

赝形 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 异质结构中 二维电子气的回旋共振光谱研究^{*}

陈张海 胡灿明 陈建新¹⁾ 史国良 刘普霖 沈学础 李爱珍¹⁾

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

1)(中国科学院上海冶金研究所信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

(1997 年 7 月 2 日收到; 1997 年 8 月 19 日收到修改稿)

采用回旋共振光谱方法, 同时获得了具有较高电子气浓度的赝形 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ HEMT 结构中最低两个子能带的费密面附近电子有效质量、散射时间和迁移率. 观察到该系统中能带非抛物性和波函数穿透所导致的电子回旋有效质量的显著增大效应, 以及合金无序势和电离杂质散射所引起的电子散射时间和迁移率明显的子带依赖性.

PACC: 7640; 7340L

1 引 言

调制掺杂的 $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ 异质结是目前高速电子器件的首选结构之一. 一般而言, 它们可分为两类^[1]: 一类是晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 单异质结或量子阱; 另一类是所谓的赝形结构, 即增加 InGaAs 沟道的 In 组分, 引入晶格应变并增强限制效应, 从而在沟道中获得极高的电子气浓度, 以进一步改善器件性能. 尽管这种新型结构在 10 年前已经被提出^[2], 但是迄今为止, 除了一些基本的电学测量外^[1-4], 在磁场下的有关光学实验研究, 主要是针对简单的晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 异质结进行, 并且大多是采用光测回旋共振的测量方法^[5-7]. 因此, 赝形结构, 尤其是具有高浓度电子气的赝形体系中的一些重要的并且将受到能带非抛物性严重影响的能带参数(如费密面上电子的有效质量)还没有很好地得到研究. 同时, 高浓度电子气的多子带布居使得测定不同子能带上电子的输运参量如电子的散射时间和迁移率显得尤为重要, 因为这些参数指标对器件性能有着至关重要的影响^[1-4]. 虽然光测回旋共振方法同样可以精确地测得能带参数, 但却无法同时直接获得有用的输运参数, 而且其实验系统较为复杂. 而对于常规的回旋共振光谱方法而言, 载流子散射时间和迁移率等重要的输运参量可以由回旋共振谱线的拟合参数算得^[8], 无需另外进行电学测量. 因此, 在本文中, 我们采用常规的回旋共振光谱方法, 对限制在调制掺杂赝形 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ HEMT 异质结构中的高浓度二维电子气进行了研究, 确定了该体系的二维子能带结构,

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

并测得最低两个子能带在费密面上电子的有效质量,讨论了能带非抛物性和波函数穿透对不同子能带电子有效质量的影响.通过对回旋共振线型的拟合,我们同时获得了有关子能带的输运参数.

2 实 验

实验采用的样品为气态源分子束外延(MBE)生长的赝形 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, 其衬底为掺 Fe 的半绝缘 InP. 样品的具体结构为: 50 nm 未掺杂的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 缓冲层, 然后是 20 nm 未掺杂的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 层和 6 nm 未掺杂的 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ 沟道, 接着是 6 nm 未掺杂的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层, Si δ 掺杂($N_d=5\times10^{12}\text{cm}^{-2}$) $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 层, 25 nm 的未掺杂 $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$ 层, 最后是一层 10 nm 的 Si 掺杂($3\times10^{18}\text{cm}^{-3}$) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, 用于制备欧姆电极. 图 1 给出了上述样品结构的示意图. 77 K 下样品的载流子面密度和散射时间分别为 $3.9\times10^{12}\text{cm}^{-2}$ 和 3.8 ps.

远红外透射光谱的测量在 Bruker IFS-113V 型 Fourier 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, 其表面垂直于磁场方向, 远红外辐射由低损耗的光学传输装置从 Fourier 变换光谱仪引

到样品上. 因此, 测量时样品的表面、磁场方向和入射光波矢构成 Faraday 位形. 透射信号由工作于液氦温度的 Si-Bolometer 探测. 我们采用磁场比谱的方法获得 4.2 K 温度下样品中二维电子气的回旋共振光谱.

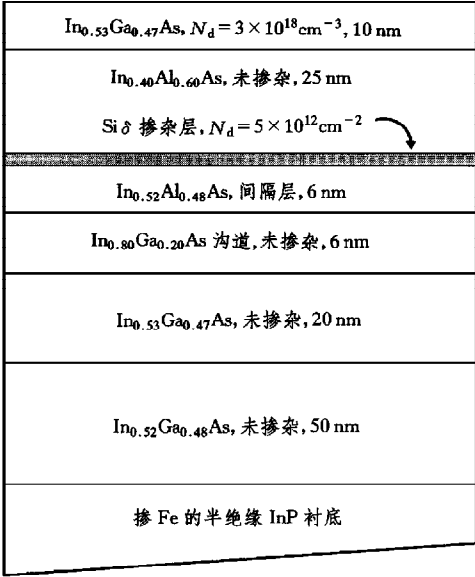


图 1 样品结构示意图

3 能带结构的自洽计算

由于目前尚无描述上述赝形体系量子阱中电子有效质量与能量关系令人满意的表达式, 因此只能在抛物能带近似条件下, 估计其二维子能带结构. 我们根据样品的结构参数, 并分别取 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 以及考虑了应变的 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ 的禁带宽度 E_g 为 1.51, 1.72, 0.81, 0.63 eV, 电子有效质量为 0.076, 0.088, 0.045, $0.043 m_0^{[1]}$ (这些值均为导带底有效质量)和相对介电常数为 12.42, 11.65, 13.9, $14.3^{[9]}$, 并认为异质结的导带不连续量 $\Delta E_c \approx 0.65 \Delta E_g^{[1]}$. 联立求解 Schrödinger 方程和 Poisson 方程, 自洽计算获得 4.2 K 样品能带形状、载流子浓度分布以及二维子能带位置

和电子波函数. 图 2 给出了有关的计算结果. 从图 2 可以看出, 在样品的 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ 沟道中, 只存在最低的子能带(第零子带), 同时, 其电子波函数在很大程度上穿透到 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 浅势阱和 InAlAs 势垒中. 而第一子带能量已经高出 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 导带边, 因此, 其波函数主要是分布在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 宽浅势阱中. 从下面的实验结果和分析中, 我们将看到, 这样的能带结构对处于不同子带上的电子性质有很大的影响. 计算结果还表明, 4.2 K 下, 电子的费密能级分别高出第零和第一子带约 146 和 20 meV, 因此, 第一子带上也有大量的电子布居.

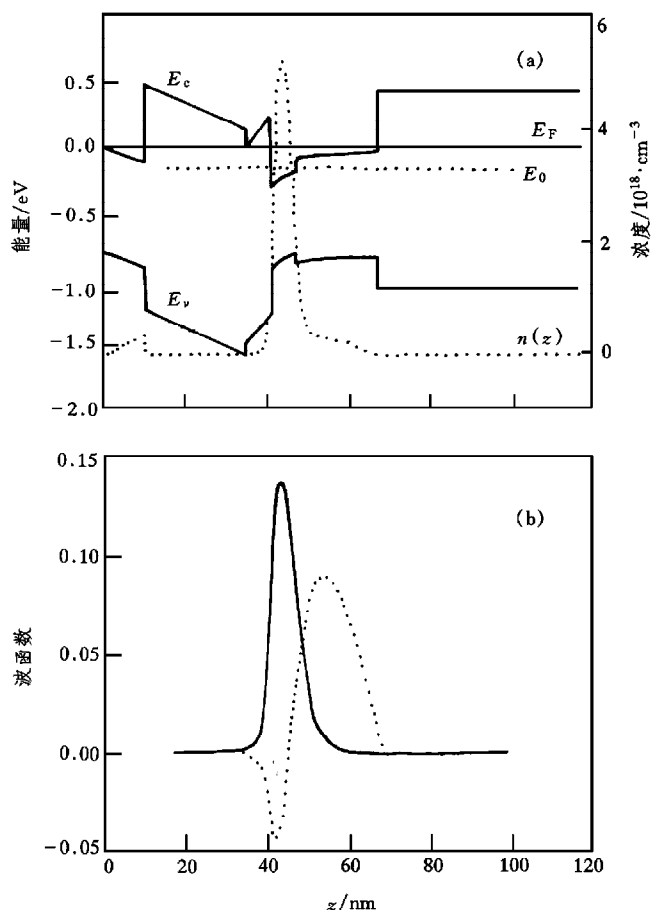


图 2 (a)样品能带形状、二维子能带结构、费密能级位置、电子气浓度空间分布以及(b)第零(实线)和第一(虚线)子带电子波函数的自洽计算结果

4 结果与讨论

图 3(a)给出了 4.2 K 下不同磁场强度时样品的磁场比谱. 可以看出, 在每一条谱线中, 都可以分辨出两个谱峰结构, 它们的峰位均随着磁场的增大而逐渐蓝移. 用两个洛伦

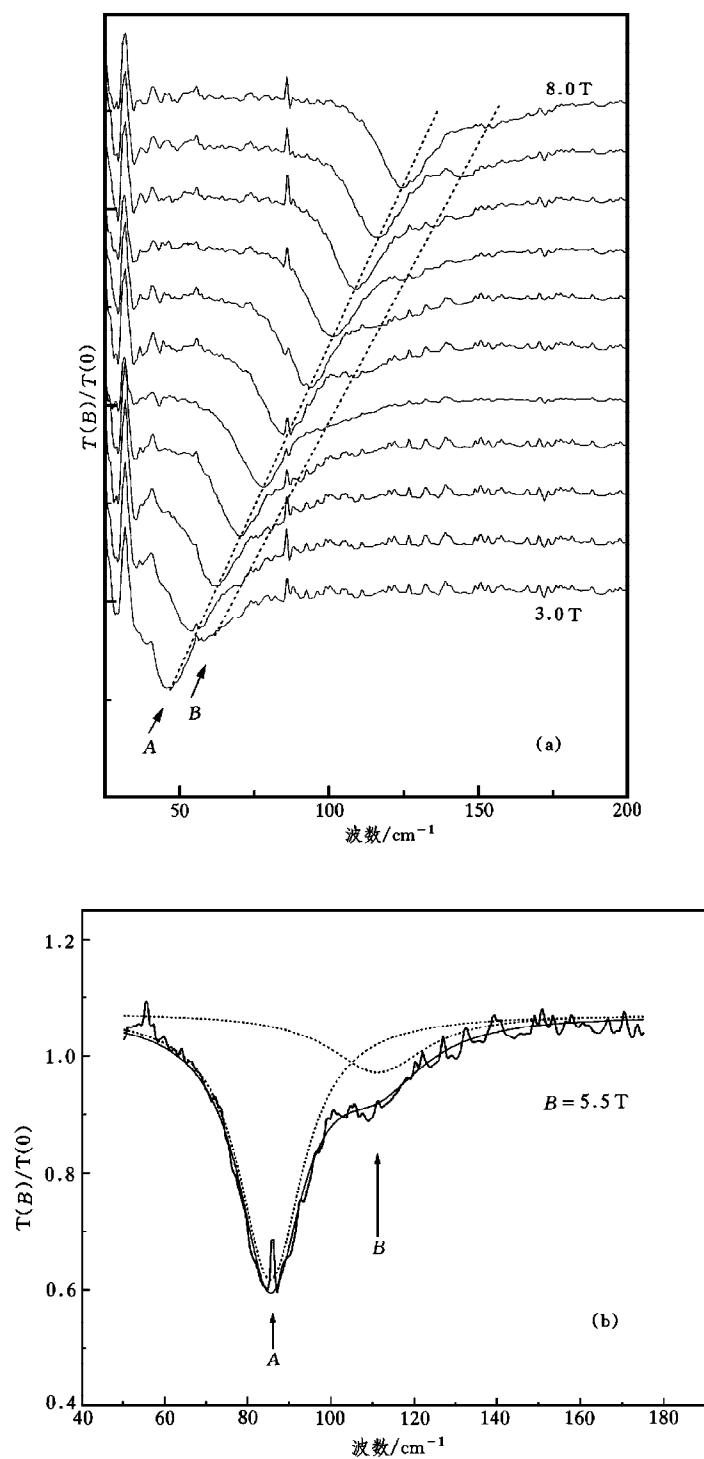


图 3 (a) 4.2 K 下不同磁场强度时样品的磁场比透射谱和(b)5.5 T 时谱线的洛伦兹线型拟合

兹线型可以对这两个谱峰结构进行很好的拟合,图 3(b)给出了拟合结果的一个例子.图 4(a)为拟合得到的谱线峰位与磁场强度的关系,其中的实线为对实验点的线性拟合结果,两条拟合直线在零磁场的截距均趋近于零.这表明它们各自所对应的光谱结构都来自回旋共振吸收.因此,基于上述对样品子能带结构的自洽计算结果,可以合理地认为图 3

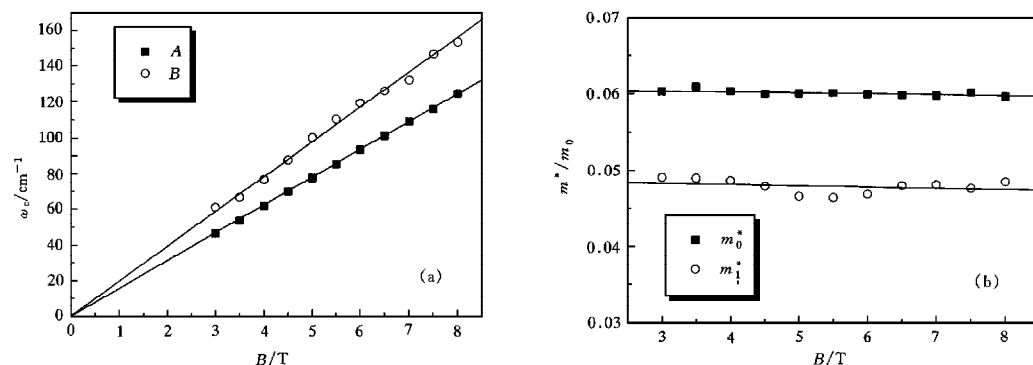


图 4 (a) 回旋共振频率及(b)电子回旋有效质量与磁场的关系

中的 A 峰和 B 峰分别起源于第零子带和第一子带电子的回旋共振,即它们对应于所谓的回旋共振的子带分裂.根据回旋共振频率 ω_c 与磁场的关系,即 $\omega_c = eB/m_c^*$,可以精确地测定相应子带电子的回旋共振有效质量 m_c^* .图 4(b)给出了它们的磁场关系,从中可以看出,随着磁场的增强,两个子带的电子回旋共振有效质量基本保持常数.一般而言,在具有高浓度的电子气系统中,测量所得到的回旋有效质量是费密面上电子的有效质量.而在磁场变化过程中,费密能级相对于导带底的位置并没有大的移动.从回旋共振谱线的洛伦兹线型拟合参数,即回旋共振线宽 $2b$ 和吸收强度 A ($A \leq 0.5$),容易估计样品最低两个子带上的载流子浓度分别为 $2.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $6.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [8].因此,即使在高达 8 T 的强磁场下, Landau 能级的填充因子仍大于 2.对图 4(b)中的实验点进行线性拟合,可以得到零磁场下费密面上电子的有效质量分别为 $(0.061 \pm 0.001) m_0$ (第零子带)和 $(0.049 \pm 0.001) m_0$ (第一子带).

4.1 子能带结构

目前,对于 InGaAs/InAlAs 系统,尽管其二维电子气浓度可以达到很高的数值,子能带结构的测定大多是根据实验所得到电子有效质量并在抛物能带近似条件下估计[5,7].对于我们的样品,由实验测得子带电子浓度 N_i 和费密面上的不同子带电子的有效质量 m_i^* ,并根据

$$E_F - E_i = \frac{\pi \hbar N_i}{m_i^*} \quad (1)$$

可以计算得到费密能级 E_F 与最低两个子带的间距分别为 $E_F - E_0 \approx 78 \text{ meV}$ 和 $E_F - E_1 \approx 24 \text{ meV}$.可以看出,由(1)式估计得到的费密能级与第一子带带边能量间隔和自洽计算的结果符合较好,而对于第零子带,实验估计值则与理论计算结果差别很大.其主要原因

是上述估算和能带自洽计算中都没有计入能带非抛物性. 在自洽计算中, 我们采用了导带底有效质量. 由于忽略了能带非抛物性引起的有效质量增加而低估了从导带底到费密面的电子态密度, 因而算得的子带能量值将偏大. 而在上述估算中, 我们采用了费密面上电子有效质量的实验值, 这将过高估计费密面以下的电子态密度, 因此得到的子带能量偏小. 由此可知, 子带能量的实际值处于自洽计算结果和由(1)式得到的估算值之间.

4.2 子带电子有效质量

我们已经测得, 在零磁场下, 样品中费密面附近分布在最低两个子带上的电子回旋共振有效质量分别为 $(0.061 \pm 0.001) m_0$ 和 $(0.049 \pm 0.001) m_0$. 这两个值均大于应变的 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ 导带底有效质量 $0.043 m_0$ 和 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 体材料的导带底的 $0.045 m_0$. 尽管前面的二维子带自洽计算以及实验结果的估计存在一定的误差, 我们仍然可以断定, 费密面的位置远高于第零子带带边能量. 因此, 处于费密面上的第零子带电子具有很高的 xy 平面运动动能, 其有效质量的显著增大在很大程度上由能带非抛物性引起^[10]. 另外从图 2 可知, 第零子带电子由于 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ 应变势阱的强约束, 其波函数很明显地穿透到 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 或 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 势垒中, 这也将导致费密面上电子有效质量的增大^[11-13]. 而对于第一子带上的电子, 由于其量子化子带能量高于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 导带底能量(见图 2), 其波函数扩展到整个 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 宽势阱中, 这意味着第一子带电子在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 宽阱中将有较大的概率分布, 所以其物理性质(包括有效质量)将主要受 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 晶格影响. 由于 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的禁带宽度随着组分 x 的减小而增大, 而导带-价带相互作用所导致的能带非抛物性也将随着带隙的增大而减小. 因此, 可以预期, 第一子带的非抛物性将较第零子带的小. 同时, 由于费密面上属第一子带的电子的 xy 平面运动动能远小于第零子带上电子的动能, 因而, 能带非抛物性对其有效质量的影响也将大幅度地减小.

还要指出的是, 我们以上的讨论都是建立在单体图象的基础上. 最近的一些研究工作表明, 二维电子气的回旋共振将受到电子-电子相互作用的影响^[14,15]. 在这样的多体图象下, 不仅回旋质量不再等同于电子有效质量, 载流子浓度也可能不再能简单地由回旋共振峰强度得出. 在我们的高浓度二维电子气体体系中, 这种多体效应是否影响观察到的回旋共振子带分裂, 尚有待于更深入的理论和实验工作的证实.

4.3 子带电子散射时间和迁移率

不同子带上电子的散射时间 τ 以及迁移率 μ 可以从回旋共振谱线半宽度和吸收强度计算得到. 图 5 给出了由此光学方法测得的样品最低两个子带电子的散射时间和迁移率与磁场的关系. 可以看出, 两个子带上的电子迁移率(或散射时间)均随着磁场的增强而呈减小趋势. 并且, 处于第零子带上的电子具有较长的散射时间和较高的迁移率. 载流子散射时间和迁移率的这种子带依赖关系, 可以由异质结构中的不同散射机制的作用得到解释. 我们知道, 在混晶材料中, 自由电子将受到合金无序势的强烈散射. 对于三元混晶而言, 这样的散射概率在合金组分为 0.5 时接近于最大值^[16-18]. 因此, 处于 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$

沟道中的第零子带电子受到的合金无序势的散射概率将小于在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 宽浅势阱中的第一子带上的电子. 这在很大程度上导致上述电子散射时间和迁移率的子带依赖关系. 同时, 在低温下, 限制电子的输运参量的另一个主要因素是电离杂质散射. 我们已从前面的分析看到, 费密面上处于第一子带的电子在 xy 平面内运动速率远小于第零子带上的电子. 因此, 电离杂质散射将更有效地影响第一子带上的电子, 从而使其迁移率降低.

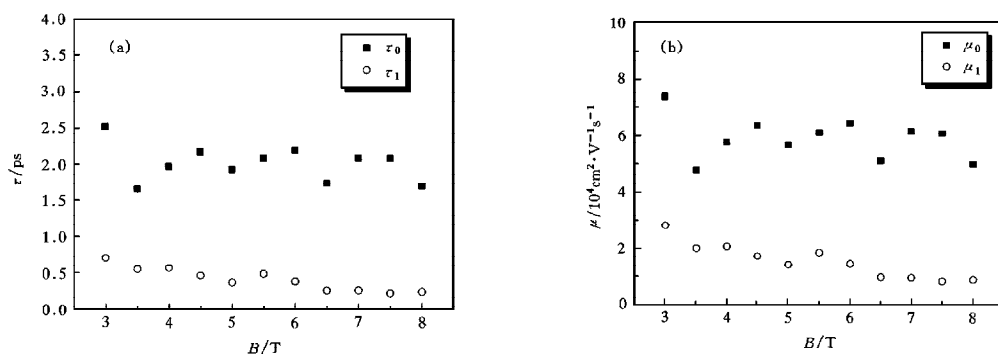


图 5 (a)最低两个子能带上电子散射时间与磁场的关系和(b)迁移率与磁场的关系

5 结 语

我们给出了具有较高电子浓度的赭形 $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ HEMT 结构的回旋共振光谱的实验研究结果, 同时测量了该多子带布居系统中的最低两个子能带的费密面上电子有效质量和散射时间及迁移率. 讨论了能带非抛物性和波函数穿透对电子有效质量的影响, 以及不同散射机制对电子散射时间和迁移率的子带依赖关系的贡献.

- [1] G. I. Ng, D. Pavlidis, M. Jaffe *et al.*, *IEEE Trans. Electr. Dev.*, **36**(1989), 2249.
- [2] C. K. Peng, S. Sinha, H. Morkoc, *J. Appl. Phys.*, **62**(1987), 2880.
- [3] W. P. Hong, G. I. Ng, P. K. Bhattacharya *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **64**(1988), 1945.
- [4] B. Das, D. C. Miller, S. Datta *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 1411.
- [5] I. Lo, W. C. Mitchel, M. Ahouja *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **66**(1995), 754.
- [6] Y. F. Chen, J. L. Shen, Y. D. Dai *et al.*, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 4692.
- [7] Y. F. Chen, Y. T. Dai, I. Lo, *Appl. Phys. Lett.*, **68**(1996), 1117.
- [8] A. D. Wieck, Ph.D. Thesis, Hamburg University, Germany, (1987).
- [9] B. Das, S. Datta, R. Reifenberger, *Phys. Rev.*, **B41**(1990), 8278.
- [10] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **51**(1982), 3893.
- [11] P. J. Lin-Chung, M. J. Yang, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 5338.
- [12] C. Wetzel, R. Winkler, M. Drechsler *et al.*, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 1038.
- [13] T. W. Kim, M. Jung, D. U. Lee *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.*, **11**(1996), 84.
- [14] C. M. Hu, T. Friedrich, E. Batke *et al.*, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 12090.
- [15] C. M. Hu, E. Batke, K. Kohler *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995), 918.

- [16] G. Bastard, *Appl. Phys. Lett.*, **43**(1983), 591.
 [17] P. K. Basu, B. R. Nag, *Appl. Phys. Lett.*, **43**(1983), 689.
 [18] E. Kobayashi, C. Hamaguchi, T. Matsuoka *et al.*, *IEEE Trans. Electr. Dev.*, **36**(1989), 2353.

STUDY ON CYCLOTRON RESONANCE SPECTRA OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GASES IN PSEUDOMORPHIC $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ HETEROJUNCTIONS

CHEN ZHANG-HAI HU CAN-MING CHEN JIAN-XIN¹⁾ SHI GUO-LIANG
 LIU PU-LIN SHEN XUE-CHU LI AI-ZHEN¹⁾

(State Key Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
 Academia Sinica, Shanghai 200083)

1)(State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Metallurgy,
 Academia Sinica, Shanghai 200050)

(Received 2 July 1997; revised manuscript received 19 August 1997)

ABSTRACT

The electron effective masses, scattering time and mobilities near the Fermi level for the lowest two subbands of the two-dimensional electron gases in a pseudomorphic $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ HEMT structure are determined by fitting the cyclotron resonance spectra. The significant enhancement of the electron effective masses, resulting from the conduction band nonparabolicity and the wave function penetration, is observed. The evident subband dependencies of the electron scattering time and mobilities dominated by the alloy scattering and ionized impurities scattering are also discussed.

PACC: 7640; 7340L

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China.