

107-113

# GaAs/AlGaAs 异质结中 二维电子气的回旋共振研究\*

TN304.23  
0471.5

陈张海 胡灿明<sup>√</sup> 刘普霖 史国良 陆卫 张波 石晓红 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所、中国科学院红外物理国家重点实验室, 上海, 200083)

①

**摘要** 采用栅压比谱的方法, 研究了 GaAs/AlGaAs 异质结中二维电子气(2DEG)的回旋共振。观察到由于子能带-朗道能级耦合所引起的回旋共振峰强度随磁场的振荡行为。由回旋共振频率  $\omega_c$  确定了子能带电子的回旋共振有效质量  $m^*$ , 通过对共振峰线形的拟合, 获得二维电子气浓度  $N_s$ 、电子散射时间  $\tau$  和迁移率  $\mu$ 。由于子能带-朗道能级的共振耦合测量了不同栅压下的多个子能带间的能量间距, 讨论了导带非抛物线性对电子回旋共振有效质量的影响。

**关键词** 异质结, 二维电子气, 回旋共振。

能带  
能带

## 引言

晶体外延生长技术(尤其是分子束外延技术)的发展, 使制备具有在原子尺度上平滑和突变界面的异质结构如 GaAs/AlGaAs 成为可能。在这类结构中, 由于界面能带的不连续性及电离杂质的空间电荷效应, 电子被限制在界面附近而形成准二维电子气系统。采用调制掺杂技术可使这种二维电子气具有很高的迁移率。这个特点使 GaAs/AlGaAs 异质结成为目前高速器件的基本结构<sup>[1]</sup>, 通过制备适当的电极并调节它们之间的电压, 可以方便地实现对电子气浓度的控制, 也使其成为多体效应研究的一个理想体系<sup>[2~4]</sup>。

电子回旋共振作为测量半导体能带参数的有效手段, 被广泛应用于二维电子气系统电子态性质的研究<sup>[2~11]</sup>。例如, 由于子能带-朗道能级共振耦合引起的电子回旋共振峰的分裂, 可以直接测量二维电子气系统的子能带结构<sup>[4, 7~12]</sup>, 同时, GaAs/AlGaAs 2DEG 的高迁移率所导致的窄的回旋共振线宽使得对子能带电子的有效质量的精确测定成为可能<sup>[3, 4]</sup>, 这为研究能带非抛物线性提供了方便。本文将报道采用栅压比谱方法获得的不同磁场强度下的 GaAs/AlGaAs 异质结中 2DEG 的回旋共振光谱, 给出由回旋共振谱线拟合确定的电子回旋共振有效质量  $m^*$ 、电子散射时间  $\tau$  和迁移率  $\mu$  与磁场的关系, 并将共振峰强度、 $m^*$ 、 $\tau$  和  $\mu$  随磁场振荡的行为归因于子能带-朗道能级耦合, 还讨论了导带非抛物线性对  $m^*$  的磁场行为的影响。

## 1 实验

本工作所采用的样品为 MBE 生长的调制掺杂 GaAs/AlGaAs 异质结, 衬底为半绝缘

国家自然科学基金资助项目, 编号 19604012  
本文 1996 年 6 月 13 日收到, 修改稿 1996 年 9 月 18 日收到

(100)GaAs. 为消除法布里-珀罗干涉对样品透射光谱的影响,样品的衬底被磨了一个小的倾角.在样品正面的4个角落各蒸上钢电极,并在 $N_2$ 气氛中400 C退火10min,以形成良好的欧姆接触.在样品表面的中心区域镀约50 Å厚的半透明NiCr栅电极,栅极和样品的接触在GaAs/AlGaAs异质结之前形成肖特基势垒,在栅极和4个欧姆电极之间加上正向或反向偏置电压,可以方便地控制2DEG的浓度.

远红外回旋共振光谱的测量在Bruker IFS-113V型傅里叶变换光谱仪上进行.样品置于OXFORD标准超导磁体内的样品架上,温度保持在4.2K.样品衬底倾角使其上表面的法线方向与磁场方向有一个小的夹角.远红外辐射由低损耗的光学传输装置从傅里叶变换光谱仪引到样品上.透射信号由测辐射热计探测.

为消除测量系统的背景信息对光谱的影响,我们采用了栅压比谱测量方法<sup>[13]</sup>,即在一个测量周期内交替地扫描样品在两个不同栅压 $V_g$ 和 $V_g'$ (在 $V_g'$ 下,异质结势阱中的电子将完全耗尽)下的透射光谱 $T(V_g)$ 和 $T(V_g')$ ,并取它们的比谱 $T(V_g)/T(V_g')$ .这种方法有两个优点:一是 $T(V_g)$ 和 $T(V_g')$ 在同一磁场强度下获得,可以完全消除磁场变化对测辐射热计探测率或响应曲线的影响;二是由于 $T(V_g)$ 和 $T(V_g')$ 的测量是在同一周期内进行的,可尽量的减小测量系统的长时间漂移或不稳定性的影响.

## 2 结果与讨论

### 2.1 回旋共振谱线的拟合

图1为零栅压下、磁场强度为6.2~10T的回旋共振光谱,可以看出谱峰强度随着磁场的变化而表现出明显的振荡行为,如图中虚线所示.我们采用洛仑兹线形对回旋共振峰进行了最小二乘法拟合,由此确定了回旋频率 $\omega_c$ 、共振峰半高宽 $2b$ 以及共振吸收强度 $A$ .

根据 $\omega_c$ 与磁场 $B$ 的关系,容易获得2DEG的电子回旋共振有效质量为

$$m^* = eB/\omega_c, \quad (1)$$

其中 $e$ 为电子电荷,对于抛物能带近似的情形, $m^*$ 等于电子有效质量 $m_0^*$ .

在共振吸收强度 $A \leq 0.5$ 的条件下,联立多层膜透射率公式和回旋共振引起的2DEG高频电导公式,并作适当的简化,可以导出2DEG浓度 $N_s$ 、电子散射时间 $\tau$ 、迁移率 $\mu$ 与回旋共振峰的半高宽 $2b$ 和吸收强度 $A$ 的关系如下<sup>[14]</sup>,

$$N_s = \frac{m^* (1 + \sqrt{\epsilon}) \epsilon_0 c}{e^2} \frac{bA}{\sqrt{1 - 2A} + 1}, \quad (2)$$

$$\tau = \frac{2}{b\sqrt{1 - 2A}}, \quad (3)$$

$$\mu = \frac{2e}{m^*} \frac{1}{b\sqrt{1 - 2A}}. \quad (4)$$

式中 $\epsilon$ 为GaAs的静态介电常数, $\epsilon_0$ 为真空介电常数, $c$ 为真空中的光速.

图2(a)~(d)给出了由式(1)~(4)计算得到的 $V_g=0$ 时2DEG的 $N_s$ 、 $m^*$ 、 $\tau$ 、 $\mu$ 与磁场的关系.由图2可以看出 $N_s \approx 6.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ ,并且在误差允许范围内基本不随磁场增大出

现大的有规律的变化,而电子回旋共振有效质量  $m^*$ 、电子散射时间  $\tau$  和迁移率  $\mu$  则随着磁场变化而出现振荡现象.在 6.2、7.3、8.4、9.5T 等磁场强度附近,  $m^*$ 、 $\tau$  和  $\mu$  出现极小值,这些磁场强度下的回旋共振吸收如图 1 中箭头所示.从下文的分析将会看到,图 1 和图 2 所示的物理量随磁场的振荡行为来自 2DEG 不同子能带的朗道能级之间的共振耦合.

## 2.2 共振子带-朗道能级耦合

由于在零栅压下,样品的  $N_s \approx 6.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ ,根据 2DEG 的填充因子  $f_s$  与磁场的关系  $f_s = \frac{2\pi N_s \hbar}{eB}$ ,可以估计  $f_s$  在 6T 时约为 0.45,并随磁场的增大而减小.因此,在磁场强度由 6T 增大到 10T 的过程中,电子只占据第零个子能带的第零个朗道能级,在这种情形下不可能出现由于朗道能级依次穿越费密面而导致的 SdH 振荡.同时,由于温度不够低,图 1 和图 2(b)~(d)所示的振荡现象也并非来自分数量子霍尔效应,而另有其物理机制.

考虑到样品的表面并不与磁场方向垂直(衬底磨角),磁场  $\vec{B}$  在平行异质结界面的  $(x, y)$  平面有一个分量  $B_{\parallel}$ ,这将引起一个正的反磁位移以及属于不同子能带的朗道能级波函数之间的杂化.设磁场与异质结  $z$  方向的夹角为  $\theta$ ,当  $\frac{\hbar e B \sin \theta}{m^*}$  远小于子能带间的跃迁能量时,可以将  $B_{\parallel}$  对体系哈密顿量的贡献当成微扰.由此,子能带-朗道能级的共振耦合将使不同子能带的朗道能级的磁场行为出现反相交现象<sup>[4,7-12]</sup>,如图 3 所示.这体现在回旋共振实验上便是  $|i, N-1\rangle$  到  $|i, N\rangle$  跃迁的共振吸收谱线在子带间跃迁能量  $E_{i,i}$  ( $E_{i,i} = E_{i'} - E_i$ ) 处分裂.其分裂的大小为<sup>[4,10]</sup>

$$\Delta E = \sqrt{2N} \tan \theta \left( \frac{Z_{i'i}}{l_{\perp}} \right) E_{i,i}, \quad (5)$$

其中,  $N$  为朗道量子数,  $Z_{i'i} = |\langle i' | z | i \rangle|$  为子能带间偶极跃迁矩阵元,  $l_{\perp} = \left( \frac{\hbar}{eB \cos \theta} \right)^{1/2}$ . 由式(5)可知,当  $\theta$  较小时,  $\Delta E$  较小,即在弱耦合情形下,回旋共振谱线的分裂很难分辨,此时,共振耦合只是引起谱线宽度明显增大,而强度明显减小,或者回旋频率移动<sup>[12]</sup>,我们的实验结果(图 1)对应于这种情形.由于子带-朗道能级共振耦合时共振谱线的分裂或回旋共振频率  $\omega_c$  的移动,使电子回旋共振有效质量  $m^*$  在  $\hbar \omega_c \approx E_{i,i}$  时并不是磁场的单值函数或者将受到扰动,从而表现出如图 2(b)所示的振荡行为.而由式(3)、(4)所得到的子能带电子的散射时间  $\tau$  和迁移率  $\mu$  同样随回旋共振线宽和吸收强度的振荡而振荡,由图 2(c)~(d)可以看出,在共振耦合发生时,子能带上电子的散射时间和迁移率都出现极小值.因此,从  $m^*-B$ 、 $\tau-B$ 、 $\mu-B$  关系或直接由回旋共振谱线的分裂或线宽、吸收强度的振荡可以测得不同栅压条件下的各子能带间的能量间距.

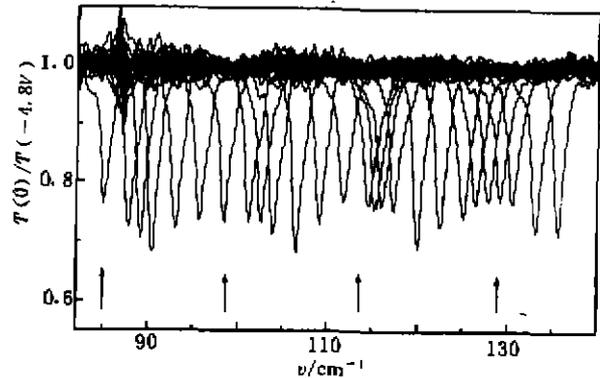


图 1 零栅压下磁场强度 6.2~10T 的回旋共振光谱  
Fig.1 CR spectra of 2DEG at magnetic field from 6.2 to 10T without zero gate voltage

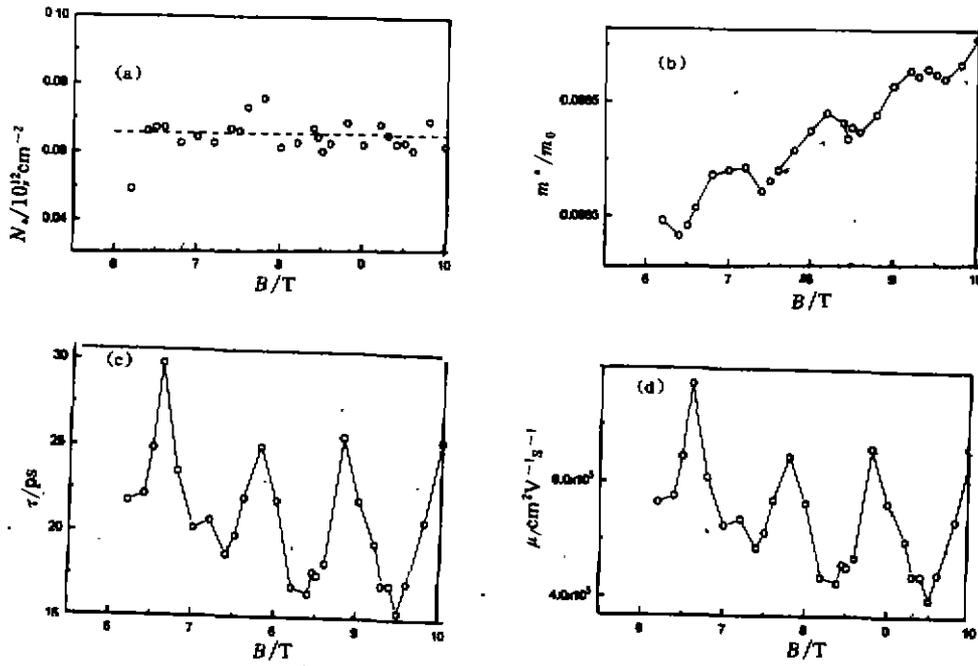


图2 2DEG的  $N_s, m^*, \tau, \mu$  与磁场的关系  
 Fig. 2 Magnetic field dependence of (a)  $N_s$ , (b)  $m^*$ , (c)  $\tau$ , (d)  $\mu$

表1 不同栅压下 2DEG 的  $N_s$  和各子能带与第零子带间的能量间距  $E_w$

Table 1  $N_s$  and  $E_w$  of 2DEG under different gate voltage

$V_g$ (V)	0.0	2.0
$N_s$ ( $10^{12} \text{cm}^{-2}$ )	0.65	1.3
$E_{01}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	—	88.1
$E_{02}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	85.0	102.9
$E_{03}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	98.6	—
$E_{04}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	113.5	—
$E_{05}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	129.0	—

表1 给出由上述方法测得的不同栅压下 2DEG 的  $N_s$  和各子能带与第零子带间的能量间隔  $E_w$ .

### 2.3 能带非抛物线性对 2DEG 电子回旋共振有效质量的影响

在磁场  $B$  垂直于  $(x, y)$  平面的情形下, 考虑单粒子近似, 二维电子气电子的回旋共振有效质量定义为<sup>[4]</sup>

$$m^* = \frac{\hbar e B}{E_{i,N+1,s} - E_{i,N,s}} \quad (6)$$

这里  $E_{i,N,s}$  为第  $i$  子能带的自旋为  $s$  的第  $N$  朗道能级的电子能量; 对于具有抛物能带的

2DEG 而言,有

$$E_{i,N,s} = (N + \frac{1}{2}) \frac{\hbar eB}{m_0^*} + E_i + s g_0 \mu_B B, \quad (7)$$

其电子回旋共振有效质量  $m^*$  与朗道量子数  $N$ 、自旋  $s$ 、磁场  $B$  无关,而与导带底的电子有效质量  $m_0^*$  严格一致. 然而,当计及由于能带间相互作用而导致的导带非抛物线性时,就有

$$E_{i,N,s} = (E_i - \frac{E_i^2}{9E_g^*}) + \frac{\hbar eB}{m_0^*} (N + 1/2), \\ [1 - \frac{2E_i}{3E_g^*} - \frac{\hbar eB(N + 1/2)}{m_0^* E_g^*}] + s g_N^* \mu_B B, \quad (8)$$

其中  $E_g^*$  为有效带隙,  $g_N^* = g_0 + g_i(N + 1/2)B$  为有效朗德因子,对于 GaAs 而言,  $g_0 \approx -0.44$ <sup>[16]</sup>,  $g_i \approx 0.0078$ <sup>[17]</sup>. 将式(8)代入式(6),可以得到

$$m^* = m_0^* \left[ 1 - \frac{2E_i}{3E_g^*} - 2(N + 1) \frac{\hbar eB}{m_0^* E_g^*} + \frac{m_0^*}{\hbar e} s g_i \mu_B B \right]^{-1}. \quad (9)$$

考虑低浓度的 2DEG 体系,即低温下电子只填充第零个子能带,并且满足  $E_0 \ll E_g^*$ 、 $\hbar\omega_c \ll E_g^*$  条件,则

$$m^* \approx m_0^* \left[ 1 - 2(N + 1) \frac{\hbar eB}{m_0^* E_g^*} \right]^{-1}. \quad (10)$$

对于电子只填充第零子能带的第零朗道能级的情形,式(10)可进一步简化为

$$m^* \approx m_0^* + \frac{2\hbar eB}{E_g^*}. \quad (11)$$

由式(11)可知,在朗道能级和子能带之间无相互作用的情况下,能带非抛物线性将引起第零朗道能级上电子回旋共振有效质量  $m^*$  随磁场  $B$  的增大而线性增大. 因此,利用式(11),对由实验测得的  $m^*-B$  关系(图 2(b))进行线性拟合,可以得到  $m_0^* \approx 0.067$ ,  $E_g^* \approx 1.1\text{eV}$ . 这与公认的数值相当一致<sup>[18]</sup>. 我们将其代入式(10),计算得到未考虑子能带-朗道能级耦合时第零子能带的不同朗道能级上电子回旋共振有效质量与磁场的关系,结果如图 4. 可以看出,在相同的磁场条件下,处于高朗道量子数能级上的电子将具有较大的回旋共振有效质量;并且,随着  $N$  的增大,  $m^*-B$  关系逐渐偏离线性. 由式(9)还可以预计布居于高激发子能带上的电子也将由于  $\frac{2E_i}{3E_g^*}$  项不能忽略而具有更大的回旋共振有效质量  $m^*$ .

### 3 结束语

本文采用栅压比谱方法研究了 GaAs/AlGaAs 异质结中二维电子气的回旋共振. 对回旋共振谱线进行了洛仑兹拟合,由此测量了二维电子气浓度  $N_s$ 、电子回旋共振有效质量  $m^*$  以及电子散射时间  $\tau$  和迁移率  $\mu$ . 由于能带-朗道能级耦合所引起的  $m^*$ 、 $\tau$ 、 $\mu$  等物理量随磁场的振荡现象,确定了 2DEG 多个子能带之间的能量间隔. 并讨论了导带非抛物线性对  $m^*$  的影响.

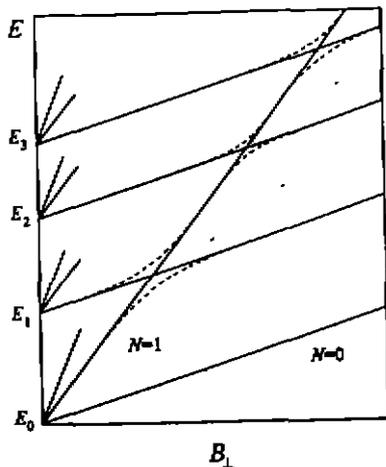


图3 子能带-朗道能级的共振耦合引起的不同子能带的朗道能级磁场的反相交现象

Fig. 3 Anticrossing behavior of Landau levels for different subband due to the resonant subband Landau level coupling

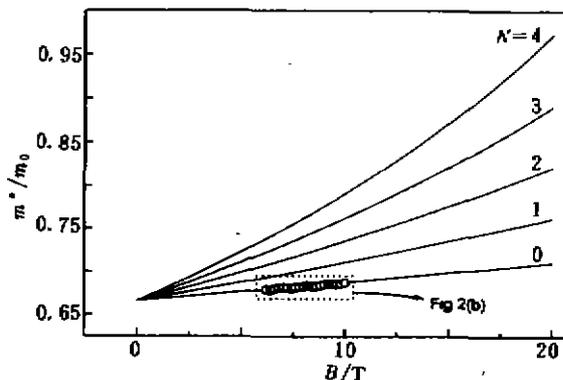


图4 未考虑子能带-朗道能级耦合时第零子能带的不同朗道能级上电子回旋共振有效质量与磁场的关系

Fig. 4 Magnetic field dependence of CR effective mass for Landau levels of the ground subband in the absence of the subband Landau level coupling

### 参考文献

- 1 *Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures*, ed. L L Chang, K Ploog, Martinus Nijhoff Publishers, 1985
- 2 Hu C M, Batke E, Köhler K, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**:918
- 3 Hu C M, Batke E, Köhler K, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**:1904
- 4 Hu C M, *Ph. D. thesis, Würzburg University, Germany*, 1995 (unpublished)
- 5 Absreiter G, Kneschaurek P, Kotthaus J P, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, **32**:104
- 6 Allen S James, Tsui D C, Dalton J V. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, **32**:109
- 7 Schlesinger Z, Hwang J C M, Allen S J. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **50**:2098
- 8 Rikken G L J A, Sigg H, Langerak C J G M, et al. *Phys. Rev.*, 1986, **34**:5590
- 9 Wieck A D, Maan J C, Merkt U, et al. *Phys. Rev.*, 1987, **35**:4145
- 10 Wieck A D, Thiele F, Merkt U, et al. *Phys. Rev.*, 1989, **39**:3785
- 11 Huan S, Grynberg M, Martinez G, et al. *Solid State Commun.*, 1988, **65**:457
- 12 Michels J G, Nicholas R J, Summers G M, et al. *Phys. Rev.*, 1995, **52**:2688
- 13 胡灿明, 陈张海, 史国良, 等. *红外与毫米波学报*, 1997, **16**(2):114
- 14 Wieck A D. *Ph. D. thesis, Hamburg University, Germany* 1987 unpublished
- 15 Ando T, Fowler A B, Stern F. *Rev. Mod. Phys.*, 1982, **54**:437
- 16 Lommer G, Malcher F, Rössler U. *Phys. Rev.*, 1985, **32**:1965
- 17 Braun M, Rössler U. *J. Phys.*, 1985, **18**:3365
- 18 Batke E, Bollweg K, Merkt U, et al. *Phys. Rev.*, 1993, **48**:8761

## STUDY ON CYCLOTRON RESONANCE OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS IN GaAs/AlGaAs HETEROJUNCTION\*

Chen Zhanghai Hu Canming Liu Pulin Shi Guoliang Lu Wei Zhang Bo  
Shi Xiaohong Shen Xuechu

(Shanghai Institute of Technical Physics, National Laboratory for Infrared Physics,  
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

**Abstract** Cyclotron resonance (CR) of two-dimensional electron gases (2DEG) in GaAs/AlGaAs heterojunction was studied by the gate voltage ratio spectrum measurement technique. The oscillation behavior of the intensity of the CR peaks with the magnetic field due to the resonant subband Landau level coupling was observed. The CR effective mass  $m^*$  of the subband electrons was determined from the CR frequency  $\omega_c$ . The density of 2DEG  $N_s$ , electron scattering time  $\tau$  and mobility  $\mu$  were obtained by fitting the CR line shape. Several subband energies at different gate voltage were measured by the resonant subband Landau level coupling method. The influences of the conduction band nonparabolicity on the CR effective mass of electron were also discussed.

**Key words** heterojunction, two-dimensional electron gas, cyclotron resonance.

---

\* The project supported by the National Natural Science Foundation of China