

銻化銻中載流子的复合过程*

黃啓聖 湯定元

提 要

用定态光电导及光磁电的方法测量了 p 型及 n 型 InSb 在 85—290°K 之间的电子及空穴的寿命。在室温附近,所有样品的载流子寿命都趋于同一值,在 290°K 时为 3×10^{-8} 秒。从寿命的绝对值及温度依赖关系,以及掺杂对寿命的影响,可以肯定在室温附近起主要作用的复合过程是带间碰撞复合过程。

在 200°K 以下, p 型样品中的电子寿命与空穴寿命有很大差别,表明有陷阱作用。用位于价带之上 0.05 eV 的复合中心及位于导带之下 0.11 eV 的电子陷阱能完满地解释 200°K 以下的寿命与温度的依赖关系。

一、引 言

由于光电探测器件的需要以及对于载流子复合机制的兴趣,銻化銻的载流子寿命问题已受到很多作者^[1-6]的注意。在较早的报告中^[1-3],寿命的测量都是采用在锗、硅的研究中所常用的方法,如光电导衰退、光注入载流子的扩散长度等等。对于寿命较短的銻化銻,这些方法只能在有限的温度范围内进行测量,得不到载流子复合过程的可靠情报。

看来,对 InSb 中载流子寿命的研究只有采用定态的光电导及光磁电效应的方法。用这种方法不仅可以测得较短的寿命,而且可以分别得出多数载流子及少数载流子的寿命。Zitter 等^[4]用这种方法测量了 p 型 InSb 在 77—290°K 之间的载流子寿命。他们指出:只用一种复合中心不能解释低温度范围的寿命变化。对于室温附近的寿命,他们认为主要的过程是带间碰撞复合而不是辐射复合。但他们所用的样品的杂质浓度在 10^{15} — 10^{18} cm^{-3} 之间,在室温附近不能当作真正的本征材料看待,而他们采用了本征条件的带间碰撞复合的寿命公式。

Laff 和范緒筠^[5]、Наследов 和 Сметанникова^[6]都用光电导-光磁电方法测量了 n 型和 p 型 InSb 的寿命与温度的关系。可能是由于测量设备的量程不够,这些作者所测量的温度范围都限于 200°K 以下。因此对室温附近的复合过程的主要问题没有触及。对于低温区的寿命变化,范緒筠等用双重荷电的双复合中心模型来解释,而 Наследов 等则用一种复合中心及一种电子陷阱的模型来解释。

为了弄清楚 InSb 中载流子的复合过程,我们也采用光电导-光磁电方法测量 p 型及 n 型 InSb 的载流子寿命。为了得到可靠的结果,我们对理论推导所要求的实验条件作了慎重的考虑,务使其得到满足,对理论计算所要求参数,则尽可能采用实际测量的数据。

* 1964 年 4 月 30 日收到。

所用样品的杂质浓度在 10^{14} — 10^{16} cm^{-3} , 包括一些在室温附近适合本征条件的样品。测量的温度范围能达到室温, 以便对室温附近的载流子的复合过程能有进一步的了解。

二、研究方法

关于用光电导-光磁电的测量数据来计算 InSb 的载流子寿命的方法, 在文献 [4—6] 中已有过讨论, 基本上是一致的。这里仅作简要的叙述。

在推导计算公式时要求满足下列条件:

- (1) 样品的长和宽都足够大, 可以避免边界的影响, 当作一维问题处理。
- (2) 样品的厚度远大于载流子的双极扩散长度。
- (3) 投射光为表面激发光。
- (4) 光生载流子浓度远小于热平衡载流子浓度(小信号近似)。
- (5) 弱磁场(并假设载流子的散射弛豫时间与能量无关)。
- (6) 表面复合的影响可以忽略不计。

上述条件得到满足时, 光电导短路电流 i_{pe} 和光磁电短路电流 i_{pm} 可以写成

$$i_{pe} = eQ(\mu_n + \mu_p)Ed\tau_{pe}, \quad (1)$$

$$i_{pm} = eQ(\mu_n + \mu_p)Hd\sqrt{D^*\tau_{pm}}, \quad (2)$$

其中

$$\tau_{pe} = \frac{\tau_n + \frac{\tau_p}{b}}{1 + \frac{1}{b}}, \quad (3)$$

$$\tau_{pm} = \frac{\tau_n + \frac{n_0}{p_0}\tau_p}{1 + \frac{n_0}{p_0}}, \quad (4)$$

式中 e 为电子电荷, Q 为单位光照面积的样品中单位时间内所激发的电子-空穴对的数目, E, H 分别为电场和磁场强度, d 为样品的宽度, μ_n, μ_p 和 b 分别为电子、空穴的迁移率及其比值, n_0, p_0 分别为热平衡的电子和空穴的浓度, $D^* = \frac{\mu_n kT}{e} \left(1 + \frac{p_0}{n_0}\right) / \left(b + \frac{p_0}{n_0}\right)$

称为双极扩散系数, τ_n, τ_p 各为电子及空穴的寿命, τ_{pe} 及 τ_{pm} 为按照(1)和(2)式所求得的“光电导寿命”及“光磁电寿命”。

如果 $\tau_{pe} = \tau_{pm} = \tau$, 则比较(1)、(2)两式就得到

$$\tau = \left(\frac{i_{pe}}{i_{pm}}\right)^2 \left(\frac{H}{E}\right)^2 D^*. \quad (5)$$

在这一条件下, 不必知道电子-空穴对的激发率 Q 就能得出载流子寿命 τ 来。这就是所谓的“光电导-光磁电比值法”。

要从(1)—(4)式求出某一温度的 τ_n 及 τ_p , 还必须知道该温度下的 μ_n, μ_p, n_0 和 p_0 之值。这些参数的求法如下^[8,9]:

从霍尔系数 R_H 及电导率 σ 的测量求得各温度的本征载流子浓度 n_i , 利用 $n_i^2 = n_0 p_0$ 及

低温饱和区的 $(N_a - N_d)$ 或 $(N_d - N_a)$ (N_a, N_d 分别为受主和施主杂质的浓度) 可求出各温度的 n_0 和 p_0 . n 型样品中的 μ_n 及 p 型样品在杂质导电区的 μ_p 由 $\mathcal{R}\sigma$ 乘积直接得到. 对于 n 型样品中的 μ_p 及 p 型样品在混合导电区的 μ_p , 则采用文献 [8, 9] 的数据. 而 p 型样品在杂质导电区的 μ_n 则用文献 [7] 的方法由实验求得, 即画 $\left(\frac{H}{i_{pm}}\right)^2$ 对 H^2 的直线, 它的斜度与它在 $\left(\frac{H}{i_{pm}}\right)^2$ 轴的截距之比就等于少数载流子迁移率的平方.

三、实验样品及测量方法

样品是从经过区熔提纯的 InSb 锭上切割下来的平行六面体, 一般的尺寸为 $7 \times 2 \times 0.3 \text{ mm}^3$. 其长度和宽度远比厚度大, 更远大于双极扩散长度, 可以忽略边界的影响, 因此能满足前节的条件(1). 其厚度在一般情况下比双极扩散长度大 5 倍以上, 因此能满足前节的条件(2).

1P、1N 和 2N 三个样品是单晶, 光照面为 (111) 面, 位错密度约为 10^3 cm^{-2} . 另三个样品 2P、3P 和 4P 都是含有两个单晶的样品. 所有的样品都未有意掺杂, 但从杂质沿锭长分布的分析得知: p 型样品中的主要杂质为 Zn, n 型样品中的主要杂质为 Te. 样品的两面经 CP_4 溶液腐蚀后, 两端焊上以 In 为焊剂的电极. 在靠近电极处涂上黑蜡以避免受到光照.

样品被放在处于磁场中的恒温器 (带有派热克斯玻璃窗口) 内, 并使样品的电流方向和入射光及磁场三者互相垂直.

用钨片白炽灯作光源, 入射光经过通带为 1—3 微米的滤光玻璃后再投射到样品上去, 这就保证了光激发仅发生在样品的表面, 以满足前节的条件(3). 入射光的能量用经过绝对黑体辐射源校准过的辐射温差电偶来测量, 入射光子流的密度限制在 10^{14} — $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 之间 (室温附近可以大一些). 根据简单的计算, 这样的光子流密度可以保证在各温度下的光激发的少数载流子浓度远小于热平衡的少数载流子浓度 (即满足前节的条件(4)). 从光子流浓度求电子-空穴对激发率 Q 时, 需要考虑到载流子的碰撞电离^[10].

实验所用的磁场强度为 200 或 400 高斯, 这可以满足前节条件(5)的低磁场的要求.

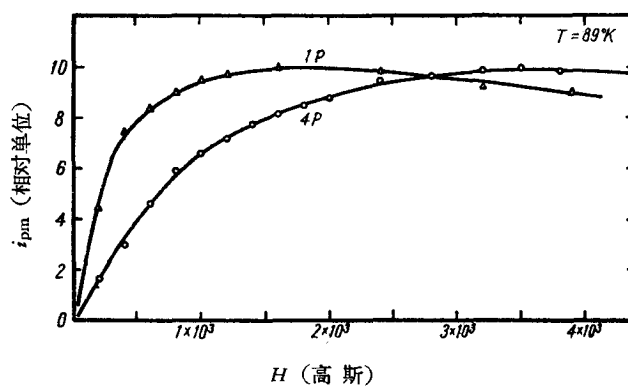
样品表面复合的影响由短路光磁电流与磁场强度的关系曲线来判断. 如果表面复合的影响可以忽略, 则在强磁场下短路光磁电流应达到饱和并稳定在一定的水平上. 否则, 光磁电流会下降, 曲线出现峰值. 每个样品在每一温度下的短路光磁电流与磁场强度的关系都经过测量以验证表面复合的影响是否可以忽略 [即满足前节的条件(6)]. 这种测量也是求少数载流子的迁移率所必须做的. 图 1 是典型的测量结果. 图 1(a) 代表短路光磁电流与磁场强度的关系, 表明表面复合速度可以忽略不计. 图 1(b) 是 $\left(\frac{H}{i_{pm}}\right)^2$ 对 H^2 的直线, 由此可求得少数载流子的迁移率.

光电响应是用交变光方法 (正弦调制频率为 680 赫) 测量的. 测量设备如图 2 所示 (图中没有画出光源和恒温器部分). 呈现在样品两端的光电讯号经过由输入变压器 (阻抗约 100 Ω 、升压比约 100 倍)、前置放大器 (放大倍数约 500 倍) 及波分析器 (频率范围为 10—16000 赫, 带宽 $\Delta f = 4$ 赫) 等所组成的放大系统放大. 用替代法校准光电讯号的经

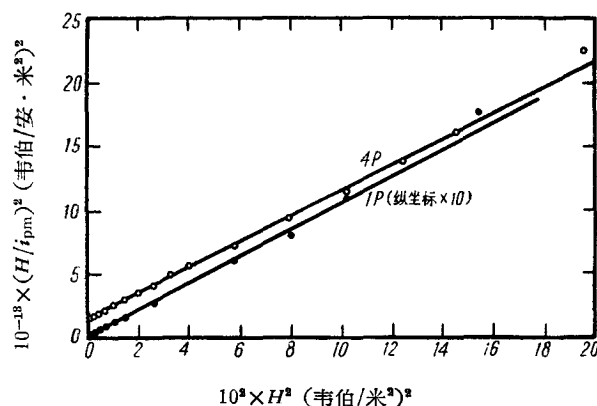
对值^[11]。即在每次测量时, 记下波分析器上光电讯号读数, 遮断入射光, 关闭校准开关, 并调节音频讯号发生器的讯号输出, 使波分析器上出现相同的读数, 这时可由电子管毫伏表的指示及已知的校准线路, 求出等效的光电流或光电压。实验所用的放大系统的短路输入噪音约为 4×10^{-10} 伏(单位带宽), 能测量的光电流的最低值约为 5×10^{-10} 安。

在室温附近, $\tau_{pe} = \tau_{pm} = \tau_n = \tau_p$, 用比值法(见(5)式)可以较简单地得出载流子寿命来。如果从实际测量所得的光子流密度, 并考虑到载流子的碰撞激发, 求出电子-空穴对的激发率 Q , 代入(2)式和(4)式, 则所得的 τ_{pe} 和 τ_{pm} 基本上都与用比值法所得的 τ 相同。因此在实验中是用比值法求出室温下的寿命, 用此寿命倒算出

电子-空穴对的激发率 Q , 作为其他温度下的计算基础。在这里, 样品的吸收系数随温度

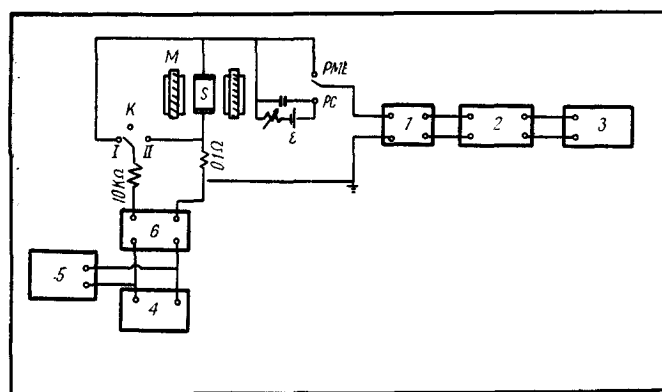


(a) 光磁电流与磁场强度的关系



(b) $(H/i_{pm})^2$ 与 H^2 的关系

图 1



S——样品; M——电磁铁; E——直流电源;
1——输入变压器; 2——前置放大器; 3——波分析器; 4——音频讯号发生器;
5——电子管毫伏表; 6——衰减器; K 校准开关: 位置“1”校准等效光电流,
位置“11”校准等效光电压。

图 2 测量设备概图

的变化不会影响 Q 的计算。用这一方法可以避免光子流密度的测量和激发率 Q 的计算所带进来的误差。

四、测量结果

用上述方法测量了四块 P 型和两块 N 型样品在85—290°K之间的载流子寿命。这些样品的主要参数列在表1中。表中处于括号中的数据是从文献中引来的,其他数据都是直接测量的结果。

表1 InSb 样品的主要参数

样品编号	$(N_A - N_D)\text{cm}^{-3}$	85°K 的		b
		$\mu_n(\text{cm}^2/\text{V-sec})$	$\mu_p(\text{cm}^2/\text{V-sec})$	
1P	1.5×10^{14}	2.5×10^5	7.6×10^8	33
2P	8.5×10^{14}	1.5×10^5	4.3×10^8	35
3P	5.2×10^{15}	1.2×10^5	3.1×10^8	39
4P	3.1×10^{16}	8.7×10^4	2.3×10^8	38
1N	-3.1×10^{14}	2.1×10^5	(6.0×10^8)	(35)
2N	-4.0×10^{14}	1.9×10^4	(5.5×10^8)	(35)

计算所得的寿命与温度的关系画在图3中。可以看到:(1)在室温附近所有本征的

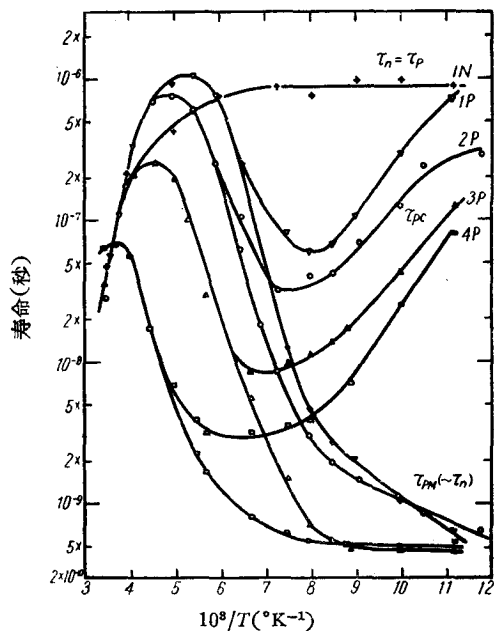


图3 载流子寿命与温度的关系(2N样品与1N样品的数据极为接近,图中没有画出)

或接近本征的样品的载流子寿命都趋于同一数值,而且随温度的下降而迅速上升。4P样品在室温下仍为 P 型,情况则有所不同。(2)继续降低温度时, P 型样品的载流子寿命经过一极大值后迅速下降,电子与空穴的寿命值发生分歧。电子寿命($\tau_n \approx \tau_{pm}$)一直下降,

在液氮温度下各样品的 τ_n 几乎具有同一数值。空穴寿命(在低温区 $\tau_p \approx b\tau_{pe}$) 在下降至一极小值后又迅速上升, 杂质含量越少的样品, 出现极大和极小值的温度就越低。(3) n 型样品的情況比較簡單, 电子与空穴的寿命始終相等, 在 150°K 以下基本上与温度无关。

五、室温附近的載流子复合过程

从图 3 的曲线可以猜想到: 在室温附近是一种复合机制, 它所表现的寿命随 $1/T$ 的增加而指数式上升, 其后则出现另一种复合机制, 它所表现的寿命随 $1/T$ 的增加而迅速地下降。因而有极大值出现。我们先讨论极大值出现前的情况。

下面的论证表明, 室温附近的載流子复合过程主要是带间碰撞复合(即俄歇复合)。这一复合过程的理论已由 Landsberg 和 Beattie^[12] 做出。对于 $\mu \equiv \frac{m_c}{m_v} < 1$ (m_c, m_v 分别为电子和空穴的有效质量) 的情形, 小讯号的碰撞复合寿命可以写成:

$$\tau_A = \frac{2n_i^2\tau_A^i}{(n_0 + p_0)(n_0 + \beta p_0)}, \quad (6)$$

$$\tau_A^i = \frac{3.8 \times 10^{-18} \epsilon^2 (1 + \mu)^{1/2} (1 + 2\mu)}{\left(\frac{m_c}{m_0}\right) |F_1 F_2|^2} \left(\frac{E_i}{kT}\right)^{3/2} \exp\left[\left(\frac{1 + 2\mu}{1 + \mu}\right) \frac{E_i}{kT}\right], \quad (7)$$

$$\text{而 } \beta = \frac{\mu^{1/2}(1 + 2\mu)}{2 + \mu} \times \exp\left[-\left(\frac{1 - \mu}{1 + \mu}\right) \frac{E_i}{kT}\right], \quad (8)$$

式中 τ_A^i 为本征条件的碰撞复合寿命, ϵ 为介电常数, E_i 为禁带宽度, $F_1 F_2$ 为布洛赫波函数的周期部分的重迭积分。对于 InSb, $m_c = 0.013 m_0$, $m_v = 0.18 m_0$, 即 $\mu = 0.072$ 。在我们感兴趣的温度范围($300-240^\circ\text{K}$) 内 $\beta p_0 \ll n_0$ 。

对于 1P 样品, 在我们感兴趣的温度范围($300-240^\circ\text{K}$) 内都是本征的, 即 $n_0 = p_0 = n_i$, 因此它的載流子寿命与温度的关系应服从(7)式。从 $\ln \tau_A^i \sim \frac{1}{T}$ 的直线(见图 4)可以得到 $E_{i0} = 0.26\text{eV}$, 正好是 InSb 在 0°K 的禁带宽度。从这一温度依赖关系也可以断定: 在这里起主要作用的不是带间辐射复合过程。因为按带间辐射复合的理论^[13], 从

$$\left(\ln \tau \sim \frac{1}{T}\right)$$

直线的斜度所得到的激活能应当是 $E_{i0}/2$ 而不是 E_{i0} 。

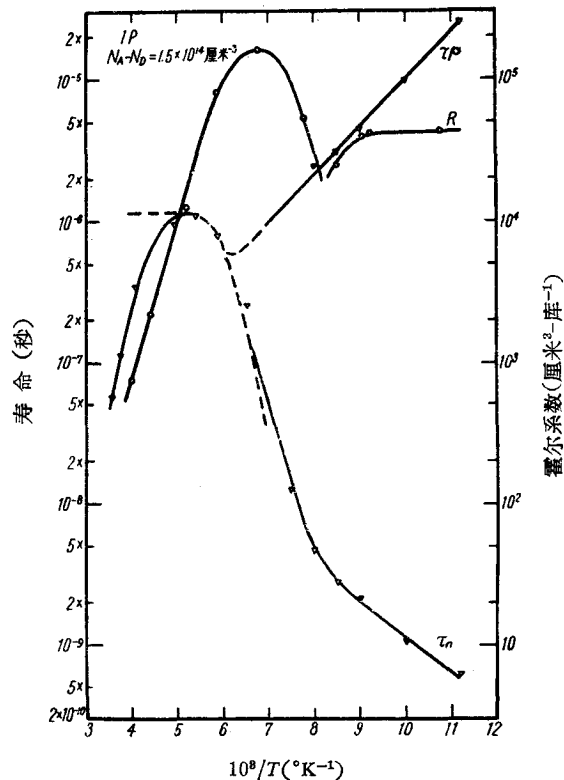


图 4 1P 样品中載流子寿命与温度的关系

对于本征的 $1P$ 样品, 我們得到 290°K 时的寿命 $\tau_A^i = 3 \times 10^{-8}$ 秒, 从 Zitter 等所发表的结果^[4]看来, 好象他們也是得到这个数值。最近 Fischer 等^[14]由光电导衰退法直接测量 InSb 在 290°K 时的载流子寿命, 也得到 2×10^{-8} 秒。不同的作者用不同的方法都得到同样的结果, 这表明本征的 InSb 在 290°K 时的载流子寿命确实是 InSb 材料的本征参数, 不是复合中心所引起的。順便值得提一下的是: 光电导与光磁电方法虽然是一种間接的测量寿命的方法, 但只要能使测量条件符合理論的要求, 并选取可靠的計算所用的参数, 这一方法也可以得到可靠的结果。

从測得的寿命值看来, 也可断定在这里起主要作用的复合过程不是帶間輻射复合。因为按照帶間輻射复合的理論^[13], 寿命值应比此数高一个数量級。

將 InSb 的 $\epsilon = 17$, $E_i = 0.18 \text{ eV}$ (290°K) 以及測得的 $\tau_A^i = 3 \times 10^{-8}$ 秒代入 (7) 式可以得到

$$F_1 F_2 = 0.37,$$

这与 Zitter 等所得到的 0.35^{11} 是一致的。而 Landsberg 和 Beattie 的理論估計为 0.25 。

对于 $4P$ 样品, 用 $N_A - N_D = 3.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 及 n_i 之值, 可得到 290°K 时的 $p_0 = 3.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_0 = 0.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。代入 (6) 式, 得到 $\tau_A = 5 \times 10^{-8}$ 秒, 与实测值 6×10^{-8} 秒很相近。载流子偏离本征条件而引起寿命增加的事实, 也表明在这里起主要作用的复合过程是帶間碰撞复合而不是帶間輻射复合。因为在 InSb 中, 由于 $m_c/m_v \ll 1$, 电子-电子碰撞是起主要作用的碰撞过程, n_0 低于 n_i 时, 电子-电子碰撞的几率将减少, 因而寿命增加。如果是帶間輻射复合的话, 与本征条件的任何偏离都只会使寿命降低。

根据以上这些事实——寿命与温度的依賴关系、室温时寿命的絕對值以及掺杂对寿命的影响等——可以肯定說: 在室温附近, 在 InSb 中起主要作用的载流子复合过程是帶間碰撞复合过程而不是帶間輻射复合过程。

六、低溫区的载流子复合过程

从图 3 可以看到, 当温度下降时, 载流子寿命偏离帶間碰撞复合的寿命值, 而出現随 $1/T$ 的增加而迅速下降的温度依賴关系。这显然是由于通过复合中心的复合过程起主要作用所致。当温度繼續下降时, p 型样品中的电子与空穴的寿命发生分歧。在更低温度下, 电子寿命远小于空穴寿命, 这显然是少数载流子 (电子) 落入陷阱的结果。已經有作者^[4,5]指出, 在 200°K 以下的整个温度范围内, InSb 的寿命与温度的关系不能仅用一种复合中心来解释。因此我們采用一种复合中心和一种电子陷阱的模型。

我們以 $1P$ 和 $4P$ 两个样品为例, 其寿命与温度的关系画在图 4 及图 5 中, 图中同时画出了这两个样品的霍耳系数曲线。根据载流子浓度計算所得的費密能級随温度的变化画在图 6 中。在此图中, 我們假設在禁帶內有两种局部能級, 其中 E_1 为复合中心, E_2 为絕對的电子陷阱, 即完全不能俘获空穴。其他参数如图所示: ΔE_1 为 E_1 至价帶頂 E_v 的距离, ΔE_2 为 E_2 至导帶底 E_c 的距离, N_1 和 N_2 分别为 E_1 和 E_2 能級的密度, τ_{p_0} 及 τ_{n_0} 代表 E_1 能級俘获空穴及电子的特性参数, 等于俘获系数和能級密度 N_1 的乘积的倒数。

1) Zitter 等的文章给出 $F_1 F_2 = 0.04$, 由于他们引用公式 (本文的 (7) 式) 时, 掉了一个 (m_c/m_v) 因子, 如果把这个因子考虑进去, $F_1 F_2$ 应为 0.35 。

基于图 6 的双能级复合模型, 电子及空穴的寿命可写成^[15]:

$$\tau_n = \frac{\tau_{p_0}(n_0 + n_1) + \tau_{n_0}\left(p_0 + p_1 + \frac{N_1}{1 + p_0/p_1}\right)}{p_0 + n_0\left[1 + \frac{N_2 n_2}{(n_0 + n_2)^2}\right] + \frac{N_1}{\left(1 + \frac{p_1}{p_0}\right)\left(1 + \frac{p_0}{p_1}\right)}}, \quad (9)$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{n_0}(p_0 + p_1)\left[1 + \frac{N_2 n_2}{(n_0 + n_2)^2}\right] + \tau_{p_0}\left\{\frac{N_1}{1 + \frac{n_0}{n_1}} + (n_0 + n_1)\left[1 + \frac{N_2 n_2}{(n_0 + n_2)^2}\right]\right\}}{p_0 + n_0\left[1 + \frac{N_2 n_2}{(n_0 + n_2)^2}\right] + \frac{N_1}{\left(1 + \frac{n_1}{n_0}\right)\left(1 + \frac{n_0}{n_1}\right)}}, \quad (10)$$

式中 n_1 及 p_1 分别代表当费密能级与 E_1 重合时的热平衡电子及空穴密度, n_2 及 p_2 则为费密能级与 E_2 重合时的相应量。

为明显起见, 我们分三个温度区来讨论 p 型样品的情况。

1. 在第 I 温区内, 费密能级 E_f 在 E_1 和 E_2 之上。如果

$$(E_f - E_1) > 4kT,$$

$$(E_f - E_2) > 4kT,$$

则

$$n_0 \gg n_2 \gg n_1, \quad p_1 \gg p_2 \gg p_0,$$

(9) 和 (10) 式简化为

$$\tau_n = \tau_p = \frac{\tau_{p_0} n_0 + \tau_{n_0} p_1}{n_0 + p_0}.$$

这与只有一种复合中心的情形完全一样, 因为我们已经假设 E_2 能级是绝对电子陷阱, 在上述条件下, E_2 能级完全被电子占据, 因此这一能级等于不存在。

假设 E_1 能级为施主型的, $\tau_{p_0} \gg \tau_{n_0}$, 而且足以使 $\tau_{p_0} n_0 \gg \tau_{n_0} p_0$, 则上式变成

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_0}{n_0 + p_0} \tau_{p_0}. \quad (11)$$

即在这一温区内, $\tau_n = \tau_p$, 其最大值为 $\frac{1}{2} \tau_{p_0}$, 随温度的下降而迅速地减小。

从图 6 看到, $1P$ 样品有处于第 I 区的温度范围。若取 $\tau_{p_0} \approx 2 \times 10^{-6}$ 秒, 则按 (11) 式计算所得的结果能很好地与实验值相符合, 如图 4 中的虚线所示。

2. 在第 II 温区内, 费密能级 E_f 位于 E_2 和 E_1 之间。如果 $(E_2 - E_f) > 4kT$, $(E_f - E_1) > 4kT$, E_2 位于禁带的下半部, 则 $p_0 \gg n_0$, $n_2 \gg n_0 \gg n_1$, $p_1 \gg p_0 \gg p_2$, 由于 $p_1 \gg n_0$,

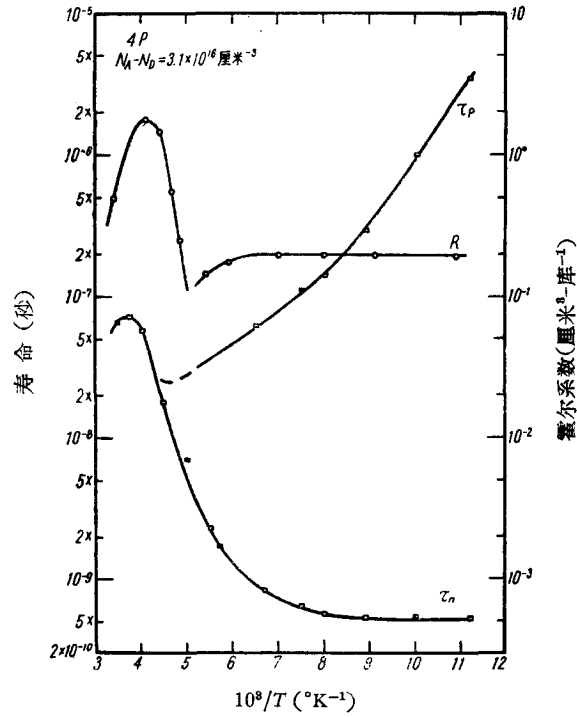


图 5 4P 样品中载流子寿命与温度的关系

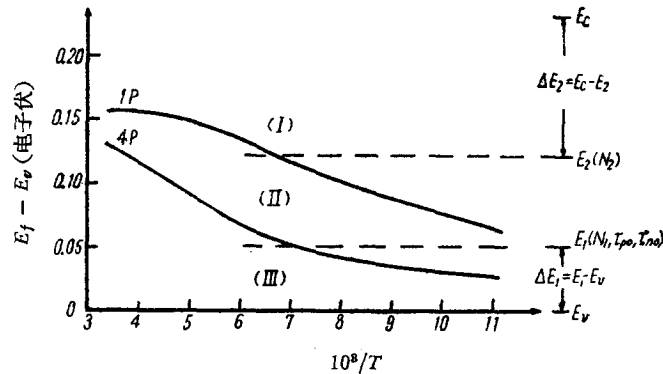


图6 1P及4P样品中费密能级随温度的变化

可以使 $\tau_{p_0} n_0 \ll \tau_{n_0} p_1$, (9)和(10)式可以简化成

$$\tau_n = \tau_{n_0} \frac{p_1}{p_0} = \tau_{n_0} \frac{N_v}{p_0} e^{-\Delta E_1/kT}, \quad (12)$$

$$\tau_p = \tau_{n_0} \frac{p_1 N_2}{p_0 n_2} = \tau_{n_0} \frac{N_2}{p_0} \frac{N_v}{N_c} e^{(\Delta E_2 - \Delta E_1)/kT}, \quad (13)$$

式中 N_v 和 N_c 分别为价带和导带的有效能级密度。(12)及(13)两式表明: 在这一温区内, τ_n 随温度下降而指数式下降, τ_p 则指数式上升。由 $(\ln \tau \sim \frac{1}{T})$ 直线的斜度可以决定 ΔE_1 和 ΔE_2 。

图4中的 τ_n 和 τ_p 明显地具有上述的指数关系。由 $(\ln \tau \sim \frac{1}{T})$ 直线的斜度求得 $\Delta E_1 \approx 0.05\text{eV}$, $\Delta E_2 - \Delta E_1 \approx 0.06\text{eV}$, 即 $\Delta E_2 \approx 0.11\text{eV}$ 。图5中的 τ_n 也有与温度成指数关系的区域, 由此得到 $\Delta E_1 \approx 0.05\text{eV}$ 。 τ_p 与温度的指数关系则不甚明显。

3. 在第III温区内, 费密能级 E_f 位于 E_1 和 E_2 之下。设 $(E_1 - E_f) > 4kT$, 则 $p_0 \gg n_0$, $n_2 \gg n_1 \gg n_0$, $p_0 \gg p_1 \gg p_2$ 。(9)及(10)式简化为

$$\tau_n = \tau_{n_0}, \quad (14)$$

$$\tau_p = \tau_{n_0} \frac{N_2}{n_2} = \tau_{n_0} \frac{N_2}{N_c} e^{\Delta E_2/kT}, \quad (15)$$

即在这一温区内, $\tau_n = \tau_{n_0}$, 不随温度变化。 τ_p 则随温度的下降而指数式地增加, 从 $(\ln \tau_p \sim \frac{1}{T})$ 直线的斜度可求得 ΔE_2 。

1P样品没有到达第三温区, 4P样品在低温下处于第三温区。从图5看到, $\tau_{n_0} \approx 5 \times 10^{-10}$ 秒。按(15)式求得 $\Delta E_2 \approx 0.10\text{eV}$, 这与由1P样品所得的 0.11eV 相近。

由(15)及(13)式可以估计 N_2 , 约为 10^{14}cm^{-3} 。由1P样品在液氮温度区的霍耳系数与温度的关系, 估计 N_1 约为 10^{14}cm^{-3} 。

若测量的温度足够低, 则所有的样品都能达到第III温区的条件。如果所有的样品的复合中心的性质相同, 则根据(14)式, 它们的 τ_n 都应趋于同一数值。图3显示了这一趋向, 因此可以认为, 实验所用的这些样品都具有大致相同的复合中心。

Zitter 等^[4]得到低温下的 τ_p 与空穴浓度 p_0 成反比的规律。这里所测的几个样品则没有这个规律。这是可以理解的, 因为这里所用的四个 p 型样品实质上分属两种类型, 一类样品的费密能级在液氮时位于第 II 温区, 另一种位于第 III 温区。因此 τ_p 的变化规律不一样(见(13)及(15)式), 不能用同一规律 $\tau_p p_0 = \text{常数}$ 来概括。

至于 n 型样品, 如果它的复合中心及陷阱的性质与 p 型样品中的一样, 那末在整个测量的温度范围内, 费密能级都远在 E_1 及 E_2 之上, 与上述第 I 温区的情形一样, 因而有

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_0}{n_0 + p_0} \tau_{p_0} \quad (11)$$

图 7 画出了 1N 样品的寿命与温度关系。图中虚线即为按照(11)式以 $\tau_{p_0} = 0.9 \times 10^{-6}$ 秒计算所得。可以看到, 计算曲线与实验值相符合(室温附近寿命的下降是带间碰撞复合所引起的)。从这里求得的 τ_{p_0} 与从 p 型样品所求得的 τ_{p_0} 仅有一倍之差。

从以上的分析可知, 用一种复合中心和一种电子陷阱的模型能很好地解释 200°K 以下 InSb 的载流子寿命与温度的关系。由此所得的参数为

$$\begin{aligned} E_1 - E_v &= 0.05 \text{ eV}, \\ \tau_{p_0} &= 2 \times 10^{-6} \text{ sec}, \\ \tau_{n_0} &= 5 \times 10^{-10} \text{ sec}, \\ E_c - E_2 &= 0.11 \text{ eV (为电子陷阱)}, \\ E_1 \text{ 及 } E_2 \text{ 能级密度估计都为 } 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned}$$

范緒筠^[5]等用双重荷电的双复合中心模型解释与本文相似的实验结果, 所

得到的两能级的位置与这里是一样的。这两种模型得到同样的结果是不难理解的。因为这两种模型都用了足够多的参数(每一能级有四个参数), 因此都能很好地凑合实验曲线。双重荷电中心的模型事前假设两个能级的密度相等, 复合中心和陷阱的模型则假设上一能级的空穴俘获几率为零。这两种模型都是用七个参数去凑合实验, 因此能得到相同的能级位置。从目前的实验水平看来, 还无法断定这两个能级是否属于同一缺陷。

刘振虎同志供应这一实验所用的材料, 王家康同志帮助测量, 谨此致谢。

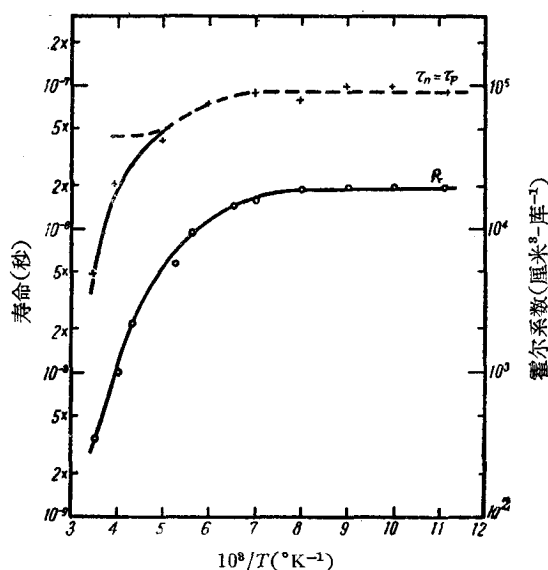


图 7 1N 样品中载流子寿命与温度的关系

参 考 文 献

- [1] Avery, D. G., & Jenkins, D. P., *J. Electronics*, **1** (1955), 145.
- [2] Wertheim, C. K., *Phys. Rev.*, **104** (1956), 662.
- [3] Галаванов, В. В., Каргузова, И. А. и Наследов, Д. Н., *ФТТ*, **3** (1961), 2973.
- [4] Zitter, R. N., Strauss, A. J. and Attard, A. E., *Phys. Rev.*, **115** (1959), 266.
- [5] Laff, R. A. & Fan, H. Y. (范緒筠), *Phys. Rev.*, **121** (1961), 53.
- [6] Наследов, Д. Н. и Сметанникова, Ю. С., *ФТТ*, **4** (1962), 110.
- [7] Kurnick, S. W., & Zitter, R. N., *J. Appl. Phys.*, **27** (1956), 278; 或红外光电探测器及其材料, 230 页

- (科学出版社, 1960)。
- [8] 黄启圣、吴自强、田种运, 物理学报, **20** (1964), 421.
- [9] 海尔逊等, III—V 族化合物半导体, 第 6 章 (上海科学技术出版社, 1963)。
- [10] Tauc, J., *J. Phys. Chem. Solids*, **8** (1959), 219.
- [11] Curningham, R. W., *Rev. Sci. Instr.*, **34** (1963), 83.
- [12] 参考 Blakemore, J., *Semiconductor Statistics*, 第 6 章 (1962)。
- [13] 同上, 第 5 章。
- [14] Fischer, H. and von Thueua, P., *Appl. Optics*, **1** (1962), 373.
- [15] Грияберг, А. А., Парицкий, Л. Г. и Рывкин, С. М., *ФТТ*, **2** (1960), 1545.

RECOMBINATION PROCESSES OF CARRIERS IN INDIUM ANTIMONIDE

HUANG CHII-SHENG TANG TING-YUAN

ABSTRACT

The carrier lifetimes of *p*-type and *n*-type InSb are measured by the stationary photoconductive and photoelectromagnetic method in the temperature range 85—290°K. The carrier lifetimes of all intrinsic samples tend to the same value as the temperature increases toward the room temperature. It is 3×10^{-8} sec at 290°K. From the absolute value and temperature dependence of the lifetime and the influence of the doping, it is concluded that the carrier lifetime in InSb around the room temperature is controlled by the band to band impact recombination.

Below 200°K, the lifetimes of majority and minority carriers in *p*-type InSb are different in magnitude and temperature dependence. It can well be explained by assuming the existence of a set of electron traps at 0.11 eV below the conduction band in conjunction with a set of recombination centres at 0.05 eV above the valence band.