

# 碲镉汞远红外回旋共振和电子有效质量

刘普霖 陆晓峰 陆卫 褚君浩 肖继荣\* 沈学础

(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)

M. von Ortenberg

(Institut für Halbleiterphysik und Optik Technische, Universität Braunschweig  
D-3300 Braunschweig, F. R. Germany)

**摘要:** 用远红外激光磁光光谱系统测量了  $\text{N-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \approx 0.2$ ) 的回旋共振, 同时用三带模型从理论上计算了样品的朗道能级、电子有效质量和有效  $g$ -因子, 从回旋共振有效质量的实验值与理论值的比较中获得了带底有效质量及  $g$ -因子及其与温度和组份的关系.

**关键词:** 碲镉汞, 远红外回旋共振, 电子有效质量,  $g$  因子.

## 引言

关于窄禁带半导体碲镉汞 ( $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ) 的电子有效质量已有不少实验和理论研究, 其中以 Kinch 和 Buss 的工作<sup>[1]</sup>最为细致, 他们用傅里叶变换红外光谱仪测量  $x = 0.204$  的碲镉汞回旋共振获得的能隙  $E_g$ 、有效质量  $m^*$  及 Fröhlich 耦合系数等已经经常被引用. 但总的看来, 不同报道给出的电子有效质量还相当分散<sup>[2,3]</sup>, 一方面这是由于实验技术、测试条件的不同及样品本身的复杂性所致; 另一方面则是由于窄能隙半导体存在强的带间相互作用和导带非抛物线性等, 使得对实验数据的分析并不那么直捷, 而不同的处理也会造成结果的差别. 为了能获得较准确的数据, 我们用远红外激光磁光装置对经过仔细选择的样品进行了系统的测量, 并用有关理论对实验结果作了细致的处理和分析.

## 1 实验

样品是从碲溶剂法生长的  $\text{HgCdTe}$  晶圆上切下的体材料, 退火处理成 N 型, 通过 X 光貌相、红外吸收等检验和测试选取结构完整、组份均匀的晶片, 然后用范德堡法测定室

本文 1992 年 10 月 21 日收到.

\* 中国科学院上海技术物理研究所, 上海, 200083.

温及液氮温度下的电阻率、霍尔系数, 从而求得载流子浓度  $n$ 、迁移率  $\mu_n$  再在液氮  $\lambda$  点温度下测量 Shubnikov-de Haas 效应, 由以下给出的式 (1) 和 (2) 确定费密能级  $E_F$  和自由电子浓度  $n$ , 并用式 (3) 算出等离子体振荡激元的能量  $\hbar\omega_p$ . 上述各项测试或计算结果均列于表 1, 各符号都是通常意义下使用的.

表 1 样品的物理和电学参数  
Table 1 The physical and electrical parameters for two samples

样品编号	合金组份 $x$	77 K 载流子浓度 $1/\text{cm}^3$	77 K Hall 迁移率 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$	1.8 K 载流子浓度 $1/\text{cm}^3$	1.8 K Fermi 能级 meV	1.8 K 等离子体 振荡激元能量 meV
HCT-102	0.198	$5.8 \times 10^{14}$	$2.0 \times 10^5$	$5.7 \times 10^{14}$	4.2	3.1
HCT-201	0.219	$6.8 \times 10^{14}$	$9.7 \times 10^6$	$6.0 \times 10^{14}$	3.4	2.7

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \left(\frac{2e}{\hbar c}\right) (3\pi^2 n)^{-\frac{2}{3}}, \quad (1)$$

$$E_F = \left(\frac{\hbar}{2m^*}\right) (3\pi^2 n)^{-\frac{2}{3}} = \left(\frac{e\hbar}{m^*c}\right) / \Delta\left(\frac{1}{B}\right), \quad (2)$$

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n}{\epsilon_l m^*}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

磁光测试样品先经机械化学抛光, 再用甲醇加溴溶液腐蚀将厚度减薄至  $50 \mu\text{m}$  左右, 装在专门样品架上, 置于杜瓦瓶内的超导磁体腔中, 并降温至液氮  $\lambda$  点以下. 光源是可调谐  $\text{CO}_2$  激光器泵浦的远红外波导激光器, 以提供  $41 \sim 2650 \mu\text{m}$  区间中一系列分立的激光辐射. 入射光由光导管和光锥引导至样品, 与磁场构成法拉弟位形. 透过样品的光信号由液氮冷却的碳玻璃测辐射热计接收, 经前置放大器、锁相放大器, 再与直接取自远红外激光并经锁相放大的信号一起输入比例器相除, 以消除激光短周期不稳定影响, 最后输入  $x-y$  记录仪的  $y$  轴, 其  $x$  轴信号来自超导磁体. 测量时, 选定入射光波长, 连续变化磁场, 给出光透射强度与磁场强度的关系, 与傅里叶磁光测试模式恰好相反.

## 2 实验结果

两个样品的磁光光谱实验记录曲线分别示于图 1(a) 和 (b), 每条谱线对应的激光波长如图所示. 可以看出, 当磁场强度变化到某一值附近, 透过率急骤降低, 也就是说, 样品发生强烈的吸收现象; 同时, 发生强吸收的磁场强度随入射光波长的增加而向弱场方向移动, 但并不呈简单线性关系. 当入射光子能量减小到与等离子体振荡激元的能量  $\hbar\omega_p$  可以相比时, 这一共振吸收逐渐为等离子体磁化波所掩盖和取代.

## 3 理论

根据有关窄禁带半导体的能带结构和磁能级的理论<sup>[4,5]</sup>, 倘若我们处理的仅是导带带内

跃迁, 可以只考虑基本能隙附近的 3 个能带, 即导带  $\Gamma_6$ 、价带  $\Gamma_8$  和自旋-轨道耦合分裂带  $\Gamma_7$ , 更深能带的作用可以忽略. 作以上简化后的久期方程可以写为<sup>[6]</sup>

$$F(E'_{N,K_z,\pm}) = E'(E' + E_g)(E' + E_g + \Delta) - P[S(2N + 1) + K_z^2] \left( E' + \frac{2}{3}\Delta + E_g \right) \pm \frac{1}{3}P^2\Delta S = 0, \quad (4)$$

其中  $E' = E - \hbar^2 K^2 / 2m^*$ ,  $S = eB/\hbar$ ,  $P = -(i\hbar/m^*)\langle S|P|Z\rangle$ . 这里,  $E_g$  是能隙,  $\Delta$  是自旋-轨道分裂能,  $P$  是 Kane 的  $\vec{K} \cdot \vec{P}$  微扰理论中引入的矩阵元,  $N$  是朗道量子数, 取零和正整数. 方程 (4) 中的正、负号对应于电子自旋引起的总角动量平行和反平行外磁场的两种状态. 由式 (4) 可直接求解得到本征能量与磁场强度的关系, 每组解中能量最高的属于导带. 我们对测量的两个样品所作的理论计算由图 2 给出, 可以从中清楚看到这种窄能隙半导体本征能量的抗磁和顺磁分裂及其随磁场增加而降低的趋势, 实际上只在很低能量和很弱磁场范围内才近似表现出简单能带情况下的线性关系.

为了与实验结果比较, 引入有效质量  $m^*$  和有效  $g$  因子  $g^*$ , 并将本征能量写成  $m^*$  和  $g^*$  的函数关系

$$m^*(E')^{-1} = \frac{1}{m_0^*} \frac{E_g(E_g + \Delta)}{3E_g + 2\Delta} \left[ \frac{2}{E' + E_g} + \frac{1}{E' + E_g + \Delta} \right], \quad (5)$$

$$g^* = g_0^* \frac{E_g(E_g + \Delta)}{\Delta} \left[ \frac{1}{E' + E_g} - \frac{1}{E' + E_g + \Delta} \right], \quad (6)$$

$$E'_{N,K_z,\pm} = \frac{\hbar e B}{m^*(E')} \left( N + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} \mu_B g^*(E') B. \quad (7)$$

这样, 式 (7) 与简单能带朗道能级的表达式形式上相仿, 但实际上这里的  $m^*$  和  $g^*$  都不再是常数, 所以  $E'$  依赖于磁场强度  $B$  和朗道量子数  $N$  并呈复杂的函数关系. 图 3 中实线和虚线分别表示我们对两个样品按式 (5) 和 (6) 计算出的  $m^*$  和  $g^*$ . 在计算图 2 和图 3 时我们都取  $K_z = 0$ , 这样, 零磁场下的  $m^*$  和  $g^*$  就相当于导带底的有效质量  $m_0^*$  和有效  $g$ - 因子  $g_0^*$ . 计算中使用的  $E_g$  为褚君浩等<sup>[7]</sup>给出的温度  $T$  和组份  $x$  经验关系式, 同时取近年来较多使用的  $E_p = P^2(2m/\hbar^2) = 19 \text{ eV}$  和  $\Delta = 1 \text{ eV}$ .

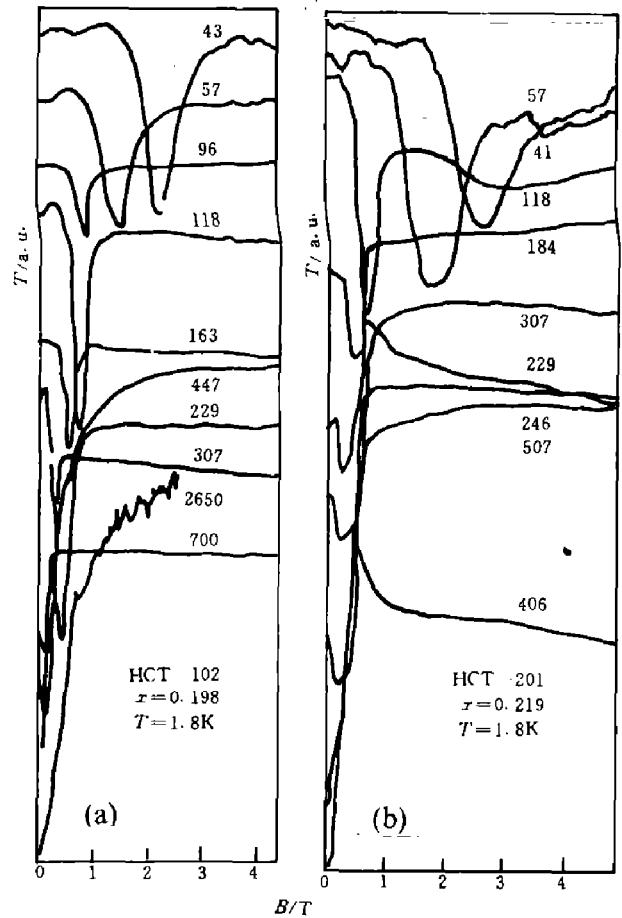


图 1 典型的磁-透射光谱  
(a): HCT-102, (b): HCT-201  
Fig. 1 Typical magneto-transmission spectra  
(a) HCT-102, (b) HCT-201

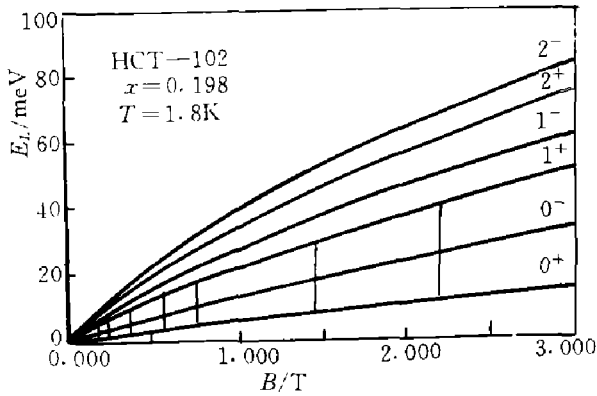


图 2 样品 HCT-102 的朗道能级 (竖短线代表观察到的回旋共振跃迁)  
Fig. 2 Landau levels diagram for HCT-102 (the short vertical lines represent the cyclotron resonance transitions in this work)

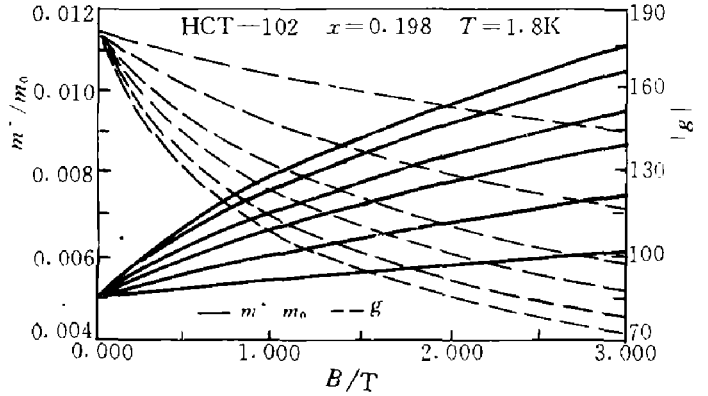


图 3 样品 HCT-102 的电子有效质量  $m^*/m_0$  和有效  $g$  因子与磁场强度  $B$  的关系  
Fig. 3 The electron effective mass  $m_0^*/m_0$  and the effective  $g$ -factor  $g^*$  versus the magnetic field intensity  $B$  for HCT-102

### 4 讨论

为了确认实验观察到的共振吸收的物理起源, 我们将图 1 的测量结果示于图 2, 以竖短线长度表示入射光子能量并画在发生共振吸收的磁场强度处. 可看出, 光子能量与朗道能级  $0^+$  和  $1^+$  间的能量差正好相等, 特别当磁场高于 0.3 T 时符合得非常好, 说明我们观察到的是发生在  $0^+$  和  $1^+$  这两个朗道量子数最低的朗道能级间的回旋共振跃迁. 这并不奇怪, 因为样品的费密能级  $E_F$  (见表 1) 正落在上述两能级之间或附近, 即使考虑到  $E_F$  随磁场的变化, 仍不会改变这一结论. 因此可以暂用回旋共振的基本公式计算有效质量:

$$m_{CR}^* = \frac{eB}{\omega_{CR}} \tag{8}$$

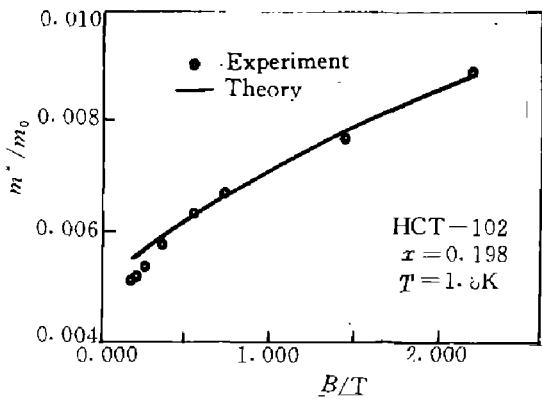


图 4 样品 HCT-102 的回旋共振有效质量  $m_{CR}^*/m_0$  与磁场强度的关系  
Fig. 4 The cyclotron resonance effective mass (apparent effective mass)  $m_{CR}^*/m_0$  versus the magnetic field intensity  $B$  for HCT-102

将我们的两个样品的测量结果 (参见图 1) 代入式 (8), 得到的结果如图 4 中圆点所示. 可知, 它不再是简带能带理论导出的常数, 而是与磁场有关, 这样获得的有效质量可称之为回旋共振有效质量  $m_{CR}^*$  或表观有效质量  $m_a^*$ .  $m_{CR}^*$  (或  $m_a^*$ ) 不同于式 (5) 定义的有效质量  $m^*$ , 因为按照式 (8), 它直接取决于跃迁末态与初态能量之差, 因而同时是  $m^*$  和  $g^*$  的隐函数. 为了比较, 我们按式 (7) 和式 (8) 计算出  $0^+$  和  $1^+$  两朗道能级之差及相应回旋共振有效质量  $m_{CR}^*$  的理论值, 如图 4 中实线所示. 可见磁场强度高于 0.3 T 时, 理论与实验符合很好, 而对低于 0.3 T 的弱场区, 实验值随磁场减小愈来愈低于理论值. 偏离的主要

原因应归结为等离子体振荡的影响, 因为在这一区域内, 等离子体振荡激元的能量  $\hbar\omega_p$  (见表 1) 与  $0^+$ 、 $1^+$  朗道能级及其差可以相比, 实验中表现出的共振频率  $\omega$  实际上高于回旋共振频率  $\omega_{CR}$ , 因而使得按  $\omega$  计算出的  $m_{CR}^*$  偏低. 在简单能带理论中, 3 种频率满足  $\omega = \omega_{CR} + \frac{\omega_p^2}{\omega_{CR}}$  的关系, 在非抛物带情况下如何修正还有待于进一步工作.

通过上述分析可知, 对 HgCdTe 这类窄禁带半导体的非抛物线性导带具有确定意义的带底有效质量  $m_0^*$ , 但  $m_0^*$  难以直接由实验测出, 在磁光研究中, 只能通过调整物理参数使理论值在磁场较强区域与实验值符合, 然后推导出  $m_0^*$ , 这就是图 4 中的实线延伸到零磁场的值, 也是图 3 中各朗道量子数的  $m^*/m_0$  在零磁场下的交点. 上述对有效质量的讨论同样适用于有效  $g^*$ -因子, 并由此得到导带底的有效  $g$ -因子  $g_0^*$ . 对于我们的两个样品获得的结果是: HCT-102 ( $x=0.198$ ),  $m_0^*/m_0 = 5.01 \times 10^{-3}$ ,  $g_0^* = -181.7$ ; HCT-102 ( $x=0.219$ ),  $m_0^*/m_0 = 7.60 \times 10^{-3}$ ,  $g_0^* = -114.3$ . 再由此用以下的式 (9)、(10) 和式 (8), 便可以得到不同组份和不同温度下的  $m_0^*/m_0$  和  $g_0^*$ , 如图 5 所示.

$$\frac{m_0^*}{m_0} = \frac{3 E_g \Delta + E_g}{2 E_p \Delta + \frac{3}{2} E_g}, \quad (9)$$

$$g_0^* = -\frac{3 E_p \Delta}{2 E_g \Delta + E_g}. \quad (10)$$

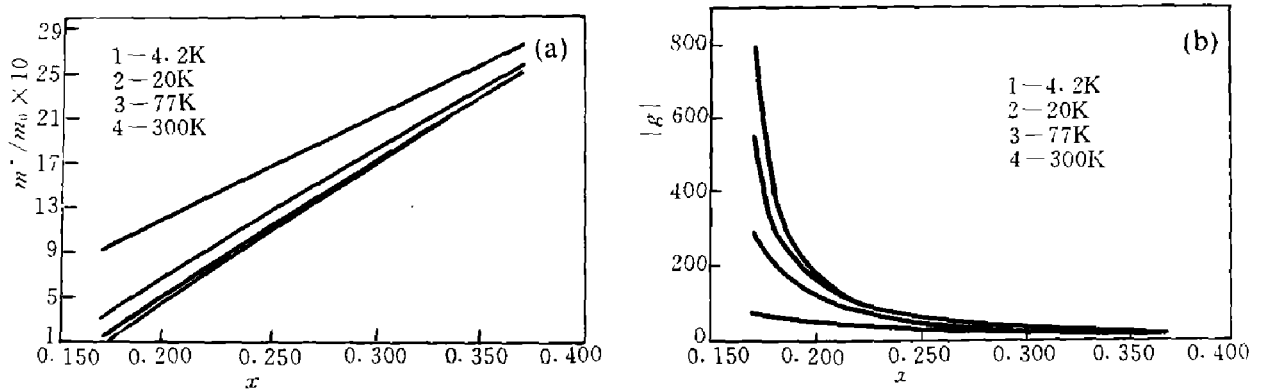


图 5 导带底有效质量  $m_0^*/m_0$  和  $g$  因子  $g_0^*$  与合金组份  $x$ 、温度  $T$  的关系  
Fig. 5 The conduction-band-edge effective mass  $m_0^*/m_0$  and the effective  $g$ -factor  $g_0^*$  as a function of alloy composition  $x$  and temperature  $T$

可以看出, 我们的结果同 Weiler<sup>[8,3]</sup> 的非常一致, 与较早的文献比较, 则不很一致, 其原因在本文引言中已作了分析.

## 5 结论

我们选取了高质量、低载流子浓度、组份最为人们关注的  $x=0.2$  附近的 N-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 样品, 用高分辨率、高信噪比的远红外激光磁光光谱实验系统, 在波长尽可能长、磁场尽可

能弱的区域内测出了电子回旋共振, 并对测量结果作了深入细致的理论分析, 从而求得导带底有效质量和有效  $g$ -因子. 同已报道的结果相比, 本文给出的结果更为合理和可靠.

### 参考文献

- 1 Kinch M A, Buss D D. *J. Phys. Chem. Solids*, 1971, **32**(1):461
- 2 Dornhaus R, Nimtz G, Schlicht B. In *Narrow Gap Semiconductors*, In *Modern Physics 98*, Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1983, p.1
- 3 Miles R W. In *Properties of Mercury Cadmium Telluride*, emis Datareviews Series, No. 3, Ed. J. Brice and P. Capper, An (INPEC) Publication, 1987, p.111
- 4 Luttinger J M, Kohn W. *Phys. Rev.* 1955, **97**:869
- 5 Kane E O. *J. Phys. Chem. Solids*, 1957, **1**:249
- 6 Zawadzki W. In *NGS Phys. Appl.*, Lecture Notes in Physics, 1979, **133**:85
- 7 Chu J, Xu S, Tang D. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, **43**:1064
- 8 Weiler M H. In *Semiconductors and Semimetal*, Vol. **16**, Ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer, New York: Academic Press, 1981, p.119

## FIR CYCLOTRON RESONANCE AND ELECTRON EFFECTIVE MASS IN $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

LIU PULIN, LU XIAOFENG, LU WEI, CHU JUNHAO, SHEN XUECHU

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

XIAO JIRONG

(Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences,  
Shanghai 200083, China)

M. VON ORTENBERG

(Institut für Halbleiterphysik und Optik Technische Universität Braunschweig,  
D-3300 Braunschweig, Germany)

**Abstract:** The far infrared cyclotron resonance in N- $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \approx 0.2$ ) was measured with a FIR laser magneto-spectrometer. The Landau levels, the electron effective mass  $m^*$  and the effective  $g$ -factor  $g^*$  were calculated theoretically according to the three-band model. The conduction-band-edge electron effective mass  $m_0^*$  and effective  $g$ -factor  $g_0^*$  were obtained by comparing the theoretical and experimental values of the cyclotron resonance effective mass.

**Key words:**  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , FIR cyclotron resonance, electron effective mass, effective  $g$ -factor.