

Si/Si_{1-x}Ge_x 应变层超晶格折叠 声子能隙的精细测量

张鹏翔* D. J. Lockwood, J-M. Baribeau, H. J. Labbé

(Institute for Microstructural Sciences, National Research Council, Canada,
Ottawa, ON K1A OR6, Canada)

摘要 采用高分辨喇曼光谱仪测量了 Si/Si_{1-x}Ge_x 应变层超晶格中折叠纵向声学支 (FLA) 声子的非弹性散射谱。通过改变激光波长得到了折叠布里渊区边界附近 FLA 声子的色散曲线，并第一次获得了四级 FLA 声子带隙。将 Rytov 理论和精确测量结果进行了比较，讨论了 Rytov 理论的应用范围及限制，发现在折叠布里渊区边界上 Rytov 理论与实验有明显分歧。高分辨喇曼谱还揭示出 FLA 声子峰的精细结构和系列卫星线，讨论了产生这些精细结构的机制以及用于材料标识的可能性。

PACC: 7830, 7865, 6320D

1 引言

应变层超晶格的研究受到越来越多的重视，除了需要理解基本物理现象之外，光明的器件应用前景是主要原因。人们已经在 Si/Si_{1-x}Ge_x 应变层超晶格中获得高达百万的迁移率，并观察到了分数量子霍尔效应，各种各样的器件也在研制之中^[1-2]。研究发现应变的大小、界面的粗糙度以及超晶格的组成上哪怕是很微小的变化都直接影响到材料的性能。因此人们采用了各种设备，许多方法研究、标识超晶格的细致结构。如 X 光双晶衍射，X 光掠射反射谱^[3,4]，透射电镜^[5]，原子力显微技术 (AFM)^[6]，光致发光^[7]，喇曼光谱^[8-12]等。

喇曼光谱作为非破坏性手段，从光学支声子、声学支声子及量子阱中的电子的非弹性散射中获取了超晶格的许多重要信息。但以往的喇曼谱多使用 1 米双光栅单色仪，其实际分辨率在 1.0 cm⁻¹ 左右，用更高分辨率的谱仪测量对超晶格的细微结构能提供更准确的信息，不仅对理论模型提出更严格的检验，也对器件材料的标识给出更准确的参数，因此是目前人们十分关心的。

物理上超晶格有两个主要特点。一是新的更大的周期引起的倒易空间中布里渊区的折叠，另一个则是在折叠布里渊区 (FBZ) 中心和边界上声子色散曲线折叠处出现声子带隙 (参见图 1)。许多喇曼实验在不同的超晶格中证实了折叠效应的存在，通过理论和

* 中国科学院物理研究所，北京 100080

1992 年 9 月 10 日收到初稿，1992 年 12 月 25 日收到修改稿

实验的比较,还提供了超晶格的结构、物理参数,如组成层的厚度,声速等^[10,11]。几位作者曾测量 FBZ 中心或边界上的声子带隙^[9,13],但通常只测到最低一级的能隙,并且有时仅仅是两只声子中的一只,因此,迄今人们对声子带隙的实验测量是有限的,理论和实验是否准确符合还不能做出明确的结论。而理论上人们预言在 FBZ 边界附近声子散射会有许多戏剧性变化。因此实验上精确测量 FBZ 边界附近声子的色散,能隙大小,散射强度的变化是很重要的。

本文用高分辨喇曼光谱仪测量 Si/Si_{1-x}Ge_x 应变层超晶格中折叠纵向声学支(FLA)声子的结果。适当地选取超晶格的结构参数并改变激光波长,我们测量了声子波矢跨越 FBZ 边界上四对 FLA 声子的频率、散射强度的变化,首次获得 FBZ 边界上四级声子带隙的数据,并为系统研究 FBZ 边界上带隙两边 FLA 声子的行为提供了可靠的数据。初步分析这些结果表明,尽管 Rytov 理论在 FBZ 内部能精确地预言 FLA 声子的频率(误差小于 0.5%),在边界上却总与实验有明显的分歧。实验结果还显示了 FBZ 边界附近声子散射强度的戏剧性变化和声子

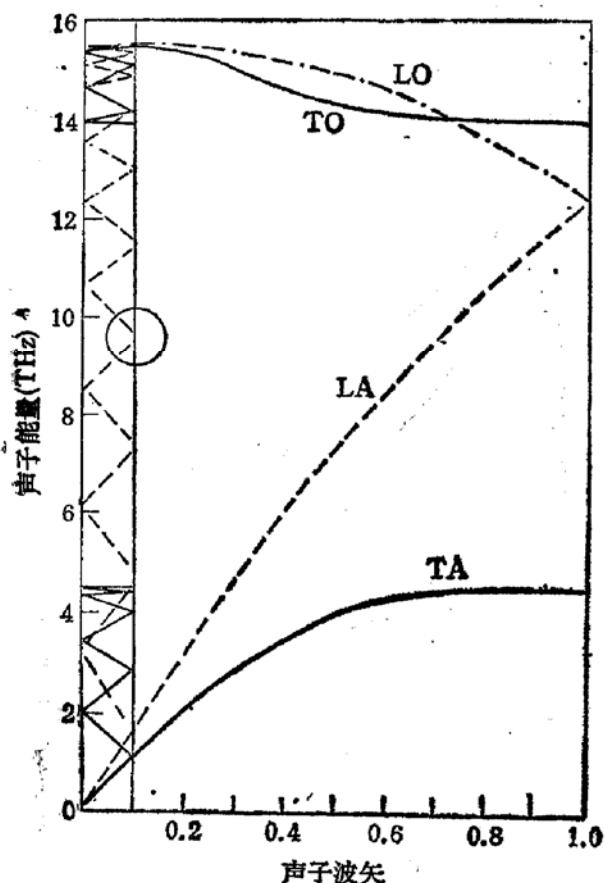


图 1 超晶格中布里渊区的折叠及声子带隙的出现

线宽在趋近 FBZ 边界时的致窄现象。高分辨喇曼测量还揭示出 FLA 声子峰的精细结构:主峰似乎由数个峰叠加而成,主峰周围有近于等间距的卫星线出现。讨论了这些精细结构产生的可能原因以及用于超晶格参数精确标识的可能。

2 超晶格中声子的光散射理论

光与超晶格中声子的非弹性散射理论主要由两部分组成。一个是如何描写周期层状介质中的声子传播,一个是它们怎样与光发生非弹性散射。描写超晶格中声子行为也有两种主要理论。一种是比较形象直观的弹性波近似理论,一种是原子链模型理论。

弹性波或连续介质近似理论是 Rytov 在研究地震波在地壳中的传播时提出的^[14]。考虑一周期层状介质中的声波,在低频或长波长的限制下,求解每层介质中的波动方程,施以周期性边界条件可以得到如下的声波色散关系:

$$\cos(qd) = \cos\left(\frac{\omega d_1}{v_1}\right) \cdot \cos\left(\frac{\omega d_2}{v_2}\right) - \frac{R^2 + 1}{2R} \cdot \sin\left(\frac{\omega d_1}{v_1}\right) \cdot \sin\left(\frac{\omega d_2}{v_2}\right), \quad (1)$$

其中 q 为声子波矢, $d = d_1 + d_2$ 是层状介质的周期长度, d_1, d_2, v_1, v_2 分别是两种介质的厚度和声速, $R = \rho_1 v_1 / \rho_2 v_2$ 是两层介质的声阻抗比, ρ_1, ρ_2 是两层介质的密度。人们

发现可以用 Rylov 理论描写超晶格材料中的声学支声子^[1]。并且, 实际上(1)式预言了半导体超晶格的两个主要特点: 1) 布里渊区的折叠以及随之而来的声子色散曲线的折叠, 和 2) 在折叠布里渊区中心和边界上声子能带隙的出现。当远离 FBZ 中心和边界时, (1)式可简化为:

$$\omega(q) = v \left(q \pm \frac{2\pi m}{d} \right), \quad (2)$$

其中 v 是超晶格的声速, m 是折叠指数。(2)式更清楚地显示了折叠效应。由(1)式可得到带隙大小的近似表达:

$$\Delta\omega \approx \frac{v(p_2 - p_1)}{\rho d} \sin \left(\frac{\pi m d_1}{d} \right), \quad (3)$$

其中 ρ 为超晶格的密度。(3)式表明除了声阻抗的影响外, 超晶格的结构参数 d_1/d , 折叠指数 m 也对声子带隙的大小有直接影响, 如果恰巧 $m d_1/d$ 为整数, 则无论声阻抗差别有多大, 带隙却总为零。从另一个角度看, 测量多级声子带隙对精确标识超晶格的结构参数、物理参数是更重要的。远离 FBZ 的测量, 由(2)式表达, 对许多参数则是不灵敏的。

描写超晶格中声子行为的另一理论是原子链模型^[15]。它以原子的质量、与近邻原子的相互作用力常数为基本参数, 通过求解原子运动方程给出各种情况下的声子的频率、色散。它不仅可描写声频支声子, 更适于描写光频支声子。原则上, 这是更微观更直接地对声子的描写, 但通常计算量大, 很难和实际进行比较。

在背散射条件下, 光与声子发生非弹性散射时, 参与散射的声子波矢为:

$$q = 4\pi n/\lambda, \quad (4)$$

其中 λ 为光波长; n 为材料的折射率, 这里是 Si/Si_{0.52}Ge_{0.48} 的折射率。为了意义明确和简便, 人们常用归一化的声子波矢 Q 描写超晶格的声子色散:

$$Q = q/q_m = \frac{4\pi d}{\lambda}, \quad (5)$$

其中 q_m 为折叠布里渊区边界 ($q_m = \pi/d$)。根据(5)式人们可以选取超晶格结构 d 、 n 和激光波长, 以便测量 FBZ 边界附近声子。本实验中 $d = 254 \text{ \AA}$, n 在使用波长约为 4.4—4.8, 故相应归一化声子波矢分布在 0.85—1.05 范围内, 刚好适于 FBZ 边界附近的声子色散及声子带隙的研究。

在非压电材料中, 光通过光弹耦合机制与声子相互作用。根据这一机制, 在两层介质的声阻抗相同时声学支声子的散射强度可表示为:

$$I \sim \sin^2 \left\{ \frac{d_1}{d} \left[\frac{\omega d_2}{2} \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \mp \pi m \right] \right\} \cdot \left| \frac{\frac{p_1/v_1}{\omega d_2 \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \mp \frac{2\pi m}{d}}} - \frac{\frac{p_2/v_2}{\omega d_1 \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} \right) \mp \frac{2\pi m}{d}}} \right|^2, \quad (6)$$

其中 p_1, p_2 为两种介质的光弹耦合系数。当考虑到两种介质的声阻抗彼此不同时,(6)式进一步复杂化, 文献[10]中给出更一般的表达。(6)式表明 FLA 声子的散射强度不仅与超晶格的结构、物理参数, 折叠指数 m 有关, 也与介质的光弹耦合系数有关。如能精确测量

各级声子的散射强度,可以推算超晶格组成介质的光弹耦合系数 p_1 , p_2 以及随波长的变化。

3 实验

$\text{Si}/\text{Si}_{0.52}\text{Ge}_{0.48}$ 应变层超晶格是用分子束外延技术在 VG Semicon V80 系统中生长的。衬底为(001)取向的 Si 单晶。首先生长一层厚度为 $1\mu\text{m}$ 的缓冲层,然后次第外延生长 49\AA 的 $\text{Si}_{0.52}\text{Ge}_{0.48}$ 和 205\AA 的 Si,总共生长 15 个周期,生长温度为 $450\text{--}500^\circ\text{C}$,外延速度约 4\AA/s 。 $\text{Si}_{0.52}\text{Ge}_{0.48}$ 层的厚度小于临界厚度,故仍取 Si 的晶体结构,但因 $\text{Si}_{0.52}\text{Ge}_{0.48}$ 的晶格常数比 Si 的要大,因此此合金层受有压应力。

X光掠射反射谱是由 Philips 1820 $\theta\text{-}2\theta$ 测角仪用铜 K_α 辐射 1.5 kW 强度获得的。估计仪器的分辨率为 0.02° ,反射下的背景噪声为 $5\text{--}10 \times 10^{-7}$ 。X光双晶衍射是用 BEDE 150 系统,铜 K_α 辐射进行的。用这两种方法评估超晶格的质量并拟合出主要的结构参数: d_1 (Si 层厚度) = 20.5 nm , d_2 (SiGe 合金层) = 4.9 nm , 以及合金层中 Ge 的含量 $x = 0.48$ 。从 X光掠射背反射谱记录到的峰数及其极窄的线宽上看该样品的周期是准确的,界面是平整的,误差约为 2% ,相应界面的粗糙度约为 $3\text{--}5\text{\AA}$ 。

采用两种谱仪获得样品的 FLA 声子谱:SPEX 14018 和 SOPRA DMDP 2000。前者是 1 米双光栅单色仪;后者为两米双光栅双通单色仪,有很高的分辨率,同时对靠近激光频率的杂散光有很强的抑制作用,因此很适于进行布里渊-喇曼散射研究。估算表明在

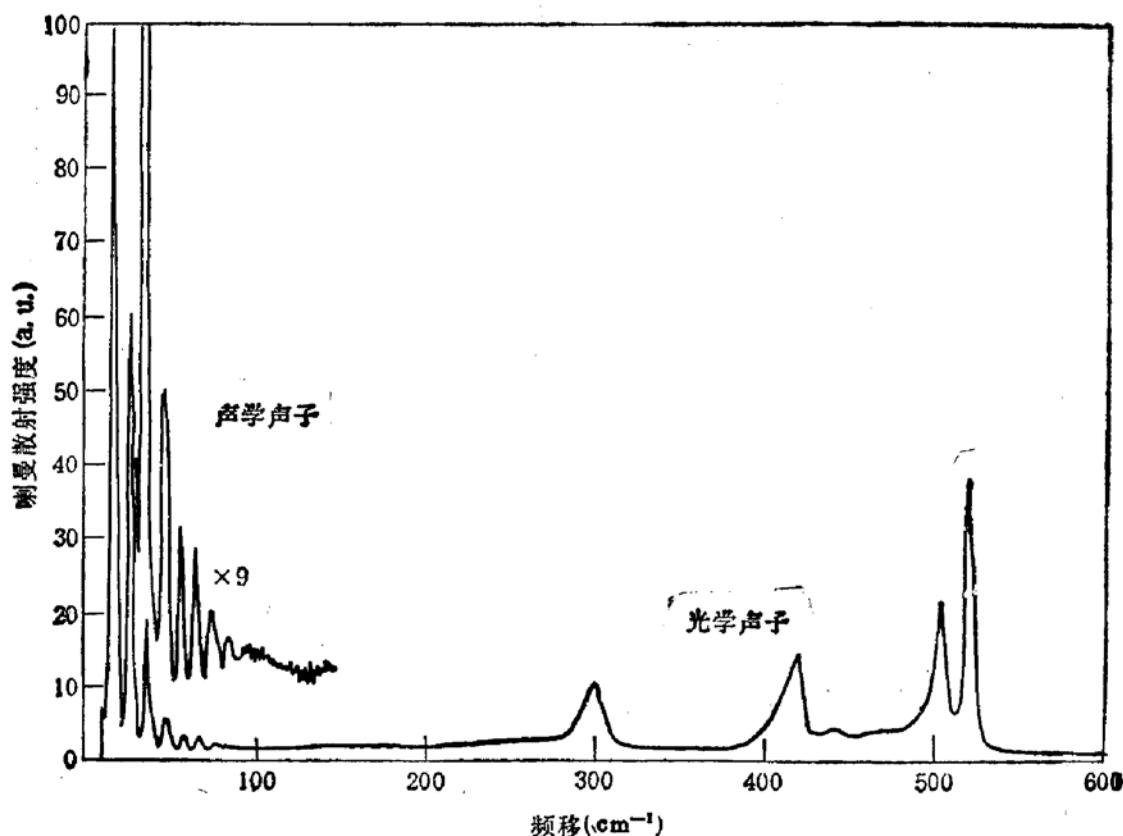


图 2 $\text{Si}/\text{Si}_{0.52}\text{Ge}_{0.48}$ 应变层超晶格的喇曼散射光谱(室温)

Si/Si_{0.52}Ge_{0.48} 样品中 FLA 声子频率在 3—100cm⁻¹ 范围内。用 SOPRA DMDP 2000 能给出全面而细致的结果。

由于样品不透明, 折射指数高, 实验取布儒斯特角背散射安排, 这样可使杂散光降低, 信噪比提高, 也获得对纵向声子的测量。实验在室温下进行。用 Ar⁺ 离子激光的 457.9, 476.5, 488.0, 496.5 和 514.5nm 线激发, 保持入射到样品上的功率为 300 mW。实验证明, 在这一功率下样品因激光加热而产生的影响可以忽略。

图 2 是 SPEX 14018 谱仪记录下的 457.9nm 激光下的散射谱。100cm⁻¹ 以上的几个峰是光频支声子的散射, 可分为 Si—Si 振动 (519.5cm⁻¹ 和 503.9cm⁻¹), Si—Ge 振动 (418.9cm⁻¹) 和 Ge—Ge 振动 (299.19cm⁻¹) 三类。许多人已做过分析, 我们则集中注意声频支声子。从图 2 可知在 100 cm⁻¹ 以下可以识别出 9 个几乎是等间距的尖峰。后面的分析指出, 这是 FLA 声子的散射峰, 而且每一个峰实际上是由两支靠近 FBZ 边

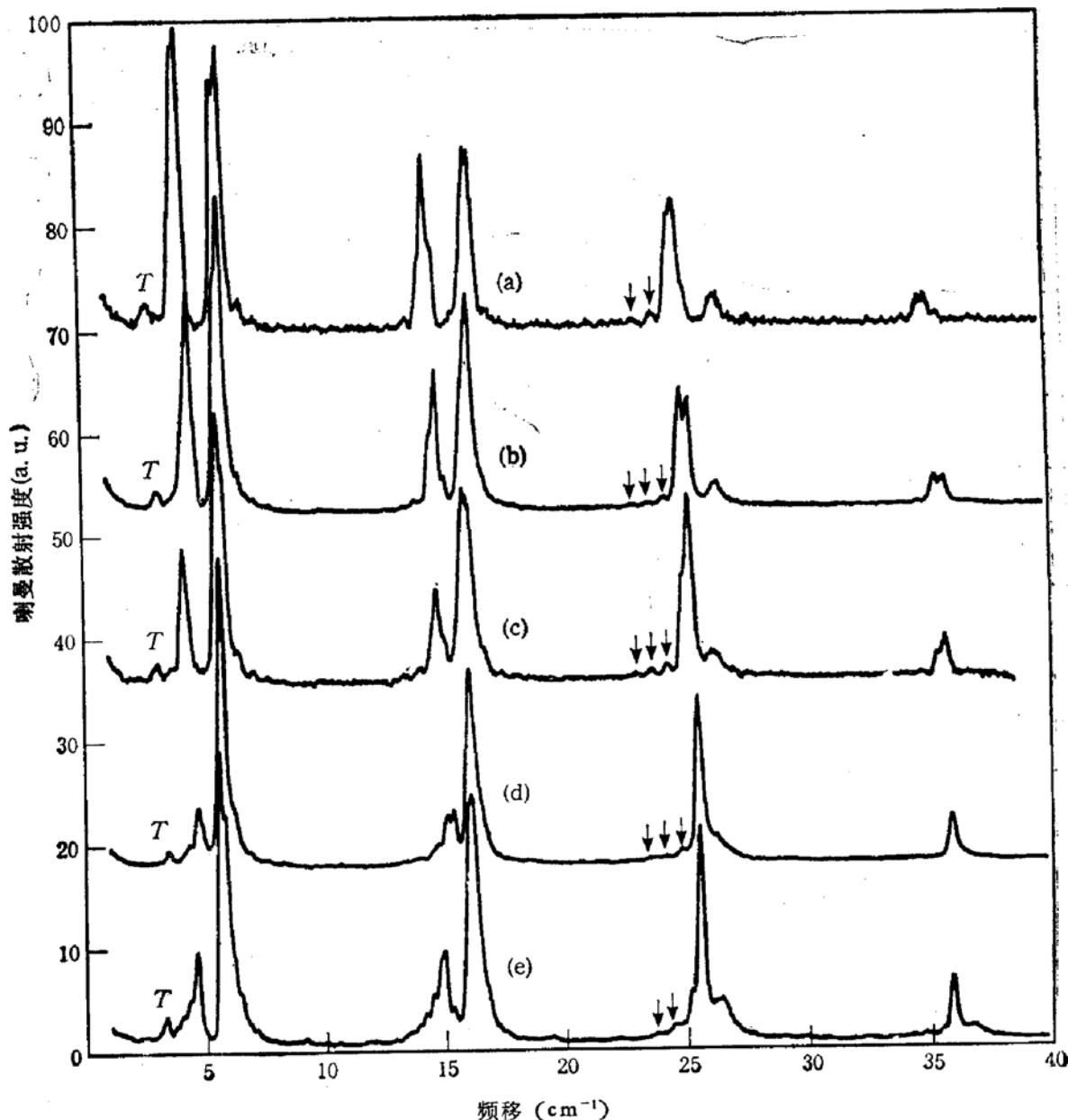


图 3 高分辨谱仪 (SOPRA DMDP2000) 上获得的 FLA 声子谱 样品与图 2 同, 激发激光为 (a) 514.5, (b) 496.5, (c) 488.0, (d) 476.5, (e) 457.9nm, 相应谱的分辨率为: 0.12, 0.15, 0.16, 0.18 及 0.16cm⁻¹

界的彼此接近的峰组成。仅仅因为谱仪分辨率不够而成为单峰。图3是几个波长下用 SOPRA DMDP 2000 测到的 FLA 声子的喇曼谱。与图2对比可知，原来的一个峰的确在高分辨谱仪下变为两个峰，其间距依波长的改变有所不同。此外还首次发现每个 FLA 峰均有精细结构，对此本文将做进一步讨论。

根据 Rytov 理论，可由(1)式计算折叠声子的色散关系，所用的超晶格物理参数列于表1。由(5)式可以算出不同波长下实验测到的声子波矢，从而将实验和理论做一比较。图4是计算的理论色散曲线和实验测量(点子)的比较。在图4中我们将 457.9 nm 下的测量值，其归一化波矢为 1.05，换算到 FBZ 内归一化波矢为 0.95 处标出。三条曲线是三种物理参数选择的结果，将在结果与讨论中说明。表2列出两个典型波长(457.9 和 514.5 nm)下 FLA 声子的测量值和最佳理论值。

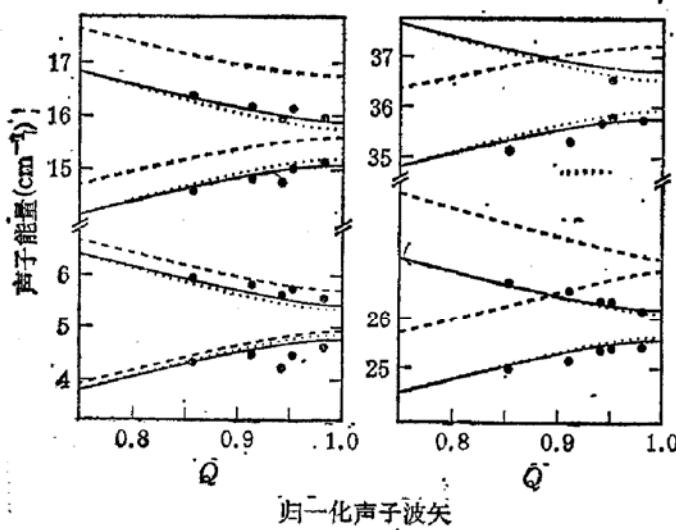


图4 Si/Si_{0.52}Ge_{0.48} 超晶格中 FLA 声子在折叠布里渊区边界附近的色散关系 曲线为不同参数选取(见表1)下的计算值,圆点为实验值 (…a, —b, ---c)

(457.9 和 514.5 nm) 下 FLA 声子的测量值和最佳理论值。

表1 拟合折叠布里渊区边界附近 FLA 声子高分辨喇曼谱时所用的 Si/Si_{1-x}Ge_x 超晶格参数

| | ρ_{Si} (g/cm ³) | ρ_{SiGe} (g/cm ³) | V_{Si} ($\times 10^3$ cm/s) | V_{SiGe} ($\times 10^3$ cm/s) | |
|--------|--|--|--|--|------|
| 本文 | 2.329 | 3.96 | 8.433 | 6.20 | 曲线 a |
| 文献 | 2.30 | 4.06 | 8.35 | 6.40 | 曲线 b |
| [9,10] | 2.33 | 3.83 | 8.433 | 7.3—7.5 | 曲线 c |

表2 两个波长下 FLA 声子频率的实验测量与计算值的比较及声子的识别

| 514.5 nm ($q/q_m = 0.855$) | | m | 457.9 nm ($q/q_m = 1.05$) | |
|------------------------------|------------------------|-----------|-----------------------------|------------------------|
| ω_{exp} | ω_{calc} | | ω_{exp} | ω_{calc} |
| 4.35 | 4.38 | brillouin | 5.79 | 5.96 |
| 6.04 | 5.96 | -1 | 4.51 | 4.63 |
| 14.67 | 14.75 | +1 | 16.21 | 15.92 |
| 16.44 | 16.34 | -2 | 15.08 | 15.17 |
| 25.00 | 25.09 | +2 | 26.30 | 26.23 |
| 26.68 | 26.66 | -3 | 25.40 | 25.53 |
| 35.23 | 35.45 | +3 | 36.2 | 36.64 |
| — | 37.05 | -4 | 35.6 | 35.87 |
| 45.58 | 45.81 | +4 | 46.69 | 46.93 |
| — | 47.37 | -5 | — | 46.25 |
| 57.23 | 55.89 | +5 | 56.94 | 57.42 |
| — | 57.73 | -6 | — | 56.21 |

4 结果与讨论

首先我们看图 3 中的主峰,而不计其精细结构。主峰的特点是两个一组,其间距依波长变短而减小。 476.5nm ($Q = 0.977$) 最小,此后在 457.9nm ($Q = 1.05$) 又增加。这实际上就是 FLA 声子的色散,是与理论预言趋势上一致的。图 4 清楚地显示了当声子波矢趋近 FBZ 边界时两支 FLA 声子逐渐靠近的情况,同时也表明在 FBZ 边界附近色散关系不由(2)式的直线描写,而应由(1)式描写,偏离直线,并出现声子能隙。我们的实验则首次测到了四个声子能隙。实验测到的能隙与 Rytov 理论(1)式推算的能隙列于表 3。图 4 中画出了三条曲线,分别取三种不同的超晶格物理参数,曲线 a 是只调整合金层的声速 v_2 固定其他参数获得的,曲线 c 则所有参数均取自文献,曲线 b 是调整 v_1, v_2, ρ_1, ρ_2 得到的。很明显尽管还有一些分歧,后者获得最好的理论与实验的吻合。表 2 列出了两个典型波长($514.5, 457.9\text{nm}$)下,曲线 b 和实验测量值的比较。归纳图 4、表 2 的结论可以得出: Rytov 理论在低频率下(50cm^{-1} 以下),离开 FBZ 边界和中心时,与实验有非常好的吻合,其预言的声子频率和测量值之间的误差只有 0.5%。但是在 FBZ 边界上对能隙的预言却与实验有明显的分歧(见表 3),主要表现在理论预言和实验测量的趋势还有不同。如果只调整未知 m 合金层声速 v_2 ,密度由 X 光测量推知,则算出的四级声子能隙都小于实验值。如果调整 v_1, v_2, ρ_1, ρ_2 ,使拟合最好,则发现一、三能隙的理论值偏小,而二、四级理论值偏大。很可能还有其他因素,例如边界上两支声子靠近时的耦合,影响声子能隙的大小。

表 3 在折叠布里渊区边界上 Si/Si_{0.52}Ge_{0.48} 超晶格的 FLA 声子能隙的测量值与计算值比较

| | 第一能隙 | 第二能隙 | 第三能隙 | 第四能隙 |
|-------|------|------|------|------|
| 实验 | 0.94 | 0.81 | 0.71 | 0.70 |
| 拟合 a) | 0.53 | 0.65 | 0.51 | 0.59 |
| 拟合 b) | 0.70 | 0.86 | 0.57 | 0.87 |

表 4 列出了测量到的各声子模式在跨越 FBZ 时的散射强度变化。每一波长下均取原始纵声学支(LA)声子散射强度为 100 做归一,各不同波长之间并未进行强度的绝对校准。总体看强度依波矢的变化与(6)式预言的趋势是一致的。但是很难按此推算光弹耦合系数,如对声子能隙的理论-实验比较一样,可能还需修正目前的理论,以便得到 FBZ 边界上的更好吻合,在此基础上或可获得更可靠的光弹耦合系数及其波长关系。

现在我们来讨论高分辨喇曼光谱中观察到的精细结构。图 3 记录下的 FLA 声子散射峰有两个特点是从前未观测到的。一个是 FLA 声子的奇特线型和有时劈裂为明显的双峰;一个是在 FLA 声子峰周围出现了近于等间距的弱的卫星线。这在 GaAs 类或是 Si/SiGe 类超晶格中都是未曾发现过的。有几种机制可以造成这些精细结构。一个最直接的机制就是超晶格的周期涨落。从(2)式可知,如果周期 d 不是单一数值,而是有涨落 Δd ,则 FLA 声子的频率也会不同:

$$\Delta\omega = 2\pi mv\Delta d/d^2. \quad (7)$$

如果涨落 Δd 是连续值则造成 $\Delta\omega$ 连续增加, 形成 FLA 峰的展宽, 并且这一展宽按折叠级数 m 的上升而更为明显。我们曾有意地生长了一组样品, 令其周期逐渐变大, 证明了 FLA 声子线宽的展宽^[16]。如果 Δd 很小, 则 Δd 的变化可能以原子层的厚度为单位非连续的变化, 于是就可以出现多峰组合或双峰。在 $\text{Si}/\text{Si}_{0.52}\text{Ge}_{0.48}$ 超晶格中一个原子层厚为 1.38 \AA , 取 $\Delta d = 5.4 \text{ \AA}$, 相当于 4 个单原子层厚度, 拟合 514.5 nm 的实验测量, 获得较好的吻合。这说明我们的样品中存在着周期差 4 个原子层的两种超晶格周期。这与 X 光测量给出的界面粗糙度约为 $3\text{--}5 \text{ \AA}$ 是相当的。

表 4 $\text{Si}/\text{Si}_{0.52}\text{Ge}_{0.48}$ 超晶格声子喇曼散射强度及其跨越折叠布里渊区时的演变(每一波长下, 不同折叠声子的强度以 LA 声子强度归一化, 各波长之间未归一化)

| $\lambda(\text{nm})$ | Q | LA | FLA ₋₁ | FLA ₊₁ | FLA ₋₂ | FLA ₊₂ | FLA ₋₃ | FLA ₊₃ | FLA ₋₄ |
|----------------------|-------|-----|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 514.5 | 0.855 | 100 | 95 | 54 | 64 | 48 | 12 | 13 | 4.5 |
| 496.5 | 0.908 | 100 | 141 | 64 | 98 | 54 | 12 | 14 | — |
| 488.0 | 0.937 | 100 | 285 | 42 | 254 | 103 | 25 | 27 | 5.4 |
| 476.5 | 0.977 | 100 | 498 | 91 | 314 | 25 | 267 | 74 | — |
| 457.9 | 1.05 | 100 | 34 | 82 | 46 | 21 | 61 | 19 | 4.6 |

另一个可能原因是实际超晶格样品的有限厚度。Rytov 理论描述的是无限大或半无限大的超晶格(层状介质)。当周期数目有限时, 超晶格的厚度被限定, 实际上有了新的边界条件。这会改变(1)式给出的解。另一方面这似乎也可理解为有限样品厚度内声波与超晶格声波的叠加或干涉。详细结果应由原子链模型给出, 这一工作正在进行之中。

还有其他原因可以造成弱的散射峰。如折叠的横声学支(FTA)声子的散射。尽管实验取背散射配置, 但并不是绝对的背散射, 布儒斯特角下的入射以及收集透镜的较大的立体角都会使横声子的散射光进入记录系统。图 3 中标有 T 的弱峰就被证明是横声子的散射。它依激光波长的变短而移向高频, 按(1)式, 代入 Si 的横声速 $v_{\text{Si}}^T = 5.8 \times 10^5 \text{ cm/s}$, 可以从实验测到的 $\omega_T - \lambda$ 关系得到 SiGe 合金的横声速: $v_{\text{SiGe}}^T = 4.4 \times 10^5 \text{ cm/s}$, 该值也是首次测到。但由于实验上对横声子散射是禁止的, 只有一支横声子被测到, 高次折叠横声子未被测到, 所以其值的精度不高。如果选择另外的配置, 允许横声子参与散射, 能测到高次折叠和 FBZ 边界的色散则可获得更准确的数值, 并由此推算应变层材料的弹性常数。

观察图 3 不难发现另一有趣的实验现象, 就是折叠声子的散射线宽在趋近折叠布里渊区边界时的变窄。文献[10]指出超晶格中声子线宽与光吸收系数 α_{op} 、声衰减常数 α 及声群速 v_g 有关:

$$\Delta\omega \propto 2v_g(\alpha + \alpha_{op}). \quad (8)$$

根据(1)式可知声速 $v_g = \frac{d\omega}{dq}$, 在趋近折叠布里渊区边界时因能隙的出现, 色散曲线变得平缓而趋于零。此时声波变成驻波, 寿命长而线宽窄。这定性地解释了实验中观察到的致窄现象。然而定量地从声子线宽获得声子寿命或光吸收、声衰减方面的信息还需要理解声子散射峰的精细结构起因, 对此应有更精确的测量实验和发展相应的理论。

5 结论

首次测量了 Si/Si_{1-x}Ge_x 应变层超晶格中折叠纵向声学支声子在折叠布里渊区边界附近的色散关系, 并得到四级声子能隙的数据。与 Rytov 理论的比较说明, 在折叠布里渊区边界上 Rytov 理论与实验有明显分歧; 在折叠布里渊区内部, 声子频率较低时 (45 cm^{-1} 以下) Rytov 理论预言的声子频率和实验测量值之间误差一般不大于 0.5%, 是很精确的。与 Rytov 理论的比较还说明, 要从喇曼测量中得到准确的超晶格结构参数、物理参数, 则测量高次折叠声子和声子能隙附近的色散是必要的。高分辨喇曼实验还揭示出折叠声子的精细结构以及主峰周围的卫星线。这可能与超晶格的周期涨落、有限厚度及界面不平整有关。显然充分理解这些精细结构能获取超晶格的更精确的结构和物理信息。对实验中观察到的声子线宽在趋近 FBZ 边界时出现的致窄现象进行了解释。实验中测到的各支声子强度变化为检查折叠布里渊区边界上声子散射理论提供了详细的数据。

致谢 本文作者诚挚地感谢蒋毅坚博士在本文出版中的热情帮助。

参 考 文 献

- [1] See for example K. Eberl and W. Wegscheider, in "Handbook on Semiconductors 2nd Edition., Vol. 3: Materials, Properties and Preparation" (Ed. S. Mahajan) in press.
- [2] 黄昆, 物理, 1991, **20**: 321.
- [3] Y. H. Phang, D. E. Savage, T. F. Kuech, M. G. Lagally, J. S. Park and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett., 1992, **60**(24): 2936.
- [4] D. G. Stearns, J. Appl. Phys. 1992, **71**: 4286.
- [5] A. Ourmazd, D. W. Taylor, J. Cunningham and C. W. Tu, Phys. Rev. Lett., 1989, **62**: 993.
- [6] G. W. Smith, A. J. Piddock, C. R. Whitehouse, J. L. Glasper, A. M. Keir and C. Pickering, Appl. Phys. Lett., 1991, **59**(25): 3282.
- [7] J.-P. Noël, N. L. Rowell, D. C. Houghton and A. Wang, Appl. Phys. Lett., 1992, **65**: 1.
- [8] D. Gammon, B. V. Shanabrook and D. S. Katzer, Phys. Rev. Lett., 1991, **67**: 1547.
- [9] C. Colvard, T. A. Gant, M. V. Klein, R. Merlin, R. Fisher, H. Morkoc and A. C. Gossard, Phys. Rev. 1985, **B31**: 2080.
- [10] J. Sapriel and B. Djarfari-Rouhani, Surf. Sci. Repts., 1989, **10**: 189.
- [11] D. J. Lockwood and J. F. Young, "Light Scattering in Semiconductor Structures and Superlattices" New York: Plenum, 1991.
- [12] Z. P. Wang, H. X. Han, G. H. Li, D. S. Jiang and K. Ploog, Phys. Rev., 1988, **B38**: 8483.
- [13] H. Brugger, H. Reiner, G. Abstreiter, H. Jorke, H. J. Herzog and E. Kasper, Superlattices and Microstructures, 1986, **2**: 451.
- [14] S. M. Rytov, Sov. Phys. Acoust. 1956, **2**: 67.
- [15] A. S. Barker, Jr., J. L. Merz and A. C. Gossard, Phys. Rev. 1978, **B17**: 3181.
- [16] P. X. Zhang, D. J. Lockwood and J.-M. Baribeau, to be published.

High Resolution Measurement of Phonon Energy Gaps in Si/Si_{1-x}Ge_x Strained Layer Superlattices

P. X. Zhang^{1,2}, D. J. Lockwood¹, J-M. Baribeau¹ and H. J. Labbe¹

(1 Institute for Microstructural Sciences, National Research Council Canada, K1A 0R6)

(2 Institute of Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract High resolution Raman measurements on the folded longitudinal acoustic phonons in a strained layer Si/Si_{1-x}Ge_x superlattice are reported. The dispersion relations near the folded Brillouin zone boundary are obtained by varying the laser wavelength, and the four lowest folded phonon energy gaps are measured for the first time. We compare the results with Rydov theory, and discuss the advantages and limitations of Rydov theory. It is found that there is a discrepancy between theory and experiment in the vicinity of the folded Brillouin zone boundary. The high resolution measurements reveal some fine structure and a series of satellite lines. We discuss the possible origins of these fine structures and their use for characterization of the superlattices.

PACC: 7830, 7865, 6320D