

GaAs/AlGaAs 量子阱的输运特性*

王杏华 郑厚植

(半导体超晶格国家实验室,中国科学院半导体研究所,北京)

1989年12月27日收到

本文研究了低迁移率 GaAs/AlGaAs 量子阱的散射机制。由电导测量和 Shubnikov de-Haas 振荡曲线分别得到输运散射时间 τ_0 和弛豫时间 τ_q (量子散射时间)。在 GaAs/AlGaAs 量子阱中, $\tau_0 \approx \tau_q$; 而在调制掺杂的异质结中, $\tau_0 \gg \tau_q$ 。用量子阱、异质结中起支配作用的散射机构不同很好地解释了实验结果。本文还研究了弱磁场下量子阱的负磁阻效应,这是磁场抑制了电子局域态的结果。

主题词 输运特性, GaAs/AlGaAs, 量子阱

一、引言

在研究二维系统散射时,常常用二个特征时间参数——输运散射时间 τ_0 和弛豫时间 τ_q 。它们可分别由零磁场电导和弱磁场下朗道能级的展宽求出。七十年代后期以来,理论和实验上对二维系统的散射做了许多工作。在 Si-MOS 中^[1,2],由于 Si-SiO₂ 界面粗糙度散射起控制作用,二个特征散射时间十分接近,而在 GaAs/AlGaAs 异质结中,界面平滑、离化杂质对电子的库仑散射占主导地位,理论计算和实验结果都表明: τ_0 比 τ_q 大得多^[2-5]。

本文研究了低迁移率 GaAs/AlGaAs 量子阱的散射时间和弛豫时间,并和 GaAs/AlGaAs 异质结中的结果进行了比较,着重分析讨论了量子阱和异质结中散射机构的异同。此外,我们也研究了弱磁场下量子阱的负磁阻效应。

二、实验结果

利用分子束外延技术,有意生长了低迁移率 GaAs/AlGaAs 单量子阱,其结构如下:在掺 Cr 的半绝缘 (100) GaAs 衬底上先生长一层 0.5 μm 厚的 GaAs 缓冲层和 1000 \AA Al_{0.3}Ga_{0.7}As 过渡层,Al 的含量从 $x = 0.0$ 渐变至 $x = 0.3$,接着相继淀积掺 Si 的 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 层。Al_{0.3}Ga_{0.7}As 隔离层和 GaAs 量子阱,阱宽为 100 \AA ,其后再对称生长隔离用的和掺 Si 的 Al_{0.3}Ga_{0.7}As,最后覆盖 200 \AA GaAs 保护层。Si 的浓度为 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$,掺杂层厚度为 500 \AA ,阱两边的隔离层都为 100 \AA 。GaAs/AlGaAs 异质结样品是按标准

* 国家自然科学基金资助项目。

的调制掺杂工艺生长的, 隔离层厚度约 100 \AA , 采用常规光刻工艺做成霍耳桥图形, $L/W = 2.25$, 欧姆接触采用铟在 410°C 、 N_2 气氛下合金 5 分钟制备而成。

4.2K 下用标准锁相技术测量样品的量子化霍耳效应和 SdH 振荡, 获得了样品的基本参数, 以及由下节(2)、(4)、(5)等公式计算得到输运散射时间 τ_0 、弛豫时间 τ_q 均列在表 1 中。表 1 显示出, GaAs/AlGaAs 异质结的迁移率 μ 、散射时间 τ_0 以及 τ_0/τ_q 比值都较量子阱的对应值高。

表 1 $T = 4.2\text{K}$ 时, 样品的特征散射时间

样品	参数	载流子浓度 $n(\text{cm}^{-2})$	迁移率 $\mu(\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$	散射时间 $\tau_0(\text{ps})$	弛豫时间 $\tau_q(\text{ps})$	τ_0/τ_q
W1		1.25×10^{12}	3000	0.116	0.111	1.05
W2		1.33×10^{12}	9700	0.372	0.121	3.07
H1		3.80×10^{11}	1.9×10^4	7.47	1.46	5.12
H2		3.95×10^{11}	2.1×10^4	8.30	1.31	6.34

实验还观察到低磁场下 ($B < 0.3\text{T}$) 横向磁阻 R_{xx} 随磁场的增大而减小, 即出现负磁阻现象。

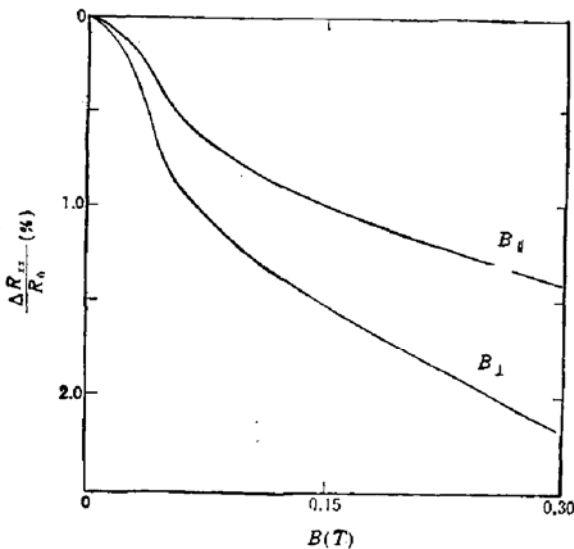


图 1 GaAs/AlGaAs 量子阱磁阻 R_{xx} 与磁场 B 的关系曲线 (W1*, 4.2K)

B_{\perp} ——磁场与界面垂直, B_{\parallel} ——磁场与界面平行

当磁场取向改变, 由垂直变为与界面平行, 负磁阻效应依然存在, 如图 1 所示。横向磁阻 $R_{xx} = \rho_{xx} \frac{L}{W}$, ρ_{xx} 为量子阱材料的电阻率, L, W 分别为样品的长度和宽度。

三、分析讨论

1. 量子阱中的散射

在低电场下, 用弛豫时间近似解玻尔兹曼方程, 得到:

$$1/\tau_0 = \int dk' W_{k,k'} (1 - \cos\theta) \quad (1)$$

τ_0 称为输运散射时间 (经典散射时间)。

$W_{k,k'}$ 是从 k 态散射到 k' 态的几率, θ 为入射方向与散射方向的夹角, 称为散射角。(1) 式中有权重因子 $(1 - \cos\theta)$, 故 τ_0 只对大角度散射有效。显然, 在小角度散射占优势的体系中, τ_0 只反映材料中部分散射。实验上散射时间 τ_0 可由 $B = 0$ 时电导测量给出:

$$\tau_0 = \frac{m^* \sigma_0}{nc^2} \quad (2)$$

其中 m^* 为载流子有效质量, σ_0 为 $B = 0$ 时电导, n 为载流子浓度。

理想的周期势并不对电子产生散射, 但实际的二维系统中, 总不可避免地存在着杂

质、缺陷,产生无规势对电子散射。在垂直于界面的磁场中,电子的运动将量子化形成分立的朗道能级,无规势使朗道能级加宽,若朗道能级的宽度为 Γ ,则有:

$$\tau_q = \hbar/2\Gamma \quad (3)$$

τ_q 为弛豫时间,又称量子散射时间,它是散射引起朗道能级展宽的度量。磁阻与量子散射时间 τ_q 的关系由 Ando 首先得到^[6]:

$$\frac{\Delta\sigma_{xx}}{\bar{\sigma}_{xx}} = \frac{2(\omega_c\tau_q)^2}{1 + (\omega_c\tau_q)^2} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau_q}\right) \frac{\xi}{\sinh\xi} \quad (4)$$

其中 $\bar{\sigma}_{xx} = \sigma_0/[1 + (\omega_c\tau_q)^2]$, 振荡幅度 $\Delta\sigma_{xx} = \sigma_{xx} - \bar{\sigma}_{xx}$, 实验中由输运特性测量 ρ_{xx} 、 ρ_{xy} , 通过张量变换可求出 σ_{xx} :

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2} \quad (5)$$

角频率 $\omega_c = eB/m^*$, $\xi = \frac{2\pi^2 kT}{\hbar\omega_c}$, $\xi/\sinh\xi$ 为温度修正因子,它随温度的增高而衰减,高温下磁阻振荡会消失。在 $\omega_c\tau_q > 1$ 时,只要振荡为正弦振荡,(4)式仍然有效。在实验中,量子霍尔效应及 SdH 振荡测量了 ρ_{xx} 、 ρ_{xy} , 由(5)式变换为 σ_{xx} 与磁场 B 的关系曲线。在某一磁场下,代入 ω_c 和温度修正因子,选取 τ_q 来拟合(4)式,通过实验数据分析得到样品的 τ_q 值列于表1中。

应该指出,弛豫时间 τ_q 包括了所有角度的散射。一般来说,在二维系统中,反映了所有角度的散射时间 τ_q 小于或等于只对大角度散射有效的时间 τ_0 ,其比值(τ_0/τ_q)取决于系统中各种散射机构之间的竞争情况。

在 Si-MOS 反型层中,低温下电子散射的机构主要有两种:界面附近氧化层中带电杂质和表面粗糙度散射。粗糙度引起的散射是一种短程散射,实验值为 $\tau_0 \approx \tau_q$ ^[1,2]。Ando^[7]引入了有效势的形式等效表面粗糙度,具体计算了带电杂质和粗糙度散射对迁移率的影响,指出 Si-MOS 系统中,表面粗糙度散射在高浓度下(大于 $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$)起着支配作用,计算值与实验结果完全符合。在 GaAs/AlGaAs 异质结中, GaAs 和 AlGaAs 材料的晶格常数接近,晶格匹配完好,分子束外延工艺可控制界面在单原子层尺度内平滑,界面粗糙度的散射很弱,其作用退居次要地位,这时离化杂质散射起主导作用;对于调制掺杂结构,杂质只分布在 AlGaAs 层中, GaAs 阱内的电子与离化杂质之间有隔离层分开,使电子远离杂质库仑作用场,因而小角度散射将占主导地位,预期 τ_q 会明显小于 τ_0 。J. P. Harrang^[2], F. F. Fang^[4], P. T. Coleridge^[5] 等的实验结果以及 S. Das, Sarma^[3] 等的理论计算值都证实了这种推断。本实验所用的两个异质结样品, τ_0/τ_q 的值分别为 5.12、6.34,和上述作者的结果相近。

在量子阱中,尽管采用了调制掺杂,减少离化杂质对二维电子的库仑散射,但它的情况比异质结更为复杂,它包含了 AlGaAs-GaAs 和 GaAs-AlGaAs 两个异质结界面。众所周知,目前用分子束外延技术在完整的 GaAs 上生长 AlGaAs 层,异质结界面质量高,迁移率可达百万($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$)以上,反之,在 AlGaAs 上生长 GaAs 却很不理想。该实验用的量子阱,生长过程未采用特殊措施改善界面,这样,量子阱的两个界面粗糙,粗糙度散射将起支配作用,迁移率低。量子阱比异质结样品的迁移率低得多足以说明这一点。从

表 1 可看出,样品 W1 在 4.2K 时, $\mu = 3000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\tau_0 = 0.116\text{ps}$, $\tau_0/\tau_q = 1.05$, 与 Si-MOS 中界面粗糙散射为主导的结果极为相似; 样品 W2: $\mu = 9700\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\tau_0 = 0.372\text{ps}$, $\tau_0/\tau_q = 3.07$, 界面稍有改善. 更低温度下 (1.5K, 2K) 量子阱的散射时间和 4.2K 时的值相近, 可以认为, 1.5—4.2K 范围内, 温度的影响不大, 可以忽略不计.

应该提及, 上面只讨论最主要的两种散射机构, 实际上还存在着其他的散射机构. 例如, 势垒层中含有 Al 组分, 与 AlGaAs 混晶中的合金无序相联系的无规势会对 GaAs 量子阱的电子产生散射. 理论指出, 合金无序势散射限制迁移率为 $10^7\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 比我们的样品迁移率高 3—4 个数量级, 故可以不考虑. 又如量子阱两边有对称的调制掺杂 AlGaAs 层, 比异质结三角势阱的电子浓度增加了一倍, 实验测出 $n = 1.25 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$, 这么高的电子浓度有可能占据二个子能带, 引起带间散射. 但我们实验的 SdH 振荡曲线中未观察到第二子能带的占据, 因此带间散射很小.

2. 负磁阻效应

在弱磁场下 ($B < 0.3\text{T}$), 不论磁场与界面垂直 (B_{\perp}), 或是与界面平行 (B_{\parallel}), 量子阱都出现了明显的负磁阻效应 (示如图 1).

凝聚态理论和实验指出, 二维系统中电子态的局域化会对玻尔兹曼电导率引入量子修正:

$$\sigma = \sigma_0 + \delta\sigma_{2D} \quad (6)$$

σ_0 是 $B = 0$ 下玻尔兹曼电导率, $\delta\sigma_{2D}$ 为二维系统中局域化效应诱导的电导率修正项. 局域化效应起源于沿具有时间反演对称性的封闭扩散轨迹二个相反方向传播的背散射电子分波之间的相干效应^[8], 它可以用粒子-粒子通道中的扩散传播子 $D(q, \omega)$ 来描述:

$$D(q, \omega) = \frac{1}{2\pi N_1 \tau^2 (-i\omega + Dq^2 + 1/\tau_{\phi})} \quad (7)$$

这里 $q = k + k'$ 为配对电子的波矢和, ω 为外测试频率, N_1 为单自旋态密度, $D = E_F \tau / m^*$ 是扩散系数, τ 和 τ_{ϕ} 分别是弹性散射时间和相位损失时间. 当 $q \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$ 时, $D(q, \omega)$ 趋于发散, 按下面给出的理论公式 (8), 它将对经典电导率 σ_0 引入一个较大的负修正项 $\delta\sigma_{2D}$, 导致总电导下降. 在外加垂直磁场中, B_{\perp} 影响电子的运动轨道, 电子波矢 k 将增加 $\frac{eA}{c}$ (A 为磁场 B 的矢势), 因此 q 相应地变为 $q + 2eA/c$, 很明显, $D(q, \omega)$ 发散性质被抑制了. 从物理上来说, 外加磁场将改变沿封闭散射轨迹相反方向传播的二个电子分波之间的相对相位, 从而逐渐抑制二个背散射电子波之间的相干效应. 从局域化的有关理论我们知道, 局域化诱导的负电导率修正项由下式表示^[9]:

$$\delta\sigma_{2D} = -\frac{se^2}{\pi\hbar} \frac{D}{LW} 2\pi N_1 \tau^2 \sum_q D(q, \omega) \quad (8)$$

s 为自旋简并度, L, W 为样品的长度和宽度. 从 (8) 式可知, $D(q, \omega)$ 发散性质逐渐消失, 局域化效应诱导的负电导率修正被抑制, 必然导致随磁场增加电阻率减小的负磁阻效应.

在平行界面的磁场中, 二维平面内的电子轨道运动不直接受磁场的影响, 但实验中仍然观察到负磁阻, 这是令人费解的. Lin^[10] 等在 GaAs/AlGaAs 异质结中报道了平行磁

场下的负磁阻效应。近来,郑厚植^[12]等人提出了一种新的物理模型成功地解释了弱磁场下 GaAs/AlGaAs 异质结中的平行负磁阻效应。他们指出,平行磁场虽不直接影响二维电子的轨道,却可以微弱改变电子的子能带结构,它使子能带色散关系 $E(k)$ 的中心沿二维平面内的波矢 $k_{||}$ 方向平移了 k_0 , 并且增加了一项较小的抗磁能 $\Delta E(B)$, 如图 2 所示。子带中心在磁场中的位移 $k_0 = \frac{eB}{\hbar c} \langle z \rangle$,

$\langle z \rangle$ 为电子在势阱中沿垂直方向的平均限制长度。由图 2 可见,在 $B=0$ 时, $q = k_1 + k_2 = 0$ 。当 $B \neq 0$ 时 $q = k_1' + k_2' = 2k_0$, 其效果完全和垂直磁场相类似,随着平行磁场增加,扩散传播子 $D(q, \omega)$ 在 $q \rightarrow 0$ 时的发散性将抑制掉,按公式(6)~(8),同样将导致负磁阻效应。对于严格对称的单量子阱来说,

$\langle z \rangle$ 应当为 0,子能带色散关系 $E(k)$ 不会出现图 2 所示的横向平移。但是本实验采用的量子阱,在结构上不可能绝对对称,因此,子带抛物线在平行磁场作用下仍会沿二维平面发生微弱的横向位移,所以依然可用上述物理模型来解释单量子阱样品中的平行负磁阻效应,但其负磁阻效应要比异质结样品小得多。

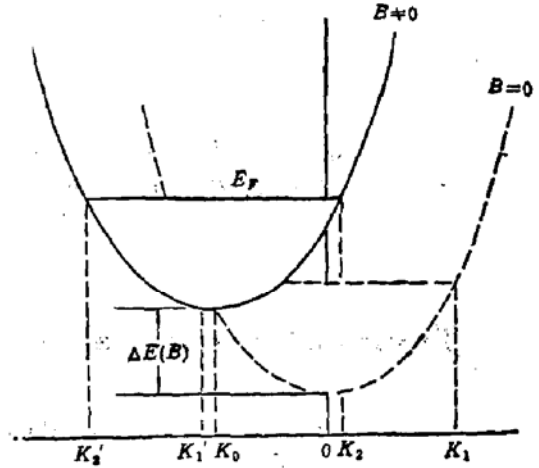


图 2 平行界面的磁场对子能带的影响

四、结 论

从输运特性出发研究了 GaAs/AlGaAs 单量子阱和异质结中二维电子的散射时间 τ_0 和弛豫时间 τ_q 。对于调制掺杂的异质结,晶格匹配完好,界面在单原子层尺度内保持平滑,粗糙度散射可以忽略; AlGaAs 层中离化杂质对一个隔离层以外的电子的小角度散射占主导地位,故迁移率高,散射时间 τ_0 长 ($\mu = 2 \times 10^5 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $\tau_0/\tau_q = 5-6$)。量子阱中,由于目前工艺上的困难,阱两侧的两个异质结界面很粗糙,界面粗糙度的近程散射起支配作用。这不仅使迁移率低(如 W1 中 $\mu = 3000 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$),而且由于近程大角度散射起主导作用,所以 $\tau_0/\tau_q \approx 1$,与 Si-SiO₂ 界面的情况十分类似。

在弱垂直和平行磁场中,观察到 GaAs/AlGaAs 量子阱的负磁阻效应,这是垂直场和平行磁场依据不同的物理机制抑制局域化效应的结果。在垂直磁场中,磁场直接影响二维电子的运动轨道,而在平行界面的磁场中,磁场使电子子能带在二维平面内作微小的横向位移,其效果都是抑制了局域化效应,导致负磁阻效应。

半导体所三室提供了分子束外延片,李承芳为实验制备了霍耳桥样品,在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] F. F. Fang, A. B. Fowler and A. Harstein, *Phys. Rev.*, **B16**, 4446 (1977).
 [2] J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviron and P. Delescluse, *Phys. Rev.*

B32, 8126 (1985).

- [3] S. Das Sarma and Frank Stern, *Phys. Rev.*, **B32**, 8442 (1985).
- [4] F. F. Fang, T. P. Smith III and S. L. Wright, *Surf. Sci.*, **196**, 310 (1988).
- [5] P. T. Coleridge, R. Stoner and R. Flecher, *Phys. Rev.*, **B39**, 1120 (1989).
- [6] Tsuneya Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **37**, 1233 (1974).
- [7] Tsuneya Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **43**, 1616 (1977).
- [8] G. Bergmann, *Phys. Rev.*, **B28**, 2914 (1983).
- [9] P. A. Lee, and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.*, **57**, 287 (1985).
- [10] B. J. F. Lin, M. A. Paalanen, A. C. Gossard and D. C. Tsui, *Phys. Rev.*, **B29**, 927 (1984).
- [11] H. Z. Zheng and H. P. Zhou, to be published (1990) in *Phys. Rev.*, B.

Transport Properties of GaAs/AlGaAs Quantum Well

Wang Xinghua and Zheng Houzhi

(National Laboratory for Superlattice and Related Microstructures and
Institute of Semiconductors, Academia Sinica, P. O. Box 912, Beijing, China)

Abstract

Scattering mechanisms have been studied for low mobility GaAs/AlGaAs quantum well samples. Transport scattering time τ_0 and relaxation time (quantum scattering time) τ_q have been obtained by measuring the conductivity and Shubnikov-de-Haas oscillation envelope, respectively. The results showed that $\tau_0 \approx \tau_q$ for quantum well samples, for modulation doped GaAs/AlGaAs heterostructures, however, $\tau_0 \gg \tau_q$ has been observed. These experimental results are explained by two different kinds of dominant scattering mechanism in quantum wells and heterostructures.

Negative magnetoresistance has also been investigated in GaAs/AlGaAs quantum well. It results from the suppression of the localization in two dimensional electron system by magnetic field.

Key words Transport properties, GaAs/AlGaAs, Quantum well