

# 压电体超晶格中的新型极化激元\*

张学进 宣晓峰 陆延青 朱永元<sup>†</sup> 陈延峰 祝世宁 闵乃本

(南京大学固体微结构物理实验室 南京 210093)

**摘要** 对压电体超晶格中电磁波的传播情况进行了研究. 通过压电效应, 压电体超晶格中的纵振动声波将引起横向电极化, 这一极化会与某一特定波段的电磁波强烈耦合, 从而出现通常离子晶体中所没有的新型极化激元, 产生非布拉格反射引起的光学禁带.

**关键词** 超晶格 极化激元 光子晶体 声子晶体 压电效应

## New type of polariton in a piezoelectric superlattice

ZHANG Xue-Jin XUAN Xiao-Feng LU Yan-Qing ZHU Yong-Yuan<sup>†</sup>

CHEN Yan-Feng ZHU Shi-Ning MING Nai-Ben

(National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

**Abstract** We have studied the propagation of an electromagnetic (EM) wave in a piezoelectric superlattice. Because of the piezoelectric effect, a transverse polarization can be induced by a longitudinal wave which couples strongly to the EM wave in some particular frequency regions, resulting in the creation of a new type of polariton that does not exist in ionic crystals. The forbidden band associated with the polariton is not due to Bragg reflection, but rather to the coupling.

**Key words** superlattice, polariton, photonic crystal, phononic crystal, piezoelectric effect

极化激元是凝聚态物质中一类重要的元激发, 是电磁波与物质极化波的混合态或耦合模, 其耦合量子被称为极化激元. 根据与电磁波耦合的对象的不同, 可以有多种类型的极化激元. 如所熟知的, 离子晶体中横光频支声子与电磁波的耦合模被称为声子-极化激元. 其他的如: 激子-极化激元, 磁振子-极化激元、等离子激元-极化激元等等. 极化激元携带了物质的许多重要信息, 通过对它的研究可以加深我们对凝聚态物质的了解.

长期以来, 人们对具有周期结构的物质的研究始终兴趣不减. 晶体中的周期性势场导致在其中运动的电子的能带结构, 只有处于通带中的电子才能在晶体中自由运动, 处于禁带中的电子则不能传播. 在诸如超晶格的人工材料中, 对相关物理参数的周期性调制也同样会引起带结构. 比如对介电常数进行调制则形成光子晶体<sup>[1]</sup>, 它在抑制自发辐射, 控制光的传播路径和制备新型激光器等方面有重要应

用前景<sup>[1]</sup>, 对非线性光学系数进行调制则可应用于准位相匹配频率转换<sup>[2]</sup>. 近来由周期性弹性材料组成的声子晶体也引起了人们的关注<sup>[3]</sup>. 这种调制结构可以拓展到准周期、非周期乃至二维结构. 被调制的参数可以更为复杂些, 比如对铁电畴或压电系数进行调制. 两个甚至更多的参数被同时调制会引起一些耦合效应.

在晶体中, 电子、光子和声子之间会发生耦合. 例如, 在离子晶体中晶格振动的横光学声子和光子的耦合产生极化激元并导致红外吸收. 如果超晶格中铁电畴或压电系数受到调制, 则会引起超晶格振动和电磁波间的耦合. 可以预计在这样的人工材料中会有类似的诸如激发极化激元等效应的出现. 这

\* 国家重点基础研究项目(批准号: 69938010), 国家自然科学基金(批准号: 10021001)资助项目

2003-07-01 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: yyzhu@nju.edu.cn

一想法已经在横超晶格振动与光子的耦合中得到了证实<sup>[4]</sup>.

我们已经研究过电磁波与横超晶格振动的耦合效应,下一步自然会想电磁波能否与纵超晶格振动发生耦合?本文正试图从理论角度来处理这一问题<sup>[5]</sup>.我们知道压电材料受力时会产生电极化,同样受到外电场作用时将发生应变.这样,压电超晶格振动会被在其中传播的电磁波激发出来,另一方面超晶格振动也会激发电极化.压电体超晶格的结构、其材料的对称性以及压电效应决定其产生纵向极化还是横向极化,横向极化将会激发出电磁波,并与原来的电磁波耦合.正是通过压电效应,纵振动才能够与电磁波发生强烈耦合,并且在微波波段产生极化激元和介电异常等物理现象.

为了清晰地说明上述思想,我们考虑下列情况.以周期极化铌酸锂晶体构成的压电体超晶格为例,周期畴沿  $x$  轴方向排列,其中正负畴等厚(设厚度为  $d$ ),其结构示意图如图 1(a),图中仅示出此压电体超晶格的三个周期,畴的自发极化沿  $z$  方向.假设压电体超晶格的横向尺寸远远大于声波波长,该体系便可以用一维模型来简化处理,其中  $y$  方向偏振的电磁波沿  $x$  方向传播.在此情况下,该体系会激发出纵超晶格振动.

适合于这一情况的压电方程为:

$$\begin{aligned} T_1 &= C_{11}^E S_1 + e_{22}(x) E_2, \\ P_2 &= -e_{22}(x) S_1 + \epsilon_0(\epsilon_{11}^S - 1) E_2, \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$e_{22}(x) = \begin{cases} +e_{22}, & \text{正畴区} (0 \leq x < \frac{\Lambda}{2} = d), \\ -e_{22}, & \text{负畴区} (\frac{\Lambda}{2} \leq x < \Lambda = 2d), \end{cases}$$

$T_1$ 、 $S_1$ 、 $E_2$  和  $P_2$  分别表示应力、应变、电场和电极化。 $C_{11}^E$ 、 $e_{22}(x)$  和  $\epsilon_{11}^S$  分别是弹性系数、压电系数和介电系数.

我们先前的研究显示,在电场作用下,正负畴的运动将发生变化.正畴膨胀则负畴收缩,亦或相反,这将导致在正负畴的同一面上出现相同符号的电荷[见图 1(b)和(c)],也就是压电体超晶格被整体电极化,即通过压电效应,纵声波  $S_1$  引起横向极化  $P_2$ ,这可以从方程(1)中看出来.根据麦克斯韦方程,横向极化  $P_2$  又会激发电磁波.而这激发出的电磁波会与原来入射的电磁波发生耦合,产生极化激元.换句话说,就是横向极化  $P_2$  与电磁波强烈耦合.这类似于横光学支的晶格振动,在那种情况下

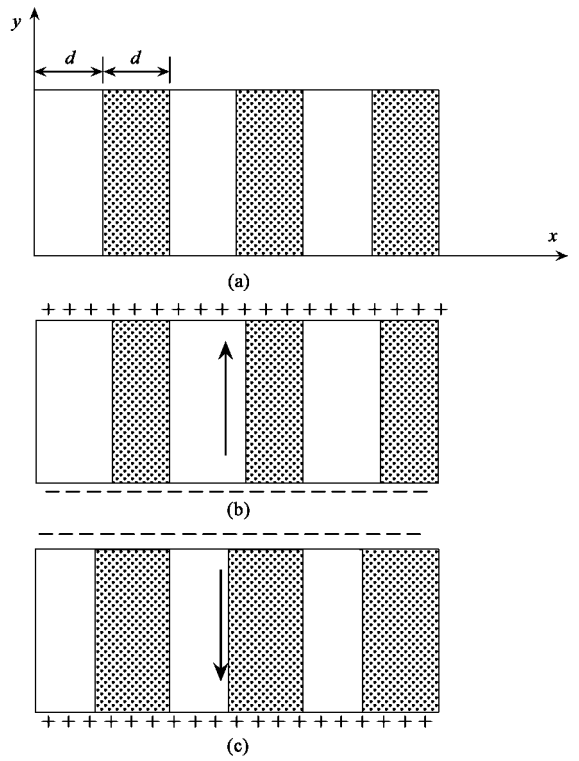


图 1

带正电荷的离子与带负电荷的离子振动方向相反,这种振动可与光波电场耦合,产生极化激元.

运用牛顿定律,可以得到压电体超晶格纵振动的运动方程

$$\rho \frac{\partial^2 S_1}{\partial t^2} - C_{11}^E \frac{\partial^2 S_1}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 [e_{22}(x) E_2]}{\partial x^2}, \quad (2)$$

其中  $\rho$  为密度.从方程(2)可以看出压电体超晶格是一个受迫谐振器,电磁波将激发出沿  $x$  轴传播的纵声学波,二者频率相同.在长波近似下,可求得介电函数的空间平均值为

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{11}^S + \sum_m \frac{8e_{22}^2 \Lambda (d^2 \rho \epsilon_0)}{\omega_L^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

这里  $\omega_L = m\pi v_a/d$ ,且  $m$  取  $1, 3, 5, \dots$ ,其中  $\omega_L$  代表压电效应产生的超晶格纵振动的谐振频率,  $v_a = \sqrt{C_{11}^E/\rho}$  表示声速.

纵声波引起的横向电极化与电磁波间的耦合产生的极化激元的色散关系可由方程(3)以及麦克斯韦方程导出

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \epsilon_{11}^S + \sum_m \frac{8e_{22}^2 \Lambda (d^2 \rho \epsilon_0)}{\omega_L^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

其中  $c$  是真空中电磁波的传播速度.

上述结果类似于离子晶体中极化激元的色散关

系. 在那里电磁波与横光学声子强烈耦合. 图 2 显示的是方程 (4) 所描述的压电体超晶格中光子与纵声子的一阶耦合模. 实线标记的是  $v_c = \frac{\omega}{k} = c/\sqrt{\epsilon_{11}^s}$ , 对应于未与超晶格振动耦合的电磁波的色散关系, 虚线表示未与电磁波耦合时的超晶格振动的色散关系, 该关系由布里渊区折叠所致. 共振时电磁波与超晶格振动具有近乎相等的频率和波数, 图 2 中由 A 标记的实虚线的交点区域即为共振区. 共振频率由压电体超晶格的周期大小决定, 可以看出共振处电磁波与超晶格振动的耦合完全改变了其传播特性. 黑线代表纵声学波产生的横向电极化与电磁波耦合的色散曲线, 共振区域的传播模既非纯的光学模, 也非纯的纵声学模. 而通常离子晶体中出现的是光子与横光学声子的耦合, 其耦合场的量子称为极化激元. 而这里出现的是一种新型的极化激元.

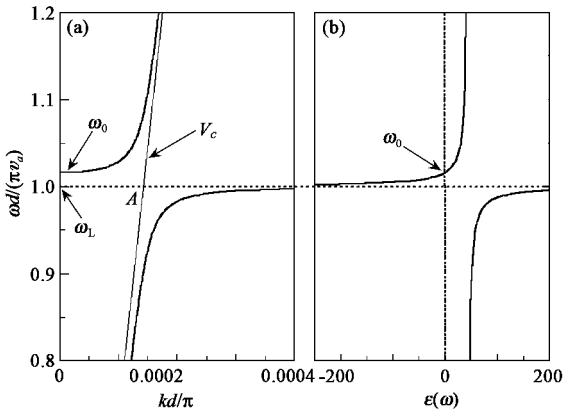


图 2 理论计算的极化激元色散关系

这种耦合引起的一种效应是出现电磁波的频率带隙. 与传统的光子晶体不同, 该带隙与布拉格反射无关, 而是来源于光子和纵声子间的耦合效应. 带隙的大小近似为

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_L} = \frac{4}{(m\pi)^2} K^2, \quad (5)$$

$K$  代表机电耦合系数,  $m = 1, 3, 5, \dots$ . 可以看出机电耦合系数越大, 耦合越强, 带隙也越大. 若压电体超晶格材料为铌酸锂晶体, 对应于上述超晶格纵振动的  $K$  值约为  $0.28^{[6]}$ , 从而其一阶带隙大小约为  $3.2\%$ . 对调制周期为  $6.6\mu\text{m}$  的铌酸锂压电体超晶格, 一阶极化激元的激发频率位于  $1\text{GHz}$  左右 (由式  $\omega_L = \pi v_a/d$  决定), 该频段位于微波区域. 高阶极化激元 ( $m = 3, 5, \dots$ ) 的频率位置更高, 对应的带隙大小会越窄, 从方程 (5) 可以看出, 其带隙大小反比于  $m^2$ . 值得注意的是, 这里的  $m$  值只能取奇数, 也就

是不存在偶数阶极化激元. 选择具有较大机电耦合系数的材料, 将有望获得宽的带隙. 如: 用  $\text{Pb}(\text{Sc-Nb})_{0.5}\text{O}_3:\text{PbTiO}_3$  取代铌酸锂,  $K$  值达到  $0.48^{[7]}$ , 理论上的一阶带隙大小约为  $9.34\%$ . 对铌酸锂晶体, 电磁波与横声学波的耦合, 其  $K$  值可高至  $0.76^{[6]}$ , 这种情况下带隙能够达到  $23.4\%$ . 从上述讨论可以看出这种耦合效应导致的极化激元在制造微波反射器方面有着潜在的应用价值.

与离子晶体相比, 压电体超晶格有众多不同的地方. 在离子晶体中, 极化激元是电磁波与横光频支声子的耦合; 在压电体超晶格中, 极化激元是电磁波与声频支声振动的耦合. 而且, 在压电体超晶格中, 电磁波不仅可与横声频支声振动耦合, 还可以与纵声频支声振动耦合, 这在离子晶体中是无法实现的. 这是因为在压电体超晶格中, 这些声频支的声振动通过压电效应会导致超晶格的横向极化. 对压电体超晶格的研究不仅有基础研究的意义, 还具有潜在的应用背景. 根据其长波光学性质, 可望开发出一些新型微波器件和声学器件.

压电体超晶格材料是目前众多的微结构材料中的一种, 其他的有光子晶体材料、声子晶体材料、准位相匹配材料等. 在实际晶体中, 除了存在晶格与电磁波的耦合外, 还存在大量的其它各种耦合效应和元激发. 这些都有可能在微结构材料中找到对应的物理过程. 另一方面, 不同的物理系统和不同的结构层次之间除了对应一面以外, 还有不能对应的一面. 即: 微结构材料与实际晶体间有关联, 又有各自的特殊性, 这为探索某些物性的本质以及尺度对物理规律的影响提供了方便的途径. 目前对微结构材料中的物理效应, 特别是各种耦合物理过程的研究, 已成为凝聚态物理学、材料科学和光电子技术领域的一个极富基础研究意义与应用价值的研究课题.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Joannopoulos J J, Meade R D, Winn J N. Photonic Crystals. Princeton, NJ, Princeton Univ. Press, 1995
- [ 2 ] Zhu S N, Zhu Y Y, Ming N B. Science, 1997, 278: 843
- [ 3 ] Vasseur J O, Deymier P A, Chenni B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 86: 3012
- [ 4 ] Lu Y Q, Zhu Y Y, Chen Y F *et al.* Science, 1999, 284: 1822
- [ 5 ] Zhu Y Y, Zhang X J, Lu Y Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 053903
- [ 6 ] Zhu Y Y, Zhu S N, Qin Y Q *et al.* J. Appl. Phys., 1996, 79: 2221
- [ 7 ] Alberta E F, Bhalla A S. Mater. Lett., 1998, 35: 199

# 气压对颗粒物质振动分离的影响<sup>\*</sup>

阎学群<sup>1,2</sup> 史庆藩<sup>1,2</sup> 厚美瑛<sup>1</sup> 陆坤权<sup>1,†</sup>

(1 中国科学院物理研究所 北京 100080)

(2 北京理工大学物理系 北京 100081)

陈志强

(中研院物理研究所 台北 115)

**摘要** 文章作者系统地研究了垂直振动颗粒床中,在不同气压、颗粒尺寸以及密度情况下大球的运动规律.实验发现,系统处于真空状态或低气压时,大球总是向上运动.然而,当在通常大气压下,大球则会出现上升和下降两种运动状态.大球下降这种运动状态,只在大球的密度和颗粒床中颗粒尺寸足够小时才会出现.颗粒床中的负气压梯度导致大球下降.

**关键词** 颗粒物质,分离,巴西果效应

## Effects of air on the segregation of particles in a shaken granular bed

YAN Xue-Qun<sup>1,2</sup> SHI Qing-Fan<sup>1,2</sup> HOU Mei-Ying<sup>1</sup> LU Kun-Quan<sup>1,†</sup>

(1 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

(2 Department of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081)

CHEN Zhi-Qiang (Chan Chikeung)

(Institute of Physics, Academia Sinica, NanKang, Taipei 115)

**Abstract** The effects of interstitial air on the motions of a large intruder in a shaken granular bed are studied experimentally as a function of ambient air pressure, particle size of the bed, and the density of the intruder. It is found that the intruder always rises from the granular bed in the absence of air. However, the intruder can acquire both positive and negative buoyancy in the presence of air. Negative buoyancy can be observed only when both the density of the intruder and the particle size of the bed are small enough. This negative buoyancy can be explained by the unusual air pressure distribution found in the bed.

**Key words** granular matter, segregation, Brazil nut effect

颗粒物质 (granular matter) 是以离散态形式存在的物质形态. 颗粒物质在自然界、日常生活及生产和技术中普遍存在, 是最为人们所熟悉的物质类型之一, 其运动规律与一般固体和液体很不相同. 颗粒物质的复杂行为一直以来没有得到很好认识, 因此这一领域近年来受到物理学界的广泛关注<sup>[1-4]</sup>. 对于一个大小颗粒混合的系统, 当受到外界扰动 (如振动、摇动等) 时, 会发生大小颗粒的分离. 在垂直振动作用下, 一般是大颗粒运动到上层, 小颗粒运动到下层, 这称之为“巴西果效应” (Brazil nut

effect)<sup>[5]</sup>. 欧洲人常用的早餐穆兹利是以燕麦片和包括较大的巴西果在内的干果混合制成. 人们发现, 每天第一个从盒里倒出穆兹利的人总会得到更多的巴西果, 而最后倒穆兹利的人则只能得到燕麦片, “巴西果效应”名称源于此. 混合颗粒的振动分离是一个人们所熟知的现象. 但是长久以来, 人们对“巴西果效应”的形成机理并不十分清楚. 1998年, Shin-

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号 10274098) 资助项目

2003-07-31 收到初稿 2003-09-26 修回

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: lukq@aphy.iphy.ac.cn