

磁场对四端量子波导中电子输运性质的影响

高峰¹⁾ 王艳²⁾ 游开明¹⁾ 姚凌江^{2)†}

1) 衡阳师范学院物理与电子信息科学系, 衡阳 421008)

2) 湖南大学应用物理系, 长沙 410082)

(2006 年 2 月 20 日收到, 2006 年 3 月 7 日收到修改稿)

采用模匹配方法, 研究了非均匀磁场下开放的四端量子波导中的电子输运性质. 结果表明, 从一端入射的电子可以透射到两个与之垂直的输出端和一个与之平行的输出端. 在没有外加磁场的情况下, 两个垂直输出端的输运概率是相同的, 但垂直端与水平端的输运概率不同; 在外加磁场下, 由于磁边缘态效应, 两个垂直输出端的输运概率也有着相当大的差别. 通过施加不同的磁场, 我们能获得丰富的电子输运结构, 如台阶, 宽谷, 尖峰等, 通过调节磁场的大小和比例以及结构参数可控制该量子结构在各输出端的输运概率.

关键词: 电子输运, 介观体系, 磁效应

PACC: 7200, 7335, 7560L

1. 引言

二十年来, 以量子点、量子线、量子阱和超晶格等为代表的低维纳米结构中的电子态、声子态及其相关输运性质的研究一直是凝聚态领域的重要的研究课题^[1-22], 许多在固体材料中难于观察到的新的量子现象如量子受限效应、共振隧穿、超晶格微带效应、库仑阻塞和弹道输运等不断被发现. 各种介观结构在磁场中的电子输运特性也一直受到研究人员的广泛关注^[23-30], 在这些低维介观系统中, 当施加垂直方向磁场时, 磁边缘态将形成, 对系统的电子相干输运起着极其重要的作用. 在这些结构中, 已被揭示出许多新的物理现象, 如量子霍尔效应^[31], Aharonov-Bohm 效应^[32]及磁共振隧穿^[33, 34]等.

垂直端封闭^[35, 36]和开放的^[37]T 型量子波导结构也被深入地研究了. 在这些结构中, 人们已观察到了许多有趣的输运现象, 如共振输运和共振反射等. 理论上, 人们把这种共振输运和反射归因于弹道量子干涉效应导致的局域态的影响.

本文研究了如图 1 所示的开放的四端量子波导在非均匀磁场下的电子输运性质. 虽然对于这样一个结构, 它的电子输运性质在理论和实验上已被广

泛地研究^[38-41], 研究人员在这样的结构中发现了著名的反量子霍尔效应现象, 而且对这一现象进行了深入研究. 然而, 在非均匀磁场下的电子输运性质的研究尚未见报道, 而且几何结构参数对电子输运性质的影响也没有被完全揭示, 为了对于这样一个常见量子结构中的电子的输运性质有一个全面而深入的理解, 本文详细地探讨了结构的几何参数和磁场对其电子输运谱的影响, 重点分析了不同的磁场构型对各通道电子输运概率的调节规律.

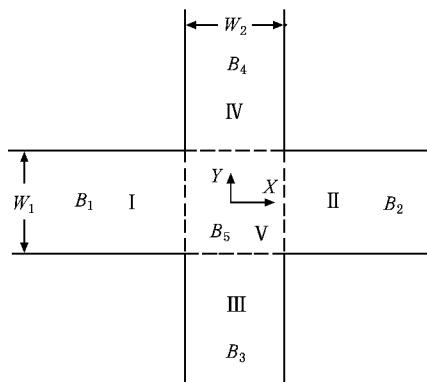


图 1 四端量子波导结构. 在区域 I, II, III, IV 和 V 分别加上垂直磁场 B_1, B_2, B_3, B_4, B_5 , V 是散射区域, 不加磁场. W_1 为区域 I 和 II 的高度, W_2 为区域 III 和 IV 的宽度

† 通讯联系人, E-mail: ljyao@hnu.cn

2. 理论模型和公式

考虑如图 1 所示四端量子波导, 该结构被分为

$$A = (x, y) = \begin{cases} (-B_0 y, B_1(x + 0.5W_2)) = (-(B_1 + B_0)y, 0) + \nabla B_1 y(x + 0.5W_2), & \text{(I)} \\ (-B_0 y, B_2(x - 0.5W_2)) = (-(B_0 + B_2)y, 0) + \nabla B_2 y(x - 0.5W_2), & \text{(II)} \\ (-B_3(y + 0.5W_1) + B_0 W_1/2, 0) = (0, B_3 x) - \nabla B_3 x[y + 0.5W_1 - B_0 W_1/(2B_3)], & \text{(III)} \\ (-B_4(y - 0.5W_1) - B_0 W_1/2, 0) = (0, B_4 x) - \nabla B_4 x[y - 0.5W_1 + B_0 W_1/(2B_4)], & \text{(IV)} \\ (-B_0 y, 0) \text{ 或 } (0, B_0 x) - \nabla B_0 xy. & \text{(V)} \end{cases}$$

当电子从左边区域 (I 区) 的第 n 个态入射时, 根据规范变换并考虑到硬壁边界条件, 区域 I 的波函数可写为

$$\begin{aligned} \Psi_n^I(x, y) = & e^{-i(B_1/B_0)l_B^2 y(x+0.5W_2)} \\ & \times \left[e^{ik_n^{I(+)}(x+0.5W_2)} \Phi_n^{I(+)}(y) \right. \\ & \left. + \sum_m r_{nm} e^{ik_m^{I(-)}(x+0.5W_2)} \Phi_m^{I(-)}(y) \right] \quad (1) \end{aligned}$$

其中 $k_n^{I(\pm)} = \sqrt{k^2 - (n\pi/W_1)^2}$, $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ 为磁长度.

类似地, 区域 II, III 和 IV 的波函数可分别写为

$$\begin{aligned} \Psi_n^{II}(x, y) = & e^{-i(B_2/B_0)l_B^2 y(x-0.5W_2)} \\ & \times \left[\sum_m t_{nm} e^{ik_m^{II(+)}(x-0.5W_2)} \Phi_m^{II(+)}(y) \right] \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_n^{III}(x, y) = & e^{i(B_3/B_0)l_B^2 [y+0.5W_1 - B_0 W_1/(2B_3)]x} \\ & \times \left[\sum_m u_{nm} e^{ik_m^{III(-)}(y+0.5W_1)} \Phi_m^{III(-)}(x) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_n^{IV}(x, y) = & e^{i(B_4/B_0)l_B^2 [y-0.5W_1 + B_0 W_1/(2B_4)]x} \\ & \times \left[\sum_m s_{nm} e^{ik_m^{IV(+)}(y-0.5W_1)} \Phi_m^{IV(+)}(x) \right] \quad (4) \end{aligned}$$

在散射区域 V, 波函数为

$$\begin{aligned} \Psi_n^V(x, y) = & \sum_j \left\{ \left[a_{jn} e^{ik_j^{V(y^+)x}} \Phi_j^{V(y^+)}(y) \right. \right. \\ & \left. \left. + b_{jn} e^{ik_j^{V(y^-)x}} \Phi_j^{V(y^-)}(y) \right] \right\} \\ & + \sum_j \left\{ e^{ixy/l_B^2} \left[c_{jn} e^{ik_j^{V(x^+)y}} \Phi_j^{V(x^+)}(x) \right. \right. \\ & \left. \left. + d_{jn} e^{ik_j^{V(x^-)y}} \Phi_j^{V(x^-)}(x) \right] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \Phi_j^{V(x^\pm)}(x = \pm 0.5W_2) &= 0, \\ \Phi_j^{V(y^\pm)}(y = \pm 0.5W_1) &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

5 个区域, 假定每个子区域的磁场是均匀的, 散射区域 V 不加上任何磁场, 这样就形成一个磁受限腔. 为简单起见, 在结构的边界, 取硬壁限制势, 即取势 $V = \infty$. 每个区域的磁矢势取 Landau 规范

在磁场中, 电子的横向波函数满足一维薛定谔方程

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + k_F^2 - \left(k_n^{I(\pm)} - \frac{e(B_0 + B_1)y}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_n^{I(\pm)}(y) = 0 \quad \text{(区域 I)}, \quad (7)$$

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + k_F^2 - \left(k_n^{II(\pm)} - \frac{e(B_0 + B_2)y}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_n^{II(\pm)}(y) = 0 \quad \text{(区域 II)}, \quad (8)$$

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k_F^2 - \left(k_m^{III(\pm)} + \frac{eB_3 x}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_m^{III(\pm)}(x) = 0 \quad \text{(区域 III)} \quad (9)$$

和

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k_F^2 - \left(k_m^{IV(\pm)} + \frac{eB_4 x}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_m^{IV(\pm)}(x) = 0 \quad \text{(区域 IV)}, \quad (10)$$

在区域 V 中, 电子的横向波函数满足下面的两个一维薛定谔方程

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + k_F^2 - \left(k_n^{V(y^\pm)} - \frac{eB_0 y}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_n^{V(y^\pm)}(y) = 0 \quad (11)$$

和

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k_F^2 + \left(k_m^{V(x^\pm)} + \frac{eB_0 x}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_m^{V(x^\pm)}(x) = 0 \quad (12)$$

其中 e 表示电子电量, k_F 是费米波矢, 在进行运算时, 只需要利用其中任意的一个方程即可.

为了求解方程 (7) (8) (9) 和 (10), 取零场下横向本征函数为基矢, 把波函数按一系列正交完备集展开,

$$\begin{aligned} \Phi_n^{I(\pm)}(y) &= \sum_j \xi_{jn}^{I(\pm)} f_j(y) \\ &= \sum_j |j\rangle \langle j| \Phi_n^{I(\pm)}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Phi_n^{II(\pm)}(y) &= \sum_j \xi_{jn}^{II(\pm)} f_j(y) \\ &= \sum_j |j\rangle \langle j| \Phi_n^{II(\pm)}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Phi_m^{III(\pm)}(x) &= \sum_j \eta_{jm}^{III(\pm)} g_j(x) \\ &= \sum_j |j\rangle \langle j| \Phi_m^{III(\pm)}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Phi_m^{IV(\pm)}(x) &= \sum_j \eta_{jm}^{IV(\pm)} g_j(x) \\ &= \sum_j |j\rangle \langle j| \Phi_m^{IV(\pm)}. \end{aligned} \quad (16)$$

对于给出的费米能量 E_F , 借助扩展基, 能够获得本征波数 $\{k_n^{I(\pm)}\}, \{k_n^{II(\pm)}\}, \{k_n^{III(\pm)}\}$ 和 $\{k_n^{IV(\pm)}\}$ 及本征波函数 $\{\Phi_n^{I(\pm)}(y)\}, \{\Phi_n^{II(\pm)}(y)\}, \{\Phi_n^{III(\pm)}(x)\}$ 和 $\{\Phi_m^{IV(\pm)}(x)\}$; 然后运用边界匹配技术^[42], 将这 5 个波函数及其导数分别在 4 个交界面上匹配起来, 共得到 8 个方程, 正好确定导出 (1)–(5) 式中所有的系数: $\{r_{mn}\}, \{t_{mn}\}, \{s_{mn}\}, \{u_{mn}\}, \{a_{jn}\}, \{b_{jn}\}, \{c_{jn}\}$ 和 $\{d_{jn}\}$; 最后, 就可以获得从入射态 n 到出射态 j 的传输概率为 \tilde{t}_{jn} (区域 II), \tilde{u}_{jn} (区域 III), \tilde{s}_{jn} (区域 IV) 和反射概率 \tilde{r}_{jn} (区域 I):

$$\tilde{t}_{nj} = \frac{k_j^{II(+)}}{k_n^{I(+)}} |t_{nj}|^2, \quad (17)$$

$$\tilde{r}_{nj} = \frac{k_j^{I(-)}}{k_n^{I(+)}} |r_{nj}|^2, \quad (18)$$

$$\tilde{u}_{nj} = \frac{|k_j^{III(-)}|}{k_n^{I(+)}} |u_{nj}|^2, \quad (19)$$

$$\tilde{s}_{nj} = \frac{k_j^{IV(+)}}{k_n^{I(+)}} |s_{nj}|^2. \quad (20)$$

这里, 值得特别指出的是 (13)–(16) 式中的求和应包括所有可能的衰减态, 但在实际运算中, 一般只需要考虑费米能下的所有传播态及费米能上的有限个衰减态即可. 在本文中取 25 个横向态, 这时, 其关系 $\sum_j (\tilde{t}_{jn} + \tilde{s}_{jn} + \tilde{u}_{jn} + \tilde{r}_{jn}) = 1$ 保持的很好, 精确到小数点第四位.

总的传输概率分别为

$$T = \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \tilde{t}_{nj}, \quad (21)$$

$$U = \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_3} \tilde{u}_{nj}, \quad (22)$$

$$S = \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_4} \tilde{s}_{nj}. \quad (23)$$

这里, N_1, N_2, N_3 和 N_4 分别是区域 I, II, III 和 IV 的

传播态的数目. 温度为零时电导 G 可以根据 Landauer-Büttiker 公式得到^[43]: $G_i = (2e^2/h)T, G_s = (2e^2/h)S$ 和 $G_u = (2e^2/h)U$.

3. 数值结果和分析

下面我们将运用上面导出的计算公式, 从数值上讨论磁场对开放的四端量子波导的电子传输概率的影响.

首先考虑零场下总的传输概率 T, U 和 S 随入射电子费米波数 k_F 和几何结构参数 W_2/W_1 的变化规律, 其结果示于图 2 中. 这里要特别指出的是当几何结构参数 W_1, W_2 及两个特征尺度 λ_F (电子的费米波长, 由电子的费米能 E_F 决定) 和磁长度 l_B (由磁场强度 B 确定) 按同样的比例增加或减少时, 其电子的传输性质不变. 在计算中, 不失其一般性, 固定 $W_1 = 100.0\text{nm}$. 电子的有效质量 m^* 取为 $0.67m_e, m_e$ 为电子的静止质量.

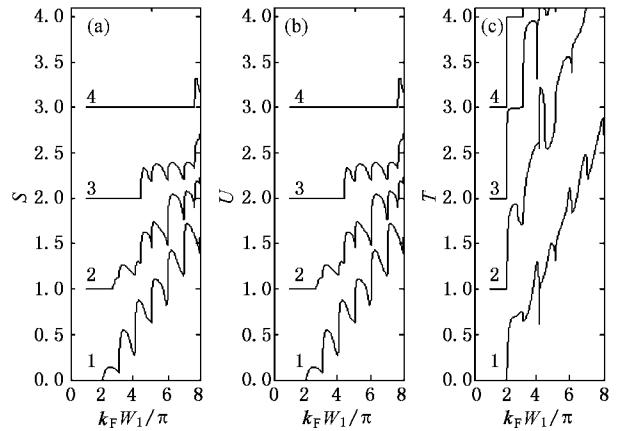


图 2 传输概率 S, U 和 T 随费米波数 k_F 的变化 (a) (b) 和 (c) 分别描述区域 IV, 区域 III 和区域 II 中的传输概率 S, U 和 T , 曲线 1–4 分别对应结构参数比 $W_2/W_1 = 1.0, 0.6, 0.3, 0.15$, 相邻曲线向上移动 1 个单位

从图 2(a) 和图 2(b), 发现垂直量子通道 III 和 IV 的透射传输谱有如下特点: 1) 通道 III 和通道 IV 的传输谱完全相同, 这是由于在零场下, 通道 III 和通道 IV 在四端结构中处于对称位置, 电子在这两个通道具有相同的传输概率; 2) 传输的阈值波数 (即最低的传播通道打开时入射电子的费米波数 k_F) 随 W_2/W_1 的减小而增加, 这是因为当 W_1 确定时, 在通道 III 和通道 IV 的电子最低传播态的能量由 W_2 确定, 当 W_2 减小时其最低的传播态能量增加, 故只有当入射电

子的费米能增加时,才能打开这个通道.3)在每个新的通道打开之前总是出现一个谷,这个谷的位置不随 W_2 变化,这一现象与L型量子波导^[30]和开放的T型量子波导^[37]的情形是类似的,正如这些文献所论述的,入射态和散射态之间的耦合可能会引起散射区域中局域态的形成,而这局域态会阻碍电子的运输,从而导致运输谷的出现.

从图 χ (c)可以发现,水平通道的运输谱非常不同于垂直通道的运输谱.首先,阈值波数并不随着 W_2 而变化,而直接由 W_1 确定;其次,对于同样的入射电子费米数 k_F ,运输概率 T 大于 S 和 U ,这表明电子在水平通道的运输是主要的.从图中曲线3和4中,可以观察到完整的电导平台,相应地,图 χ (a)和图 χ (b)中曲线3和4的运输系数为零.这是由于 W_2 比较小,打开垂直通道的阈值能量升高,有着较低的入射费米能的电子无法散射进窄的垂直量子通道中,此时该结构可以看成是一水平量子波导.在图 χ (c)中也观察到一些类似图 χ (a)和图 χ (b)中观察到的一些运输特征,如在每个新的通道打开之前也总是出现一个谷.

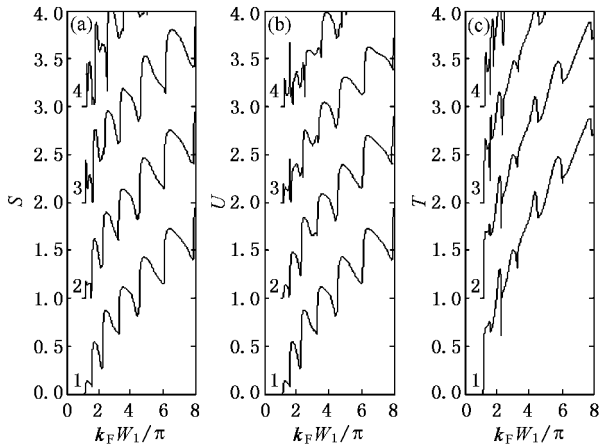


图3 运输概率 S 、 U 和 T 随费米波数 k_F 的变化.(a)(b)和(c)分别描述区域IV、区域III和区域II的运输概率 S 、 U 和 T ,曲线1—4分别对应于 $B_1 = B_2 = B_3 = B_4 = 0, 0.2, 0.6$ 和 1.0 ,相邻曲线向上移动1个单位

在图3,我们给出了在区域I,II,III和IV加上相同的磁场时各通道的运输概率 S 、 U 和 T 随入射电子费米波数 k_F 的变化规律.曲线1—4分别对应于 $B_1 = B_2 = B_3 = B_4 = 0, 0.2, 0.6$ 和 1.0 .加上磁场以后,运输谱发生了很大的变化.随着磁场的增加:1)更多的峰-谷结构在运输谱中出现了;2)各通道的阈值波数向右移动;3)各通道运输峰右移;4)区域IV

的运输概率 S 比区域III的概率 U 大.这些现象可以从物理的角度解释如下:磁场的作用等效于在散射区域的各出口加上一个磁垒,电子在散射区域经历多次散射,从而导致了运输谱中复杂的峰谷结构;当增加磁场时,结构中第一个子能级被提升了,导致了阈值波数的增加,相应地各运输峰向右移动;区域IV的运输概率 S 比区域III的概率 U 大,归因于磁场引起的洛伦兹力导致的磁边缘态效应,因为我们施加的磁场的方向是垂直纸面向外,由于洛伦兹力作用使得电子在 Y 方向的动量增加,而导致更多的电子散射进入区域IV.

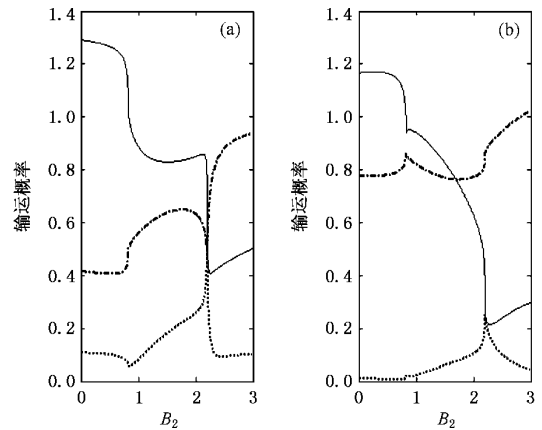


图4 取入射费米能 $E_F = 3.2$, $B_1 = 1.2$, $B_3 = 2.22$, $B_4 = 0.84$ 时,各通道的运输概率 S (点划线)、 U (点线)和 T (实线)随区域II中磁场 B_2 的变化规律.(a)和(b)分别对应 $W_2/W_1 = 1$ 和 2

图4给出了各通道的运输概率 S 、 U 和 T 随区域II中磁场 B_2 的变化规律.(a)和(b)分别对应 $W_2/W_1 = 1$ 和 2 .这里取入射费米能 $E_F = 3.2$, $B_1 = 1.2$, $B_3 = 2.22$, $B_4 = 0.84$.从图4(a)可以看到通道II的运输概率 T 随磁场强度 B_2 的增加呈下降趋势,这归因于在通道II方向的磁垒对电子的散射,阻碍了电子在水平方向的传输.而在垂直通道III和IV的电子运输概率 U 和 S 随磁场强度的增加呈复杂的变化规律,这取决于各通道的磁垒的综合效应.从图4(a),也发现通道IV的电子运输概率 S 总是大于通道III的电子运输概率 U ;比较图4(a)与图4(b),发现随着垂直方向通道的宽度 W_2 的增加,通道IV方向的电子运输概率 S 大大增加,而在其他两通道的电子运输概率 U 和 T 都减小了.正如上面所解释的,这归因于磁边缘态效应使电子倾向于向通道IV传输, W_2 的增加更有利于电子被散射进入通道IV.从这些结果,我们发现磁场的大小和方向以及结构

参数对各通道的运输概率的影响是显著的.

在图 5 和图 6, 分别给出了各通道的运输概率 S , U 和 T 随区域 III 中磁场 B_3 和区域 IV 中磁场 B_4 的变化规律. 这里取入射费米能 $E_F = 3.2$, $W_2/W_1 = 1$. 在图 5 其他区域的磁场为 $B_1 = 1.2$, $B_2 = B_4 = 2.28$, 而在图 6 其他区域的磁场为 $B_1 = 1.2$, $B_2 =$

2.28 , $B_3 = 1.5$. 从这些图中, 可发现丰富的运输结构, 如台阶, 宽谷, 尖峰等. 在各运输通道施加不同的磁场, 不同通道的电子运输谱有着显著的差别. 这些计算结果给出了各通道的电子运输谱随磁场强度的变化规律. 从这些结果, 我们知道如何通过调节磁场强度来控制各通道的电子运输概率.

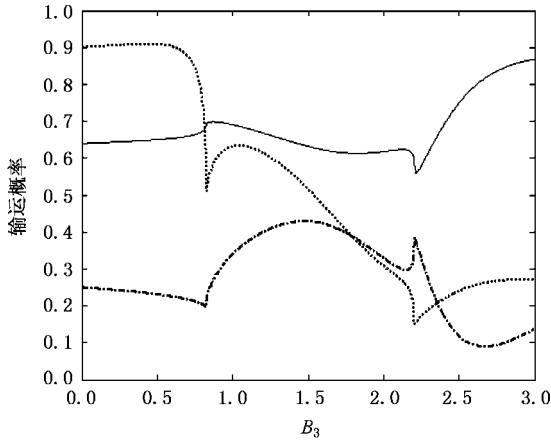


图 5 入射费米能 $E_F = 3.2$, $W_2/W_1 = 1$, $B_1 = 1.2$, $B_2 = B_4 = 2.28$ 时, 各通道的运输概率 S (点划线), U (点线) 和 T (实线) 随区域 III 中磁场 B_3 的变化规律

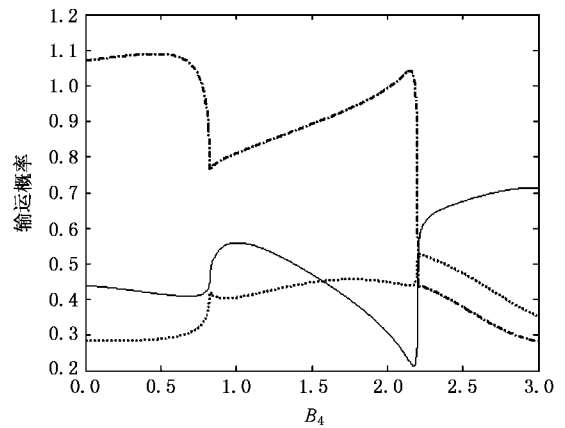


图 6 入射费米能 $E_F = 3.2$, $W_2/W_1 = 1$, $B_1 = 1.2$, $B_2 = 2.28$, $B_3 = 1.5$ 时, 各通道的运输概率 S (点划线), U (点线) 和 T (实线) 随区域 IV 中磁场 B_4 的变化规律

4. 结 论

总之, 本文应用模匹配方法研究了零场和施加非均匀垂直磁场下开放的四端量子波导中的电子运输性质. 从一端入射的电子可以透射到两个与之垂直的输出端和一个与之平行的输出端, 在零场下, 两个垂直输出端的运输概率是相同的, 但在外加磁场

下, 磁场引起的洛伦兹力导致的磁边缘态效应, 导致两个垂直输出端的运输概率也有着相当大的差别. 磁场的作用等效于在散射区域的各出口加上磁垒, 导致运输谱中复杂的峰谷结构, 在特定的磁场下, 能观察到共振运输现象. 发现磁场的大小和方向以及结构参数对各通道的运输概率的影响是显著的, 通过调节磁场的大小和比例以及结构参数可实现对各通道运输概率的人工控制.

[1] Xia J B, Zhu B F 1997 *Semiconductor Superlattice Physics* (Shanghai Shanghai Science and Technology Publishing House) (in Chinese)
[夏建白、朱邦芬 1997 半导体超晶格物理(上海:上海科学技术出版社)]

[2] Duan W, Zhu J L, Gu B L 1994 *Phys. Rev. B* **49** 14403

[3] Zhu B F, Chang Y C 1994 *Phys. Rev. B* **50** 11932

[4] Gu B L, Duan W H, Xiong S Y, Guo Y J 1996 *Phys. Rev. B* **54** 1683

[5] Wang X H, Gu B Y, Yang G Z 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4629

[6] Chen K Q, Wang, X H, Gu B Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 12075

[7] Chen K Q, Wang, X H, Gu B Y 2002 *Phys. Rev. B* **65** 153305

[8] Xia J B, Li S S 2003 *Phys. Rev. B* **68** 75310

[9] Zhu J L, Dai Z S, Hu X 2003 *Phys. Rev. B* **68** 45324

[10] Cahill D G, Ford W K, Goodson K E *et al* 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 793

[11] Wu H B, Chang K, Xia J B 2002 *Phys. Rev. B* **65** 195204

[12] 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]

[13] Qin J H, Guo Y, Chen X Y *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2569 (in Chinese) [秦建华、郭永、陈信义等 2003 物理学报 **52** 2569]

[14] Li W X, Chen K Q, Duan W H *et al* 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 822

[15] Zheng Z W, Shen B, Gui Y S *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 596 (in Chinese) [郑泽伟、沈波、桂永胜等 2004 物理学报 **53**

- 596]
- [16] Ji Y H , Liu Y M , Xin J Z *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1207 (in Chinese) [嵇英华、刘永梅、辛建之等 2004 物理学报 **53** 1207]
- [17] Huang W Q , Chen K Q , Shuai Z G *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2330 (in Chinese) [黄维清、陈克求、帅志刚等 2004 物理学报 **53** 2330]
- [18] Wu S Q , Sun W L , Wang S J *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2336 (in Chinese) [吴绍全、孙威立、王顺金等 2004 物理学报 **53** 2336]
- [19] Dai Z H , Ni J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3342 (in Chinese) [戴振宏、倪 军 2005 物理学报 **54** 3342]
- [20] Chen K Q , Li W X , Duan W H *et al* 2005 *Phys. Rev. B* **72** 045422
- [21] Huang W Q , Chen K Q , Shuai Z G *et al* 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 093524
- [22] Wang X J , Wang L L , Huang W Q *et al* 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** 1027
- [23] Muller J E 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 385
- [24] Carini J P , Londergan J T , Mullen K , Murdock D P 1993 *Phys. Rev. B* **48** 1503
- [25] Xu H 1995 *Phys. Rev. B* **52** 5803
- [26] Chklovskii D B 1995 *Phys. Rev. B* **51** 9895
- [27] Ji Z L , Sprung D W I 1996 *Phys. Rev. B* **54** 8044
- [28] Gu B Y , Sheng W D , Wang X H , Wang J 1997 *Phys. Rev. B* **56** 13434
- [29] Sim H S , Ahn K H , Chang K J , Ihm G , Kim N , Lee S J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1501
- [30] Gu B Y , Lin Y K , Chun D S 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 1013
- [31] Suhult R L , Wyld H W , Ravenhall D G 1990 *Phys. Rev. B* **41** 12760
- [32] Jakagaki Y , Ferry D K 1993 *Phys. Rev. B* **47** 9913
- [33] Palacios J J , Tejedor C 1993 *Phys. Rev. B* **48** 5386
- [34] Wang X H , Gu B Y , Yang G Z 1997 *Phys. Rev. B* **55** 9340
- [35] Avishai Y , Band Y B 1990 *Phys. Rev. B* **41** 3253
- [36] Gu B Y , Shi J R 1996 *Phys. Rev. B* **10** 26
- [37] Chen K Q , Gu B Y , Lin Y K , Chuu D S 1999 *Int. J. Mod. Phys. B* **13** 903
- [38] Ford C J B , Thomson T J , Newbury R *et al* 1988 *Phys. Rev. B* **38** 8518
- [39] Roukes M L , Scherer A , Van B P *et al* 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1154
- [40] Shin M , Lee S , Lee E H *et al* 1994 *Phys. Rev. B* **50** 11192
- [41] Xu H Q 2002 *Phys. Rev. B* **66** 165305
- [42] Schult R L , Ravenhall D G , Wyld H W 1989 *Phys. Rev. B* **39** 5476
- [43] Buttiker M 1988 *Phys. Rev. B* **38** 9375

Effect of magnetic field on the transmission properties of electrons in a four-terminal quantum waveguide

Gao Feng¹⁾ Wang Yan²⁾ You Kai-Ming¹⁾ Yao Ling-Jiang^{2)*}

¹ *Department of Physics and Electronic Information Science , Hengyang Normal University , Hengyang 421008 , China)*

² *Department of Applied Physics , Hunan University , Changsha 410082 , China)*

(Received 20 February 2006 ; revised manuscript received 7 March 2006)

Abstract

We investigate the quantum-mechanical transmission of electrons in a four-terminal quantum waveguide (FTQW) subjected to an inhomogeneous magnetic field perpendicular to the FTQW plane with the use of the mode-matching technique. An electron incident through one channel of the waveguide can travel into the other three channels in the quantum ballistic regime. The results show that in zero field the transmission coefficients in two channels perpendicular to the main wire are of similar behavior , but different from that of the channel parallel to the main wire. However , in an applied magnetic field , the transmission coefficients in two channels perpendicular to the main wire exhibit quite difference from each other and depend sensitively on geometric parameters. When different magnetic configurations are applied in the structure , the transmission exhibits various patterns such as step drop , wide valley , sharp peak , and so on. Our results show that one may control the transmission property of the FTQW to match practical requirements in devices by adjusting magnetic configurations or structural parameters.

Keywords : electronic transport , mesoscopic systems , magnetic effects

PACC : 7200 , 7335 , 7560L