

磁场下含结构缺陷多组分超晶格中的 局域电子态和电子输运^{*}

王新军 王玲玲[†] 黄维清 唐黎明 陈克求

(湖南大学应用物理系,长沙 410082)

(2005 年 12 月 12 日收到 2006 年 1 月 12 日收到修改稿)

在有效质量近似理论下,利用转移矩阵和有效垒高方法研究了有限磁场下含结构缺陷的多组分超晶格中局域电子态的性质.在考虑各组分有效质量的失配时,外加磁场会导致磁耦合效应的出现.磁耦合效应不仅引起局域电子能级的量子化,并且随着朗道指数或磁场强弱的变化,局域能级及其局域程度都会发生显著移动,特别是对高能区域的局域电子态影响更大.此外,还计算了电子输运系数,讨论了含结构缺陷的三组分超晶格中局域电子能级与输运谱透射禁区中的共振透射峰的关系,发现两者之间有着很好的对应关系,为相应的实验研究提供了依据.

关键词:超晶格,局域电子态,磁场

PACC: 7320D, 7150, 8760D

1. 引言

超晶格是一种人工生长材料,可通过选择不同材料、生长不同厚度、控制掺杂以改变势阱形状等方式来裁剪它们的性质.还有一种方式是调整各种外界条件,如外加电场、磁场、应力场以及使组分材料晶格失配产生内应力等来控制其特征.实验表明,外界条件对超晶格的影响非常显著,不仅在物理上产生许多新的效应,而且在应用上开辟了许多新的领域,因而对在外场作用下电子性质及其输运的研究,一直是超晶格性质研究的重点之一.迄今为止,人们对电场和磁场作用下超晶格等异质结构的电子性质和发光特性进行了大量的研究^[1-18].当沿着超晶格生长方向有一外加电场时,电子在 k 空间中的运动为布洛赫振荡,并且很容易观察到负阻效应^[1];而在垂直于界面的外加电场下,量子阱发生倾斜,电子能级向势能低的方向移动,超晶格的微带波函数逐渐局域化,并在电场强度达到某一值后出现 Wannier-Stark 阶梯^[2].同样,外加磁场也可以垂直或平行于超晶格界面;当磁场平行于超晶格界面时,电子的回旋运动将穿过超晶格的势垒,Belle 等^[3,4]和 Xia 等^[5]

研究了这种情况下的光谱,由于电子在磁场下的量子化,观察到了一系列由微带分裂而成的离散的朗道能级,其间距随磁场的变大而增宽;如果所加磁场沿超晶格的生长方向(z 方向),电子在 z 方向的运动和在(x, y)平面内的回旋运动相互独立,这种情况下电子的性质和输运也被大量研究了^[7-11,17].

含结构缺陷超晶格是近来提出的一种新型超晶格结构,它是在理想超晶格中人为地引入表面、界面或缺陷层等.与组分渐变或调制掺杂超晶格不同,含结构缺陷超晶格是改变超晶格中某层或多层的厚度或者成分,形成局部的非周期性结构,从而产生局域的量子阱间的非周期性耦合.已有研究表明,在二组分超晶格中引入结构缺陷,能量微隙中将出现局域的电子态^[19]、声学声子模^[20]和光学声子模^[21,22],它们丰富了超晶格的能谱结构,并在红外探测和红外激光器等方面具有重要的应用价值^[23].近年来,含结构缺陷的多组分超晶格的性质受到许多研究者的关注,其主要原因是与传统的(两组分)超晶格相比,多组分超晶格具有优异的电学、光学和输运性质,是提高相关光电子器件性能的理想材料^[24,25].在含结构缺陷的三组分金属超晶格中,声子局域模和透射系数都很敏感地依赖于超晶格的结构参数和组成材

^{*} 国家自然科学基金(批准号 90403026)资助的课题

[†] E-mail: llwang@hnu.cn

料^[26]. Chen 等研究了含结构缺陷的多组分超晶格中的局域声学声子模^[27]和光学声子模^[28], 结果表明, 多组分缺陷超晶格中的微带、微隙和局域模, 与两组分情形明显不同, 呈现出许多独特的性质. 本文采用转移矩阵和有效垒高方法^[29], 研究了零场和有限磁场下多组分含结构缺陷超晶格中局域电子态的性质. 在考虑非抛物带效应时, 由于超晶格中不同组分层的电子有效质量不匹配, 会导致在外加磁场时出现磁耦合效应, 从而对其局域电子态的性质产生显

著影响.

2. 理论模型和公式

考虑如图 1 所示的不对称结构: 一个无限超晶格的某个周期中存在一个由 s 个组分层构成的缺陷区域 d . 超晶格的周期为 $W = W_{a1} + W_{a2} + W_{a3} + \dots + W_{aN}$. 选择超晶格的生长方向 z 为轴方向, 缺陷区域的中心为原点. 磁场 $B = (0, 0, B)$ 沿 z 方向.

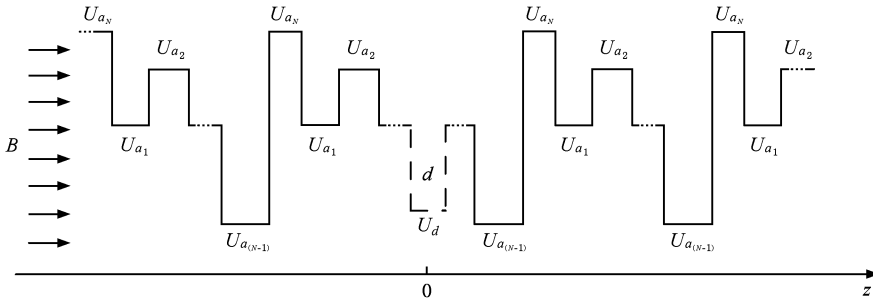


图 1 含缺陷超晶格的导带带阶示意图 (缺陷区域 d 虚线表示) 位于一个无限超晶格的某个周期中. U_{a1} , U_{a2} , \dots 和 U_{aN} 表示一个周期中各组分层的垒高, U_d 表示缺陷区域的垒高

根据有效质量理论, 磁场下单电子的哈密顿量可表示为

$$\hat{H} = \frac{1}{2m(z)} \left[\left(\hat{P}_x - \frac{eBy}{2} \right)^2 + \left(\hat{P}_y + \frac{eBx}{2} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \hat{P}_z \frac{\hat{P}_z}{m(z)} + U(z), \quad (1)$$

不失一般性, 假设第 t 层 (势阱) 的垒高为零, E_z 为阱层的纵向能量. 引入有效垒高, 则有限磁场下纵向波函数 $\phi(z)$ 的一维薛定谔方程可写为

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} \phi(z) + U_{\text{eff}}(z) \phi(z) = E_z \phi(z), \quad (2)$$

式中

$$E_z = E - \frac{\hbar^2 k_n^2(B)}{2m_{at}}, \quad (3)$$

$$U_{\text{eff}}(z) = \begin{cases} 0 & \text{在 } t \text{ 层中,} \\ U_{ai} - \left(1 - \frac{m_{at}}{m_{ai}} \right) \frac{\hbar^2 k_n^2(B)}{2m_{ai}} & \text{在 } i \text{ 层中,} \end{cases} \quad (4)$$

其中 U_{ai} 为第 i 层 (势垒) 的势函数, m_{at} 和 m_{ai} 分别为第 t 层和第 i 层的有效质量,

$$k_n^2(B) = \frac{2eB}{\hbar} \left(\frac{1}{2} + n \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \text{ (为朗道指数),} \quad (5)$$

因此, 当考虑不同组分层电子有效质量的区别时, 电子能量的纵向分量 E_z 依赖于 $k_n(B)$.

现在利用方程 (2) 求解图 1 所示结构的局域电子能级. 超晶格的任意一个周期第 v 层中电子的纵向包络函数可写成

$$\phi(n, v, z) = [C_{av} e^{ik_{av}(z-z_{av}^n)} + D_{av} e^{-ik_{av}(z-z_{av}^n)}] e^{iq_z(n-1)W}. \quad (6)$$

在缺陷层中,

$$\phi(d, \kappa, z) = C_{d\kappa} e^{ik_{d\kappa}(z-z_{d\kappa}^{\kappa})} + D_{d\kappa} e^{-ik_{d\kappa}(z-z_{d\kappa}^{\kappa})}, \quad (7)$$

式中 z_{av}^n 为超晶格第 n ($n = 1, 2, \dots, N$) 个周期中的第 v 层的中心坐标, $z_{d\kappa}^{\kappa}$ 为缺陷区域中第 κ ($\kappa = 1, 2, \dots, s$) 层的中心坐标, W 是超晶格的周期. 于是可推出第 i 层中电子的纵向波数 k_{ai} 为

$$k_{ai} = \left[\frac{2m_{ai}(E_z - U_{\text{eff}})}{\hbar^2} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

对位于微隙中的局域电子态, 布洛赫波数 q_z 取如下复数形式:

$$q_z = \frac{n'\pi}{W} + iq \quad (q > 0, n' = 0, 1, 2, \dots), \quad (9)$$

n' 表示微带指数. 这里, 值得特别指出的是, 布洛赫波数 q_z 的虚部 q (称之为衰减因子) 反映了局域电子态在缺陷区域附近的局域程度.

根据 Bastard 边界条件: $\psi(z)$ 和 $\psi'(z)$ 在每一个界面连续, 可以导出下列方程:

$$\cosh(iq_z W) - \frac{1}{2}(\hat{P}_{11} + \hat{P}_{22}) = 0, \quad (10)$$

$$(\hat{G}_{11} + C\hat{G}_{12})\hat{H}_{21} + C'\hat{H}_{22} - (\hat{G}_{21} + C\hat{G}_{22})\hat{H}_{11} + C'\hat{H}_{12} = 0, \quad (11)$$

式中

$$C = (e^{-iq_z W} - \hat{P}_{11})\hat{P}_{12}, \quad (12)$$

$$C' = (e^{-iq_z W} - \hat{P}'_{11})\hat{P}'_{12}, \quad (13)$$

$$\hat{G} = \hat{T}^{-1}(m_{d1}, k_{d1}, W_{d1}) \prod_{\kappa=2}^s \hat{M}(m_{d\kappa}, k_{d\kappa}, W_{d\kappa}) \times \hat{T}(m_{a1}, k_{a1}, -W_{a1}), \quad (14)$$

$$\hat{P} = \hat{T}^{-1}(m_{n,av}, k_{n,av}, W_{n,av}) \times \prod_{p=v+1}^N \hat{M}(m_{n,ap}, k_{n,ap}, W_{n,ap}) \times \prod_{r=1}^{v-1} \hat{M}(m_{n+1,ar}, k_{n+1,ar}, W_{n+1,ar}) \times \hat{T}(m_{n+1,ar}, k_{n+1,ar}, -W_{n+1,ar}), \quad (15)$$

$$\hat{P}' = \hat{T}^{-1}(m_{aN}, k_{aN}, -W_{aN}) \times \prod_{r=1}^{N-1} \hat{M}(m_{d(N-r)}, k_{d(N-r)}, W_{d(N-r)}) \times \hat{T}(m_{aN}, k_{aN}, W_{aN}), \quad (16)$$

$$\hat{H} = \hat{T}^{-1}(m_{d1}, k_{d1}, W_{d1}) \hat{T}(m_{aN}, k_{aN}, -W_{aN}), \quad (17)$$

其中

$$\hat{M}(m, k, z) = \hat{T}(m, k, -z) \hat{T}^{-1}(m, k, z) \quad (18)$$

$$\hat{M}'(m, k, z) = \hat{T}'(m, k, z) \hat{Y}^{-1}(m, k, -z), \quad (19)$$

$$\hat{T}(m, k, z) = \begin{pmatrix} e^{ikz/2} & e^{-ikz/2} \\ (ik/m)e^{ikz/2} & (-ik/m)e^{-ikz/2} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

方程 (8) 和 (11) 确定了微隙中的局域电子能级. 当 Bloch 波数 q_z 取实数时, 方程 (8) 和 (10) 确定了超晶格中微带的色散关系.

3. 计算结果与讨论

数值计算中, 选取以 AlGaAs 材料为基的超晶格为研究对象, 这是因为这种材料可以设计和实现丰富多样的势函数, 而且, 对任意 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层, 其垒高和电子的有效质量可以通过调节 Al 的含量 x 来改变, 即分别为 $U(x) = 944x$ (meV) 和 $m(x) = (0.067 + 0.0083x)m_e$ [30], 其中 m_e 为自由电子质量. 为计算简单, 考虑一种周期由三层成分不同的 AlGaAs 材料 a , b 和 c 组成的无限超晶格, 它们中 Al 的含量分别为 0.4, 0.1 和 0, 构成一个阶梯形势垒基. 在这类超晶格中, 取一层 GaAs (即 $x=0$) 其厚度与组成超晶格的其他 GaAs 层 (即 c 层) 的厚度不同, 即为缺陷层 d . 这里, W_a , W_b 和 W_c 分别被固定为 2, 2 和 10 nm.

图 2 给出了在零场和有限磁场下所取结构的局

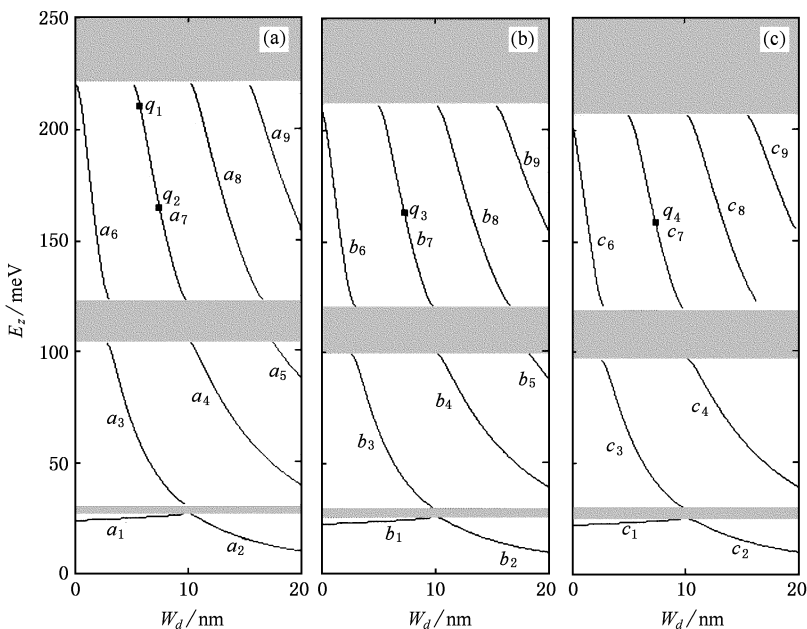


图 2 零场和有限磁场下的局域能级随缺陷层厚度的变化 (a) 磁场为零 (b) 和 (c) 磁场 B 分别为 15T 和 20T, 朗道指数均为 5

域电子纵向能量随缺陷层厚度的变化。(a)(b)和(c)分别对应于 $B = 0, 15\text{T}$ ($n = 5$) 和 20T ($n = 5$) 时的能级结构. 图中的阴影区由低到高依次为微带 1, 2 和 3 (微带 3 只画了一部分), 被它们分隔的区域从下向上则为第 0, 1 和 2 微隙. 从图 2 可以看出, 缺陷层厚度的变化虽然不改变超晶格的微带, 但显著地影响了局域电子能级. 随着缺陷层厚度 W_d 的增加, 局域电子能级在每个微隙中周期性出现, 而且, 在所研究的缺陷层厚度范围之内, 随着微隙指数的变大, 局域能级的数目增加. 除 a_1, b_1 和 c_1 外, 其他局域能级均是从较高的微带带沿穿过微隙进入较低微带带沿, 且较低微隙中的局域能级看起来像是较高微隙中相应局域能级的延伸. 这些结果清晰地描述了微隙中局域电子能级随缺陷层厚度的演化过程.

图 2 也清楚地表明了磁耦合效应对局域电子能级有着非常强烈的影响. 当施加磁场时, 每一个局域能级分裂成许多子能级, 它们对应于不同的朗道指数; 同时随着磁场的增加, 每个微带、微隙和局域子能级均向低能区移动, 微带变宽, 微隙变窄, 且能量较高的微带、微隙和局域子能级变化更快. 这些变化可以从 (4) 和 (5) 式得到很好的解释. 纵向磁场引起电子的横向运动轨道量子化, 形成朗道能级, 并且随着磁场或朗道指数的变大, 有效垒高将降低. 而在超晶格中, 垒高越低, 相邻量子阱中准束缚能级间的耦合作用越强, 由这些能级劈裂而成的微带就越宽, 相应的微隙就越窄. 另外, 以第一微隙为例, 在零场

下(此时没有磁耦合效应), 当 W_d 大约为 2.81nm 时, 第 1 微隙中出现局域能级 a_3 ; 在 $W_d = 10\text{nm}$ 时进入第 1 微带演变成非局域散射态, 或者叫扩展态; 而当 $W_d > 10\text{nm}$ 时, 又会出现一条新的局域能级 a_4 . 从第 2 微带低带沿随 W_d 的增加向低能区移动. 随着磁场的引入和加强, 第 1 微隙中的第一支局域能级 b_3 和 c_3 分别在 $W_d = 2.61\text{nm}$ 和 $W_d = 2.58\text{nm}$ 出现(见图 2(b) 和 (c)), 但在 $W_d = 10\text{nm}$ 时也都进入微带变成散射态. 这是由于在 $W_d = 10\text{nm}$ 时, 系统已经还原成了一个理想的无限超晶格结构, 微隙中不再存在局域态. 然而, 在 $W_d > 10\text{nm}$ 时, 出现局域电子态的缺陷层厚度会随着磁场的增强而变大, 这可以从局域能级 a_5 的演化过程清楚地看出: 当磁场 $B = 15\text{T}$ 时, 局域能级 a_5 变成 b_5 , 所存在的区域在所研究的范围内变窄, 当 $B = 20\text{T}$ 时, 局域能级则完全进入微带变成了扩展态. 这样在某些缺陷层(其为势阱)厚度下, 随着磁场的增强, 有效势垒降低, 束缚局域能级的数目会减少. 这与在量子阱结构中, 垒高降低时束缚能级数目变少的结论^[29]是一致的. 显然, 与两组分情形相比^[19], 含结构缺陷的三组分超晶格中局域电子能谱更丰富, 且具有显著不同的性质. 这些结果可以从物理上解释如下: 微带是由于超晶格中相邻势阱间周期性耦合而形成的, 缺陷层的引入使得周期性耦合被局部破坏, 从而导致发生新的能级劈裂, 在微隙中形成局域态, 因而局域态对缺陷层厚度的变化非常敏感. 而且, 三组分超晶格比二

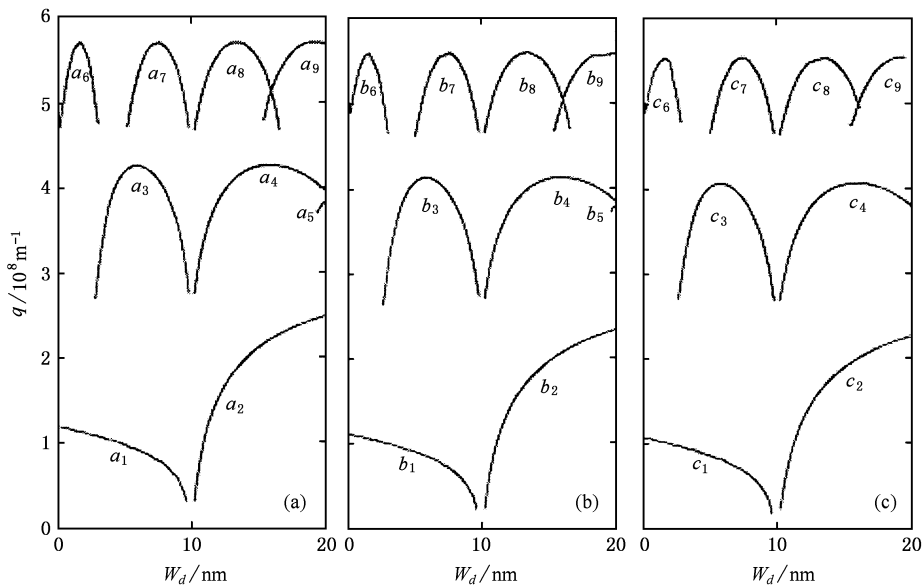


图 3 局域态的衰减因子 q 随缺陷层厚度的变化 ((a)(b) 和 (c) 分别对应图 2(a)(b) 和 (c) 中的局域态. 为清晰起见, 每个图的第 1 和 2 微隙中的 q 值分别上升了 2.5 和 4.5 个单位)

组分超晶格的相邻势阱耦合更复杂,使得缺陷层对其局域态有着不同的影响.当有外加磁场时,由于各组分有效质量的失配,会出现磁耦合效应,使有效垒高降低,非周期性耦合加强,局域电子能级则随之发生显著变化.

图 3(a)(b)和(c)分别描述了图 2(a)(b)和(c)中的局域电子态的布洛赫波数虚部 q (即衰减因子)随缺陷层厚度 W_d 的变化情况.从图 3 可以看出,当引入磁场和磁场增强时,衰减因子会有一个整体下降,局域程度变弱.而且,第 1 和第 2 微隙中每一支 $q-W_d$ 曲线都出现一个峰值,其位置刚好对应于图 2 中位于微隙中心的局域电子能级.然而,第 0 微隙中的局域能级 a_1, b_1 和 c_1 ,其衰减因子 q 随 W_d 的增加而单调减小, a_2, b_2 和 c_2 变化则相反,但此时第 0 微隙的中央可认为在 $E_z = 0$ 处.图 4(a)给出了第 2 微隙中两个不同局域能量位置的电子波函数(对应于图 2(a)中的 q_1 和 q_2),可以清楚地看到,局域电子态的波函数大部分局限在缺陷层附近,并向缺陷层两侧迅速衰减, q_2 比 q_1 更接近微带中心,其

波函数局域程度更高,衰减得更厉害.因而,在微隙中心处,电子的局域化程度最高.局域的声学振动模和光学振动模也具有类似的性质^[20,21].为了更明显地揭示磁耦合效应对局域电子态局域程度的影响,图 4(b)给出了在零场和有限磁场下同一微隙中心处的局域能级的波函数.由图可知,与零场相比,在有限磁场下,局域电子态的局域程度降低,当朗道指数一定时,局域电子态的局域程度随磁场的增加而下降.这个结论与图 3 中显示的衰减因子 q 随磁场的增强而整体降低是一致的.此外,从图 4 还可以发现,局域电子波函数更多地位于缺陷层左边,这是由于本文所研究的不对称结构中,缺陷层左边的势垒比右边的更低,电子波函数更容易向低势垒区域隧穿.上述结果表明,局域能级及其局域程度在一定程度上可以通过改变结构参数和调节外加磁场的强弱来加以调制.

为了研究电子的输运性质,利用转移矩阵方法计算了零场和有限磁场下上述结构的电子透射系数 τ 随能量纵向分量 E_z (只取第 1,2 微带和第 0,1 微隙)的变化,结果如图 5 所示.这里所取参数与图 2

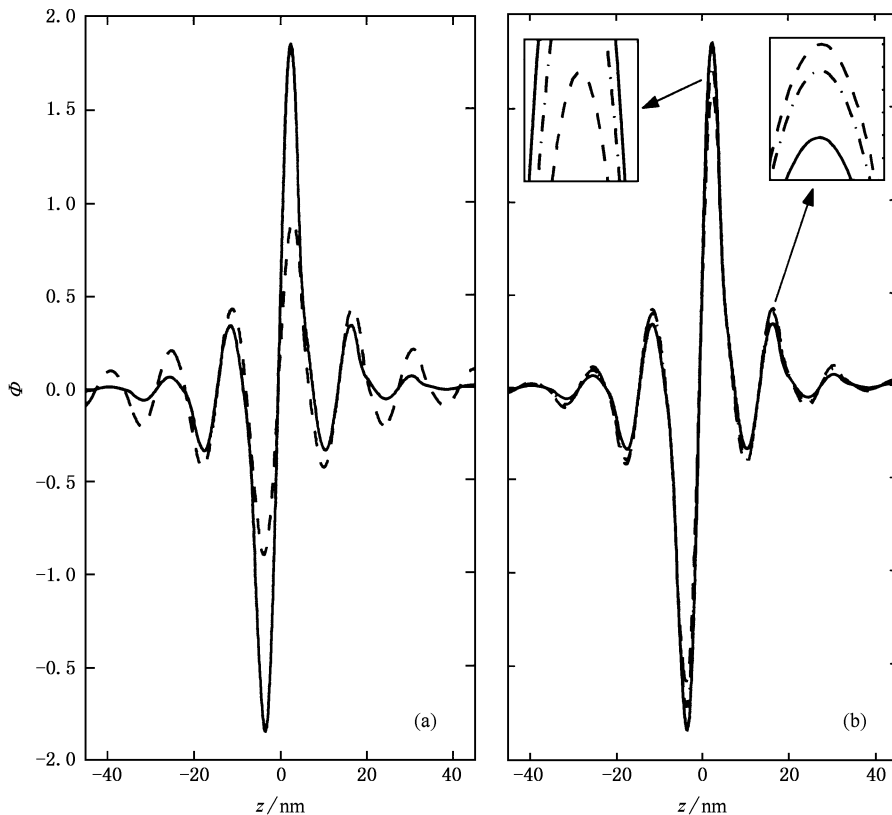


图 4 局域电子态的波函数 (a)中的实线和虚线分别为图 2 中的点 q_2 和 q_1 的局域波函数 (b)中实线、点划线和虚线依次为点 q_2, q_3 和 q_4 的局域波函数,小图为相邻波峰处的放大图(q_2, q_3 和 q_4 均位于对应微隙的中心)

相同,但 $W_d = 6 \text{ nm}$, 缺陷层两侧超晶格周期数 N 均取 4. 可以发现: 当 N 仅取 4 时, 有限超晶格的电子透射区和透射禁区的能谱范围与用无限超晶格计算出的微带和微隙的宽度已基本一致. 更有意义的是, 在第 0, 1 微隙中, 很明显地看到各有一个共振透射峰, 其对应的能量正好与无限超晶格的局域能级位置符合. 并且随着磁场的引入和加强, 它们与微带一起向低能方向移动, 移动的幅度也与图 2 所示结

果有着良好的对应关系. 当然, 透射禁区中出现共振峰的能级位置与微带隙中的局域能级会有所偏离, 偏离幅度随着缺陷层两侧超晶格数目 N 的增大而逐渐变小. 计算发现, 当 $N \geq 7$ 时, 这个偏离就几乎可以忽略.

4. 结 论

本文利用转移矩阵和有效垒高方法研究了零场和有限磁场下含结构缺陷多组分超晶格中局域电子态的性质. 结果表明, 与二组分超晶格相比, 含结构缺陷的多组分超晶格在微隙中存在更丰富的局域电子能谱, 其特征强烈地依赖于缺陷层的结构参数. 当超晶格中各组分有效质量不匹配时, 沿超晶格生长方向的磁场将导致磁耦合效应的出现, 引起局域电子能级的量子化, 并且随着朗道指数和磁场的增加, 局域能级向低能区域移动, 局域程度减弱, 特别是对高能区域的局域电子态的影响更大. 局域电子能级越靠近微隙中心, 其局域程度越高. 局域程度可以用布洛赫波数虚部的大小来表征. 另外, 通过对有着相同结构参数的有限超晶格的电子输运系数的计算, 发现当缺陷层两侧超晶格周期数目 $N \geq 7$ 时, 无限超晶格中的局域电子态与有限超晶格中的输运谱透射禁区中的共振透射峰有着很好的对应关系, 为相应的实验研究提供了依据.

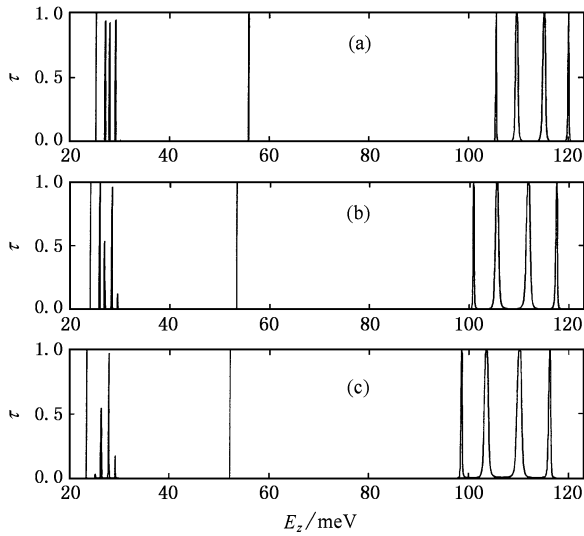


图 5 电子透射系数 τ 随纵向能量 E_z (第 1 到第 2 微带) 的变化 (a) (b) 和 (c) 分别对应图 2 (a) (b) 和 (c) 中 $W_d = 6 \text{ nm}$ 处的能谱, $N = 4$

- [1] Esaki L, Tsu R 1970 *IBM J. Res. Devel.* **14** 61
- [2] Bleuse J, Bastard G, Voisin P 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 220
- [3] Belle G, Maan J C, Weimann G 1985 *Solid Stat. Commun.* **56** 65
- [4] Belle G, Maan J C, Weimann G 1986 *Surf. Sci.* **170** 611
- [5] Xia J B, Fan W J 1989 *Phys. Rev. B* **40** 8508
- [6] Zhu J L, Dai Z S, Hu X 2003 *Phys. Rev. B* **68** 45324
- [7] Mann J C, Belle G, Fasolino A *et al* 1984 *Phys. Rev. B* **30** 2253
- [8] Meseguer F, Agullo-Rueda F, Lopez C *et al* 1993 *Phys. Rev. B* **47** 13880
- [9] Kobayashi y, Kouzu K, Kamimura H 1999 *Solid Stat. Commun.* **109** 583
- [10] Gougam A B, Gandit P, Sicart J *et al* 1999 *Semicond. Sci. Technol.* **14** 231
- [11] Cardoso J L, Pereyra P, Anzaldo-Meneses A 2001 *Phys. Rev. B* **63** 153301
- [12] Duan W F, Zhu J L, Gu B L 1994 *Phys. Rev. B* **49** 14403
- [13] Yuan Z L, Xu Z Y, Xu J Z *et al* 1995 *Chin. Phys.* **4** 43
- [14] Sheng W D, Xia J B 1996 *Chin. Phys.* **5** 60
- [15] Luo X D, Bian L F, Xu Z Y *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1761 (in Chinese) [罗向东, 边历峰, 徐仲英等 2003 物理学报 **52** 1761]
- [16] Liu C S, Ma B K 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2027 (in Chinese) [刘承师, 马本堃 2003 物理学报 **52** 2027]
- [17] Huang W Q, Shuai Z G, Wang L L *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2330 (in Chinese) [黄维清, 帅志刚, 王玲玲等 2004 物理学报 **53** 2330]
- [18] Zhu B F, Chang Y 1994 *Phys. Rev. B* **50** 11932
- [19] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 *Inter. Mod. Phys. B* **24** 2587
- [20] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 12075
- [21] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 *Phys. Rev. B* **62** 9919
- [22] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z, Zou B S 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** 1027
- [23] Wang X H, Gu B Y, Yang G Z 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4629

- [24] El Boudouti E H , Djafari-Rouhani B , Akjouj A *et al* 1996 *Phys. Rev. B* **54** 14728 ;
El Boudouti E H , Djafari-Rouhani B , Akjouj A *et al* 1997 *Phys. Rev. B* **56** 9603
- [25] Kucharczyk R , Steslicka M , Akjouj A *et al* 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4589
- [26] Li W X , Chen K Q , Duan W H *et al* 2003 *Phys. Lett. A* **308** 285
- [27] Chen K Q , Wang X H , Gu B Y 2000 *Mod. Phys. Lett. B* **14** 571
- [28] Zhang X L , Gu B Y , Chen K Q 2003 *Phys. Lett. A* **316** 107
- [29] Wang X H , Gu B Y , Yang G Z 1997 *Phys. Rev. B* **56** 9224
- [30] Ohno H , Mendez E E , Brum J A *et al* 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2555

The localized electronic states and transmission spectra in N -layer superlattice with structural defects in finite magnetic fields *

Wang Xin-Jun Wang Ling-Ling Huang Wei-Qing Tang Li-Ming Chen Ke-Qiu

(*Department of Applied Physics , Hunan University , Changsha 410082 , China*)

(Received 12 December 2005 ; revised manuscript received 12 January 2006)

Abstract

Within the framework of effective-mass approximation , the properties of the localized electronic states in a N -layer superlattice (SL) with structural defects in finite magnetic fields are investigated by utilizing the transfer matrix and effective barrier-height methods. When the mismatch of electron effective mass in different constituent layers is considered , an external magnetic field will lead to the magneto-coupling. The numerical results show that the magneto-coupling brings about not only quantization of localized electron levels but also the degree of the strong dependence of the localized levels on Landau indices and magnetic fields , especially for the localized levels in higher energy region. In addition , we demonstrate in detail the correlations between the localized electronic states inside the minigaps of the infinite SL with structural defect layer and the resonant transmission peaks in dips of the finite SL. A good coincidence between the localized states and transmission peaks is found , which provides a theoretical basis for experimental observation of the localized electronic states in SLs.

Keywords : electron states in superlattices , localized electronic states , magnetic field

PACC : 7320D , 7150 , 8760D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90403026).