19 показаны визуализированные пучки падаю-

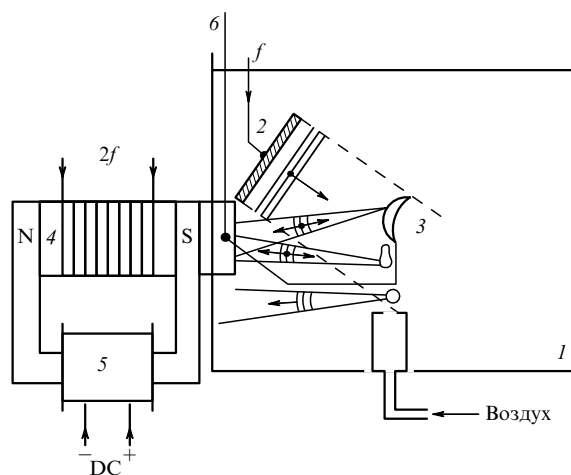


Рис. 18. Схема экспериментов по автофокусировке ультразвуковых пучков на различные объекты с помощью ОВФ: 1 — бассейн с водой; 2 — облучающий объект ультразвуковой пьезопреобразователь; 3 — объекты (стеклянная полусфера или поток всплывающих воздушных пузырей); 4 — ферритовый активный элемент с катушкой накачки; 5 — электромагнит; 6 — подвижный держатель [98, 99].

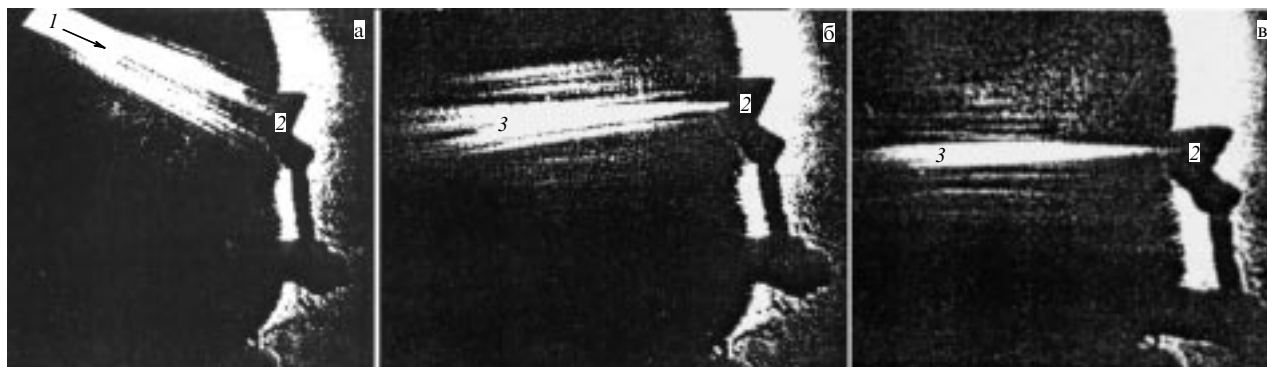


Рис. 19. Стробоскопические изображения ультразвукового пучка (1), облучающего объект в виде стеклянной полусферы (2) (а), и самонацеленного ультразвукового пучка (3) при двух положениях (б, в) объекта [98].

щей и обращенной волн для двух характерных положений объекта, в то время как интенсивность волн, рассеянных на объекте, слишком мала для их визуализации, в эксперименте отчетливо регистрировались обращенные пучки, автоматически фокусировавшиеся на объект. Плавное изменение его положения сопровождалось соответствующим перенацеливанием обращенной волны (ср. рис. 19б и 19в).

Обращение фронта в реальном масштабе времени позволяет осуществлять следящий режим самонацеливания ультразвуковых пучков на движущиеся объекты, если их положение не успевает заметно измениться за время распространения прямой и обратной волн. При этом расположение и перемещение нескольких объектов может быть как регулярным, так и случайным. Особенности самонацеливания звука на движущиеся объекты теоретически рассмотрены в [101].

В экспериментальной работе [99] в качестве случайных движущихся рассеивателей использовались всплывающие в воде пузырьки воздуха. Модификация схемы эксперимента для этого случая приведена на том же рис. 18. Характерные результаты стробоскопической визуализации обращенных пучков приведены на рис. 20. Как показывает эксперимент, запороговый режим ОВФ может обеспечивать эффективное самонацеливание мощных ультразвуковых пучков и в сложных системах, содержащих случайные и подвижные рассеиватели (см. рис. 20).

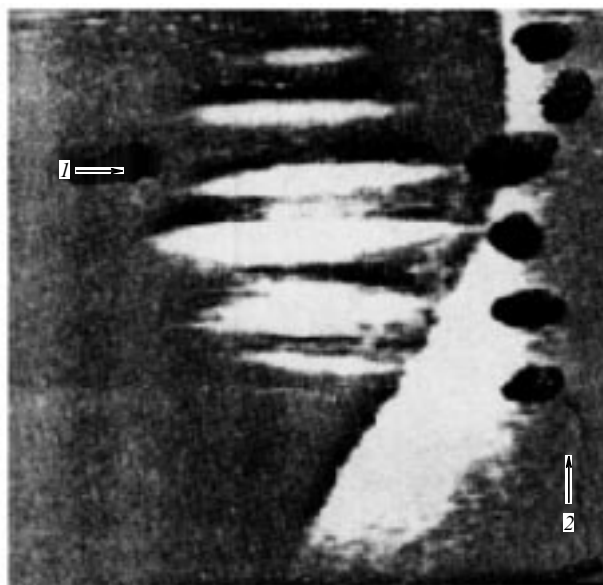


Рис. 20. Стробоскопическое изображение ультразвуковых пучков (1), самонацеленных вследствие эффекта ОВФ на поток воздушных пузырей (2) [99].

Таким образом, вся совокупность последних экспериментальных результатов свидетельствует о широких возможностях использования запорогового параметрического ОВФ ультразвука в физических исследованиях фазово-сопряженных ультразвуковых полей и в их технических приложениях.

8. Прикладные возможности ультразвуковых пучков с обращенным волновым фронтом

Развитие методов ОВФ ультразвука тесно связано с прикладными исследованиями, демонстрирующими возможности практического использования обращенных волн в современной ультразвуковой технике. В качестве одного из направлений применения ОВФ рассматривается акустическая микроскопия. В работах [102, 103] экспериментально продемонстрировано существенное повышение качества изображения объекта в сканирующем микроскопе, содержащем параметрическое пьезоэлектрическое ОВФ-зеркало, в тех случаях, когда объект окружен средой с искажающими фазу неоднородностями. Отметим, что использование запорогового режима параметрического ОВФ-усиления принципиально позволяет дополнительно осуществлять регулировку контрастности и яркости акустических изображений. Особенности формирования изображений в акустическом микроскопе в квазилинейном запороговом режиме рассмотрены в работе [104].

В работе [97] продемонстрировано применение метода ОВФ в неразрушающем контроле титановых сплавов. В качестве обрабатываемой системы в дефектоскопе В-типа использована двумерная электронно управляемая матрица из 121 пьезопреобразователя с частотой 5 МГц. Использование ОВФ позволяло компенсировать фазовые искажения, вносимые сложной поверхностью объекта, и детектировать скопления α -фазы титана на фоне шумов рассеяния, обусловленных гранулярной структурой среды.

Одним из направлений использования акустического ОВФ в медицине является ультразвуковая гипертермия. В применении гипертермии при лечении опухолей головного мозга в работе [105] экспериментально исследована автофокусировка обращенных волн на модельный объект сквозь костную ткань. Другое перспективное направление медицинского применения ОВФ ультразвуковых пучков — литотрипсия. Самонацеливание мощных акустических импульсов на объект, подлежащий разрушению, не только упрощает фокусировку системы, но и принципиально позволяет без дополнительных настроек продолжать дробление осколков объекта.

Здесь необходимо отметить, что автофокусировка звуковых импульсов с одновременным резким повышением их интенсивности до уровня, достаточного для разрушения твердых объектов, сопровождается существенными нелинейными искажениями профиля обращенной волны ударного типа. Отсутствие подобных искажений в слабой сигнальной волне отличает автофокусировку с усилением от ОВФ в собственном смысле. Поэтому специальных исследований требуют не только процессы генерации, но и процессы распространения интенсивных обращенных пучков в пассивной нелинейной среде. Формирование нелинейных искажений отчетливо наблюдается методами акусто-оптической дифракции при запороговом параметрическом обращении мощных ультразвуковых импульсов в воду [106]. Дифракционная картина обнаруживает характерные для пилообразных волн ярко выраженную асимметрию и смещение максимума в сторону высоких дифракционных порядков. В свою очередь численное моделирование процесса распространения усиленных обращенных

пучков в нелинейной среде демонстрирует воспроизведение поперечного сечения пучка в месте расположения источника первичного излучения [106].

Определенный прикладной интерес представляют своеобразные эффекты неполного обращения волнового фронта звука в движущихся средах. В работе [107] экспериментально исследовано накапливающееся искажение волнового фронта во вращающемся цилиндре, размещенном между двумя ОВФ-зеркалами. Показано также, что аналогичное явление, возникающее при рассеянии обращенных волн с широкой апертурой на вращающемся возмущении среды в виде цилиндрического вихря, приводит к искажению последовательности плоских волновых фронтов дислокационного типа.

9. Заключение

Разработка высокоэффективных методов акустического ОВФ определила новый этап в развитии физики и техники ультразвуковых пучков с обращенным волновым фронтом. На этом этапе основное внимание концентрируется уже не столько на способах генерации обращенных звуковых волн, сколько на физических свойствах реальных обращенных пучков, включая исследования сильно нелинейных явлений при ОВФ и процессов взаимодействия мощных ОВФ-пучков с веществом. Самостоятельный интерес представляют новые дополнительные экспериментальные возможности изучения динамики фазово-сопряженных пар элементарных возмущений в реальных активных средах. Следует ожидать, что наметившаяся в последние годы активизация прикладных исследований акустического ОВФ для ультразвуковой техники и медицины позволит уже в ближайшее время создать специализированные ультразвуковые ОВФ-системы для конкретных применений. Наибольшее распространение при этом могут получить конструктивно простые и в то же время эффективные параметрические ОВФ-зеркала. При этом практически важной задачей представляется разработка гаммы специальных магнитных материалов с заданными магнитоакустическими свойствами для параметрически активных элементов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику Ф.В. Бункину за постоянную поддержку в проведении оригинальных исследований и инициирование авторов к написанию данного обзора. Мы благодарим В.Н. Стрельцова, Ю.В. Пыльнова и А.Д. Стаховского за полезные дискуссии и помощь в подготовке данного обзора.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-17301, № 98-02-16761).

The research described in this publication was made possible in part by the award RE1-270 of the US Civilian Research and Development Foundation for the Independent States of the former SU (CRDF).

Список литературы

1. Бункин Ф В, Власов Д В, Кравцов Ю А *Квантовая электроника* **8** 1144 (1981)
2. Бункин Ф В, Власов Д В, Кравцов Ю А, Препринт ФИАН N90 (М.: ФИАН, 1982)

3. Бункин Ф В, Власов Д В, Кравцов Ю А, в сб. *Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах* (Ред. В И Беспалов) (Горький: ИПФ АН СССР, 1982) с. 63–90
4. Зельдович Б Я, Пилипецкий Н Ф, Шкунов В В *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985)
5. Fink M et al., in *Proc. IEEE, Ultras. Symp.* Vol. 2 (Montreal: P.Q., 1989) p. 681
6. Fink M *IEEE Trans. On Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **39** 555 (1996)
7. Wu F, Thomas J-L, Fink M *IEEE Trans. On Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **42** 1087 (1995)
8. Nikoonahad M, Pusateri T L *J. Appl. Phys.* **66** 4512 (1989)
9. Маляровский А И, Пыльнов Ю В *Труды ИОФАН* **22** 53 (1990)
10. Зельдович Б Я и др. *ДАН СССР* **252** 92 (1980)
11. Лямшев Л М, Саков П В *Акуст. журн.* **34** 127 (1988)
12. Брысев А П и др. *Письма в ЖТФ* **8** 554 (1982)
13. Бункин Ф В, Власов Д В *Вестник АН СССР* (11) 52 (1982)
14. Брысев А П и др. *Труды ФИАН* **156** 19 (1984)
15. Yariv A, Pepper D M *Opt. Lett.* **1** 16 (1977)
16. Fisher R (Ed.) *Optical Phase Conjugation* (New York: Academic Press, 1983)
17. Брысев А П и др., в сб. *Проблемы акустики океана* (Ред. Л М Бреховских, И Б Андреева) (М.: Наука, 1984) с. 102
18. Руденко О В, Солуян С И *Теоретические основы нелинейной акустики* (М.: Наука, 1975) [Rudenko O V, Soluyan S I *Theoretical Foundation of Nonlinear Acoustics* (New York: Plenum, Consultants Bureau, 1977)]
19. Бункин Ф В и др. *Акуст. журн.* **29** 169 (1983)
20. Кустов Л М, Назаров В Е, Сутин А М *Акуст. журн.* **31** 837 (1985)
21. Бункин Ф В и др. *Письма в ЖТФ* **7** 560 (1981)
22. Sato T, Kataoka H, Yamakoshi Y, в сб. *Проблемы нелинейной акустики: Труды XI Междунар. симп. по нелинейной акустике* Т. 1 (Ред. В К Кедринский) (Новосибирск: ГПНТБ СО АН СССР, 1987) с. 478
23. Бункин Ф В, Власов Д В, Кравцов Ю А *Письма в ЖТФ* **7** 325 (1981)
24. Андреева Н П и др. *Письма в ЖТФ* **8** 104 (1982)
25. Бункин Ф В и др. *Акуст. журн.* **31** 137 (1985)
26. Бункин Ф В, Власов Д В *ДАН СССР* **272** 839 (1983)
27. Van de Vaart H, Lyons D H, Damon R W *J. Appl. Phys.* **38** 360 (1967)
28. Смоленский Г А и др. *Физика сегнетоэлектрических явлений* (Л.: Наука, 1985) с. 263–279
29. Копвиллем У Х, Пранс С В *Поляризационное эхо* (М.: Наука, 1985) с. 97–113
30. Fossheim K, Holt R M, in *Physical Acoustics: Principles and Methods* Vol. 16 (Eds W P Mason, R N Thurston) (New York: Academic Press Inc., 1982) p. 221
31. Korpel A, Chatterjee M *Proc. IEEE* **69** 1539 (1981)
32. Shiren N S, Melcher R L *J. Electron. Mater.* **4** 1143 (1975)
33. Billmann A et al. *J. Phys. (Paris)* **34** 453 (1973)
34. Thompson R B, Quate C F *J. Appl. Phys.* **42** 907 (1971)
35. Чабан А А *Письма в ЖЭТФ* **6** 968 (1967)
36. Жабитенко Н К, Кучеров И Я *УФЖ* **23** 263 (1978)
37. Романов В С и др. *ФТТ* **20** 466 (1978)
38. Березов В М, Романов В М *ЖЭТФ* **81** 2111 (1981)
39. Ohno M *Appl. Phys. Lett.* **54** 1979 (1989)
40. Агишев Б А и др. *ФТТ* **18** 1117 (1976)
41. Frenois Ch, Joffrin J, Levelut A *J. Phys. (Paris)* **37** 275 (1976)
42. Агишев Б А *ФТТ* **21** 142 (1979)
43. Туров Е А, Ирхин Ю П *ФММ* **3** 15 (1956)
44. Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967)
45. Kittel C *Phys. Rev.* **110** 836 (1958)
46. Дикштейн И Е, Тарасенко В В, Шавров В Г *ФТТ* **16** 2192 (1974)
47. Дикштейн И Е, Тарасенко В В *ФТТ* **20** 2942 (1978)
48. Туров Е А, Шавров В Г *УФН* **140** 429 (1983)
49. Ozhogin V I, Preobrazhenskii V L *ЖММ* **100** 544 (1991)
50. Ожогин В И, Преображенский В Л *УФН* **155** 593 (1988)
51. Савченко М А *ФТТ* **6** 864 (1964)
52. Боровик-Романов А С, Рудашевский Е Г *ЖЭТФ* **47** 2095 (1964)
53. Ожогин В И *Известия АН СССР. Сер. физ.* **42** 1625 (1978)

54. Андреева И Н и др. *Электронная техника* (179) 7 (1983)
55. Белов К П и др. *УФН* **140** 271 (1983)
56. Clark A E, in *Ferromagnetic Materials* (Handbook of Magnetic Materials, Ed. E P Wohlfarth) (Amsterdam: North-Holland Pub. Co., 1990) p. 531
57. Savage H T, Adler C J *JMMM* **58** 320 (1986)
58. Чабан А А *ФТТ* **9** 3334 (1967)
59. Какина Т М *ФТТ* **10** 2244 (1968)
60. Левин В М, Чернозатонский Л А *ФТТ* **11** 3308 (1969)
61. Левин В М, Чернозатонский Л А *ЖЭТФ* **59** 142 (1970)
62. Стрельцов В Н *Квантовая электроника* **13** 2144 (1986)
63. Брысев А П, Стрельцов В Н *Акуст. журн.* **32** 564 (1986)
64. Nakagawa Y, Kawanago S *J. Appl. Phys.* **61** 1415 (1987)
65. Strel'tsov V N *BRAS Physics/ Suppl. Physics of Vibrations* **59** 78 (1995)
66. Брысев А П, Стрельцов В Н *Краткие сообщения по физике* (9) 9 (1987)
67. Стрельцов В Н *Акуст. журн.* **34** 371 (1988)
68. Юшин Н К, Леманов В В, Агишев Б А *ФТТ* **16** 2789 (1974)
69. Shiren N S et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 819 (1973)
70. Nakagawa Y, in *Multi-wave mixing and phase conjugation in ultrasonics* (Ed. K Takagi) (Tokyo: University of Tokyo, 1992) p. 16
71. Ohno M, Takagi K *Appl. Phys Lett.* **64** 1620 (1994)
72. Ohno M, Takagi K *Appl. Phys Lett.* **69** 3483 (1996)
73. Красильников В А, Маматова Т А, Прокошев В Г *ФТТ* **28** 615 (1986)
74. Евтихийев Н Н и др. *Вопросы радиоэлектроники, Сер. общетехн.* **2** 124 (1978)
75. Лебедев А Ю, Ожогин В И, Якубовский А Ю *Письма в ЖЭТФ* **34** 22 (1981)
76. Ожогин В И, Преображенский В Л *ЖЭТФ* **73** 988 (1977)
77. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **34** 1120 (1988)
78. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **34** 986 (1988)
79. Brysev A P et al. *Optical & Acoustical Review* **1** 107 (1990)
80. Bobroff D L, Haus H A *J. Appl. Phys.* **38** 390 (1967)
81. Brysev A P, Strel'tsov V N *J. Phys. Suppl.* (Paris) III Colloque C1, **2** c1-903 (1992)
82. Brysev A P et al. *J. Phys. Suppl.* (Paris) Colloque **51** c2-73 (1990)
83. Брысев А П и др. *Известия РАН, Сер. физ.* **60** (12) 117 (1996)
84. Preobrazhensky V L *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1) 2247 (1993)
85. Брысев А П, Стрельцов В Н *Краткие сообщения по физике* (12) 15 (1988)
86. Strel'tsov V N *BRAS Physics/ Suppl. Physics of Vibrations* **60** 224 (1996)
87. Luukkala M, Kino G S *Appl. Phys. Lett.* **18** 393 (1971)
88. Коршак Б А, Лямов В Е, Солодов Ю И *ЖТФ* **48** 2206 (1978)
89. Брысев А П и др., в сб. *Тезисы докл. 15 Всесоюз. конф. "Акустоэлектроника и физическая акустика твердого тела"* Ч. 1 (Ред. Г Д Бакастова) (Л.: ЛИАП, 1991) с. 47
90. Брысев А П и др. *Письма в ЖТФ* **8** 546 (1982)
91. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **36** 166 (1990)
92. Brysev A P et al. *J. Phys. IV* (Paris), Colloque C1 **2** c1- 895 (1992)
93. Krutiansky L M et al. *Phys. Lett. A* **164** 196 (1992)
94. Ohno M *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** 143 (1992)
95. Ohno M, Takagi K *Appl. Phys. Lett.* **60** 29 (1992)
96. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **43** 244 (1997)
97. Wu F, Thomas J L, Fink M *Trans. IEEE* **39** 567 (1992)
98. Brysev A P et al. *BRAS Physics/Suppl. Physics of Vibrations* **59** 40 (1995)
99. Брысев А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 454 (1995)
100. Brysev A P et al., in *Proc. of World Congress on Ultrasonics* (Ed. K Takagi) (Yokohama: University of Tokyo, 1997) p. 2 RP11
101. Strel'tsov V N *J. Phys. IV* (Paris), Colloque C1 **2** c1-899 (1992)
102. Ohno M *Jpn. J. Appl. Phys.* **29** suppl. 29-1 299 (1990)
103. Yamamoto K et al., in *Proc. of World Congress on Ultrasonics* (Ed. K Takagi) (Yokohama: University of Tokyo, 1997) p. 1 LP1
104. Brysev A P et al. *BRAS Physics/Suppl. Physics of Vibrations* **57** 73 (1993)
105. Tanter M, Thomas J-L, Fink M, in *Proc. of the 4th French Congr. on Acoustics* Vol. 1 (Ed. G Canevet) (Marseille: Teknea, 1997) p. 149
106. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **44** (1998) (в печати)
107. Poux P, Fink M, in *Proc. of the 4th Congr. On Acoustics* Vol. 1 (Ed. G Canevet) (Marseille: Teknea, 1997) p. 951

Wave phase conjugation of ultrasonic beams

A.P. Brysev, L.M. Krutyanskiĭ, V.L. Preobrazhenskii
 General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
 ul. Vavilova 38, 117942 Moscow, Russia
 Tel./Fax (7-095) 952-12-24
 E-mail: brysev@orc.ru

The current state of the acoustic wave phase conjugation (WPC) problem is reviewed. The generation of phase conjugate ultrasonic waves is discussed with emphasis on the parametric method using electromagnetic pumping in solids. The giant-amplification supercritical parametric WPC mode is considered in detail. Ultrasonic WPC with a gain in excess of 80 dB is demonstrated for a soft magnetic ceramics based amplifier. The high quality of supercritical parametric WPC is confirmed by acoustooptical visualization. Acoustic WPC effects, such as anomalous sound reflection at the WPC mirror and the self-focusing and self-targeting of phase conjugate beams incident on a scatterer in a liquid, are shown. Recent experimental results demonstrating WPC's potential for applications are presented.

PACS numbers: 42.65.Hw, **43.25.-x**, **43.35.-c**

Bibliography — 107 references

Received 30 December 1997