

缺陷对准周期磁超晶格输运性质的影响^{*}

李鹏飞¹⁾ 颜晓红^{1 2)} 王如志²⁾

¹⁾ 湘潭大学物理系,湘潭 411105)

²⁾ 北京工业大学新型功能材料教育部重点实验室,北京 100022)

(2001 年 11 月 3 日收到,2002 年 3 月 5 日收到修改稿)

研究了缺陷结构的 Fibonacci 磁超晶格的输运性质.结果表明,缺陷结构对纳米准周期链的电子输运性质有重要影响,特别是低能区电子输运.

关键词:缺陷, Fibonacci 链,磁纳米结构,输运性质

PACC: 7340

自从江崎和朱兆祥^[1]提出半导体超晶格结构以来,超晶格的研究就一直吸引着人们的极大兴趣^[2-10].20 世纪 70 年代以来,随着分子束外延技术的不断发展及成熟,各种周期^[2]、准周期超晶格^[3,4]相继被人工制得.随后,由于电子束微刻技术的完善,使得人们在实验上成功地实现了对半导体异质结面处二维电子气的纳米尺度的周期磁调制^[7],并有望进一步实现磁超晶格中磁垒磁阱的随机排列,因而实验上将非常有可能实现准周期磁超晶格.这也大大激发了理论上对准周期磁超晶格电子输运性质的研究热情.

因体系的量子限域作用,介观体系中的电子输运有着十分奇特而丰富的现象^[11-22],如尺度及维度减小造成的量子隧穿^[11-13]、量子干涉^[16]和量子霍尔电导^[18]等效应.纳米结构的准周期超晶格作为介观体系一个比较重要的种类,其电子输运性质尤其引人关注. You 等^[21]首先用转移矩阵法研究了 Fibonacci 半导体超晶格中电子的磁致电阻,发现其振荡行为是复杂的. Guo 等^[22]就几种不同类型准周期磁超晶格中的隧穿概率及弹道电导分别进行了深入地研究.结果表明相对于周期性结构,其共振隧穿行为更复杂,且隧穿概率具有选择性压缩.本文计算了有缺陷的 Fibonacci 磁超晶格中的输运特性,并与正常 Fibonacci 磁超晶格的输运行为做出了定性比较,从分析准周期序列守恒量的变化揭示了缺陷对隧穿概率及弹道电导的影响实质.

磁调制超晶格结构可通过在二维电子气平面上沉积铁磁条或超导条所产生的垂直磁场来实现.选择二维电子气位于 (x, y) 平面,垂直磁场沿 y 方向是均匀的,沿 x 方向是变化的.图 1(a)(b)(c)示出了本文将采用的三种磁构筑块,每一个构筑块包括一个磁垒(高度为 B_i ($i = A, B, C$))和一个磁阱(深度为 $-B_i$ ($i = A, B, C$))结构尺度为 $2d$.

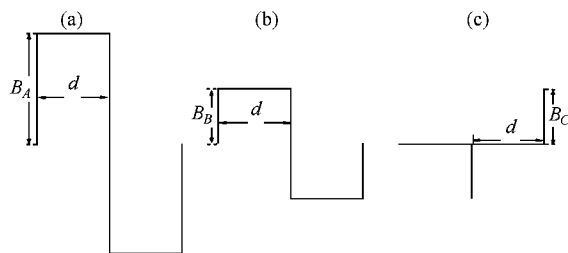


图 1 Fibonacci 磁超晶格的构筑块 (a)(b) 分别为正常构筑块 A 和 B (c) 为一种缺陷构筑块

Fibonacci 磁超晶格是用两种不同的磁构筑块 A (如图 1(a)) 和 B (如图 1(b)) 按照迭代关系^[23]

$$S_l = \{S_{l-1} S_{l-2}\} \quad l \geq 2 \quad (1)$$

排列而成的.若其初始条件为 $S_0 = \{B\}$, $S_1 = \{A\}$, 则按(1)式经 6 次迭代($l = 6$)而成的序列为

$$ABAABABAABABA. \quad (2)$$

本文所考虑的含缺陷的体系为 Fibonacci 序列中的一个正常构筑块 A 或 B 以一个非正常构筑块 C 来代替.对于(2)式,假定第 7 个构筑块为缺陷,则新

序列为

$$ABAABACAABABA. \quad (3)$$

在这里,考虑三种不同缺陷,其中两种结构形式与构筑块 A (或 B) 一样,仅所加调制磁场分别大于或小于正常构筑块,第三种缺陷的磁调制如图 1(c),为 δ 函数^[24].

对于在磁垒磁阱中隧穿的二维电子,体系的薛定谔方程可写为

$$\frac{1}{2m^*} [\mathbf{P} + e\mathbf{A}_i]^2 \Psi(x, y) = E\Psi(x, y), \quad (4)$$

式中 m^* 为电子有效质量, e 为电子电荷, $\mathbf{P}$ 为电子动量, $\mathbf{A}_i = (0, A_i(x), 0)$ 为朗道矢势. 由于电子的运动在 y 方向是自由的, 因此其波函数可以写成 $\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \Phi(x)$, 其中 k_y 为 y 方向的波矢. 取回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ 及磁长度 $l_B = \sqrt{\hbar/eB_0}$ 作为基本物理量, (4) 式可化为如下无量纲形式:

$$\frac{1}{2} \left\{ -\frac{d^2}{dx^2} + [A_i(x) + k_y]^2 \right\} \Phi(x) = E\Phi(x). \quad (5)$$

基于磁超晶格为二维电子气系统, 可取平面波作为基函数, 在电子输运的入射区和出射区, 其波函数可分别表为

$$\begin{cases} \Phi_i(x) = c_0 e^{ik_0 x} + \bar{c}_0 e^{-ik_0 x}, \\ \Phi_o(x) = c_L e^{ik_L x} + \bar{c}_L e^{-ik_L x}. \end{cases} \quad (6)$$

考虑磁超晶格中的有效势 $U(x, k_y) = [A_i(x) + k_y]^2/2$ 形式较复杂, 采用文献[25]中介绍的转移矩阵方法, 最后可得电子出射及入射振幅相互关系的矩阵表达式

$$\begin{pmatrix} c_L + \bar{c}_L \\ c_L - \bar{c}_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_0 + \bar{c}_0 \\ c_0 - \bar{c}_0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

其中 m_{11} , m_{12} , m_{21} 和 m_{22} 为转移矩阵 M 的矩阵元. 因为 $\bar{c}_L = 0$, 所以隧穿概率可表示为

$$T = 1 - \left| \frac{m_{11} + m_{12} - m_{21} - m_{22}}{m_{12} + m_{21} - m_{11} - m_{22}} \right|^2. \quad (8)$$

弹道区内, 就半个费密面积分可得电子隧穿整个 Fibonacci 磁超晶格结构的弹道电导

$$G = G_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T(E_F) \sqrt{2E_F \sin \theta} \cos \theta d\theta, \quad (9)$$

这里 θ 是电子入射方向与 x 方向的夹角, E_F 是费密能, $G_0 = e^2 m^* v_F l_y / \hbar^2$, l_y 是磁结构在 y 方向的线度, v_F 是费密速度.

作为示例, 我们研究了 $l = 10$ 时的含缺陷 Fibonacci 磁超晶格结构的输运性质. 其所含的构筑块

总数为 89 个, 就磁结构输运而言, 该体系已能够体现准周期特征. 选择正常构筑块的磁场 $B_A = 1.5$, $B_B = 1.0$, 宽度 $d = 1.0$. 缺陷位于 Fibonacci 链正中央, 即第 44 个构筑块. 在下文图中, 磁场 B 、能量 E (E_F) 和宽度 d 分别以 B_0 , $\hbar\omega_c$ 和 l_B 为单位.

图 2 为电子横向波矢 $k_y = 0.0$ 时的隧穿概率图. 可以看出, 不含缺陷的准周期磁结构的共振隧穿表现出很好的振荡特性, 其振荡峰具有明显的三重劈裂和自相似的特征^[26] (如图 2(a)). 显然, 该结果真实地反映了 Fibonacci 磁超晶格的共振隧穿行为. 将准周期结构中的 B 替换为缺陷块 C 时 (如图 2(b), (c), (d)), 会出现复杂的现象. 对于第一种缺陷 (图 2(b)), 即缺陷构筑块的调制磁场为 0, 在低能区振荡减弱, 甚至某些峰湮没, 而高能区仍表现出很好的准周期特性. 在另外两种缺陷条件下 (图 2(c), (d)), 即调制磁场分别为 2.0 或 δ 函数 ($B_C = 1.0$), 其影响更明显, 低能区有更多的共振峰消失, 但高能区的变化还是维持着准周期超晶格的输运特性. 另外, 我们也计算了电子沿不同入射方向 (即 k_y 不同) 时缺陷的存在对准周期磁超晶格隧穿行为的影响 (限于篇幅, 没有给出图), 可以得到类似的结果. 这说明缺陷仅在低能区表现出良好的影响力, 而高能区却作用很小. 其原因可能是缺陷对低能输运有较强的散射作用, 但对高能电子输运, 电子能量将大于有效势, 缺陷调制相对很小, 其影响自然较小.

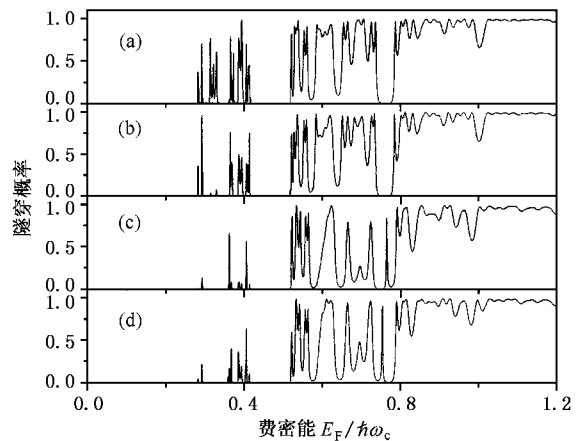


图 2 横向波矢 $k_y = 0.0$ 时电子通过 Fibonacci 磁超晶格的隧穿概率 ($B_A = 1.5$, $B_B = 1.0$, $d = 1.0$) (a) 为无缺陷的情况 (b) (c) 分别表示缺陷构筑块的磁场 $B_C = 0.0$ ($d = 1.0$) 和 $B_C = 2.0$ ($d = 1.0$) 的情况 (d) 表示缺陷构筑块的磁场为 δ 函数 ($B_C = 1.0$, $d = 1.0$) 的情况

图 3 示出了电子隧穿此 Fibonacci 磁结构的弹道

电导. 结果同样表明, 缺陷态主要在低能区对弹道电导造成较大影响, 而高能区变化则不是很明显. 不过就整个能区而言, 缺陷对弹道电导的影响相对于隧穿概率却要大得多. 尤其是缺陷构筑块的调制磁场为 δ 函数时(图 3(d)), 弹道电导的改变在高能区也是非常明显的. 这是因为弹道电导是隧穿概率在半个费密面的积分, 缺陷对隧穿概率的影响也就可能在弹道电导上更明显地体现出来.

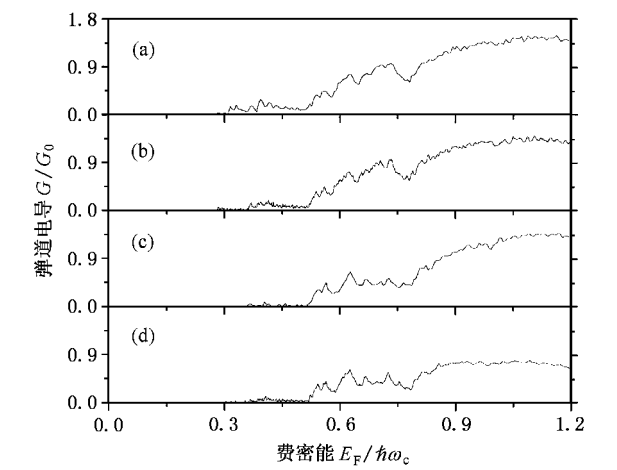


图 3 电子通过 Fibonacci 磁超晶格的弹道电导 (a)(b)(c), (d) 的参数同图 2 中相对应

为更好地说明缺陷对弹道电导的影响, 图 4 给出了在缺陷位置不变的情形下(即第 44 个构筑块是缺陷), 弹道电导随缺陷构筑块磁场偏离正常构筑块磁场大小的变化(图 4 及图 5 和图 6 所考虑的缺陷的磁调制形式如图 1(a)或(b)). 当缺陷构筑块的调制磁场小于 1.0 时, 弹道电导随缺陷构筑块的磁场的增强而缓慢增大, 在 1.0 附近时有一段较平缓的区域, 越过这个区域后, 弹道电导迅速衰减. 这表明大偏离缺陷块对弹道电导的影响较大, 而小偏离缺陷块的影响则较小. 这也从另一方面揭示了三种不同缺陷对弹道电导影响大小不同的原因. 另外缺陷的位置也将对弹道电导产生显著地影响. 图 5 示出了弹道电导随缺陷构筑块在链上的位置不同而出现振荡行为(缺陷构筑块的磁场为 2.0). 但总体上看, 无论缺陷在什么位置, 加入缺陷后的弹道电导都小于不加缺陷的体系的弹道电导. 其原因也可能是缺陷的加入使磁结构中的某些能级湮没. 但缺陷位置的不同, 对能级劈裂的影响也不一样, 当缺陷位于某些位置时, 会有更多的能级消失, 反映在弹道电导上就会使之出现振荡行为.

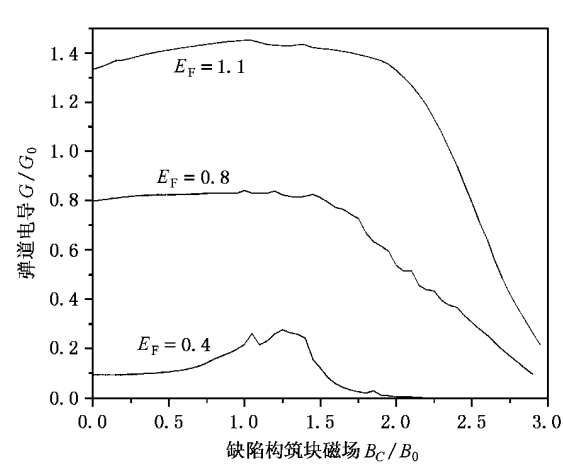


图 4 弹道电导随缺陷构筑块磁场 B_C ($d = 1.0$) 大小的变化

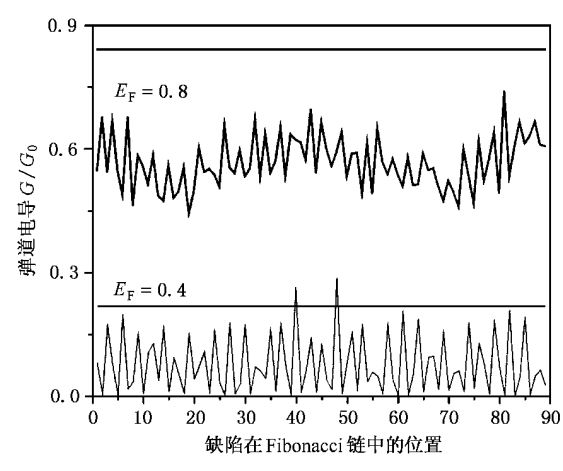


图 5 弹道电导随缺陷构筑块在长链中的位置的变化(图中细直线和粗直线分别对应费密能为 0.4 和 0.8 时正常序列的弹道电导)

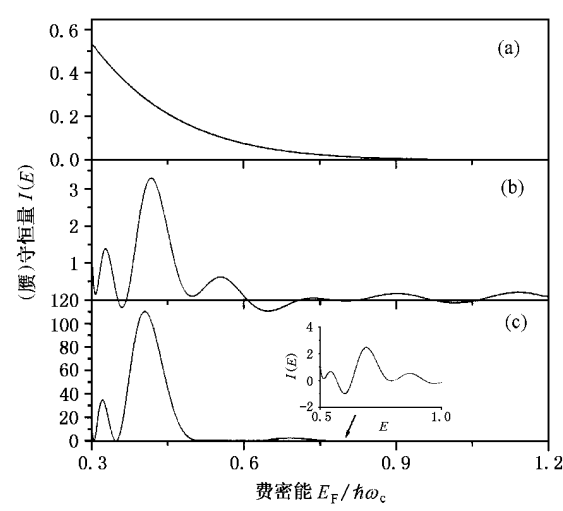


图 6 缺陷对守恒量的影响 (a) 为正常序列的守恒量 (b)(c) 分别为缺陷构筑块的磁场 $B_C = 0.0$ 和 $B_C = 2.0$ 的守恒量

缺陷只所以能对准周期磁超晶格电子输运产生较大影响,主要是因为缺陷的加入改变了准周期体系的序,并因而导致其守恒量的改变,从而改变了电子的输运行为.以下就缺陷的加入而造成守恒量改变的事实进一步理解缺陷对准周期磁超晶格电子输运的影响.对于 Fibonacci 准周期体系,其迹映象关系为^[27,28]

$$x_l = 2x_{l-1}x_{l-2} - x_{l-3}, \quad (10)$$

其中 $x_l = \frac{1}{2}\text{Tr}(M_l)$ 为转移矩阵的迹.存在一个守恒量

$$I = x_l^2 + x_{l-1}^2 + x_{l-2}^2 - 2x_lx_{l-1}x_{l-2} - 1. \quad (11)$$

守恒量是依据 Fibonacci 准周期迭代关系推导出来的,它实际上也整体反映了体系的准周期特性.加入缺陷后,上述守恒量将不再守恒.若把加入缺陷后的 I 称为赝守恒量,这样就可以通过研究缺陷引起赝守恒量的改变来进一步探讨缺陷对准周期结构输运的影响.图 6(a)给出了 6 阶($l=6$)Fibonacci 磁超晶格不加缺陷时的守恒量, (b) (c) 分别为缺陷磁场 $B_C=0.0$ 和 $B_C=2.0$ 时的赝守恒量,其中缺陷位于

准周期序列中央.结果显示,缺陷构筑块的磁场偏离正常构筑块一个较小的值,就会对赝守恒量产生明显的影响.相对于不加缺陷的守恒量,缺陷的出现使得赝守恒量在低能区产生剧烈的振荡,高能区虽然也有振荡但其振幅较小,总体仍表现出守恒量的特征.上述结果也验证了缺陷将主要影响准周期超晶格低能区的输运.

本文研究了磁垒磁阱构成的 Fibonacci 磁超晶格中,缺陷结构的加入对电子输运性质的影响.结果表明,当缺陷构筑块的磁场大于正常构筑块的磁场时,隧穿概率和弹道电导都明显衰减,尤其在低能区.当缺陷构筑块的磁场小于正常构筑块的磁场时,影响有所减弱,但在低能区也是显著的.弹道电导随缺陷构筑块磁场的变化进一步明晰了这些特征.缺陷在准周期长链中的位置变化将导致弹道电导发生振荡行为.加入缺陷后的赝守恒量明显偏离守恒量的振荡行为从实质上说明了缺陷对准周期磁超晶格输运过程的影响.

- [1] Esaki L and Tsu R 1970 *IBM J. Res. Dev.* **14** 61
- [2] Cho A Y 1971 *Appl. Phys. Lett.* **19** 467
- [3] Merlin R, Bajema K, Clarke R, Juang F Y and Bhattacharya P 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1768
- [4] Karkut M G, Triscone J M, Ariosa D and Fischer Φ 1986 *Phys. Rev. B* **34** 4390
- [5] Wu H W, Zhou X C, Xu G C, Du Q G, Wang E G, Wang D S, Zhang L J and Chen C J 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 2193
- [6] Koppensteiner E, Hamberger P, Bauer G, Holy V, and Kasper E 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 172
- [7] Carmona H A, Geim A K, Nogaret A, Main P C, Forstr T J, Henini M, Beaumont S P and Blamire M G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3009
- [8] Ye P D, Weiss D, Gerhardt R R, Seeger M, von Klitzing K, Eberl K and Nickel H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3013
- [9] Moritz N, Hauenstein H M and Seilmeier A 1995 *Phys. Rev. B* **52** 17300
- [10] Hagston W E, Stirner T and Miao J Q 1999 *Phys. Rev. B* **59** 5784
- [11] Jiang J C, Schaper A K, Spika Z and Stolz W 2000 *Phys. Rev. B* **62** 15826
- [12] Chang L L, Esaki L and Tsu R 1974 *Appl. Phys. Lett.* **24** 593
- [13] Mendez E E, Calleja E, Goncalves C E T et al 1986 *Phys. Rev. B* **33** 7368
- [14] Goldman V J, Tsui D C and Cunningham J E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1256
- [15] Li H L, Ruan K Q, Li S Y, Mo W Q, Fan R and Luo X G 2001 *Acta*

- Phys. Sin.* **50** 2044 [李慧玲、阮可清、李世燕、莫维勤、樊荣、罗习刚 2001 物理学报 **50** 2044]
- [16] Lin J H 2001 *Chin. Phys. J.* **10** S4
- [17] Van Wees B J, VanHouten H, Beenakker C W J, Williamson J G, Kouwenhoven L P and Van der Marel D 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 848
- [18] Mailly D, Chapelier C and Benoit A 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2020
- [19] Zheng H Z 1999 *Chin. J. Semicond.* **20** 1 [郑厚植 1999 半导体学报 **20** 1]
- [20] Van Albado M P and Lagendijk A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2692
- [21] Zheng H Z, Wei H P, Tsui P C and Weimann G 1986 *Phys. Rev. B* **34** 5635
- [22] You J Q, Zhang L D and Yang Q B 1997 *Phys. Rev. B* **55** 1314
- [23] Guo Y, Gu B L, Li Z Q, Zhu J L and Kawazoe Y 1998 *J. Phys.: Condens. Matter* **10** 1549
- [24] Liu Y Y, Fu X J and Huang X Q 1997 *Progress in Physics* **17** [刘有延、傅秀军、黄秀青 1997 物理学进展 **17** 1]
- [25] Ibrahim I S and Peeters F M 1995 *Phys. Rev. B* **52** 17321
- [26] Wang R Z and Yan X H 2000 *Chin. Phys. Lett.* **8** 589
- [27] Liu Y Y, Riklund Rolf 1987 *Phys. Rev. B* **35** 6034
- [28] Yan X H, Yan J R, Zhong J X and You J Q 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1652 [颜晓红、颜家壬、钟建新、游建强 1992 物理学报 **41** 1652]
- [29] Mark Holzer 1988 *Phys. Rev. B* **38** 1709

Effect of defects on transport properties in quasiperiodic nanoscaled magnetic quantum structure^{*}

Li Peng-Fei¹⁾ Yan Xiao-Hong^{1 2)} Wang Ru-Zhi²⁾

¹⁾(*Department of Physics ,Xiangtan University ,Xiangtan 411105 ,China*)

²⁾(*The Key Laboratory of Advanced Functional Materials Ministry of Education China ,Beijing Polytechnic University ,Beijing 100022 ,China*)

(Received 3 November 2001 ; revised manuscript received 5 March 2002)

Abstract

We investigate the electronic transport properties in the Fibonacci magnetic superlattice including a defect. It is proved that the defect is important on the effect of electronic transport ,especially at the low energy.

Keywords : defect , Fibonacci chain , magnetic nanoscaled structure , transport properties

PACC : 7340

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 59871044).