

多层异质结构中的声学声子输运

贺梦冬[†] 龚志强

(中南林业科技大学理学院 株洲 412006)

(2006 年 8 月 12 日收到 2006 年 10 月 13 日收到修改稿)

在连续弹性近似下,采用转移矩阵方法,研究了由不同含 Al 浓度的异质结($\text{GaAs}/\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$)所构成的对称多层异质结构中的声学声子输运性质.结果表明,该结构中的声子透射谱具有与同组分厚度超晶格(GaAs/AlAs)不一样的特征,具体体现在透射曲线振荡幅度与频率等方面,声子透射谱特征与对称异质结构中 $\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$ 层的含 Al 浓度 x_i (i 表示对称轴两边的第 i 层)的分布有很大的关系,具体表现为:当 x_i 随 i 的增加而递减时,透射谱线除主波谷外较平滑;而当 x_i 随 i 的增加而递增时,透射谱振荡明显增大,且主波谷被分裂.声子透射系数还依赖于异质结组分的厚度,尤其是 $\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$ 的厚度.另外,异质结的层数对声子输运也产生一定的影响.

关键词:输运,声子,异质结

PACC:4390,6320,7340L

1. 引言

随着分子束外延(molecular beam epitaxy)金属有机物化学气相沉积(metal organic chemical-vapor deposition)等微结构制造技术的高速发展,人们能够制造出各种各样的半导体超晶格、量子阱等多层结构材料,且其每层的厚度和材料性质都能被精确地控制,这就大大提高了人们对这些材料的研究兴趣.迄今为止,人们对量子阱和超晶格等低维纳米结构中的电子态^[1-3]和振动^[4-20]性质进行了大量的研究.在声学声子领域,由于声学声子的振动性质不仅在超晶格及其相关低维纳米结构中的电子-声学声子散射相互作用及其热输运中起着重要作用,而且对声学器件的设计有着重要的参考价值,所以这些材料中的声学声子的性质被广泛而深入地研究了.在理论上,研究工作者运用转移矩阵和格林函数方法研究了无限和半无限半导体超晶格^[9-12]、有限超晶格^[13,14]和多层型超晶格^[15,16]中的声学声子色散关系.同时也探究了非晶态、近周期半导体超晶格和量子阱等结构中声学声子模性质^[17-20].在实验方面,拉曼散射^[21,22]、声子输运谱^[23]和飞秒泵激探测技术^[24,25]被用来探索声学振动谱性质.从这些研究中,我们知道:在由两种材料构成的半导体超晶格

中,声学声子在布里渊微区的色散曲线可看作是两体布里渊区中的平均声子色散曲线折叠到超晶格布里渊微区,再加上两者差别的微扰而产生.在超晶格布里渊微区的中心和边界形成微隙,故常称超晶格中的声学声子为折叠声学声子.

近年来,人们对含非均匀层(表面、界面和缺陷层等)超晶格中的局域态产生了浓厚的兴趣.这些非均匀层使得超晶格结构偏离周期性,从而导致了微隙中局域模的出现.就局域声学声子模而言,Chen 等^[26,27]分析了含结构缺陷的两层超晶格中的缺陷层与组分层对局域折叠声学声子模性质的影响;Li 等^[28]研究了含结构缺陷的三层超晶格中的局域折叠声学声子模性质,他们发现这些局域态的出现影响着声子输运性质.最近,Huang 等^[29,30]对量子波导中的声子输运性质作了深入地研究,结果表明通过改变结构参数可以实现对声子透射系数和热传导的控制.这些研究成果为声学器件的开发提供了理论基础.

本文研究了一个由含 Al 浓度 x_i 不同的异质结($\text{GaAs}/\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$)连结而成的对称多层异质结构中的声学声子输运性质.就我们所知,目前还没有相应的文献报道.在这个工作中,我们发现了一些与同组分厚度超晶格(GaAs/AlAs)不一样的输运特征,具体体现在透射曲线振荡幅度与频率等方面;声子透

[†] E-mail: hemendong@sohu.com

射系数对各异质结中的三元混合晶 $Al_{x_i}Ga_{1-x_i}As$ 含 Al 浓度 x_i 的分布、异质结组分层的厚度及层数十分敏感. 这些工作将有助于深入理解多层异质结构中的声学声子性质和输运特征.

2. 理论模型和公式

考虑如图 1 所示的结构: 一个呈对称分布的多层异质结 ($GaAs/Al_{x_i}Ga_{1-x_i}As$) 镶嵌在两旁无限

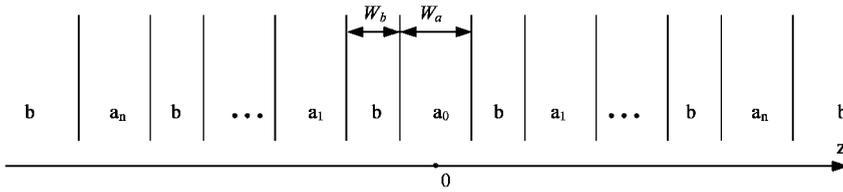


图 1 多层异质结镶嵌在两旁无限电介质中的结构示意图 $a_i (i = 0, 1, \dots, n)$ 表示 Al 含量为 x_i 的 $Al_{x_i}Ga_{1-x_i}As$, b 材料为在 GaAs, 材料 a_i 和 b 的厚度分别为 W_a 和 W_b

GaAs 电介质中, $a_i (i = 0, 1, \dots, n)$ 表示 Al 含量为 x_i 的 $Al_{x_i}Ga_{1-x_i}As$, b 材料为 GaAs, W_a 和 W_b 分别表示材料 $a_i (i = 0, 1, \dots, n)$ 和 b 的厚度, 选择异质结的生长沿 z 轴方向, a_0 层的中心为坐标原点.

我们以纵声学声子模为研究对象, 假设纵声学波从所取结构的左边射入, 从右边射出, 在连续弹性近似下, 每片中纵波的弹性位移 $u_1(z)$ 可写成如下形式 (从图 1 左至右):

$$u_1(z) = \exp[ik_b(z + n(W_a + W_b) + W_a/2)] + B^l \exp[-ik_b(z + n(W_a + W_b) + W_a/2)], \quad z \leq -n(W_a + W_b) - W_a/2, \quad (1)$$

$$u_1(z) = A_{n,a}^l \exp[ik_{n,a}^l(z + n(W_a + W_b))] + B_{n,a}^l \exp[-ik_{n,a}^l(z + n(W_a + W_b))], \quad -n(W_a + W_b) - W_a/2 \leq z \leq -n(W_a + W_b) + W_a/2, \quad (2)$$

$$u_1(z) = A_{n,b}^l \exp[ik_b(z + (n-1)(W_a + W_b) + W_a/2 + W_b/2)] + B_{n,b}^l \exp[-ik_b(z + (n-1)(W_a + W_b) + W_a/2 + W_b/2)], \quad -n(W_a + W_b) + W_a/2 \leq z \leq -n(W_a + W_b) + W_a/2 + W_b, \quad (3)$$

...

$$u_1(z) = A_{0,a} \exp[ik_{0,a}z] + B_{0,a} \exp[-ik_{0,a}z], \quad -W_a/2 \leq z \leq W_a/2, \quad (4)$$

...

$$u_1(z) = A_{n,b}^r \exp[ik_b(z - (n-1)(W_a + W_b) - W_a/2 - W_b/2)] + B_{n,b}^r \exp[-ik_b(z - (n-1)(W_a + W_b) - W_a/2 - W_b/2)], \quad n(W_a + W_b) - W_a/2 - W_b \leq z \leq n(W_a + W_b) - W_a/2, \quad (5)$$

$$u_1(z) = A_{n,a}^r \exp[ik_{n,a}^r(z - n(W_a + W_b))] + B_{n,a}^r \exp[-ik_{n,a}^r(z - n(W_a + W_b))], \quad n(W_a + W_b) - W_a/2 \leq z \leq n(W_a + W_b) + W_a/2, \quad (6)$$

$$u_1(z) = A^r \exp[ik_b(z - n(W_a + W_b) - W_a/2)], \quad z \geq n(W_a + W_b) + W_a/2, \quad (7)$$

式中

$$k_{n,a}^{(l)} = \omega / \sqrt{C_{11,n,a}^{(l)} / \rho_{n,a}^{(l)}}, \quad (8)$$

$$k_b = \omega / \sqrt{C_{11,b} / \rho_b}, \quad (9)$$

$C_{11,n,a}^{(l)}$ 和 $\rho_{n,a}^{(l)}$ 分别表示坐标原点右(左)边材料 a_n 片层的弹性应力系数和质量密度, $C_{11,b}$ 和 ρ_b 则分别是材料 b 的弹性应力系数和质量密度.

根据边界条件: 位移量 $u_1(z)$ 和应力法向分量 $C_{11}u_1'(z)$ 在界面处连续. 利用转移矩阵法, 可导出透射系数表达式

$$\tau = |2F[(\hat{M}_{11} + \hat{M}_{12}F)F + \hat{M}_{22}F + \hat{M}_{21}]|^2, \quad (10)$$

式中

$$F = iC_{11,b}k_b, \quad (11)$$

$$\hat{M} = \hat{T}(C_{11,n,a}^l, k_{n,a}^l, -W_a) \hat{P} \hat{T}^{-1}(C_{11,n,a}^r, k_{n,a}^r, W_a), \quad (12)$$

$$\hat{P} = \hat{p}_n^l \times \hat{p}_{n-1}^l \times \dots \times \hat{p}_0 \times \dots \times \hat{p}_{n-1}^r, \quad (13)$$

$$\hat{p}_n^l = \hat{T}^{-1}(C_{11,n,a}^l, k_{n,a}^l, W_a) \hat{T}(C_{11,b}, k_b, -W_b)$$

$$\begin{aligned} & \times \hat{T}^{-1}(C_{11,b}, k_b, W_b) \\ & \times \hat{T}(C_{11(n-1),a}^l, k_{(n-1),a}^l, -W_a), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \hat{p}_0 &= \hat{T}^{-1}(C_{11,\rho,a}, k_{0,a}, W_a) \\ & \times \hat{T}(C_{11,b}, k_b, -W_b) \\ & \times \hat{T}^{-1}(C_{11,b}, k_b, W_b) \\ & \times \hat{T}(C_{11,a}^r, k_{1,a}^r, -W_a), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \hat{p}_{n-1} &= \hat{T}^{-1}(C_{11(n-1),a}^r, k_{(n-1),a}^r, W_a) \\ & \times \hat{T}(C_{11,b}, k_b, -W_b) \\ & \times \hat{T}^{-1}(C_{11,b}, k_b, W_b) \\ & \times \hat{T}(C_{11,a}^r, k_{n,a}^r, -W_a), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\hat{T}(C, k, z) = \begin{pmatrix} \exp(ikz/2) & \exp(-ikz/2) \\ iCk \exp(ikz/2) & -iCk \exp(-ikz/2) \end{pmatrix}, \quad (17)$$

在下面的计算过程中,我们将应用如下参数^[31]:对 GaAs, $C_{11} = 11.88(10^{10} \text{ Nm}^{-2})$, $\rho = 5360$ (kgm^{-3}), 对 AlAs, $C_{11} = 12.02(10^{10} \text{ Nm}^{-2})$, $\rho = 3760$ (kgm^{-3}) 而对 $\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$, 有如下关系式: $C_{11} = 11.88 + 0.14x_i(10^{10} \text{ Nm}^{-2})$, $\rho = 6360 - 1600x_i$ (kgm^{-3}).

3. 计算结果与讨论

我们首先选取 a_i ($i = 0, 1, \dots, n$) 材料中 Al 含量 $x_i = 1 - 0.1i$. 此时含 Al 量在 a_0 层中最高 ($x_0 = 1$, 即为 AlAs), 并以它为对称中心向 z 轴正、负方向中的 a_i 片层递减. 这里取 $W_a = 5 \text{ nm}$, $W_b = 2 \text{ nm}$ 和 $n = 8$.

图 3(a) 给出了上述结构参数下透射系数随角频率的变化. 可以看到, 透射系数在角频率低于 1.9 THz 时基本保持 1, 在 1.9—2.1 THz 频率区间内发生微小的振荡. 当角频率大于 2.1 THz 时, 透射系数陡然下降, 约 2.3 THz 时达到极小值 (约 0.28). 当角频率增至 2.7 THz, 透射系数又恢复到 1. 在频率继续增大的过程中, 透射系数出现准周期性的变化, 只是在透射系数出现主波谷前, 其振荡较前面略强. 为了进一步说明所取结构透射谱的特征, 我们还计算了相对应的有限超晶格 (GaAs/AlAs) 透射系数 (见图 3(b)), 即所有 a_i 材料含 Al 量 x_i 均取 1, 其他结构参数保持不变. 我们看到图 3(b) 中透射系数出现极小值前后的振荡比图 3(a) 强烈, 而且其振荡涉及的频率范围较图 3(a) 广. 另外, 透射系数极小值比图 3(a)

中相对应的极小值小得多 (达到约 0.027), 其对应的频率位置较图 3(a) 略偏后. 上述现象与文献 [32] 中出现的现象有点类似, 但该文献研究的是电子输运.

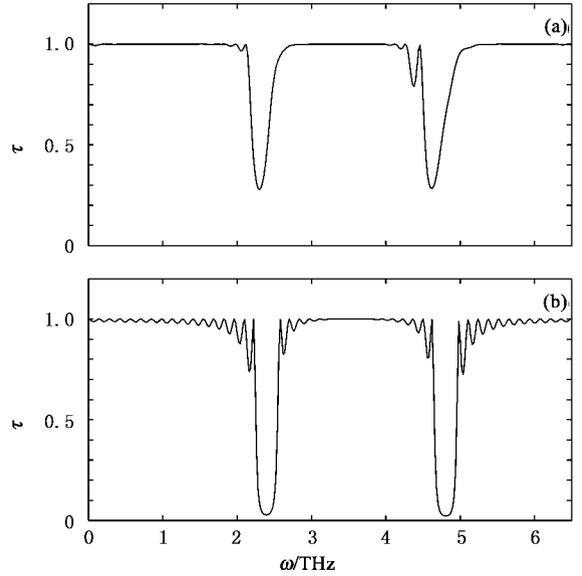


图 2 透射系数 τ 随角频率 ω 的变化 (a) 对应的结构是多层异质结 ($\text{GaAs}/\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$), a_i 层中 Al 含量 $x_i = 1 - 0.1i$ (b) 对应的结构是 GaAs/AlAs 超晶格, 两结构取 $W_a = 5 \text{ nm}$, $W_b = 2 \text{ nm}$ 和 $n = 8$

为了进一步观察含 Al 量 x_i 对透射系数的影响, 我们选取 $x_i = 0.2 + 0.1i$. 这时含 Al 量在 a_0 层中最低 ($x_0 = 0.2$, 即为 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$), 并以它为对称中心向两边的 a_i 片层递增. 计算时 W_a, W_b 和 n 分别取值为 2 nm, 1 nm 和 8. 图 3(a) (b) 分别给出了多层异质结与相应超晶格 (GaAs/AlAs) 的透射谱. 通过对比, 它们具有如下共同的特点: 透射系数的变化具有一定的准周期性, 透射系数在出现极小值前后发生振荡, 极小值对应的频率位置大致相同. 不同之处在于前者透射系数对应的主波谷窄而浅, 而且紧跟其后出现了一个较大的次波谷, 而后者主波谷宽而深, 好似前者两个波谷合并而成. 至此, 我们得出如下结论: 对称多层异质结的透射谱与相应超晶格相比具有不一样的特征, 但两者出现极小值的位置大体相同; 通过改变各层异质结中含 Al 浓度 x_i 的分布, 可观察到透射谱的变化.

图 4 描述了不同角频率下组分厚度 W_a 对透射系数的影响. 图 4(a) (b) (c) 和 (d) 对应的角频率分别为 3, 5, 8 和 10 THz. 这里 W_b 和 n 分别取值为 2 nm 和 8, a_i 层中含 Al 量同图 2 取值. 各子图共同的特征是在 W_a 逐渐增加的过程中, 透射系数出现准周期性的变化, 透射系数对应的波谷越来越小, 在

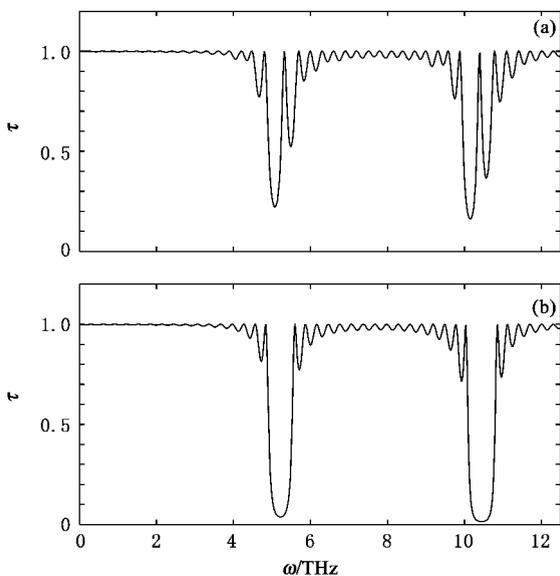


图3 透射系数 τ 随角频率 ω 的变化 (a)对应的结构是多层异质结 ($\text{GaAs}/\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$) n_i 层中含 Al 量 $x_i = 0.2 + 0.1i$ (b)对应的结构是 GaAs/AlAs 超晶格, 两结构取 $W_a = 2 \text{ nm}$, $W_b = 1 \text{ nm}$ 和 $n = 8$

主波谷附近涌现的次波谷越来越多,同时它们对主波谷的影响在逐渐增大.从图4(a)至(c),频率增加,而透射系数变化的周期在不断地减小,同时还能看到各图中对应的波谷在逐渐减小.随着频率进一步增大(见图4(d)),波谷不再减小而是增大了.因此,在不同角频率下,组分层厚度 W_a 对透射系数的影响程度不一样.

图5反映了在不同角频率下透射系数与组分层厚度 W_b 之间的关系.在这里 W_a 和 n 分别取值为 2 nm 和 8 , a_i 层中含 Al 量同图2取值.图5(a)(b),(c)和(d)对应的频率分别为 3.58 和 10 THz .从这些图中可看到,透射系数随 W_b 的增加也出现周期性的变化.它与图4不同的是,在同频率下,透射系数对应的各波谷值几乎保持不变,也就是说 τ 与 W_b 之间具有很好的周期关系.而在频率不同的情况下,透射系数对应的波谷值是不相同的.综合图4和5,不难发现,在同一频率下, W_a 对透射系数的影响程度要超过 W_b .

接下来,简单说明异质结的层数对透射系数的影响.图6中曲线1,2,3和4对应的 n 取值分别为 $2, 3, 5$ 和 9 .这里取 $W_a = 1 \text{ nm}$, $W_b = 2 \text{ nm}$.随着 n 取值的增大,透射系数的波谷对应的频率位置几乎没什么变化,但波谷在逐渐变窄加深.当 n 取值为 2 时,第一主波谷对应的透射系数为 0.714 ,当 $n = 9$

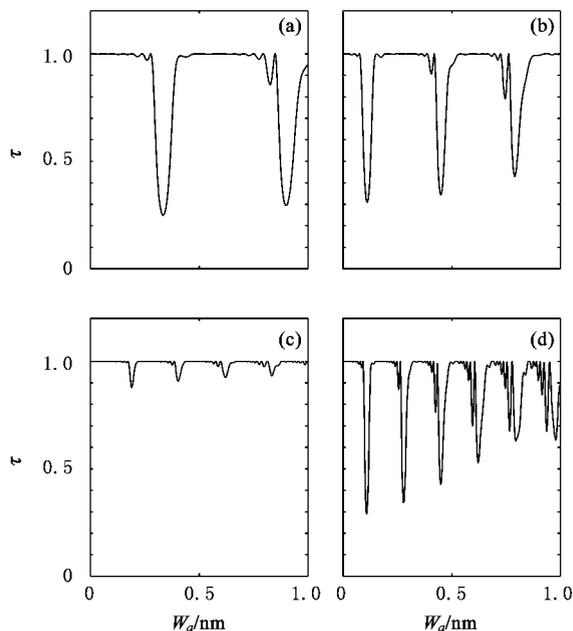


图4 在不同角频率下透射系数随 W_a 的变化 (a)(b)(c)和(d)对应的角频率分别为 3.58 和 10 THz

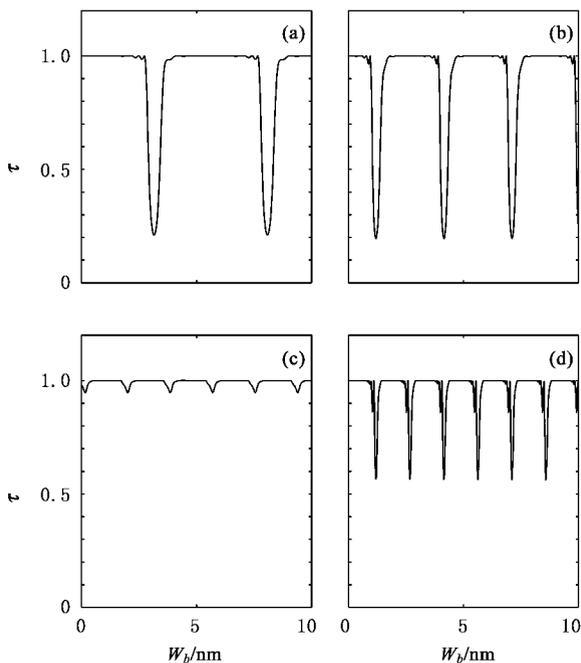


图5 在不同角频率下透射系数随 W_b 的变化 (a)(b)(c)和(d)对应的角频率分别为 3.58 和 10 THz

时,第一主波谷对应的透射系数降至 0.252 .这一点很容易理解, n 取值的增大意味着异质结厚度总增加,从而加大了声子透射的难度.

对于横声学声子,只要将前面公式中的 C_{11} 用 C_{44} 取代即可.通过计算,我们可观察到类似的现象.

针对上面的现象,我们作如下分析与讨论.当对

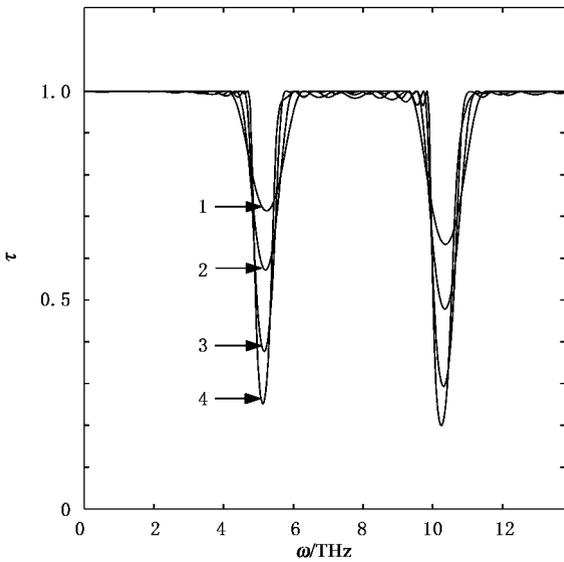


图6 n 取值不同的情况下透射系数 τ 随角频率 ω 的变化 曲线 1 2 3 和 4 对应的 n 取值分别为 2 3 5 和 9

称多层异质结或是相应超晶格组分层的厚度确定之后,透射谱波谷位置已经被基本确定,具体地说,材料 GaAs 和 AlAs 的结构参数(即弹性应力系数和质量密度)基本确定了谱线波谷的位置.此时,即使改变异质结中含 Al 浓度 x_i 的分布,对波谷所在的角频率位置的影响并不大.但是应该引起注意的是改变各层异质结中含 Al 浓度 x_i 的分布会使透射谱的振荡幅度及主波谷形状发生变化:当组分层 $\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$ 中含铝浓度 x_i 随 i 值的增加而递减时,透射谱线除主波谷外较平滑;而当 x_i 随 i 的增加而递增时,透射谱振荡明显增大,而且主波谷出现分裂.我们不妨利用上面的公式进行简单地分析,从(8)和(9)式中可看出, $k_{na}^{(l)}$ 的值与组分层 $\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$ 中 x_i 和角频率有关, k_b 的值也与角频率有关,通过(17)–(12)式传递,因此透射系数 τ 值(见(10)式)在受角频率影响的同时,还与 x_i 的取值及分布有

关.对于对称多层异质结构透射谱主波谷对应的透射系数值与相应超晶格透射谱对应值存在较大的区别,我们可作如下定性的解释,由于异质结中的 a_i 层(即 $\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$)含有 GaAs 成分,相对于对应超晶格来说,声子更容易从 b 层透射到 a_i 层,因此多层异质结构透射谱主波谷较超晶格浅.利用图 2 的相关参数,只降低含 Al 浓度 x_i 递减幅度,可发现谱线波谷对应的透射系数明显减小,其原因同上.关于透射系数随组分层厚度的增加而出现周期性(或准周期性)变化,亦可从上面的公式获释.(17)式表明矩阵 \hat{T} 中的各矩阵元与组分层厚度之间存在周期关系,通过(16)–(10)式,这种周期关系的传递到了 τ 与组分层厚度之间,从而使透射谱线呈现出周期性特征.

4. 结 论

本文在连续弹性近似下,利用转移矩阵方法推导了由含 Al 浓度 x_i 不同的异质结 ($\text{GaAs}/\text{Al}_{x_i}\text{Ga}_{1-x_i}\text{As}$) 连结而成的对称多层异质结构中的声学声子透射系数表达式,研究了该结构中的声学声子输运性质.数值结果表明,多层异质结中声子透射谱具有与相应超晶格 (GaAs/AlAs) 不一样的特征,通过调整各异质结中含 Al 浓度 x_i 的分布,可以观察到声学声子透射谱的变化:当 x_i 随 i 的增加而递减时,透射谱线除主波谷外较平滑;当 x_i 随 i 的增加而递增时,透射谱振荡明显增大,且主波谷被分裂.另外,声学声子的输运对各异质结组分层厚度及层数的变化十分敏感.作者认为通过改变以上结构参数可以实现对多层异质结声学声子透射系数的调节与控制,同时希望这些结论能成为设计相关的声学器件、相应实验研究的理论依据.

[1] Cheng X K, Zhou J M, Huang Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 536 (in Chinese) [程兴奎、周均铭、黄 绮 2001 物理学报 **50** 536]
 [2] Wang W Q, Chen K Q, Shuai Z G, Wang L L, Hu W Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2330 (in Chinese) [黄维清、陈克求、帅志刚、王玲玲、胡望宇 2004 物理学报 **53** 2330]
 [3] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Tang L M, Chen K Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3649 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄维清、唐黎明、陈克求 2006 物理学报 **55** 3649]

[4] Shi J J, Pan S H 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 790 (in Chinese) [史俊杰、潘少华 1994 物理学报 **43** 790]
 [5] Shields A J, Chamberlain M P, Cardona M, Eberl K 1995 *Phys. Rev. B* **51** 17728
 [6] Se Gi Yu, Kim K W, Strosio Michael A, Iafrate G J, Sun J P, Haddad G I 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 3363
 [7] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 822

- [8] Liu C H , M B K , Chen C Y 2002 *Chin. Phys.* **11** 730
- [9] Camley R E , Djafari Rouhani B , Dobrzynski L , Maradudin A A 1983 *Phys. Rev. B* **27** 7318
- [10] Djafari Rouhani B , Dobrzynski L , Hardouin Duparc O , Camley R E , Maradudin A A 1983 *Phys. Rev. B* **28** 1711
- [11] Calle F , Caclona M , Richter E , Strauch D 1989 *Solid State Commun.* **72** 1153
- [12] El Boudouti E H , Djafari-Rouhani B , Khourdifi E M , Dobrzynski L 1993 *Phys. Rev. B* **48** 10987
- [13] Si Mizuno , Tamura S I 1992 *Phys. Rev. B* **45** 13423
Si Mizuno , Tamura S I 1996 *Phys. Rev. B* **53** 4549
- [14] Hammouchi M , El Boudouti E H , Nougouai A , Djafari-Rouhani B , Lahlaoui M L H , Akjouj A , Dobrzynski L 1999 *Phys. Rev. B* **59** 1999
- [15] Peroz – Alvarez R , Garlia-Moliner F , Velasco V R 1995 *J. Phys. : Condens. Matter* **7** 2037
- [16] El Boudouti E H , Djafari-Rouhani B , Akjouj A , Dobrzynski L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 14728
- [17] Li Y Z , Xu Z Y , Ge W K , Xu J Z , Zhen B Z , Zhuang W H 1989 *Acta Phys. Sin.* **38** 1540 (in Chinese)[李玉璋、徐仲英、葛惟焜、许继宗、郑宝贞、庄蔚华 1989 物理学报 **38** 1540]
- [18] Xu J , Chen K J , Han H X , Li G H , Wang Z P 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1938 (in Chinese)[徐 骏、陈坤基、韩和相、李国华、汪兆平 1992 物理学报 **41** 1938]
- [19] Liu X H , Huang D M , Wang X J , Zhang C H , Zhu H J , Jiang Z M , Wang X 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1863 (in Chinese)[刘晓
晗、黄大明、王兴军、张春红、朱海军、蒋最敏、王 迅 1997 物
理学报 **46** 1863]
- [20] SHI J J 1995 *Chin. Phys.* **4** 356
- [21] Jin Y , Zhang S L , Qin G G , Fan Y L , Zhou G L , Yu M R 1992 *Chin. Phys.* **1** 130
- [22] Lockwood D J , Devine R L S , Rodriguez A , Mendiadua T , Djafari Rouhani B , Dobrzynski L 1993 *Phys. Rev. B* **47** 13553
- [23] Santos P V , Ley L , Mebert J , Koblinger O 1987 *Phys. Rev. B* **36** 4858
- [24] Yamamoto A , Mishina T , Masumoto Y , Nakayama M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 740
- [25] Bartels A , Dekorsy T , Kurz H , Kohler K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1044
- [26] Chen K Q , Wang X H , Gu B Y 2001 *Phys. Rev. B* **61** 12075 ; **62** 9919
Chen K Q , Wang X H , Gu B Y 2002 *Phys. Rev. B* **65** 153305
- [27] Wang X H , Chen K Q , Gu B Y 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 5113
- [28] Li W X , Chen K Q , Duan W H , Wu J , Gu B L 2003 *Phys. Lett. A* **308** 285
- [29] Huang W Q , Chen K Q , Shuai Z , Wang L L , Hu W Y 2005 *Phys. Lett. A* **336** 245
- [30] Li W X , Chen K Q , Duan W H , Wu J , Gu B L 2002 *J. Phys. : Condens. Matter* **16** 5049
- [31] Adachi S 1985 *J. Appl. Phys.* **58** R1
- [32] Gomez , Dominguez-Adame F , Diez E , Bellani V 1998 *J. Appl. Phys.* **85** 3916

Acoustic-phonon transmission in multilayer heterojunctions

He Meng-Dong[†] Gong Zhi-Qiang

(College of Sciences , Central South University of Forestry & Technology , Zhuzhou 412006 , China)

(Received 12 August 2006 ; revised manuscript received 13 October 2006)

Abstract

Using a transfer matrix method , we investigate the transmission property of the acoustic-phonon modes in symmetrical multilayer heterojunctions consisting of many different heterojunctions (GaAs/Al_{x_i} Ga_{1-x_i} As) within elastic continuum approximation. Our results show that the oscillation amplitude and frequency are different between transmission curve in such structure and transmission curve in the superlattice (GaAs/AlAs) with the same thicknesses of constituent layers. The features of transmission spectrum are influenced by the distribution of the concentration x_i (i denotes the i th Al_{x_i} Ga_{1-x_i} As slab on both sides of the symmetrical axis) . When the concentration x_i in Al_{x_i} Ga_{1-x_i} As slab decreases with the increase of i , the curve in transmission spectrum is flat except in the vicinity of the main valley. When the concentration x_i increases with the increase of i , the oscillation amplitude of the curve increases and the main valley is split. Our results also show that the transmission coefficient is sensitive to the thicknesses of constituent layers , especially the thickness of Al_{x_i} Ga_{1-x_i} As. In addition , it is found that the number of heterojunctions influences the transmission of acoustic phonon.

Keywords : transmission , phonon , heterojunctions

PACC : 4390 , 6320 , 7340L

[†] E-mail : hemendong@sohu.com