半导体-压电异质结构中通过电子介导非线性实现高效三波与四波声子混频

Lisa Hackett、[1] Matthew Koppa、[1] Brandon Smith、[1] Michael Miller、[1] Steven Santillan、[1] Scott Weatherred、[1] Shawn Arterburn、[1] Thomas A. Friedmann、[1] Nils Otterstrom、[1] 和 Matt Eichenfield[1,2]

1. 桑迪亚国家实验室微系统工程、科学与应用部，美国新墨西哥州阿尔伯克基，邮编 87123；2. 亚利桑那大学光学科学学院，美国亚利桑那州图森，邮编 85719

通信作者：Matt Eichenfield（eichenfield@arizona.edu）

摘要

我们展示了，通过异质集成高迁移率半导体薄膜，压电系统中的声子频率转换效率可提高数个数量级。我们利用铌酸锂和铟镓砷异质结构，演示了微波频率下高效的三波混频过程，包括和频产生的（16±6%）声子功率转换效率、差频产生的（1.0±0.1%）声子功率转换效率，以及迄今最高效的简并四波声子混频。我们提出了一个能够准确预测和频产生与差频产生过程的理论模型，并展示了通过施加半导体偏置电场可进一步提高转换效率。随后，我们应用激光多普勒测振，在同一器件中同时考察了多种三波和四波混频过程。利用所建立的模型，我们表明，通过在波导中将声子限制于更小的尺寸、优化半导体材料性质或使用二维半导体，这些非线性效应的增强程度还可远超本文所展示的水平。

引言非线性声学

声学 相互作用有望彻底改变我们在固态中理解和使用声子的方式，正如非线性光学相互作用已经改变了我们对光子的理解和使用方式一样。[1-3]在经典领域，非线性声学频率转换可用于构建频率转换器件，例如混频器和相关器，[4-7] 从而大幅增强射频信号处理，甚至成为在芯片上实现全声学射频信号处理的基础。[8] 在量子领域，强多声子相互作用可实现压缩、参量放大、保态频率转换和声子量子逻辑等量子声子过程，其应用方式可类比于这些过程在量子光子学中的应用。[9-11] 众所周知，在重要的工作状态下，非线性声子过程还会限制材料中声子的相干性。[12,13] 因此，理解、改变和控制这些非线性效应的能力，可以为深入认识热输运、[14,15] 载流子的动力学与运动过程、[16-18] 以及其他重要的固态物理过程提供洞见，或实现对它们的控制。然而，与光学非线性效应非常相似，固体中声学非线性效应的强度和实用性完全取决于材料。尽管铌酸锂等材料在非线性声学方面展现出一定潜力，并已实现有用的电声效应、[19] 非线性压电效应、[20] 以及三波[21,22] 和四波混频过程，[23-27] 但迄今为止，尚未发现能够在固态材料中实现高效频率转换的强声学非线性效应。

在本研究中，我们通过将半导体薄膜异质集成到压电声学系统中，展示了高效的声子混频过程，从而提出了一种实现强声子非线性效应的替代方案。这种声子频率转换效率的提升源于声子与半导体中的电子波发生杂化，而杂化程度取决于压电声子在半导体中产生的纵向电场强度。强烈的电子 非线性效应由此能够介导强声子非线性效应。我们利用这种声电增强频率转换效率，展示了微波频率下高效的三波混频过程，包括和频产生时$(16\pm6)\%$的声子功率转换效率，以及差频产生时$(1.0\pm0.1)\%$的声子功率转换效率，同时还实现了迄今最高效的简并四波声子混频。我们表明，在半导体中施加偏置场可进一步提高频率转换效率。对于四波声子混频，该过程天然具备相位匹配条件，使我们能够通过直接实验表明，半导体薄膜的存在增强了非线性系数，从而提高了声子频率转换效率。我们提出了一个能够准确预测和频产生与差频产生过程的理论模型。随后，我们利用激光多普勒测振，在同一器件中同时考察多种三波和四波混频过程，包括上述过程，以及二次和三次谐波产生等其他过程。最后，我们利用该理论模型表明，通过在波导电路中将声子限制在更小的尺寸范围内，并优化半导体材料性质或采用二维半导体材料，这些非线性效应及其带来的功率转换效率可大幅提升，远超本研究所展示的水平。本研究为将半导体材料确定性地集成到压电声学材料和电路中铺平了道路，以实现强声子

非线性效应的产生、研究、控制与应用；这些非线性效应还可与其他声电效应相结合，创造新型声子器件和材料系统。

声电非线性在此，我们研究频率转换。

，在如图 1(a) 所示的半导体压电异质结构中，我们研究由声电非线性介导的共线且同向传播声子的频率转换。作为示例，图中展示了一个参量三波混频过程：频率为 ω_1 和 ω_2 的声子发生非线性相互作用，生成频率为和频 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 的声子。本研究中的声子由平面压电波导的模式产生，其电场以倏逝方式延伸至压电材料表面上方。通过选择性图案化半导体层，使其直接位于波导上方，从而形成一个非线性相互作用区域；在此区域内，声子的电场与半导体中声电生成的传播电荷分布耦合并发生杂化。半导体电荷与压电声子之间的强耦合和杂化使电子非线性能够介导声子之间的非线性相互作用。

我们所采用的系统是在硅衬底上的半导体压电异质结构，可独立调控决定线性与非线性声学响应的声学、机电和半导体材料参数。本研究采用的具体异质结构由一层厚度约为 50 nm 的铟镓砷（$In_{0.53}Ga_{0.47}As$）半导体薄膜，以及一层厚度为 5 μm 的铌酸锂（$LiNbO_3$）压电层组成。$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 薄膜通过金属有机化学气相沉积，在磷化铟晶圆上的 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$/磷化铟（InP）外延三元异质结构中生长。整个外延层堆叠与 InP 晶格匹配，从而实现较低的半导体缺陷率，因此具有较高的迁移率，μ。如方法部分所详述，完整的异质结构首先通过键合 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP 堆叠层与 $LiNbO_3$-硅衬底形成，随后移除 InP 衬底。剩余的外延层经过图案化和刻蚀，形成半导体非线性相互作用区（$In_{0.53}Ga_{0.47}As$）以及半导体台面接触，以便向该层施加漂移电场和电流（见方法部分）。$LiNbO_3$ 是一种高度各向异性的压电材料，对于经过特别选择的声学模式和传播方向，其机电耦合系数 k^2 可非常大。这里，我们研究一种准剪切水平（准-SH_0）偏振模式，该模式沿 x 方向在 y-切向的 $LiNbO_3$ 中传播，其 k^2~18%。图 1(b) 展示了模型计算得到的声电异质结构中准-SH_0 模式的纵向电场和位移场。可以看出，声子模式的电场延伸至压电材料表面上方并进入半导体，在两者界面附近达到峰值，从而使声子与半导体载流子之间实现强耦合。

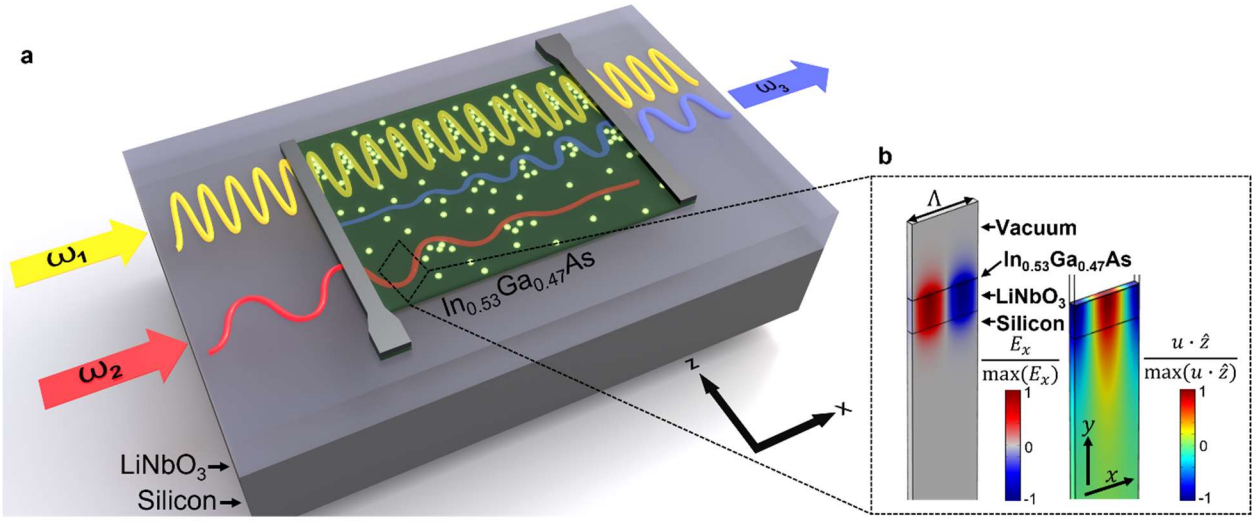


图 1：由声电非线性介导的声子频率混合。 (a) 展示了和频产生过程：共线且同向传播的压电声子与半导体载流子系统耦合。频率转换由异质结构系统中的声电非线性介导。在实际器件中，声波与电子波在空间上相互重叠。(b) 展示了硅衬底上 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$ 薄膜堆叠结构中，具有准剪切水平（SH_0）偏振的导波压电声波的纵向电场（E_x）和位移场的 z 分量（$u \cdot z$）模拟结果。$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 的厚度为 50 nm，$LiNbO_3$ 的厚度为 5 μm，模拟得到的声波波长 Λ 为 Λ = 16 μm。

在本文其余部分，我们首先评估两种参量三波混频过程：和频产生与差频产生，它们依赖于二阶声电磁化率，X^2_{AE}。我们考察在半导体中不存在偏置电场时，转换效率随功率的变化。随后，我们展示如何通过在半导体中施加静电场来调节和频转换效率。接着，我们将频率转换研究扩展至利用三阶声电磁化率 X^3_{AE} 的参量四波混频。然后，我们证明激光多普勒测振可用于在单个器件中捕捉范围广泛的非线性混频过程，并展示这些异质结构中存在大量可供未来研究的非线性过程。我们建立了一个模型，用于评估如何通过恰当选择材料和几何结构，在最大化这些系统中的非线性效应的同时尽量降低损耗；此外，我们还展示了一条实现功率转换效率的途径，使其在和频产生方面显著超过本文所展示的水平。

和频与差频产生图 2(a) 展示了能级图 f

或和频产生。能量守恒要求湮灭两个声子，一个频率为

ω_1 ω_2 $\omega_3 =$ ，另一个频率为 ，从而 $\omega_1 + \omega_2$ 2

产生一个频率为 。图 (b) 展示了用于研究这一频率转换过程、在半导体压电异质结构中实现的器件显微图像。为产生和检测声子，我们使用了由压电表面上交错排列的金属电极构成的叉指换能器。其中两个换能器经过设计和制造，分别用于产生频率为 $f_1 = \omega_1/2\pi$ 和 $f_2 = \omega_2/2\pi$、共线且同向传播的泵浦声子和信号声子。

这些声子在长为 250 μ 米的图案化 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体薄膜区域中传播，该区域支持声电相互作用。随后，输出声子经过一个设计为在 $f_3 = \omega_3/2\pi = \omega_1/2\pi + \omega_2/2\pi$ 处谐振的叉指换能器，该换能器会产生用于检测的电信号。尽管这一单一器件中可能同时发生多种非线性过程，但输出换能器能够有效滤除 f_1、 f_2 以及中心位于 f_3 通带之外的转换频率。$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 上的电极可用于改变图案化半导体的电边界条件，我们展示了这可以改变转换效率。图 2(c) 展示了系统中用于声子产生和检测的三个叉指换能器的电反射测量值 S_{11} 随频率的变化曲线（反射测量的详细信息见方法）。当输入电信号频率与换能器设计的谐振频率相匹配时，大量功率会以压电声子的形式辐射出来，这可由 S_{11} 谱中的特征性凹陷看出。如图 2(c) 所示，测得的谐振频率为 $f_1 = 370$ 兆赫兹、$f_2 = 256.6$ 兆赫兹和 $f_3 = 626.6$ 兆赫兹。

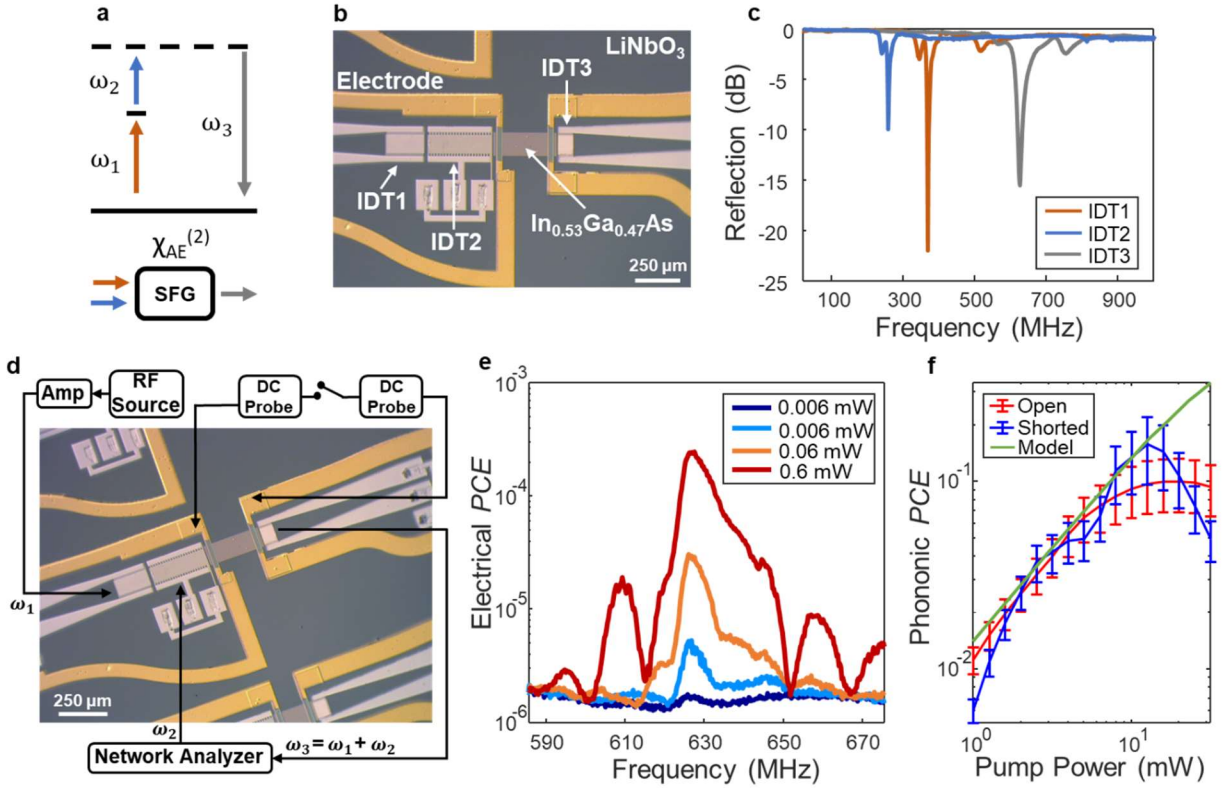


图 2：和频产生。 (a) 和频产生的声子能级图。(b) 在硅衬底上的 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ - $LiNbO_3$ 半导体 - 压电异质结构中实现的物理系统显微图像。两个输入叉指换能器（ IDT ）激发共线同向传播的泵浦声子和信号声子，它们经过 $LiNbO_3$ 表面上长 250 μm 的图案化 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体传播，该区域定义了声电相互作用区。$LiNbO_3$ 上的输出叉指换能器经过设计，其谐振频率等于和频。(c) 测得的泵浦、信号和和频叉指换能器的反射随频率的变化。(d) 用于研究和频产生的实验装置示意图。叉指换能器将射频电信号转换为

射频压电声波。由压电薄膜上的图案化半导体层定义的声电相互作用区提供非线性。(e) 对于不同的声子泵浦功率，测得的端口功率转换效率（功率转换效率）随检测频率的变化关系。(f) 在单一检测频率下，对于与 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体的电接触开路和短路情况，测得的声子功率转换效率（功率转换效率）随声子泵浦功率的变化关系。同时还显示了根据非线性耦合模方程（补充说明 3）的数值积分得到的模型值。

图 2(d) 展示了用于测量和频产生功率转换效率的实验示意图，更多细节见方法部分。网络分析仪用作与信号频率 f_2 共振的换能器的电信号源，同时用作与和频 f_3共振的换能器的电探测器。放大射频源用作叉指换能器的电输入，以在 f_1处产生泵浦声子。网络分析仪直接测量从 f_2 到 f_3的电功率转换效率，该效率是端到端总功率转换效率，其中包含声子产生和检测过程中所采用的换能过程所造成的损耗。我们分别制备了声延迟线测试结构，以测量换能器转换损耗（见补充说明 1）。这些测得的转换损耗与电功率转换效率相结合，使我们能够量化声子功率转换效率。

图 2(e) 展示了不同声子泵浦功率下，电功率转换效率随检测频率变化的曲线。在本实验中，泵浦频率固定为 $f_1 = 370$ 兆赫兹，信号频率从 $f_2 = 206.6$ 兆赫兹变化至 $f_1 = 306.6$ 兆赫兹，并调整检测频率以满足 $f_3 = f_1 + f_2$ 。声子泵浦功率指图案化 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体起始处的泵浦功率，该半导体界定了声电相互作用区。如图 2(e) 所示，电功率转换效率在输出换能器的谐振频率处达到最大值，且随泵浦功率增大而提高；其 3 dB 分数带宽为 1.2%，受换能器带宽限制。

图 2(f) 显示了在检测频率固定为 $f_3 = 626.6$ 兆赫兹时，半导体层的电触点保持开路或短接情况下，声子功率转换效率随声子泵浦功率的变化关系；如补充说明2所述，这预计会影响功率转换效率。当声子泵浦功率为 13 mW 时，声子功率转换效率达到最高值 (16±6) %。图 2(f) 还显示了根据我们开发的模型计算出的声子功率转换效率，该模型用于从理论上评估声子频率转换过程。如补充说明 3 中详细所述，我们改编了此前为具有平面波传播[28-30] 的块体压电半导体开发的多个模型，以描述本文研究的非线性相互作用，其适用范围为 $\beta l \ll 1$ ，其中 β 是系统中任一压电声子的波矢，l 是载流子平均自由程。现有文献中没有能够描述声电异质结构中载流子弛豫和扩散动力学的模型。为此，我们结合了声电相互作用的平面波[28-30] 模型和异质结构[31,32] 模型。在我们的模型中，我们还

考虑了波的有限范围，以捕捉声电异质结构的平面压电波导中声子模态的传播和相互作用。

实验结果与模型在泵浦功率约为 10 mW 以内时吻合；超过这一功率后，理论值高于实验值。泵浦功率较大时，实验值与理论值之间的偏差可能由多种效应造成。首先，如下文所述，我们在激光测振数据中观察到泵浦的二次谐波产生和级联三次谐波产生，因此预计高功率下可用于和频产生的泵浦功率会有所降低。其次，同样如下文所述，我们观察到高功率下显著的三阶非线性效应，预计这会导致自相位调制和交叉相位调制，从而在高功率下破坏相位匹配。最后，这些较高的泵浦功率也可能使输入换能器因热效应而偏离其低功率下的谐振频率。

补充说明 4 描述了一项对照实验：实验使用的器件移除了半导体，其余部分则完全相同，因此非线性仅来源于 $LiNbO_3$。在 0.01 mW 的声子泵浦功率下，测得的峰值电功率转换效率为 $(0.06\pm0.03)\%$，峰值声子功率转换效率为 $(0.8\pm0.5)\%$。因此，采用 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体薄膜后，声子功率转换效率提高了 20 倍，但两种器件的转换效率对功率的依赖关系有所不同。在补充说明 4 中，我们还展示了对照器件在声子泵浦功率为 13 mW 时，功率转换效率随频率变化的数据。对于仅含 $LiNbO_3$ 的器件，增大泵浦功率并不会像对声电异质结构器件那样提升功率转换效率。理想情况下，我们可以利用这两种器件直接提取声电效应引起的非线性声子磁化率变化，该变化是混频的成因。然而，有若干因素使得直接比较非线性颇具挑战。首先，相较于 $LiNbO_3$ 对照器件，采用 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体时，相位失配预计会随功率变化，而这一效应尚未纳入我们的模型。此外，对于我们在此使用的材料，声电损耗较大，而且这种损耗机制也预计会随功率变化。最后，声电非线性本身是一个复数量，不同于非线性光学中的非线性，后者为纯实数。复数非线性的一个后果是会产生非线性损耗；这种损耗与前述非线性效应共同作用，使非线性混频的功率依赖关系更加复杂。鉴于此，我们着重量化非线性混频效率的提升，并将在未来的工作中研究非线性磁化率的变化。此前 $LiNbO_3$ 中三波混频的最佳纪录，是由一款执行声学卷积[22] 的压电声波器件创造的，其电功率转换效率为 $4\times10^{-5}\%$。因此，与此前最佳纪录相比，我们在此展示了仅使用 $LiNbO_3$ 时电功率转换效率提升 1500 倍，这可能得益于对 k^2 和输入泵浦功率的优化；而异质集成半导体薄膜后，电功率转换效率提升了 32500 倍。正如下文将详细讨论的，通过材料优化或采用其他半导体材料，同时降低声电损耗并增强声电非线性，再结合尽量减小相位失配的方法，最终可在

我们在此提出的声电异质结构声子三波混频方案中，以最低的泵浦功率实现最高的功率转换效率。

我们还采用类似的实验流程测量了差频产生（见补充说明5）。这是一种参量三波混频过程，根据能量守恒，一个频率为 ω_3 的声子被湮灭，$\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ 从而产生频率为 和 的声子。在本例中，叉指声子换能器的设计使输入泵浦的频率为 $f_3 = 366.8$ 兆赫兹，输入信号的频率为 $f_2 = 253.3$ 兆赫兹，输出换能器的频率为 $f_1 = f_3 - f_2 = 113.3$ 兆赫兹。如补充说明5所示，当声子泵浦功率为 5 mW 时，我们实现了最高 $(1.0 \pm 0.1)\%$ 的声子功率转换效率。

整体频率转换过程强烈依赖于相位失配、相互作用长度、模式重叠以及声电异质结构的材料参数。我们估计，和频产生的当前相位失配为 113 cm^{-1}，差频产生的当前相位失配为 213 cm^{-1}（见补充说明6）；这显著限制了和频产生与差频产生所能达到的声子功率转换效率。因此，与本文报告的结果相比，若采用系统性方法尽量减小或消除相位失配，同时优化相互作用长度，或可在更低的泵浦功率下实现更高的功率转换效率。

功率转换效率的漂移速度调谐接下来，我们研究改变……的比例所带来的影响

载流子漂移速度与声速之间的关系会影响声电非线性介导的声子和频产生效率。在声电异质结构中对载流子施加外加漂移场，可产生较大的声子小信号增益或衰减，具体取决于所施加漂移场的大小以及声子与载流子的相对传播方向。[33-35] 补充说明7给出了理论线性和非线性声电系数随漂移速度与声速之比变化的曲线。当速度比大于1时，会同时出现两种效应。首先，非线性系数 η（补充说明 3）的绝对值增大。其次，泵浦、信号和输出声子场的振幅在通过相互作用区域时都会增大；这既因泵浦波和信号波增强而有效提高非线性相互作用，也会放大输出场并且。因此，预计速度比能够显著调节功率转换效率。

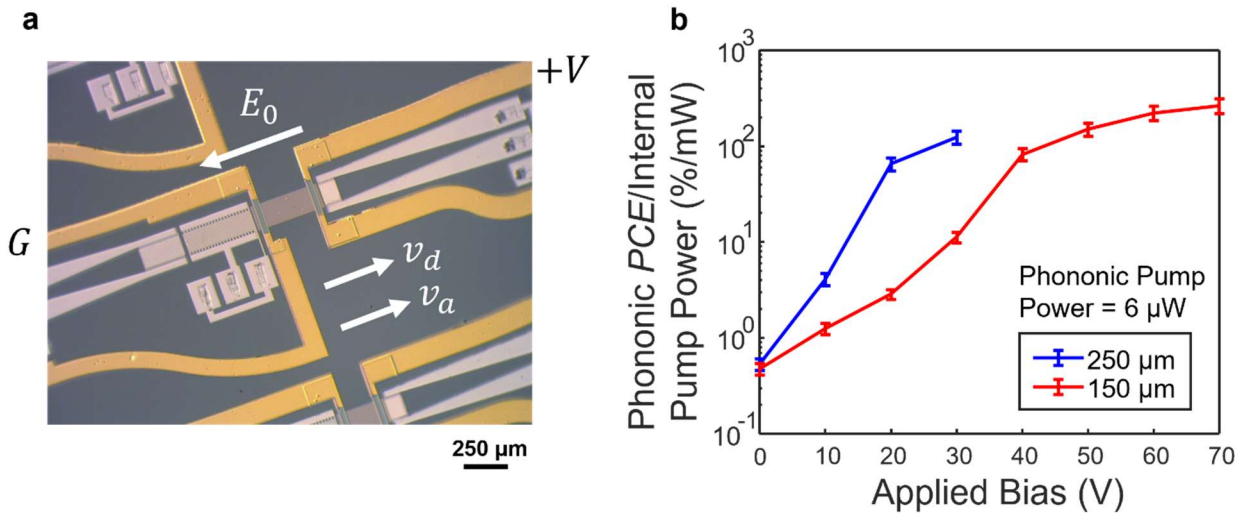


图 3：非线性和混频效率的调控。 (a) 器件的显微图像，标示出正电压电极（$+V$）、接地电极（G）、静电场方向（E_0）、具有漂移速度的载流子运动方向（v_d），以及以声速传播的声子传播方向（v_a）。(b) 测得的功率归一化功率转换效率（功率转换效率）随施加偏压的变化。所有偏压条件下，泵浦功率均固定为 6 μW。

实验中，通过对载流子施加静电场来改变速度比
如图 3(a) 所示的载流子系统。图 3(b) 展示了测得的功率归一化声子功率转换效率（单位声子泵浦功率对应的声子功率转换效率，单位为 %/mW）随施加偏压的变化曲线，其中相互作用区域的长度分别为 150 μm 和 250 μm；此处声子泵浦功率固定为 6 μW。因此，如图 3(b) 所示，在泵浦功率固定时，转换效率和功率归一化转换效率均随施加偏压的增加而提高。我们发现，对于长度为 250 μm 的相互作用长度，在 70 V 的施加偏压下，功率归一化转换效率最高可达 (270 ± 50)%/mW，对应的漂移电场为 2.8 kV/cm。此前在无偏压、泵浦功率可变条件下报告的测量结果（图 2f）中，功率归一化转换效率的最大值为 (1.3 ± 0.3)%/mW。这意味着低泵浦功率下的和频转换过程，其功率归一化转换效率提高了 >200 倍。值得注意的是，这种重新配置功率转换效率的能力可带来有趣的技术应用，例如振荡器的增益切换，或动态优化转换效率，以在射频功率固定时扩展输入信号的动态范围。

四波混频如在非线性光学中

我们还可以研究该系统中利用 X^3_{AE} 的四波混频过程，并考察其相较于没有声电中介的非线性声子系统所实现的增强效果。四波混频中的相互作用范围很广，[36] 但此处我们重点研究级联简并四波混频（级联简并四波混频）相互作用，其输入和输出频率彼此接近。这使我们能够研究具有近乎完美相位匹配的三阶非线性过程，并直接与移除了 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体层的 $LiNbO_3$ 器件进行比较，而不受变化的复杂影响。

两种情况下的相位失配，与三波混频中的情况相同。$LiNbO_3$ 本身是目前用于微波频率四波声子混频的最先进单晶材料。[27] 因此，我们可以直接测量并比较有无声电非线性时声子四波混频频率转换的效率。我们沿用先前开发的方法，分析蓝宝石沟道波导中的 $LiNbO_3$ 声子四波混频，[27] 这也提供了一个额外的实验结果作为比较。尽管近期也有关于声电异质结构中级联简并四波混频的报道，[26] 但该研究未指出所采用的非线性阶数或四波混频过程，未描述其对动量失配或相位失配的敏感性，也未表征其效率或内部（声子）非线性，因此难以与其他系统进行比较。

在非线性相互作用过程中，级联四波混频会在两个泵浦两侧产生间隔相等的边带，边带之间的频率间隔由泵浦之间的频率间隔决定。宽带相位匹配支持边带梳的产生，并最终改变两侧第一对边带的功率转换效率。如图4(a)所示，我们重点研究系统中同时发生的两个简并四波混频过程。在第一个过程中，两个频率为ω_1 的声子湮灭，生成频率为ω_2 和 $\omega_{112} = \omega_1 + \omega_1 - \omega_2$的声子；在第二个同时发生的过程中，两个频率为 ω_2 ω_1 $\omega_{221} = \omega_2 + \omega_2 - \omega_1$ 的声子被湮灭，生成频率为和的声子。图(a)所示的第一和第二个三阶相互作用的相位失配分别由$\Delta\beta = \beta_{112} + \beta_2 - \beta_1 - \beta_1$ 和$\Delta\beta = \beta_1 + \beta_{221} - \beta_2 - \beta_2$表征。图4(b)展示了用于研究声电非线性介导的声子四波混频而制作的器件显微图像，并标出了测量中的重要实验细节。有关实验装置和测量的更多细节见方法。简而言之，我们采用谐振频率为f =1.076 吉赫兹的叉指声子换能器，同时产生频率为f_1 = 1.0755 吉赫兹和f_2 = 1.0765 吉赫兹的泵浦声子，两者相差1兆赫兹。随后，这两个声子通过一段长250 μm、经图案化处理的$In_{0.53}Ga_{0.47}As$区域，以实现声电相互作用。在传播过程中，由于图4(a)所示的参量四波混频过程，频率为f_{112} 和f_{221} 的声子得以生成，其频率与入射声子等间隔。我们在$In_{0.53}Ga_{0.47}As$上设置电接触，以便为声电流提供开路或短路边界条件（补充说明2）。随后，输出叉指换能器将声子输出（包括入射频率和生成频率）转换为电信号，并由频谱分析仪测量。图4(c)给出了一个输出频谱示例，其中标出了检测到的f_1、 f_2、 f_{112}和f_{221} 频率的信号。正如预期，由于级联非线性效应，还会产生其他频率的声子。

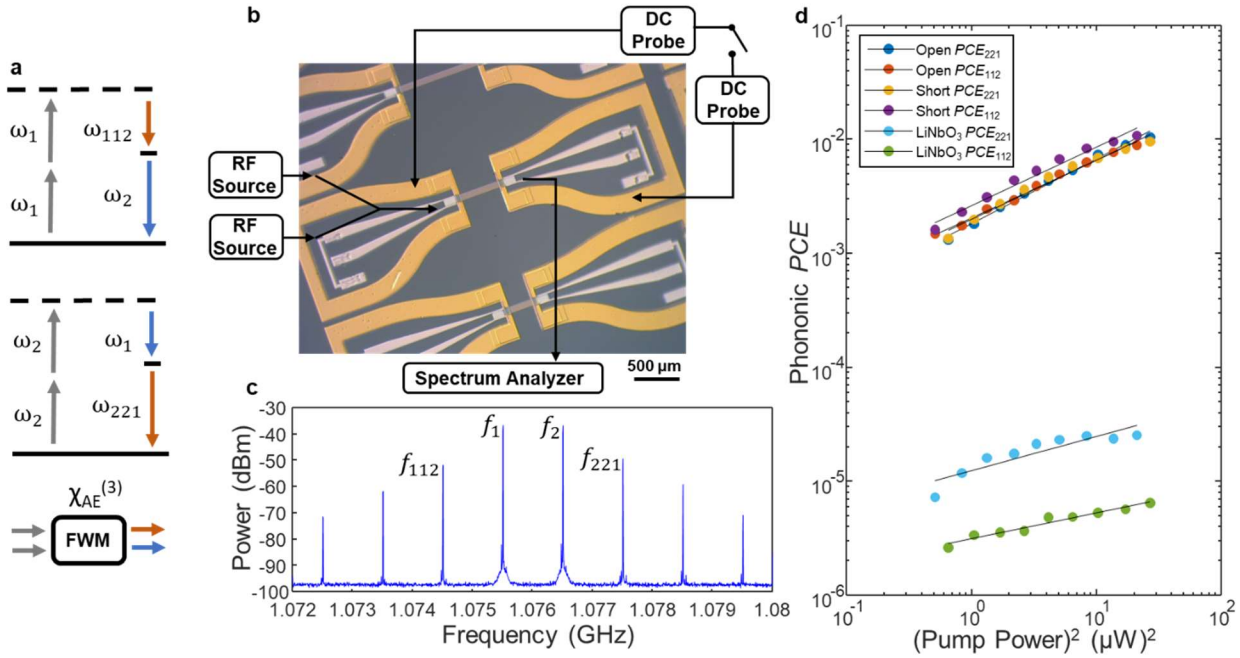


图 4：四波混频。 (a) 在三阶声电非线性 X_{AE}^{3} 的作用下，四波混频过程中产生 f_{112} 和 f_{221} 的声子能级图。(b) 用于研究声电异质结构中四波混频的双端口器件显微图像。射频 (RF) 信号源、功率合路器和输入叉指换能器 (IDT) 用于产生频率为 f_1 和 f_2 、频差为 1 MHz 的声子；输出 IDT 和频谱分析仪则用于读取非线性混频过程后的频谱。(c) 测得的四波混频频谱；(d) 测得的声子功率转换效率 (功率转换效率) 随声子泵浦功率平方的变化。

图4(d)展示了声子功率转换效率随声子泵浦功率平方变化的曲线。我们采用此前开发的声子四波混频方法[27]，根据测得的频谱确定声子功率转换效率，利用图4(d)计算四波混频系数，并计算模态非线性系数（更多详情见补充说明8）。表1汇总了$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$ 声电异质结构以及单独$LiNbO_3$ 的四波混频系数和模态非线性系数。$LiNbO_3$ 平面波导的测量使用同一晶圆上的器件完成，其几何结构相同，但不含$In_{0.53}Ga_{0.47}As$。表1还列出了文献中$LiNbO_3$ 沟道波导的四波混频系数和模态非线性系数。[27] 如表1所示，声电异质结构的四波混频系数比单独的$LiNbO_3$ 平面压电波导高两个数量级。例如，对于$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$ 的221过程，当$In_{0.53}Ga_{0.47}As$采用短路电边界条件时，其四波混频系数为1700 ±800 mW^{-2}，比没有声电非线性的$LiNbO_3$ 平面波导高出200倍以上。此处误差较大，是因为模型假设转换效率与输入泵浦功率的平方成正比，这只是一种近似，无法完全反映系统中与功率相关的动力学。反过来，从实验数据中提取的四波混频系数可用于近似估算模态非线性

系数，用于量化非线性强度，并以输入功率和有效长度进行归一化 $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ 其中 L 为相互作用长度，α 为传播损耗。对于我们的器件，$L = 0.25$ mm，$L_{\text{eff}} = 0.21$ mm，以及 0.24 mm，分别对应含 InGaAs 和不含 InGaAs 的结构。声电异质结构的有效长度较短，是因为声电衰减导致其 α 更大。[34] 如表 1 所示，我们含 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 结构的模态非线性系数是 >10$LiNbO_3$ 波导器件的 X 倍。 因此，与当前最先进的水平相比，我们的声电异质结构所支持的三阶非线性[illegible]

表 1：测得的四波混频系数**工艺器件**

		FWM 系数 (mW^{-2})	**模态 系数 ($mW^{-1}mm^{-1}$)**	**研究**
112	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$, 开路	1100 ± 600	158	本研究
221	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$, 开路	1400 ± 800	178	本研究
112	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$, 短路	1200 ± 600	165	本研究
221	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$, 短路	1700 ± 800	196	本研究
112	$LiNbO_3$ 平面波导	2 ± 1	6	本研究
221	$LiNbO_3$ 平面波导	7 ± 5	11	本研究
112	$LiNbO_3$ 沟道波导	10 ± 5	6	Mayor 等人[27]
221	$LiNbO_3$ 沟道波导	20 ± 10	8	Mayor 等人[27]

激光多普勒测振如 s 节所示

um 和差频产生这两种过程在相近的泵浦与信号频率以及相近的器件几何结构下均可实现，但转换效率不同，这可能是由相位失配程度不同所致。此外，我们观察到，我们的声电异质结构中既存在二阶非线性相互作用，也存在三阶非线性相互作用。我们进一步预计，泵浦的二次和三次谐波产生等过程，以及级联过程，会在这些结构中同时发生。原则上，可以制造一系列其他方面完全相同、但配备不同输出换能器的结构，以收集特定的混频产物；然而，这种做法并不实际。因此，我们尝试使用激光多普勒测振（LDV），在同一器件中同时观测所有混频分量。

LDV 测量（图 5(a)）采用了先前工作中描述的扫描共焦平衡零差马赫-曾德尔干涉仪（MZI）。[38] 我们使用一台 1550 纳米激光器，其光线在器件的 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 表面层上反射。增透膜透镜锥形光纤将 MZI 一臂中的光聚焦到芯片表面。透镜在表面上形成高斯模式，其腰部附近的模场直径约为 2 μm。因此，表面反射光会直接反射回透镜光纤中，磁光环行器则将输出光导回干涉仪。器件中的压电声子会引起表面位移，

这些位移会使表面反射光子的相位发生波动；干涉仪可将其转换为功率波动，并通过频谱分析仪测量，从而独立确定声子的频率。高斯光束的模场直径为 2 μm，可充当空间滤波器，将检测频率限制在约 2 GHz（声速为 ~4000 m/s 时）。

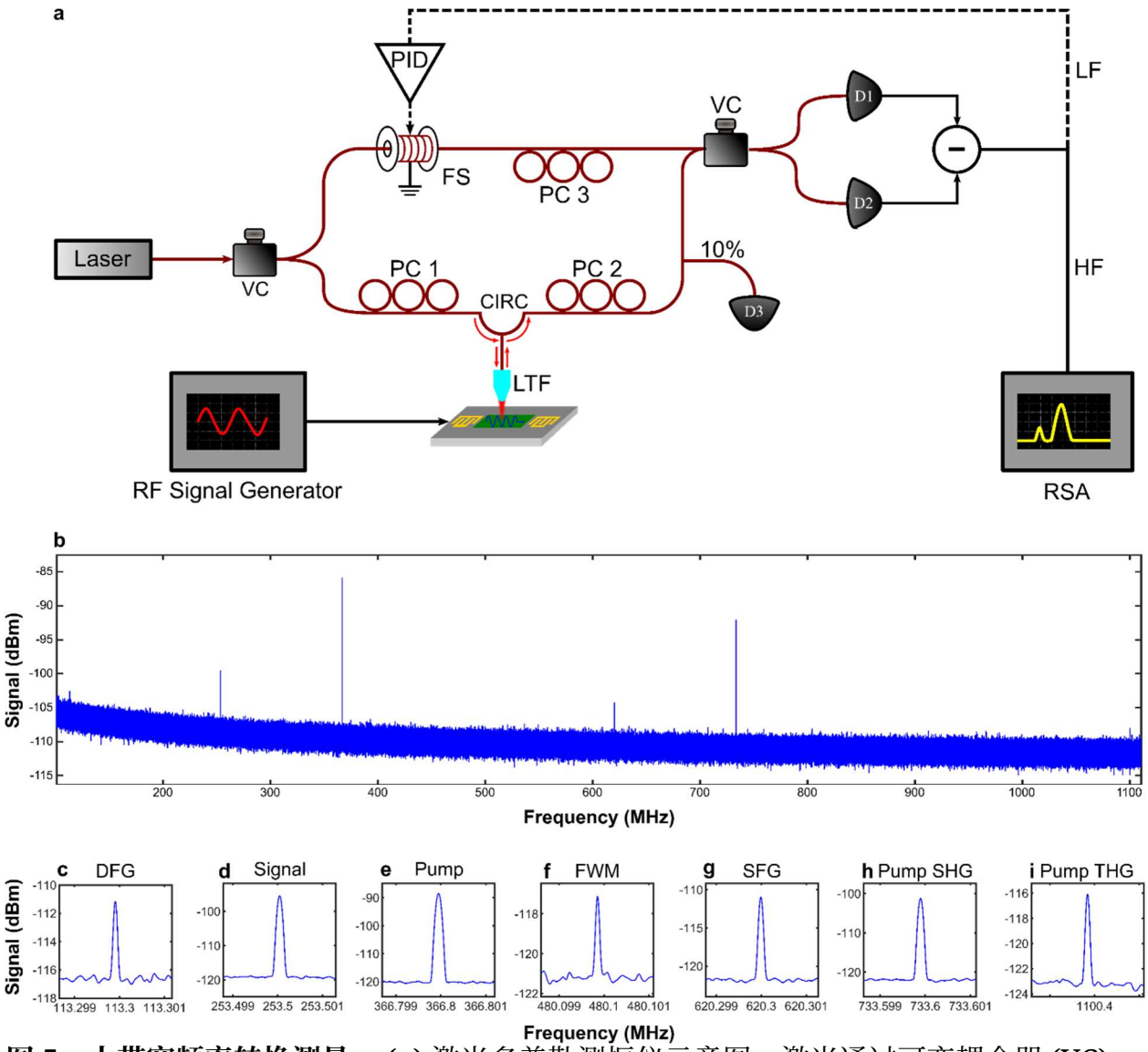


图 5：大带宽频率转换测量。 (a) 激光多普勒测振仪示意图。激光通过可变耦合器 (VC) 分成两臂。信号臂中的光随后依次通过偏振控制器 (PC) 和环形器 (CIRC)，并通过透镜锥形光纤 (LTF) 聚焦在声电异质结构表面。分出 10% 的光送至探测器，以便同时进行共聚焦显微成像。PID控制器根据低频 (LF) 反馈驱动光纤拉伸器 (FS)，使本振臂保持在已知相位。高频 (HF) 输出由实时频谱分析仪 (RSA) 分析。(b) 使用实时频谱分析仪 (RSA) 测得的干涉仪信号。泵浦频率为 366.8 MHz，驱动功率为 22 dBm；信号频率为 253.5 MHz，驱动功率为 0 dBm。对应于 113.3 MHz 差频产生、和频

可见 620.3 兆赫兹处的产生信号、733.6 兆赫兹处的泵浦二次谐波，以及 1,100.4 兆赫兹处的泵浦三次谐波。(c)-(i) 分别为差频产生、信号、泵浦、四波混频、和频产生、泵浦二次谐波和泵浦三次谐波峰的细节。

测量采用了为差频产生设计的器件（补充说明5）。图 5(b-i) 展示了采集到的频谱。观测到了对应于泵浦频率 $f_p = 366.8$ 兆赫兹、信号频率 $f_s = 253.5$ 兆赫兹、差频 $f_d = f_p - f_s$、和频 $f_{\mathrm{sum}} = f_p + f_s$、泵浦二次谐波 $2f_p$、四波混频 $f_{pps} = f_p + f_p - f_s$ 以及泵浦三次谐波 $3f_p$ 的峰。需要注意的是，许多级联过程无法通过这些测量加以区分，例如泵浦的二次谐波产生及随后发生的和频产生。未来使用 LDV 时，我们将扫描探针的位置，以考察混频过程的频率成分及其空间依赖性，从而详细研究这些过程在传播过程中的复杂相互作用。这也将使非线性数值模型能够研究多种过程在相位失配不严重的情况下同时发生时所产生的复杂混频现象。

三波混频非线性相互作用与频率转换的优化

应用偏置场都提高有效非线性很有吸引力，虽然但这些偏置场都提高有效非线性很有吸引力，从而使与放大相关的额外声电噪声耦合到输出场中，妨碍量子态保持过程。[39] 因此，我们非常关注不施加偏置场的纯参量工作区，以及该工作区内频率转换的极限。在无偏置工作区，我们必须同时考虑声电损耗和非线性。图 6(a) 展示了模型（补充说明 3）预测的和频产生峰值声子功率转换效率等高线图，该效率是完美相位匹配条件下压电机电耦合系数 k^2 和声子强度的函数。通过改变相互作用区域的宽度来调节声子强度，同时保持输入泵浦功率为 1 mW；与非线性光学中一样，波的横向限制程度越高，强度就越高，有效非线性效应也越大，因为这会增大单位声功率对应的位移和电场。

我们发现，同时最大化 k^2 和声子强度可提高声子功率转换效率的峰值（图 6(a)），而最大化 k^2 则可缩短达到峰值所需的相互作用长度（图 6(b)）。当k^2 为 18%、声子强度为 $2.5\mathrm{x}10^6$ W/m^2 （2.5 μW/μm^2）时，理论上可在 280 μm 的相互作用长度内，实现从信号频率到和频的 100% 声子功率转换效率。通过减薄并刻蚀 $LiNbO_3$压电层以形成沟道波导，可以在我们的系统中提高声子强度；此外，还可以通过设计系统的模式色散来实现相位匹配。图 6(c) 展示了这类结构中z-位移（$u \cdot z$）的有限元法模型，以及声子强度随波导宽度变化的曲线。该波导支持的模式为准剪切水平模，模型计算得到的k^2 值为 18.5%。

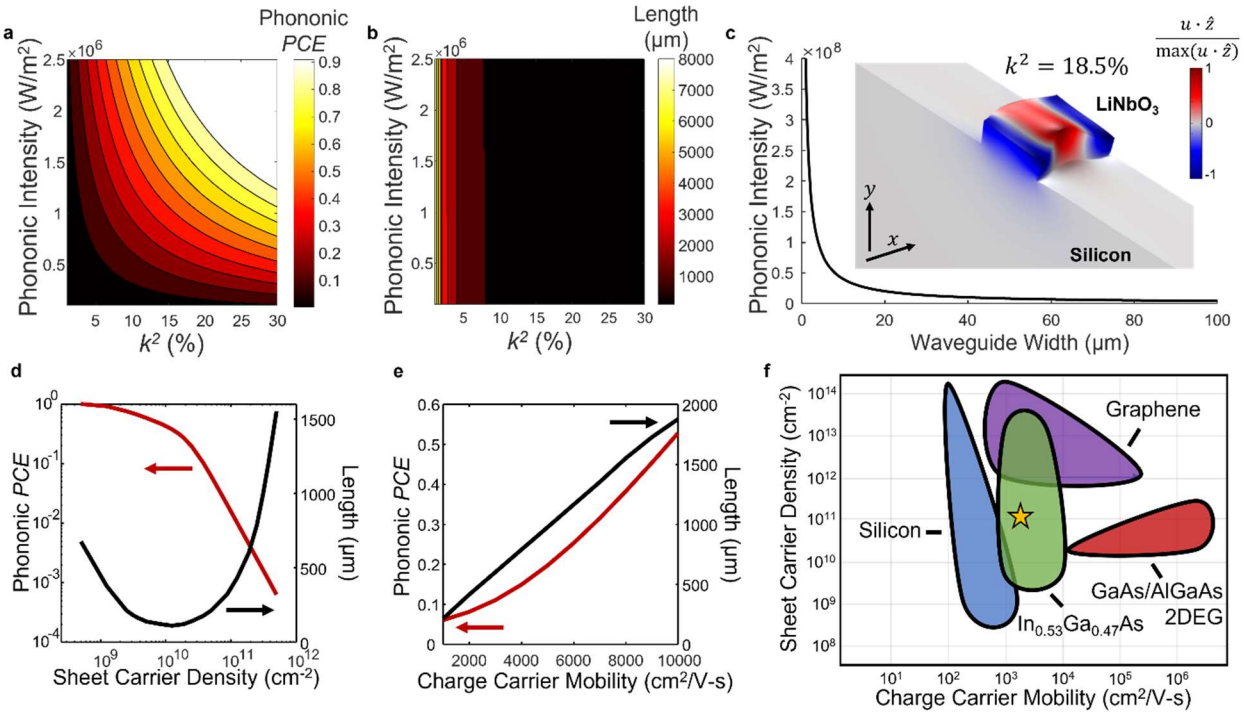


图 6：实现更强的非线性相互作用和更高的功率转换效率。(a) 理论声子功率转换效率（*PCE*）峰值随k^2 和声子强度的变化。迁移率固定为 4000 cm^2/V-s，载流子浓度固定为 1x10^{16} cm^{-3}。(b) 达到峰值*PCE* 所需的相互作用长度随k^2 和强度的变化。(c) 泵浦功率固定为 1 mW 时，声子强度随波导宽度的变化。图中还展示了有限元法模型：对于直接位于硅上的 2.5 μm 厚 $LiNbO_3$ 沟道波导，该模型支持准剪切水平模，建模得到的z-位移为 $u \cdot z$，k^2 值为 18.5%。(d) 理论峰值功率转换效率及相应相互作用长度随 (d) 面载流子密度和 (e) 电荷载流子迁移率的变化。k^2 值为 10%，声子强度为 5x10^5 W/m^2。在参数未变化时，面载流子密度固定为 5x10^{10} cm^{-2}，迁移率固定为 1000 cm^2/V-s。(f) 半导体材料选择图，展示材料随面载流子密度和电荷载流子迁移率的变化。面载流子密度和电荷载流子迁移率的数值取自相关参考文献[40-42]；对于非二维材料，假设半导体厚度为 50 nm。

图 6(d) 和图 6(e) 分别展示了理论峰值功率转换效率及其对应的相互作用长度随半导体面载流子密度和电荷载流子迁移率变化的曲线。如图所示，调整面载流子密度可使声子功率转换效率提高数个数量级，并且面载流子密度存在一个最优值，可用于缩短相互作用长度。图 6(d) 还表明，使用栅极电极局部调节面载流子密度，或可实现非线性的动态优化或切换。提高电荷载流子迁移率（图 6(e)）可获得更高的理论功率转换效率，但达到这一峰值需要更长的相互作用长度。由于我们的声电异质结构依赖于压电系统与半导体载流子系统之间的键合，因此有可能

可调整为采用更适合非线性频率转换过程的半导体材料。图 6(f) 展示了一个材料选择图，其中列出了不同材料类别的潜在选项，包括硅、一种化合物半导体（$In_{0.53}Ga_{0.47}As$）、一种二维材料（石墨烯），[40,41] 以及一种支持二维电子气的异质结构（砷化镓/砷化铝镓）。[42]通过在未来的研究中进行材料选择，我们有望找到合适的面载流子密度和电荷载流子迁移率组合，从而在声电异质结构中实现相互作用强度极高的非线性相互作用，甚至超过本文所展示的水平。

展望实现

高效声子频率转换的能力为基础研究和技术应用开辟了广阔的探索空间。以可开展的材料科学研究为例，声子对固体的热输运性质有显著贡献；通过改变半导体性质来调控声子非线性，或可对导致热弛豫等过程的特定非线性效应进行深入研究。这也可能使人们能够创造出自然界中不存在其热学性质的合成材料，例如声子频率区域完全耗尽的材料，或声子群体只能单向流动的材料，因为这些动量守恒频率转换过程具有很强的非互易性；这一点已通过光子领域的非线性光学过程得到展示。[43]

其技术影响意义深远。例如，三波混频的上转换和下转换过程是射频信号处理的基石，因为它们能够实现无线电频段之间的频率转换，以及在载波上对数据进行编码和解码。鉴于近期已在同一系统中展示了声学放大，人们如今很容易设想，整个射频信号处理器都能集成在铌酸锂微芯片或其他压电衬底的表面，从而大幅减少无线技术所需的芯片数量。强烈的级联非线性效应可用于将频率很高、声学和微波滤波器带宽很大的无线电波下转换到滤波器极窄带的较低频率；随后，反向过程则可将其上转换回原始载波频率。

在量子领域，和频产生等三波混频过程已知能够保留量子态，[39] 这有望为芯片上不同的微波频率量子比特提供连接方式，或将承载量子信息的声子上转换至更容易探测或转换为光子的频率。[44,45]另一种重要的三波混频过程是简并参量放大，它有望实现压缩声子真空态，或对声子量子信息进行量子极限放大，其原理类似于约瑟夫森参量放大器对微波光子的放大。最后，这些巨大的四波混频非线性效应可用于在声学谐振腔中实现自克尔调制，从而有望创造新型量子比特；这些量子比特届时也将能够利用前文讨论过的参量放大和保态频率转换。

总之，我们通过异质集成高迁移率半导体，在薄铌酸锂薄膜中实现了高效的声子三波和四波混频非线性效应，使声子非线性得以由半导体中的电子非线性介导。我们展示了微波频率下的三波混频过程，包括和频产生的 (16±6)% 声子功率转换效率和差频产生的 (1.0±0.1)% 声子功率转换效率，以及迄今效率最高的简并四波声子混频。我们提出了一个能够准确预测和频产生与差频产生过程的理论模型，并通过实验表明，施加偏置场可进一步增强频率转换。我们利用激光多普勒测振，在同一器件中同时考察了多种三波和四波混频过程。最后，我们使用该理论模型表明，通过在波导电路中将声子限制在更小的尺寸内、优化半导体材料性质或采用二维半导体材料，可以大幅增强这些非线性效应。

方法

声电异质结构与器件制造该异质结构由一块 4 英寸铌酸锂

e（$LiNbO_3$）在硅晶圆上，LiNbOμm薄膜厚度为5_3，以及一片2英寸磷化铟（InP）晶圆。InP晶圆具有由多层$In_{0.53}Ga_{0.47}As$和InP组成的晶格匹配外延层。该外延半导体层通过金属有机化学气相沉积（MOCVD）生长，并由以下各层组成：500 nm非故意掺杂（NID）InP缓冲层、3000 nm NID $In_{0.53}Ga_{0.47}As$蚀刻停止层、100 nm以$1x10^{18}$ cm^{-3}浓度掺杂硅的InP蚀刻停止层、100 nm以$2x10^{19}$ cm^{-3}浓度掺杂硅的$In_{0.53}Ga_{0.47}As$接触层、30 nm厚且以$1x10^{18}$ cm^{-3}浓度掺杂硅的InP蚀刻停止层、50 nm厚的$In_{0.53}Ga_{0.47}As$器件层，以及5 nm的NID InP盖层。随后将$LiNbO_3$-硅晶圆与$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP晶圆键合，使InP盖层与$LiNbO_3$ 表面接触。首先手动启动键合，随后在100°C真空中进行退火。晶圆键合后，使用盐酸去除InP衬底和缓冲层，随后在硫酸、过氧化氢和/水的1:1:10溶液中去除后续的$In_{0.53}Ga_{0.47}As$蚀刻停止层。然后在盐酸和磷酸的1:3混合液中去除InP蚀刻停止层，并停止于$In_{0.53}Ga_{0.47}As$接触层。该高掺杂$In_{0.53}Ga_{0.47}As$层为从$In_{0.53}Ga_{0.47}As$器件层到金属电极提供中间$In_{0.53}Ga_{0.47}As$层，从而与$In_{0.53}Ga_{0.47}As$器件层形成准欧姆电接触。对该$In_{0.53}Ga_{0.47}As$进行图案化，随后在硫酸、过氧化氢和去离子水的1:1:10混合液中进行蚀刻，并立即在盐酸/磷酸的1:3混合液中蚀刻后续的InP蚀刻停止层。随后对$In_{0.53}Ga_{0.47}As$器件层进行图案化，并在硫酸、过氧化氢和水的1:1:10混合液中蚀刻，直至$LiNbO_3$ 表面。接着进行金属剥离步骤，采用10 nm铬/100 nm铝的金属层堆叠，在$LiNbO_3$上形成叉指声子换能器。通过金属剥离实现与$In_{0.53}Ga_{0.47}As$的电接触，金属层堆叠为10 nm钛、500 nm金、500 nm银和100 nm金，位于图案化的$In_{0.53}Ga_{0.47}As$接触层上方。使用Bio-Rad固定磁场霍尔效应测量系统，通过霍尔迁移率测量确定50 nm厚$In_{0.53}Ga_{0.47}As$器件层的半导体性质。霍尔结构在同一晶圆上进行图案化，并经历相同的制造工艺流程。霍尔系数和霍尔迁移率的平均值分别为$-(3.5 \pm 0.1) \times 10^3\ m^2C^{-1}$ 和$4{,}220 \pm 40\ cm^2\ V^{-1}s^{-1}$，

分别来自对两个独立结构的测量。结合霍尔结构测得的片电阻，可得 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 器件层的掺杂浓度约为 $3x10^{16}$ cm^{-3} 。两次霍尔结构测量在晶圆上的相近位置进行，而晶圆范围内的片电阻预计存在 ~12% 的横向变化，这主要是由于外延生长过程中二硅烷输送不均匀导致载流子浓度发生变化。

反射测量叉指换能器反射

射测量是在网络分析仪上，使用配备共面接地-信号-接地射频探针的定制射频探针台完成的。在所有测量开始前，使用阻抗标准基片进行了完整的单端口校准（短路、负载、开路），以校准掉电缆和探针的响应。对于所有测量，网络分析仪上的射频功率设为 -10 dBm，并测量反射系数（S_{11}）随频率的变化，以表征每个叉指换能器。

和频与差频产生功率转换效率测量和频与差频功率转换效率测量是在配备三个共面接地-信号-接地射频探针和两个直流探针的定制射频-直流探针台上完成的。为产生泵浦声子，将射频信号发生器设置为以固定频率输出，该频率等于泵浦用叉指换能器的谐振频率。该输出随后经过射频放大器，再经由叉指换能器以产生泵浦声子。网络分析仪用于产生与信号叉指换能器谐振的频率，同时在和频或差频处进行检测。网络分析仪上的传输测量（S_{21}）随后直接测量从信号频率到和频或差频的电功率转换效率。射频信号发生器的 10 MHz 内部参考信号连接至网络分析仪，使网络分析仪与信号发生器实现相位锁定。在所有测量开始前进行了标量混频器校准，以校准掉电缆和探针对所测 S_{21} 值的响应。对于每个数据点，连续进行 1601 次测量（对应于网络分析仪单次扫描可采集的最大点数）。随后，声子功率转换效率值根据这 1601 个点的平均值以及测得的换能器转换损耗确定。报告中的声子功率转换效率误差来自两个方面：一是 1601 次测量的标准差，二是推断出的叉指换能器转换损耗误差。

四波混频测量为进行四波混频测量

我们使用了两台射频信号发生器和一台频谱分析仪。信号发生器的输出连接到功率合成器，再连接至器件的单个叉指输入换能器，以产生泵浦声子。器件的输出连接到频谱分析仪。为确定声子输入泵浦功率，我们使用射频功率计测量电缆中的损耗，并利用声延迟线测试结构确定机电转换过程中的损耗。

致谢由实验室支持

桑迪亚国家实验室的实验室定向研究与开发计划；该实验室是一家多任务实验室，由国家技术与

桑迪亚工程解决方案有限责任公司（Honeywell International Inc. 的全资子公司）根据与美国能源部国家核安全管理局签订的合同 DE-NA0003525 进行管理和运营。本研究部分工作是在综合纳米技术中心完成的。该中心是美国能源部（DOE）科学办公室的用户设施，由其负责运营。本文介绍客观的技术成果与分析。文中可能表达的任何主观观点或意见，并不一定代表美国能源部或美国政府的观点。

数据可用性支持本研究发现的数据

可根据合理请求向通讯作者获取。

利益冲突作者声明

不存在利益冲突。

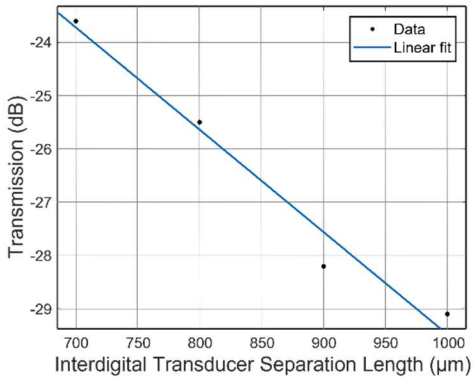
作者贡献L.H. 和 M.E. 提出了

器件概念并完成了实验实现。M.E. 开发了激光多普勒测振系统。M.K. 使用激光多普勒测振仪进行了测量，L.H.、N.O. 和 M.E. 提供了意见。L.H.、B.S.、M.M.、S.W.、S.A.、T.A.F. 和 M.E. 设计了器件及其制造工艺流程。M.M.、S.W.、B.S. 和 S.A. 制造了器件。L.H.、M.K.、B.S. 和 S.S. 完成了测量。L.H. 和 M.E. 完成了所有建模工作。L.H.、M.K. 和 M.E. 在 N.O. 提供意见的基础上分析了所有数据。论文由 L.H.、M.K. 和 M.E. 撰写，所有作者均批准了最终版本。

补充说明 1

声延迟线测试结构为确定内部泵浦功率

为测量内部功率转换效率，我们采用了铌酸锂（$LiNbO_3$）-硅中的声延迟线测试结构。共采用了八种不同类型的声延迟线测试结构：声波波长为6.4 μm、孔径为100 μm；声波波长为11 μm、孔径为100 μm；声波波长为16 μm、孔径为100 μm；声波波长为11 μm、孔径为240 μm；声波波长为16 μm、孔径为240 μm；声波波长为39 μm、孔径为240μm；声波波长为11 μm、孔径为100 μm，且在声波传播路径中放置了一个波长为16 μm、孔径为100 μm的信号叉指换能器；以及声波波长为11 μm、孔径为240 μm，且在声波传播路径中放置了一个波长为16 μm、孔径为240 μm的信号叉指换能器。对于八种不同类型的声延迟线测试结构，我们制备并表征了叉指换能器之间具有不同间距长度的声延迟线，这些叉指换能器用于产生和探测声波。根据损耗随长度的变化关系，我们可以提取传播损耗。其余损耗被认为来自换能器。因此，将剩余损耗均分为两半，即可确定单个叉指换能器的损耗。对于带有位于声波传播路径中的信号换能器的泵浦（11 μm声波波长）测试结构，我们测量了由信号换能器引起的损耗增加。补充图1展示了一种声延迟线测试结构的数据，补充表1汇总了所有测试结构的损耗。



补充图1：声延迟线测试结构。图中展示了测得的传输随两个用于产生和检测声波的叉指换能器间距的变化关系。对于该测试结构，换能器的设计谐振频率约为255 MHz，对应的声波波长为16 μm，叉指换能器的孔径为100 μm。

补充表1：每个叉指换能器的损耗**波长（μm） 孔径（μm）**

损耗（dB）			**Note**
11	100	7 ± 1	
16	100	6 ± 3	
6.4	100	5 ± 1	
11	240	6 ± 2	
16	240	6 ± 1	
39	240	7 ± 1	
11	100	12 ± 2	信号换能器位于路径中时
11	240	11 ± 3	信号换能器位于路径中时

补充说明2

半导体的电边界条件在本工作的实验中，半导体

边界条件可以通过

在半导体两端的电极上施加电边界条件。尽管未来必须进行严谨分析，以充分理解这些电边界条件所产生的影响，但我们至少在此尝试解释为何预期它们会影响混频器件的性能。在两个接触端短接在一起的情况下，器件一端由声电相互作用产生的电流必须等于器件另一端的电流，尤其考虑到半导体本身具有非常大的电阻。在允许接触端悬空或处于开路状态的情况下，器件两端的电流都必须趋于零。虽然声波及其非线性相互作用产生的交流电流可以在电子电流相位取某些适当值时实现这一点，但声波产生的直流电流[31] 无法做到。因而，我们推测直流电流必须通过建立反向传播的直流电流来满足这些条件；从产生这些电流的波的角度来看，这些电流表现为反向传播的漂移电流，预计会使声波衰减。因此，我们通常预期，在电极短接的情况下能够获得更高的混频效率。尽管对于我们最佳的取值而言，这一点确实成立，但

如正文图 2(f)所示的和频产生，还可以看出，混频效率与电边界条件之间的一般关系并不简单。在本工作中，我们测量了两种边界条件下的效率，但在存在真实边界条件的情况下求解这些系统中的非线性耦合模方程，是未来应开展的工作，以理解其对混频效率的影响。

补充说明 3

模型构建：压电声波与半导体载流子系统耦合时的非线性混频本文建立了一个用于描述非线性声子三波混频相互作用的理论模型

压电声波薄膜与声学上较薄的半导体薄膜构成的异质结构中由声电非线性引起的非线性混频。此前已有研究建立了针对无限“各向同性”压电半导体中声电介导的声子相互作用的模型，[28-30] 但这些模型在许多重要方面存在差异，无法解释我们的实验结果。首先，薄的非压电半导体内部的载流子动力学与块体压电半导体中的载流子动力学有很大不同，包括由漂移、耗散和扩散引起的载流子弛豫动力学存在显著差异。其次，对声波的响应取决于电场的空间分布，而此前建立的任何模型中，[28-30] 声波、电场和电子波的平面波特性均不受这些场的空间变化影响。此外，由于两种介质彼此分离，实际产生耦合的是压电声子的倏逝电场及其空间分布。第三，现有模型难以直接考虑声波限制带来的非线性效应增强；声波限制会使波导中给定声子密度（单位长度的声子数）所对应的电场增强。

我们的平面声子波导由 $LiNbO_3$ 导波材料和硅衬底构成；硅中的声速高于 $LiNbO_3$中所支持声学模式的声速。通过求解该系统耦合的声学波方程、电磁波方程以及复互易关系，可以求得波导的本征模；复互易关系还能将任意场模态分解为功率正交的波导模式。[46] 这些波导模式具有归一化的横向场分布，假定其沿传播方向 (x) 保持不变，而其特性取决于波导横截面轮廓 (y) 上声学和机电材料性质的分布。

对于压电半导体，在假设位移变化相对于声波波长较小的情况下，位移振幅 $\hat{u}_m$ 的耦合波方程为

$$\frac{d\hat{u}_1}{dx} = -\hat{\alpha}_1\hat{u}_1 + \hat{\eta}_1\,\hat{u}_2^*\hat{u}_3 e^{i\Delta\beta x} \tag{S1a}$$

$$\frac{d\hat{u}_2}{dx} = -\hat{\alpha}_2\hat{u}_2 + \hat{\eta}_2\,\hat{u}_1^*\hat{u}_3 e^{i\Delta\beta x} \tag{S1b}$$

$$\frac{d\hat{u}_3}{dx} = -\hat{\alpha}_3\hat{u}_3 + \hat{\eta}_3\,\hat{u}_1\hat{u}_2 e^{i\Delta\beta x} \tag{S1c}$$

其中，$\Delta\beta = \beta_1 + \beta_2 - \beta_3$ 是波矢失配，β_m 是波矢，η_m 是非线性系数，其表达式为

$$\hat{\eta}_1 = i\frac{e^3\mu}{4c\varepsilon^2 v_a}\frac{\omega_c}{\omega_1}\frac{2\gamma + i\,\omega_1/\omega_D}{\Gamma_1\Gamma_2^*\Gamma_3}\beta_2\beta_3 \tag{S2a}$$

$$\hat{\eta}_2 = i\frac{e^3\mu}{4c\varepsilon^2 v_a}\frac{\omega_c}{\omega_2}\frac{2\gamma + i\,\omega_2/\omega_D}{\Gamma_1^*\Gamma_2\Gamma_3}\beta_1\beta_3 \tag{S2b}$$

$$\hat{\eta}_3 = i\frac{e^3\mu}{4c\varepsilon^2 v_a}\frac{\omega_c}{\omega_3}\frac{2\gamma + i\,\omega_3/\omega_D}{\Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3}\beta_1\beta_2 \tag{S2c}$$

并且 $\hat{\alpha}_m$ 是由声电效应给出的nd linear attenuation/gain coefficients g

$$\hat{\alpha}_m = \frac{e^2}{2c\varepsilon}\frac{\omega_c}{v_a\gamma}\left[1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2\omega_m^2}\left(1 + \frac{\omega_m^2}{\omega_c\omega_D}\right)^2\right]^{-1} \tag{S3}$$

其中，e 是压电迁移率，ic coupling constant，μ is the charge carrier，v_a 是声速，ω_m 是声角频率，$\omega_c = \sigma/\varepsilon$ 是介电弛豫频率，σ 是电导率，$\omega_D = v_a^2/D_n$ 是扩散频率，$D_n = \mu k_B T/q$ 是扩散系数，k_B 是玻尔兹曼常数，T 是温度，q 是元电荷，γ 是一个表示声速v_a与载流子漂移速度v_d之比的项，根据$\gamma = 1 - v_d/v_a$，以及$\Gamma_m = \gamma + i(\omega_c/\omega_m + \omega_m/\omega_D)$。[28] 项$e^2/c\varepsilon$ 近似等于体波机电耦合系数K^2，该系数用于量化材料的压电强度。[47]

首先，我们需要将非线性声电系数（式 S2）和线性声电系数（式 S3）的表达式从 `` 调整为适用于本研究所探讨的声电异质结构的表达式。为此，我们先从式 S3 入手，因为已有通过微扰理论推导出的声电异质结构线性衰减/增益系数表达式，α_m。[32] 这使我们能够将对线性声电系数表达式（式 S3）的修正与通过微扰理论推导出的声电异质结构结果进行比较。如果两种方法取得了良好的一致性，那么我们也可以将这些修正应用于非线性声电系数（式 S2），以参数化异质结构中的非线性相互作用。

对于声电异质结构，采用微扰方法得到的线性声电衰减/增益系数表达式为

$$\alpha_m = \frac{1}{2}\frac{(v_d/v_a - 1)\omega_c\varepsilon_s w Z_{a,m}(h)\beta\tanh(\beta d)}{(v_d/v_a - 1)^2 + (R\,\omega_c/\omega_m + H)^2} \tag{S4}$$

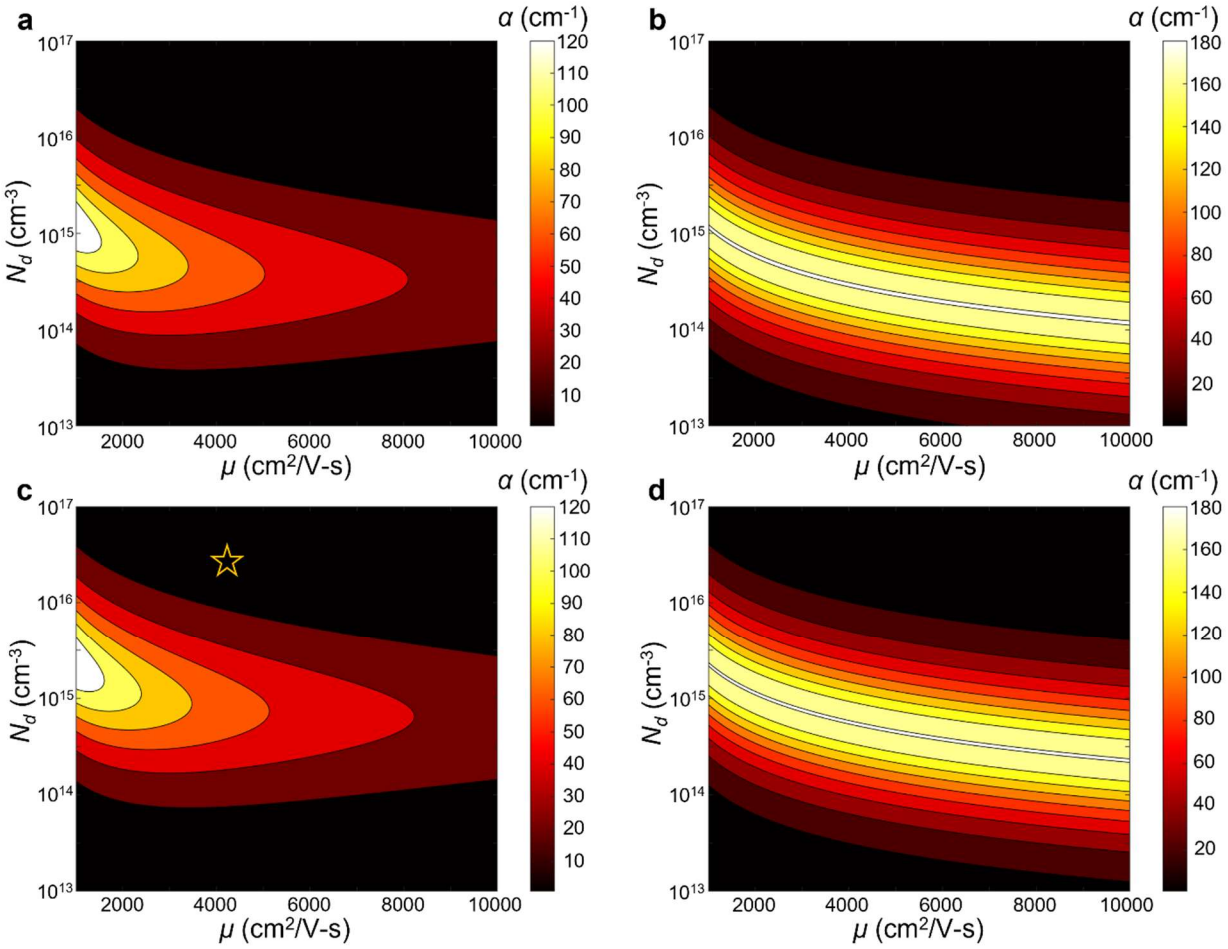
其中 $Z_{a,m}(\mathrm{h}) = 2|\,\Delta v(0)|e^{-2\beta h}/w\varepsilon_0\omega_m(\varepsilon_s + \varepsilon_p)$ is the attenuation 阻抗，$\Delta v(0)$ 是压电声波的速度扰动，表示压电材料表面电边界条件由电学开路变为短路时的情况；$\mathrm{h} = ge_G$ 其中 g 和 e_G 分别是异质结构中压电材料与半导体材料之间间隙的厚度和相对介电常数，w 是相互作用区域的宽度，$\omega_c = \sigma/\varepsilon_s$ 是介电弛豫频率，ε_0 是真空介电常数，ε_p 是压电材料的介电常数，ε_s 是半导体材料的介电常数，d 是半导体厚度，$R = (\varepsilon_s/\varepsilon_0)M(\beta\mathrm{h})\tanh(\beta d)$ 是空间电荷削减因子，

该因子考虑了半导体的有限厚度，$M(\beta h) = \frac{\varepsilon_0+\varepsilon_p \tanh(\beta h)}{(\varepsilon_0+\varepsilon_p)(1+\tan(\beta h))}$，而 $H = \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega_D}} \frac{\tanh(\beta d)}{\tanh\left(\left(\sqrt{\omega_c \omega_D}/v_a\right)d\right)}$ 是由半导体载流子扩散产生的一项。[32]

该　表达式 (S3) 经调整以适用于我们的声电异质结构，写作

$$\alpha_m = \frac{k_m^2}{2} \frac{\omega_{c,m}}{v_{a,m}\gamma_m} \left[1 + \frac{\omega_{c,m}^2}{\gamma_m^2 \omega_m^2}\left(1 + \frac{\omega_m^2}{\omega_{c,m}\omega_D}\right)^2\right]^{-1} \quad \text{(S5)}$$

其中，k_m^2 是$k_m^2 = 2\left|\Delta v_{a,m}(0)\right|/v_{a,m}$的标准定义，对于 $LiNbO_3$ 这类各向异性材料，它取决于材料切向以及压电声子的传播方向，而$\omega_{c,m} = \sigma\beta_m d\,(\varepsilon_p + \varepsilon_0)/$.[31]所有参数随声学频率的变化，源于 $LiNbO_3$和铟镓砷（$In_{0.53}Ga_{0.47}As$）薄膜的色散。补充图 2 绘出了α 随载流子迁移率μ和载流子浓度N_d变化的数值，所用表达式为方程 S4 和方程 S5，并分别考虑和不考虑电荷载流子扩散。尽管我们发现，两种理论方法得出的、使α 达到最大值的N_d 有所不同，但我们的模型正确捕捉了α 随半导体参数变化的趋势，并给出的α 数值与微扰方法吻合良好。我们发现，预计α 会在N_d 非常低（$< 10^{14}$）或N_d 相对较大（$> 10^{16}$）时达到最小值。对于本研究采用的μ 和N_d 组合，即$\mu = 4220$ cm^2/V-s 和 $N_d = 3 \times 10^{16}$ cm^{-3} （参见正文中的方法部分），本文所建模型给出的数值为 5 cm^{-1} ，微扰方法给出的数值为 3 cm^{-1} 。[32]因此，我们认为两者达到了足够的一致性。



补充图 2：理论线性声电衰减系数 α 随半导体迁移率 μ 和载流子浓度 N_d 的变化，表达式由微扰方法推导得出（公式 S4）[32]；(a) 考虑电荷载流子扩散的影响，(b) 不考虑其影响。根据我们的唯象模型（公式 S5）绘制的 α 随 μ 和 N_d 的变化曲线，(c) 考虑载流子扩散率的影响，(d) 不考虑其影响。(c) 中的星形标记表示根据半导体中测得的 μ 和 N_d 得出的本研究中 α 的预期值（见正文中的方法）。

随后，我们发现，可以对非线性声电系数（方程 S2）中的k_m^2、 $\omega_{c,m}$以及色散进行修正，从而得到声电异质结构中非线性声电系数的以下唯象表达式：η_m，

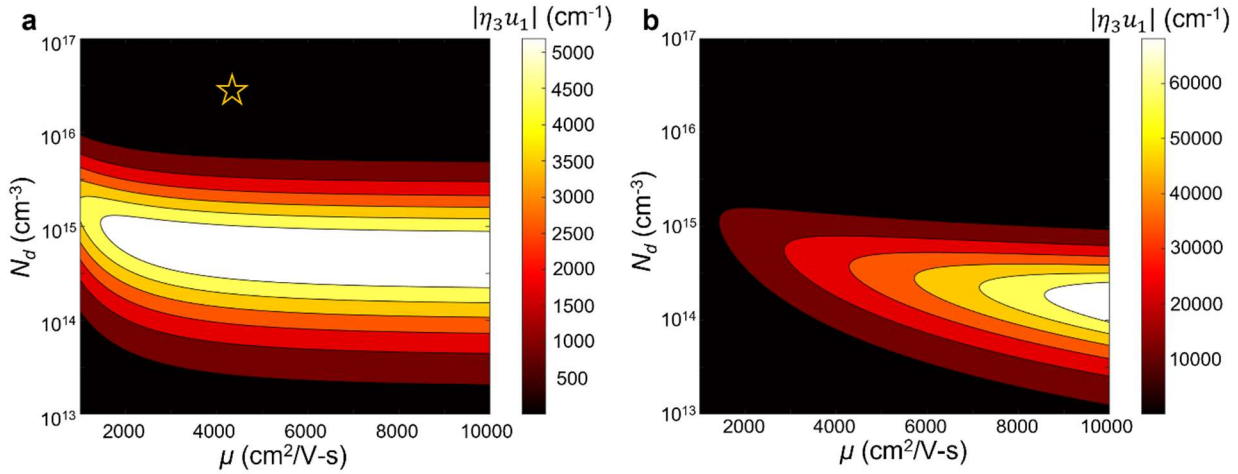
$$\eta_1 = i\frac{(k_1^2)^{3/2}\mu}{4v_{a,1}}\sqrt{\frac{c_1}{\varepsilon}}\frac{\omega_{c,1}}{\omega_1}\frac{2\gamma_1 + i\,\omega_1/\omega_D}{\Gamma_1\Gamma_2^*\Gamma_3}\beta_2\beta_3 \tag{S6a}$$

$$\eta_2 = i\frac{(k_2^2)^{3/2}\mu}{4v_{a,2}}\sqrt{\frac{c_2}{\varepsilon}}\frac{\omega_{c,2}}{\omega_2}\frac{2\gamma_2 + i\,\omega_2/\omega_D}{\Gamma_1^*\Gamma_2\Gamma_3}\beta_1\beta_3 \tag{S6b}$$

$$\eta_3 = i\frac{(k_3^2)^{3/2}\mu}{4v_{a,3}}\sqrt{\frac{c_3}{\varepsilon}}\frac{\omega_{c,3}}{\omega_3}\frac{2\gamma_3 + i\,\omega_3/\omega_D}{\Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3}\beta_1\beta_2. \tag{S6c}$$

图示了有电荷载流子扩散和无电荷载流子扩散时，η_1, η_2, η_3随电荷载流子浓度 N_d变化的关系，见补充图 3

分别。这里，u_1是泵位移，我们根据 $|u_1| = \sqrt{P_1(/\ \omega_1^2\ \rho v_a,\ {}_1A_1)}$ 确定它，其中 P_1 是泵浦功率，ρ 是密度，A_1 是声功率流的横截面积，该面积由器件宽度以及波导横截面内声学模式的有限元法模型确定。对于补充图 3 中的曲线，我们假设P_1 为 1 mW，器件宽度为 100 μm。我们发现，$|\eta_3 u_1|$ 在N_d 的一个最优值处达到最大，该值相对较低（无电荷载流子扩散时为 ~10^{15} cm^{-3}），同时迁移率为 $\mu > 2000$ cm^2/V-s。对于本研究采用的半导体材料参数（对应于 $N_d = 3 \times 10^{16}$ $^{-3}$ $\mu =$ cm 和 4220 ^{2} $|\eta_3 u_1| = 25$ $^{-1}$ cm/V-s），我们发现 cm。未来优化半导体材料参数有望使η_3 显著增大。对于迁移率为 $\mu = 7000$ cm^2/V-s 且$N_d = 3 \times 10^{14}$ cm^{-3}的情况，我们可以增大$|\eta_3 u_1|$ >200X，同时保持线性声电衰减相对较低（补充图 2c）。



补充图 3：（a）$|\eta_3 u_1|$ 的理论值随半导体电荷载流子迁移率μ和电荷载流子密度N_d的变化情况，以及（b）考虑和不考虑电荷载流子扩散效应时的理论值。（a）中的星形标记表示根据本研究中半导体的μ 和N_d 测量值所预期的$|\eta_3 u_1|$ 值（见正文中的方法）。

耦合波方程（方程 S1）的建立基于以下假设：参与耦合的压电声波总场可用平面波近似表示。然而，此处采用的平面波导相互作用几何结构构成了一个导波系统，根据上文讨论的模式正交性，该系统支持波导模式。因此，可采用非线性耦合模理论分析声子波导中的非线性相互作用。我们假设相互作用波的总位移u表示为

$$u(r,t) = \sum_m u_m(r)\exp(-i\omega_m t) \tag{S7}$$

其中，$u_m(r)$ 是频率 ω_m 对应的空间振幅，可按波导模式展开，波导模式由指标 v 定义，使得

$$u_m(r) = \sum_v A_{m,v}(x)U_{m,v}(y)\exp(i\beta_m x) \tag{S8}$$

dependent total displacement field a

其中，$A_{m,v}(x)$ 和 $U_{m,v}(y)$ 分别是模式振幅和归一化位移模场。这里假设非线性相互作用中每个频率仅涉及一种模式，因此有

$$u_m(r) = A_m(x)U_m(y)\exp(i\beta_m x). \tag{S9}$$

为使方程 S1 适用于声电异质结构中的平面波导非线性相互作用几何结构，我们得到以下方程组，从而完善了声电异质结构中非线性相互作用的唯象模型：

$$\frac{dA_1}{dx} = -\alpha_1 A_1 + \kappa_1 A_2^* A_3 e^{i\Delta\beta x} \tag{S10a}$$

$$\frac{dA_2}{dx} = -\alpha_2 A_2 + \kappa_2 A_1^* A_3 e^{i\Delta\beta x} \tag{S10b}$$

$$\frac{dA_3}{dx} = -\alpha_3 A_3 + \kappa_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta\beta x} \tag{S10c}$$

其中 α_m 为线性声学项，κ_m 为非线性耦合系数，定义如下：

$$\kappa_1 = \eta_1 \int_{-\infty}^{\infty} U_1^* U_2^* U_3 dy \tag{S11a}$$

$$\kappa_2 = \eta_2 \int_{-\infty}^{\infty} U_1^* U_2^* U_3 dy \tag{S11b}$$

$$\kappa_3 = \eta_3 \int_{-\infty}^{\infty} U_1 U_2 U_3^* dy \tag{S11c}$$

而 η_m 为非线性声电项（方程 S6），它们位于积分之外，因为它们是空间恒定的值，用于量化我们的声电异质结构中通过电子-声子耦合产生的非线性大小。

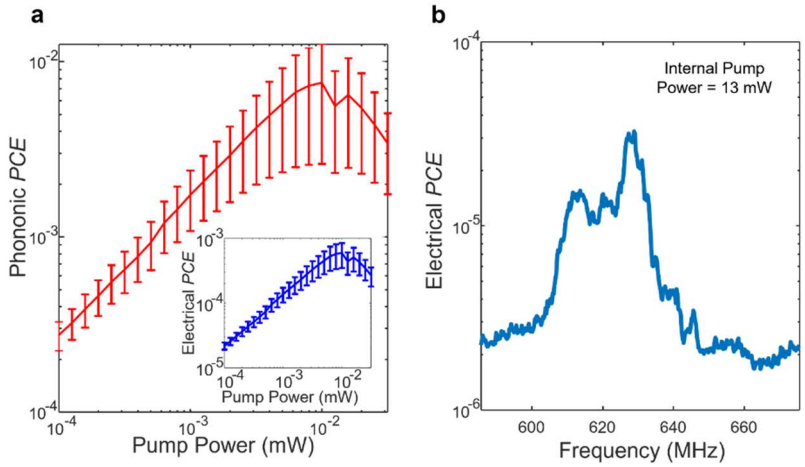
补充说明 4

铌酸锂中的和频产生在本补充说明中，我们展示实验中和频产生的结果

与正文图 2 中所示器件相同，唯一区别是移除了 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体薄膜。补充图 4(a) 展示了声子功率转换效率和电功率转换效率随泵浦功率变化的曲线。在内部泵浦功率为 0.01 mW 时，声子功率转换效率达到峰值 (0.8±0.5)%，电功率转换效率达到峰值 (0.06±0.03)% 。

与声电异质结构器件不同，功率转换效率并未得到提升

在更高功率下实现，如内部泵浦功率为 13 mW 时电功率转换效率随检测频率变化的曲线所示（补充图 4(b)）。如正文所述，$LiNbO_3$ 单独产生的非线性以及声电非线性的功率依赖性和饱和行为均有待进一步研究。

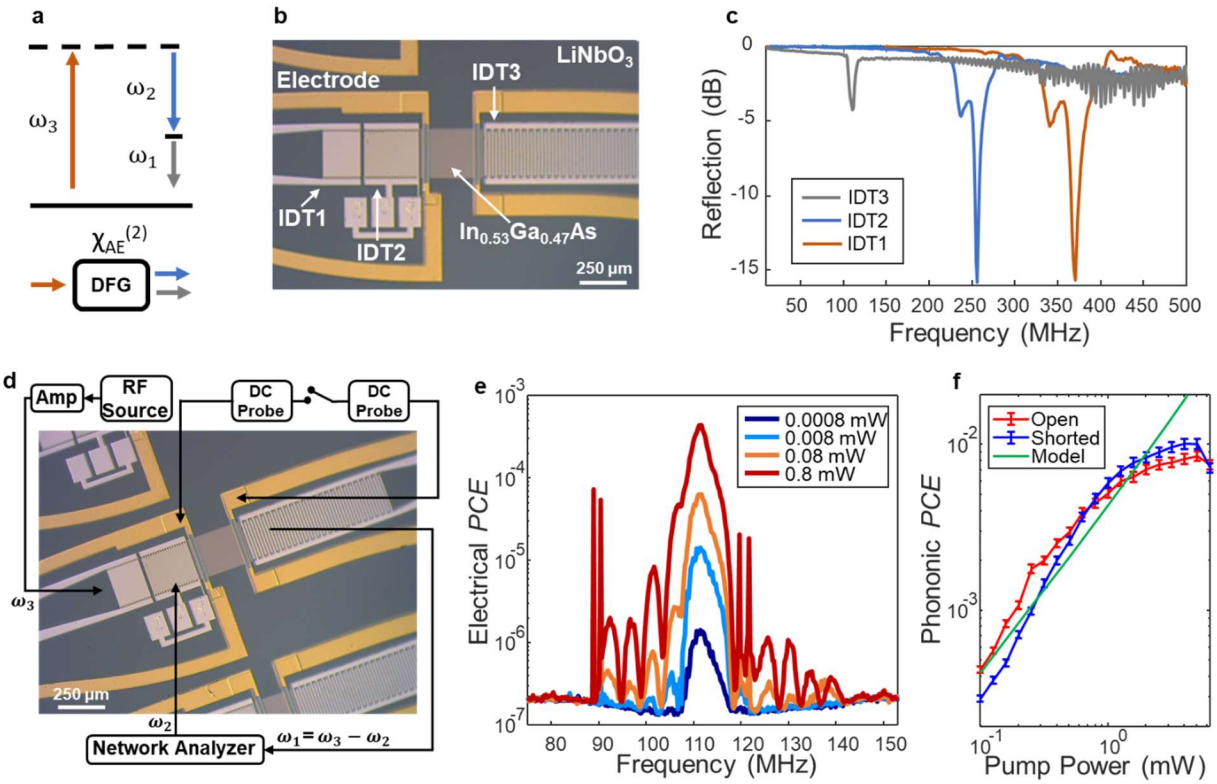


补充图4：(a) 声子功率转换效率（功率转换效率）和电功率转换效率功率转换效率（插图）随内部泵浦功率的变化。(b) 内部泵浦功率为 13 mW 时，电功率转换功率转换效率随频率的变化。

补充说明5

差频产生

如补充图5所示，差频产生是另一种参量三波混频过程。在此情况下，能量守恒要求湮灭一个频率为 ω_3 的声子，以产生频率为 ω_2 和 $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ 的声子。补充图5(b)展示了为研究这一频率转换过程而在半导体压电系统中制备的器件显微图像。用于检测的换能器设计为在差频 $f_1 = \omega_1/2\pi = \omega_3/2\pi - \omega_2/2\pi$ 处产生共振。补充图5(c)展示了叉指声子换能器的电反射随频率变化的测量曲线。测得的共振频率分别为 $f_3 = \omega_3/2\pi = 366.8$ 兆赫兹、$f_2 = \omega_2/2\pi = 253.5$ 兆赫兹和 $f_1 = 113.3$ 兆赫兹。



补充图5：差频产生。 (a) 差频产生的声子能量守恒示意图。(b) 用于研究这一参量三波混频过程的器件显微图像，该器件采用 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$-$LiNbO_3$ on 硅声电异质结构。由图案化 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 的长度定义的声电相互作用长度为 250 μm。(c) 系统中用于产生和检测声子的三个叉指换能器（IDTs）的实测反射率随频率的变化。(d) 功率转换效率测量的实验装置示意图。(e) 实测电功率转换效率（功率转换效率）随检测频率的变化，内部泵浦功率逐渐增加。(f) 电接触与 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 开路或短路时，声子功率转换效率随内部泵浦功率的变化。图中还显示了声子功率转换效率（功率转换效率 ）的建模预测值。

差频产生功率转换效率的实验装置示意图见补充图5(d)，装置的详细说明见方法。与正文所述的和频产生实验一样，射频信号发生器用于产生f_3，网络分析仪用于产生f_2 并检测f_3。如正文所述，电转换效率包含换能器转换损耗，而声子功率转换效率由电功率转换效率以及通过独立声延迟线测试结构测得的转换损耗确定（补充说明 1）。补充图5(e)展示了随检测频率变化的实测端口功率转换效率，以及逐渐增大的内部泵浦功率。功率转换在换能器谐振频率处达到峰值，且峰值随泵浦功率增大而升高。频率转换测量所支持的 3 dB 分数带宽为 2.9%，受输出换能器带宽限制。

补充图5(f)展示了 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体层的电接触端处于开路和短路状态时，声子功率转换效率随内部泵浦功率变化的曲线。短路电极配置下，内部泵浦功率为 5 mW 时，内部功率转换效率达到最高值 (1.0±0.1)%。通过对非线性耦合模方程进行数值积分（补充说明 3）得出的预期理论值也显示在补充图5(f)中。模型值与实验值在内部泵浦功率约为 2 mW 及以下时吻合良好，超过该功率后，实验值明显低于理论预测值。如正文所述，在泵浦功率较大时，实验值偏离理论值可能由多种效应造成，包括泵浦耗尽、自相位调制和交叉相位调制，以及热失谐。

补充说明6

声学与声电色散下的相位匹配对于由关系式表征的二阶非线性相互作用

$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$，共线相位匹配条件为 $\beta_3 = \beta_1 + \beta_2$；对于声子非线性相互作用，这等价于 $\omega_3/v_{a,\,3} = \omega_1/v_{a,\,1} + \omega_2/v_{a,\,2}$。我们的系统中存在多个色散来源，它们会导致相位失配。$LiNbO_3$ 平面波导的几何结构引入了模式色散，即给定模式的声速取决于波导厚度和模式偏振。对于每个声波波长，声速介于 $LiNbO_3$ 中的声速与硅中的声速之间。厚度为 ~50 nm 的 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 薄膜通过质量加载效应进一步改变了 $LiNbO_3$中的模式色散。此外，导致声子线性衰减的同一电子-声子声电相互作用也会改变声速，且这种改变取决于频率。[32,47]

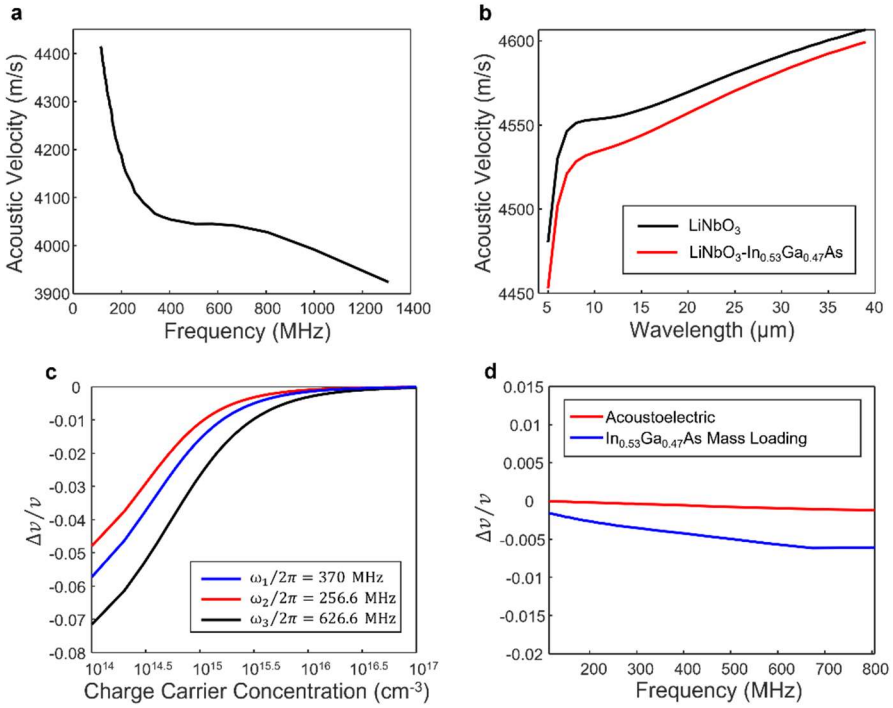
利用专为在一系列频率下激发和检测声子而设计、带有叉指换能器的延迟线测试结构，我们可以确定所产生声子的声学色散。这些测试结构不含 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 薄膜，因此仅提供由 $LiNbO_3$ 薄膜本身导致的色散信息。测得的声速随频率变化的曲线见补充图 6(a)。没有 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 半导体薄膜时，相位失配为 $\Delta\beta = \frac{\omega_3}{v_a}_{,3} - \frac{\omega_1}{v_a}_{,1} - \frac{\omega_2}{v_a}_{,2} =$

$\frac{2\pi\times626\ 6\ \mathrm{MHz}}{4043\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}} - \frac{2\pi\times370\ \mathrm{MHz}}{4060\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}} - \frac{2\pi\times256.6\ \mathrm{MHz}}{4110\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}} = 89^{-1}$ $\Delta\beta =$。厘米，

$\frac{\omega_3}{v_{a\,3}} - \frac{\omega_1}{v_{a\,1}} - \frac{\omega_2}{v_{a\,2}} = \frac{2\pi\times367\ 2\ \mathrm{MHz}}{4060\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}} - \frac{2\pi\times113\ 7\ \mathrm{MHz}}{4415\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}} - \frac{2\pi\times253\ 5\ \mathrm{MHz}}{4110\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}} = 189^{-1}$

用于和频产生；，，，。。。厘米，用于差频产生。这些数值直接取自声延迟线测试结构的实验测量结果。

我们采用有限元法模型来预测 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 薄膜的质量负载对色散的影响。在厚度为 5 μm 的 $LiNbO_3$，顶面放置了一层 50 nm 厚的 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 薄膜，而该 $LiNbO_3$，位于硅衬底上。我们监测了准剪切水平（SH_0）模的声学频率随该结构所支持的声波波长变化的情况，并据此确定了声速随声波波长的变化关系（补充图 6(b)）。



补充图 6：色散和相位失配。 (a) $LiNbO_3$-硅衬底上的声延迟线测试结构中，测得的声速随频率的变化关系。(b) 考虑和不考虑 50 nm 厚 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 薄膜质量加载效应时，建模得到的声速随波长的变化关系。(c) 理论计算的速度变化 ($\Delta v/v$) 随半导体载流子浓度的变化关系；泵浦（$\omega_1/2\pi = 370$ 兆赫兹）、信号（$\omega_2\ 2\pi = 256./$ 6 兆赫兹）和和频（$\omega_3\ 2\pi = 626./$ 6 兆赫兹）均因声电效应引起的色散而随载流子浓度变化。(d) 由于声电色散和 50 nm 厚 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 薄膜引起的色散，预期的速度变化 $\Delta v/v$ 随频率的变化关系。

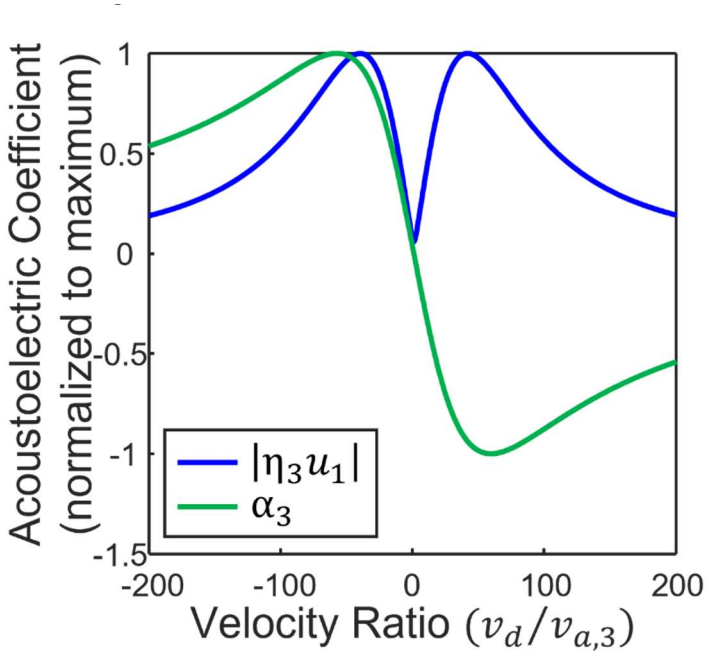
众所周知，声电效应本身具有色散性。此前已有针对类似我们这种异质结构的声电色散模型[32]，我们可以在此应用该模型来估算速度变化。补充图 6(d) 展示了理论 $\Delta v/v$ 随半导体电荷载流子密度变化的曲线，其中包括泵浦频率（$\omega_1/2\pi = 370$ 兆赫兹）、信号频率（$\omega_2\ 2\pi = 256./$ 6 兆赫兹）和和频（$\omega_3\ 2\pi = 626./$ 6 兆赫兹）。如补充图 6(c) 所示，在所展示的电荷载流子密度和频率范围内，随着载流子浓度降低、频率升高，声电效应引起的色散会增大。

补充图6(d)展示了在声电色散和 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 质量负载情况下，建模和理论$\Delta v/v$ 随频率变化的曲线。该图用于近似修正补充图5(a)中测得的声速。将这两种效应相加，便得到声速随频率变化的总量，并据此调整测量值。考虑质量负载和声电效应后，和频产生的相位失配

为 $\Delta\beta = \frac{2\pi\times 626}{4016\frac{\text{m}}{\text{s}}} - \frac{2\pi\times 370\ \text{MHz}}{4041\frac{\text{m}}{\text{s}}} = \frac{2\pi\times 256.6\ \text{MHz}}{4095\frac{\text{m}}{\text{s}}} = 113\ \text{cm}^{-1}$。差频产生的相位失配约为 $\Delta\beta = \frac{2\pi\times 367.2\ \text{MHz}}{4029\frac{\text{m}}{\text{s}}} - \frac{2\pi\times 113.7\ \text{MHz}}{4408\frac{\text{m}}{\text{s}}} - \frac{2\pi\times 253.5\ \text{MHz}}{4092\frac{\text{m}}{\text{s}}} = 213\ \text{cm}^{-1}$。尽管与单独的 $LiNbO_3$ 薄膜相比，相位失配有所增加，但我们确实发现，对于此处采用的材料参数和频率，相位失配的大部分可归因于 $LiNbO_3$ 平面波导的色散。

补充说明7

施加漂移场时的线性和非线性声电系数线性和非线性声电系数的变化（α_3、$|\eta_3 u_1|$）分别）与载流子漂移速度 v_d 和声速 $v_{a,3}$ 的比值关系见补充图 7。正速度比表示载流子的漂移方向与传播中的压电声子方向相同，而负速度比表示载流子漂移方向与声子传播方向相反。当速度比等于 1 时，线性声电系数为零，非线性声电系数达到最小值。速度比从 1 开始增大时，非线性声电系数的绝对值增大，同时实现负衰减（放大）。当速度比为负时，衰减增大，但非线性声电系数的绝对值也随之增大。



补充图7：色散和相位失配。 线性声电系数 α_3 和非线性声电系数 $|\eta_3 u_1|$ 随电荷载流子漂移速度 v_d 与声速 v_a 之比的变化情况，3。

补充说明8 四波混频系数

四波混频系数和模态非线性系数采用先前报道的方法确定。[27] 由级联非线性生成的n^{th}波导模式的声子位移的模式振幅A_n为：

$$\frac{dA_n}{dx} = -\frac{\alpha}{2}A_n + i\gamma_m \sum_{p+q-m=n} A_p A_q A_m^* e^{i\Delta\beta x} \tag{S12}$$

其中，α 是声子传播损耗，γ_m 是模态非线性系数，$\Delta\beta = \beta_p + \beta_p - \beta_m - \beta_n$ 是相位失配，A_n 经过归一化，使得n^{th} 模式中的声功率P_n为$P_n = |A_n|^2$。对于本文研究的较小频率间隔和相互作用长度L，我们可以假设所有研究的模式i, j 的$\Delta\beta_{ij}L$ 近似等于 0。在低功率极限下，并假设第一阶边带中的声子由简并四波混频产生，则这些声子的产生效率为

$$PCE_{112} = \left|\frac{A_{f112}}{A_{f2}^*}\right|^2 = \Gamma_{112}P_1'^2 \tag{S13a}$$

$$PCE_{221} = \left|\frac{A_{f221}}{A_{f1}^*}\right|^2 = \Gamma_{221}P_2'^2 \tag{S13b}$$

其中，PCE_{112} 是频率为f_{112}、振幅为A_{f112} 的声子的功率转换效率；PCE_{221} 是生成频率为f_{221}、振幅为A_{f221} 的声子的功率转换效率；A_{f1} 和A_{f2} 分别是频率为f_1 和f_2的泵浦振幅；P_1' 和P_2' 分别是频率为f_1 和f_2的输入泵浦功率，位于波导起始处、输入叉指换能器之后；$\Gamma = (\gamma_m L_{\text{eff}})^2$ 是四波混频系数，其中$L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ 是有效长度，L 是相互作用长度。随后，通过确定P_{112}/P_2 随$P_1'^2$ 变化的斜率，以及P_{221}/P_1 随$P_2'^2$变化的斜率，得到Γ 的两个值；我们使用$\Gamma = (\Gamma_{112} + \Gamma_{221})/2$来评估净非线性。模态非线性系数$\gamma_m$根据不同器件类型对应的$\Gamma$ 值以及L_{eff}值计算得出，其中L_{eff} 值由实验提取的声电衰减和声传播损耗计算得到。

参考文献1 Hend

rickson, S. M., Foster, A. C., Camacho, R. M. & Clader, B. D. 集成非线性光子学：新兴应用与当前挑战。*JOSA B* **31**, 3193-3203 (2014年)。2 Leuthold, J., Koos, C. & Freude, W. 非线性硅光子学。*Nature photonics* **4**, 535-544 (2010年)。3 Moody, G., Chang, L., Steiner, T. J. & Bowers, J. E. 用于量子光产生的芯片级非线性光子学。*AVS Quantum Science* **2**, 041702 (2020年)。4 Bers, A. & Cafarella, J. 表面声电相关器中的表面态存储。*Applied Physics Letters* **25**, 133-135 (1974年)。5 Cafarella, J. H., Brown, W., Stern, E. & Alusow, J. 用于扩频系统可编程匹配滤波的声电卷积器。*IEEE* 会议录 **64**, 756-759 (1976年)。

Kino, G. S. 声表面波器件中的声电相互作用。IEEE 会议录 64, 724-748 (1976年)。Reible, S. A. 面向扩频通信的声电卷积器技术。IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 29, 463-474 (1981)。Hackett, L. 等。通过声电电子-声子相互作用实现单芯片射频信号处理。Nature communications 12, 2769 (2021)。Bogdanov, S., Shalaginov, M., Boltasseva, A. & Shalaev, V. M. 集成量子光子学的材料平台。Optical Materials Express 7, 111-132 (2017)。Elshaari, A. W., Pernice, W., Srinivasan, K., Benson, O. & Zwiller, V. 混合集成量子光子电路。Nature Photonics 14, 285-298 (2020年)。Politi, A., Matthews, J. C., Thompson, M. G. & O'Brien, J. L. 集成量子光子学。IEEE 量子电子学精选主题期刊 15, 1673-1684 (2009)。MacCabe, G. S. 等。具有超长声子寿命的纳米声学谐振器。《科学》370, 840-843 (2020年)。Wollack, E. A. 等。低温下影响铌酸锂声子晶体谐振器的损耗通道。Applied Physics Letters 118, 123501 (2021)。Guo, Y. & Wang, M. 声子流体动力学及其在纳米尺度热输运中的应用。《物理学报告》595, 1-44 (2015)。Joshi, A. & Majumdar, A. 薄膜中的瞬态弹道和扩散声子热输运。Journal of Applied Physics 74, 31-39 (1993)。Arora, V. K. & Naeem, A. 量子阱异质结构中的声子散射限制迁移率。Physical Review B 31, 3887 (1985)。Hwang, E. & Sarma, S. D. 二维外延石墨烯中受声学声子散射限制的载流子迁移率。Physical Review B 77, 115449 (2008)。Zhou, J.-J. & Bernardi, M. 砷化镓中的第一性原理电子迁移率和极性声子散射。Physical Review B 94, 201201 (2016)。Shao, L. 等。表面声波的电控。Nature Electronics 5, 348-355 (2022)。Abdelkefi, A., Nayfeh, A. H. & Hajj, M. R. 直接激励下非线性压电耦合对能量采集器的影响。《非线性动力学》67, 1221-1232 (2012)。Mahboob, I., Wilmart, Q., Nishiguchi, K., Fujiwara, A. & Yamaguchi, H. 砷化镓机电谐振器中的宽带闲频生成。Physical Review B 84, 113411 (2011)。Luukkala, M. v. & Kino, G. 利用表面声波的参量相互作用实现卷积和时间反演。Applied Physics Letters 18, 393-394 (1971)。Kurosu, M., Hatanaka, D., Onomitsu, K. & Yamaguchi, H. 在声子晶体波导中实现弹性波的片上时间聚焦。Nature communications 9, 1331 (2018)。Kurosu, M., Hatanaka, D. & Yamaguchi, H. 片上纳米机电波导中波传播的机械克尔非线性。Physical Review Applied 13, 014056 (2020)。Maksymov, I. S., Huy Nguyen, B. Q., Pototsky, A. & Suslov, S. 声学、声子、布里渊光散射和基于法拉第波的频率梳：物理基础与应用。《传感器》22, 3921 (2022)。Mansoorzare, H. & Abdolvand, R. 收录于 2023 年 IEEE 第 36 届微机电系统国际会议（MEMS）。1183-1185（IEEE）。

27 Mayor, F. M. 等. 蓝宝石上薄膜铌酸锂中的千兆赫兹声子集成电路. Physical Review Applied 15, 014039 (2021). 28 Conwell, E. & Ganguly, A. 压电半导体中的声波混频. Physical Review B 4, 2535 (1971). 29 Johri, G. & Spector, H. N. 压电半导体中非线性声电相互作用的玻尔兹曼方程方法. Physical Review B 12, 3215 (1975). 30 Wu, C. C. & Spector, H. N. 压电半导体中的超声谐波产生. Journal of Applied Physics 43, 2937-2944 (1972). 31 Adler, R. 声学放大的简明理论. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics 18, 115-118 (1971). 32 Kino, G. & Reeder, T. 瑞利波放大器的正规模理论. IEEE Transactions on Electron Devices 18, 909-920 (1971). 33 Coldren, L. A. & Kino, G. 单片式声表面波放大器. Applied Physics Letters 18, 317-319 (1971). 34 Hackett, L. 等. 连续运行时具有净增益和低噪声的非互易声电微波放大器. Nature Electronics, 1-10 (2023). 35 Mansoorzare, H. & Abdolvand, R. 用于声电信号处理的微机械异质结构兰姆模波导. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 70, 5195-5204 (2022). 36 Boyd, R. W. 非线性光学. (Academic press, 2020). 37 Rodriguez, A., Soljačić, M., Joannopoulos, J. D. & Johnson, S. G. χ (2) 和 χ (3) 在非均匀双共振腔临界功率下的谐波产生. Optics express 15, 7303-7318 (2007). 38 Eichenfield, M. & Olsson, R. 收录于 2013 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS). 753-756 (IEEE). 39 Kumar, P. 量子频率转换. Optics letters 15, 1476-1478 (1990). 40 Banszerus, L. 等. 通过在可重复使用的铜上化学气相沉积制备的超高迁移率石墨烯器件. Science advances 1, e1500222 (2015). 41 Kim, M.-S. 等. 界面工程多层石墨烯的片电阻分析：迁移率与片载流子浓度. ACS applied materials & interfaces 12, 30932-30940 (2020). 42 Laroche, D., Das Sarma, S., Gervais, G., Lilly, M. & Reno, J. 调制掺杂浅二维电子气中的散射机制. Applied Physics Letters 96, 162112 (2010). 43 Otterstrom, N. T. 等. 非互易频域分束器. Physical review letters 127, 253603 (2021). 44 Mirhosseini, M., Sipahigil, A., Kalaee, M. & Painter, O. 超导量子比特到光学光子的转导. Nature 588, 599-603 (2020). 45 Jiang, W. 等. 微波与光学频率之间的高效双向压电光机械转导. Nature communications 11, 1166 (2020). 46 Auld, B. A. 固体中的声场与波. (Рипол Классик, 1973). 47 White, D. L. 压电半导体中的超声波放大. Journal of Applied Physics 33, 2547-2554 (1962).