

非抛物型能带半导体 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的本征载流子浓度

褚君浩 王戎兴 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——本文利用 Kane 的非抛物型能带模型及费密-狄拉克统计推得 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的本征载流子浓度公式为

$$n_i = (1 + 3.25 kT/E_g) 9.56 (10^{14}) E_g^{3/2} T^{3/2} [1 + 1.9 E_g^{3/4} \exp(E_g/2kT)]^{-1},$$

该式适用于 $x=0.17\sim 0.37$, $T \leq 300\text{K}$ 范围, 式中 $E_g(\text{eV}) = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^2)(10^{-4})T + 0.35x^4$.

本文还测量了不同组份 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品 ($x=0.19\sim 0.251$) 在 $77\text{K}\sim 300\text{K}$ 温度范围的本征载流子浓度。将上述公式的计算结果与本文实验结果及其他作者实验结果相比较表明, 该式在 $x=0.19\sim 0.29$, $T=77\sim 300\text{K}$ 范围与实验符合很好。

一、引 言

由于近年来进行了大量的研究与发展工作, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 三元半导体被认为是一种最佳的本征型红外探测器材料。采用不同的组份 x , 可以制造出其响应波段从近红外延伸到远红外的各种红外探测器。在红外探测器的研制中, 除禁带宽度 E_g , 动量矩阵元 P 之外, 本征载流子浓度 n_i 是材料的又一重要参数, 在计算探测器的响应率、探测率、产生-复合噪声, 辐射寿命, 以及确定载流子浓度时, 都需要用到它。因而近十多年来有不少作者研究过 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的本征载流子浓度^[1~6]。有些作者从实验数据中得出少数几个 x 值的 $n_i(T)$ ^{[1][5][3]}, 另一些作者则希望从理论上推导出能符合实验的 $n_i(x, T)$ 表达式^{[9][6]}。理论上推导 $n_i(x, T)$ 在原则上并无困难, 但对于组分 x 较小的半导体(这正是红外探测器所需要的材料), 由于非抛物型能带, 和窄的禁带, 易于出现导带电子的简并, 给本征载流子浓度的推导增加不少麻烦。另一方面由于本征载流子浓度依赖于禁带宽度 E_g , 动量矩阵元 P (或导带底电子有效质量 m_e^*) 以及重空穴有效质量 m_h^* , 只有获得精确的 E_g , P 及 m_h^* 值, 才能推出准确的本征载流子浓度, 因而推导出来的 $n_i(x, T)$ 与实验数据的符合程度取决于推导时所用的作为 x, T 的函数的 E_g , P , m_h^* 的精确程度。

Schmit^[3] 在 1970 年用抛物带近似以及数值计算法推导了 $n_i(x, T)$, 选用参数 $m_h^* = 0.55m_0$, $P = 9 \times 10^{-8} \text{ eV-cm}$, 并用他自己的经验公式 $E_g(x, T)$ ^[7] 计算了 $n_i(x, T)$, 但与已知实验数据有较大的差距。1977 年 Long^[4] 在文章中发表了 Schmit 提出的修正公式, 1982 年 Rosbeck 等^[8] 认为 Schmit 新的修正式更为准确, 形式为:

$$n_i = [9.908 - 5.21x + 3.07(10^{-4})T + 5.94(10^{-8})Tx] \cdot (10^{14}) E_g^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2kT). \quad (1)$$

关于其中禁带宽度 E_g 值, 1982 年 Hansen、Schmit 和 Casselman 等人^[9] 在综合分析了 Honeywell 实验室所积累的实验数据与其它实验室所发表的数据后提出了新的 $E_g(x, T)$ 表达式:

$$E_g(\text{eV}) = -0.302 + 1.93x + 5.35(10^{-4})T(1-2x) - 0.810x^2 + 0.832x^3. \quad (2)$$

另外, 近年来 Nemirovsky 和 Finkman^[6] 基于 $x=0.205 \sim 0.220$ 以及 $x=0.290$ 的实验数据, 考虑了简并, 但忽略了导带非抛物型的效应, 取 $m_h^* = 0.9m_0$, $P = 1.953 \times 10^{-8}(18+3x)^{1/3} \text{ eV-cm}$, 推得

$$n_i = [1.265(10^{16})T^{3/2}(6+x)^{-3/2}E_g^{3/2}] \{1 + [1 + 22.72(6+x)^{-3/2}E_g^{3/2}\exp(E_g/kT)]^{1/2}\}^{-1}, \quad (3)$$

其中

$$E_g(\text{eV}) = 6.006(10^{-4})T(1-1.89x) + 1.948x - 0.337, \quad (4)$$

是他们自己实验室求得的经验公式^[6]。

我们^[10] 曾测量了不同组份的薄样品在不同温度下的本征吸收光谱, 得到准确的禁带宽度值, 并由此总结出禁带宽度经验公式:

$$E_g(\text{eV}) = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^2) \cdot (10^{-4})T + 0.35x^4, \quad (5)$$

式中 x^4 项是为了与 CdTe 禁带宽度值符合而加上的。与公式(2)相比, 式(5)能更准确地符合已知的实验数据。我们还利用 Kane 模型计算本征吸收光谱, 与实验光谱相比较^[11], 得到动量矩阵元 P 的最佳符合值为 $P = 8 \times 10^{-8} \text{ eV-cm}$, 以及重空穴有效质量 $m_h^* = 0.55m_0$, 这里所得两参数的值分别与参考文献[12]及[13]的结果相同。由于以上几个物理量有了更准确的数据, 因此我们认为利用 Kane 的非抛物型能带模型, 考虑简并, 并采取合理的近似方法, 有可能推出更好地符合 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 实验数据的本征载流子浓度公式。

二、理论分析

根据半导体统计, 导带中电子浓度为

$$n = \int_{E_c}^{\infty} f(E) \mathcal{D}(E) dE, \quad (6)$$

其中

$$f(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

$$\mathcal{D}(E) = \left(\frac{K}{\pi}\right)^2 \frac{dK}{dE}, \quad (8)$$

分别为费密-狄拉克分布函数及态密度函数。 E_c 为导带底能量, E_F 为费密能量。

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 窄禁带半导体的能带服从 Kane 的 $K \cdot P$ 微扰理论^[14], 其导带为非抛物带。

在自旋轨道裂距 $\Delta \gg E_g$, 约相当于 $x < 0.4$ 的范围, 导带能量为

$$E - E_c = \frac{\hbar^2 K^2}{2m_0} - \frac{E_g}{2} + \frac{1}{2} \left(E_g^2 + \frac{8}{3} K^2 P^2 \right)^{1/2}. \quad (9)$$

从式(6)~(9), Harman 和 Strauss 曾推得如下电子浓度公式^[15]:

$$n = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{kT}{P} \right)^3 \int_0^\infty \frac{\epsilon^{1/2} (\epsilon + \phi)^{1/2} (2\epsilon + \phi)}{1 + \exp(\epsilon - \eta)} d\epsilon. \quad (10)$$

其中 $\phi = E_g/kT$ 为简约禁带宽度, $\eta = (E_F - E_c)/kT$ 为简约费密能量, $\epsilon = (E - E_c)/kT$ 为简约能量, 都为无量纲参数。

我们感兴趣的情况是: 窄禁带半导体 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x > 0.17$, $T < 300\text{K}$), 它的载流子浓度接近本征值。在这种情况下, 费密能级最多只能略略进入导带。因而有

$$\phi \gg \epsilon,$$

$$\text{则} \quad (\epsilon + \phi)^{1/2} \cong \phi^{1/2} + \frac{1}{2} \epsilon \phi^{-1/2} - \frac{1}{8} \epsilon^2 \phi^{-3/2}. \quad (11)$$

在式(10)中, 用导带底电子有效质量 m_e^* 代替 P ,

$$m_e^* = \frac{3\hbar^2 E_g}{4P^2}. \quad (12)$$

$$\text{设} \quad N_c = 2(2\pi m_e^* kT/\hbar^2)^{3/2} \quad (13)$$

为导带有效态密度。并采用费密-狄拉克积分表示法,

$$F_j(\eta) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{\epsilon^j d\epsilon}{1 + \exp(\epsilon - \eta)}. \quad (14)$$

经过整理后得到

$$n = N_c \left[F_{1/2}(\eta) + \frac{15}{4\phi} F_{3/2}(\eta) + \frac{105}{32\phi^2} F_{5/2}(\eta) - \frac{105}{128\phi^3} F_{7/2}(\eta) \right]. \quad (15)$$

设参数

$$\alpha = F_{3/2}(\eta)/F_{1/2}(\eta),$$

$$\beta = F_{5/2}(\eta)/F_{1/2}(\eta),$$

$$\gamma = F_{7/2}(\eta)/F_{1/2}(\eta),$$

则式(15)可以写为

$$n = A \cdot N_c F_{1/2}(\eta), \quad (16)$$

其中

$$A = 1 + \frac{15\alpha}{4\phi} + \frac{105\beta}{32\phi^2} - \frac{105\gamma}{128\phi^3}. \quad (17)$$

α , β 和 γ 都与 η 有关, 从费密-狄拉克积分表可知, 当 η 在 -4 到 1.3 范围时, α 在 1.003 到 1.33 , β 在 1.004 到 1.56 , γ 在 1.005 到 1.71 范围。因而对于实际所碰到的 ϕ 值, A 是一个略大于 1 的数。 $N_c F_{1/2}(\eta)$ 是抛物型导带中的电子浓度, 可以把 A 称作非抛物带修正因子。它与简约禁带宽度有关, 从而依赖于组份及温度。

对于抛物型的重空穴带, 空穴浓度为

$$p = N_v F_{1/2}(-\phi - \eta), \quad (18)$$

其中

$$N_v = 2(2\pi m_h^* kT/\hbar^2)^{3/2}$$

为价带有效态密度。由于轻空穴有效质量远小于重空穴有效质量 m_h^* , 这里忽略了轻空穴带对价带态密度的贡献。对于 n 型材料, 价带远处于非简并情况, 上式可用经典近似表示^[16],

$$p = N_v \exp(-\phi - \eta), \quad (19)$$

对本征半导体

$$n = p = n_i,$$

从而

$$A \cdot N_c F_{1/2}(\eta) = N_v \exp(-\phi - \eta), \quad (20)$$

在非简并及导带弱简并条件下, $F_{1/2}(\eta)$ 的近似式为

$$F_{1/2}(\eta) = [B + \exp(-\eta)]^{-1}, \quad (21)$$

根据 Blakemore^[16] 所述, 当 $\eta < +1.3$ 时, 取 $B = 0.27$, 式(21)与 $F_{1/2}(\eta)$ 真值的误差在 $\pm 3\%$ 之内。把式(21)代入式(20)中, 可解得

$$\exp(-\eta) = [0.0182 + A(m_e^*/m_h^*)^{3/2} \exp(E_g/kT)]^{1/2} - 0.135. \quad (22)$$

此式皆同(21)式代入(16)式, 得

$$n_i = A \cdot N_c \{0.135 + [0.0182 + A(m_e^*/m_h^*)^{3/2} \exp(E_g/kT)]^{1/2}\}^{-1}. \quad (23)$$

把 $P = 8 \times 10^{-8} \text{ eV-cm}$, $m_h^* = 0.55m_0$ 代入, 就有

$$n_i = \frac{A \times 9.56(10^{14}) E_g^{3/2} T^{3/2}}{1 + \sqrt{1 + 3.6 A E_g^{3/2} \exp(E_g/kT)}}, \quad (24)$$

其中

$$A = 1 + \frac{15\alpha kT}{4 E_g} + \frac{105 \beta k^2 T^2}{32 E_g^2} - \frac{105 \gamma k^3 T^3}{128 E_g^3}.$$

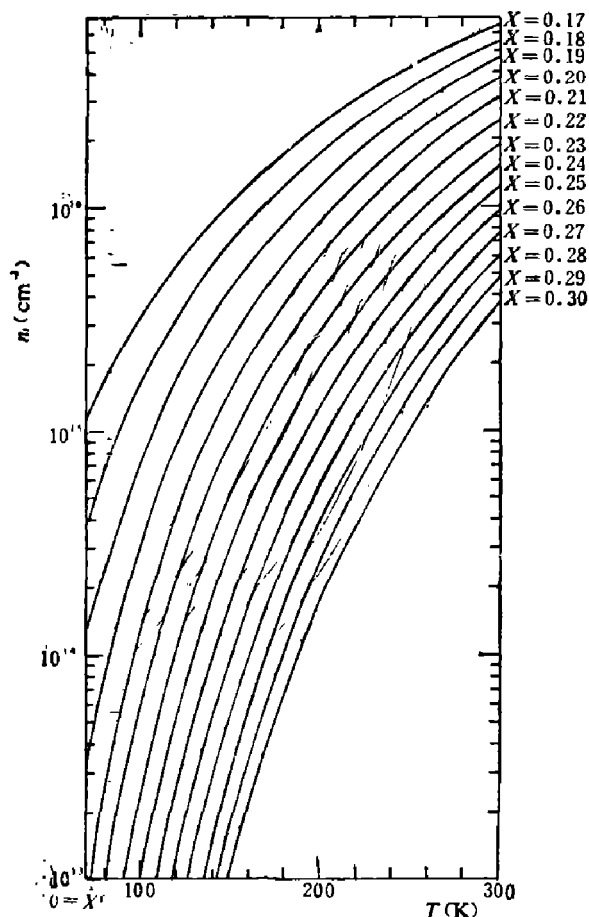


图1 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的本征载流子浓度 n_i 对温度 T 的依赖关系

式(24)就是我们所寻求的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 半导体的本征载流子浓度的表达式。对于我们, 有实用意义的情况是 $x > 0.17$, $77 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$, 这时 E_g/kT 之值大多数在 10 以上, 少数在 10 以下, 但也大于 5, 因而 $3.6 A E_g^{3/2} \exp(E_g/kT) \gg 1$ 。分母根号内的 1 可忽略不计, 但根号前的 1 仍必须考虑。定义 A 中的第三、第四项也远小于 1, 可以忽略不计。 A 为接近于 1 的数, 因而分母中的 \sqrt{A} 也可略去。 α 值变动不大, 根据计算的经验, 如果取

$$A = 1 + 3.25 kT/E_g \quad (25)$$

计算所得结果与严格按照式(24)计算的结果十分一致, 而且前者与实验结果符合更好。因而实际使用的本征载流子浓度的表达式可写成

$$n_i = (1 + 3.25 kT/E_g) 9.56(10^{14}) E_g^{3/2} T^{3/2} \cdot [1 + 1.9 E_g^{3/4} \exp(E_g/2kT)]^{-1}. \quad (26)$$

图 1 画出了根据式(26)计算的不同组份 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 本征载流子浓度 n_i 对温度 T 的曲线。

三、与实验结果比较

我们用其他作者^{[13][6]} 发表的 n_i 的实验数据和我们实验室测量到的数据与式(26)的计

算结果进行了比较。图 2 画出这一比较。可以看出式(26)能很好地符合实验结果。

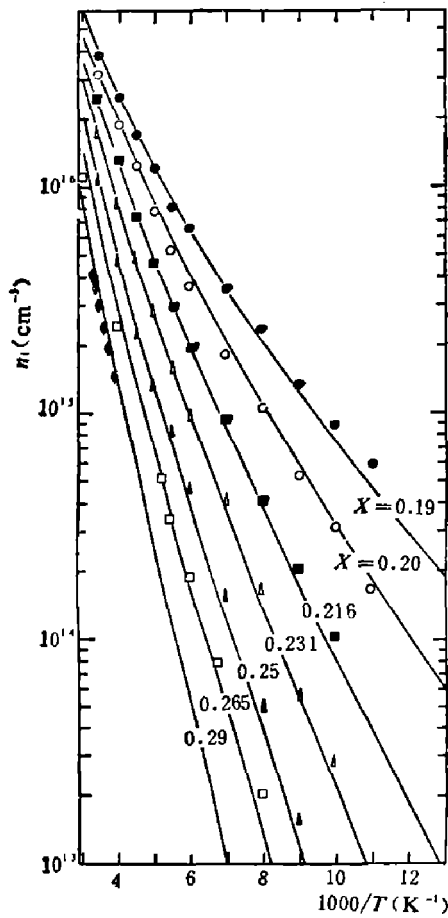


图 2 不同组份 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的本征载流子浓度对温度倒数的关系

曲线根据式(26), 分别对 $x=0.19, 0.20, 0.216, 0.231, 0.25, 0.265$ 和 0.29 进行计算。实验点: 本文实验结果是 (●) $x=0.19$, (○) $x=0.20$, (■) $x=0.216$, (△) $x=0.231$, (▲) $x=0.251$; Elliott^[3] 的结果是 (□) $x=0.265$; Nemirovsky 和 Finkman^[6] 的结果是 (◆) $x=0.290$ 。

我们测量所用的样品, 主要是用固态再结晶(少数用碲溶剂)法生长的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 单晶。晶体切片后经过低温热处理, 得到电学性质均匀的低电子浓度的 n 型样品。样品经研磨抛光后, 焊上电极。在 $77\text{ K} \sim 300\text{ K}$ 范围内测量其电导率及霍尔系数。图 3 是测得的一些典型的 $\lg R - \frac{1}{T}$ 曲线。低温部分的平台代表有效施主浓度 N_d^* , 即

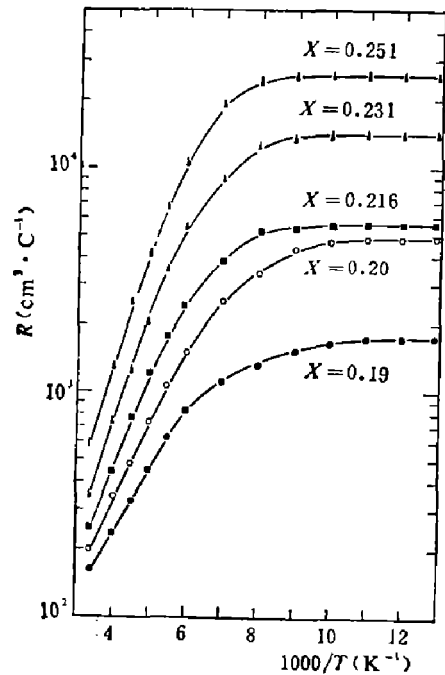


图 3 部分 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品 ($x=0.19 \sim 0.251$) 的霍尔系数测量值 ($77\text{ K} \sim 300\text{ K}$)

$$N_d^* = \frac{1}{eR} \quad (27)$$

在有效施主全部电离的条件下, 有

$$n_i^2 = n[n - N_d^*], \quad (28)$$

对每一温度, 从其霍尔系数算得导带电子浓度 n , 结合 77 K 下测得的 N_d^* 值, 即可以计算出该温度下的本征载流子浓度 n_i 值。

晶片的组份先用称重法粗测, 再用电子探针检测, 选择其组分均匀性在 ± 0.003 到 ± 0.005 范围的样品, 作为进一步测量与分析的样品。把经过霍尔测量的样品或其参考样品做成光导器件, 在 77 K 测量其光电导光谱分布, 取其截止波长 λ_{c0} , 按

$$E_{c0}(\text{eV}) = 1.24/\lambda_{c0}(\mu\text{m}),$$

及 Schmit 等的经验式 $E_{c0}(x, T)$, 即可得到样品的 x 值。

Schmit 和 Stelzer 的经验式^[7] 为

$$E_{c0} = -0.25 + 1.59x + 5.233(10^{-4})(1 - 2.08x)T + 0.327x^3, \quad (29)$$

表1 样品参数(77 K)

	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6
$\lambda_{c0}(\mu m)$	15.6	13.1	12.2	10.5	8.7	7.1
$E_{c0}(eV)$	0.0794	0.0946	0.1016	0.1181	0.1425	0.1746
x	0.190	0.200	0.205	0.216	0.231	0.251
$n_{77}=N_d^*(cm^{-3})$	3.57×10^{15}	1.26×10^{15}	9.92×10^{14}	1.12×10^{15}	4.46×10^{14}	2.45×10^{14}

系根据大量光导及光伏响应的截止波长与组份、温度关系中总结出来的,虽不能作为禁带宽度与 x 、 T 的关系式,但把它用来在一定温度下从 λ_{c0} 求组份 x ,却是很准确的。

在 77 K 时,有

$$x = (E_{c0} + 0.2097 - 0.327x^3) / 1.5062, \quad (30)$$

x^3 项可以根据称重法确定的 x 值大致计算。

所选用样品做成的器件在 77 K 下的 λ_{c0} 值,对应的 E_{c0} 值, x 值,以及 77 K 时载流子浓度 n 值列在表 1 中。

为了比较式(26)与以前作者的式(1)及(3),在图 4 中画出了 $x=0.205$ 样品本征载流子浓度的实验值,以及根据本文的公式(26)(实线),Schmit 公式(1)(虚线),以及 Nemirovsky 和 Finkman 的公式(3)(点划线),计算所得的结果。

从图 2 和图 4 可以看出,在 $x=0.19 \sim 0.29$, $T=77 \sim 300$ K 范围,式(26)计算结果与本文及其他作者的实验结果符合很好。

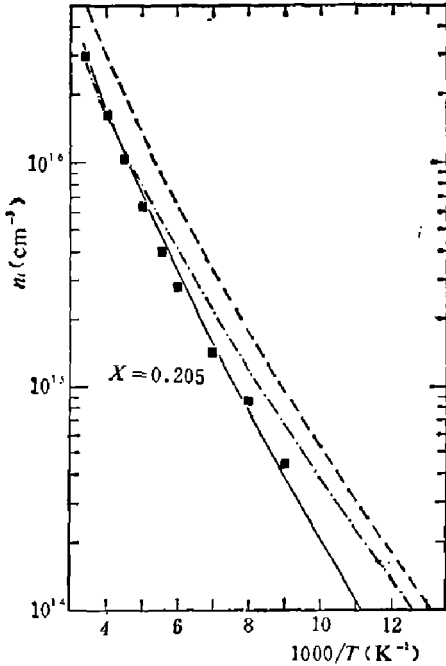


图4 $Hg_{1-x}Cd_xTe(x=0.205)$ 的本征载流子浓度实验结果和理论计算结果

实线: 式(26); 点划线: 式(3); 虚线: 式(1)

四、讨 论

1. 为比较本文所得本征载流子浓度公式与其他作者所得的公式,图 5 中分别对 $x=0.20, 0.24$ 和 0.30 三种组份 $Hg_{1-x}Cd_xTe$, 分别用式(26)、式(1)和式(3)计算,画出了本征载流子浓度 n_i 对温度 T 的曲线。图中实线、虚线,点划线分别根据式(26)、式(1)、式(3)计算。由图可见,式(1)在所有情况下都高于式(26)计算结果。在 $x=0.24$ 时,式(26)计算结果与式(3)十分接近,以后随着组份的增大,本文式(26)计算结果略高于式(3),而当 $x < 0.24$ 时,温度接近室温时,式(26)结果高于式(3),温度降低时则反之。

2. 利用本征载流子浓度计算公式可以计算载流子浓度,从而与实验结果相比较。Bajaj 等^[27] 测量了他们生长的液相外延 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 样品的载流子浓度。图 6 中的实验点分别表示 $x=0.227$ 及 $x=0.192$ 样品的载流子浓度。低温饱和区的载流子浓度即为有效施主浓度 N_d^* , 从 Bajaj 等的实验结果有, $x=0.227$ 样品, $N_d^*=2.95 \times 10^{14} cm^{-3}$; $x=0.192$ 样品, $N_d^*=3 \times 10^{14} cm^{-3}$ 。于是有

$$n = \frac{1}{2} (N_d^* + \sqrt{N_d^{*2} + 4n_i^2}). \quad (31)$$

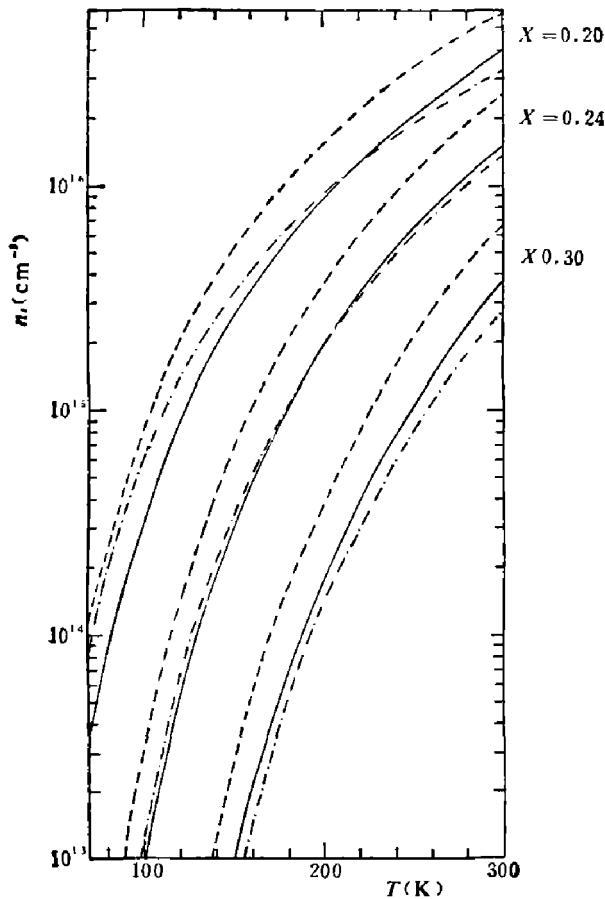


图5 不同本征载流子浓度计算公式的比较

计算分别对 $x=0.20, 0.24, 0.30$ 进行。实线：式(26)；虚线：式(1)；点划线：式(3)

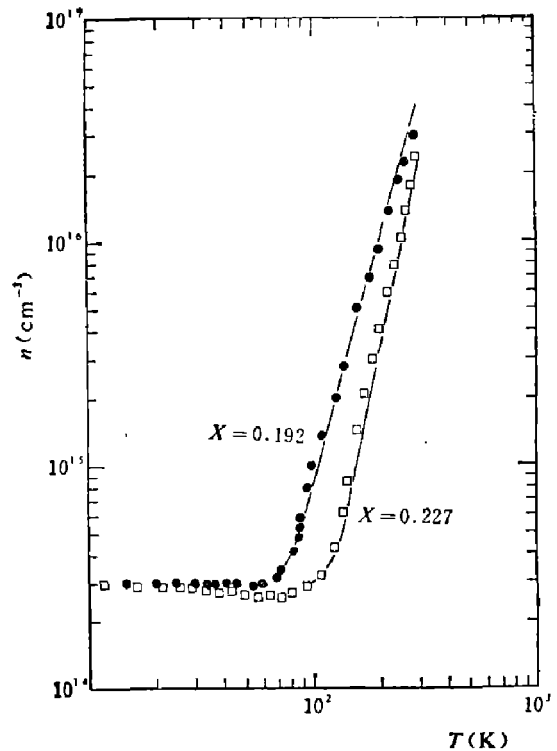


图6 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.192$ 及 $x=0.227$) 样品的载流子浓度与温度的关系

曲线根据本文(26)式和(31)式计算。实验数据取自参考文献[17]：(●) $x=0.192$ ；(□) $x=0.227$

对 $x=0.192$ 及 $x=0.227$, 分别用式(26)计算本征载流子浓度 n_i , 再用式(31)计算载流子浓度 n , 所得结果在图6中用实线表示, 与实验结果符合很好。如果用 Schmit 的式(1)计算 n_i , 再算 n , 则计算结果高于 Bajaj 实验结果。如果用 Nemirovsky 和 Finkman 的式(3)计算 n_i , 再算 n , 则当 $x=0.227$ 时, 与实验结果符合较好, 而当 $x=0.192$ 时, 则符合较差。在图6中没有把这些计算结果画出来。

3. 从图2可以发现, 大多数样品当温度降低时, 实验测量而得的 n_i 值有略高于理论计算的倾向。这可能是由于从实测的 n , 利用式(28)计算 n_i 时, 已假定有效施主全电离, 由于窄禁带半导体 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 施主杂质电离能极小, 在温度足够高时, 这一假定总是满足的; 而如果 N_d^* 较大, 温度较低时, 则有效施主可能偏离全部电离的状态。这时导带电子浓度与本征载流子浓度 n_i 及 N_d^* 的关系式比式(28)复杂一些, 如仍用式(28)计算 n_i , 就会有所偏差。

4. 以上一些结果都表明: 式(26)能准确地反映 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 晶体中本征载流子浓度与温度的关系, 特别在高温部分。根据这个事实, 我们可以用霍耳测量所得的 $\lg R - \frac{1}{T}$ 曲线形状, 来粗略地估计晶体的组份及质量。按照式(26)计算出 $x=0.18 \sim 0.26$ 等各种组份的 $\lg R - \frac{1}{T}$ 关系(图7), 在计算中都假设有效施主浓度 $N_d^* = \frac{1}{20} n_i(300 \text{ K})$ 。取这一假定的

原因是: (1) 在这条件下, N_i^* 对 300 K 附近的 R 的影响可忽略不计。(2) 对于我们最感兴趣的 $x=0.20$ 材料, 这一 N_i^* 值已经是优良材料所允许的上限。

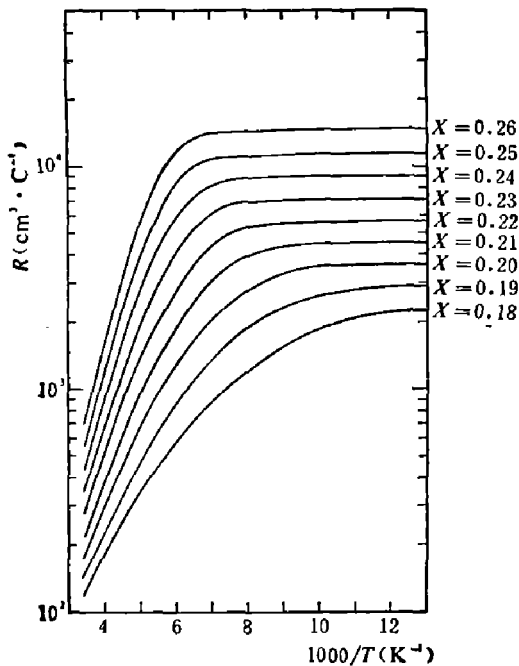


图7 有效施主浓度为 $N_i^* = \frac{1}{20} n_i(300 \text{ K})$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料的霍尔系数

$\lg R - \frac{1}{T}$ 曲线包括三个信息: (1) 300 K 的 R , 在 $N_i^* < \frac{1}{20} n_i(300 \text{ K})$ 条件下, 能直接得到 n_i 。

(2) 曲线上升部分接近直线, 其上升率反映材料的禁带宽度, 也即 x 值。但由于有效施主的存在及样品的不均匀性, 上升部分将偏离直线。(3) 饱和 R 值, 直接给出有效施主浓度。

将图7画在透明纸上。将此图复盖在实测的 $\lg R - \frac{1}{T}$ 曲线上(用同一尺度): 如果是一个质量好的样品, 则 $\lg R - \frac{1}{T}$ 的上升部分应与理论曲线的某一条符合或接近, 而其平坦部分高于后者。这时理论曲线的 x 值就是样品的组份 x 。有效施主浓度过高、样品的组份或电学性质不均匀都使曲线的上升率变小, 无法与任何一条理论曲线符合或接近。出现这类情况, 就表明材料的质量不佳。

5. 在式(26)的推导过程中, 如果取动量矩阵元 $P = 8.5 \times 10^{-8} \text{ eV}\cdot\text{cm}$, 而不取 $P = 8 \times 10^{-8} \text{ eV}\cdot\text{cm}$, 则本征载流子浓度计算结果将减小 10%。

致谢——感谢本所 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料组和器件组的帮助。

附注——本文投稿后, 作者见到 G. L. Hansen 和 J. L. Schmit (*J. Appl. Phys.*, 54 (1983), 3:1640) 关于本征载流子浓度的新的修改式, $n_i = [5.585 - 3.820x + 1.753(10^{-3})T - 1.364(10^{-3})xT] (10^{14}) E_g^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2kT)$, 其中 E_g 由正文公式 (2) 决定。按此计算, 结果比用正文公式 (1) 及 (2) 计算结果减小 45% 左右 ($x=0.2 \sim 0.3$), 而接近本文计算结果。

参 考 文 献

- [1] Verie O., *Phys. Status Solidi*, **17**(1966), 889.
- [2] Schmit J. L., *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 2876.
- [3] Elliott C. J., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4**(1971), 697.
- [4] Long D., *Optical and Infrared Detectors*, Edited by R. J. Keys, New York, 1977, 141.
- [5] Reynolds R. A., et al., *Proc 3rd. Int. Photoconductivity, conf.*, 1969, Stanford, Calif., Oxford, Pergamon, 1971, 217.
- [6] Nemirovsky Y. & Finkman E., *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 8107.
- [7] Schmit J. L. & Stelzer E. L., *J. Appl. Phys.*, **40**(1969), 4865.
- [8] Rosbeck J. P. et al., *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 6430.
- [9] Hansen G. L., Schmit J. L. and Casselman T. N., *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 7099.
- [10] 褚君浩, 徐世秋, 汤定元, *科学通报*, **27**(1982), 403.
- [11] 褚君浩, *红外研究*, **2**(1983), 2:89.

- [12] Anteliffe G. A., *Phys. Rev.*, **B2**(1970), 345.
 [13] Bowers R. L. & Mahan G. D., *Phys. Rev.*, **185**(1969), 1073.
 [14] Kane E. O., *J. Phys. Chem. Solids*, **1** (1957), 249.
 [15] Harman T. O. and Strauss A. J., *J. Appl. Phys.*, **32**(1961), 2265.
 [16] 勃莱克莫尔, 半导体统计学, 上海科学技术出版社, 1965, 79, 309.
 [17] Bajaj J. et al., *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**(1982), 244.

INTRINSIC CARRIER CONCENTRATION IN $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ SEMICONDUCTORS WITH NONPARABOLIC BAND

CHU JUNHAO, WANG RONGXING, TANG DINGYUAN
 (Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

By using Fermi-Dirac statistics and Kane's model of nonparabolic energy band for the narrow gap semiconductors, the intrinsic carrier concentration expression is deduced as follows: $n_i = (1 + 3.25kT/E_g)9.56(10^{14})E_g^{3/2}T^{3/2}[1 + 1.9E_g^{3/4}\exp(E_g/2kT)]^{-1}$, which is applicable to the region of $x=0.17\sim 0.37$ and $T\leq 300$ K, where $E_g = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^2)(10^{-4})T + 0.35x^4$. The intrinsic carrier concentrations of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ samples with $x=0.19\sim 0.251$ are also measured at the region of $77\text{ K}\leq T\leq 300\text{ K}$. The above expression agrees very well with our experimental results, and the data given by Elliott, Nemirovsky and Finkman, Bajaj et al., within the region of $0.19\leq x\leq 0.29$ and $77\text{ K}\leq T\leq 300\text{ K}$.