

GaAs/P型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结界面 二维空穴的量子输运特性

周海平 郑厚植 杨富华 曾一平 苏爱民

(中国科学院半导体研究所, 北京)

1988年2月12日收到

本文研究了利用分子束外延技术(MBE)生长的 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结构中的二维空穴的整数量子 Hall 效应(IQHE), 以及空穴复杂子带结构对 IQHE 的影响; 讨论了在弱磁场区产生反常正磁阻效应的量子机理, 指出两种载流子经典磁阻理论不能解释这一效应。

主题词: 二维空穴, 量子输运特性, GaAs/P-AlGaAs

一、引言

利用分子束外延生长技术(MBE)在调制掺杂的 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结界面势阱内获得的高迁移率($\sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $T = 4.2\text{K}$)二维空穴系统^[1]大大促进了对二维空穴特性的理论和实验研究^[2-10]。和二维电子系统相比, 二维空穴系统具有独特的性质。一方面束缚在异质结界面势阱或量子阱中的二维空穴, 由于轻重空穴的混合, 具有较电子能带远为复杂的子能带结构^[6-10]。另一方面空穴由于其有效质量较大, $\kappa/k_F \gg 1$ ($\kappa = 2\pi e^2 N_1$, 二维屏蔽长度的倒数, $N_1 = m^*/2\pi\hbar^2$ 二维态密度, k_F Fermi 波矢), 使得二维空穴系统成为研究强耦合相互作用诱导的各种量子效应的理想实验体系^[12]。二维空穴系统的上述特点, 使得它的输运和光谱特性表现出与二维电子系统很不相同的属性。

本文研究了 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结中二维空穴的整数量子 Hall 效应(IQHE), 以及空穴复杂子带结构对 IQHE 的影响, 着重讨论了在弱磁场区产生反常正磁阻效应的量子机理。

二、实验结果

在掺 Cr 的半绝缘衬底上用分子束外延技术生长 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结构。Be 作为受主杂质被调制掺杂在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 一侧远离界面 120\AA 以外的区域, 掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, Al 的克分子浓度比 x 近似为 0.3 左右。用常规的光刻技术, 样品制备成具有四个电势电极的标准 Hall 桥。欧姆接触采用 Au、In、Zn 合金在 400°C 、N₂ 气氛中合金 5 分钟制备而成。在 $T = 0.3\text{K}$ 的温度下, 二维空穴总浓度为 $7.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 空穴的平均迁移率为 $1.35 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。磁阻张量 R_{xx} 、 R_{xy} 的测量采用标准的交

流(~ 73 赫兹)锁相技术, 交流恒流源电流为 $1 \times 10^{-7}\text{A}$, 以避免可能有的电子过热现象。

图 1 为 $T = 0.3\text{K}$ 温度下对 HJ-1 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结样品进行 $R_{xx}-B$ 和 $R_{xy}-B$ 测量的结果。 $R_{xy}-B$ 曲线上对应于 $i = 4, 5, 6, 8 \dots (i = Nh/eB)$ Landau 能级的填充因子)的磁场附近出现一系列明显的量子化 Hall 平台。 $R_{xx}(B)$ 随磁场的增加显示出清晰的 Shubnikov-de Haas 振荡行为, 并在与平台相对应的区域内出现极小值。对于量子化比较完整的 Hall 平台, 例如 $i = 4$ 的平台, 相应的 R_{xx} 极小值已十分逼近零。因此从整体而言, 二维空穴系统的 IQHE 和电子系统的十分相似, 这也说明 IQHE 是与载流子体系无关的普遍效应。在经典弱磁场区 ($< 1\text{T}$), R_{xy} 为通过原点的直线, 它在高场区的延伸线严格通过各平台的中点, 如图中虚线所示。因此在所测量的样品中不存在其它杂散并行电导。图 1 的结果真实反映了二维空穴气在磁场下的输运特性。

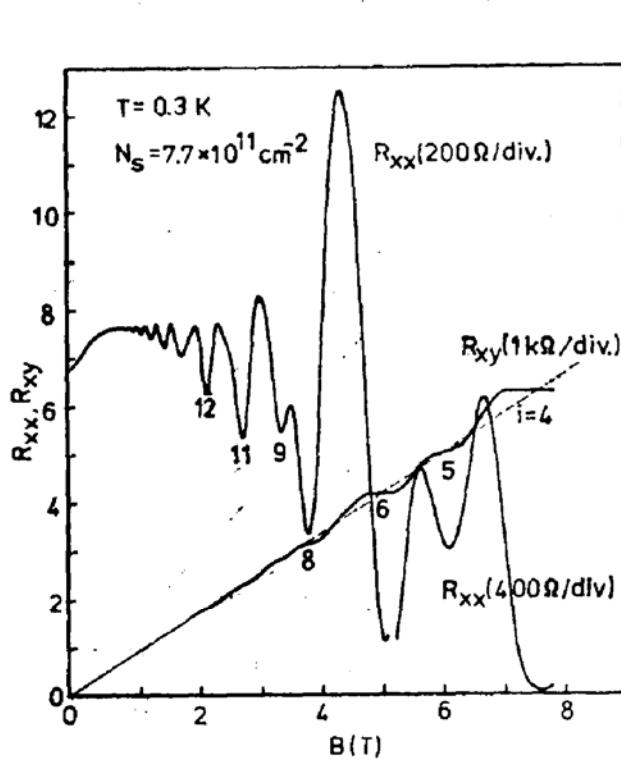


图 1 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结的 R_{xy} ,
 $R_{xx} \sim B$ 变化曲线

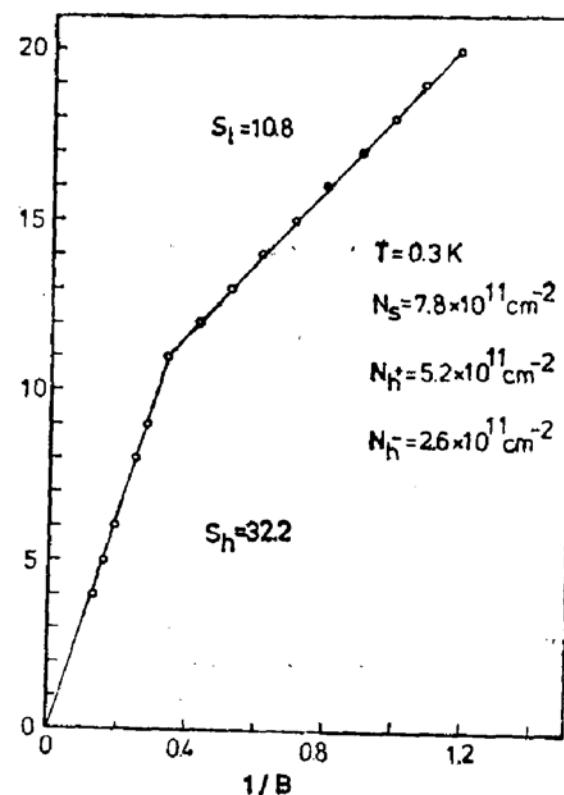


图 2 R_{xx} 极小值指数 i 与 $1/B$
的变化关系

从图 1 中 $R_{xx} \sim B$ 曲线可以明显地分辨两个不同的振荡系列, 它们在 $B = 2.72\text{T}$ 处交迭。值得注意的是 $B > 2.72\text{T}$ 的高场振荡系列丢失了对应于 $i = 7, 10$ 的振荡峰。从以后的讨论可知这正是空穴复杂子带结构在 SdH 振荡中的反映。另一明显的特征是在 $B < 1\text{T}$ 的弱场区, 存在着很强的正磁阻, $\Delta R_{xx}(H)/R_{xx}(0) \sim 14\%$, 并且随温度从 4.2K 降低至 0.3K , 该低场区的正磁阻得到十分明显的增强。

为了从实验数据获得所希望的参数, 在图 2 画了 R_{xx} 极小值的指数与 $1/B$ 的关系。其中 R_{xx} 极小值的指数定义为 $i = Nh/eB$ 。很明显, 尽管 $i \sim 1/B$ 分别在高场区和低场区成线性关系, 但是它们的斜率各不相同。高场区的斜率 $S_h = 32.2$, 低场区的斜

率 $S_L = 10.8$, 相对比值 $S_A/S_L \approx 3$. 这说明高场区和低场区的 SdH 振荡分别反映了两种浓度不同的载流子在磁场中的态密度振荡变化。

三、二维空穴的 IQHE

为了对实验数据作进一步的分析,有必要先简单回顾一下 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结界面势阱中空穴子能带结构的特点。在布里渊区 Γ 点,原来体 GaAs 的价带顶是属于角动量 $J = 3/2$ 的四度简并能带。在 $k \neq 0$ 处, $E-k$ 色散关系分裂成二支具有不同有效质量的二度简并能带,分别对应于轻空穴带 lh ($m_l^* \sim 0.09m_0$) 和重空穴带 hh ($m_h^* \sim 0.48m_0$)。在 GaAs/P 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结构中,界面势阱将进一步消除 $k=0$ 处的简并度,使价带顶附近分裂成一系列轻、重空穴的子能带。对于我们所采用的样品,载流子浓度为 $N_s \approx 7.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 只有最低的重空穴子带填有空穴。因此在下面的讨论中将只考虑最低重空穴子带。

由于单异质结界面势阱不具有空间反演对称性以及价带中存在着较强的自旋-轨道耦合作用^{[7][8]}, 在 $k \neq 0$ 处原来二度简并的重空穴子带又被进一步分裂成具有 m_{hh}^{++} 和 m_{hh}^{+-} 不同有效质量的二支非简并

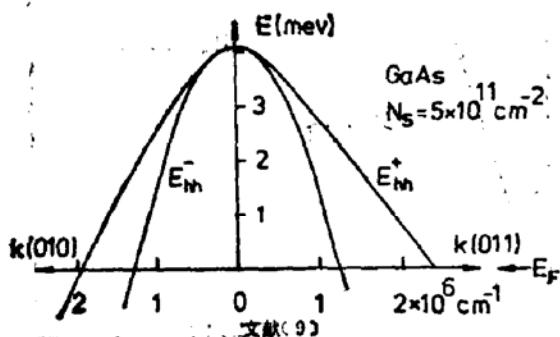


图 3 沿 (010), (011) 方向最低重空穴子带的二度色散关系: $E_{hh}^-, E_{hh}^+ \sim k$

能带 $E_h^+(k_s)$ 和 $E_h^-(k_s)$, 具体如图 3 所示^[9]。因此在有磁场存在时, 将出现两套不同的 Landau 能级系统。并且空穴子带色散关系的严重非抛物线性使得相应的 Landau 能级也不再是随磁场线性变化, 而是存在有严重的弯曲。作为一个例子, 图 4 给出了 E. Bangert and G. Landwehr^[9] 在有外加磁场时计算的 Landau 能级随磁场的变化。图中 a 标志 hh^+ 的 Landau 能级系列, b 标志 hh^- 的 Landau 能级系列, 图中的粗实线表示 E_F 随磁场 B 的振荡变化 ($N_s = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$)。从图 4 很明显看出在某些特定的磁场范围内, hh^+ 和 hh^- 的 Landau 能级有交叉、重叠的现象(如图中的 a_1/b_3 , a_3/b_2), 因而相应的振荡峰将会消失。尽管理论计算还难以从定量上来描述实验结果, 但是从定性上它能很好说明在我们所测量的 SdH 振荡中 $j=7, 10$ 振荡峰消失的原因。根据上

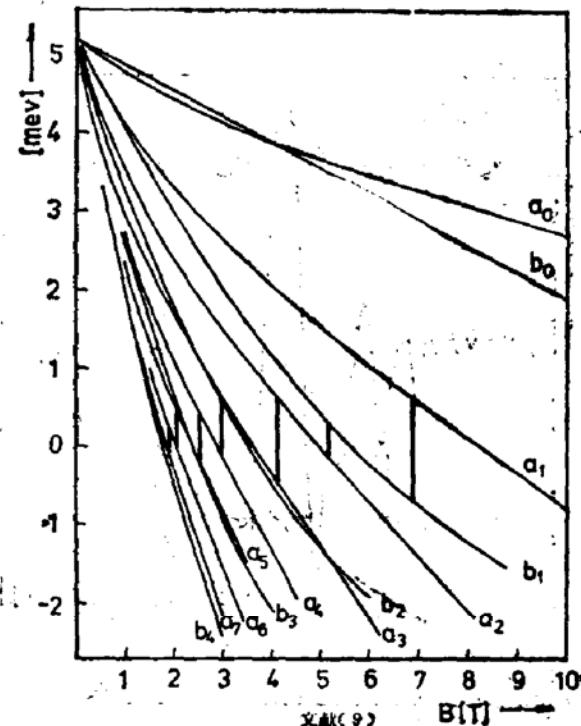


图 4 Landau 能级随磁场的变化关系。
Fermi 能级以粗实线表示

述空穴子带的特点,我们可以判断在 $B > 2.72\text{T}$ 的高磁场范围,无论 hh^- 还是 hh^+ 的 Landau 能级均已能很好地相互区分开来(也即 $\mu_h^+B, \mu_h^-B \gg 1$)。因此高场区 SdH 振荡的磁场倒数周期测量了 hh^+ 和 hh^- 的总浓度 $N_t = N_h^- + N_h^+$, 其中 N_h^- 、 N_h^+ 分别为在 E_h^- 和 E_h^+ 填充的空穴浓度。由

$$S_h = N_t h/e$$

具体得出 $N_t = N_h^- + N_h^+ = 7.8 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ 。

相反在低场区,只有对应于较轻的重空穴 hh^- 才满足 $\mu_h^-B \geq 1$ 的振荡条件,所以低场区的振荡系列只反映了 hh^- 的 Landau 能级态密度的振荡变化。 S_t 给出了 N_h^- 的数值,具体为

$$N_h^- = \frac{e}{h} S_t = 2.6 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$$

因此 hh^+ 与 hh^- 的占有比, $N_h^+/N_h^- = (S_h - S_t)/S_t = 2$ 。在简并的球形等能面近似下,

$$m_h^+/m_h^- \approx N_h^+/N_h^- = 2$$

若 m_h^+ 采用理论和实验公认的数值, $m_h^+ = 0.6m_0$, 则 $m_h^- = 0.3m_0$ 。根据异质结界面势阱中空穴子带的特点,不难理解无论是空穴总浓度 N_t 、价带顶的不连续性(也即 x 值),还是外加磁场都会影响上述等效有效质量 m_h^+ 和 m_h^- 的具体数值。但是不管怎样,我们所得结果和别人的测量⁽⁴⁾十分接近。

四、反常正磁阻效应

如图 1 所示,在弱磁场区域 GaAs/P 型 Al_xGa_{1-x}As 异质结界面,二维空穴呈现出很强的正磁阻效应。有关这一事实已有若干报道⁽¹⁻⁴⁾。但是就产生反常正磁阻效应的物理机制而言,迄今仍是令人费解,悬而未决的问题。J. P. Eisenstein *et al.* 把所观察到的正磁阻效应归结为在有两种载流子导电的体系内的经典磁阻效应。正如前面所论述的,界面势阱的空间反演不对称性和价带中较强的自旋-轨道耦合,使最低的重空穴子带存在两种不同有效质量的导电空穴, m_h^+ 和 m_h^- 。根据在电场、磁场同时作用下的经典 Boltzmann 输运理论,只要存在迁移率不同的两种导电载流子,就一定存在与 B 成正比的正磁阻效应。为此,作为研究反常正磁阻效应物理机制的第一步,有必要仔细检查经典的磁阻公式能否正确描述实验上观察到的正磁阻现象。

对于一个简并的有两种载流子导电的体系,在各向同性有效质量近似下,根据 Boltzmann 输运方程可以直接推导出经典的磁阻和 Hall 电阻的表达式。定义磁阻 $\Delta R_{xx}(B) = R_{xx}(B) - R_{xx}(0)$, $R_{xx}(0)$ 、 $R_{xx}(B)$ 分别为零磁场和磁场 B 时的电阻。

经典的磁阻 $\Delta R_{xx}(B)$ 和 $R_{xy}(B)$ 可表示为

$$\Delta R_{xx}(B) = \frac{\mu_i^2(1-b)^2B^2}{\sigma_0^2 + \sigma_{01}\mu_i^2(b+a)^2B^2} \cdot \frac{\sigma_{01}\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{01}} \cdot \frac{L}{W} \quad (1)$$

$$R_{xy}(B) = \frac{\mu_i\sigma_{01}\{[1 + (\mu_i B)^2] + ab[1 + (\mu_i B)^2]\}}{\sigma_0^2 + \sigma_{01}^2\mu_i^2(b+a)^2B^2} \cdot B \quad (2)$$

其中 $R_{xx}(B)$ 取绝对值, L/W 是导电沟道的长宽比。

$$\sigma_{01} = N_1 e \mu_1 \quad (3)$$

$$\sigma_{02} = N_2 e \mu_2 \quad (4)$$

$$\sigma_0 = \sigma_{01} + \sigma_{02} \quad (5)$$

$$a = \sigma_{02}/\sigma_{01} = (N_2/N_1)b \quad (6)$$

$$b = \mu_2/\mu_1 \quad (7)$$

σ_{01} 、 σ_{02} 分别为两种载流子在零磁场下的电导率， N_1 、 N_2 分别为两种载流子的浓度， μ_1 、 μ_2 分别为两种载流子的迁移率。

由公式(1)、(2)可归纳出经典磁阻效应的下述若干特点：

1) 当两种导电载流子的迁移率相等，也即 $\mu_1 = \mu_2$, $b = 1$ 时， $\Delta R_{xx}(B) = 0$ ，即不存在正磁阻。与此同时 $R_{xx}(B) = \mu B/\sigma_0 = B/(N_1 + N_2)e$ 与磁场强度 B 成严格线性关系，并且斜率 $1/(N_1 + N_2)e$ 由总浓度决定。

2) 磁阻 $\Delta\rho(B)$ 幅度正比于 $\mu_1^2(1 - b)^2 = (\mu_1 - \mu_2)^2$ 。两种载流子的迁移率相差越大，正磁阻越强。 $\Delta R_{xx}(B)$ 与 B 的依赖关系在 $\mu_1 B \ll 1$ 的经典弱场区呈抛物线关系。

3) 当 $\mu_1 \neq \mu_2$ 时， $R_{xx}(B)$ 在弱场区的斜率与在高场区的不同。

$$\text{当 } \mu_1 B, \mu_2 B \ll 1 \quad R_{xx}(B) \simeq \frac{\mu_1}{\sigma_0(1 + a)/(1 + ab)} B$$

$$\text{当 } \mu_1 B, \mu_2 B \gg 1 \quad R_{xx}(B) \simeq \frac{\mu_1}{\sigma_0(b + a)/(1 + a)b} B$$

很明显，对于 $b \neq 1$, $(b + a)/(1 + a)b$ 始终大于 $(1 + a)/(1 + ab)$ 。因此高场区的斜率 $\mu_1/\sigma_0(b + a)/(1 + a)b$ 小于低场区的斜率 $\mu_1/\sigma_0(1 + a)/(1 + ab)$ 。所以在两种载流子导电的经典模型中， $R_{xx}(B)$ 与 B 的关系将偏离严格的线性关系。

4) $\Delta\rho(B)$ 的温度依赖关系主要取决于迁移率 μ_1, μ_2 随温度如何变化。在我们所研究的温度内(4.2K 至 0.3K)， μ_1, μ_2 基本上不随温度变化^[11]。

为了和实验做详细的比较，我们根据公式(1)、(2)对测量结果进行拟合。 $\sigma_0 = \sigma_{01} + \sigma_{02}$, N_1, N_2 值由实验直接得出，两种载流子的迁移率之比 $b = \mu_2/\mu_1$ 作为参变量。将 σ_0 、 N_1, N_2 , b 值代入(1)～(7)式，即可计算出经典 $\Delta R_{xx}(B) \sim B$ 和 $R_{xx}(B) \sim B$ 的变化关系。对于 b 的取值范围有下述考虑：

$\mu = e\tau/m^*$ ，而散射时间 τ 在低温下主要由 Al_xGa_{1-x}As 一侧中的电离杂质散射决定。 $\tau \sim \tau_{E_F} \sim 1/m^*$ ，因此 $\mu \propto 1/(m^*)^2$ ，两种载流子的迁移率之比

$$b = \mu_2/\mu_1 = (m_1^*/m_2^*)^2$$

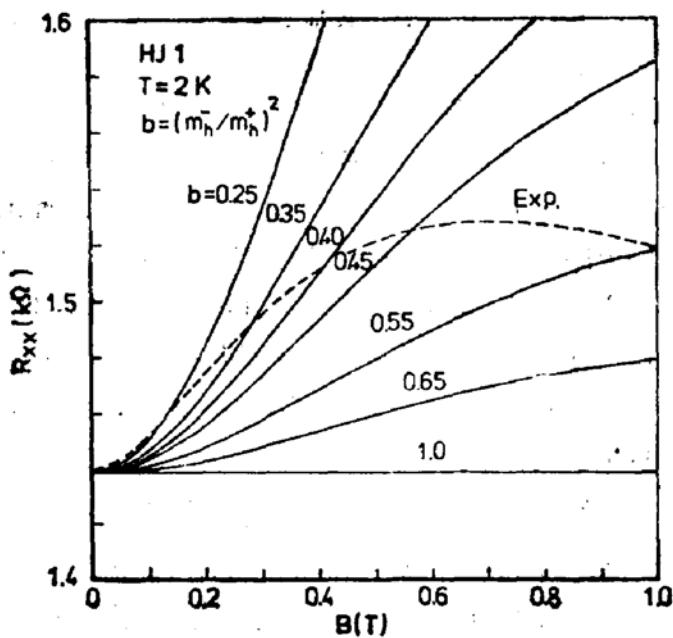
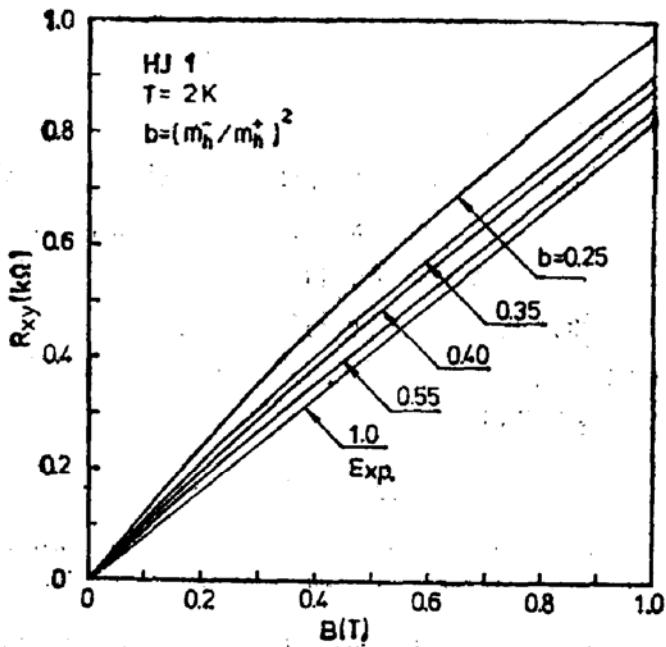
在我们目前所研究的体系中，取 $\mu_2 = \mu_h^+$, $\mu_1 = \mu_h^-$, $N_2 = N_h^+$, $N_1 = N_h^-$ 。 b 具体取值为

$$b = (m_h^-/m_h^+)^2 \simeq (N_h^-/N_h^+)^2$$

从 SdH 振荡周期已求得 $N_h^-/N_h^+ = 1/2$ ，故对于所测的样品， b 值应当取 0.25 左右。

图 5 给出了 $b = 0.25, 0.35, 0.40, 0.45, 0.55, 0.65, 1.0$ 时，由(1)式计算出的 $R_{xx}(B) = R_{xx}(0) + \Delta R_{xx}(B)$ 随磁场 B 的变化关系(其中 $R_{xx}(0)$ 取 $B = 0$ 时的实际测量值)。 $R_{xx}(B)$ 的测量值 $R_{xx}^{exp}(B)$ ，在图中也用虚线画出，做为直观的比较。

对应于 $b = 0.25, 0.35, 0.40, 0.55, 1.0$ ，图 6 为由(2)式算出的 $R_{xx}(B)-B$ 关系曲

图5 经典磁阻 $R_{xx}(B)$ 随 B 变化的计算曲线图6 用经典模型计算出的 $R_{xy} \sim B$ 曲线

线,虚线为 $R_{xy}(B)$ 的实验曲线。分析图5、图6,可得下述若干结论:

首先,实验得到的Hall电阻 R_{xy} 与磁场 B 成严格线性关系。为了使由(2)式算出的 $R_{xy}(B)$ 与实验吻合, b 值必须为 1, 即 $\mu_1 = \mu_2$ 。这样 $\Delta R_{xx}(B) = 0$, 不存在由两种载流子导电引起经典正磁阻。这一事实表明,由(1)、(2)两式描述的经典磁阻无法自洽地解释实验得到的正磁阻 $\Delta R_{xx}(B)$ 以及相应的 $R_{xy}(B)$ 随磁场的变化关系。

其次, $b = \mu_2/\mu_1$ 所选取的 0.25, 0.35, 0.40, 0.55, … 各数值实际上相当于 m_h^-/m_h^+ 取值 $0.30m_0/0.60m_0$, $0.35m_0/0.60m_0$, $0.38m_0/0.60m_0$, $0.45m_0/0.60m_0$ 。它们大多是文献中在不同实验中曾得到的测量值。由图5、图6可十分直观地看出,它们都与实验曲线差异很大,对磁场的依赖关系也绝然不同。

根据上述拟合结果，我们认为用两种载流子导电的经典磁阻模型无法解释二维空穴的反常正磁阻效应。支持上面结论的另一重要论据是经典磁阻模型完全无法解释实验观察到的反常正磁阻随温度的降低而明显增强的现象。因此，我们相信二维空穴在弱场区的反常正磁阻具有更深刻的量子机制。事实上，我们发现二维空穴的正磁阻效应是与空穴-空穴间强耦合相互作用密切有关。无序费米体系的相互作用理论^{[12], [13]}表明，粒子-粒子间多体相互作用会给无序费米体系的态密度、比热、电导等物理量引入一个与温度、磁场有关的量子修正项。空穴体系，由于其 $\kappa/k_F \gg 1$ ，是一个强耦合相互作用体系。考虑互作用的重整化以后，上述量子修正将大大增加，并且在零磁场下是增加电导。另一方面，由于存在 hh^+ 和 hh^- 两种重空穴，在外加磁场中与 m_h^+ 和 m_h^- 对应的两套 Landau 能级之间出现相对能量位移

$$\hbar\omega_h^- - \hbar\omega_h^+ = \hbar \left(\frac{1}{m_h^-} - \frac{1}{m_h^+} \right) eB/C$$

当 $(\hbar\omega_h^- - \hbar\omega_h^+) \gtrsim kT$ 时，由 hh^+ 和 hh^- 之间的 Hartree 互作用诱导的这部分电导修正项将逐渐被抑制，因而产生了所观察到的正磁阻效应。有关二维空穴反常正磁阻效应量子机制的详细研究将在别处发表。

五、结 论

由于空穴复杂的子能带结构和空穴-空穴间的强耦合相互作用，束缚在 GaAs/P 型 Al_xGa_{1-x}As 异质结界面势阱内的二维空穴 IQHE 和弱磁场区的磁阻现象表现出与电子体系不同的特性。通过仔细的实验和理论研究，我们认为二维空穴在弱场区的反常正磁阻效应并不是简单地来源于两种载流子导电的经典磁阻效应，而是由空穴子能带的复杂结构和空穴间强耦合相互作用共同作用引起的量子效应。

我们感谢李承芳为本实验制备测试样品。本工作属于国家自然科学基金 N_o918700, N_o1860812, N_o6866025 资助项目。

参 考 文 献

- [1] E. E. Mendez, Proc. of The 6th Int. Conf. on EP2DS, Sept. 9—13, 1985, Kyoto, Japan.
- [2] H. L. Störmer, Z. Schlesinger, A. Ghang, D. C. Tsui, A.-C. Gossard and W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.*, 51, 926 (1983).
- [3] E. Mendez, W. I. Wang, L. L. Chang and L. Esaki, *Phys. Rev.*, B30, 1087 (1984).
- [4] J. P. Eisenstein, H. L. Störmer, V. Narayanamurti, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.*, 53, 2579 (1984).
- [5] A. Pinczuk, H. L. Störmer, A. C. Gossard and W. Wiegmann, Proc. of The 17th Int. Conf. on Phys. of Semiconductors, Eds. J. D. Chadi and W. Harrison (Springer-Verlag, New York, 1985), p. 329.
- [6] U. Ekenberg and M. Altarelli, *Phys. Rev.*, B30, 3569 (1984).
- [7] D. A. Broido and L. J. Sham, Proc. of The 17th Int. Conf. on Phys. of Semiconductors, Eds. J. D. Chadi and W. Harrison (Springer-Verlag, New York, 1985), p. 337.
- [8] G. D. Sanders and Y. C. Chang, *Phys. Rev.*, B31, 6892 (1985).
- [9] E. Bangert and G. Landwehr, *Superlattices and Microstructures* 2(1985), 363.
- [10] T. Ando, *J. Phys. Soc. Japan*, 54, 1528 (1985).
- [11] E. E. Mendez and W. I. Wang, *Appl. Phys. Lett.* 48, 1159 (1985).
- [12] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Rev. of Modern Physics*, 57, 287 (1985).
- [13] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, D. E. Khmel'nitskii and A. I. Larkin, *Quantum Theory of Solids*, Edited by I. M. Lifshits, MIR Publishers, p130 (1982).

Quantum Transport Properties of Two-Dimensional Hole Gas in GaAs/P- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Heterostructures

Zhou Haiping, Zheng Houzhi, Yang Fuhua,

Zeng Yiping and Su Aimin

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

The influences of the complexities in subband structures of two-dimensional hole gas on both integral quantum Hall effect (IQHE) and anomalous positive magnetoresistance (APMR) are studied in GaAs/P- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures. A model fitting with the measured data of APMR shows that the APMR in weak magnetic field is not simply due to classical magnetoresistance in a two-carrier conducting system, but to its deep quantum origins in the context of particle-particle interaction.

Key words: Quantum transport properties, Two-dimensional hole gas, GaAs/P-AlGaAs