

Hg_{1-x}Cd_xTe 外延薄膜的自由载流子吸收

李 标 褚君浩 石晓红 陈新强 曹菊英 汤定元

(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)

(1995 年 6 月 20 日收到)

讨论了 Hg_{1-x}Cd_xTe 外延薄膜的自由载流子吸收光谱, 分析了外延层的纵向组分分布及 Te 沉淀物对吸收曲线的影响. 结果表明, 由于外延薄膜存在着纵向组分的不均匀性, 其吸收特性与体材料有区别; 对某些透过率较低的样品, 则应考虑 Te 沉淀物对吸收的贡献.

PACC: 0765G; 6860; 7280E

1 引 言

自由载流子带内跃迁产生的光吸收特性可用于判定 Hg_{1-x}Cd_xTe 材料的散射机制及有关物理量^[1-7]. 由于 Hg_{1-x}Cd_xTe 自由载流子吸收的波长范围(10—40 μm)在量子极限($\hbar\omega \gg k_B T$, $\hbar\omega \gg E_F$, E_F 是 Fermi 能级)与经典极限($\hbar\omega \ll k_B T$, $\hbar\omega \ll E_F$)之间, 所以只能通过实验与理论计算的定量比较来研究散射机制; 又因 Hg_{1-x}Cd_xTe 材料中普遍存在有本征缺陷、组分波动和 Te 夹杂等现象, 这种晶体不完整性将改变 Hg_{1-x}Cd_xTe 的光电性能, 从而使光谱分析的难度加大.

Hg_{1-x}Cd_xTe 体单晶的自由载流子吸收光谱已有很多研究^[1-7], 但有关 Hg_{1-x}Cd_xTe 外延薄膜自由载流子吸收的报道却很少. 外延材料的杂质缺陷一般比体单晶少, 其更能反映 Hg_{1-x}Cd_xTe 材料本身的载流子吸收特性. 但由于外延薄膜普遍存在着纵向组分的不均匀性, 其分析方法应与体单晶有所区别. 本文从理论和实验两方面研究了 Hg_{1-x}Cd_xTe 外延薄膜的自由载流子吸收特性, 并就一些具体问题进行了讨论.

2 理论计算

2.1 Hg_{1-x}Cd_xTe 外延层的自由载流子吸收

对 Hg_{1-x}Cd_xTe 外延样品, 其普遍存在纵向组分的不均匀性, 在计算自由载流子吸收时必须加以考虑. Hougén^[8]提出了一个由室温红外透射光谱计算外延层纵向组分分布的模型. 根据 Hougén 的模型, 当一束光照射到 HgCdTe 外延层/CdTe 衬底两层结构的样品表面时, 其透过率 $T_{1,3}$ 为

$$T_{1,3} = \frac{(1 - R_1)(1 - H) T_{2,3} a_1}{1 - R_1(1 - H) R_{2,3}(a_1)^2}, \quad (1)$$

式中 R_1, R_2, R_3 分别是三个界面的反射率, 可由折射率公式求得^[8,9]. 参量 H 表示入射光在外延层表面的损失, 在计算过程中作为一个参量, 通过调节 H 使计算曲线与实测的透过率在最大值处相等.

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延薄膜的纵向组分分布可表示为^[8]

$$x(z) = \frac{1 - (x_s + sd)}{1 + 4(z/\Delta z)^2} + (x_s + sd) - sz, \quad (2)$$

式中 z 是外延层离开衬底的距离, d 为外延层厚度, $x_s, s, \Delta z$ 均是拟合参数. x_s 与外延层表面组分有关, Δz 与过渡区宽度有关, s 与外延层组分的纵向变化率有关. 这三个参数可通过拟合室温红外透过率吸收边及本征吸收区得到^[9]. (1), (2) 式对用分子束外延 (MBE), 液相外延 (LPE), 金属有机物化学汽相淀积 (MOCVD) 等技术生长的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延样品均适用.

对于纵向组分不均匀的外延层, 设 z 点 [组分为 $x(z)$] 的吸收系数为 $\alpha[x(z)]$, 则外延层总的吸收系数可表示为

$$\alpha = \frac{1}{d} \int_0^d \alpha[x(z)] dz. \quad (3)$$

自由载流子吸收是一种间接跃迁过程, 只有在其它准粒子参与时才能发生. 对 n 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料, Baranskii 等^[4] 分别考虑了电离杂质散射、极化光学声子、声学声子散射及声学形变势散射等对自由载流子吸收的贡献, 分别为

A. 电离杂质吸收

$$\alpha_i = 3B(\pi e^2 \hbar^2 \epsilon^{-1} m^{*-1})^2 N_i (\hbar\omega)^{-2}, \quad (4)$$

B. 极化光学声子吸收

$$\alpha_{op} = 3B\pi e^2 \hbar^2 \epsilon^{-1} m^{*-1} (\epsilon_0 \epsilon_\infty^{-1} - 1) \omega_{LO} \omega^{-1} \chi_{op}, \quad (5)$$

C. 声学声子吸收

$$\alpha_{ad} = B\Xi_n^2 k_B T (\rho v_{//}^2)^{-1}, \quad (6)$$

D. 形变势吸收

$$\alpha_{sd} = BD^2 \hbar (\rho v_{TO})^{-1} \chi, \quad (7)$$

式中 $B = 4\sqrt{2} m^* e^2 N(3nc\hbar^2)^{-1} (\hbar\omega)^{-3/2}$, 其它各参量的物理意义见文献[4]和表 1. n 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的载流子吸收以导带内电子跃迁为主, 由(4)–(7)式可求得电子吸收截面 σ_n .

对 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, 轻重空穴带间及重空穴带内的载流子跃迁对自由载流子吸收的影响不可忽略. 当 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的组分 $x < 0.4$ 时, 由 $K \cdot P$ 关系可得轻重空穴带间的跃迁吸收截面 $\sigma_{v_2 v_1}$ 为^[1]

$$\sigma_{v_2 v_1} = \frac{4\alpha_k K_p^2 P^2}{3nE} \left(\frac{dE}{dK}\right)^{-1} a_s^2 \left[\exp\left(\frac{E_{v_1}(K_p)/k_B T}{N_v}\right) \right], \quad (8)$$

其中 $N_v = 2(2\pi m_{kk}^* k_B T/\hbar^2)^{3/2}$ 是价带的终态态密度, 其它物理量的意义见文献[1].

对 $x > 0.4$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 晶体, 在计算过程中必须考虑波矢 k 高次项的贡献, 其表达式为^[6]

$$\sigma_{v_2 v_1} = K\eta^{1/2}(1 + \eta^{1/2}) \exp[-\gamma\eta(1 + \eta)] [1 - \exp(-\beta\eta)], \quad (9)$$

式中 $K = \frac{1}{137} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{PN_v} \sqrt{\frac{3}{2}} E_g$, $\gamma = \frac{3}{2} \hbar^2 E_g^3 m_v^* E_p kT$, $\beta = \frac{E_g}{k_B T}$, $\eta = \frac{\hbar\omega}{E_g}$, $E_p = \frac{2 m_0 P^2}{\eta^2}$.

重空穴带内的吸收截面 σ_{v1} 由下式给出:

$$\sigma_{v1} = \frac{e^3}{4\pi cn \epsilon (m_{hk}/m)^2 \mu_p} \quad (10)$$

根据电子和空穴的吸收截面, 可得 n 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 半导体的自由载流子吸收系数 α_n 为

$$\alpha_n = (\sigma_{v2} v_1 + \sigma_{v1}) P_n + \alpha_n N_n, \quad (11)$$

p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的自由载流子吸收系数 α_p 为

$$\alpha_p = (\sigma_{v2} v_1 + \sigma_{v1}) P_p + \alpha_n N_p, \quad (12)$$

式中 N_n , P_n 分别为 n 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料中的电子浓度和空穴浓度, N_p , P_p 为 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料中的电子浓度和空穴浓度. 由电中性条件可知, 对 n 型材料,

$$N_n = n_i^2 / N_n + N_d - N_a, \quad (13)$$

$$P_n = n_i^2 / N_n;$$

对 p 型材料,

$$P_p = n_i^2 / P_p + \frac{N_a}{1 + g P_p \exp(E_a / k_B T) / N_v} = N_d, \quad (14)$$

$$N_p = n_i^2 / P_p, \quad (15)$$

式中 g 是基态简并因子, E_a 是受主电离能, N_a 是 p 区的受主浓度, N_d 是 n 区的施主浓度, n_i 为本征载流子浓度. 根据表 1 中列出的有关参数, 由(3)–(15)式可以计算出 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延薄膜的自由载流子吸收系数.

表 1 自由载流子吸收计算参数

动量矩阵元 P	$8.0 \times 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}^{[11]}$
自旋轨道分裂能 Δ	$1 \text{ eV}^{[11]}$
光学声子畸变势 D	$14.8 \text{ eV}^{[4]}$
形变势常数 Ξ_u	$14 \text{ eV}^{[4]}$
纵向声速 $v_{ }$	$3.01 \times 10^5 \text{ cm/s}$
HgTe 纵向声子频率 ω_{LO1}	137.2 cm^{-1}
HgTe 横向声子频率 ω_{TO1}	120.4 cm^{-1}
CdTe 纵向声子频率 ω_{LO2}	151.2 cm^{-1}
CdTe 横向声子频率 ω_{LO}	147.3 cm^{-1}
低频介电常数 ϵ_0	$20.8 - 16.8x + 10.6x^2 - 9.4x^3 + 5.3x^4^{[10]}$
高频介电常数 ϵ_∞	$15.1 - 10.3x - 2.6x^2 + 10.2x^3 - 5.2x^4^{[10]}$
基态简并因子 g	$4^{[12]}$
受主电离能 E_a	$11^{[13]}$
本征载流子浓度 n_i	$9.56 \times 10^{14} \frac{(1 + 3.25 k_B T / E_g) E_g^{3/2} T^{3/2}^{[11]}}{1 + 1.9 E_g^{3/4} \exp(E_g / 2 k_B T)}$
禁带宽度 E_g	$-0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^2)(10^{-4}) T + 0.35x^{[11]}$

2.2 Te 沉淀物的光吸收

在 Hougén 模型中(公式 1), 参量 H 用以表示样品表面的光损失. 对于表面进行过抛光

处理的样品, H 一般为 0. 我们发现, 如果室温时 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品的 H 值为 0, 或 77 K 时 n 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品的 H 为 0, 则实测的自由载流子吸收系数 α_m 与用 (3)–(15) 式计算的结果 α_c 在 300 和 77 K 都较符合. 但对某些抛光样品, 只有用较大的 H 值 ($H > 0$) 代入 (1) 式, 计算的透射曲线才与不同温度的实验数据符合, 此时实测的吸收系数 α_m 大于计算值 α_c , 且 α_m 与 α_c 之差多不随温度变化. 可见对 $H > 0$ 的样品, 还有其它光吸收机制.

由 HgCdTe 相图可知, 用富 Te 溶液生长的 $(\text{Hg}, \text{Cd})\text{Te}$ 晶体中较容易出现 Te 夹杂现象^[14]. 由于 Te 的能带较宽, 故其散射效应远大于吸收效应, 且消光截面几乎与温度无关. 鉴于此, 可以认为 $H > 0$ 样品的附加吸收机制来源于 Te 沉淀物的作用.

如果沉淀物以球形形式均匀地散布在晶体中, 彼此间距离大于入射光的波长, 则根据气溶胶模型和 Mie 理论可以算出其相对消光截面 C_{ext} 为^[15]

$$\begin{aligned} C_{\text{ext}} &= \frac{\lambda_m^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \\ &= \frac{3\pi V_m^{1/2}}{\lambda \alpha^3} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n), \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $\lambda_m = \lambda / m_2$ 是入射光在 HgCdTe 介质中的波长, $V = (4/3)\pi a^3$ 是沉淀物的体积, a 为沉淀物半径; ϵ_m 与 ϵ 分别是 HgCdTe 介质和沉淀物的介电常数, $\epsilon_m^{1/2} = m_1 + i m_2$; a_n, b_n 中包含 Bessel 函数 $\psi_n(\alpha) \psi_n(\beta)$, Hankel 函数 $\xi_n(\alpha)$ 和它们的微商, $\alpha = 2\pi a \epsilon^{1/2} / \lambda$, $\beta = 2\pi m_1 a / \lambda$.

实际晶体中 Te 沉淀的半径大小各不相同, 如果用 Γ 函数来描述这些微沉淀物的半径分布, 则其总的表现吸收系数可写为

$$\alpha_{\text{Mic}} = N_{\text{pre}} \int C_{\text{ext}}(a) P(a) da, \quad (17)$$

式中

$$P(a) = \frac{1}{a^{a_1/(a_2-a_1)} \exp\left[-\frac{a}{(a_2-a_1)}\right]} (a_2 - a_1)^{a_2/(a_2-a_1)} \Gamma\left(\frac{a_2}{(a_2-a_1)}\right).$$

这样根据 Te 的光学常数^[16], 由 (16)–(17) 式可以算出 Te 沉淀物的吸收系数.

3 实验内容

实验所用的样品分别为用 LPE, MOCVD, MBE 技术生长的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延薄膜. 采用 Nic-200SXV 型傅里叶变换红外光谱仪 (FTIR) 和光谱仪匹配的可变温杜瓦瓶, 测量了 77–300 K 范围内样品的透射光谱. 由于 FTIR 技术不能精确测定样品的绝对透过率, 我们又用 PE983 双光路红外光谱仪测量了样品的室温红外透射谱, 并以此修正 FTIR 的测试结果.

通过 (1) 式可以将样品的透射光谱转换成吸收光谱, 计算时不考虑样品表面的光损失, 即令 (1) 式中的 $H = 0$ ^[17]. 这一近似对表面抛光的样品是成立的.

4 结果与讨论

4.1 Hg_{1-x}Cd_xTe 外延薄膜及体材料样品吸收光谱的异同

本文涉及的 Hg_{1-x}Cd_xTe 体材料指组分的横向、纵向分布都很均匀的样品, 而外延薄膜的组分横向分布均匀, 但纵向不均匀. 图 1(a), (b) 为计算得到的 p 型和 n 型外延及体材料 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品在 300 和 77 K 的吸收光谱. 实线 1 代表体材料样品 ($x=0.236$) 的吸收, 实线 2, 3 则分别为纵向组分斜率 s 不同、而其它参数相同的两块外延样品的光吸收. 对实线 2, $s=0.003 \mu\text{m}^{-1}$, 而实线 3 的 $s=0.01 \mu\text{m}^{-1}$. 三块样品的厚度均为 $25 \mu\text{m}$, p 型材料的电离受主浓度 $N_a=1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, n 型材料的电离施主浓度 $N_d=5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$.

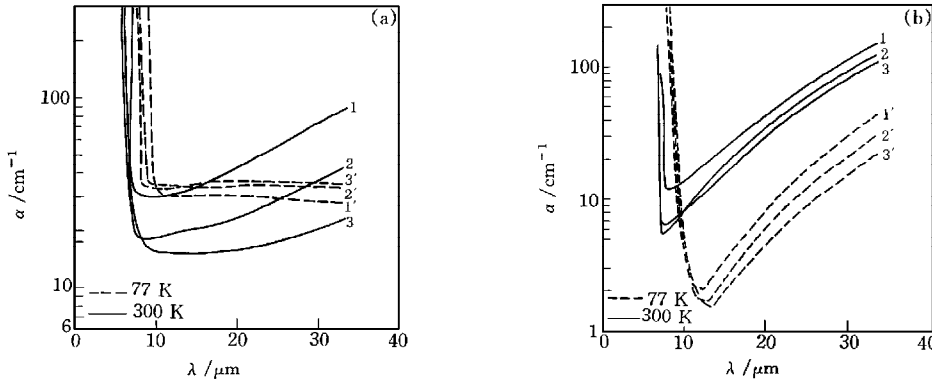


图 1 (a) 为 p 型外延及体材料 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品在 300 和 77 K 的吸收光谱, 电离受主浓度 $N_a=1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$; (b) 为 n 型外延及体材料 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品在 300 和 77 K 的吸收光谱, 电离施主浓度 $N_d=5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. 实线 1 代表体材料样品 ($x=0.236$) 的吸收; 实线 2, 3 为外延薄膜的光吸收; 实线 2 的纵向组分斜率 $s=0.003 \mu\text{m}^{-1}$, 实线 3 的 $s=0.01 \mu\text{m}^{-1}$; 其它参数: 表面组分 $x_s=0.236$, 过渡区宽度 $\Delta x=2 \mu\text{m}$, 样品厚度为 $d=25 \mu\text{m}$

由图 1 可知, Hg_{1-x}Cd_xTe 的自由载流子吸收系数与入射光波长 λ 成指数正比关系, 即 $\alpha \sim \lambda^r$, 其中幂指数 r 与散射机制有关^[3]. 对 p 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品, 300 K 时 $r \approx 2$, 当温度降至 77 K 时 $r \approx 0$, 即此时载流子吸收与波长 λ 的变化基本无关; 对 n 型样品, 室温时 $r \approx 3.1$, 温度降低 r 值基本不变. 因为 p 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 的自由载流子吸收主要来自空穴的贡献. 室温时空穴带内吸收截面 σ_{v_1} 与带间吸收截面 $\sigma_{v_2v_1}$ 的数量级相等, σ_{v_1} 与波长 λ 成平方关系, 又室温时长波 Hg_{1-x}Cd_xTe 属本征导电型, 电子吸收截面 σ_n 对吸收系数的影响不能忽略, 因而总的吸收系数与波长有关; 随着温度的降低, 重空穴分布向重空穴价带的极大值附近集中, 增加了轻空穴带到重空穴带的跃迁终态有效密度, 使 $\sigma_{v_2v_1}$ 增加. $\sigma_{v_2v_1}$ 对波长 λ 的依赖性不大, 导致低温时 p 型样品的吸收近似与波长无关. n 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 的自由载流子吸收主要由导带内电子的跃迁决定, 并以光学声学声子散射、极性声学声子散射和电离杂质散射的贡献为主. 由(4)–(7)式知, $\alpha_{op} + \alpha_{ad}$ 和 α_i 与波长间分别有 2.7 和 3.7 次幂的指数依赖关系, 且这一关系基本不随温度的变化而改变^[18], 因而计算的 α_n 具有波长 $\lambda^{3.1}$ 的依赖性.

Hg_{1-x}Cd_xTe 外延层的自由载流子吸收特性与体材料有所区别. 对 p 型材料, 室温时纵向组分斜率 s 愈大的样品 (体材料具有均匀的纵向组分, 即 $s=0$), 自由载流子吸收系数 α_p 愈小, 且在 α_p 与波长的指数关系中, 幂指数 r 亦随 s 的增大而有所减小. 温度降低时, s 小的

样品吸收系数下降得快,而 r 均向 0 接近,导致不同 p 型样品的载流子吸收趋于相同.对 n 型样品,随着纵向组分斜率 s 的增加,自由载流子吸收减小,不同样品的吸收系数随温度及波长的变化趋势基本相等,因为 s 大的样品包含的大组分 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 成分较多,轻重空穴带间吸收截面 $\sigma_{v_2v_1}$ 受组分 x 影响不大,而电子吸收截面 σ_n 及本征载流子浓度 n_i 则随组分 x 的增加而减小.对 p 型样品,其室温吸收光谱中本征吸收的信号较强,故 s 小的样品吸收系数大;温度降低使自由电子浓度迅速下降, $\sigma_{v_2v_1}$ 作用增强,从而不同样品的吸收差异减小.其总体效应是 s 小的样品吸收系数受温度的影响就大.n 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的载流子吸收受光学声子、声学声子和电离杂质散射的影响,由(4)–(7)式中 α_{op} , α_{ad} 和 α_i 与组分 x 的关系可知, s 愈大的样品吸收愈弱.

4.2 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的自由载流子吸收与载流子浓度

图 2(a)为 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 液相外延样品在 300 和 77 K 的红外透射光谱,样品厚度为 $d=15 \mu\text{m}$.通过拟合室温透射光谱的吸收边及本征吸收区可得样品的纵向组分分布参数为:表面组分 $x_s=0.265$,组分变化斜率 $s=0.003 \mu\text{m}^{-1}$,过渡区宽度 $\Delta z=1 \mu\text{m}$, $H=0$.根据样品的透过率,由(1)式可以求出其吸收系数,如图 2(b)所示.图 2(b)中圆点为实验值,实线为由(3)–(15)式拟合得到的吸收系数.在(3)–(15)式中,当样品的纵向组分分布参数确定后,只有电离受主浓度 N_a 是未知量,通过调节 N_a 的值可使计算曲线

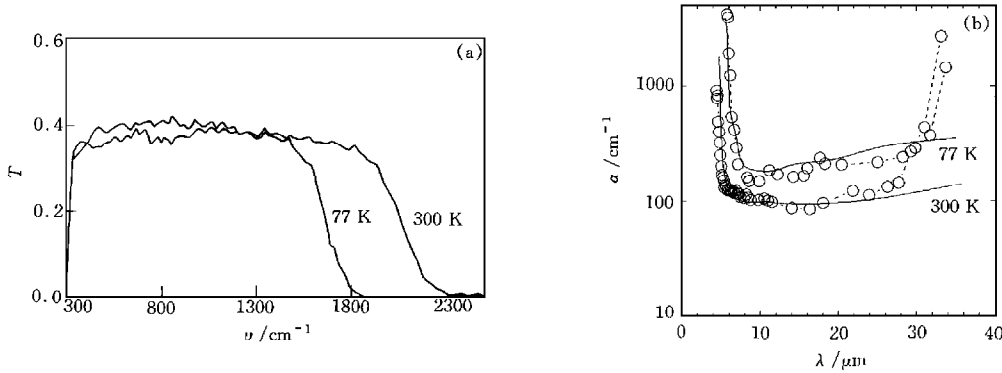


图 2 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 液相外延样品在 300 和 77 K 的红外透射光谱(a)和吸收光谱(b) 样品厚度 $d=15 \mu\text{m}$; (b) 中的实线为计算值,圆点为由(a)的透过率求得的吸收系数;拟合得到的样品纵向组分分布参数:表面组分 $x_s=0.265$,组分变化斜率 $s=0.003 \mu\text{m}^{-1}$,过渡区宽度 $\Delta z=1 \mu\text{m}$, $H=0$,电离受主浓度 $N_a=8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$

与实验点符合得最好. 对该样品, 由拟合计算得有效电离受主浓度 $N_a - N_d = 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 这与用 Hall 测量得到的受主浓度值 $8.32 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 基本符合. 由于外延层一般较薄 ($< 30 \mu\text{m}$), 其透射率较大, 随温度的变化灵敏, 通过拟合吸收光谱推算外延薄膜杂质浓度的方法精度可以很高 ($< 10\%$).

4.3 Te 沉淀物的吸收

图 3 为 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延样品在 300 K [图 3(a)] 和 77 K [图 3(b)] 的吸收光谱. 测得样品的电离受主浓度 $N_a = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 厚度 $d = 20 \mu\text{m}$. 通过拟合室温透射率得到外延层的纵向组分分布参数为: 表面组分 $x_s = 0.22$, 组分变化斜率 $s = 0.004 \mu\text{m}^{-1}$, 过渡区宽度 $\Delta z = 2 \mu\text{m}$. 拟合时发现, 当(1)式中 $H = 0.12$ 时, 计算曲线与实测透射率的最大值相等. 将样品的组分参数代入(3)–(15)式计算, 所得吸收系数 α_c 如图 3 中虚线 1 所示, 可见 α_c 在 300 和 77 K 均比测试值小得多. 如果考虑 Te 沉淀物的吸收, 利用(16), (17)式算得 Te 的吸收系数 α_{Te} 如图 3 中虚线 2 所示, 总的吸收系数 $\alpha_s = \alpha_c + \alpha_{\text{Te}}$ 用实线表示, 可见 α_s 与实验结果在 300 和 77 K 均符合. 计算时取 Te 沉淀物浓度 $N_{\text{pre}} = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 线度分布 $(a_1, a_2) = (0.25, 1.25)$. 由此推算出样品中多余的 Te 原子所占体积比为 1.8×10^{-3} , 相当的浓度是 $1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 这个值很接近 Anderson 等的估计值^[19]. 拟合的结果清楚地表明了晶格中 Te 沉淀物吸收独特的温度与波长依赖特性. 这样, 用自由载流子吸收和微沉淀散射机制就可以对 $H > 0$ 的外延薄膜样品的吸收光谱进行满意的解释.

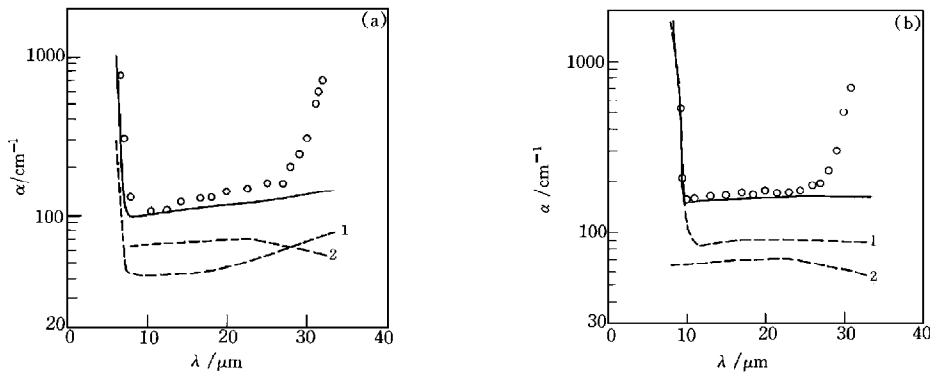


图 3 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延样品在 300 K (a) 和 77 K (b) 的吸收光谱. 圆点为实验结果, 虚线 1, 2 分别代表自由载流子和 Te 沉淀物的吸收, 实线为总的吸收系数; 电离受主浓度 $N_a = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; 样品纵向组分分布: 表面组分 $x_s = 0.22$, 组分变化斜率 $s = 0.004 \mu\text{m}^{-1}$, 过渡区宽度 $\Delta z = 2 \mu\text{m}$, 样品厚度 $d = 20 \mu\text{m}$, $H = 0.12$, Te 沉淀物浓度 $N_{\text{pre}} = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 线度分布 $(a_1, a_2) = (0.25, 1.25)$

5 总 结

本文讨论了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延薄膜的自由载流子吸收. 结果表明, 由于外延层中存在有纵向组分的不均匀性, 其吸收特性与体材料有所区别; 当计算的红外透射率最大值大于实验

值时,样品中很可能有 Te 沉淀物存在.自由载流子吸收光谱不仅可用于估算薄膜样品的电离杂质浓度,还能检测样品的质量.

- [1] J.A.Mroczkowski, D.A.Nelson, *J. Appl. Phys.*, **54**(1983),2041.
- [2] E.Huga and H.Kimura, *J. Phys. Soc. Japan*, **18**(1963),777.
- [3] E.Gurauskas, J.Kavaliauskas, G.Krivaite and A.Sileika, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **115**(1983),771.
- [4] P.I.Baranskii, O.P.Gorodnichii, N.V.Shevchenko, *Infrared Physics*, **30**(1990),259.
- [5] A.E.Belyaev, N.V.Shevchenko, Z.A.Demidenko, 红外与毫米波学报, **10**(1991),241.
- [6] T.Brossat and F.Raymond, *J. Crystal Growth*, **72**(1985),280.
- [7] Qian Dingrong, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **94**(1986),573.
- [8] C.A.Hougen, *J. Appl. Phys.*, **66**(1989),3763.
- [9] Biao Li, J. H. Chu, K. Liu, D. Y. Tang, *J. Phys.*, **C6**(1995),23.
- [10] EMIS Datareviews Series No.3, Ed. J. Brice and P. Capper (INSPEC, London, 1987).
- [11] J.H.Chu, Z.Y.Mi, D.Y.Tang, *J. Appl. Phys.*, **71**(1992),3955.
- [12] J.S.Kim *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.*, **9**(1994),1696.
- [13] F.J.Bartoli *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A4**(1986),2047.
- [14] H.F.Schaake and J. H. Tregilgas, *J. Electron. Mater.*, **12**(1983)931.
- [15] M.Kerker, in *The Scattering of Light*, Eqs. (3.3.48-51) and (3.3.80)(Academic Press, New York, London, 1969).
- [16] R.S.Caldwell and H. Y. Fan, *Phys. Rev.*, **114**(1959),664.
- [17] K-P Mollmann and H. Kissel, *Semicond. Sci. Technol.*, **6**(1991),1167.
- [18] R.von Baltz, W. Escher, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **51**(1972),499.
- [19] P.L.Anderson *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**(1982),125.

FREE CARRIER ABSORPTION SPECTRA FOR $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ EPILAYERS

LI BIAO CHU JUN-HAO SHI XIAO-HONG CHEN XIN-QIANG CAO JU-YING TANG DING-YUAN

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

(Received 20 June 1995)

ABSTRACT

The free carrier absorption spectra for $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epilayers are derived by considering the composition-in-depth nonuniformity and Te precipitates in the epilayers. The results show that the absorption behaviour of epilayers exhibits many differences with that of the bulk materials. The Te precipitates may exist when the calculated transmission is much higher than the experimental data.

PACC: 0765G; 6860; 7280E