

半导体微结构中的量子弹道式输运*

顾本源 顾雷

(中国科学院物理研究所) (北京大学物理系)

半导体微结构的尺度可以与电子的相位相干长度相比较,在输运过程中,电子保持“相位记忆”,表现为量子弹道式输运和具有量子相干性。本文着重介绍在零磁场和磁场下,量子点接触微结构中的电子的量子弹道输运过程和电导呈现量子化现象。还介绍了由量子相干性输运导致的相干的电子聚焦现象。

随着分子束外延技术的进步和光微刻与电子束微刻 (lithography) 工艺的日臻完善,人们已能够生长出高迁移率的 GaAs-AlGaAs 异质结。这种异质结只含极微量的杂质,因而在 mK 的低温下,电子的相位相干长度可达 $10\mu\text{m}$ 量级。当样品的尺度与电子平均自由程可相比较时,电子输运是弹道式的 (ballistic 或 trajectory)。当微结构器件的某一维的尺度与费米电子的德布罗意波长 $\lambda_F \sim 50\text{nm}$ 可相比较时,电子在此维方向上运动是量子化的。最近两年来,人们不断地观察到低维系统中量子弹道输运现象,并有不少工作报告,形成了一个新的研究领域。它对揭示量子相干性,探索新的量子效应,验证量子力学基本原理和设计新型的量子器件等方面,都有重要的意义,显示出诱人的前景。

一、量子点接触

点接触结构是指由一个窄短的沟道将两个宽的导电区连通起来的结构。在弹道输运的范畴内,剩余电阻主要来自电子在沟道的入口处受到反射。在金属材料中,这就是人们熟知的“sharvin”接触电阻^[1],它可以用经典理论计算。由于金属中费米电子的波长 $\lambda_F \sim 0.5\text{nm}$,远小于点接触的宽度,量子效应变得不重要了。但是,在二维量子电子气中, λ_F 是上述值的成百倍,并且目前微刻技术已能够制作出尺度可

与 λ_F 相比较的量子点接触了,这时,准一维电子的量子效应就表现出来,显得很突出了。

1988年,荷兰的 Delft 技术大学的 Wees 研究小组^[2-4]和英国的剑桥大学卡文迪什实验室的 Wharam 小组^[5],首次报道了高迁移率的 GaAs-GaAlAs 二维电子气在 mK 低温下,观察到量子点接触电阻会随沟道宽度的改变而呈阶跃式变化,其电导与沟道宽度的关系曲线会出现一系列平台,电导是量子化的。这一发现,立即吸引了物理学家的广泛兴趣,此后,有关这方面的研究工作,屡见报道,并不断深入。

量子点接触微结构的制作方法是,先用分子束外延方法生长高迁移率的 GaAs-GaAlAs 异质结材料,其电子面密度为 $3.56 \times 10^{15}/\text{m}^2$,迁移率为 $85\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ (在 0.6K 下);再用湿浸蚀法制成标准的霍耳棒,如图 1 所示;然后,应用电子束微刻技术,在异质结的顶部敷一对分隔开的金属栅极 (split gate)。量子点接触的形成,是靠施加一负电压 V_g 于栅极上,当 $V_g = -0.6\text{V}$ 时,栅极下面的电子气被耗尽,使得导电区被限制在一对栅极之间所限定的沟道中。随着栅极电压变得更负,耗尽层区扩展,沟道宽度变窄。当 $V_g = -2.2\text{V}$ 时,沟道完全关闭了。栅极电压的改变会使载流子浓度和沟道宽度二者同时发生变化。二维电子气宽的导电区通过欧姆接触,外联电路。为防止器件发热,

* 国家自然科学基金资助的课题。

器件端电压要求低于 $k_B T/e$, 其中 k_B 是玻耳兹曼常数, T 为温度, e 是电子电荷。采用交流锁相技术测量点接触电阻。

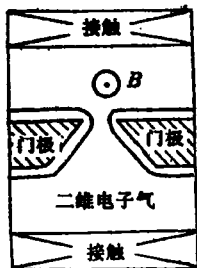


图1 量子点接触结构的示意图

在 0.6K 下, 测得的点接触电导随栅极电压的变化曲线示于图 2 中。出乎意料地观察到一系列电导平台, 电导随栅极电压呈现阶跃式变化, 取值为 $2e^2/h$ 的整数倍。经典的金属点接触电导线性地依赖触点宽度, 无量子化效应, 这种电导量子化现象不同于通常的量子霍尔效应, 即使在零磁场下, 它也出现。因而颇受科学家们的关注。

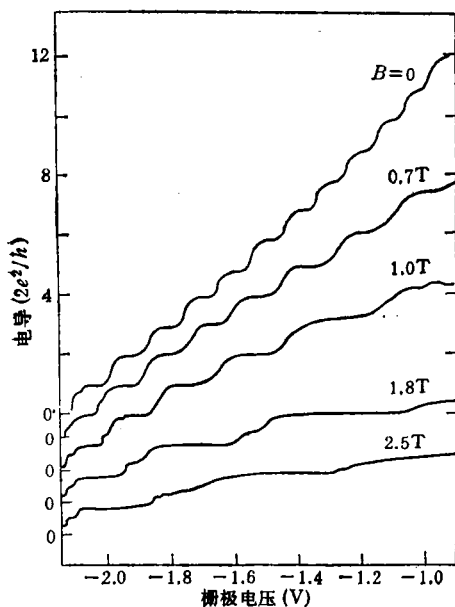


图2 在磁场中, 量子点接触电导随栅极电压变化的曲线 (为清楚起见, 各条曲线已沿纵坐标轴分别移开一段距离)

理论上处理量子弹道式输运过程, 有各种方法。例如, 应用相干弹道模型(类似于费曼物理学

路径积分), 或者采用一维的子带结构模型, 还有人应用二维格林函数来计算电导, 甚至可以用线性响应理论来讨论它^[6-14]。

零磁场下量子点接触电导的量子化效应, 可以应用半经典理论来解释^[9]。由于沟道既短又窄, 因此在沟道的横向上, 电子的动量是量子化的。但在沿着电流的方向, 还是连续取值的, 所以沟道中的电子能态形成一系列一维子能带, 电子依次地填充它们, 直到费米能级为止。假设第 n 个子带的色散关系为 $\varepsilon_n(k)$, 并且设定子带中正向运动的电子填充到 E 能级, 而逆方向运动的电子填充到 $E + eV$, 这里 V 是外加电势差, 那末电流可以表示成

$$J = \sum_{n=1}^{N_c} e v_n(k) D_n(k) eV, \quad (1)$$

这里的求和遍及被填充了的子带, 子带态密度 $D_n(k) = g_s / 2\pi \left(\frac{\partial \varepsilon_n(k)}{\partial k} \right) \Big|_E$, g_s 是自旋简并因子。第 n 子带上的电子的群速度为 $v_n(k) = \partial \varepsilon_n(k) / \hbar \partial k$, 这样一来, 电导是

$$G = \frac{J}{V} = \sum_{n=1}^{N_c} g_s \frac{e^2}{h} = N_c g_s \frac{e^2}{h}. \quad (2)$$

在零磁场下, $g_s = 2$, 由此导出点接触电导是量子化取值的, 为 $2e^2/h$ 整数倍。当栅极电压改变时, 沟道宽度随之变化, 使得电子在子带中占据能级情况发生变化, 这意味着子带上的电子有可能被撤走, 或者新增加的电子被填充到新的子带上。每当有一子带横扫过费米能级时, 电导就会出现一次跃变, 对应于一电导平台。当势垒高度为无限时, 宽度为 W 的沟道中的电子横向动量取 (π/W) 的整数倍, 如果费米动量为 p_F , 那末, 被填满的最高的子带指标为 $N_c = k_F / \left(\frac{\pi}{W} \right) = 2W / \lambda_F$ 。在二维情况下当 $W \gg \lambda_F$ 时, (2) 式就过渡到经典的点接触电导公式^[11]

$$G_c = \frac{2e^2 W}{h \lambda_F}. \quad (3)$$

根据上述理论, 每级电导平台应当十分平坦。但是, 实验上观察到的各级台阶都有圆滑

的倒角,如图 2 所示。最近,加拿大的物理学家 Kirczenow^[9-11] 和美国的 Szafer 等人^[12] 相继地通过理论计算指出,由于沟道的进出端与二维电子气宽导电区之间存在着突变界面,界面处的阻抗匹配和模式转换问题已变得不能忽视,另一观点是,在上述界面处,都出现维数上的突变,电子在界面上遭受到反射,从而会干扰沟道内子带上电子的布居状态。Kirczenow 等人应用量子力学,分段地求解定态的薛定谔方程,再考虑到波函数及其导数在诸界面上应满足连续性条件,计算其电导值。理论计算结果表明,对于半无限长的沟道,量子化的电导平台存在着圆滑的倒角。对于有限长的沟道,每级平台上都将叠加上一串振荡峰,呈现精细结构,如图 3 所示。图中曲线 a 对应于沟道的纵横比等于零的情形,即“理想”的点接触情形,电导没有量子化。曲线 b, c 和 d 分别对应于纵横比

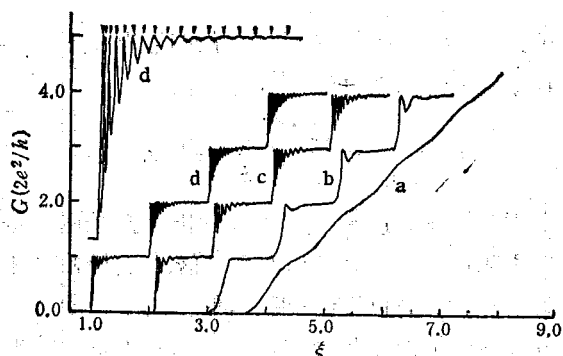


图 3 绝对零度下,量子点接触的电导对费米能量参量 ξ 的依赖关系^[10]

为 1, 5 和 10 的情形。曲线 d 的第一级平台的放大图示于在图 3 左上方。振荡峰的位置对应于沟道的长度正好等于费米电子的半波长的整数倍。因此,这些小共振峰是与沟道的纵向共振态相关的。沟道两端存在界面,从而形成共振腔,类似于开腔式的风琴管中的声学共振模式结构。通过测定共振峰间距,能够推算出沟道的纵横比。Wees 小组最近已在实验上观察到此类振荡峰。温度对电导量子化效应的影响很大^[10],随着温度升高,费米能级展宽,会将共振峰抹平,如图 4 所示(μ 为样品的化学势)。

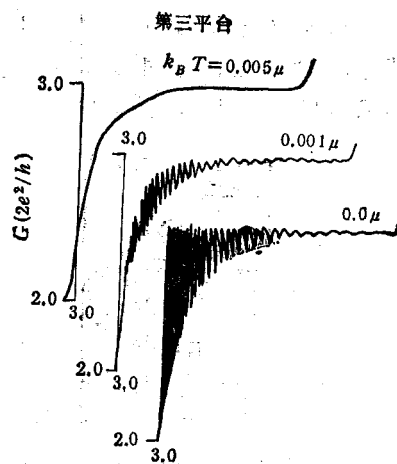


图 4 温度变化时,电导对费米能量参量 ξ 的依赖曲线演化情况^[10]

讨论量子弹道输运过程的更普遍的和有效的理论方法是应用 Landauer 的多通道的电导公式^[6-8,15]。含有弹性散射中心而不出现非弹性散射的一维量子线的电导值,是直接地与子带结构和电子在子带之间的散射矩阵元相联系的,

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m}^{N_c} |t_{nm}|^2, \quad (4)$$

这里, t_{nm} 表示电子注入到指标为 n 的子带,经受散射相互作用后,从子带 m 透射出去,离开系统的透射系数矩阵元。 N_c 为可利用的子带数目。假如,忽略子带之间的耦合作用,即连弹性散射也不存在时,那末, $|t_{nm}|^2 = \delta_{nm}$, 于是 (4) 式简化为半经典理论所导出的电导公式(2)。

二、磁场下量子弹道输运

沟道中电子在费米能级以下的子带上的布居状态,决定电导的量子化值。施加外磁场时,电子的布居情况将会发生改变,而且出现许多新的效应。在垂直于二维电子气和电流的方向上,施加一磁场时,在沟道中会产生杂化磁电子带结构。随着磁场的变化,子带上电子的占据状况发生改变,从而引起电导量子化。图 2 给

出各种不同磁场下量子化电导随栅极电压变化曲线(串联的引线电阻已经扣除了)。加磁场后,2个给定的栅极电压之间的电导平台个数减少了。一般地说,加磁场后,会抬高电子能级,同时加大能级之间的间距。在磁场 B 下,点接触电导是^[3,4,6-8,15]

$$G = \frac{2e^2}{h} N_c(B), \quad (5)$$

$N_c(B)$ 是存在磁场时,被电子占据的杂化磁电子带数目。在强磁场下,电子的自旋简并解除了,因此会出现额外的电导平台,其数值为 e^2/h 的奇数倍。

在磁场下,电子在与磁场垂直的平面上是沿着一系列朗道量子化轨道运动。由于沟道的横向尺度受限,朗道轨道可能会被边界面切断,形成三类可能的轨道(见图5): (a) 完整的朗道圆周闭合轨道; (b) 沿单边边界行进的蹦跳式的轨道 (skipping orbit); (c) Z型弹道。在

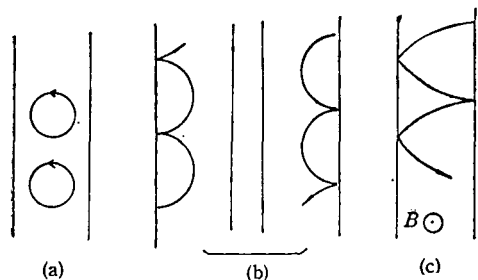


图5 磁场下,电子在沟道中可能出现的朗道量子轨道

磁场中,沟道中电子的输运过程之所以复杂,多半是由于轨道的类型繁多,负磁阻现象就是一个例子。

对于二探针式的电导测量,无法观测到电压随空间分布情况,必须采用四端电阻测试法,才能得到这方面的信息(见图6中的插图)。

在垂直磁场下,四端电阻的 Landauer 的电阻计算公式是^[4,7,8,15]

$$R_{4t} = \frac{h}{2e^2} \left(\frac{1}{N_c} - \frac{1}{N_L} \right), \quad (6)$$

这里 N_c 是沟道中电子占据的子带数目, N_L 是邻近的二维电子气宽导区中电子占据了的子带数目, $N_L = k_F l_{cy} / 2$, l_{cy} 是费米电子的朗道回

物理

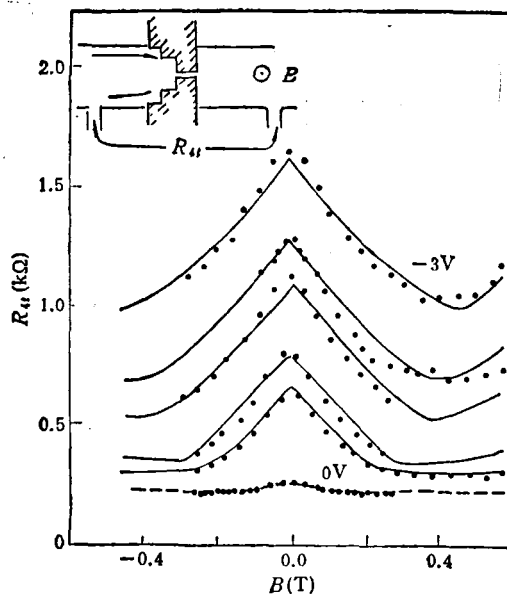


图6 各种栅极电压下,量子点接触的四端电阻

旋半径 $l_{cy} = \hbar k_F / eB$. 当 $N_c > N_L$ 时, $R_{4t} < 0$. 出现负磁阻,见图6^[4,16]. 产生负磁阻的物理图象是,由于磁场的存在,使得宽导区中右向运动和左向运动的电子在空间上分隔开来,各行其道,这样一来,就减少了电子运行到沟道的入口处遭受到散射而返回到宽区的几率,从而使 R_{4t} 减小. 随着磁场继续增大, R_{4t} 一直保持下降的趋势,一直到费米电子的回旋直径 $2l_{cy} \leq W$ (沟道的宽度)为止. 当 $N_c = N_L$ 时, $R_{4t} = 0$, 就好像是电子对沟道的存在完全视而不见,感觉不到它的存在一样,照原先方式运行通过系统,出现所谓的零磁阻现象. 当然,两端电阻并不等于零,而是等于正常的量子霍尔电阻

$$R_H = \frac{h}{2e^2} \frac{1}{N_L}. \quad (7)$$

在更高的磁场下,由于沟道中电子密度的降低,又回到正磁阻区。

三、相干的电子聚焦效应

在施加垂直磁场时,沟道中电子可能形成三类朗道量子化轨道,它依赖于电子的能量、磁场强度 B 和回旋轨道的圆心与沟道轴线偏离大小. 利用蹦跳式的轨道,能够实现相干的电子

聚焦。

在经典情况下,金属中电子的聚焦现象已被广泛地研究。Sharvin^[1]和Tsai^[17]在这方面作出了先驱性的贡献。金属中的电子从一触点发射,被磁场聚焦到另一触点,当二触点位于同一侧,并且相隔的距离 L 刚好等于电子在磁场中的回旋直径时,就会出现电子聚焦现象。这也就是说,每当磁场强度等于 $B_j = 2\hbar k_F / eL$ 的整数倍时,就会出现聚焦效应。聚焦谱为一系列等高和等间距($=B_j$)的集电极电压峰^[18]。

在二维电子气中,低温下,聚焦峰有着精细结构,并且不再是等高的峰了^[19](见图7)。在强磁场下,集电极电压的振荡峰的振幅相当大,远大于低磁场情形。这些精细结构的出现是由于沿着不同的朗道轨道行进电子,到达集电极后互相干涉的结果。出现相干效应的条件是要求 λ_F/L 的值要大,在二维电子气中,这个比值是典型金属的 10^4 倍,因而相干效应十分显著。

最近两年来,关于量子点接触的实验结果日益丰富。例如,有的研究二沟道串联后的特性^[20],有的人关注从一维到零维的电子的弹道输运性质^[21]。理论方面的研究也越来越深入。

量子弹道输运过程普遍地存在于“介观”系统中。“介观”系统的物理性质的研究,将会揭示出众多的与电子波的量子相干性相关的现象和效应,这对验证量子力学基本原理和设计新型的量子器件,都将起着极为重要的作用,其科学意义和潜在的实用价值是显而易见的。总之,这是一个崭新的研究领域,必将吸引更多的科学家投入此研究领域。

- [1] Yu. V. Sharvin, *Soviet Physics JETP*, **21** (1965), 665. A. G. M. Jansen, A. P. van Gelder, and P. Wyder, *J. Phys. C*, **13** (1980), 6073.
 [2] B. J. van Wees, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988), 848.
 [3] B. J. van Wees et al., *Phys. Rev. B*, **38** (1988), 3625.

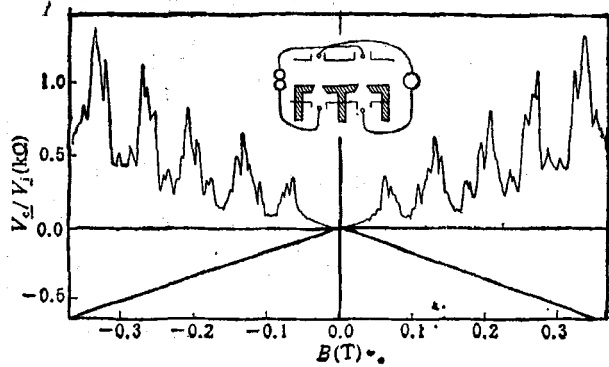


图7 相干的电子聚焦谱

- [4] C. W. J. Beenakker, H. van Houten, and B. J. van Wees, *Superlattices and Microstructures*, **5**(1989), 127.
 [5] D. A. Wharam et al., *J. Phys. C*, **21**(1988), L209.
 [6] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**(1957), 223; *ibid.* **32** (1988), 306; *Phil. Mag.*, **21** (1970), 863; *Z. Phys. B*, **68** (1987), 217.
 [7] R. Landauer, in *Localization, Interactions and Transport Phenomena*, edited by B. Kramer, G. Bergmann and Y. Bruynserade (Heidelberg: Springer, 1985), 38.
 [8] Y. Imry, in *Directions and Condensed Matter Physics*, Vol. 1, edited by G. Grinstein and G. Mazenko (World Scientific, Singapore, 1986), 129.
 [9] G. Kirczenow, *Solid State Commu.*, **68** (1988), 715; *J. Phys. Condens. Matter* **1** (1989), 305.
 [10] G. Kirczenow, *Phys. Rev. B*, **39** (1989), 10452.
 [11] E. Castano, and G. Kirczenow, *Solid State Commu.*, **70** (1989), 801.
 [12] A. Szafer and A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989), 300.
 [13] A. D. Stone, and A. Szafer, *IBM J. Res. Dev.*, **32** (1988), 384.
 [14] D. van der Marel, and E. G. Haapappel, *Phys. Rev. B*, **39**(1989), 7811.
 [15] M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1761; *IBM J. Res. Dev.* **32**(1988), 317.
 [16] H. van Houten et al., *Phys. Rev. B*, **37** (1988), 8534.
 [17] V. S. Tsai, *JETP Lett.*, **9**(174), 70.
 [18] P. A. M. Benistant, G. F. A. van de Walle, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. B*, **33** (1986), 690.
 [19] H. van Houten, B. J. van Wees, J. E. Mooij et al., *Europhysics Lett.*, **5**(1988), 721.
 [20] D. A. Wharam, M. Pepper et al., *J. Phys. C*, **21** (1988), L887.
 [21] C. G. Smith et al., *J. Phys. C*, **21** (1988), L893.
 [22] S. Datta, *Superlatt. Microstruct.*, **6**(1989), 83.