arXiv:2302.03890v2 [physics.optics] 7 Mar 2023

铌酸锂波导中由表面声波引起的受激布里渊散射

Caique C. Rodrigues、Roberto O. Zurita、Thiago P. M. Alegre 和 Gustavo S. Wiederhecker *

Gleb Wataghin Physics Institute, University of Campinas, Campinas, SP, Brazil
Photonics Research Center, University of Campinas, Campinas, SP, Brazil

摘要：我们通过数值演示表明，在 Z 和 X切向的绝缘体上铌酸锂（LNOI）波导中，可以支持受限的短波长表面声波，并通过后向受激布里渊散射与光场发生强烈相互作用。我们进行了全面的各向异性仿真，不仅考虑了移动边界力和光弹力，还考虑了布里渊相互作用中的旋光力。结果表明，光弹性主导布里渊增益，在标准脊形波导中增益可高达 $G_B/Q_m = 0.43\ \mathrm{W^{-1}m^{-1}}$ 。

I. 引言

受激布里渊散射（SBS）最初于 1964 [1] 石英、蓝宝石和液体中被观察到 [2]。此后不久，人们开始探索压电材料及其他低对称性晶体中的受激布里渊散射，早期的观测结果 [3]随后得到了理论分析 [4]。光纤的发展带来了受激布里渊散射的广泛应用，从分布式传感到光纤激光器 [5–8]。近年来，人们已在强限制的硫系玻璃（As_2S_3）中观察到受激布里渊散射 [9]，，也在硅 [10, 11] 和氮化硅波导中观察到 [12, 13]。铌酸锂（$LiNbO_3$，或 LN）虽长期应用于块体材料、弱限制光波导和声光器件，但直到最近才开始用于高限制集成波导和谐振腔研究，从而增强光波与机械波之间的相互作用 [14–16]。要通过设计铌酸锂结构增强光机械相互作用，难点在于同时限制光波和机械波。现有策略要么依赖完全悬空结构，要么利用铌酸锂中的表面声波。然而，在这些演示中，声波是通过附着于表面的电换能器激发的，这些换能器利用了铌酸锂的压电特性。

在本研究中，我们介绍了一种绝缘体上铌酸锂（LNOI）集成波导，可同时引导光和短波长表面声波

.....无需依赖悬空结构。我们将光学和机械各向异性全部纳入考虑，以提高受激布里渊散射增益。首先，我们通过有限元法（FEM）研究铌酸锂的各向异性如何使其光弹性性质得以调控。随后，我们模拟一种理想化结构——悬浮波导，作为未来仿真的基准。接着，我们考察两种常见的波导几何结构：条形波导和脊形波导 [17–24]。

* gsw@unicamp.br

II. 铌酸锂中受激布里渊散射概述

在受激后向布里渊散射中，沿波导传播、角频率为 $\vec{\omega}_p$ 、波矢为 β_p 的光泵浦波会被热激发的声子反向散射，产生频移后的反向散射波，其中包含频率较高的（反斯托克斯）和频率较低的（斯托克斯）分量，频移恰好等于声子频率（Ω_m）。泵浦光与反向散射的斯托克斯$\vec{}$ $\vec{}$光（其波矢为 $\beta_s \approx -\beta_p$ 、角频率为 ω_s）之间的干涉会产生频率为 $\Omega_m = \omega_p - \omega_s$的拍频。这种光学拍频会作为声波的激励源，声波满足 $\vec{}$ $\vec{}$ $\vec{}$ $\vec{}$相位匹配条件 $\beta_m = \beta_p - \beta_s \approx 2\beta_p$, $\vec{}$其中 β_m 为声波波矢。图1展示了这一相互作用及目标绝缘体上铌酸锂波导的几何结构。

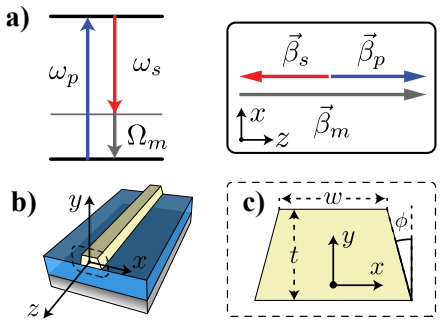


图 1. **a)** 后向布里渊散射过程，展示了能量守恒 $\Omega_m = \omega_p - \omega_s$ 和相位匹配 $\vec{\beta}_m = \vec{\beta}_p - \vec{\beta}_s \approx 2\vec{\beta}_p$；**b)** 所研究系统的三维示意图，该系统为位于二氧化硅（SiO_2）上的LN波导。坐标轴表示所用的实验室坐标系，始终以小写字母表示；**c)** 波导横截面的几何参数。

波导中布里渊相互作用的强度由归一化布里渊增益 G_B/Q_m表征，其中 G_B 为布里渊增益 $[\mathrm{W^{-1}m^{-1}}]$, Q_m 为总机械品质因数。峰值布里渊增益可根据空间重叠计算

光学模式与声学模式之间 [24],

$$\frac{G_B}{Q_m} = \frac{2\omega_p}{m_{\text{eff}}\Omega_m^2}\left|\int (f_{\text{PE}} + f_{\text{RO}})\, dA + \int f_{\text{MB}} dl\right|^2, \quad (1)$$

其中 m_{eff} 为有效线性质量密度， f_{PE}， f_{RO}和 f_{MB} 分别是光学应力密度中的光弹性、旋光弹性和移动边界贡献（表达式见第VIF节）。此类应力密度的大小不仅取决于光学模式和声学模式的空间分布，也取决于本征材料参数的大小。具体而言， f_{PE}随折射率和光弹性参数增大而增大； f_{RO} 取决于光学各向异性的程度，而 f_{MB} 取决于界面之间的介电常数对比度。

尽管方程（1）较为复杂，但在一些假设条件下，可以推导出反向受激布里渊散射增益的近似表达式。例如，在与类平面波纵向声学模式相互作用的弱导光波导中，布里渊增益主要由光弹性效应决定，因此可简化为：

$$\frac{G_B}{Q_m} \approx \frac{2\omega_p}{m_{\text{eff}}\Omega_m^2}\frac{n_{\text{eff}}^6 p_{\text{eff}}^2 \beta_m^2}{4c^2} = \frac{\pi}{c}\frac{n_{\text{eff}}^6 p_{\text{eff}}^2}{m_{\text{eff}} V_L^2}\frac{1}{\lambda_p}, \quad (2)$$

其中， n_{eff} 是有效折射率， p_{eff} 是有效光弹系数， c 是光速， $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ 是泵浦波长， $m_{\text{eff}} = \rho A_{\text{eff}}$，其中 ρ 是材料密度， A_{eff} 是有效光学模式面积。公式（2）中的机械波数 $\beta_m = \Omega_m/V_L$来自以下假设：对于纵向声学模式，主要应变分量沿传播方向，因此相应的光弹参数 p_{eff} 通常取为 p_{13}；对于各向同性材料（例如二氧化硅），该值等于 p_{12}。如图2所示，LN是一种高度各向异性材料。若改变晶体相对于传播方向的取向，光弹系数可能随波导在实验室坐标系（x， y）平面内的方向而显著变化。如果我们不加考虑地采用典型的LN波导参数（见表I），并假设 $p_{11} \approx -0.026$ 或 $p_{12} \approx 0.134$ 是主要光弹分量（光弹性张量以晶体主轴为坐标轴表示），则公式（2）预测的归一化布里渊增益在 $0.006 < G_B/Q_m < 0.16$之间变化超过一个数量级，单位为$\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$。这一简单估算涵盖的范围很广，表明在研究受激布里渊散射相互作用时，不能忽略铌酸锂各向异性。事实上，其上限表明，某些特定晶体取向可能使LN波导获得较大的布里渊增益，甚至可与硅 [11] 和硫系 [9]集成波导相媲美。与此同时，先前的仿真文章并未妥善考虑铌酸锂各向异性 [25]。此前针对LN结构开展的腔光力学实验 [15]表明，妥善处理其各向异性特性十分重要

然而，LN波导中的受激布里渊散射尚未通过实验观测到。本工作的数值计算均采用公式（1），而关于公式（2）的讨论更多是出于研究动机，同时也用于分析品质因数。

因此，我们对铌酸锂波导中的受激布里渊散射进行了全面的全矢量数值研究，探讨了两个关键问题。一方面，我们证明，只要选择合适的晶体取向， Z切和 X切铌酸锂中的表面声波（SAW）均可实现较高的归一化布里渊增益（G_B/Q_m）。另一方面，利用表面声波实现高增益，无需采用悬空波导，因为即使存在二氧化硅衬底，声波仍能保持受导。这一结果意义重大，因为埋氧层的剪切声速略低于铌酸锂，但纵向声速更高，导致混合体声波（BAW）无法发生全内反射，如图2（b、e）所示。

III. 铌酸锂的各向异性

在受激布里渊散射相互作用中，不可忽视铌酸锂显著的光学和机械各向异性。铌酸锂是一种三方晶体，氧化铌和锂沿 c轴（或 Z轴，按照大写字母表示材料坐标轴的惯例） [26–33]排列成六方平面层。图2展示了该材料的各向异性特征，并阐明了实验室坐标系（x， y， z）与材料坐标系（X， Y， Z）之间的区别，这对于定义适当的张量性质变换至关重要。在各向异性材料中，受激布里渊散射相互作用取决于介电常数张量 ε_{ij}、无损刚度张量C_{ijkl}和光弹性张量 p_{ijkl}。在模态分析中，我们将忽略电光效应、压电效应和普克尔斯非线性引起的二阶效应，尽管这些效应可能会影响压电诱导的机械损耗和高阶非线性。

铌酸锂薄膜晶圆最常见的两种取向是 X切和 Z切，如图 2(a,d) 所示。在对称性更高的 Z切中，波导顶面法线$\hat{}$（$\hat{}y$）与晶体的 c轴（Z）对齐。这种取向绕 Z （晶体）轴或 y （实验室）轴呈现三重旋转（θ_Z）对称性。相比之下， X切晶圆的 c轴与波导顶面法线垂直，且仅呈现二重旋转对称性。值得注意的是，如图 2(b,c) 所示，对于 Z切，许多相关材料性质呈现完全旋转对称性；而如图 2(e,f) 所示， X切的这些参数会随着结构绕 X （晶体）轴或 y （实验室）轴旋转而发生更显著的变化。图 2(c,f) 所示的光弹系数 p_{12}、 p_{13} 和 p_{14} 对 yz偏振表面声波中占主导地位的应变分量赋予不同权重，揭示了其对取向的强烈依赖。此外，还值得比较铌酸锂的声学

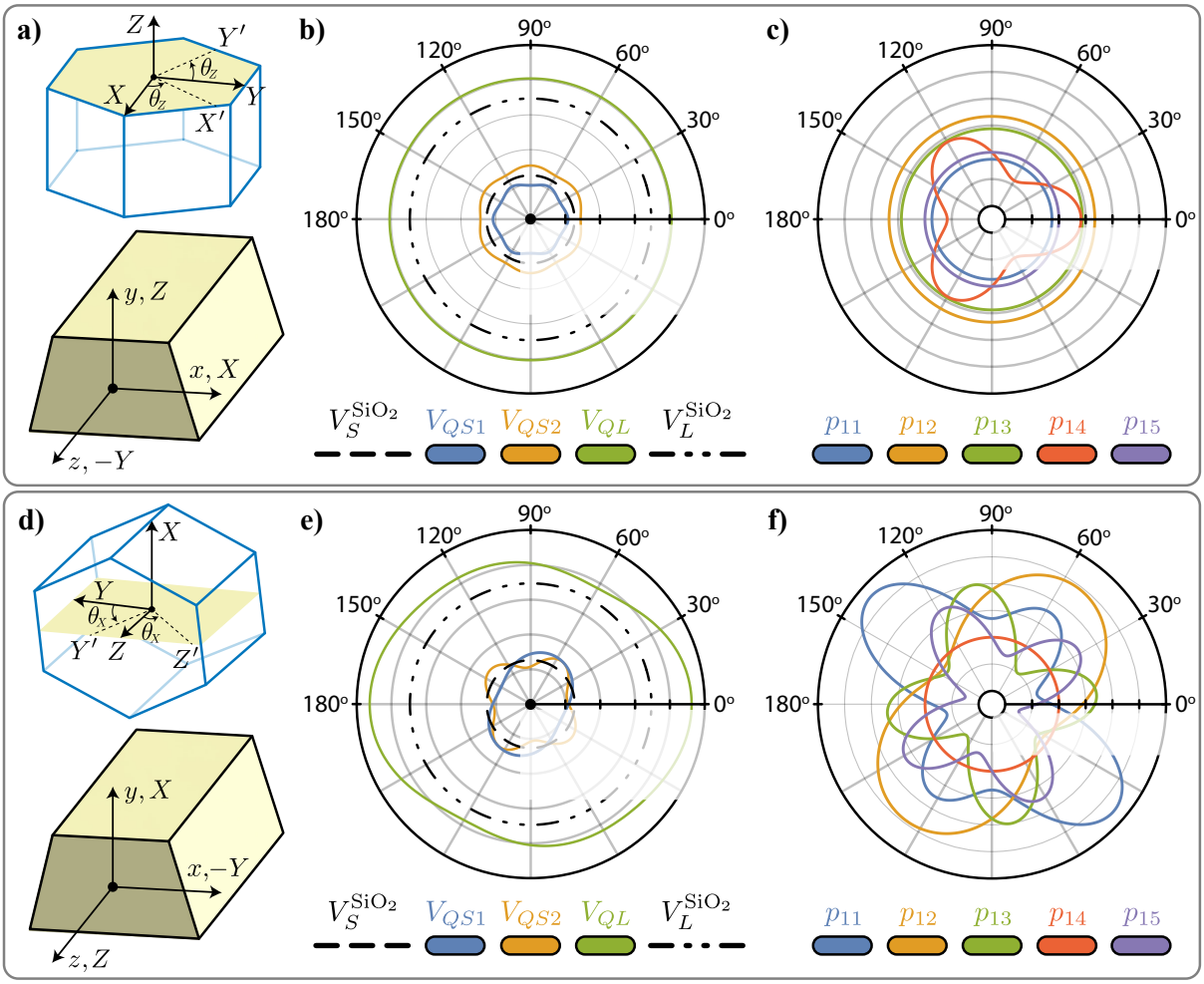


图 2. **a)-d)** 分别为 Z切和 X切中，晶体学取向（X, Y, Z）相对于实验室坐标轴（x, y, z）的关系，以及旋转角 θ_Z 和 θ_X的定义；**b)-e)** 分别为 Z 切和 X 切中的体相铌酸锂声速曲线。 V_{QS1} 和 V_{QS2} 分别表示准剪切波铌酸锂声速 1 和 2； V_{QL} 表示准纵波铌酸锂声速。图中还以虚线圆圈标出了二氧化硅的横波（V_S）和纵波（V_L）声速，以供比较；**c)-f)** 分别为 Z切中旋转 θ_Z时，以及 X切中旋转 θ_X时，若干光弹系数 p_{IJ} 在实验室坐标轴下的极坐标图。

速度与作为目标衬底的二氧化硅。铌酸锂的纵波速度始终更高，因此常用于研究受激布里渊散射的类压力波无法在铌酸锂层中导引。然而，对于传播速度较低的表面波，图 2(b,e) 表明可能存在声学导引。

考虑了式（1）中的所有因素（即 f_{PE}、 f_{RO} 和 f_{MB}），以及铌酸锂的完整各向异性。实验室坐标系固定不变，其方向如图 2(a) 或图 2(d) 所示，光波和声波均沿 z 轴传播。为研究晶体取向的影响，我们选择 X 或 Z 切型，并使所研究的几何结构绕实验室 y 轴旋转。

IV. 数值分析

为了研究前述分析所预测的特性，我们考察图中所示的典型高约束铌酸锂波导几何结构。1(b,c)。本研究所选波导的宽度和厚度均处于此前铌酸锂波导实验的范围内 [34–36]。我们采用 COMSOL Multiphysics 中的有限元法（FEM）计算这些结构的光学模式和机械模式。所有计算

A. Z切铌酸锂中的受激布里渊散射

首先，我们分别分析悬浮波导中给定晶向 Z- 切割方向下的光学色散和机械色散，如图3(a)所示。与图 1(b)所示的锚定式绝缘体上铌酸锂波导不同，这种悬空几何结构使我们能够获得机械色散关系并理解

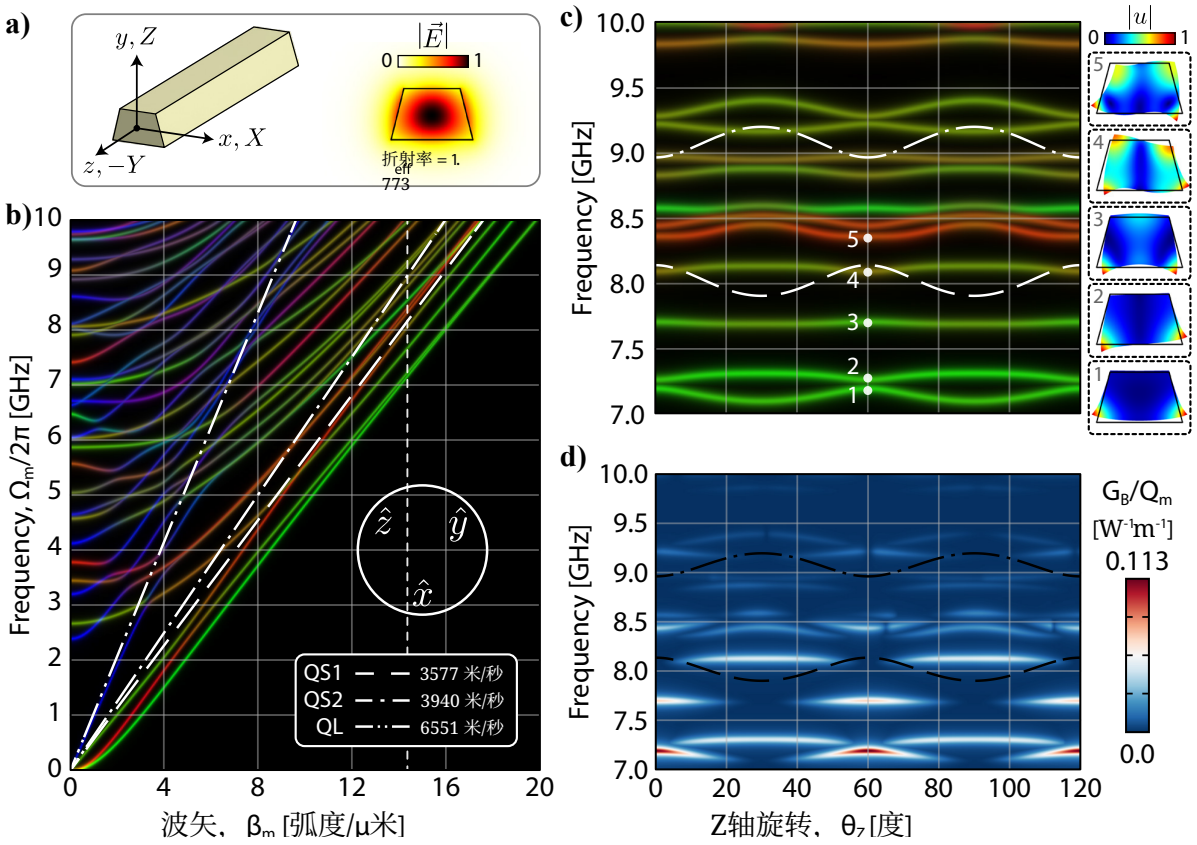


图3。a）材料（X、Y、Z）与坐标（x、y、z）轴之间的初始相对方向，以及用于计算布里渊增益的归一化电场 $|\vec{E}|$ 的光学模态分布；b） Z切向的机械色散分析。颜色表示机械偏振的权重，其中纯蓝色表示纵波（z偏振波），纯绿色表示 y偏振波，纯红色表示 x偏振波，定义见第VI A节。该数据采用 $\theta_Z = 0°$；c） Z切向的机械色散分析，显示其随 θ_Z 变化的关系，其中 $\beta_m = 14.37\ \mu\text{m}^{-1}$固定。虚线曲线为无限大铌酸锂介质的Christoffel方程解。图中展示了前五种机械模式的模态分布及其归一化声位移场 $|\vec{u}|$；d） Z切向的归一化布里渊增益密度图，显示其随 θ_Z变化的关系。所有数据均采用悬浮波导进行模拟，其中 $w = 650$ nm、 $t = 550$ nm和 $\phi = 15°$。

其中存在的表面波，而不受二氧化硅衬底的影响。此外，这种悬空结构提供了最大的光学和机械限制，因此可作为典型LN波导中布里渊增益的参考。

对于 Z切割取向，光学介电常数围绕 y轴具有完全旋转对称性。因此，我们将光学模式的波长固定为 $\lambda_p = 1550$ nm，如图3(a)所示。 $n_{\text{eff}} = 1.773$的有效折射率对应于后向SBS相位匹配的机械波矢 $\beta_m = 4\pi n_{\text{eff}}/\lambda_p = 14.37\ \mu\text{m}^{-1}$。图3(b)所示的机械色散表明，存在大量具有不同机械偏振态的模式，这一点通过颜色标识直观呈现。各空间方向上的偏振度按 [37]中的方法计算。图中还显示了该铌酸锂取向的体声波速度；最慢的机械模式（位于QS1线以下）呈现出表面声波速度特征。它们较低的相速度有望确保在存在二氧化硅衬底时实现导波。

我们计算了这些模式的机械频率（固定 β_m），并将其表示为绕Z轴的旋转角 θ_Z的函数。结果以及五个最低频率模式的空间位移分布如图 3(c) 所示。模式 1 和 2 局域在悬浮LN结构的下角处，因此我们不关注它们，因为在存在衬底时，这些模式应会受到抑制。然而，模式 3 在中央波导区域表现出颇具潜力的位移。图3(d) 展示了经机械品质因数（G_B）归一化的全矢量SBS增益（Q_m），表明只要选择适当的方向，最低频率模式就可能具有较为理想的归一化SBS增益。$G_B/Q_m = 0.113\ \text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ 的最大归一化增益约为悬浮硅波导中后向SBS归一化增益的 30%（$G_B/Q_m \approx 0.37\ \text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ [11]）。SBS增益在使$p_{14} \approx -0.1$达到最大负值的相同取向下达到最大。该增益主要由光弹性

应变引起，该应变由 yz 剪切应变分量产生，这符合模态分布的垂直剪切偏振特征；第VI节中各效应的相对贡献也证实了这一点。图 9(a,b,c)。

1. *Strip Waveguide Z-cut LN*

尽管悬浮结构有助于深入了解铌酸锂绝缘体结构中的光学模式和机械模式，但其制造和热管理并不实用。当加入衬底后，如图1(b)所示，由于光限制减弱，以及铌酸锂与衬底界面处的声速对比可能导致声波泄漏，光与声波的相互作用会发生改变。厚埋氧化层的存在还会导致机械模态密度较高，因此难以绘制出有用的色散图，例如图3(b)所示的图。我们将分析限定在与基模TE光学模式对应的固定光学波矢下，并考察其随波导绕 Z轴旋转的变化，如图4(a)所示。

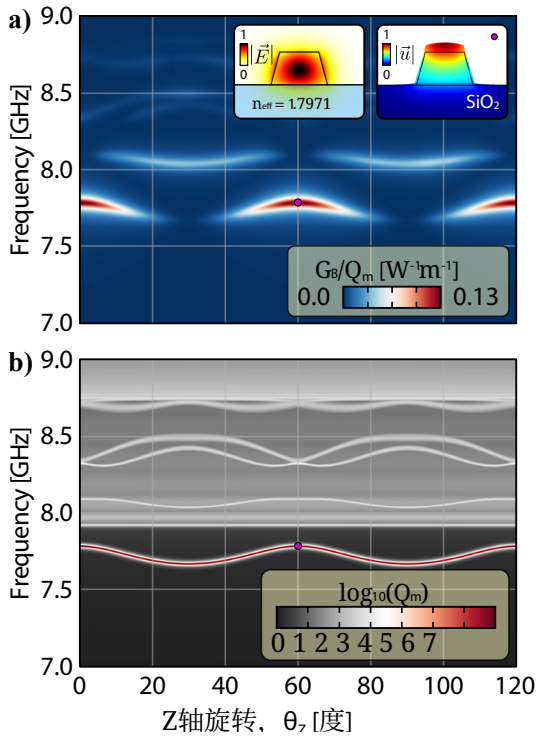


图 4. **a)** Z切向归一化布里渊增益 G_B/Q_m 密度图，以 θ_Z为变量；**b)** 机械品质因数 Q_m 密度图，以 θ_Z为变量。我们将 $\log_{10}(Q_m)$ 截断为 7，以避免图面饱和。 $\theta_Z = 60°$ 处的紫色圆点对应插图中的基阶机械模式。

这里的一个关键发现是，即使存在机械顺应性衬底，机械表面波（SAW）仍可被限制在铌酸锂器件层中，并提供 0.13 $W^{-1}m^{-1}$ 的归一化布里渊增益。尽管——看起来，在存在衬底时该模式的增益反而更高，或许令人惊讶，但这是因为软衬底对铌酸锂底部表面形成了部分夹持，使波导横截面各处产生更大的垂直（S_{yy}）和纵向（S_{zz}）机械应变。检查最低频率模式的模态分布可发现，它显然对应于图3（c）中标记为 3 的模式；但在这里，下方的角部与衬底相连，运动集中在垂直方向。另一个重要特点是该模式完全限制在铌酸锂层中。图4（b）突出展示了这一特点，其中给出了声辐射至衬底所导致的机械品质因数。在该图中，每个模式的线宽均设为与机械线宽（$\Gamma_m = \Omega_m/Q_m$）一致，由此可见，这是该结构中唯一的导引表面声波模式 Z切割的绝缘体上铌酸锂结构。与

在悬空波导的情形下，光应力密度主要由光弹性贡献决定，尤其是由 p_{14} 和 S_4 垂直剪切应变分量决定。

2. *Ridge Waveguide Z-cut LN*

LNOI器件的另一种常见类型是脊形波导，其特点是部分刻蚀薄层LN，以增强其与电光调制器中电极的相互作用 [38, 39]，如图5（a）所示。

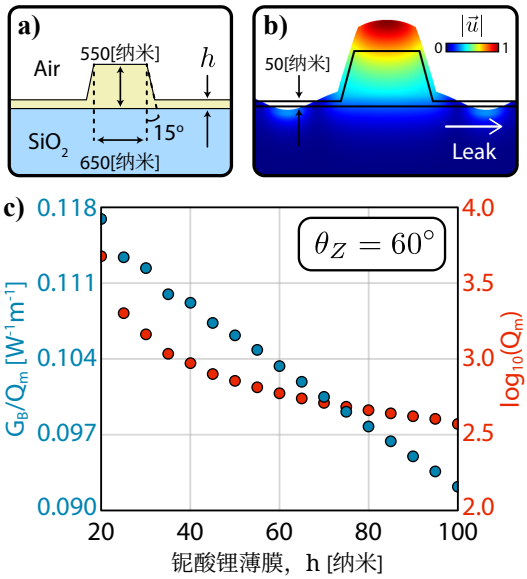


图5。**a）**铌酸锂脊形波导几何参数；**b）**机械模式分析，对于条形波导的情况，该模式为导模；**c）**归一化布里渊增益和机械品质因数随厚度h 的变化，其中基模对应于 $\theta_Z = 60°$。

本节旨在评估该薄层对图中所确定的高增益表面声波模式的限制效果。图4中展示了这些模式。存在

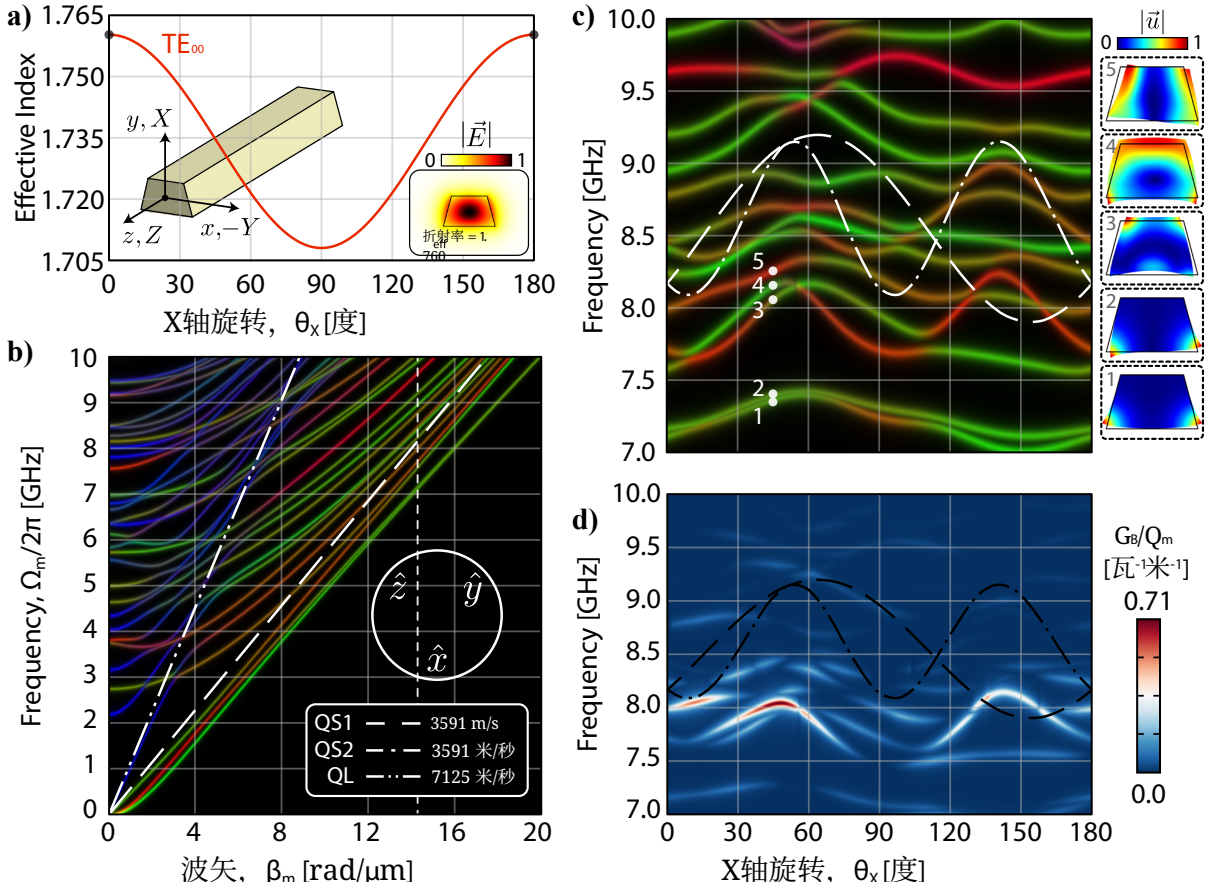


图 6. **a)** 固定 $\lambda_p = 1550$ nm 时，基模光学 TE 模的有效折射率随 θ_X 的变化；**b)** X切向机械色散分析。颜色表示机械偏振的权重，与图 3 中定义的相同。该数据使用 $\theta_X = 0°$；**c)** X切向机械色散分析随 θ_X 变化，其中 $\beta_m = 14.27\ \mu\text{m}^{-1}$ 固定；**d)** 归一化布里渊增益密度图随 θ_X变化。所有数据均使用以下参数的悬浮波导进行仿真： $w = 650$ nm、 $t = 550$ nm 和 $\phi = 15°$。

铌酸锂层会导致声波通过薄板发生声辐射泄漏。图5(b)所示的典型模态分布体现了这一点，这与以下事实相符：铌酸锂薄板也支持导引表面声波，其色散特性与铌酸锂条形波导顶表面的色散特性相似。事实上，如图$h > 20$ nm处所示，受辐射限制的机械品质因数会骤然下降。图5(c)中；在 $h = 100$ nm处，辐射限制的机械品质因数已降至$Q_m \approx 300$，但模态空间分布并未受到显著影响，归一化增益仅降低了约20%。因此，取决于铌酸锂的材料限制品质因数，这类结构仍可用于在铌酸锂绝缘体波导中研究受激布里渊散射，而其中的残余薄板是实现电极集成所必需的 [40]。

B. 铌酸锂 X切向的受激布里渊散射

如第III节所述， X切铌酸锂与 Z切取向相比，对称性较低。尽管对称性较低，这种切向仍常被研究，因为其电光效应和压电效应更强 [15]。图2(f) 还表明， X切铌酸锂可能因特定方向上的光弹性系数较大而具有更强的受激布里渊散射相互作用。因此，本节分析了 X切情况下的机械模态结构和受激布里渊散射增益，与第IV A节类似。由于该取向的介电常数具有各向异性，在绕晶体 X轴旋转时也会考虑这一点，确保光学模式将此特性纳入考量，如图6(a) 所示；请注意，尽管晶体旋转时光场分量会发生变化，水平横向偏振特性仍保持不变。

在 $\theta_X = 0°$ 处的机械色散关系如图 6（b）所示，与 Z- 切割色散相比，其定性特征相似。然而，我们可以清楚地注意到，位于准剪切波以下的模式表现出更大程度的 x-偏振；正如图 2（e）所示的体波速度曲线所预示的那样，这是机械刚度具有更强各向异性的结果。这种切割方向的低对称性在图 6（c）中得到了充分体现，其中相位匹配机械

模式的偏振会随着晶体绕其 X-轴旋转而变化。不仅二重旋转对称性十分明显，机械模式还表现出 $\hat{}x$和 $\hat{}y$ 偏振之间的避免交叉行为，这一点可通过模式颜色的变化看出。尽管如此，图 6（c）中所标识的最低频率模式与图 3（c）中的模式具有许多相似之处。

归一化布里渊增益随 X 轴旋转角 θ_X 的变化如图 6(d) 所示。正如光弹性角度色散所预期的，在 $\theta_X \approx 47°$ 附近观察到较大的归一化增益，达到 $G_B/Q_m \approx 0.71$ $\mathrm{W^{-1}m^{-1}}$，几乎是 Z 切割的三倍。正是在这个角度，p_{12} 达到最大值（$p_{12} \approx 0.28$），如图 2(f) 所示。第 VI 节图 9(d、e、f) 展示了各效应的单独贡献。对于这一机械模式，若使用 $\Omega_m/2\pi = 8$ GHz、$n_{\mathrm{eff}} = 1.76$、$\beta_m = 14.27\mu\mathrm{m}^{-1}$、$p_{\mathrm{eff}} = p_{13} \approx -0.1$ 和 $A_{\mathrm{eff}} = 0.4\ \mu\mathrm{m}^2$, ，将公式（2）的简单平面波模型预测结果进行比较，可得 $G_B/Q_m \approx 0.087\mathrm{W^{-1}m^{-1}}$，比数值预测低一个数量级。这是意料之中的，因为该模式中的应变主要为垂直偏振，这证实了不应忽视铌酸锂的各向异性。

1. *Strip Waveguide X-cut LN*

沿用针对 Z切向所采用的方法，在定义脊形波导的模拟中考虑二氧化硅衬底。尽管与 Z切向相比，模态结构更复杂且系统的对称性更低，但在特定角度下仍存在声学导引，如图7所示。

与悬空的 X切向情形相比（其最大增益达到 0.71 $\mathrm{W^{-1}m^{-1}}$），加入氧化物衬底后，最大增益降至 0.43 $\mathrm{W^{-1}m^{-1}}$，不过图6(d) 和图7(a) 的拓扑结构几乎保持不变。遗憾的是，得到最大增益的并非导模，而是泄漏模，如图7(a) 中 20° 附近（左侧插图）所示。图7(b) 显示了该系统的辐射限制机械品质因数。我们注意到，只有在 0° 与 30°之间的角度范围内，以及在 75° 与 180°之间的角度范围内，才会出现声学导引；然而，只有在 110° 附近（约 0.2 $\mathrm{W^{-1}m^{-1}}$）才能同时实现声学导引和较大的布里渊增益，如图7(a)（右侧插图）所示。

2. *Ridge Waveguide X-cut LN*

X切向的脊形波导存在与 Z切向相同的问题，即原本在条形波导系统中传导的模式会变成泄漏模式

模式。如图8所示，随着残留铌酸锂薄板厚度增加，受激布里渊散射增益略有降低，机械品质因数也有所下降。我们选择的模式

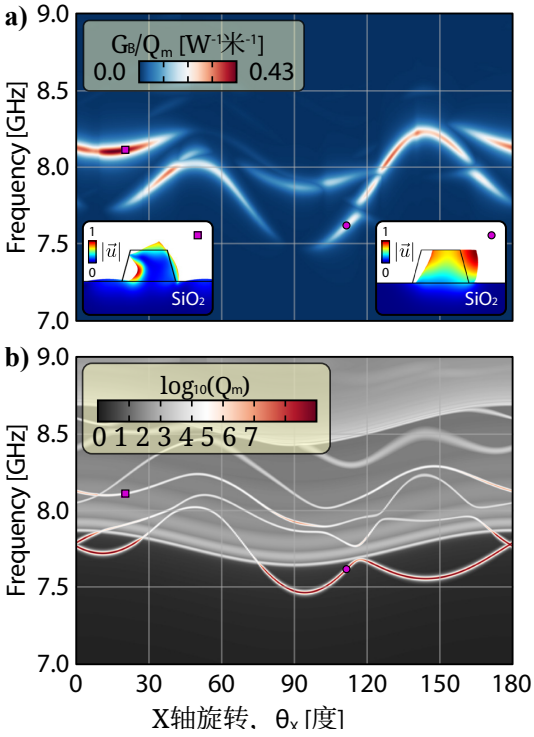


图 7。**a)** X-切向归一化布里渊增益 G_B/Q_m 密度图，作为 θ_X 的函数。紫色方块和紫色圆分别位于 $\theta_X = 20°$ 和 $\theta_X = 110°$ 处，对应于插图中的机械模式。$\theta_X = 20°$ 处模式的机械品质因数为 $Q_m = 3450$，光学有效折射率为 $n_{\mathrm{eff}} = 1.7801$；而 $\theta_X = 110°$ 处的模式由有效折射率为 $n_{\mathrm{eff}} = 1.7414$的模式导引；**b)** 机械品质因数 Q_m 密度图，作为 θ_X的函数。我们将 $\log_{10}(Q_m)$ 截断为 7，以避免图像饱和。

此处所示的是图 7（a）中 $\theta_X = 110°$处对应的模式。

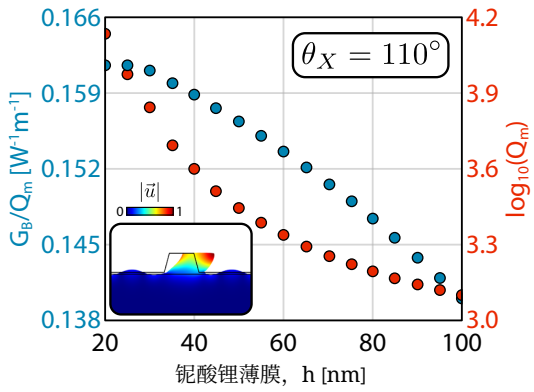


图 8。对于 $\theta_Z = 110°$处的基模，X-切向归一化布里渊增益和机械品质因数作为厚度 h 的函数；当厚度为$h = 50$ nm 时的情况如插图所示。

V. 结论

本文对铌酸锂波导中的受激布里渊散射进行了全面的数值研究，表明表面声波与光场之间存在强烈的相互作用。最值得注意的结果是，对于 Z切和 X切取向，均发现了受激布里渊散射增益较高的表面声波，并且这些声波能够在铌酸锂表面传播，尽管其纵向声速高于二氧化硅衬底。对称性较高的 Z切取向具有较低的归一化布里渊增益， G_B/Q_m，但有望实现由材料特性所限定的机械品质因数。另一方面，低对称性的 X切取向可实现显著更高的增益（较 Z切高 3 倍），但相关机械模式存在显著的辐射损耗。不过，增益较低的 X切取向模式（较 Z切高 2 倍）也能够在铌酸锂表面传播，但仅限于狭窄范围的波导取向。在低温下研究受激布里渊散射时，这一点尤为关键；据报道，低温下的总机械品质因数可达到1.7×10^4（2 吉赫兹时） [15] 和 1.25×10^4（5.2 吉赫兹时） [41]。这些相对较高的机械损耗表明，机械品质因数不应受辐射损耗限制；正如已有报道，室温下其数值应可超过 10^3 在类似的几何结构中 [41]。铌酸锂中受激布里渊散射的主要驱动机制是光弹效应，旋光弹性和移动边界效应也有少量贡献，这是后向SBS中的常见特征 [24]。探索铌酸锂中受激布里渊散射的可能性，有望为研究其二阶非线性和压电性质开辟新的机会，并可能揭示光激发高频机械波与射频域之间前所未有的相互作用。举例而言，可以探索对光泵浦受激布里渊散射波进行直接压电探测和激发，以用于微波光子学 [42] 或受激布里渊散射激光注入锁定应用 [43]。还可以进一步优化几何结构，以增强所提出的绝缘体上铌酸锂结构中的受激布里渊散射增益。

资助。本研究得到圣保罗州研究基金会（FAPESP）资助，项目编号为19/14377-5、22/11486-0、19/13564-6、18/15577-5、18/15580-6和18/25339-4；并得到巴西高等教育人员培训协调局（CAPES）资助（财务代码001）。

披露声明。作者声明不存在利益冲突。

数据可用性。用于生成各图的所有脚本文件将在论文发表后存放于 Zenodo，地址为 10.5281/zenodo.7314443。

[1] R. Y. Chiao、C. H. Townes 和 B. P. Stoicheff，《受激布里渊散射与强超声速声波的相干产生》，《物理评论快报》12，592（1964年）。[2] R. G. Brewer 和 K. E. Rieckhoff，《液体中的受激布里渊散射》，《物理评论快报》13，334（1964年）。[3] R. L. Gordon，《压电半导体中的受激布里渊散射》，《应用物理学杂志》39，306（1968年）。[4] P. Sen 和 P. K. Sen，《非中心对称晶体中受激拉曼散射与布里渊散射理论》，《物理评论B辑》31，1034（1985）。[5] E. Ippen 和 R. Stolen，《光纤中的受激布里渊散射》，《应用物理快报》21，539（1972）。[6] K. O. Hill、B. S. Kawasaki 和 D. C. Johnson，《连续波布里渊激光器》，《应用物理快报》28，608（1976）。[7] N. L. Rowell、P. J. Thomas、H. M. van Driel 和 G. I. Stegeman，《单模光纤的布里渊光谱》，《应用物理快报》34，139（1979）。[8] N. Rowell、V. C. So 和 G. I. Stegeman，《薄膜波导中的布里渊散射》，《应用物理快报》32，154（1978）。[9] R. Pant、C. G. Poulton、D.-Y. Choi、H. Mcfarlane、S. Hile、E. Li、L. Thevenaz、B. Luther-Davies、S. J. Madden 和 B. J. Eggleton，《芯片上受激布里渊散射》，《光学快报》19，8285（2011）。[10] H. Shin、W. Qiu、R. Jarecki、J. A. Cox、R. H. Ols-son、A. Starbuck、Z. Wang 和 P. T. Rakich，《纳米尺度硅波导中可调控的受激布里渊散射》，波导，《自然·通讯》4，1944（2013）。[11] R. Van Laer、B. Kuyken、D. Van Thourhout 和 R. Baets，硅光子纳米线中光与高度受限超声的相互作用，《自然·光子学》9，199（2015）。[12] F. Gyger、J. Liu、F. Yang、J. He、A. S. Raja、R. N. Wang、S. A. Bhave、T. J. Kippenberg 和 L. Th´evenaz，氮化硅集成波导中的受激布里渊散射观测，《物理评论快报》124，013902（2020）。[13] R. Botter、K. Ye、Y. Klaver、R. Suryadharma、O. Daulay、G. Liu、J. van den Hoogen、L. Kanger、P. van der Slot、E. Klein、M. Hoekman、C. Roeloffzen、Y. Liu 和 D. Marpaung，氮化硅光子电路中的导波声受激布里渊散射，《科学进展》8，eabq2196（2022）。[14] W. C. Jiang 和 Q. Lin，铌酸锂中的芯片级腔光力学，《科学报告》6，36920（2016）。[15] W. Jiang、R. N. Patel、F. M. Mayor、T. P. McKenna、P. Arrangoiz-Arriola、C. J. Sarabalis、J. D. Witmer、R. V. Laer 和 A. H. Safavi-Naeini，铌酸锂压电光力学晶体，《光学》6，845（2019）。[16] O. E. ¨Orsel 和 G. Bahl，铌酸锂中的电光非互易偏振旋转（2022）。[17] C. Wolff、M. J. Steel、B. J. Eggleton 和 C. G. Poulton，集成光子波导中的受激布里渊散射：力、散射机制与耦合模分析，《物理评论 A》92，013836（2015）。

[18] B. J. Eggleton、C. G. Poulton、P. T. Rakich、M. J. Steel 和 G. Bahl，布里渊集成光子学，《自然·光子学》13，664（2019）。[19] C. G. Poulton、R. Pant 和 B. J. Eggleton，集成光波导中的声学约束与受激布里渊散射，《美国光学学会杂志 B》30，2657（2013）。[20] B. J. Eggleton、C. G. Poulton 和 R. Pant，在光子集成电路中诱导并利用受激布里渊散射，《先进光学与光子学》5，536（2013）。[21] R. Van Laer、R. Baets 和 D. Van Thourhout，统一布里渊散射与腔光力学，《物理评论 A》93，053828（2016）。[22] J. E. Sipe 和 M. J. Steel，纳米尺度集成波导中受激布里渊散射的哈密顿处理，《新物理学杂志》18，045004（2016）。[23] C. Wolff、M. J. A. Smith、B. Stiller 和 C. G. Poulton，布里渊散射——理论与实验：教程，《美国光学学会杂志 B》38，1243（2021）。[24] G. S. Wiederhecker、P. Dainese 和 T. P. Mayer Alegre，纳米光子结构中的布里渊光力学，《APL 光子学》4，071101（2019）。[25] W. Wang、Y. Yu、Y. Li、Z. Bai、G. Wang、K. Li、C. Song、Z. Wang、S. Li、Y. Wang、Z. Lu、Y. Li、T. Liu 和 X. Yan，铌酸锂波导中可调谐的布里渊光散射，《应用科学》11，3390（2021）。[26] R. S. Weis 和 T. K. Gaylord，铌酸锂：物理性质与晶体结构概要，《应用物理 A》37，191（1985）。[27] S. Abrahams、J. Reddy 和 J. Bernstein，铁电铌酸锂。3. 24°C 下的单晶 X 射线衍射研究，《物理与化学固体杂志》27，997（1966）。[28] R. T. Smith 和 F. S. Welsh，钽酸锂和铌酸锂的弹性、压电与介电常数的温度依赖性，《应用物理学杂志》42，2219（1971）。[29] T. Yamada、N. Niizeki 和 H. Toyoda，铌酸锂单晶的压电与弹性性质，《日本应用物理学杂志》6，151（1967）。[30] M. Jazbinˇsek 和 M. Zgonik，与电光学和弹光学相关的 LiNbO3 材料张量参数，《应用物理 B》74，407（2002）。[31] D. Zhu、L. Shao、M. Yu、R. Cheng、B. Desiatov、C. J. Xin、Y. Hu、J. Holzgrafe、S. Ghosh、A. Shams-Ansari、E. Puma、N. Sinclair、C. Reimer、M. Zhang 和 M. Lonˇcar，薄膜铌酸锂上的集成光子学，《先进光学与光子学》13，242（2021）。[32] H. Ledbetter、H. Ogi 和 N. Nakamura，单晶铌酸锂的弹性、非弹性与压电系数，《材料力学》36，941（2004），Active Materials。[33] I. L. Bajak、A. McNab、J. Richter 和 C. D. W. Wilkinson，铌酸锂中的声波衰减，《美国声学学会杂志》69，689（1981）。[34] B. Desiatov、A. Shams-Ansari、M. Zhang、C. Wang 和 M. Lonˇcar，利用薄膜铌酸锂实现超低损耗集成可见光子学，《光学》6，380（2019）。[35] C. Wang、X. Xiong、N. Andrade、V. Venkataraman、X.-F. Ren、G.-C. Guo 和 M. Lonˇcar，纳米结构薄膜铌酸锂波导中的二次谐波产生，《光学快报》**25**，6963（2017）。[36] Z. Li, R. N. Wang, G. Lihachev, Z. Tan, V. Snigirev, M. Churaev, N. Kuznetsov, A. Siddharth, M. J. Bereyhi, J. Riemensberger 和 T. J. Kippenberg，《紧密约束的铌酸锂光子集成电路与激光器》（2022）。[37] R. O. Zurita, G. S. Wiederhecker 和 T. P. M. Alegre，《硅波导周期晶格中强约束短波布里渊声子的设计》，《光学快报》29，1736（2021）。[38] C. Wang, M. Zhang, X. Chen, M. Bertrand, A. Shams-Ansari, S. Chandrasekhar, P. Winzer 和 M. Lonˇcar，《工作电压兼容 CMOS 的集成铌酸锂电光调制器》，《自然》562，101（2018）。[39] L. Cortes-Herrera, X. He, J. Cardenas 和 G. P. Agrawal，《用作无源偏振旋转器的 x 切薄膜铌酸锂波导设计》，《光学快报》29，44174（2021）。[40] Y. Hu, M. Yu, D. Zhu, N. Sinclair, A. Shams-Ansari, L. Shao, J. Holzgrafe, E. Puma, M. Zhang 和 M. Lonˇcar，《片上电光移频器与分束器》，《自然》599，587（2021）。[41] M. Shen, J. Xie, C.-L. Zou, Y. Xu, W. Fu 和 H. X. Tang，《高频铌酸锂膜厚度模光机械谐振器》，《应用物理快报》117，131104（2020）。[42] D. Marpaung, B. Morrison, M. Pagani, R. Pant, D.-Y. Choi, B. Luther-Davies, S. J. Madden 和 B. J. Eggleton，《低功耗片上受激布里渊散射微波光子滤波器，具有超高选择性》，《光学》2，76（2015）。[43] V. V. Spirin, J. Kellerman, P. L. Swart 和 A. A. Fotiadi，《注入锁定产生斯托克斯种子信号时受激布里渊散射中的强度噪声》，《光学快报》14，8328（2006）。[44] D. E. Zelmon, D. L. Small 和 D. Jundt，《针对红外校正的同成分生长铌酸锂及掺杂 5 mol.% 氧化镁铌酸锂的塞尔迈耶系数》，《美国光学学会杂志 B》14，3319（1997）。[45] B. Auld, *Acoustic fields and waves in solids*，《威利-跨学科出版物》（Wiley，1973）。[46] D. F. Nelson 和 R. B. Lindsay，《电介质中的电、光和声相互作用》，作者 Donald F. Nelson，《美国声学学会杂志》75，646 1984( )。[47] B. Mytsyk, N. Demyanyshyn, A. Andrushchak 和 O. Buryy，《三方晶体的光弹性性质》，《晶体》11，10.3390/cryst11091095（2021）。[48] T. Narasimhamurty, *Photoelastic and Electro-Optic Properties of Crystals* 2012 （Springer 美国，）。[49] C. Kottke, A. Farjadpour 和 S. G. Johnson，《各向异性电介质界面的微扰理论及其在离散数值方法亚像素平滑中的应用》，《物理评论 E》77，036611（2008）。[50] K. S. Abedin，《单模 As2Se3 硫系光纤中强受激布里渊散射的观测》，《光学快报》13，10266（2005）。[51] A. Choudhary, B. Morrison, I. Aryanfar, S. Shahnia, M. Pagani, Y. Liu, K. Vu, S. Madden, D. Marpaung 和 B. J. Eggleton，《利用巨大片上布里渊增益实现先进的集成微波信号处理》，《光波技术杂志》35，846（2017）。[52] S. Gundavarapu, G. M. Brodnik, M. Puckett, T. Huffman, D. Bose, R. Behunin, J. Wu, T. Qiu, C. Pinho, N. Chauhan, J. Nohava, P. T. Rakich, K. D. Nelson, M. Salit，和 D. J. Blumenthal，亚赫兹基频——

tal 线宽光子集成布里渊激光器，《自然·光子学》**13**，60（2019年）。

VI. 补充信息

用于估算的参数 G_B/Q_m 在第II节中使用，见表I；常见布里渊材料的完整比较见文档末尾的表II 。

表 I. 用于估算的参数 G_B/Q_m 见第II 节的铌酸锂系统。

符号	描述	数值	Unit
c	光速	299792458	m/s
$\omega_p/2\pi$	光学频率	193	THz
ρ	材料密度	4643	kg/m^3
$\Omega_m/2\pi$	机械频率	7	GHz
A_{eff}	有效光学面积	0.4	μm^2
n_{eff}	有效折射率	1.7	1
β_m	声波波矢	14	弧度/μ米

A. 机械偏振颜色

用于定义图 3 和图 6 所示机械色散 RGB 颜色光谱的声位移场 $\vec{u} = (u_x,\ u_y,\ u_z)$ 。绘制机械偏振的 RGB（红、绿、蓝）场 $\hat{u}_{\text{RGB}}$ 定义为

$$\hat{u}_{\text{RGB}} = (u_{\text{R}}, u_{\text{G}}, u_{\text{B}}) := \frac{\int (u_x^2, u_y^2, u_z^2) dA}{\int (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) dA}, \tag{3}$$

它本质上是位移方向的加权平均。随后，我们得到三个总和为 1 的函数；将其与集合 [0,255] 建立双射后，即可构建自己的调色板。

B. 光学性质

线性介电常数张量 ε_{ij} 是在频域中 D_i 电位移矢量与 E_j 电场之间的关系，$D_i(\omega) = \varepsilon_{ij}(\omega)E_j(\omega)$，其中我们可以以晶体的主轴为基底，将 $\varepsilon_{ij}(\omega)$写成

$$[\varepsilon_{ij}] = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{pmatrix}, \tag{4}$$

其中 $n_o = 2.21$ 和 $n_e = 2.13$ 在 $\lambda = 1550$nm 的铌酸锂中 [44]。然而，机械性质与电学性质之间的耦合迫使我们定义两个不同的介电常数ε_{ij}^S 和 ε_{ij}^T，其中上标 S 和 T 分别表示恒定应变和恒定应力下的常数。在光学频率下这并不十分重要，但在射频频率下，它们的值可能会改变两倍以上 [26, 28, 30]。

C. 力学性质

各向异性晶体的动力学由弹性动力学方程给出（对于各向同性材料，该方程称为纳维–柯西方程）：

$$\rho \partial_t^2 u_i = \partial_j T_{ij}, \tag{5}$$

其中，u_i 是物体的机械位移，ρ是材料的未扰动密度（对于铌酸锂为$\rho = 4643$千克/米^3），T_{ij} 是系统的应力张量。应力张量 T_{ij} 通过本构关系与应变张量 S_{ij}相关：

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad \Rightarrow \quad T_I = C_{IJ} S_J \tag{6}$$

其中，C_{ijkl} 为刚度张量。大写指标 I和 J 是Voigt记号 [45, 46]中的指标。LN [26], 的张量C_{IJ}（单位为 [GPa], ）在晶体主轴下的表示为

$$[C_{IJ}] = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & c_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{14} & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 198.83 & 54.64 & 68.23 & 7.83 & 0 & 0 \\ 54.64 & 198.83 & 68.23 & -7.83 & 0 & 0 \\ 68.23 & 68.23 & 235.71 & 0 & 0 & 0 \\ 7.83 & -7.83 & 0 & 59.86 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 59.86 & 7.83 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 7.83 & 72.095 \end{pmatrix}. \tag{7}$$

D. 光弹性性质

光弹性效应（也称为弹光效应）由光弹性张量表示 p_{ijkl} [26,47, 48] 其在Voigt记号下的取值（以晶体主轴为准）为,

$$[p_{IJ}] = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \dfrac{p_{11}-p_{12}}{2} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} -0.026 & 0.088 & 0.134 & -0.083 & 0 & 0 \\ 0.088 & -0.026 & 0.134 & 0.083 & 0 & 0 \\ 0.177 & 0.177 & 0.07 & 0 & 0 & 0 \\ -0.151 & 0.151 & 0 & 0.145 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.145 & -0.151 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.083 & -0.057 \end{pmatrix}. \tag{8}$$

请注意，光弹性张量**并不**具有与刚度张量相同的对称性，即 $[C_{IJ}]^T = [C_{JI}] = [C_{IJ}]$ 而是 $[p_{IJ}]^T = [p_{JI}] \neq [p_{IJ}]$。

E. 张量旋转

由于我们研究了具有多种不同晶体学取向的铌酸锂，因此对所有材料性质进行了大量旋转。给定一个坐标变换 $[a]$，我们将其明确表示为

$$[a] = \begin{pmatrix} a_{xx} & a_{xy} & a_{xz} \\ a_{yx} & a_{yy} & a_{yz} \\ a_{zx} & a_{zy} & a_{zz} \end{pmatrix}, \tag{9}$$

其中 $[a]^{-1} = [a]^{\mathrm{T}}$，且 $\det(a) = 1$。将各个张量 ε_{ij}、C_{ijkl} 和 p_{ijkl} 旋转为新的张量ε'_{ij}、C'_{ijkl} 和 p'_{ijkl}很容易，这纯粹是一个线性代数问题。然而，由于大多数时候实际使用的是 Voigt记号，因此直接在该表示中旋转张量会更加方便。以下步骤的详细信息可参见 [45] 的第3B章、第3C章和第3D章。我们需要的 Voigt旋转矩阵 $[M]$ 如下所示

$$[M] = \left(\begin{array}{ccc|ccc} a_{xx}^2 & a_{xy}^2 & a_{xz}^2 & 2a_{xy}a_{xz} & 2a_{xz}a_{xx} & 2a_{xx}a_{xy} \\ a_{yx}^2 & a_{yy}^2 & a_{yz}^2 & 2a_{yy}a_{yz} & 2a_{yz}a_{yx} & 2a_{yx}a_{yy} \\ a_{zx}^2 & a_{zy}^2 & a_{zz}^2 & 2a_{zy}a_{zz} & 2a_{zz}a_{zx} & 2a_{zx}a_{zy} \\ \hline a_{yx}a_{zx} & a_{yy}a_{zy} & a_{yz}a_{zz} & a_{yy}a_{zz}+a_{yz}a_{zy} & a_{yx}a_{zz}+a_{yz}a_{zx} & a_{yy}a_{zx}+a_{yx}a_{zy} \\ a_{zx}a_{xx} & a_{zy}a_{xy} & a_{zz}a_{xz} & a_{xy}a_{zz}+a_{xz}a_{zy} & a_{xz}a_{zx}+a_{xx}a_{zz} & a_{xx}a_{zy}+a_{xy}a_{zx} \\ a_{xx}a_{yx} & a_{xy}a_{yy} & a_{xz}a_{yz} & a_{xy}a_{yz}+a_{xz}a_{yy} & a_{xz}a_{yx}+a_{xx}a_{yz} & a_{xx}a_{yy}+a_{xy}a_{yx} \end{array}\right) \tag{10}$$

然后，这些材料性质可以直接旋转为

$$[\varepsilon'_{ij}] = [a][\varepsilon_{ij}][a]^{\mathrm{T}}, \tag{11}$$
$$[C'_{IJ}] = [M][C_{IJ}][M]^{\mathrm{T}}, \tag{12}$$
$$[p'_{IJ}] = [M][p_{IJ}][M]^{\mathrm{T}}, \tag{13}$$

其中，旋转矩阵 $[a]$表示材料性质绕固定坐标 y轴旋转，即:

$$[a] = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix}, \tag{14}$$

其中，θ 可以是 θ_Z 或 θ_X，具体取决于所分析的切型。

F. 光学力密度

所有力密度的结构都相同，由 [23, 24] 给出

$$f_{\mathrm{PE}} = \frac{1}{\sqrt{P_p P_s}\max|\vec{u}|}\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3} E^*_{i,p}\delta\varepsilon^{\mathrm{PE}}_{ij}E_{j,s} \tag{15}$$

$$f_{\mathrm{RO}} = \frac{1}{\sqrt{P_p P_s}\max|\vec{u}|}\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3} E^*_{i,p}\delta\varepsilon^{\mathrm{RO}}_{ij}E_{j,s} \tag{16}$$

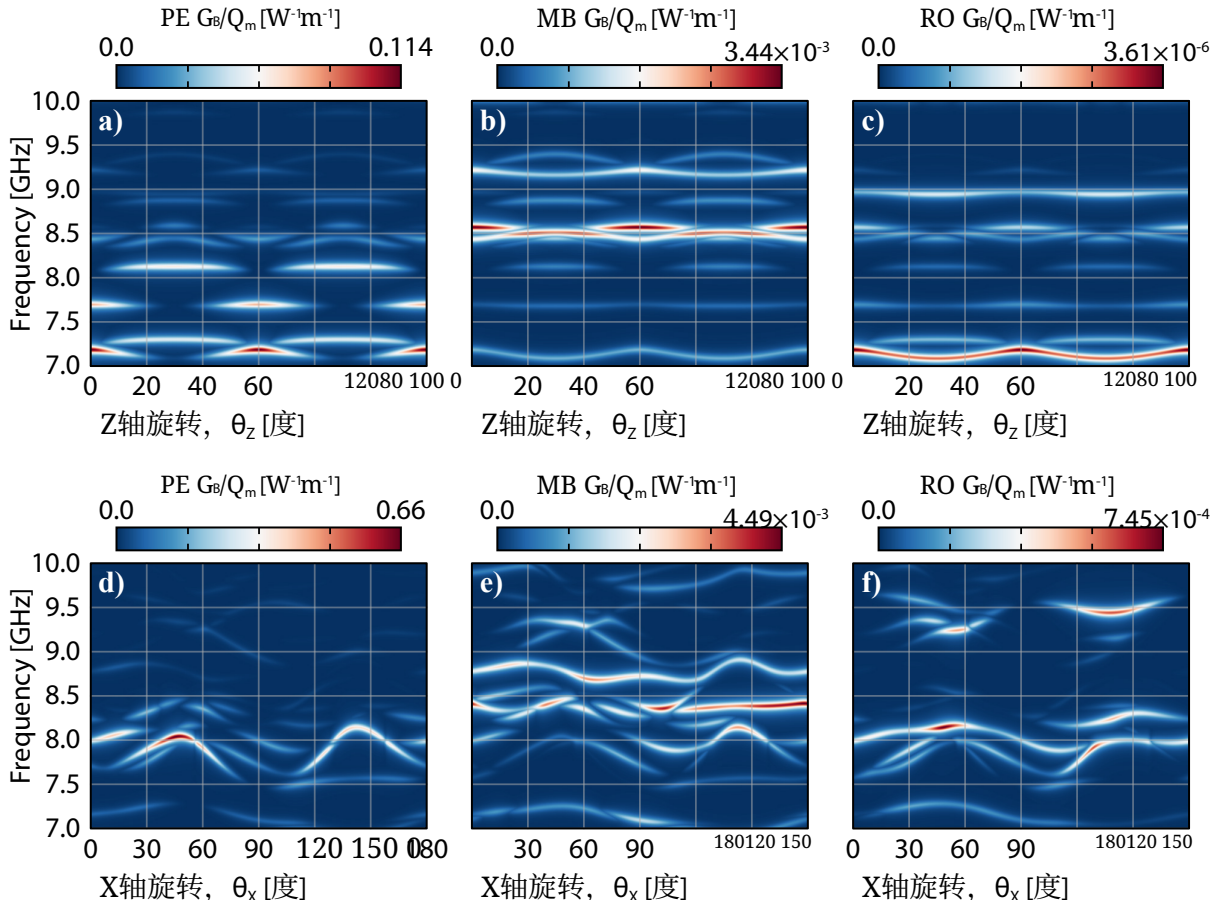


图 9. 悬浮波导归一化布里渊增益的各项独立贡献。 **a)-b)-c)** Z-切割增益贡献见图 3(d)。从左到右依次为：光弹性、移动边界和旋光弹性； **d)-e)-f)** X-切割增益贡献见图 6(d)。

其中，归一化项 P_γ ($\gamma \in \{p, s\}$)，如文章开头所述，也由 m_{eff} 给出

$$P_\gamma = 2\Re\left\{\int \left(\vec{E}_\gamma \times \vec{H}_\gamma^*\right) \cdot \hat{z} dA\right\}, \tag{17}$$

$$m_{\text{eff}} = \int \rho \left(\frac{|\vec{u}|}{\max|\vec{u}|}\right)^2 dA. \tag{18}$$

移动边界贡献的处理方式有所不同，因为它是对边界进行积分，不过在 [49], 中已有完整解释；这是我们在此选择实现的文章。式（15）和式（16）表明，只要知道每种贡献对应的介电常数变化 $\delta\varepsilon_{ij}$，就能完整描述力密度。每种贡献对应的介电常数变化 [46]写作

$$\delta\varepsilon_{ij}^{\text{PE}} = -\frac{1}{\varepsilon_0}\varepsilon_{ik} p_{klmn} S_{mn} \varepsilon_{lj}, \tag{19}$$

$$\delta\varepsilon_{ij}^{\text{RO}} = R_{ik}\varepsilon_{kj} - \varepsilon_{ik} R_{kj} \tag{20}$$

其中， S_{ij} 和 R_{ij} 分别为弹性应变和弹性旋转张量，定义如下：

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\partial_j u_i + \partial_i u_j\right), \tag{21}$$

$$R_{ij} = \frac{1}{2}\left(\partial_j u_i - \partial_i u_j\right). \tag{22}$$

光弹性贡献直接取决于光弹性张量 p_{klmn}，而旋光弹性贡献取决于系统的光学各向异性。对于光学各向同性材料，我们总有$\delta\varepsilon_{ij}^{\text{RO}} = 0$ 只需记住 $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0 n^2 \delta_{ij}$即可轻松证明这一点，其中 ε_0 是真空介电常数，n 是折射率，而 δ_{ij} 是克罗内克 δ 张量。图 3(d) 和图 6(d) 所示增益中各效应的贡献见第 VI 节图 9。

TABLE II. Backward stimulated Brillouin scattering summary among standard materials and platforms.

Material	Density [kg/m^3]	Opt. Index at 1550nm	Acoustic Phase Velocities [m/s]	Photoelastic Coefficients	$\Omega_m/2\pi$ [GHz]	Q_m	G_B/Q_m [W^{-1}m^{-1}]
SiO_2	2203	1.44	$V_S = 3763$ $V_L = 5969$	$p_{11} = 0.121$ $p_{12} = 0.271$	12.81	357.93	0.00026 [7]
As_2Se_3	4640	2.808	$V_S = 1227$ $V_L = 2250$	$p_{11} = 0.314$ $p_{12} = 0.266$	7.95	602.27	0.256 [50]
As_2S_3	3210	2.437	$V_S = 1401$ $V_L = 2555$	$p_{11} = 0.25$ $p_{12} = 0.24$	7.7 7.6	226.47 760	1.373 [9] 0.658 [51]
Si	2329	3.49	[100] [110] 5850 4680 5850 5850 8440 9130	$p_{11} = -0.094$ $p_{12} = 0.017$ $p_{44} = -0.051$	13.66	970.86	0.37 [11]
Si_3N_4	3290	2.00	$V_S = 6090$ $V_L = 10850$	p_{11} = Unknown $\lvert p_{12}\rvert = 0.047$	10.93 25 12.93	71.44 64.10 99.46	0.0014 [52] 0.0052 [12] 0.0040 [13]
$LiNbO_3$	4643	2.21 (o) 2.13 (e)	[100] [010] [001] 3474.2 3577.4 3590.6 4043.5 3940.5 3590.6 6544.0 6551.2 7125.1	$p_{11} = -0.026$ $p_{12} = 0.088$ $p_{13} = 0.134$ $p_{14} = -0.083$ $p_{31} = 0.177$ $p_{33} = 0.07$ $p_{41} = -0.151$ $p_{44} = 0.145$	7.8 8.1	1000[a]	0.13 0.43

[a] Expected value being extremely conservative. We used references [15, 41] for the estimative.