

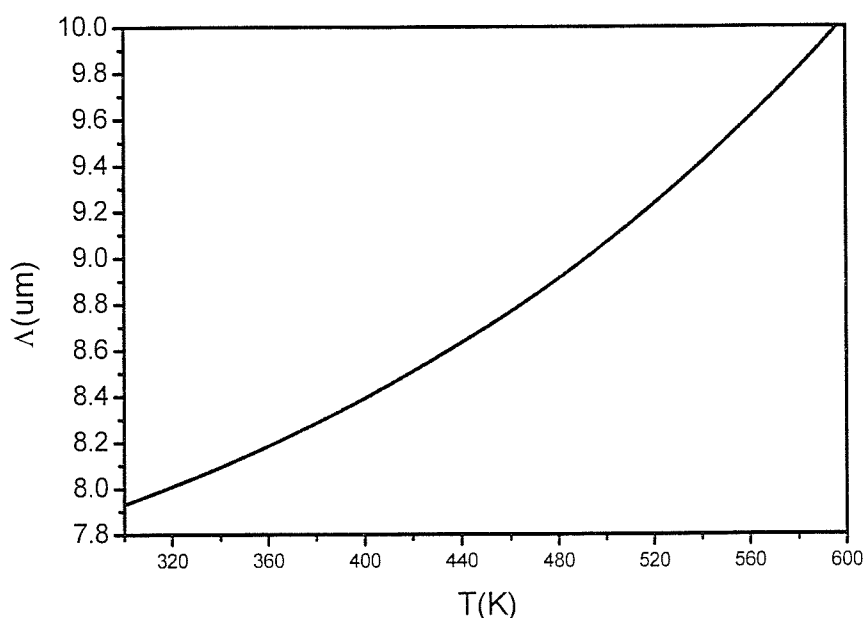


图 5-6 我们理论计算的 PPLN 电光折叠 Solc 滤波器 ($r=1$, $v=-1$) 为获得 $6563 \text{ \AA}$ 的中心波长所需的周期长度随温度的变化。

1、温度调谐：LN 中 o 光和 e 光的折射率具有不同的温度色散特性，由方程 (5-18)

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda_v}(n_e - n_o) - \frac{2(2v+1)\pi}{\Lambda} = 0,$$

可以发现，在温度变化的情况下，中心波长 λ_v 会发生

$$|K_m|L = |K_m|N\Lambda = (2n+1)\pi/2.$$

变化，能够实现调谐。当然同时 K_m 也会发生变化，在周期数和周期大小不变的情况下，可以改变 Y 向的电场强度来使得 K_m 大小不变，得到完全的模式转换。LN 晶体是负单轴晶体，根据方程 (5-18)，随温度升高， $n_o - n_e$ 的差缩小，要得到同样的波长，需要更大的周期，如图 5-6 所示；反过来随温度上升，对同样的结构，折射率差值的减小，中心波长减小，图 5-7 是上交大得到的中心波长随温度的变化。实验与理论预测是一致的。

2、Z 向加电场调谐：根据 LN 的电光效应，我们发现在 PPLN 的 Z 向施加一较强的电场，会使 PPLN 的折射率主轴不变，大小发生变化，但在正负畴中相对应的折射率大小不等，

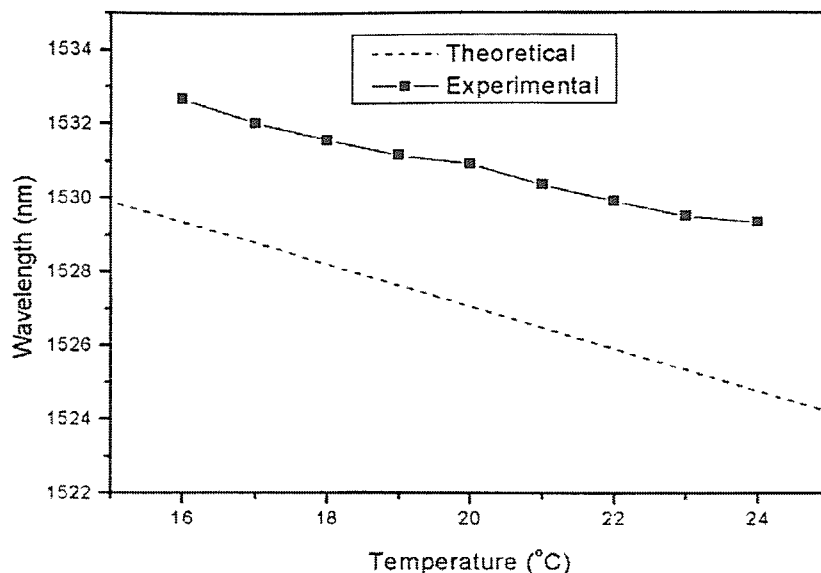


图 5-7 上交大 PPLN 电光折叠 Solc 滤波器 ($r=1$, $v=-1$) 的温度调谐[9]。

就像正负畴为不同的晶体一样。在正负畴中的折射率可分别表示为：

$$n_o^{\pm} = n_o \mp n_o^3 \gamma_{13} E_3 / 2,$$

$$n_e^{\pm} = n_e \pm n_e^3 \gamma_{33} E_3 / 2,$$

其中上标“ $\pm$ ”分别表示在正畴和负畴中的折射率。由于在正负畴中折射率的变化的大小相等，趋势相反，折射率差值发生变化也相反，根据方程 (5-18)，实现调谐滤波是可能的，特别是当占空比不为 1 的时候。但这些只是推断，我们是由耦合波方程 (5-14) 得到方程 (5-18) 的，耦合波方程才是最基本的方程，是我们判断的依据都应由它得到。

值得注意的是，由于正负畴折射率的变化，使得在正负畴中的耦合系数 K_m 和位相因子 $\Delta\beta$ 都不相同，因此对正负畴有不同的耦合波方程，在界面处由边界条件衔接。模式间能量的转换，中心波长都应该通过求解新的耦合波方程来获得，当周期数较多，解析解的获得变得几乎不可能，通常只能获得数值解。占空比为 1，能否实现调谐；中心波长可否由改写的准位相匹配条件 ($\Delta\beta = \frac{2\pi[a(n_e^+ - n_o^+) + b(n_e^- - n_o^-)]}{\lambda_v \Lambda} - \frac{2(2v+1)\pi}{\Lambda} = 0$) 来判断；完全能量交换所需的周期数，这些问题都应该由方程的解来回答。

(二)、频率调制与脉冲压缩

周期极化的铌酸锂 (PPLN) 与单畴的铌酸锂 (LN) 相比, 并不增加散射和吸收损失[10], 反而具有更高的光折损阈值[11]。它是一种优良的制备光学参量发生器 (OPG) 的材料。

泵浦光沿 X 轴入射 (周期排列方向), 产生的信号光和闲置光也沿 X 轴传播, 且泵浦光、信号光和闲置光都是非寻常光, 则对一个 QPM (准位相匹配) OPG 来说要满足:

$$\text{能量守恒条件 } \omega_p - \omega_s - \omega_i = 0 \quad (5-20) \text{ 和}$$

$$\text{QPM 条件 } \Delta k \Lambda = (k_p - k_s - k_i) \Lambda = 2m\pi \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (5-21)$$

式中 Λ 为调制周期, Δk 为波矢失配, k_p, k_s, k_i 分别是泵浦光, 信号光和闲置光的波矢。

在 PPLN 的 Z 轴方向加电场 E_3 , 则非寻常光新的折射率是:

$$n'_e = n_e - n_e^3 \gamma_{33} E_3 / 2 \quad (5-22)$$

则所有光波的波矢变为:

$$k'_{p,s,i} = \omega_{p,s,i} n'_{p,s,i} / c = \omega_{p,s,i} (n_{p,s,i} - n_{p,s,i}^3 \gamma_{33} E_3 / 2) / c, \quad (5-23)$$

QPM 条件变为[12]:

$$\Delta k' a + \Delta k'' b = 2m\pi, \quad (5-23)$$

其中 a 和 b 分别为正负畴的厚度; $\Delta k'$ 和 $\Delta k''$ 是分别在正负畴内的波矢失配。若 $a=b$, 则由于在正负畴线性电光系数反号, 导致位相失配与未加电场一样, 不能实现调制。

在这种情况下我们可以采用占空比 ($r=a/b$) 不等于 1 的 OPG 来实现线性调制。准位相匹配条件变为:

$$\Delta k \Lambda - (r-1)b\gamma_{33}E_3(\omega_p n_p^3 - \omega_s n_s^3 - \omega_i n_i^3)/(2c) = 2m\pi. \quad (5-24)$$

因为 $\omega = kn/c$, 且当折射率的变化极小, 根据方程 (5-24) 我们可以认为, 频率也会随电场作线性变化。这样, 一个脉冲通过施加周期线性变化电场的 PPLN 就可以实现先行的调频脉冲。而实现线性调频脉冲是脉冲压缩的第一步, 该方法与其它方法相比, 具有原理简单, 器件成本低等优点, 因此可以将此技术用于脉冲压缩。

光脉冲压缩技术是产生超短脉冲的重要手段，超短脉冲广泛应用于物理、生物、化学以及通信等领域，因此研究脉冲压缩技术具有重要意义。脉冲压缩一般分为两个步骤，第一步是展宽频谱，产生线性调频脉冲；第二步是展宽脉冲通过色散介质，由群速度色散效应实现脉冲压缩[7]。

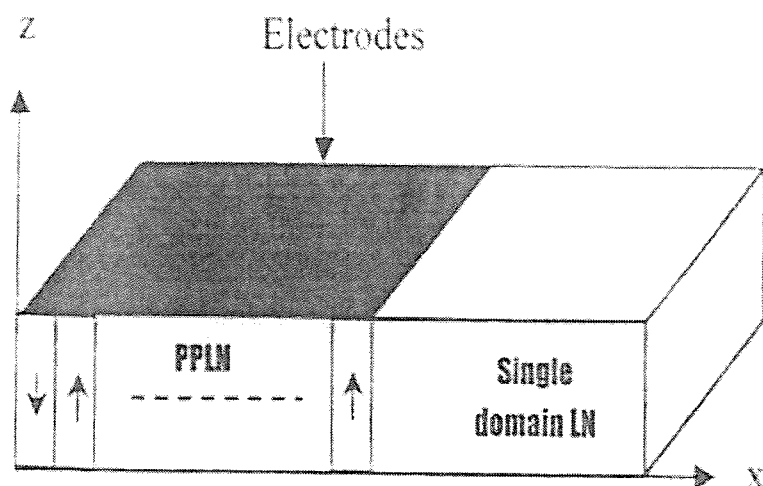


图 5-8 我们设计的集成脉冲压缩器件 (PPLN+LN) 示意图[13]

我们利用上述原理，设计了一个集成脉冲压缩器件。设计工作为本科毕业设计的主要内容[13]，因此在此不作详述。该器件由周期调制超晶格铌酸锂和 10cm 长的单畴铌酸锂两部分组成，分别实现频谱展宽和脉冲压缩功能。该器件能在室温下将波长为 1064nm，脉宽为 311fs 的泵浦光产生的 2919nm 的闲置光压缩到 127fs。对特定的泵浦光波长，闲置光的中心频率可以通过器件的周期大小以及工作温度来调节；较大的正负畴占空比及较大的电场调节范围都可以产生更短的脉冲；更高的工作温度可以用以提高压缩率或缩短器件的长度。

我们所设计的器件使用早期的脉冲压缩技术，主要采用消除脉冲初始频率啁啾 (zhoujiu) 的方法，不涉及光纤中的非线性效应。与同类器件相比，它具有先进性和创新性，譬如对 100ps 的脉冲，传统方法所需色散介质的长度对大多数长的不可思议，而使用该器件得到 127fs 的脉冲需要 10cm 的 LN[13]。虽然该器件具有原理简单，成本低等优点，但与现今的光脉冲压缩器件相比，其压缩因子太小。现今的压缩器主要光线中的

非线性效应为基础进行脉冲压缩, 大致分为孤子效应压缩器和光纤-光栅压缩器, 其压缩因子可以达到 50 左右[14]。

总的说来, 周期性的结构调制使得电光效应在保持其效应的基础上, 呈现出新的特征, 产生了新的应用前景, 为光学器件的设计提供了新的原理和途径。

注: 02 年研究生入学前后, 在陈延峰教授和张学进博士的指导下我就研读了陆延青教授关于 PPLN 电光应用研究的文献, 其中就包括参考文献[8]中发表在 APL 上研究 PPLN 的电光偏振旋转的论文(2000 年)。受此教益, 我的本科毕业设计中研究了 PPLN 的电光脉冲压缩。在 03 年初我在电光偏振旋转的基础之上研究了窄带滤波器, 到 7 月已完成理论研究, 直到 03 年 9 月在准备着手实验之际, 才发现陆老师发表在 *Ferroelectrics* (2001 年) 上关于 PPLN 电光窄带滤波的开创性成果(03 年 11 月上海交大发现了实验成果)。考虑到这是我研究生阶段第一个独立选择的研究课题, 也取得了一些自己的研究成果, 我在论文中也厚颜提到 PPLN 的电光滤波内容, 谨在此表明陆延青教授的开创性贡献。

5.3 声学超晶格中超声波的激发

5.3.1 声学超晶格

介电材料中重要的物理过程是经典波的(光波和声波)的激发与传播。介电体超晶格通过微结构的调制, 不但能够形成能带以控制光子和声子等的传播, 而且可以实现材料物理性质的调制, 调制的尺度和光波的波长和超声波的波长可以比拟。这样, 介电体超晶格的倒格矢将参与光波、声波的激发与传播过程, 产生新的光学和声学效应。根据研究对象的不同, 可将介电体超晶格分为光学超晶格和声学超晶格, 在 § 5.2 我们研究了在光学超晶格 PPLN 中电光效应的应用, 本节我们主要研究声学超晶格中超声波的激发与传播, 研究其在超声换能器、谐振器等方面的应用。

20 世纪八十年代以来, 冯端院士和闵乃本院士领导的课题组应用格林函数方法系统研究了铌酸锂、钽酸锂等压电超晶格中超声波的激发, 以及基于压电超晶格的谐振器和换能器[15-24]。在这类具有畴反转结构的压电铁电超晶格中, 通过压电系数的人工调制,

能够激发超声波, 其中发生正是超晶格振动与电磁波的耦合。在外加电场的作用下, 压电系数在界面(畴界)处的不连续造成了应力的不连续, 因此可将它们视为 δ 声源。不同的 δ 声源激发的超声波之间相互干涉, 当干涉加强的条件得到满足时, 发生共振, 这种超晶格因此也被称为声学超晶格。同时由此条件可以得到声学超晶格中, 共振频率与周期及声速的关系。声学超晶格中能够激发出横超声波、纵超声波、准横/纵超声波等一系列振动模式。

实际上, 这种由于压电效应导致的应力不连续还可以推广到压磁效应, 进而形成压磁超晶格, 乃至异质结超晶格。这样, 超晶格就可以分为两类: 一是同质结超晶格, 由聚片多畴的晶体, 如铌酸锂(LN)构成的周期极化的铌酸锂(PPLN), 由于畴反转导致压电张量变号, 从而实现压电系数的调制; 二是异质结超晶格, 由两种不同的压电、压磁或介电材料构成, 如 $\text{PbTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ 和 $\text{ZnO}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 超晶格。利用这两种超晶格, 已经成功制备工作频率高达1GHz的周期极化铌酸锂体波谐振器和换能器[15,16]。为了进一步将声学超晶格技术转化为生产力, 我们对这两类超晶格的制备和超声激发研究, 并成功制备了PPLN声光偏转器件, 根据器件的测试结果及其实际使用条件和要求, 回过头来对声学超晶格的作了部分针对性的理论和实验研究。

5.3.2 传统体波超声换能器和超晶格体波超声换能器

超声换能器在民事应用和国防应用(如通信、雷达、电子战)中得到广泛应用。换能器始终是研究的热点领域[25]。体波超声换能器相对表面波换能器具有大的超声功率, 低的插入损耗[25], 是我们研究的重点。换能原理是逆压电效应。对换能器材料选择的基本要求是压电模量大, 机电耦合系数 K 大, 用于高频还需考虑其介电常数, 介电函数很大时, 高频时静态容抗非常小, 很难与驱动电源匹配。

超声换能器的主要指标有中心频率、带宽和插入损耗等。以下就传统的体波换能器和声学超晶格体波换能器作一比较。

1、工作频率

体波换能器的制作一般先将换能片与传声介质键合, 在将换能片减薄致所需厚度,

减薄的方法有人工、机械和离子减薄等，利用薄膜淀积技术（如 PLD 等）也可以制作高频换能器。它们都是厚度共振模式，基频可表示为：

$$f = v/2l, \quad (5-25)$$

其中 v 为沿厚度方向传播的超声波声速； l 为换能片的厚度。

而对声学超晶格（ASL）换能器，工作基频为：

$$f = v/(a+b) = v/\Lambda, \quad (5-26)$$

其中 a 和 b 分别为正负畴（或一个周期内两不同组成部分）的厚度； Λ 为周期长度。

2、插入损耗

在电源驱动时，为反映电源内阻 Z_s （一般为标配 50Ω ）与换能器阻抗 Z_i 的匹配情况，引入插入损耗 IL 。不考虑换能器的内转换损耗，插入损耗可表示为：

$$\begin{aligned} IL &= -20\text{Log}(1-|R|^2), \\ R &= (Z_i - Z_s)/(Z_i + Z_s), \end{aligned} \quad (5-27)$$

其中 R 为电压反射系数， $|R|^2$ 为功率反射系数。

对于传统的单片换能器，利用 Mason 等效电路，可得到其阻抗的表达式。阻抗 Z_i 主要与换能片材料的声阻抗 Z_0 ，机电耦合系数 K 和电极面积有关。在材料确定的情况下，声阻抗与机电耦合系数就定了，而电极面积通常是固定值，可调范围很小，因此当在超高频，其阻抗在毫欧姆到几个欧姆之间时，必须引入匹配网络以减小插入损耗，但这使得带宽减小。

而对超晶格换能器，朱永元教授将畴界视为一系列 δ 声源，利用格林函数方法，得到了其阻抗的表述。他证明超晶格换能器的阻抗不仅与声阻抗 Z_0 ，机电耦合系数 K 和电极面积相关，还与超晶格的周期数和正负畴的长度比值（即占空比）相关。多个调节参数有利于使得换能器的阻抗接近电源内阻，而不需要通过匹配网络以减小带宽为代价去实现阻抗匹配，减小插入损耗[19]。

3、带宽

单片换能器的 3dB 带宽主要取决于阻抗匹配。K 的大小也影响带宽，K 大带宽较大。采用匹配网络（并联和/或串连电容和电感）减小插损时会减小带宽。

对超晶格换能器，带宽一般与周期数成反比。周期性较好的换能器，带宽一般较小，因此发展出渐变周期超晶格换能器，已得到宽带换能器[21]。

5.3.3 铌酸锂声学超晶格的制备

铌酸锂（LN）晶体材料的压电系数和机电耦合系数都比较大，LN 晶体在压电换能器、传感器和波导中被广泛应用，因此我们选取周期极化的铌酸锂（PPLN）来制备超晶格体波换能器。

介电体超晶格具有丰富的物理效应，应用前景诱人，是研究的热点领域。现今已发展出多种方法来制备这种结构。这些研究方法可归为四类：扩散键接技术（diffusion bonding technique），原位调制的晶体生长技术，后阶段畴反转技术和薄膜淀积技术。针对实验室的技术力量和设备，我们实验过程中采用了原位调制的晶体生长技术，极化反转法和磁控溅射法。

本实验室制备 PPLN 主要有晶体生长技术（包括偏心旋转提拉法和电流调制提拉法）和极化反转法。考虑到极化反转法在制备 PPLN 种类（主要指周期排列方向）的限制，我们采用电流调制提拉法和偏心旋转提拉法制备 PPLN，由于电流法在籽晶上的热效应比较明显，经常造成籽晶开裂，最为常用的是偏心旋转提拉法。在此我们主要介绍偏心旋转提拉法，电流法和极化反转法详见学位论文[26-29]。

偏心旋转提拉法是由提拉法（Czochralski method）发展而来。晶体生长有各种各样的方法和手段，其中提拉法是最常用的方法之一。提拉法生长出的晶体可直接用于各种声学、光学和半导体器件的制备，比如说，在半导体工业中，用于集成电路制造的单晶硅片就是用提拉法制备的大块的硅单晶切片得到的。提拉时辅以旋转是提高晶体均匀性等重要手段，提拉速度和旋转速度及其配合是晶体生长技术的重要参数。

由于旋转提拉法在生长过程中难免受到机械震动、加热功率起伏、环境温度微弱变

化等条件的影响,晶体中会存在生长条纹。生长条纹导致了晶体的不均匀性,影响晶体的质量,但由于生长条纹与 LN 的铁电畴结构有一一对应的关系,为我们制备周期性铁电畴提供了一条途径。此外,如果在生长过程中使得晶体的转轴与温场的对称轴不一致,即形成如图所示的偏心造成的温场结构,在固液界面上会产生随时间变化的正弦波式的温度起伏,这种温度起伏也与生长条纹一一对应。

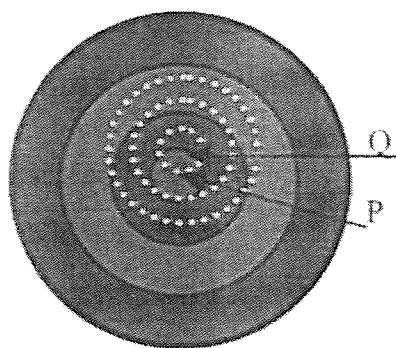


图 5-9 偏心旋转提拉法中平面温场与晶体旋转路径示意图

图 5-9 中 P 点为温度对称中心, Q 点为晶体的旋转中心。坩锅中的温场是一个由内到外,温度由低到高的(近)对称温场。这样,在生长过程中由于晶体的旋转,它在固液界面上每旋转一周就要经历温度由高到低,再由低到高的过程。温度的随旋转的周期性起伏最终将导致在晶体内形成周期性旋转生长条纹,温度起伏的频率和幅度可以通过转速和偏心距离调节。如果在 LN 熔液中有杂质离子,温度的周期起伏造成杂质离子浓度的周期调制,进而形成周期性的电场分布。当晶体降温经过居里点时,周期性的内电场会诱导阳离子发生择优位移,最终形成周期性的铁电畴结构,形成周期极化的铌酸锂(PPLN)。

在偏心旋转提拉法的生长过程中,提拉速度和旋转速度保持不变,则可以生长出 PPLN。PPLN 的周期长度 Λ 可由 $\Lambda = (v_{pull} + v_{decline}) / n_{rot}$ 决定,其中 v_{pull} 是提拉速度; $v_{decline}$ 是生长过程中液面的下降速度, n_{rot} 是晶体的旋转速度。实验中,实际的提拉速度为 $3 \sim 6 \text{ mm/h}$, 旋转速度范围为每分钟几转到几十转。如果在生长过程中引入计算机控制提拉头的提拉速度和旋转速度,就可以实现非周期铁电畴结构的制备。

对 LN 来说, Cr、Mg、Ta、Y、Er 等元素掺入 LN 的原料都能够诱导 LN 中的铁电

畴结构。但由于各种微量杂质对 LN 单晶的性质都有一定的影响,因此根据不同的应用对材料的要求来选定所掺的杂质,同时也应根据实践来确定掺杂的百分比。我们实验中掺入 0.5% 的 Y_2O_3 。

5.3.4 铌酸锂声学超晶格及其换能器表征

朱永元教授将畴界视为一系列 δ 声源,利用格林函数方法,研究了一维声学超晶格谐振器和换能器中超声波的激发与传播特性,研究了其阻抗特性及机电耦合系数。表 5-1 出列了一维铌酸锂声学超晶格加电场方式与超声波激发模式的关系。表中 α 方向指的是超晶格周期的排列方向和超声波的传播方向,也代表了其切割方式,如 x 表示垂直于 x 轴切割得到 x 面,称为 x -cut; S 和 L 分别代表激发的是横波和纵波; QS 和 QL 分别代表激发的是准横波和准纵波; S_1 沿 X 方向传播 Y 向偏振, S_2 沿 X 方向传播 Z 向偏振。

α	Direction of exciting electric field	Mode	Velocity (10^3 m/s)	K
x	x	S_1	4.83	0.68
		S_2	4.10	0.10
	y	L	6.61	0.28
	z	L	6.61	0.028
y	x	S	4.02	0.46
	y	QL	6.89	0.30
		QS	4.49	0.56
		QL	6.89	0.026
	z	QS	4.49	0.005
z	x	S	3.60	0.76
	y	S	3.60	0.76
	z	L	7.36	0.17

表 5-1 一维声学超晶格铌酸锂 (PPLN) 中的超声波激发模式[22]

根据外加电场方向与声波的传播方向的关系可将这些激发模式分为“纵场激发”(in-line field excitation)和“横场激发”(crossed field excitation),二者方向相同为纵场激发,垂直则为横场激发。而传统的应用方式仅使用纵场激发,对声学超晶格,由于其工作基频取决与周期长度,而不是器件的厚度,这使得器件厚度可以较大,可以应用横场激发模式。尤其值得注意的是,如表中所示 PPLN 的 Z 周期排列, x 方向或 y 方向加场的横场模式的机电耦合系数高达 0.76,这在传统换能器中是不能应用的。这种横场激

发模式可以产生新的应用方式，比如说用于一体化声光器件的设计。

我们用偏心旋转提拉法沿 X 轴和 Z 轴生长了铌酸锂超晶格 (PPLN)。由于晶体的各向异性，X 轴和 Z 轴生长的 PPLN 具有不同的几何外形，分别有四条棱和三条棱，这也体现了 LN 晶体 X 轴和 Z 轴对称性。

我们采用最简单的腐蚀法观察了超晶格铌酸锂 (PPLN) 中的铁电畴结构的周期性分布，如图 5-9(b)所示。具体方法如下：将切割抛光的 PPLN 晶片置入 100 摄氏度的 HF:HNO₃ (1:2 摩尔比) 中的混合腐蚀液中 10 分钟。由于正负畴的腐蚀速度不一样，负畴腐蚀速度快，从而形成了与铁电畴结构对应的高低不平的形貌，然后在显微镜下就可以直接观察。

我们制备了大量周期为 7~8 微米的 Z 轴生长 Z-cut 的 PPLN 晶片，准备使用 Z 向加电场的纵场激发模式，其中心频率约为 1GHz；同时我们也为与我们在声光换能器件制作有合作关系的中电科技 26 所，制备了大量周期约为 13 微米的 X 轴生长 x-cut 的 PPLN 晶片，准备使用 X 向加电场的纵场激发的横波模式，其中心频率约为 300MHz。

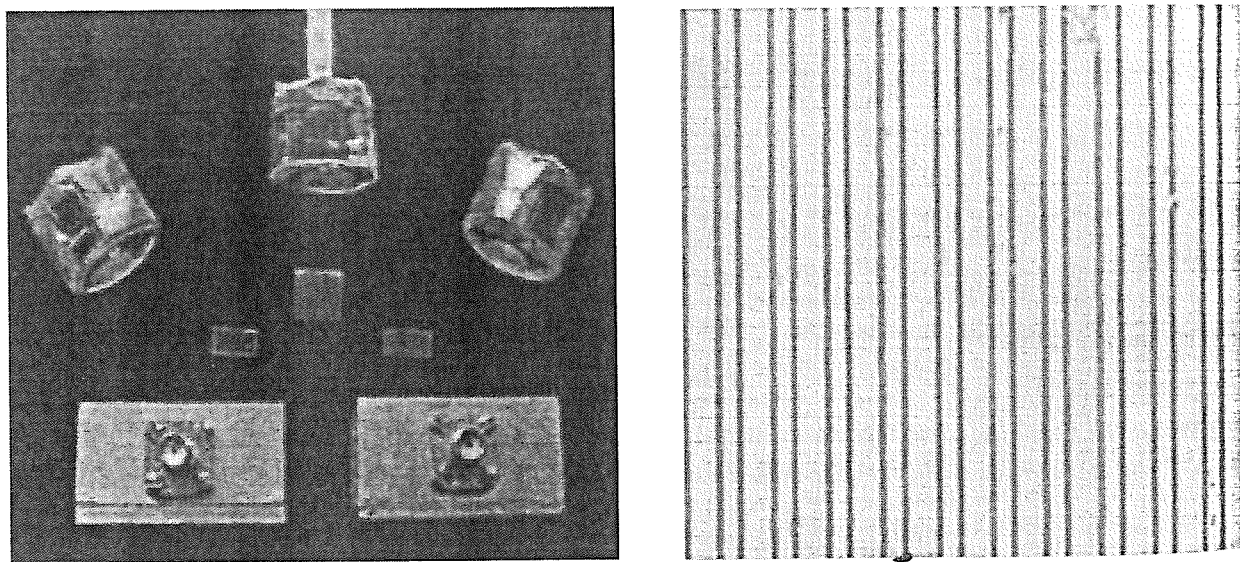


图 5-9 (a) 偏心旋转提拉法生长的超晶格铌酸锂 (PPLN) 晶体，抛光切割的晶片及其下方的金属测试腔 (b) PPLN 晶片的腐蚀放大观测到的周期性畴结构。

图 5-10 是我们用网络分析仪 (Agilent 4396A network analyzer) 测得的反射系数曲线和由反射系数得到的插入损耗曲线。晶片尺寸约为 10mm×5mm×0.7mm，对 x-cut 的

PPLN 约为 50 个周期, 对 z-cut 的 PPLN 约为 100 个周期。如图所示, 我们分别得到了中心频率为 290MHz 的 X 向传播横振动和 1040MHz 的 Z 向传播的纵振动, 其带宽分别为 80MHz 和 60MHz。

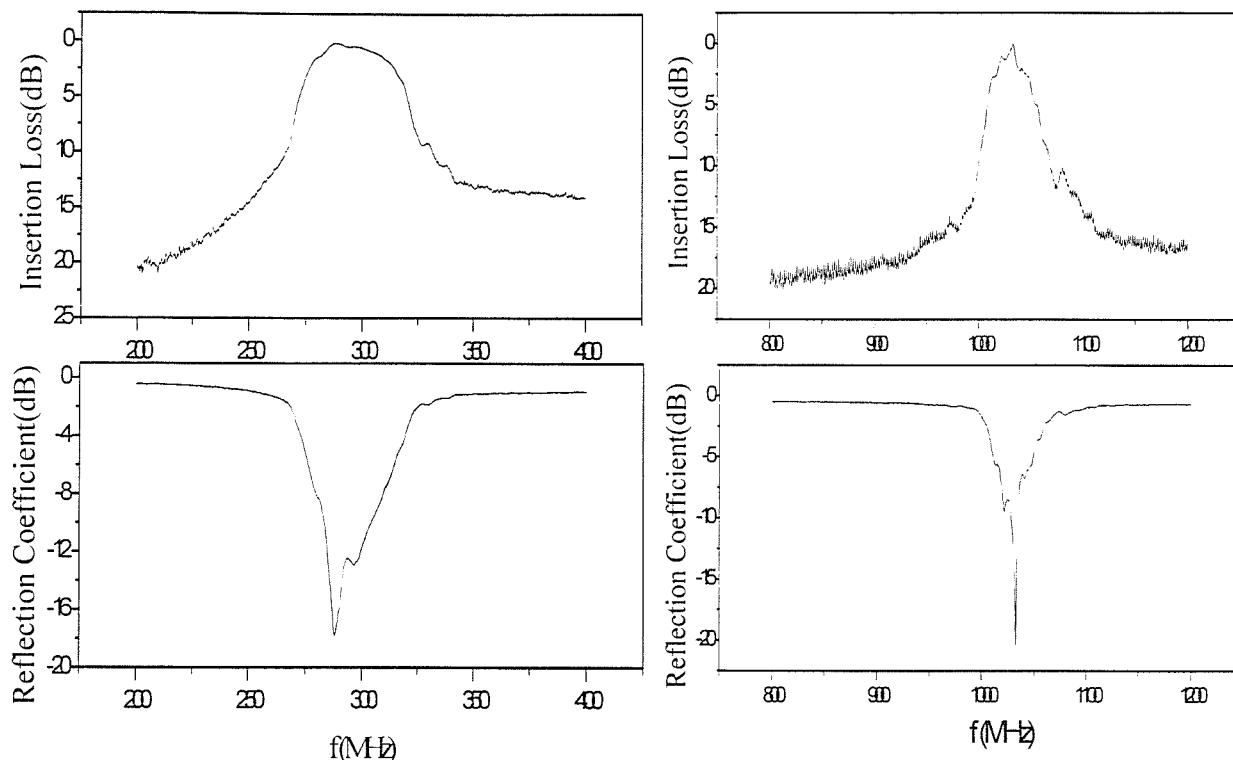


图 5-10 偏心旋转提拉法生长的铌酸锂超晶格的超声谐振性能。X 轴生长 x-cut 的 PPLN 周期约 13 微米, 其谐振峰在 290MHz; Z 轴生长 z-cut 的 PPLN 周期约 7 微米, 其谐振峰在 1040MHz。

5.3.5 铌酸锂声学超晶格声光器件

课题组对声学超晶格铌酸锂 (ASL LN) 中超声波的激发与传播作了系统研究, 进行了实验表征, 制备了声光原型器件, 并振动谐振模式与工作频率等作了声光衍射实验。为了进一步使声学超晶格基础研究的成果应用于光电子器件, 为国防和民用做出贡献, 我们与中国电子工业集团公司 26 研究所 (简称 26 所) 展开合作研究。26 所是国内压电和声光器件的开发和生产的一个重要单位, 承担着国防和企业的大量课题。

26 所声光研究室对我们提供的 300MHz 和 1GHz 工作频率的声学超晶格换能器进行了测试; 利用换能器加工制备了宽带声光器件, 并进行 Bragg 衍射实验, 在实际使用条件下对器件性能进行表征, 并进行了声光测试。

一、对 300MHz@100MHz 的换能器减薄到 120 微米（约为 9 个周期）进行了测试，所使用的仪器是网络分析仪（HP network analyzer），结果如下：

- 1、中心频率：350MHz
- 2、换能器带宽：大于 100MHz
- 3、超声波模式：切变波

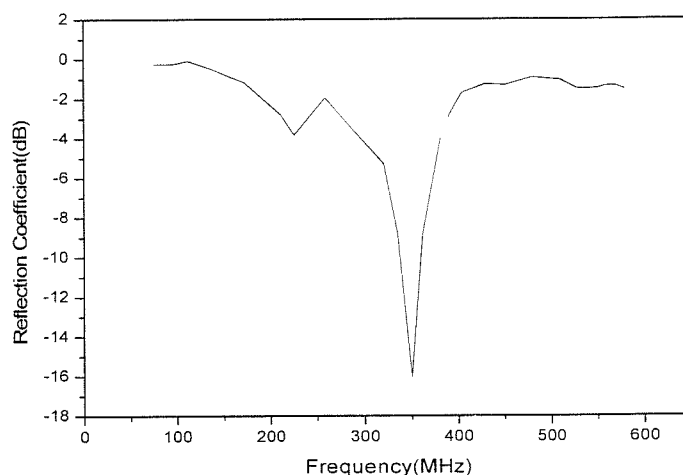


图 5-11 X 轴生长 x-cut 的声学超晶格换能器的反射系数（匹配网络对曲线无明显影响）

二、对 300MHz 声光器件进行测试。

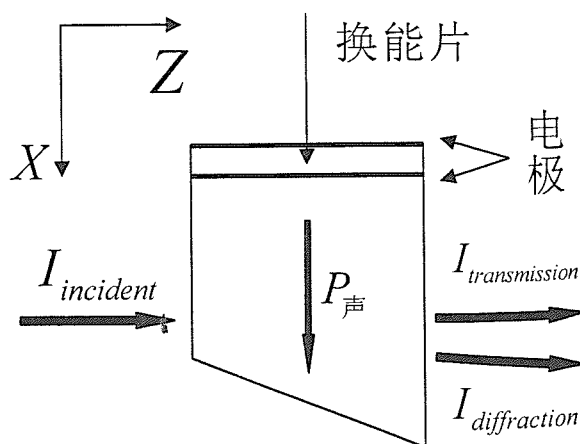
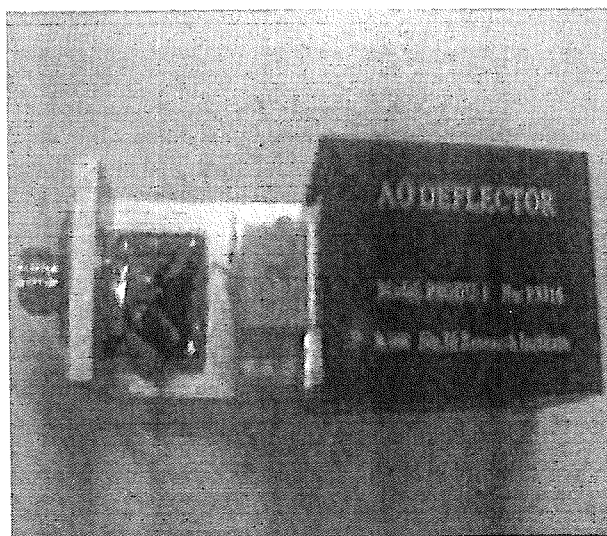


图 5-12(a)声学超晶格换能器制作的声光器件。 图 5-12(b)声光器件结构示意图和的测试光路图

26 所以钼酸铅为声光介质，将换能片钎焊在钼酸铅上，并制作成声光器件，在实际使用条件下进行了测试，测试表明：

- 1、中心频率：350MHz
- 2、声光器件带宽：大于 200MHz
- 3、想利用 S_1 模式（X 向传播）的大机电耦合系数 0.68(见表 5-1),但通过与标样在相同频率不同驱动功率下实现相同衍射效率来对比（图 5-13），估机电耦合系数约为 0.21（10 倍超声功率才得到标准器件相同的衍射强度，因此 $k = 0.68/\sqrt{10} \approx 0.21$ ）。

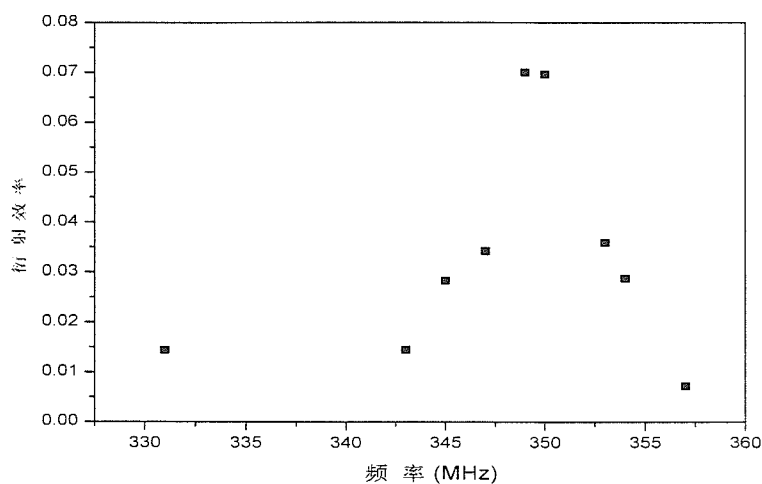


图 5-13 声学超晶格切变声光器件的衍射效率色散曲线。

三、对 1GHz 超晶格换能器及声光换能器进行测试。

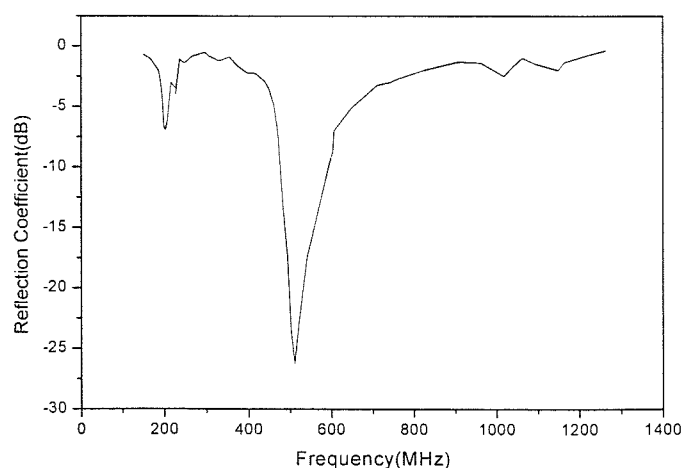


图 5-14 26 所测得减薄到 120 微米 Z 轴生长 z-cut 超晶格换能器的反射系数（匹配网络无明显影响）。

26 所将我们提供的 Z 轴生长 z-cut 的超晶格换能片（10mm×5mm×0.7mm）减薄到

120 微米 (约 15 个周期), 并制成声光器件。对换能器用网络分析仪进行了测试, 测试结果见图 5-14, 仅测到 500MHz 的谐振峰, 进行了声光偏转实验, 机电耦合系数偏低。

我们对 0.7mm 厚的样品在送 26 所之前用网络分析仪 (Agilent 4396A network analyzer) 测试反射系数 S_{11} , 在 800MHz 到 1200MHz 范围内, 仅在 1GHz 附近测到谐振峰。拿到 26 所减薄测试结果之后, 我们又对同批次样品从 100MHz 测到 1.8GHz, 在 500MHz 和 1GHz 都测到谐振, 但 1GHz 的强度远远高于 500MHz, 反射系数的 dB 数约为其 3 倍。因此, 我们认为减薄测试不到 1GHz 最可能的原因是样品超晶格周期不严格单一, 存在周期畴结构的分布, 在减薄时破坏或减掉了 1GHz 谐振对应的畴结构。

26 所按照习惯减薄换能片, 他们是担心在工作频率相同的情况下, 对 LN 换能片仅需驱动厚度为 d 的晶体, 而对 PPLN 要驱动厚度为 $2Nd$ 的介质, 驱动功率高而导致驱动电压太高, 这种担心是否必要?

我们知道机电耦合系数的平方等于超声功率比上驱动功率 ($k^2 = P/P_{act}$), 而衍射效率 $\eta = \sin^2(\frac{\pi\sqrt{M_2}}{\sqrt{2}\lambda}\sqrt{\frac{PL}{H}})$, 其中 P 为超声功率, P_{act} 为驱动功率, L 为互作用长度, LH 为超声截面, 另外在下面 I 表示超声强度。则有:

$$\begin{aligned} P &= 4(2N)^2(h^2 D^2 v / C) \text{ 对换能片} \\ \text{对占空比为 1 的 PPLN} &= LHI = \frac{1}{2} LH \rho v^3 S^2 \text{ 对键合层及声光介质} \\ &\approx 4(2N)^2(h^2 v / C) \left(\frac{\varepsilon V}{2Nd}\right)^2 \text{ 对换能片} \end{aligned} \quad (5-28)$$

$$\begin{aligned} P &= 4(h^2 D^2 v / C) \\ \text{对 LN} &= LHI = \frac{1}{2} LH \rho v^3 S^2 \\ &\approx 4(h^2 v / C) \left(\frac{\varepsilon V}{d}\right)^2 \end{aligned} \quad (5-29)$$

我们可以发现:

- 1、当电场相同时, PPLN 声功率是 LN 的 $4N^2$ 倍, 故可以通过增大 N 并保持电场, 来大幅减小 L , 但此时会导致应变 S 增大了 (S 为有效应变分量, v 为声波的相速度)。
- 2、当驱动电压相等时, PPLN 中超声功率与 LN 相同, 与周期数 N 无关, 26 所对能耗的担心是没必要的, 因此不需减薄。

综上所述,减薄 PPLN 换能片是没有必要的, PPLN 产生的声波是众多 δ 声源所激发声波叠加的结果,这与 LN 换能片是不同的;在周期数不是特别多的情况下,相同的驱动功率得到的超声强度是相同的;反而因为频率与整体厚度无关,使换能片厚度可以较大,适合大的驱动功率。

四、26 所对声学超晶格的整体评价。

26 所认为声学超晶格材料为解决长期困扰该所课题进展提供了新的原理和材料,为项目的发展提供了技术支持。声学超晶格具有诸多优点,特别是它具有高的工作频率,宽带宽,制备工艺简单;为了真正走向实用,还需要提高其机电耦合系数,例如大于 0.5;同时还要提高样品的产率。

1426 所关于声学超晶格换能器的使用报告见附件 1。

五、发现的问题及解决方案

在与通过与 26 所的合作研究开始之后,我们与深圳大簇激光公司取得了联系。课题组关于声学超晶格换能器应用的专利引起了大簇公司的兴趣,大簇公司是亚洲最大的激光加工设备制造公司,生产全球近 60% 的激光器 Q 开关。该公司所使用的压电换能器一直通过进口,不仅消耗资金而且中间环节耗时长,该公司希望我们能够利用声学超晶格技术,研制 40MHz 压电换能器以取代进口,提高产品的竞争力。

同过与 26 所和大簇公司在换能器方面的交流与合作,课题组进一步了解到超高频(乃至微波超声)声学器件在国防及民用领域的重要应用,及其巨大的市场需求,以及产品的实际应用的要求,为本课题的深入研究指引了方向,注入了新的研究动力。大簇公司的合作及器件要求见附件 2。

经过与声光器件研究单位及生产单位的交流与合作,我们从不同的角度认识到了声学超晶格在超声换能应用的长处与不足:

- 1、从声光换能器的三个重要参数工作频率、带宽和插入损耗来看，声学超晶格(ASL)特别适合用作高频声学器件，频率高，宽带宽，低插入损耗。
- 2、从生产环节，竞争力角度讲，制备工艺简单（主要指不需要减薄，频率与厚度无关），但还需要提高生产效率（针对偏心旋转提拉法制备时间较长，成品率不是特别高），提高机电耦合系数，例如到 0.5 以上。
- 3、产品尺寸，通常换能片长宽规格为：20mm×5mm。电流提拉法晶体尺寸上受限；极化反转法的极化厚度（对应样品宽度）通常为 0.5mm，偏心法尺寸不受限制。

	偏心旋转提拉	电流提拉	极化反转	双靶磁控溅射
尺寸	不受限制	通电在籽晶上的热效应，使晶体尺寸受限	宽度（指极化厚度）通常为 0.5mm	周期几十到几百纳米，频率在 10GHz 以上
生产效率(或成品率)	较低	低	高，特别适合大规模生产	较高
机电耦合系数	占空比难以保持为 1，使 k 偏小	占空比可控，k 较高	占空比可控，k 较高	占空比可控，但 k 通常低于晶体

表 5-2 本实验室制备声学超晶格方法针对工业应用要求的简单比较

针对发现的机电耦合系数、尺寸、生产效率等问题，分析比较几种本实验室具备的制备手段，选定了一些研究方向，我们采用极化反转法制备同质结声学超晶格（考虑到 LN 极大的矫顽场（24kV/mm）导致的厚度限制，我们考虑极化压电陶瓷，利用陶瓷的低矫顽场，大机电耦合系数，成分多选择性），采用双靶磁控溅射法制备异质结声学超晶格（考虑到周期较小，主要用于 10GHz 以上超晶格的制备）。

5.3.6 压电陶瓷声学超晶格

铌酸锂晶体具有良好的压电和铁电性能，应用广泛。然而由于通常是用的铌酸锂晶体是非化学计量比的（Li:Nb=48.6:51.4），其矫顽场高达 24kV/mm，其极化反转厚度通

常为 0.5mm, 不适合工业应用, 用掺 MgO 、 K_2O 或富 Li 等方法可以制备化学计量比铌酸锂, 可增大极化厚度, 但其成本提高, 近化学计量比 LN 的极化主要由朱永元和祝世宁教授领导的课题组在研究, 目前主要针对其光学用途, 其极化厚度约 2mm, 还不能达到声学应用的要求。

相对 LN 晶体而言, 陶瓷的矫顽场低 (通常为 $1 \sim 2 \text{ kV/mm}$), 极化到 $3 \sim 5 \text{ mm}$ 理论上将较为容易, 机电耦合系数也大, 组分多样化易调节, 购买商业陶瓷种类选择余地大, 尺寸大小均可, 成本远低于晶体。但同时, 陶瓷也有其缺点: 致密性较差, 通常商业陶瓷密度为理论密度的 96%, 抛光后表面仍有较大起伏 (相对晶体而言), 这也为极化带来一定困难。

Ceramic type	Electro-mechanic coefficient k_{15}
$\text{Pb}(\text{Ti}_{0.48}\text{Zr}_{0.52})\text{O}_3$	0.694
$\text{Pb}(\text{Ti}_{0.441}\text{Zr}_{0.559})\text{O}_3$	0.657
$\text{Pb}_{0.98}\text{Sr}_{0.02}(\text{Ti}_{0.46}\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.008}\text{W}_{0.012})\text{O}_3$	0.72
$\text{Pb}_{0.94}\text{Sr}_{0.06}(\text{Ti}_{0.47}\text{Zr}_{0.53})\text{O}_3$	0.71
$\text{Pb}(\text{Ti}_{0.46}\text{Zr}_{0.54})\text{O}_3$	0.701
$\text{Pb}(\text{Ti}_{0.42}\text{Zr}_{0.58})\text{O}_3$	0.646
$\text{Pb}_{0.998}(\text{Ti}_{0.4685}\text{Zr}_{0.5075}\text{Nb}_{0.024})\text{O}_3$	0.685

表 5-3 数种 PZT 陶瓷的机电耦合系数 k_{15}

我们尝试极化反转压电陶瓷, 压电陶瓷声学超晶格有以下优点:

- 1、可以得到厚度更大, 达到工业应用需求。
- 2、成本低, 商业陶瓷原料选择多样, 适合工业生产。
- 3、可选择机电系数更高的陶瓷制备声学超晶格 (0.7 的压电陶瓷有多种)。有报道, 部分透明铁电陶瓷机电耦合系数可达到 0.9 以上, 因此我们可以在陶瓷极化成功后将工艺移植到透明陶瓷上, 得到更高机电耦合系数换能器。
- 4、由于陶瓷 (指 PZT 陶瓷) 的声速相对 LN 晶体而言要小的多, 也有助于填补数个兆赫兹到几十个兆赫兹频段的声学超晶格超声谐振空白 (对 PPLN,

40MHz 对应的 X 轴生长 x-cut 模式激发的超晶格周期约为 120 微米, 8 个周期就达到 1mm, 已经不适合; 另外 120 微米就直接采用切割减薄工艺, 没必要用超晶格样品了)。

缺点主要来自于陶瓷本身, 如致密性, 温度漂移等, 这些通过陶瓷工作者的努力是可以解决的, 比如说通过热压、掺杂等手段。

同室温极化法反转单畴化 LN 晶体一样, 我们在极化陶瓷的平面法向 (即商业极化压电陶瓷的极化方向) 施加与沿极化方向相反的电场, 进行极化。极化后陶瓷铁电畴的周期分布如图 5-15 所示, Y 轴垂直于纸面向内, 由于极化压电陶瓷在平面内各向同性, 不妨假设周期畴沿 X 轴排列。

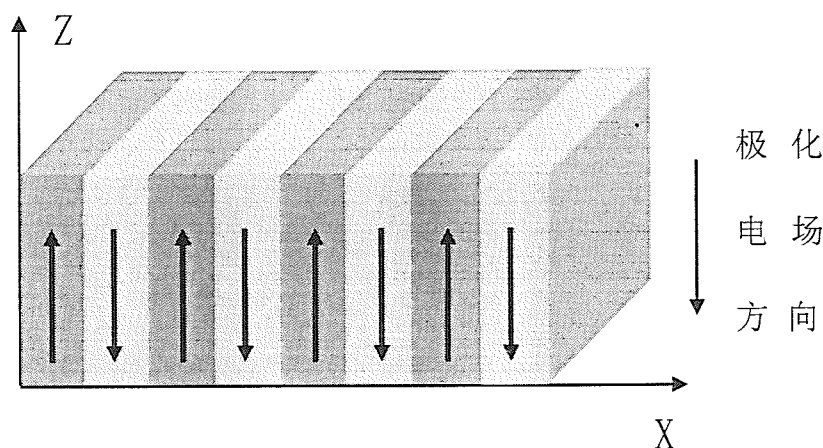


图 5-15 极化反转商业压电陶瓷 (以单向极化) 中畴的周期分布, 其中 Y 轴垂直于纸面向内。

商业化的压电陶瓷以单向极化方向为 Z 轴, 在 XY 平面内各向同性, 具有 ∞m 点群对称性。 ∞m 点群的其弹性劲度系数、压电系数、介电函数的张量形式与 6m 点群相同, 如下所示:

$$\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (5-30)$$

我们首先对极化压电陶瓷作了简单的超声激发和传播分析。由于超晶格的横向尺寸

远大于超晶格的周期，我们对超晶格体系作一维模型处理。分析过程同朱永元教授对 3m 点群的铌酸锂 (LN) 和钽酸锂 (LT) 一样，仅仅是从 3m 点群到 ∞m 点群或 6m 点群的推论，但由于点群的变化，使得弹性张量、压电张量、介电张量形式的变化，超声波的激发模式与 PPLN 有所不同。

由于在 XY 平面内的各向同性，设周期沿 X 方向排列。由一维近似，我们知道所激发的超声波沿 X 轴传播，即 $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$ 。而根据应变—位移关系 $S_I = \nabla_j u_j$ (其中 $I=1, 2, 3, 4, 5, 6$; $j=1, 2, 3$; u_j 指质点分别沿 x, y, z 方向偏离平衡位置的位移)， ∇_j 可以表示为：

$$\nabla_j = \begin{pmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 \\ 0 & \partial/\partial y & 0 \\ 0 & 0 & \partial/\partial z \\ 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \\ \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{pmatrix}. \quad (5-31)$$

我们可以看出可能的超晶格振动模式是 S_1 ($=\partial u_1/\partial x$, 纵振动), S_5 ($=\partial u_3/\partial x$, Z 向偏振的横振动) 和 S_6 ($=\partial u_2/\partial x$, Y 向偏振的横振动)。

我们来研究 X 向周期排列的 x-cut 陶瓷超晶格按传统加场方式，即沿 X 方向施加交变电场的超声激发模式。首先看逆压电效应，根据 $S_I = e_{ij} E_j$ ，我们发现应变 S_5 将被激发，然后，考察压电本构方程得到：

$$\begin{aligned} T_5 &= C_{44}^E S_5 - e_{15} f(x) E_1 \\ &= C_{44}^E \frac{\partial u_3}{\partial x} - e_{15} f(x) E_1, \\ D_1 &= e_{15} f(x) S_5 + \epsilon_0 \epsilon_{11}^S E_1, \end{aligned} \quad (5-32)$$

其中， $f(x)$ 是周期结构的调制函数，设占空比为 1，则它可以被表示为：

$$f(x) = \begin{cases} +1, & \text{正畴区 } (-d/2 \leq x \leq d/2), \\ -1, & \text{负畴区 } (-d \leq x < -d/2, d/2 \leq x \leq d). \end{cases} \quad (5-33)$$

考虑平动动力学方程 (1-9) 和应变一位移关系, 将方程 (5-32) 代入方程 (1-10), 我们可以得到:

$$\frac{\partial^2 S_5}{\partial t^2} - C_{44}^E \frac{\partial^2 S_5}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 (e_{15} f(x) E_1)}{\partial x^2}, \quad (5-34)$$

压电陶瓷超晶格完全类似于一个受迫振子, X 方向的电场将激发出 X 方向传播 Z 方向偏振的超声波。

在对 X 轴周期排列 x-cut 的陶瓷超晶格 Y 向施加交变电场, 根据 $S_i = e_{ij} E_j$ 将激发 S_4 , 但由一维近似知道它不是超晶格振动模, 不会被激发。沿 Z 向施加电场, 根据 $S_i = e_{ij} E_j$ 将激发 S_1 , S_2 和 S_3 振动, 由一维近似判断仅有纵振动 S_1 会被激发。Z 向加场激发 S_1 是横场激发模式, 不同于传统应用, 在此不作详细推导, 有兴趣可根据对 S_5 的推导过程或根据朱永元教授对 PPLN 中超声谐振的研究, 自行推导。

根据以上理论推导, 我们发现压电陶瓷声学超晶格的 X 周期排列 x-cut 的纵场激发模式可以用作超声换能器的制作。因此我们尝试使用铁电畴的室温极化方法, 对商业化的单向极化压电陶瓷 (如 PZT) 进行周期畴反转。陶瓷的极化工作由本课题组尹若成博士完成。在克服一些困难之后, 我们成功极化了 PZT 陶瓷, 陶瓷的厚度 1.5mm 到 3mm, 周期 10 微米到 50 微米。

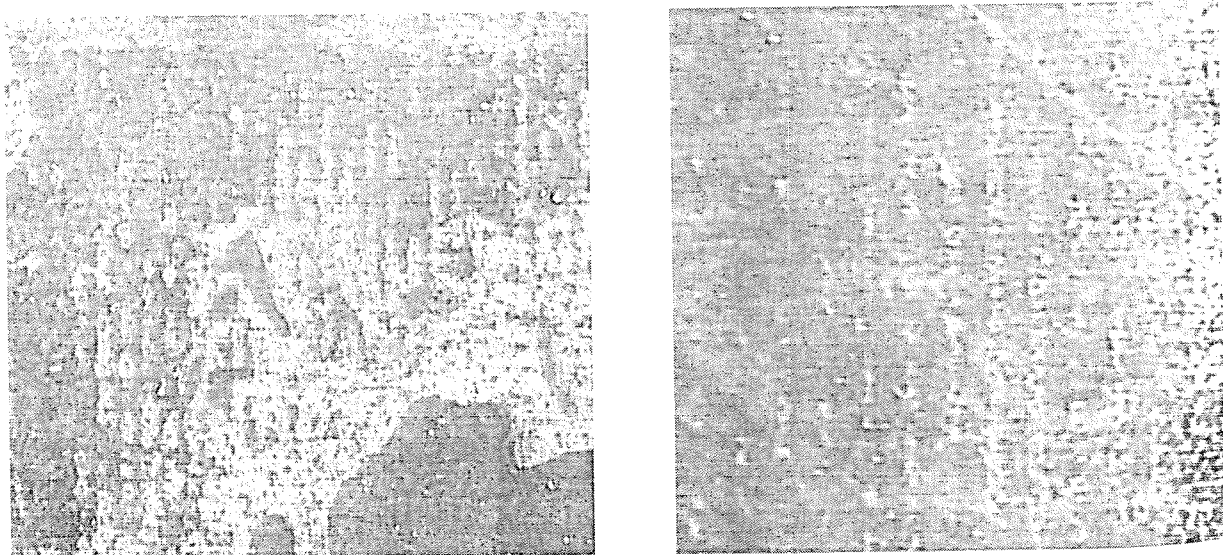


图 5-16 腐蚀观察 PZT 陶瓷声学超晶格中的畴结构。左图周期约为 10 微米, 右图周期约为 25 微米。

我们用腐蚀法观测了超晶格中的畴结构，但由于 PZT 陶瓷的腐蚀速度太快，我们只能用稀的酸溶液涂抹并快速擦掉。图 5-16 是我们用光学显微镜观察到腐蚀后的畴结构，由于腐蚀速度快，及少量的溶液残留观测到的畴结构并不十分规整，但足以看出确实实现了畴结构的反转。

超声谐振测试的结果不理想。我们将超晶格制备成 $10\text{mm} \times 2\text{mm} \times 0.3\text{mm}$ 的薄片，2mm 是 Z 向厚度（即极化方向的尺度），0.3 是其周期方向（即 X 方向）的长度。在 X 方向的两面涂上银胶电极，用网络分析仪（Agilent network analyzer）测试反射系数。频率满足关系式： $f = v/(a+b) = v/\Lambda$ 的超晶格谐振峰没有观测到，观测到厚度共振模及其它的一些模式。对测试结果的分析及进一步的实验正在进行之中。

5.3.7 微波频率异质结声学超晶格和压电压磁声学超晶格

在与研究所和企业的研究合作过程中，我们进一步了解到，超高频，特别是微波频率的超声波换能器是目前国防领域所急需的，对它的研制具有重要意义。通常制备超高频换能器，是采用薄膜工艺，如脉冲激光沉积（PLD）和磁控溅射（Magnetron Sputtering）等方法得到单层压电薄膜。但随着频率的升高，薄膜厚度的减小，换能器的插入损耗急剧升高，以致于器件根本不能工作[30, 31]。经过科技工作者的不懈努力，发现在压电异质结多层薄膜制备的换能器，其插入损耗显著降低，但其原因没有得到很好的物理解释。

二十世纪八十年代，朱永元教授等人系统地研究了压电超晶格中超声波的激发和传播特性[15-23]。他们发现在这类具有畴反转结构的压电铁电超晶格中，通过压电系数的人工调制，能够激发超声波。在外加电场的作用下，压电系数在界面（畴界）处的不连续造成了应力的不连续，因此可将这些畴界视为 δ 声源，相邻的 δ 声源之间的初始位相差为 π ，激发的超声波之间相互干涉，当实现最大叠加（同位相叠加）的条件得到满足时，发生共振，同时由此条件可以得到声学超晶格中，共振频率与周期及声速的关系 $f = v/(a+b) = v/\Lambda$ 。这种超晶格因此也被称为声学超晶格。声学超晶格中能够激发出横

超声波、纵超声波、准横/纵超声波等一系列振动模式，主要由压电材料的对称性、施加电场及超晶格的周期排列方向决定，如表 5-1 所呈列的一样。

朱永元教授等人发现声学超晶格的阻抗不仅与材料本身声阻抗及换能器的电极面积有关（单层膜同样与二者相关，二者通常是确定不能变动的），还与超晶格的占空比和周期数有关。单层厚度共振模在超高频的阻抗远不能与电源内阻 50 欧姆匹配，其插入损耗极高导致器件不能正常工作；而对于超晶格换能器，有周期数等多个参数可以有效调节其阻抗实现匹配，降低插入损耗。在上节中提到的我们制备的铌酸锂声光器件换能器在超高频谐振（约 1GHz）实现 0dB 插入损耗，而不需要匹配网络也证明了这一点，这与朱永元教授的实验结果也是一致的[19]。关于声学超晶格理论能够很好的解释他人和本课题组的实验结果。

我们以声学超晶格的理论为指导，用双靶射频磁控溅射方法制备了 $[\text{ZnO}/\text{CFO}]_n$ 、 $[\text{ZnO}/\text{Al}_2\text{O}_3]_n$ 、 $[\text{ZnO}/\text{SiO}_2]_n$ 和 $[\text{CFO}/\text{SiO}_2]_n$ 多种异质结薄膜超晶格，实现了微波频率的超声谐振，其中下标“n”表示周期数目；CFO 表示钴铁氧。简要的制备过程如下：

1、制靶。在溅射过程中使用的 ZnO、CFO、 Al_2O_3 和 SiO_2 四种靶都是经过标准的固相反应烧结而成；ZnO 和 CFO 分别具有 6mm 和 m3m 点群对称性[32,33]，烧结而成的靶 XRD 分析是单相的，而 SiO_2 和 Al_2O_3 是无定形态。

2、周期交替溅射。溅射装置在此略去（有兴趣可见参考文献[34]），开始先用机械泵、分子泵抽真空达 4.5×10^{-5} Pa。溅射时注入工作气体为体积比 7:3 的氮气和氧气，气体总流量为 20 sccm，溅射腔内气压保持在 1.6 Pa。衬底被固定在离靶 50mm 远处，温度一般保持在 600°C（溅射 $[\text{ZnO}/\text{CFO}]_n$ 时）。在制备不同组分超晶格时，溅射条件如衬底温度等可以调节，但溅射同种成分不同占空比（或溅射时间比）时尽量保持在同样的溅射条件。

大量的超晶格 XRD（使用 Cu 的 K_α 射线）分析表明 ZnO 层和 CFO 层分别是 (002) 和 (111) 取向的，而 SiO_2 和 Al_2O_3 是无定形态，图 5-17 是一个 $[\text{ZnO}/\text{CFO}]_n$ 声学超晶格的 XRD 的 $\theta-2\theta$ 扫描结果。根据 J. Ryu 等人的研究，可将 (111) 取向的 CFO 陶瓷层状结构层面的法向设为新的 Z 方向，CFO 在平面内各向同性，之后就可将它视为 ∞m 点群对称性，它的弹性系数等张量具有与式 (5-30) 相同的形式[32,33]；ZnO 本身是 6mm 点

群对称性, (002) 取向的 ZnO 层也可以层面法向为 Z 轴, 视为 ∞m 点群对称性 (因为二种对称性物质的弹性张量、介电张量等具有相同形式); 而 SiO_2 和 Al_2O_3 是无定形态, 无压电和压磁性, 仅作为传声介质, 也可将它们作为 ∞m 点群对称性处理。这样, 这一系列由 ZnO, CFO, SiO_2 和 Al_2O_3 构成的异质结超晶格, 可以看作以周期排列方向 (层面法向) 为 Z 方向, 具有 ∞m 点群对称性的声学超晶格。

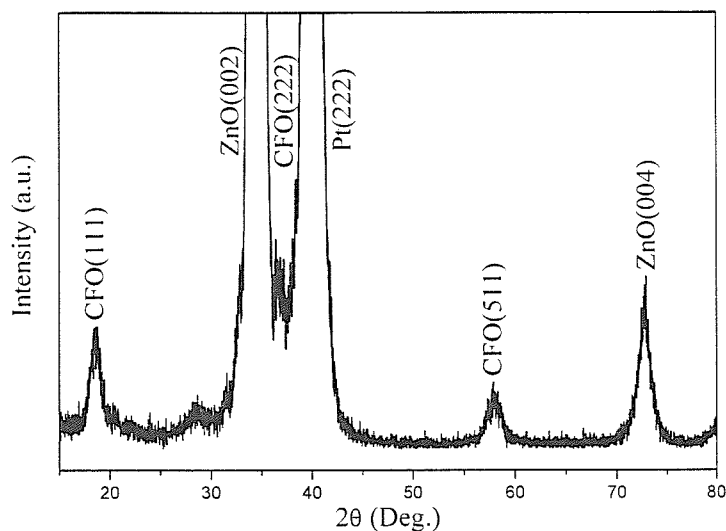


图 5-17 编号为 No.1 的 $[\text{ZnO/CFO}]_n$ 多层膜的 X 射线衍射 (XRD) 的 $\theta-2\theta$ 扫描结果。 $\theta-2\theta$ 曲线表明 ZnO 层和 CFO 层沿平面法向 (另设为新的 Z 向) 分别是 (002) 和 (111) 取向的。膜生长在 (111) Si 衬底上, 在衬底和膜之间有一层 Pt (约 100nm) 作为工作或测量时的底电极。

我们用透射电镜 (TEM, FEI, Model TECNAI F20) 观察了大量超晶格样品的横截面形貌, 但不是每一个样品。图 5-18(a) 是透射电镜照片, 图像清晰地反映了生长在 LN 衬底上的 $[\text{ZnO/CFO}]_n$ 多层膜中的 ZnO 层和 CFO 层的周期交替式结构; 自然由于压电成分 ZnO 与压磁成分 CFO 的周期分布, 会造成沿 Z 向的压电系数和压磁系数的周期分布, 这样 $[\text{ZnO/CFO}]_n$ 多层膜就构成了一种压电压磁的声学超晶格, 它能同时对电场和磁场响应。而对 $[\text{ZnO/Al}_2\text{O}_3]_n$, $[\text{ZnO/SiO}_2]_n$ 和 $[\text{CFO/SiO}_2]_n$ 等异质结超晶格, 不过是压电系数或压磁系数取为 0 的特殊情况, 仅对电场或磁场响应。

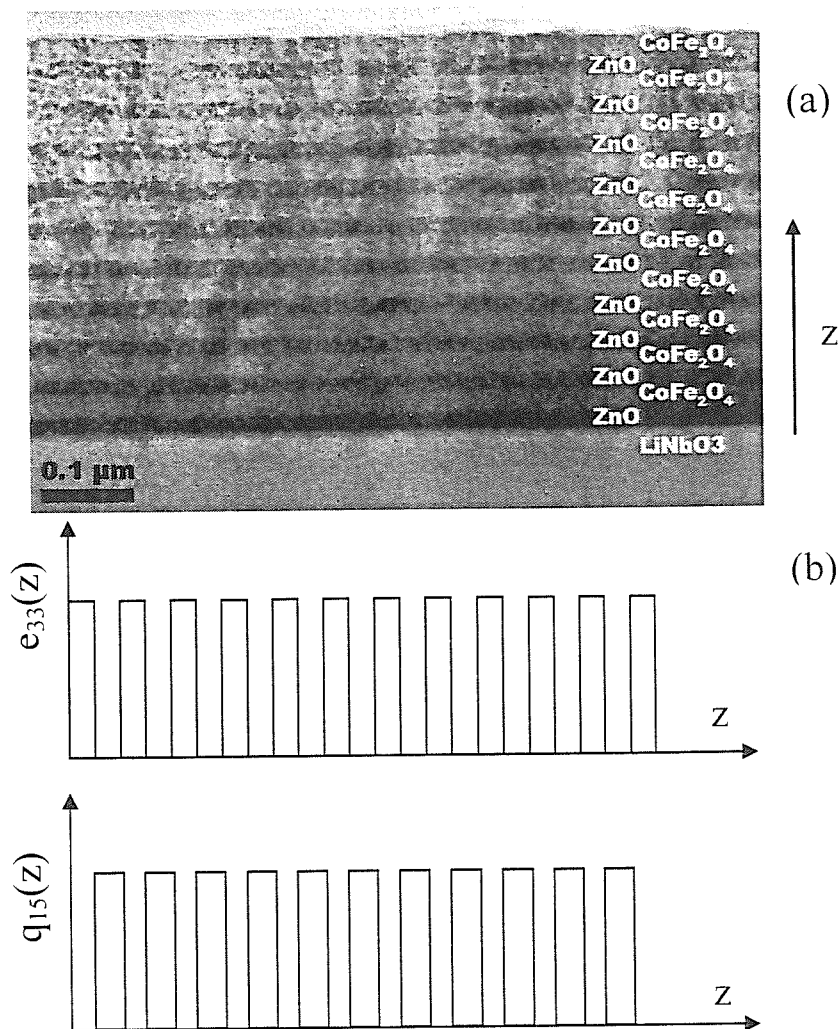


图 5-18 (a)、磁控溅射方法制备的 $[\text{ZnO}/\text{CFO}]_n$ 声学超晶格横截面透射电镜图像和 (b) 声学超晶格中的压电和压磁系数的周期性调制。周期交替溅射不同靶得到了如图 (a) 所示的 ZnO 和 CFO 沿层面法向 (Z 向) 的周期层状结构, 周期层状结构自然得到了压电系数和压磁系数的周期调制。

透射电镜观察的畴结构的另一个用途是估计各种成分的溅射速率, ZnO, CFO, Al_2O_3 和 SiO_2 的溅射分别是 690, 180, 70 和 200 nm/h。同时我们可以根据克利斯托费尔方程求出沿 Z 轴传播的声波的声速[35], 经过计算我们得知: 在 ZnO, CFO, Al_2O_3 和 SiO_2 中沿 Z 轴传播的纵声波的声速分别是 6.1, 7.2, 11.1 和 6.0 km/s; 横声波的声速分别是 2.8, 3.2, 6.0 和 3.8 km/s[35,36]。

朱永元教授等人关于压电铁电超晶格中超声波的激发和传播的研究成果, 可以推广到压电压磁超晶格中。在外加交变电场 and/or 磁场的诱导下, 由于如图 5-18(b)中的压电

系数 and/or 压磁系数的周期性调制, 在成分边界处的应力是不连续的, 可以视为一系列的 δ 声源, 相邻声源的初始位相差为 π 。应用波的叠加原理, 自然可以得知超晶格的谐振频率可以表述为: $f = v/(a+b) = v/\Lambda$ 。

下面我们需要考察具有 ∞m 点群对称性, 周期沿 Z 轴方向的声学超晶格在外加电磁场下激发的超声模式。实质上在考察振动模式时, 其激发场是电场还是磁场得到的结果没有区别, 在此我们设激发场为电场。由于超晶格的周期远小于其横向尺寸, 一维近似仍然可以使用, 则有: $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ 。

- 1、 当施加 Z 向交变电场 E_3 时, 根据 $S_i = e_{ij} E_j$ 仅激发 Z 方向传播的纵振动 S_3 (另外的 S_1 和 S_2 由一维近似排除)。
- 2、 当施加 X 向 (XY 平面内各向同性, 实际上将场方向作为 X 方向) 交变电场, 将激发出 X 方向偏振 Z 向传播的横振动 S_5 。

有这样一种特殊情况, 即对具有 ∞m 点群对称性压电压磁超晶格, 当沿 Z 向施加交变电场, 由于总有在 XY 平面内的横向磁场伴随, 因此电场和磁场将分别激发出超晶格振动, 只不过横振动表现为径向的伸缩, 频率不变。而对压电声学超晶格或压磁声学超晶格仅能对电场或磁场响应, 激发出一种振动。

根据声学超晶格中超声波激发和传播的理论研究, 超声振动的谐振频率仅与声速和超晶格周期有关, 而与总厚度和周期数无关, 我们得到异质结超晶格谐振频率的表达式:

$$\begin{aligned} f_L &= v_L / (a+b), \\ f_T &= v_T / (a+b), \\ V_L &= \int_0^{a+b} V_L(z) dz / (a+b), \\ V_T &= \int_0^{a+b} V_T(z) dz / (a+b). \end{aligned} \quad (5-35)$$

其中下标“L”和“T”分别表示纵声波和横声波对应的物理量; $V_L(z)$ 和 $V_T(z)$ 表明声速随着在 Z 轴上的位置不同而不同, 这与周期调制是一致的, V_L 和 V_T 则是作周期平均后的声速。根据方程 (5-35) 我们可以计算各种异质结超晶格中的平均声速乃至对应的频率。针对网络分析仪测反射系数时在 Z 向加交变电场的情况, 我们理论计算了可能激发的超声模式, 结果列在表 5-4 中, 表中下标“n”表示周期数。

超晶格谐振频率的表达式也表明其谐振频率不但与构成超晶格的材料和取向有关，还与成分的占空比（周期方向的厚度比）有关，因此还可用占空比调节声学超晶格的谐振频率。

Sample	ZnO (nm)	CFO (nm)	SiO ₂ (nm)	Al ₂ O ₃ (nm)	Longitudinal		Transverse	
					frequency (GHz)		frequency (GHz)	
					Cal.	Mea.	Cal.	Mea.
1 [ZnO/CFO] ₁₀	285	60			18.2	19.2	8.2	10.0
2 [ZnO/CFO] ₅	115	30			43.6		19.6	22.3
3 [ZnO/CFO] ₆	115	30			43.6		19.6	21.9
4 [ZnO/SiO ₂] ₆	285		65		17.4	20.1		
5 [ZnO/Al ₂ O ₃] ₅	400			120	13.9	15.1		
6 [CFO/ SiO ₂] ₁₀		90	150				14.7	15.3

表 5-4 磁控溅射制备的多种异质结超晶格样品中各成分的一个周期内的厚度，以及在 Z 向施加交变电场（对应网络分析仪测反射系数的情形），可能激发的超声传播模式及其基频理论计算值和实验测量值。

我们用测量了各种超晶格的反射系数，以表征其超声谐振特性。首先，我们在 Z 面的上表面镀上 Pt 电极，电极面积为 1mm×2mm，它和衬底上标面的 Pt 电极共同构成换能片的电极。然后我们用 Agilent E8363A network analyzer（工作范围从 45 MHz 到 40 GHz）测量了反射系数，测量结果也列在表 5-4 中（同时，部分样品的反射系数曲线也呈现在图 5-18 中），以便于与理论计算结果相比较。对比显示，实验结果与我们的理论计算结果是吻合的。测量结果与计算有约 10% 的误差，可能是由于周期和声速的估计不准确导致的；而对压电压磁超晶格 Samples 2 和 Sample 3 的纵振动超出了仪器的测试范围，但二者横振动与理论值是符合的；另外，周期数（或者说总厚度）不同的 Samples 2 和 Sample 3 的横振动频率相差很小，证明了超晶格的谐振基频与周期数及总厚度无关。测量结果表明，利用声学超晶格理论，我们可以制备 10GHz 以上的超高频声学体波换能器，乃至实现近百 GHz 的超高频谐振，并且都得到了较低的插入损耗。

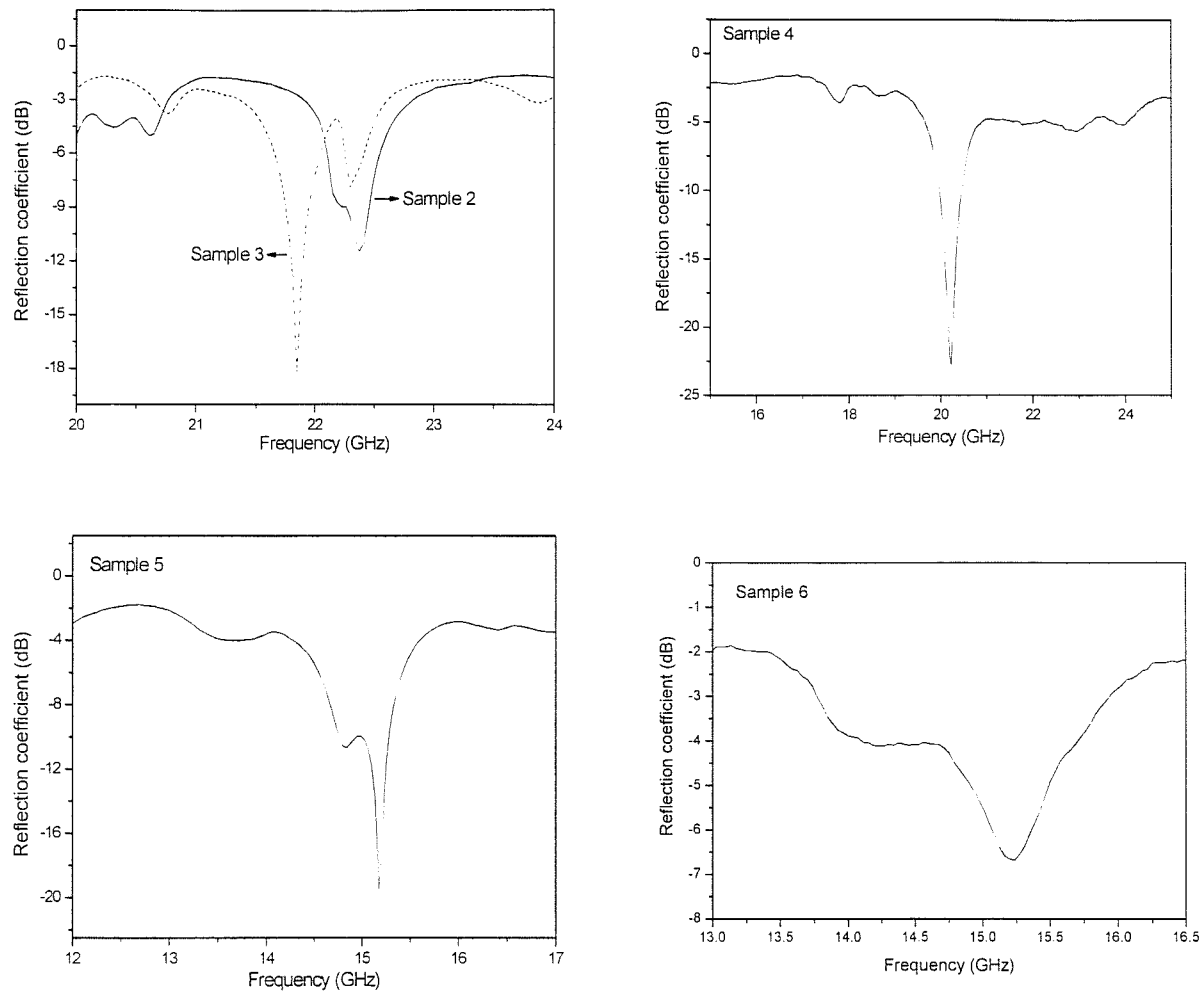


图 5-19 编号 Sample2-6 的异质结声学超晶格换能器经网络分析仪测得的反射系数曲线，曲线显示在数十 GHz 处存在强烈的吸收峰。

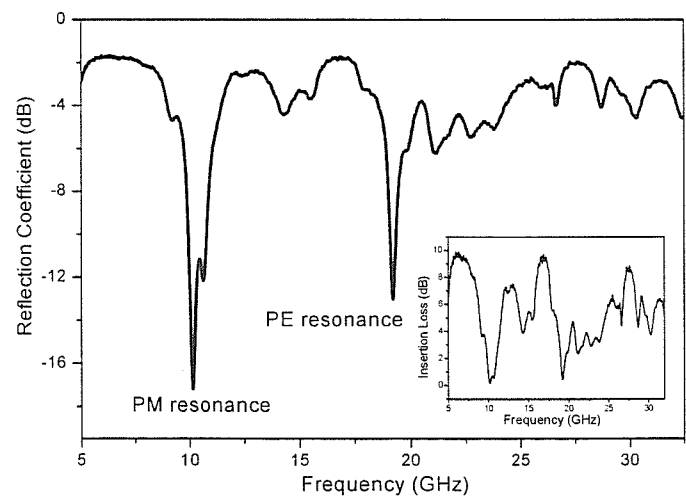


图 5-20 编号 Sample 1 的[ZnO/CFO]₁₀ 压电压磁声学超晶格换能器反射系数曲线，其中插图是由反射系数计算得到的插入损耗曲线。

尤其值得一提的是,其中的压电压磁声学超晶格的测试结果,如图 5-20 所示的 Sample 1 的反射系数曲线,在 19.2GHz 和 10.0GHz 有两个谐振峰被观测到,其插入损耗接近 0dB。这两个谐振峰所在的频率分别接近理论预测的纵振动和横振动频率,再联系到我们前面的理论分析,我们认为这两个谐振分别对应压电谐振和压磁谐振,分别对应于压电性的 ZnO 层对纵向电场的响应和压磁性的 CFO 对横向(层面内)磁场的响应。

为了进一步确认这种观点,我们来分析异质结压电超晶格 $[\text{ZnO}/\text{SiO}_2]_n$, $[\text{ZnO}/\text{Al}_2\text{O}_3]_n$ 和压磁超晶格 $[\text{CFO}/\text{SiO}_2]_n$ 的测试结果。对压电超晶格 Sample 4 和 Sample 5,观测到与理论计算的纵振动频率符合的吸收峰,但横振动并没有被观测到。我们这是因为该振动是 ZnO 因压电效应对纵向电场的响应,而无定形的 SiO_2 和 Al_2O_3 无压磁性,不会对横向的磁场响应。与此相反,在压磁超晶格 $[\text{CFO}/\text{SiO}_2]_{10}$ (Sample 6) 中观测到与理论计算的横振动吻合的吸收峰,而纵振动没有被观测到。同样,我们认为这是因为无定形的 SiO_2 不会对纵向的电场响应,而 CFO 因压磁效应会对横向的磁场响应,激发出横振动。

这些证明压电压磁超晶格(PPSL)兼具压电超晶格和压磁超晶格的声学特性,纵向的电场和横向的磁场能够驱动 ZnO 层和 CFO 层,分别对应于纵振动和横振动,工作在不同的频率。这一系列关于振动模式及谐振频率的实验结果与声学超晶格中的超声激发和传播理论是吻合的。

关于薄膜声学超晶格的理论和实验研究为制作微波频段的声学器件提供一条途径,特别是压电压磁超晶格的研究为制作磁电多功能声学器件,比如说工作在多个微波频率的低插入损耗换能器件。

5.4 本章小结

介电体超晶格中引入了结构调制,使介电体的应用焕发出新的活力。本章主要介绍了本人在介电体超晶格中电光效应的应用以及超声激发方面的研究:

- 1、PPLN 中独特的电光效应用于窄带滤波的理论研究。
- 2、PPLN 中奇异电光效应用于脉冲压缩的理论研究。
- 3、声学超晶格器件化、实用化的探索与总结。

- 4、研究压电陶瓷声学超晶格，以提高机电耦合系数，产率并降低成本，另外填补铌酸锂等晶体超晶格在数十 MHz 频率空白。
- 5、工作在微波频段的薄膜声学超晶格的研究，特别是关于磁电多功能多频率响应的压电压磁超晶格的研究，为制备磁电多功能的声光换能器提供了一条新的途径。

附件 1:

中国电子科技集团公司第二十六研究所

重庆市南岸区南坪花园路 14 号 (400060), 电话: +86-23-62501325

使用报告

南京大学发展的铁电多层膜声学超晶格材料为高频体波声学器件提供了一种解决和提高目前声光器件性能的新技术和新材料。

高性能声光器件的要求是:

- 1、高频率: 要求压电换能器的频率高 (200MHz-1GHz);
- 2、大带宽: 要求响应带宽大于 100MHz;
- 3、高效率: 要求换能器的机电耦合系数尽可能高, 例如大于 0.5
- 4、模式控制: 能够控制所激发的超声波的振动模式 (纵波和切变波)

根据我们的调研, 声学超晶格是能够解决上述关键技术问题的非常有希望的途径, 这种材料不仅具有优良的性能, 而且是我国具有自主知识产权的材料和技术, 这对于我们研制高性能的声光器件是非常重要的。

目前, 我室与南京大学已经开展了合作研究, 南京大学提供了 300MHz@100MHz (带宽) 和 1GHz 工作频率的声学超晶格换能器共 3 个批次, 近 10 个样品, 我室加工制备声光器件, 并进行测试。

一、对于 200MHz-400MHz 的声光器件, 所进行的测试表明:

- 1、中心频率: 300MHz
- 2、带宽: 大于 200MHz
- 3、机电耦合系数: 0.1
- 4、超声波模式: 切变波

上述性能是通过声光器件 Bragg 衍射直接得到的结果, 是实际使用的条件。

二、对于 1GHz 的样品:

- 1、已经探索了声光器件的制作工艺
- 2、已经进行的声光实验结果不理想, 可能的原因是样品或声光介质不均匀, 或换能器加工工艺。

这些初步的结果证明, 声学超晶格的确有许多优点, 特别是它制备声光器件的工艺相对简单。

为了走向实用, 还必须提高机电耦合系数, 使之达到较高的数值, 例如 0.5。同时还要解决样品的批量、稳定性问题。

高频宽带声光器件具有并行、实时处理信号的能力, 在国防上有非常重要的应用。我们非常希望与南京大学继续合作, 将声学超晶格材料基础研究的成果应用于光电子器件中, 为国防和民用做出贡献。

26 所声光研究室

2005 年 10 月

附件 2:

TO: 北京大学材料科学系材料系 赵峰
FROM: 深圳光讯科技股份有限公司 开发部 李杰 DATE: 2005-6-3
您好:

制作熔融石英

我们地处中国一线城市深圳, 是大的激光加工设备制造商, 我们生产 Q 开关晶体材料, 最近看到贵公司的网站, 我们很高兴, 因为我们最近开发的 Q-SWITCH 晶体薄膜换能器有可专利产品, 为了帮助你了解我们的开发情况, 我们提供如下信息:

1. 技术要求:

输出功率 15W, 频率 = 40MHZ, RF 阻抗 = 50 OHM

2. 晶体薄膜尺寸: $50 \times 5 \times 0.075 \text{MM}$ 表面平整度 $\pm 0.01 \text{MM}$

请参考以上要求并能制造出我们要求的晶体换能器, 如果通过, 我们将商量价格事宜。

我的联系电话: 0755-81995419 86161157
013143231620

此致!

祝好!

参考文献

- [1] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 686 (1970).
- [2] D. B. Meehan, *Structure of Chemically Modulated Films in Synthetic Modulated Structure*, edited by L. L. Chang and B. C. Giessen (Academic, New York, 1985).
- [3] N. B. Ming, Progress in Nature Science, **4**, 554 (1994).
- [4] 祝世宁, 博士论文, 南京大学, 1996。
- [5] 李学泽, 阎吉祥编著, 光电子学基础, 北京理工大学出版社, 1998。
- [6] N. Niizeki, T. Yamada and G. A. Coquin, J. Acoust. Soc. Am. **42**, 1223 (1967).
- [7] A. Yariv and P. Yeh, 晶体中的光波, 科学出版社, 1980。
- [8] Y. Q. Lu, Z. L. Wan, Q. Wang, Y. X. Xi and N. B. Ming, Appl. Phys. Lett. **77**, 3719 (2000) & Y. Q. Lu Q. Wang and Y. X. Xi, Ferroelectrics **253**, 773 (2001).
- [9] X. F. Chen, J. H. Shi, Y. P. Chen, Y. M. Zhu, Y. X. Xia and Y. L. Chen, Optics Letters **28**, 2115 (2003).
- [10] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg and J. W. Pierce, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2102 (1995).
- [11] M. Taya, M. C. Bashaw and M. M. Fejer, Opt. Lett. **21**, 857 (1996).
- [12] C. Q. Xu, H. Okayama and M. Kawahara, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 981 (1995).
- [13] 赵均, 本科毕业论文, 南京大学, 2002。
- [14] 林宁, 张晓光, 俞重远, 杨伯君, 光通信研究, **98**, 49 (2000)。
- [15] Y. Y. Zhu, N. B. Ming, W. H. Jiang et al., Appl. Phys. Lett. **53**, 1381 (1988).
- [16] Y. Y. Zhu, N. B. Ming, W. H. Jiang et al., Appl. Phys. Lett. **53**, 2278 (1988).
- [17] Y. Y. Zhu, N. B. Ming, W. H. Jiang, Phys. Rev. B **40**, 8536 (1989).
- [18] N. B. Ming, Y. Y. Zhu, and D. Feng, Ferroelectrics **106**, 99 (1990).
- [19] Y. Y. Zhu, N. B. Ming, J Appl. Phys. **72**, 904 (1992).
- [20] Y. Y. Zhu, N. B. Ming, Ferroelectrics **142**, 23 (1993).
- [21] S. D. Cheng, Y. Y. Zhu, Y. L. Lu et al., Appl. Phys. Lett. **66**, 291 (1995).
- [22] Y. Y. Zhu, S. N. Zhu, Y. Q. Qin et al., J Appl. Phys. **79**, 2221 (1996).

- [23] Z. L. Wan, Q. Wang, Y. X. Xi et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 1891 (2000).
- [24] H. Liu, S.-N. Zhu, Z.-G. Dong, Y.-Y. Zhu, Y.-F. Chen and N.-B. Ming, Phys. Rev. B **71**, 125106 (2005).
- [25] S. V. Krishnaswamy, J. Rosenbaum, S. Horwitz, C. Vale and R. A. Morre, IEEE Ultrasonics Symp. 529 (1990).
- [26] 胡卫生, 博士论文, 南京大学, 1996。
- [27] 万志良, 硕士论文, 南京大学, 2000。
- [28] 秦毅强, 博士论文, 南京大学, 1998。
- [29] 陆延青, 博士论文, 南京大学, 1996。
- [30] J. de Klerk, P. G. Klemens and E.F. Kelly, Appl. Phys. Lett. **7**, 264 (1965).
- [31] K. H. Yang, P. L. Richards and Y. R. Shen, J. Appl. Phys. **44**, 1417 (1973).
- [32] J. Ryu, S. Priya, A. V. Carazo and K. Uchino, J. Am. Ceram. Soc. **84**, 2905 (2001).
- [33] M. I. Bichurin, V. M. Petrov and G. Srinivasan, Phys. Rev. B **68**, 054402 (2003).
- [34] Z.-B. Gu, M.-H. Lu, J. W, C.-L. Du, C.-S. Yuan, D. Wu, S.-T. Zhang, Y.-Y. Zhu, S.-N. Zhu and Y.-F. Chen, Thin Solid Films **515**, 2361 (2006).
- [35] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, (Wiley, New York, 1973), Appendixes 2 and 3.
- [36] J. H. Huang and W. S. Kuo, J. Appl. Phys. **81**, 1378 (1997).

第六章 结论

本文主要研究介电体超晶格中的耦合物理效应。这些耦合效应主要指的超晶格中的电磁波与超晶格振动的耦合形成的超声激发及声子极化激元，压电压磁超晶格中的磁电耦合效应及声子极化激元间耦合形成耦合模；介电体超晶格中独特的电光效应应用中电磁波之间的耦合。研究地主要结论如下：

（一）、压电体超晶格中的声子极化激元

1、极性晶体，特别是离子晶体中横光学声子可以与具有相同波矢的光子（电磁波）耦合形成声子极化激元。我们认为该条件仅仅是极化激元的定义在离子晶体这个特定环境中的体现，并不具有一般性。

2、我们将离子晶体类比作特殊的“压电体超晶格”（压电调制函数始终为1），从电磁波激发振动和振动激发电磁波两个角度，来研究声子极化激元的形成，同样得到该条件。然而，在压电体超晶格中，压电系数的周期调制以及内禀的压电效应和逆压电效应，共同保证电磁波和超晶格振动的相互激发。因此，我们得出结论：压电体超晶格中的超晶格振动模式总是能和激发它的电磁波耦合形成声子极化激元，而无需任何附加条件，纵声子极化激元乃至声光异向传播的极化激元都可能存在。这种结论可以推广到压磁超晶格，乃至压电压磁超晶格中。

（二）、压电压磁超晶格中的耦合效应

1、压电压磁超晶格（PPSL）中的一个超晶格振动，能够同时与电场分量和磁场分量耦合，这种耦合行为带来了两种奇特的效应和现象：磁电耦合效应与磁电耦合型声子极化激元。

2、我们首次研究了 $\text{BaTiO}_3/\text{CFO}$ 压电压磁超晶格中的共振磁电耦合效应，从理论上得到巨大的磁电电压系数，并探讨了影响该系数的重要因数，进而与他人的实验和理论

结果进行了类比,得到较好的吻合;而且 PPSL 可以视为压电超晶格(振子)和压磁超晶格(振子)组成的复合振子,压电和压磁振子具有相同的共振频率,很好地解释了实现巨共振磁电效应的原因。

3、我们考察了磁电耦合型极化激元的频率色散特性,并分析了其间磁电耦合效应对负折射的影响,磁电耦合破坏了可能的负折射。我们认为要得到可应用的负折射需要避免强烈的磁电耦合效应,该结论与他人论述也是吻合的。

(三)、压电体超晶格中的声子极化激元耦合模

1、磁电耦合声子极化激元,在不影响其物理结果情况下,为便于理解可将它视为两个声子极化激元的耦合模,电场和磁场分量分别与同一超晶格振动耦合形成压电和压磁声子极化激元,两极化激元再由磁电效应耦合的结果。这与 PPSL 是压电超晶格和压磁超晶格的复合结构相对应的,也联系了课题组以前的研究成果。

2、分别分析了电磁波沿 $\text{BaTiO}_3/\text{CF0}$ 超晶格(∞m 点群对称性)的 Z 方向(周期排列方向)和 X 方向传播的色散特性。两种情况下形成的耦合模色散分析得到了完全不同结果:沿 Z 向传播的电磁波,尽管存在磁电耦合,仍与普通极化激元色散特性一致,在横振动基频附近形成禁带;而沿 X 方向传播的波,因耦合在该有的禁带处出现一个传播模和一个禁止模。

3、对沿 X 传播情况作电磁场分析,再结合超晶格振动的解析表达式,我们发现传播模式提供一种电磁场分量的线性组合,能够使得超晶格的振动保持在较弱的水平,降低了电磁波通过介质的损耗,导致了传播模的出现。而对 Z 轴传播情形,电磁场组合只能使两简并的振动模式一个增强而另一个减弱,最终不能降低损耗,因此禁带保持。需要注意的是,因禁止模的存在,减弱振动并不意味不能激发振动而失去耦合存在的基础。

(四)、介电体超晶格中的电光应用和超声激发

1、我们利用周期极化铌酸锂(PPLN)的独特电光效应,利用在 X 向周期排列的 PPLN 的 Y 向,施加直流电场造成 PPLN 中正负畴中的晶体坐标轴绕 X 轴自动旋转 θ 角度(θ 正比于电场强度)设计了电光折叠 Solc 式窄带滤波器。我们还考虑了温度调谐和 Z 向加电

场调谐。上海交大在同年的实验验证了我们的部分理论结果，如温度调谐等。

2、利用偏心旋转提拉法生长 PPLN，并与研究单位与生产企业展开合作研究，为成军品研制任务提供了帮助。将声学超晶格制成声光器件，在实际使用条件下进行了光测试，切实体会并总结声学超晶格换能器的优缺点，明确今后在实用化、规模化生努力的方向。

3、为得到大机电耦合系数声光换能器，并提高生产效率，降低成本，我们设计极化反转压电陶瓷方案，实验工作取得了部分进展。

4、我们制备了工作频率在数十 GHz 的薄膜声学超晶格换能器，得到了近 0dB 插入损耗的超声谐振；首次成功制备了压电压磁薄膜超晶格换能器，为制备磁电多功能多率响应的声学器件提供了一条途径。

攻读博士学位期间发表或待发表的论文

1. “*Magneto-electric coupling in piezoelectric-piezomagnetic superlattices*”
Jun Zhao, Tian Fan, Ruo-Chen Yin, Ming-Hui Lu, Chao-Ling Du, Yan-Feng Chen,
Yong-Yuan Zhu, Shi-Ning Zhu and Nai-Ben Ming
Phys. Lett. A (Accepted).
2. “*Negative bitrfracton of acoustic waves in a sonic crystal*”
Ming-Hui Lu, Chao Zhang, Liang Feng, Jun Zhao, Yan-Feng Chen, Yi-Wei Mao, Jian Zi,
Yong-Yuan Zhu, Shi-Ning Zhu, Nai-Ben Ming
Nature Mater. 6, 744 (2007).
3. “*Phonon-polariton disoersion and the polariton-based photonic band gap in piezoelectric superlattice*”
Xue-Jin Zhang, Ran-Qi Zhu, Jun Zhao, Yan-Feng Chen and Yong-Yuan Zhu
Phys. Rev. B 69, 085118 (2004).
4. “*Acoustic superlattices of ZnO/CoFe₂O₄ piezoelectric-piezomagnetic multilayers prepared by dual-radio frequency magnetron sputtering*”
Jun Zhao, Zheng-Bin Gu, Yi Zhang, Ruo-Cheng Yin, Ming-Hui Lu, Yan-Feng Chen and
Yong-Yuan Zhu.
In review (see also <http://apl.peerx-press.org/cgi-bin/main.plex>).
5. “*Coupled phonon polaritons in a piezoelectric-piezomagnetic superlattice*”
Jun Zhao, Ruo-Cheng Yin, Tian Fan, Ming-Hui Lu, Yan-Feng Chen, Yong-Yuan Zhu,
Shi-Ning Zhu and Nai-Ben Ming
In review (see also <http://authors.aps.org/cgi-bin/wvman?acc=BF10569&auth=Zhaojun>).

6. “*Raman spectroscopy of (Mn,Co)-codoped ZnO films*”

C. L. Du, Z. B. Gu, M. H. Lu, J. Wang, S. T. Zhang, J. Zhao, G. X. Cheng, H. Heng, Y. F. Chen

J Appl. Phys. 99, 123515 (2006).

7. “*Raman study of anharmonic phonons in SrBiTi₄O₁₅ thin films*”

C. L. Du, S. T. Zhang, Z. B. Gu, G. X. Cheng, J. Wang, M. H. Lu, J. Zhao, and Y. F. Chen

J Appl. Phys. 99, 094101 (2006).

8. “Chirality-Selected Localization in Two Dimensional Chiral Medium Constructed Photonic Crystal”

Tian Fan, Jun Zhao, Jian Li, Cheng He, Ming-Hui Lu, Xiao-Kang Liu, Yan-Feng Chen

In review.

9. “近化学计量比铌酸锂晶体中机械孪晶的消除”

宣晓峰, 赵 均, 张学进, 朱永元

人工晶体学报 34, 43 (2005).

致 谢

时光如梭，转眼之间五年的研究生求学生活即将结束。在论文完成之际，不禁思绪万千，学业的顺利完成与亲人和师友的热心关怀和帮助是分不开的，在此谨向他们表示我由衷的感谢。

首先，要感谢导师陈延峰教授一直以来对我学业的指导，生活的关爱。他渊博的学识、敏锐的物理直觉，他严谨求实、知难而进的治学风范，他谦和的处世风格、平易近人的态度，他对科学事业的执着追求和献身精神，使我终身难忘，为我树立了做学问和做人的榜样，鼓舞并鞭策我不畏艰难险阻，在人生的道路上不断前行。我在学识和实验技能上取得的每一点进步，无不凝聚着导师的心血和汗水，本论文也正是在陈老师的悉心指导下完成。

衷心感谢朱永元教授和祝世宁教授，他们渊博的学识，活跃的物理思维，一丝不苟的科研精神使我受益匪浅；他们在我学习生活中给予了很多热心的帮助；他们对本论文中的研究工作有着开创性的贡献，对本论文工作提出了许多建设性的意见。

感谢唐月峰副教授、张善涛副教授、顾正彬副教授、张学进博士、卢明辉博士、黄成平博士、宣晓峰硕士以及其他老师和学生，与他们有益的讨论对我的理论和实验工作有极大的帮助。特别感谢杨育高高级工程师，杨高工加盟到晶体生长实验室以来，不但教授了我大量的生长技能和知识，还承担了大量的晶体生长工作；感谢丁怀平高级工程师在仪器调试与维护方面的工作，使我有机会完成论文中的工作。

感谢我的师弟尹若成、樊天、张羿，他们帮助我完成了部分样品的制备和表征。感谢在本实验室一起工作的其它老师与同学，他们包括：杨彬、栾景飞、祝名伟、罗震林、杜朝玲、张晓军、程宏伟、冯亮、刘小平、黄志鹏、吕立平、李健、王磊、王靖、任洁、庞凌华、葛舟、刘小康、何程、季根华，感谢他们创造了良好的实验环境和学术氛围。

感谢电子系的陈平博士、冯益军教授、伍瑞新教授和康敏老师，物理系的王振林教授、吕鹏老师、詹鹏博士、赵刚博士等人的教益，以及在实验测试上提供的方便和帮助。

在此，特别感谢系里韩民老师、孟祥康老师、袁长胜老师和袁玲老师，感谢他们对我在材料系九年学习生活上的关心和工作中的帮助。

感谢 98 级材料系的所有同学，我们一起成长，共同度过了人生中宝贵的大学时光。

感谢在工作和生活中一直默默支持和关爱我的父母、亲友。最后再次感谢所有关心爱护我的老师、同学和朋友对我的一贯支持和鼓励。

本论文得到了国家高科技发展研究计划（863 计划）、国家重大基础研究发展计划（973）计划项目的资助，也得到了南京大学研究生创新计划的资助，在此一并表示感谢。