

波长尺度波导的声光调制

姓名：谢尘竹 学号：DZ20340005

院系：现代工学院 专业：光学工程

目录

波长尺度波导的声光调制	1
1 背景介绍	2
2 创新点	3
3 细节讨论	4
3.1 声波对光波的模间散射：AO 过程	4
3.2 共线 AO 过程的数学描述	6
3.3 包含 AO 波导的集成 AOM	8
3.4 耦合波导与 AO 波导间的模式耦合	10
3.5 外差式测量器件理论半波功率和 AO 波导的光-光转换效率	14
3.6 考虑所有光-光耦合过程后，器件的输入-输出关系	16
3.7 耦合系数 g 的实验值，及其他参数值	18
3.8 集成 AOM 的工作方式	19
4 发展方向	20
4.1 紧凑型低功率移频器	20
4.2 可调滤波器	20
4.3 光束偏转器	20
4.4 与光学滤波器级联，实现固定频率的片上微型非磁隔离器	21
5 不足之处	22
5.1 文章提及的不足	22
5.2 我所认为的不足	22
6 个人展望	23
7 参考文献	24

1 背景介绍

自从激光器问世以来，声光调制器(AOM)一直是控制光的重要工具。铌酸锂(LN)在声光(AO)器件的发展中起着核心作用。

在 AO 可调滤波器首次提出后的几十年里，Ti 扩散工艺和质子交换技术的问世，大大推动了 LN 光波导，以及声表面波(SAW)波导的发展；再伴随着 SAW 换能器效率的提高，AOM 的电力消耗^①已从 W 级下降到了 mW 级。

但因 AO 波导工艺方法^②的限制，这些 AO 波导仅微弱地限制了光场和声场^③。

对光场和声场的，潜在的更大的限制，从而产生更强的光-声相互作用，是一个再次显著提高 AO 效率，并减少 AOM 设备体积的机会。

^① 指半波功率 $P_{\pi/2} = 60 \text{ mW}$ ：

即通过电压驱动换能器产生声场，再经声场实现 2 个光波模式间的完全转换，所需的最小 RF 功率。

^② 指 Ti 扩散和质子交换技术，所制备的 LN 光波导以及声波导，分别对光场和声场，都是弱约束的。

^③ 从质点位移、晶格振动、晶格应变的角度来看，声波、格波、机械波，三者如出一辙。

2 创新点

这篇文章^[1]基于先进的片上铌酸锂（LN）波导刻蚀技术，在高质量的 LN 单晶薄膜上，刻蚀出了百纳米宽^①、波长量级^②的脊型 AO 波导，相比于其他两种工艺，大大提高了 LN 中的 AO 波导对光场和声场的约束能力。

该 AO 波导对声场的强限制，进一步降低了声损耗^③、提高了压电转换效率；再加上对光场的强限制，降低了光场的泄漏和传播损耗、同时帮助提高了光声相互作用强度^④，二者合力将器件的“电→声”和“声→光”转换效率提高了 2 个数量级、品质因数降低了 1000 倍^⑤、降低了 AOM 驱动功率^⑥、减小了设备体积。

该文章所展示的 X 切 LN 悬浮膜上刻蚀出的、紧凑的波导型共线 AO 多路复用器，实现了 440 MHz、低功率驱动的 1550 nm 光波模式间的高效转换^⑦，标志着声光领域的一项重大技术进步。

有望基于此，推出一类新型的、紧凑型低功率移频器、可调滤波器、非磁性隔离器和光束偏转器。

① 最窄处约 200 nm 宽，250 nm 厚。

② AO 相互作用区域长度 $L = 250 \mu\text{m}$ 。

③ 测量的机械损耗 $\gamma = -11.7 \text{ dB/mm}$ ，将 L_{eff} 限制为 742 μm 。

④ $g/\sqrt{h\Omega} = 377 \text{ mm}^{-1}\text{W}^{-1/2}$ 。

⑤ $(L/2)^2 P_{\pi/2} = 1.6 \times 10^{-3} \text{ MW}$ 。高效换能器，低功率、紧凑调制器需要低品质因数、强光子-声子相互作用。

⑥ 半波功率低至 $P_{\pi/2} = 60 \text{ mW}$ 。

⑦ 光-光模式间的最大转换效率 $\eta_{\text{max}} = 18\%$ 。

3 细节讨论

3.1 声波对光波的模间散射：AO 过程

该器件的 AO 过程^①，只发生在一条 $1.25\ \mu\text{m}$ 宽的 AO 波导（图 2(a)中的有源区域）中，它只支持 TE_0 与 TE_1 模两个光学模式，且 TE_1 模接近截止（图 1(a)），在波导外有很长的倏逝尾，便于与 TE_0 模相互转换^②（图 3(b)）、或便于 TE_1 模自身耦进耦出；同时，该 AO 波导也只支持到声波模式中的 SH_0 模（图 1(b)），即水平剪切机械模式^③的基模（图 1(b)紫色波浪条带）。

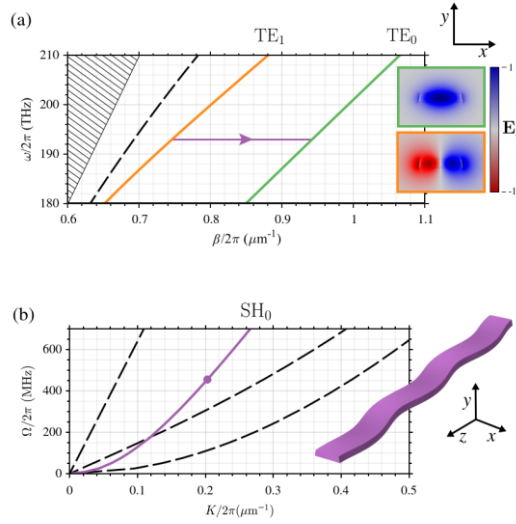


图 1. AO 波导的光学能带与机械能带结构

如上图所示，通过吸收一个 $440\ \text{MHz}$ 、 $5\ \mu\text{m}$ 波长的 SH_0 模声子（图 1(b)中的紫色点），AO 波导中的光学模式，在其内传播过程中慢慢转变： TE_1 模 \rightarrow TE_0 模，对应光波模式 (ω, β) 从图 1(a)中位于橙色 TE_1 模色散曲线上的，紫色箭头的起点 (ω_1, β_1) ，沿着箭头 (Ω, K) ，跳跃到紫色箭头的终点 (ω_0, β_0) ，最终落到绿色 TE_0 模色散曲线上。该过程满足能量、动量守恒，即 $(\omega_0, \beta_0) = (\omega_1 + \Omega, \beta_1 + K)$ 。

^① 即“声 \rightarrow 光”的过程；或准确地说，是吸收或发射一个声子，使得 TE_0 模式的光散射到 TE_1 模式的过程。

^② 因为其 TE_1 模在 x 向有一个节点（图 1(a)中橙框 $E_x(x, y)$ 模场），光模场分为两瓣，随着 AO 波导的两端直径的变细， TE_1 模泄漏于 AO 波导外面的成分更多，导致其中某瓣更加泄漏于波导外；若此时其近旁再加入一根可支持 TE_0 模的耦合波导，则细窄 AO 波导中的 TE_1 模的某瓣，就会部分转移到支持 TE_0 模的耦合波导中，成为同样没有节点的横向光学模式 TE_0 模（图 1(a)中绿框 $E_x(x, y)$ 模场）。

^③ 该 LN 薄膜是 X 切的，则包括该 AO 波导在内，光轴即 e 光方向，沿着 x 轴方向：垂直于 AO 波导且平行于 LN 薄膜平面，这种取向可以有效地激发 SH 模。但 X 切的 LN 中的 RL 波与 BG 波简并，这使得后续难以从双端口 S 参数中估计出换能器的电-AO 波导的声的耦合效率 $|t_{\text{bp}}|$ 的值，且 $|t_{\text{bp}}|$ 的值更容易被高估。

表 1. 模拟的 1550nm 光学器件的有效折射率和群折射率
以及与这些光学模式相位匹配的力学模的波长和群速度

Mode	n_{eff}	n_g
TE ₀	1.464	2.147
TE ₁	1.159	2.288
Mode	$2\pi/K$	v
SH ₀	5.081 μm	3623 m/s

在该 AO 波导中，声波模式波矢 \mathbf{K} 恒与光波传播常数 β 共线，声波对光波的布里渊散射，会导致光波模式的跳变^①，称为光波模间散射^[2]。

但这与受激布里渊散射不同，这里研究的是光在强大的机械驱动（声泵浦未耗尽近似）^②下的模式转换。换句话说，提供的声子数是极多的，因此光模式的转换所吸收和发射的声子数，相对于总声子数而言，只是沧海一粟，不改变机械波的振动情况，因此可认为电-声换能器输出恒定功率的声场，并在后续无需考虑其变化。而受激布里渊散射没有电-声换能器的加持，声子数是比较少的，因此光模式间的转换，至少会影响声的模式强度，而需要额外关注声的情况。

^① 对于单个光子，模式是跳变的；但对于多光子组成的光行波场，是随着传播距离的增长，按转换效率，能量连续转换到另一个光波模式。
^② 即哪怕电-声换能器的驱动功率在 mW 量级，其所产生的声子数也远超光波模间完全转换所需的声子数。

3.2 共线 AO 过程的数学描述

3.2.1 模间散射耦合波方程

光波在声波作用下模间散射的波动方程 or 耦合波方程，在无声波损耗^①、完美相位匹配^②条件下，由下式^③描述：

$$(\mathbf{v}^{-1}\partial_t + \partial_z) \begin{bmatrix} a_0(t, z) \\ a_1(t, z) \end{bmatrix} = -igb\boldsymbol{\sigma}_x \begin{bmatrix} a_0(t, z) \\ a_1(t, z) \end{bmatrix}$$

其中， \mathbf{v} 是个包含光学群速度的对角矩阵，而 $\boldsymbol{\sigma}_x$ 是个反对角矩阵，因此后者引入了 TE_0 模 $a_0(t, z)\psi_0(x, y)e^{i\beta_0 z - i\omega_0 t}$ 与 TE_1 模 $a_1(t, z)\psi_1(x, y)e^{i\beta_1 z - i\omega_1 t}$ 间的耦合。其中， $a_0(t, z)$ 与 $a_1(t, z)$ 分别是 AO 波导中已正交归一化的本征横模 $\psi_0(x, y)$ 、 $\psi_1(x, y)$ 的 z 向缓变包络系数，线性叠加后，为 AO 波导中总的光模场分布：

$$\Psi(t, x, y, z) = \sum_i a_i(t, z)\psi_i(x, y)e^{i\beta_i z - i\omega_i t} \quad ④$$

类似地，与光波一起沿 $+z$ 轴传播的机械波的表达式如下：

$$u(t, x, y, z) = \sqrt{\Phi_m^{-1}} b(z) u(x, y) e^{iKz - i\Omega t}$$

其中， $\Phi_m = \mathcal{P}_m / \hbar\Omega$ 为声子通量归一化系数， $b(z) = be^{-\gamma z/2}$ 类似 $a_i(t, z)$ ，为归一化后的，考虑损耗的机械波的振幅；其模方 $|b(z)|^2$ 为单位为 Hz 的声子通量。介绍完光波和机械波的归一化振幅 $a_0(t, z)$ 、 $a_1(t, z)$ 、 $b(z)$ 后，还剩耦合系数矩阵：

$$\mathbf{g} = \begin{bmatrix} g_{01} \\ g_{10} \end{bmatrix}$$

$$g := g_{01} = g_{10}^* = -\frac{\omega}{2} \frac{\int dA \cdot \mathbf{e}_0^* \delta_{\mathbf{u}} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{u} \mathbf{e}_1}{\mathcal{P}_0 \sqrt{\mathcal{P}_m} / \hbar\Omega} \quad ⑤$$

g_{01} 、 g_{10} 分别代表从 TE_1 模到 TE_0 模，以及从 TE_0 模到 TE_1 模的耦合系数。

^① 此时 \mathbf{b} 是个常数；否则若声有损，则方程右侧的驱动源项，需额外乘以损耗项 $e^{-\gamma z/2}$ 。

^② SH_0 模需匹配 TE_0 与 TE_1 两个光波模式；若有波矢失配，则方程右侧的驱动源项，需额外乘以 $e^{-i\Delta z \sigma_z}$ 。

^③ 基于麦氏方程组所得：将换能器产生的声波，对的压电晶体 LN 薄膜上 AO 波导的调制，视为对 LN 介电系数在空域上的行波微扰，即认为 $\boldsymbol{\varepsilon} \rightarrow \boldsymbol{\varepsilon} + \delta_{\mathbf{u}} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{u}$ ，并引入弹光张量；其余对波动方程的推导，几乎不变。

^④ 其中 $\omega_0 = \omega_1 + \Omega \approx \omega_1 := \omega$ ，但在之后会加以区分。

^⑤ 其中 $\mathbf{e}_0 = |\mathbf{e}_0| \mathbf{e}_0 = \psi_0(x, y) \mathbf{e}_0$ 为 TE_0 模场的横向电矢量，同理 $\mathbf{e}_1 = |\mathbf{e}_1| \mathbf{e}_1 = \psi_1(x, y) \mathbf{e}_1$ 。

3.2.2 强约束时，耦合系数 g 更大，转换效率更高

下面分析， g 如何随着波导面积 A 的变化而变化：在低约束^①的情况下， g 分子^② $\propto A$ ，分母中的 $P_0, P_m \propto A$ ^③，因此 $g \propto A^{-1/2}$ 。因此随着波导面积^④的减小，耦合系数会变大^⑤，模间散射方程右侧的驱动源就会变大，模式转换的效率就会提高，即将会在更短的 z 向传播距离内，完成 2 个光学模式间的转换。

3.2.3 共线 AO 过程的输入-输出关系

最终，声致光波模间散射方程的解为：

$$\begin{bmatrix} a_0(t, z) \\ a_1(t, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Re}(e^{-igbz}) & \text{Im}(e^{-igbz}) \\ \text{Im}(e^{-igbz}) & \text{Re}(e^{-igbz}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0(t, 0) \\ a_1(t, 0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \zeta & -i \sin \zeta \\ -i \sin \zeta & \cos \zeta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0(t, 0) \\ a_1(t, 0) \end{bmatrix}$$

如此一来，不考虑耦合、传播损耗，则 AO 波导中模式转换的图像就清晰了：在驱动功率 $P_{\pi/2}$ 下，对应 $\zeta = gbL = \frac{\pi}{2}$ ^⑥ 时（图 5(c)），最初 TE_0 (TE_1) 模的光会完全转换为 TE_1 (TE_0)，若再继续再传播相同的距离，使 $\zeta = gbz = \pi$ ，则 TE_1 (TE_0) 模又会转换回 TE_0 (TE_1) 模。

要注意的是该光模间散射过程，仅在 AO 波导中完成。且其输入输出关系，非常像 2×2 的四光口耦合器^⑦，尽管其只有两个端口。而正因其只有两个物理端口，因此需要额外用四个耦合波导，将输入和输出该 AO 波导的两种模式 TE_0 模、 TE_1 模解耦、提取、分离出来。

① 高约束时，波导形状的几何变化，会大幅改变其色散 $\omega-k$ 和模式 $\psi_0(x, y)$ 、 $\psi_1(x, y)$ 的形状；若固定 ω ， g 对波导的几何形状（积分区域）有复杂的依赖性；所以只能在低约束下，查看其往高约束的过渡。这里的波导形状有 10° 的侧壁角，可从图 1(a) 右上角的模场分布中看出来。这是由于波导在氢硅氧烷的掩膜下定义，并用氩离子磨机将其转移到 LN 薄膜上的缘故。

② 可以利用图 1(a) 右上角的模场剖面图 $\mathbf{e}_0(x, y)$ 、 $\mathbf{e}_1(x, y)$ 来帮助计算 g 分子中的积分；

对于该仿真而言，模拟的结果为 $g/\sqrt{h\Omega} = 1000 \text{ mm}^{-1} \text{ W}^{-1/2}$ ，比实验值 $g/\sqrt{h\Omega} = 377 \text{ mm}^{-1} \text{ W}^{-1/2}$ 大 3 倍。

③ TE_0 模的 z 向能流密度对截面的积分 $P_0 = P_{00} = \frac{1}{2} \int dA \cdot \mathbf{e}_0^* \times \mathbf{h}_0 + \mathbf{e}_0 \times \mathbf{h}_0^*$ ，单位为 Hz； P_m 类似。

④ 该 AO 波导宽 $1.25 \mu\text{m}$ （但并不恒定），厚 250 nm ，面积为 $0.3425 \mu\text{m}^2$ 。

⑤ 也可以这么理解，对于给定的声波能量密度 P_m ，如果波导横截面越小，则 P_m 对应的声波将导致 LN 形变量更大，以至于对介电常数的改变更大、激发和参与相互作用的声子更多、 g 的分子更大。

⑥ 当 $P_{\pi/2} = 60 \text{ mW}$ 时，换能器产生 $40 \mu\text{W}$ 的 SH_0 ， TE_0 模到 TE_1 模的完全转换最小长度为 $L = 250 \mu\text{m}$ 。

⑦ 耦合器的四个输入输出光口内的光波模式是相同的；而这里输入输出 AO 波导的四个光波模式并不相同。

3.3 包含 AO 波导的集成 AOM

3.3.1 需额外设计四光口，对 AO 波导的输入输出，进行耦入耦出

为此，在与压电换能器相连的 AO 波导之外，添加了四个靠近但不接触的耦合波导，用以分别从输入、输出端，分别将 AO 波导中转换前和转换完毕的 TE_0 模、 TE_1 模耦合出来，同时不影响 AO 波导中的机械振动状态。

然后再将这四个最宽处为 $1\ \mu\text{m}$ 而只支持 TE_0 模的耦合波导的末端，线性展宽到 $25\ \mu\text{m}$ ，形成一个锥形，并在其上刻光栅，将 TE_0 模耦出到自由空间，或将自由空间中的光耦进到耦合波导中，成为 TE_0 模。

因此，用于 AO 过程的 AO 波导，在与换能器，以及 4 个耦合波导、光栅集成后，所最终形成的四光口移频器，如下图所示：

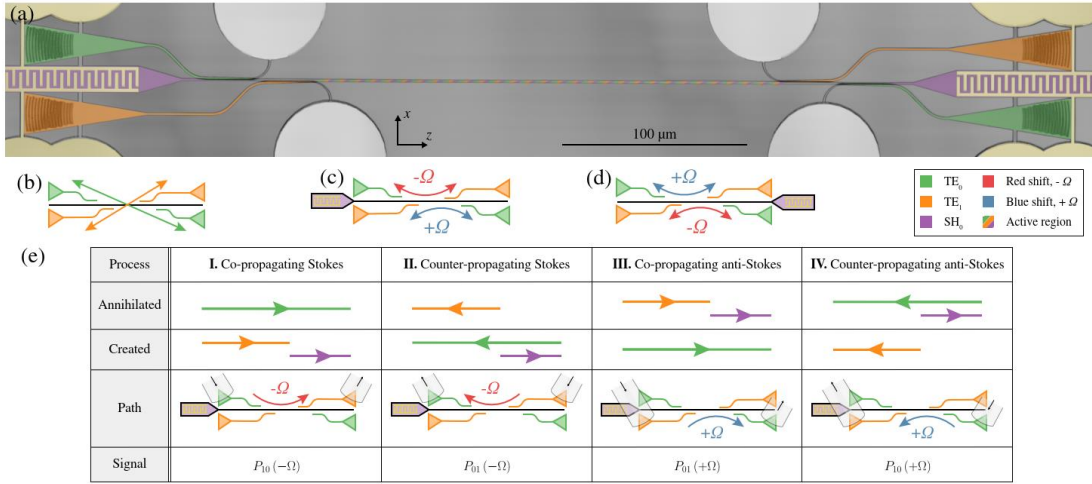


图 2. 集成的 AOM：四光口移频开关

3.3.2 包含 AO 过程与耦合过程的整个移频过程

光波模式的转移，即模间散射模型所对应的 AO 过程，只发生在图 2 中部彩色条纹标识出的有源区域即 AO 波导中，它大约有 $250\ \mu\text{m}$ 长。两端 $P_{\pi/2} \approx 60\ \text{mW}$ 紫色压电叉指换能器 (IDT) ^① 中的某个，所激发出的 SH_0 模可沿该 AO 波导定向传播，并因在悬浮膜上^②，对应自由边界条件，而形成无反射的行波，而非有反射的驻波，也正因如此，图 2(e)中紫色箭头即声波模波矢 K 的方向都朝 $+z$ 向。

^① 通过剥离到 $200\ \text{nm}$ 的蒸发铝中形成图案：35 对手指，间距 $7\ \mu\text{m}$ ，宽度 $13.2\ \mu\text{m}$ ；产生 $5.08\ \mu\text{m}$ 的 SH_0 。

^② 为避免声波反射、防止 AO 与耦合波导以不同的量偏离平面而使得光-光解耦，每个耦合波导末端，都系了 $150\ \text{nm}$ 宽的细绳。

图 2(e)的 I,II,III,IV 共 4 幅图,对应图 2(c)中红蓝 2 个双向箭头的 4 种情况^①;其中,蓝色双向箭头分别对应 III,IV 两个 $TE_1 \rightarrow TE_0$ 的反 stokes 的 AO 过程,而红色双向箭头分别对应 I,II 两个 $TE_0 \rightarrow TE_1$ 的 stokes 模间散射过程。

以 I 这个 $TE_0 \rightarrow TE_1$ 的共线 stokes 过程为例,从左到右,频率匹配的自由空间光,入射绿色耦合光栅(底 $25\ \mu\text{m}$ 宽的三角型器件),耦合进绿色的耦合波导,转换为其中的 TE_0 模;接着再变细、弯曲并靠近 AO 波导,以耦合入并成为其中的 TE_0 模;接着^②在 AO 波导中, TE_0 模式下转换到 TE_1 模,同时产生和发射一个声子。然后 AO 波导中的 TE_1 模再耦入橙色耦合波导,并经过光栅耦出。

若用流程图表示,即:自由空间光 $\rightarrow TE_0$ (绿) $\rightarrow TE_0$ (AO 前) $\rightarrow TE_1$ (AO 后) $\rightarrow TE_0$ (橙)。

^① 图 2(d)关于图 2(c)中心对称,所以不再对其进行多余的解释。

^② 在 AO 波导中发生 AO 过程之前, TE_0 模可能反向耦到左下角的橙色耦合波导中,但几率不大,因为转了 180° 度,掉了个头,导致动量不匹配。

3.4 耦合波导与 AO 波导间的模式耦合

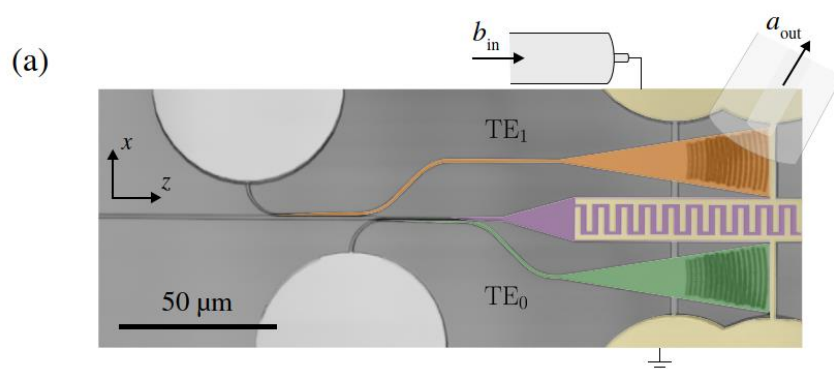
AO 波导与四个耦合波导中的每一个，都单独构成一个 2×2 的四光口光学耦合器，以重新分配光场能量；但对于声场而言，由于 AO 波导与每个耦合波导并不接触，因此声波只在 AO 波导中传播，不干扰其余四个耦合波导的机械和光波模式；同时，四个耦合波导也不干扰 AO 波导中的机械和光波模式。

3.4.1 两种波导间光波模式的能量转移

其中，四个耦合波导的最宽宽度均为 $1\ \mu\text{m}$ ，是不支持 TE_1 模而只允许 TE_0 模的，因此，图 4 图例中对橙色波导的标注“ TE_1 ”，是指其从 AO 波导中提取出的，或向 AO 波导耦进去的，是 AO 波导中的 TE_1 模，而橙色波导自身，是不支持 TE_1 模长距离传输的；因此耦合波导如何从 AO 波导中提取不同光波模式 TE_0 、 TE_1 ，并转换为其所支持的 TE_0 模；或将其中的 TE_0 模，耦入 AO 波导中并转换为 AO 波导中的 TE_0 或 TE_1 模的细节，是非常精彩的。

首先，每一个耦合波导与 AO 波导所单独构成的 2×2 的耦合器，与普通耦合器不同：普通耦合器虽然也是能量从一个波导转移到另一个靠近的波导，但光波模式在转移前后没有改变；而这里，一方面，可以实现诸如 AO 波导中的 TE_1 模 \rightarrow 耦合波导中的 TE_0 模的不同光波模式间的转换；另一方面，这种转换是双向且有选择性的，即以图 4(c)为例，既可以选择从右上角以 $\text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_0$ 耦出，也可以选择从右下角以 $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_0$ 耦出；既可以选择从左上角以 $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_1$ 耦入，也可以选择从左下角以 $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_0$ 耦入。

3.4.2 不同波导的不同模式间，可以相互耦合



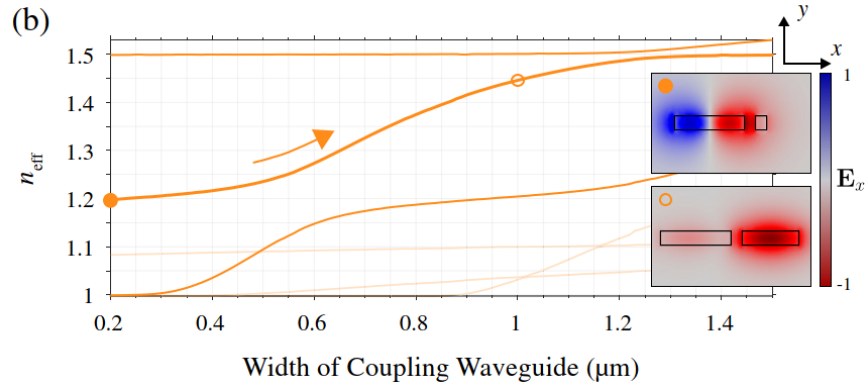


图 3. 使用 AO 多路复用器处理声波和光波模式

以图 3 描述的耦合过程为例，一般认为，AO 波导中的 TE_1 模不会耦合到仅支持 TE_0 这一条模式的耦合波导中，因为耦合波导很窄^①。但要知道，AO 波导中的 TE_1 模的能量，是可以转移到耦合波导的 TE_0 模中的，即 AO 波导中的 TE_1 模确实不会以 TE_1 模的形式存在于耦合波导中，但可以其所支持的 TE_0 的形式存在于其中。

或许可能会反驳到， TE_1 模与 TE_0 模会因正交性，或能量、动量不匹配，而完全禁止相互转换，是的，在理想的、参数各处不变的同一个波导中，两种模式是相互独立地在同一个波导中传播的。

但从能量在波导中的转移，需要经历耦进-耦出-再耦进的角度，当波导外的倏逝场尾扫入另一个波导时，可以视为光是从自由空间耦入另一个波导的，因此不是理想世界中的纯粹波导模式与波导模式间的转换，以至于并没有本征模式的正交性阻止转换的发生，反而只要倏逝场尾在扫入另一个波导时，频率与传播常数，与另一个波导所支持的模式的频率、传播常数相等即可。

3.4.3 AO 波导与耦合波导的不同模式间的耦合机制

同样，从另一个角度，即从图 3(b)中上面那条以 $n_{eff} = 1.2$ 为截距的 TE_0 模^②，与下面那条以 $n_{eff} = 1$ 为截距的，AO 波导中的 TE_0 模^③，有反交叉的角度，也可以解释为何 AO 波导中的 TE_1 模可以耦合到耦合波导中，成为其中的 TE_0 模：

橙色耦合波导最窄处为 200 nm，此处距离 AO 波导 200 nm；当 AO 波导中的光场传播到距离橙色耦合波导最窄处最近的地点时，此时橙色耦合波导宽 200

^① 耦合波导中，最宽的地方只有 1 μm 宽，所以似乎 TE_1 模即使耦进了部分，也会随着传播快速泄漏出去。

^② 一般认为上面那条粗的，是耦合波导中的 TE_0 模色散曲线，但也可以是 AO 波导中的。

^③ 下面这条细的，只能是 AO 波导中的 TE_1 模色散曲线；因为 1.25 μm 宽的波导，所对应的 TE_1 已经接近截止，说明 TE_1 模的截止宽度只比 1.25 μm 小一点，不会小太多；因此耦合波导的宽度 1 $\mu m < TE_1$ 模的截止宽度，无法支持 TE_1 导模， TE_1 在其中是辐射模。

nm，因而只能支持 $n_{eff} = 1.2$ 的 TE_0 模，即图 3(b)中的橙色实心点，而此时 AO 波导宽 $1.25 \mu m$ ，对应支持 $n_{eff} = 1.24$ 的 TE_1 模。此时二者由于传播常数并不相等 $1.2 \omega/c \neq 1.24 \omega/c$ ，因此无法相互转换。

但当 AO 波导中的 TE_1 模继续向右传播时，AO 波导宽度不变，模式不变，模式的等效折射率 $n_{eff} = 1.24$ 也保持不变；但近旁的橙色耦合波导，宽度逐渐从 200 nm 增长到 $1 \mu m$ ，对应 TE_0 模的 n_{eff} 从 1.2 连续增长到 1.445 ，因此在这期间，AO 波导中的光场必然曾传播到某一 z_0 处，该 z_0 处的橙色耦合波导宽度，恰好使其内的 TE_0 模的 $n_{eff} = 1.24$ ，等于 AO 波导内的 TE_1 模的 n_{eff} 。

因此在该 z_0 处，AO 波导的 TE_1 模，与橙色耦合波导的 TE_0 模，频率近简并， β 相同，必然发生高效的耦合而相互转换，转换方向必然是朝橙色耦合波导的 TE_0 模转换，因为 AO 波导内的 TE_1 模已经达到极大值了。所以 AO 波导内 TE_1 模的振幅开始余弦下降，橙色耦合波导中 TE_0 模的振幅开始正弦上升。

3.4.4 低串扰地选择性耦入耦出指定模式

而 AO 波导中未从该 z_0 处附近的路段，耦合进橙色耦合波导，并充当其内的 TE_0 模的，剩余 TE_1 模，在接下来的继续传播，并接近绿色耦合波导时，却大部分不会被耦合进去。因为作者额外进行了如下设置：

在橙色与绿色耦合波导之间的某个 z_1 处，使原本 $1.25 \mu m$ 宽的 AO 波导变成 575 nm 宽，使得不被该宽度所支持的 TE_1 模，大部分从 AO 波导中从此处开始，快速辐射掉，不再后续传输到与绿色耦合波导接壤的路段中，也就不参与之后的耦合；而 575 nm 宽却大于 TE_0 模的截止宽度，所以 575 nm 宽的 AO 波导仍能支持 TE_0 模，只不过 TE_0 模场横向扩展更大，更多能量趋于波导表面，这恰好使得，后续从 575 nm 恢复 $1.25 \mu m$ 宽的 AO 波导内的 TE_0 模场，更容易耦出 AO 波导，并耦进从 400 nm 渐变到 $1 \mu m$ 宽^①且支持 TE_0 模的绿色耦合波导。

因此，橙色与绿色耦合波导间，对 AO 波导引入的宽度约束，大幅减弱了 AO 波导中此处 TE_1 模的透过率，同时增加了 TE_0 模的耦合率； TE_1 模的弱透过率，配合绿色耦合波导的最窄宽度 400 nm 大于橙色耦合波导的 200 nm ，导致其 TE_0 模色散曲线不一定能与 AO 波导的 TE_1 模的曲线形成反交叉，减少了剩余 TE_1 模误耦入绿色耦合波导的几率，即减少了绿色耦合波导误收集 TE_1 模的串扰。

而对于橙色耦合波导误收集 AO 波导中的 TE_0 模的所带来串扰，作者并没有

^① $400 \text{ nm} \sim 1 \mu m$ 与 $575 \text{ nm} \sim 1.25 \mu m$ 必然有一个交点，此时，宽度相同的绿色耦合波导与 AO 波导中的 TE_0 模发生能量交换，即 TE_0 模从 AO 波导中耦入并成为绿色耦合波导中的 TE_0 模。

提出有效的解决方案，导致串扰主要是橙色 TE_1 模耦合器贡献。

不过，装置自身带有一定的阻止 TE_1 耦合波导误收集 TE_0 模的抗串扰机制：由于在 AO 波导经过橙色耦合器时，宽度恒为 $1.25\ \mu\text{m}$ ，因此其中的 TE_0 模大部分能量集中于 AO 波导中部，而 TE_0 模更趋向 AO 波导表面，更易与旁边 $200\ \text{nm}$ 距离处的橙色耦合波导中的 TE_0 模耦合；

另外，宽度从 $200\ \text{nm}$ 到 $1\ \mu\text{m}$ 渐变的橙色耦合波导中的 TE_0 模，在色散曲线上，有与 AO 波导中的 TE_1 模模式匹配的点，即 2 条色散曲线反交叉的形成可使传播常数、能量匹配而发生耦合，使致能量振荡式地，从波导到另一个波导，到模式到另一个模式进行转移。

而在 AO 波导贴合而还未远离橙色波导的路段上，橙色耦合波导的宽度尚处于 $200\ \text{nm} \sim 1\ \mu\text{m}$ 间，导致橙色波导内的 TE_0 模，与宽度为 $1.25\ \mu\text{m}$ 的 AO 波导中的 TE_0 模的 n_{eff} 、 β 均不可能相同，因此理论上甚至不会发生能量交换，哪怕是同种波导模式^①。

串扰的发生，除了要求两种耦合波导没有按照预期地耦入耦出既定模式之外，还需要 AO 波导没有完全转换两种模式，这第二个条件被满足^②。

^① 不同波导的相同模式间，也可以因波导尺寸不同，而无法发生耦合。

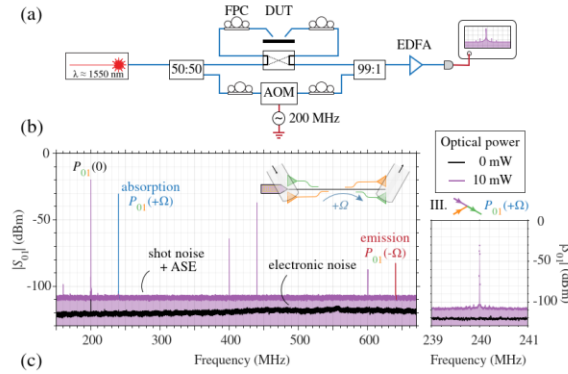
^② 光波、声波的反射，或许对串扰也有贡献。

3.5 外差式测量器件理论半波功率和 AO 波导的光-光转换效率

而这个集成的 AOM，就尚未达到 100% 的转换效率，因而有串扰。

因换能器频率 440MHz 较低、高限制波导的机械损耗较大，在驱动功率 P_{RF} 达到极限 $P_{\max} = 13\text{dbm} \approx 20\text{ mW}$ ，对应 RF 振幅 $\sqrt{P_{\max}} = \sqrt{20\text{ mW}} = 0.14\sqrt{\text{W}}$ 而使器件四光口的系绳断裂^①前， P_{RF} 都没有达到实现光波模式完全转换，所需的 $P_{\pi/2} \approx 60\text{ mW}$ ^②，对应图 4(c)中大图，以及图 4(d)中黑色数据点纵坐标未能到达零。

以 $\text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_0$ 过程为例，器件的光-光模式间的最高能量转换效率，在 $P_{RF} = 10\text{dbm} = 10\text{ mW}$ ，对应 RF 振幅 $\sqrt{P_{RF}} = \sqrt{10\text{ mW}} = 0.1\sqrt{\text{W}}$ 、声波模 SH_0 功率 $30\text{ }\mu\text{W}$ 处达到，实验测得的最高效率为 $P_{01}(0.1\sqrt{\text{W}})/P_{11}(0) = 19\text{ mW}/50\text{ mW} = 38\%$ ；而对于 AO 波导的最高转换效率，还需再除以考虑波导损耗与光栅耦合损耗这两次损耗后的功率透射率 $(t_{00}t_{11})^2/(t_{11}^2 + t_{01}^2)^2 = (10 \cdot e^{-24.8/10})^2/(10 \cdot e^{-26.3/10})^2$ ，才能最终得到 AO 波导的最高转换效率为 18%^③，对应图 4(d)的极值点处。



① 导致 AO 波导与耦合波导脱光学耦合。

② 当 $P_{\pi/2} = 64\text{ mW}$ 、RF 振幅 $\sqrt{P_{\pi/2}} = 0.252\sqrt{\text{W}}$ 时， $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_1$ 的完全转换所需最小长度为 $L = 252\text{ }\mu\text{m}$ ；

当 $P_{\pi/2} = 74\text{ mW}$ 、RF 振幅 $\sqrt{P_{\pi/2}} = 0.272\sqrt{\text{W}}$ 时， $\text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_0$ 的完全转换所需最小长度为 $L = 272\text{ }\mu\text{m}$ 。

AO 过程的功率转换曲线，由对有限数据点正余弦拟合得到，但没用 $0.03\sqrt{\text{W}} \sim 0.14\sqrt{\text{W}}$ 间的数据。

③ 这里有点问题，我算出来的 AO 波导光-光转换效率并非 18%，而是最低 19%。两个问题：

其一， $P_{01}(\Omega)$ 的透过率竟然比 $P_{11}(0)$ 还低，这不可思议；且这将导致，考虑波导与光栅耦合损耗后，整个器件的转换效率 38%，相对于单独一个 AO 波导的转换效率 19%，不降反升。

其二，在波导与光栅耦合损耗一定的条件下，当换能器透射率/换能效率 t_{μ} 一定、声波在 AO 波导中的损耗 γ 或 L_{eff} 一定时， P_{RF} 越大（可能 $P_m = P_{RF} \cdot |t_{\mu}|^2$ ），则耦合系数 g 越大（但数学上随 P_m 的增加而更小？），则 $\sqrt{P_{\pi/2}}$ 越小，即光场传播相同 L ，模式完全转换所需的能量 P_{RF} 越小，则同样的 P_{RF} 和相同 z ，转换效率更大；或理解为 g 更大，则 $gbz = \pi/2$ 所需的 z 就更短，相同 z 处，转换效率就更高。——因此在不超出 $P_{\pi/2} = 60\text{ mW}$ 和使物理线断的最大功率 20 mW 的情况下，图 4(d)的极值点不应在 10 mW 即 $0.1\sqrt{\text{W}}$ 处达到，而应在极限情况的 20 mW 即 $0.14\sqrt{\text{W}}$ 处达到极大值。

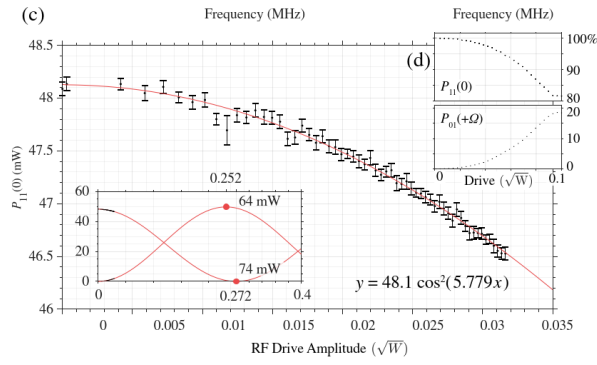


图 4. 利用矢量网络分析仪，外差式测量不同 RF 功率下的双端口 S 参数谱

上述外差式测量针对的是 $TE_1 \rightarrow TE_0$ 过程。在任何通电后的器件的 AO 过程，包括该过程的 AO 波导中的 AO 过程中，都会发生 stokes 和反 stokes 过程，因为声子频率相对光波频率太小，即使无反射声波，吸收或放出一个 K 相同的声子，整个过程均近似满足动量守恒（和频率守恒）。

但要注意，这里成对发生的 stokes 和反 stokes 过程^①，并非指图 2(e)中的 I、III 或 II、IV 过程，而是单独针对 I,II,III,IV 四个过程，都有从相同端口入射的另一个上或下转换过程。——然而由于 AO 波导只能支持 TE_1 与 TE_0 模这两种 (ω, β) 的模式，并不能长距离地维持除此之外的模式；且 (Ω, K) 已固定了的声波，所能匹配或弥补的光波模式转换过程，也只有标准的 TE_1 与 TE_0 模间的转换这一种，任何其他一组 (ω, β) 间的转换，都有波矢失配而不能长距离地维持相干。

所以图 4(b)中发射的 $P_{01}(-\Omega)$ 峰，本身波矢并不完全匹配，且模式也不是 TE_0 模，而是比 TE_1 模频率还低的、非 $1.25 \mu m$ 的 AO 波导中的导模，但 Somehow 它就被仅支持 TE_0 模的绿色耦合波导给耦出来了，尽管峰的幅值很低^②。

其中 99:1 与 EDFA 的组合，是考虑到被测设备(DUT)即该集成 AOM 的输入输出损耗很大，因为从输入器件到输出器件，会经历 2 次光栅与耦合波导间的光场耦合、以及 2 次 AO 波导与耦合波导间的光场耦合，一共 4 次耦合，4 次损耗。

^① 除非有光波或声波的反射等。

^② 低于 $-50 \text{ dbm} = 0.00001 \text{ mW}$ 。

3.6 考虑所有光-光耦合过程后，器件的输入-输出关系

4 次损耗，在数学上就体现于光振幅透过率和功率透射率极低，如表 2 所示：

表 2. 外差式测量器件的模式振幅光学透过率所表征的光学插入损耗

Path	ω	$\omega + \Omega$	$\omega - \Omega$
TE ₀ →TE ₀	$t_{00}^2 + t_{10}^2$	$t_{00}t_{10}$	$t_{10}t_{00}$
	-27.0	-46.6	-46.8
TE ₀ →TE ₁	$t_{01}t_{00} + t_{11}t_{01}$	$t_{01}t_{10}$	$t_{11}t_{00}$
	-41.0	-47.1	-28.9
TE ₁ →TE ₀	$t_{10}t_{11} + t_{00}t_{01}$	$t_{00}t_{11}$	$t_{10}t_{01}$
	-39.6	-24.8	-45.7
TE ₁ →TE ₁	$t_{11}^2 + t_{01}^2$	$t_{01}t_{11}$	$t_{11}t_{01}$
	-26.3	-36.2	-38.2

表 2 的结果，从设备上，是基于图 4(a)外差式测量仪的测量而给出的；而从数学模型上，是基于以 3.2 节 AO 波导中的模间耦合方为基础，引入 AO 波导外的所有光-光耦合过程的传输矩阵，所得到的下述方程：

$$\begin{bmatrix} a_0^{(\text{Out})} \\ a_1^{(\text{Out})} \end{bmatrix} = \mathbf{T}^T \begin{pmatrix} \cos \zeta & -i \sin \zeta e^{-i\Omega t} \\ -i \sin \zeta e^{i\Omega t} & \cos \zeta \end{pmatrix} \mathbf{T} \begin{bmatrix} a_0^{(\text{in})} \\ a_1^{(\text{in})} \end{bmatrix}$$

该方程描述了，只驱动图 2(a)的左换能器时，光是如何通过从左往右传输的。其中，描述 AO 波导输入-输出关系的原矩阵的非主对角元中，补上了声波频率移频量，其余不变；此外，还引入了包含光栅和波导间耦合的振幅透过率矩阵：

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} t_{00} & t_{01} \\ t_{10} & t_{11} \end{pmatrix}$$

如果光从左侧绿色耦合波导中输入，对应 $\mathbf{a}^{(\text{in})} = (a_0^{(\text{in})}, a_1^{(\text{in})})^T = (1, 0)^T$ ，则从右侧两个耦合波导中，均分别通过光栅，耦合输出 3 个成分的光：

$$\mathbf{a}^{(\text{Out})} = \begin{bmatrix} (t_{00}^2 + t_{10}^2) \cos \zeta & -it_{00}t_{10}e^{-i\Omega t} \sin \zeta & -it_{10}t_{00}e^{i\Omega t} \sin \zeta \\ (t_{01}t_{00} + t_{11}t_{10}) \cos \zeta & -it_{01}t_{10}e^{-i\Omega t} \sin \zeta & -it_{11}t_{00}e^{i\Omega t} \sin \zeta \end{bmatrix}$$

如果光从左侧橙色耦合波导中输入，对应 $\mathbf{a}^{(\text{in})} = (a_0^{(\text{in})}, a_1^{(\text{in})})^T = (0, 1)^T$ ，则从右侧两个耦合波导中，均分别通过光栅，耦合输出 3 个成分的光：

$$\mathbf{a}^{(\text{Out})} = \begin{bmatrix} (t_{10}t_{11} + t_{00}t_{01})\cos\zeta & -it_{00}t_{11}e^{-i\Omega t} \sin\zeta & -it_{10}t_{01}e^{i\Omega t} \sin\zeta \\ (t_{11}^2 + t_{01}^2)\cos\zeta & -it_{01}t_{11}e^{-i\Omega t} \sin\zeta & -it_{11}t_{01}e^{i\Omega t} \sin\zeta \end{bmatrix}$$

上面两个解，共 4 个分量，从上到下，分别代表： $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_0$ 、 $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_1$ 、 $\text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_0$ 、 $\text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_1$ 这 4 种路径，每种路径均会输出 3 个成分的光；其中 $\cos\zeta$ 成分对应未发生转换的、原频率的光 ω ， $-ie^{-i\Omega t} \sin\zeta$ 为上转换出的反 stokes 光 $\omega + \Omega$ ， $-ie^{i\Omega t} \sin\zeta$ 为下转换出的 stokes 光 $\omega - \Omega$ 。

这 4 个过程中，3 个成分的振幅透过率的大小，在表 2 中已分别给出，可见器件的透过率是极低的，毕竟输入输出间经历了 4 次光-光耦合，导致损耗很大；对表中每一格平方后，即为功率透过率的大小，也已在之前光-光调制效率计算中体现出了。

3.7 耦合系数 g 的实验值，及其他参数值

在 3.5 节通过外差式测量间接得到了半波功率 $P_{\pi/2}$ 后，作者同样通过双端口微波系统^①测量了紫色 SH₀ 模换能器在 440MHz 下的效率 $|t_{b\mu}|^2 = -21.9 \text{ dB}$ ^②，且用相同的装置，单独测量了 AO 波导的机械损耗 γ ^③，得到了 SH₀ 在 AO 波导上的有效传播长度 L_{eff} 。接着就可以用 $P_{\pi/2}$ ， $t_{b\mu}$ ， L_{eff} 这 3 个参数，通过：

$$\zeta = gbz = g\sqrt{\frac{P_{\pi/2}|t_{b\mu}|^2}{\hbar\Omega}}L_{\text{eff}} = \frac{\pi}{2}$$

得到耦合系数 g 的实验值为： $g/\sqrt{\hbar\Omega} = 377 \text{ mm}^{-1}\text{W}^{-1/2}$ ，比仿真值小 3 倍，与其之前的工作^[3]一致。也可以通过相同的这个公式，反过来利用 g ，推算 $|t_{b\mu}|^2$ 。

在得到了器件的这些参数后，作者拓展了之前 Smith 等人^[4]归纳的表格，包括对 $t_{b\mu}$ 和 g 的估计以及最近在高限制波导器件方面的工作，如下表 3 所示。

表 3. 低和高限制的共线 AOMs 的各项性能参数

Work	Year	λ (nm)	$\Omega/2\pi$ (MHz)	L (mm)	$P_{\pi/2}$ (mW)	γ (dB/mm)	$ t_{b\mu} ^2$ (dB)	$g/\sqrt{\hbar\Omega}$ ($\text{mm}^{-1}\text{W}^{-1/2}$)	$(L/\lambda)^2 P_{\pi/2}$ (MW)	η_{max} (%)
Harris [1]	1970	632.8	54	35	3.64×10^3	—	-7.5	0.057	1.1×10^4	95
Ohmachi [2]	1977	1150	245.5	4.5	550	—	-20	4.7	8.42	70
Binh [3]	1980	632.8	550	9	225	—	-25	6.54	45.5	99
Heffner [23]	1988	1523	175	25	500	—	-7.0	0.20	135	97
Hinkov [24]	1988	633	191.62	17	400	-0.1	-25	2.6	289	90
Frangen [25]	1989	1520	178	9	90	-0.05	-10	1.9	3.16	99
Hinkov [26]	1991	800	355.5	20	19.8	-0.04	-3	0.825	12.4	93
Hinkov [5]	1994	800	365	25	0.5	-0.04 ^b	-3 ^b	4.2	0.488	100
Duchet [6]	1995	1556	170	30	6	—	-3	0.96	2.23	100
Liu [27]	2019	1510	16,400	0.5	4.2×10^5	—	-15	0.041	46.4	2.5×10^{-4}
Kittlaus [28] ^c	2020	1600	3110	0.240	4.69×10^3	—	-12	5.7	0.105	1
Kittlaus [28] ^c	2020	1525.4	3110	0.960	1.48×10^3	—	-12	4.5	0.587	13.5
This work	2020	1550	440	0.25	60	-11.7	-21.9	377	1.6×10^{-3}	18

^aWe extend the table compiled by Smith *et al.* [4] to include estimates for $t_{b\mu}$ and g and recent work on high-confinement waveguide devices. η_{max} is the maximum conversion efficiency demonstrated. The values for g are inferred from $P_{\pi/2}$. We account for mechanical propagation loss where reported. High-confinement modulators dramatically improve the figure-of-merit $(L/\lambda)^2 P_{\pi/2}$.

^bValue copied from Ref. [26].

^cThe two rows are for the straight (top) and serpentine (bottom) modulators reported. These devices are side-coupled, not collinear.

该工作的优势在于，与 Ti 扩散、质子交换波导相比，该器件提供了 2 个数量级的 g 增加、1,000 倍的品质因数改进^④。但该高限制的 AOM 尚未实现 100% 的光-光转换或创纪录的 $P_{\pi/2}$ 。

① 估计就是矢量网络分析仪。

② 相当于换能器的插入损耗，更准确地说，是从 50 Ω 传输线到 AO 波导的 SH₀ 模式的功率传输系数。

③ 通过改变换能器-AO 波导-换能器中，AO 波导的长度，收集对应的机械损耗，再 $|t_{b\mu}|^2 e^{-\gamma L/2}$ 拟合以确定 γ 。

④ 低功率、紧凑调制器、高效换能器、强光子-声子相互作用意味着品质因数更低。

3.8 集成 AOM 的工作方式

图 3(a)整体作为一个多路复用器^[5]。将另一个完全相同但旋转了 180° 的多路复用器,与之通过 AO 波导连接在一起,2 个多路复用器构成图 2 的集成 AOM。

当设备没有通电时, AO 波导没有使用其模间散射功能,只简单传输光波模式。并因 3.4.4 和 3.6 所言,器件具有低串扰的模式选择性,导致器件中主要发生图 2(b)的 $TE_1 \rightarrow TE_1^{①}$ 或 $TE_0 \rightarrow TE_0^{②}$ 过程,对应 2(b)的异侧交叉同类端口传输。

当设备的换能器通上电后, AO 波导开始工作,将从自由空间中耦合输入并转换到其内 TE_1 (或 TE_0) 模的光,在通过它后,以低于 18%的效率转换为 TE_0 (或 TE_1) 模,并最终耦合输出到自由空间中。对应主要发生 $TE_1 \rightarrow TE_0^{③}$ 或 $TE_0 \rightarrow TE_1^{④}$ 过程,如图 2(c)的同侧平行异类端口传输所示。

① 准确地说:自由空间光 $\rightarrow TE_0$ (橙) $\rightarrow TE_1$ (AO 前) $\rightarrow TE_1$ (AO 后) $\rightarrow TE_0$ (橙) \rightarrow 自由空间光。

② 准确地说:自由空间光 $\rightarrow TE_0$ (绿) $\rightarrow TE_0$ (AO 前) $\rightarrow TE_0$ (AO 后) $\rightarrow TE_0$ (绿) \rightarrow 自由空间光。

③ 准确地说:自由空间光 $\rightarrow TE_0$ (橙) $\rightarrow TE_1$ (AO 前) $\rightarrow TE_0$ (AO 后) $\rightarrow TE_0$ (橙) \rightarrow 自由空间光。

④ 准确地说:自由空间光 $\rightarrow TE_0$ (绿) $\rightarrow TE_0$ (AO 前) $\rightarrow TE_1$ (AO 后) $\rightarrow TE_0$ (绿) \rightarrow 自由空间光。

4 发展方向

4.1 紧凑型低功率移频器

若只看该设备的换能器-AO 波导-换能器结构, 不看 4 个耦合波导^①和 4 个光栅, 则该器件自身, 已经是片上高度集成的、 $P_{\pi/2} = 60\text{mW}$ 的 AO 移频器, 用以实现加交流电 (RF) 信号, 则发生 $\text{TE}_1 \leftrightarrow \text{TE}_0$ 间的转换。

而 TE_1 模与 TE_0 模频率不同, 因此该器件的 AO 部分, 可以作为移频器^②。

4.2 可调滤波器

由于已经可以实现移频, 并且模间能量转换效率, 随 RF 功率以三角函数振荡, 因此对于波长匹配该器件工作波段的入射光^③, 可以通过调整 RF 功率的大小, 调整入射光在 AO 波导内的模间转换效率, 以调整最终耦合出射的光功率。

因此, 调整射频信号功率的大小, 就能改变滤波程度, 即透射率或阻挡率, 最终改变透射光强度, 所以该器件也是个动态可调滤波器。

4.3 光束偏转器

改变 4 个耦合波导或 4 个光栅的方向, 可以独立控制输入和输出设备的自由空间光的方向。若不用光栅, 仅采用 4 个耦合波导结构, 则可以独立控制从 AO 波导中, 耦入和耦出的 TE_0 模的传播常数的 β 方向。

因此, 该器件也同时起到了光束偏转器的作用。

^① 因为 4 个耦合波导中只允许 TE_0 模, 导致 TE_1 模耦合到耦合波导中后, 频移看不出来。

^② 若耦合波导能把 AO 波导中的 TE_1 模选择性地耦出去并成为其中的 TE_1 模, 则整个器件才可称为移频器。

^③ 即波长在与该器件工作中心波长 1550 nm 附近 3 dB 带宽 40 nm 范围内的光。

4.4 与光学滤波器级联，实现固定频率的片上微型非磁隔离器

若将器件中 $\text{TE}_1(\omega) \rightarrow \text{TE}_0(\omega + \Omega)$ 、 $\text{TE}_1(\omega + \Omega) \leftarrow \text{TE}_0(\omega)$ ^①的那支，即对应图 2(e)的后两个反 stokes 过程 III.IV.或图 2(c)的下路，单独取出来，并在该部分前面的橙色波导处，添加一个针对频率为 $\omega + 2\Omega$ 的背向散射光的环形滤波器，则前向传播的、频率为 ω 的 TE_1 模的光，不会被共振频率为 $\omega + 2\Omega$ 的环形滤波器所束缚，而频率为 $\omega + 2\Omega$ 的背向散射光，却会被耦合进环形滤波器，并经上侧过滤出去。因此若该器件与比其工作频率 ω 高 2Ω 的滤波器级联，则可实现非磁光隔离。

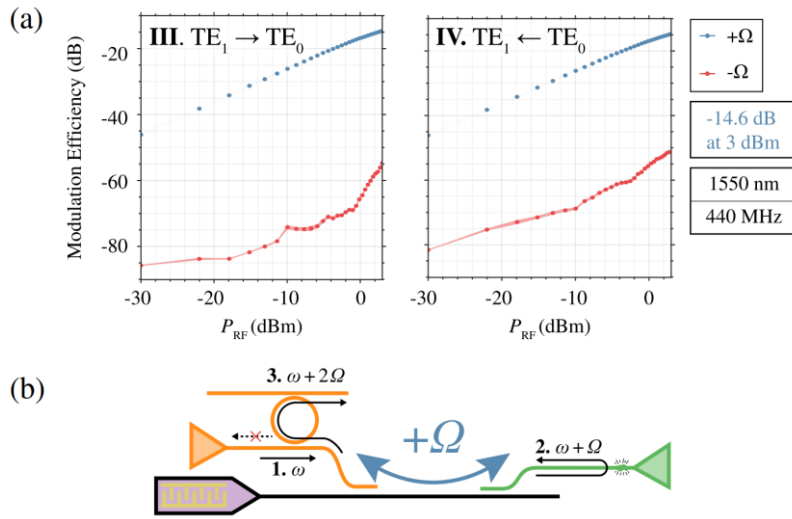


图 5. 非互易的、方向非依赖性的频率移频器，即非磁隔离器^[6]

如图 5(a)所示，调制器声对光散射带来蓝移的上转换调制效率，是与光传播方向无关的；也就是不论是 $\text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_0$ ，还是 $\text{TE}_1 \leftarrow \text{TE}_0$ ，均会更高的概率吸收^②1 个声子而不是放出一个声子，这或许可以用强大的换能器所带来的，声泵浦未耗尽来解释：电驱动换能器所转换出的 AO 波导中的声子太多了，以至于大量的声子总是倾向于被光给吸收而湮灭，而不是倾向于继续被光发射、生成而增多。

^① 后者也是吸收一个声子 Ω 的反 stokes 过程：从图 2(e)IV.知，消灭所以吸收了一个声子，则光波频率 ω 必然升高。但光波的传播常数 $\beta(\omega) = k_0(\omega)n_{\text{eff}}(\omega) = n(\omega)n_{\text{eff}}(\omega)\omega/c$ 却变短了，说明 $n_{\text{eff}}(\omega)$ 减小得更多，这从表 1 可知，确实 TE_1 模的 $n_{\text{eff}}(1550 \text{ nm}) = 1.159 \ll 1.464$ ，说明模式切换到高阶，确实可以提升频率 ω 的同时，降低传播常数 $\beta(\omega)$ ，对应图 1(a)中朝右上的紫色箭头，可以变得朝左上；这很反 $k_0(\omega) = n(\omega)\omega/c$ 随 ω 升高而升高的常识，并且这也说明，波导中是光波模式与声波模式在作用，涉及到的都是模式的传播常数，而不是单个光波或光子在与单个声波或声子作用，不涉及粒子或单色波波矢。

^② $\text{TE}_1 \leftarrow \text{TE}_0$ 会更高概率吸收 1 个声子，这个也很反常识。AO 波导的尺寸已经给定了，则 TE_1, TE_0 模的 (ω, β) 或 $n_{\text{eff}}(\omega) = \beta(\omega)/k_0$ 随 ω 的色散曲线就确定了，如图 1(a)所示。由于从 $\text{TE}_1 \leftarrow \text{TE}_0$ ，传播常数都是大幅降低的，而频率升高与降低都是小幅的，因而上、下转换都能发生。但更容易发生往右上方向的上转换，而不是与 $\text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_0$ 互逆的往左下原路返回的下转换，应该是拜换能器强大声泵浦所赐。

5 不足之处

5.1 文章提及的不足

最大的不足是作者自制的换能器的能量透过率仅为 -21.9 dB ，这直接导致了光-光转换效率最高只有 18% ，没有实现声致光-光模间散射的完全转换，且 $P_{\pi/2} = 60\text{ mW}$ 并非是创纪录的最低。

其 AO 波导的机械损耗 $\gamma = 11.7\text{ dB/mm}$ 也较大，导致声波有效传播长度 L_{eff} 只有 742 cm ，尽管这是高限制机械波导的通病^①，但最近蓝宝石上 GaN 中的高约束机械波导已被证明在 192 MHz 下具有 $\gamma = 0.05\text{ dB/mm}$ [7]。

5.2 我所认为的不足

表达上，作者直称橙色波导为 TE_1 模波导，但橙色波导并不支持 TE_1 模，只支持 TE_0 模，这很容易让人造成误解。只是橙色波导从 AO 波导中耦合出的 AO 波导中的 TE_1 模而已，尽管直呼其为 TE_1 波导确实很简单，但也需要至少提前说明一次。

另外，作者未解释为何图 2(e)II.IV. 分别是下/上转换，而不是上/下转换。按理，大波矢对应高频率，则 II.IV. 分别对应 AO 过程的上/下转换；但实际 II.IV. 却分别对应下/上转换：因为 II.IV. 的 2 个端口所能在 AO 波导中提取的模式已经确定，而频率接近的情况下， TE_1 模波矢更大，则各端口对应的传播常数就确定了：橙端对应 TE_1 模则 β 更大；同时，声波只能朝右传输，只有向右的动量，且波矢随 RF 频率而确定，则配合动量守恒方程，便独立确定了 2 种光波模式的传播常数和声波的波矢，及他们的相对方向。以至于这样才能知道 II.IV. 的 AO 过程，到底是发射还是吸收一个向右传播的声子，对应是下转换还是上转换。

数学上，许多公式应代入 AO 波导长度 L ，而不是声波有效传播长度 L_{eff} ，作者或合作者似乎搞混了，不知是笔误还是认识上的错误。

测试上，既然表征了双换能器和 AO 波导中的声反射波存在，且确认声反射波是光串扰的主要来源，但并未进一步讨论声反射波的存在而导致串扰的原因：因为这将会导致图 2(e)中多出 4 个不希望看到的 AO 过程，至一共 8 个 AO 过程。

^① 在类似的 440 MHz 频率下，低限制设备的 γ 小至 0.04 dB/mm [9]，因此 L_{eff} 长达 22 cm 。

6 个人展望

最大的改进空间，在换能器上：采用低插入损耗的换能器，可提高光-光转换效率，同时降低光-光完全转换的半波功率 $P_{\pi/2}$ ，进而进一步降低设备驱动功率。

此处使用的 440 MHz 的叉指换能器的能量透过率为 -21.9 dB。而若采用以 2 GHz 为中心压电波导换能器^[8]，则透过率会提高近 10 dB 到 -12 dB，这样在相同的射频功率下，可以提高 SH_0 模的声子数，降低光-光模式间完全转换所需的半波功率 $P_{\pi/2}$ 的值，实现 100% 的光-光转换效率，而不仅仅只有此处的 18%。

同时，该文章的半波功率 $P_{\pi/2}$ 也不是所报道的各器件中最低的，其改善方法首要也是改进换能器，其次是将 AO 波导的长度进一步增加，同时将高声光限制的 AO 波导的声损耗降低，增加声波的有效传播长度，以实现 1 mW 以下的 $P_{\pi/2}$ 。

另一方面，AO 波导长度 L 的增加，以及声波有效传播长度 L_{eff} 的增加，可以实现窄带光学滤波^①，甚至可以实现无附加滤波器的可调窄带滤波：比如若使 $L \gg (\nu_1^{-1} + \nu_0^{-1})^{-1} / \Omega$ ，则即使在 L_{eff} 内 $\text{TE}_1(\omega + 2\Omega) \leftarrow \text{TE}_0(\omega + \Omega)$ 的光-光转换效率达到 100%，也最多是随距离三角函数上升的，而该上转换过程只是因强大的声泵浦驱动和小的声反射而优先于下转换发生，但并没有像下转换那样满足波矢匹配，因此若 AO 波导长度 L 比该 AO 过程的相干长度长，则反射光 $\text{TE}_1(\omega + 2\Omega)$ 也会因相位失配而损耗掉^②，以至于不用加滤波器，器件自身就能滤掉反射光。

因此，通过增加 AO 波导长度和降低声波损耗，不仅可以提高转换效率、降低半波功率，还可以做窄带光学滤波。

此外，通过制作机械性能更好的 AO 波导，或沿着 AO 波导布置行波电极^[10]，而不是只在一端通过固定电极和换能器输入 SH_0 模的声行波，可以实现更好的滤波功能。

更进一步的工作包括，研究如何将类似工作迁移到非悬浮的 LN 上，以期将该 AO 组件集成到更复杂的电路或系统中。一种候选材料是蓝宝石上的 LN，它表现出良好的 AO 和压电特性^[11]，并且最近已作为高效波导换能器^[12]展示了。

^① 典型的商用 AO 可调滤波器可提供纳米级带宽，比如在 Ref.[9]中，3 厘米长的 AO 可调滤波器拥有 0.32 纳米的带宽。

^② 但相位失配并不是损耗，而也是三角函数振荡，且在返回的 $\text{TE}_0(\omega + \Omega)$ 与 $\text{TE}_1(\omega + 2\Omega)$ 这两种模式间振荡。所以若没有将 $\text{TE}_0(\omega + \Omega)$ 与 $\text{TE}_1(\omega + 2\Omega)$ 这两者都滤掉，则还尚未实现滤反射、光隔离的功能。

7 参考文献

1. Sarabalis C J, Van Laer R, Patel R N, et al. Acousto-optic modulation of a wavelength-scale waveguide[J]. *Optica*, 2021, 8(4): 477.
2. Kittlaus E A, Otterstrom N T, Rakich P T. On-chip inter-modal Brillouin scattering[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 15819.
3. Jiang W, Patel R N, Mayor F M, et al. Lithium niobate piezo-optomechanical crystals[J]. *Optica*, 2019, 6(7): 845.
4. Smith D A, Baran J E, Johnson J J, et al. Integrated-optic acoustically-tunable filters for WDM networks[J]. *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 1990, 8(6): 1151–1159.
5. Dostart N, Popović M A. Mode multiplexer for guided optical and acoustic waves[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(21): 6066.
6. Heeks J S, Jackson J D. Acousto-optic isolator[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1987, 81(4): 1215–1215.
7. Fu W, Shen Z, Xu Y, et al. Phononic integrated circuitry and spin–orbit interaction of phonons[J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 2743.
8. Dahmani Y D, Sarabalis C J, Jiang W, et al. Piezoelectric Transduction of a Wavelength-Scale Mechanical Waveguide[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13(2): 024069.
9. Eilouti H H, Khadra L M. Optimised implementation of real-time discrete Wigner distribution[J]. *Electronics Letters*, 1989, 25(11): 706–707.
10. Kittlaus E A, Jones W M, Rakich P T, et al. Electrically driven acousto-optics and broadband non-reciprocity in silicon photonics[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(1): 43–52.
11. Sarabalis C J, McKenna T P, Patel R N, et al. Acousto-optic modulation in lithium niobate on sapphire[J]. *APL Photonics*, 2020, 5(8): 086104.
12. Mayor F M, Jiang W, Sarabalis C J, et al. Gigahertz Phononic Integrated Circuits on Thin-Film Lithium Niobate on Sapphire[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(1): 014039.