

80—500°K 間 InSb 的电导率、霍尔 效应及磁阻效应*

黃啓圣 吳自強 田种运

提 要

文中报导了 80—500°K 間 n 型及 p 型 InSb 的电导率、霍尔系数及磁阻效应的测量, 所用样品的杂质含量(补偿后)为 4×10^{13} — 7×10^{17} cm^{-3} .

由結果的分析得出 InSb 的本征载流子浓度、禁带宽度及电子迁移率等数值。討論了电子的散射机构以及强磁场下磁阻与磁场强度成一次方正比关系的可能原因。

InSb 中电子的有效质量很小、迁移率极高, 因而与磁场有关的效应特别显著。例如, 室温下 InSb 的电子迁移率比 Ge 高約二十倍, 达 $78,000 \text{cm}^2/\text{v} \cdot \text{sec}$, 与磁场一次方成比例的霍尔效应大二十倍, 与磁场二次方成比例的磁阻效应則約大四百倍。对于 InSb, 达到强场条件所需要的外加磁场仅約数百高斯(G), 一台不大的电磁鉄就已够用, 而对 Ge, 至少要大于 20,000 G。InSb 可能是半导体中最便于观察电流磁效应的一种材料。

本文报导了 80—500°K 間 InSb 的电导率、霍尔系数及磁阻效应的测量, 获得的結果有助于对 InSb 半导体的电学性质的了解, 大部分結果与文献上見到的报导^[1]相近。

一、样品制备及測量方法

样品是从經過区熔提純的 InSb 錠上切割下来的平行六面体, 尺寸約为 $8 \times 2 \times 1 \text{mm}$, 多数是多晶, 含有两三个或更多个单晶。經過多次提純, 殘留于錠中的外来杂质, 其分凝系数大多接近于 1, 受主及施主杂质分別較多地凝集在錠首及錠末, 而沿錠长方向有一定的杂质分布。我們沿錠长各处切割, 得到不同杂质含量的 n 型及 p 型样品, 由霍尔系数求出 80°K 下样品的载流子浓度为 4×10^{13} — 7×10^{17} cm^{-3} 。为降低样品中杂质分布的不均匀性, 切割样品时, 其长度方向在与錠长垂直的截面內。样品經過研磨, 并用苯或丙酮清洗后, 鍍上以 In 为鍍物的电极。由电极引出細銅綫进行測量。从样品的伏-安特性測量, 証明电极及样品間具有良好的欧姆接触。实验样品的形状及电极分布如图 1 所示。

图中 aa' 为电流电极, bb' , cc' , dd' 分別为測量电导、霍尔电压及样品电流的接头。 R_0 为标准电阻, 20°C 时为 0.1Ω , R_B 为供电位平衡調节用的滑动电阻器。图 1(b) 与图 1(a) 稍不同, 样品上只有三个电极, 在电极为良好接触的条件下, 使用图 1(b) 更为簡便, 但測量得到的霍尔电压应乘以 2。

样品放置在处于磁场中的恆温器內, 恆温器的外层貯存液态空气, 利用自然升温, 使

* 1963 年 1 月 25 日收到。

样品温度从接近液态空气温度至室温間变化。室温至 500°K 的测量則由包围样品的小电炉的加热来控制,作 80°K 测量时,通常把样品直接浸入盛滿液态空气的杜瓦瓶中。

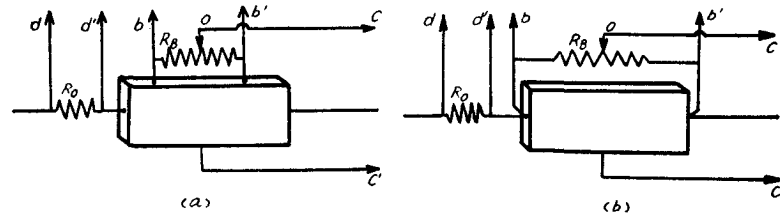


图 1 实验样品的形状及电极分布

利用直流电位补偿的方法测量霍尔电压及电导,所用仪器为 UJ-1 型电位差计及 1070 型多次反射灵敏电流计,测量系统的灵敏度约为 $10 \mu\text{v}$ 。有时改用 Kipp A54 电流计,灵敏度可提高到约 $2 \mu\text{v}$ 。测量霍尔电压时所用磁场为 500G,测量磁阻效应的磁场最大为 8800 G。由于霍尔系数随外加磁场的增大而减小,测量所用的磁场应尽可能低。每次测量霍尔电压时,先调节平衡电阻器 R_B 的滑动头 O ,使 cc' 处于等位面上,但通常仍取四次测量(两次为样品电流正反向,两次为磁场正反向)的平均值作为每一霍尔系数的数据。对于纯度极高的 p 型样品,由于低温下电阻率较大,磁场正反向的霍尔电压相差很大,表现显著的热磁效应,降低样品电流后,即可减小或消除。

二、电导率与霍尔系数

Kane^[2] 从理论计算证明, InSb 具有近似简单能带结构的性质:在 K 空间,导带底的等能面是围绕原点的球面;价带三支,价带顶也位于原点。一般情况下,代表轻空穴的第二支能带及由于自旋-轨道分裂而具有更低能值的第三支能带不起作用。回旋共振、光吸收及磁阻测量等实验证实了这一理论模型。

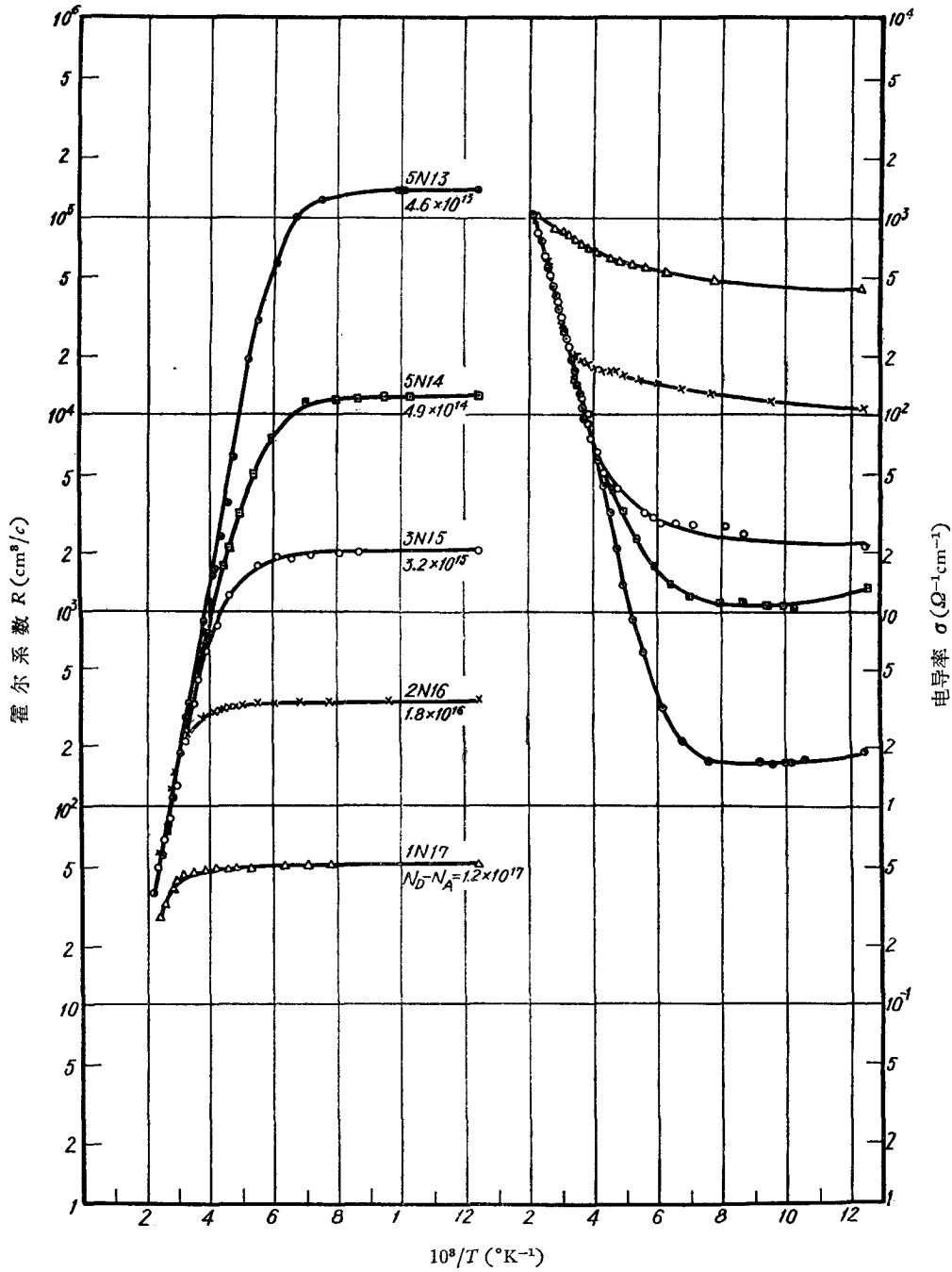
基于上述简单能带结构及非简并条件,同时计入电子及空穴参加导电的霍尔系数 R (当外加磁场接近于零时)及电导率 σ 为:

$$R = -\gamma \frac{nb^2 - p}{e(nb + p)^2}, \quad (1)$$

$$\sigma = e \mu_p (nb + p), \quad (2)$$

其中 n 及 p 分别为样品中电子及空穴的浓度; $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ 为电子迁移率与空穴迁移率之比; $\gamma = \frac{\mu_n}{\mu}$ 为一代表霍尔迁移率与电导迁移率之比的系数,其数值主要由载流子的散射机构决定。在本文第四节中将见到,对电子迁移率起主要作用的因素是点阵的光学支振动及电子-空穴散射。基于这种散射, Ehrenreich^[3] 计算了 InSb 的霍尔系数,证明在 200—500°K 間, γ 在 1.07 至 1.04 間随温度变化,室温 300°K 时最小,为 1.01。由于 γ 与 1 相差不多,在本文的有关计算中,我们简单地取 γ 为 1。在低温时,这种简化引入的误差较大,可能达百分之几十。

图 2 及图 3 表示测量得到的 n 型及 p 型样品的霍尔系数、电导率与温度的关系,从图中可以明显地区分样品的杂质导电,本征导电及由杂质导电向本征导电过渡的温度区域,

图2 n -InSb 的霍尔系数、电导率与温度的关系

并可由(1)及(2)式得到解释。

对于 n 型样品,在任何温度下, $n > p$, 由于 $b \gg 1$ (例如比较 80°K 下样品 $2n16$ 及 $2p16$ 的电导率,因为 $n \approx p$, 可以得到 $b \approx \sigma_{2n16}/\sigma_{2p16} \approx 27$)。 (1), (2) 两式可简化为

$$n \text{ 型: } R = -\frac{1}{ne}, \quad (3)$$

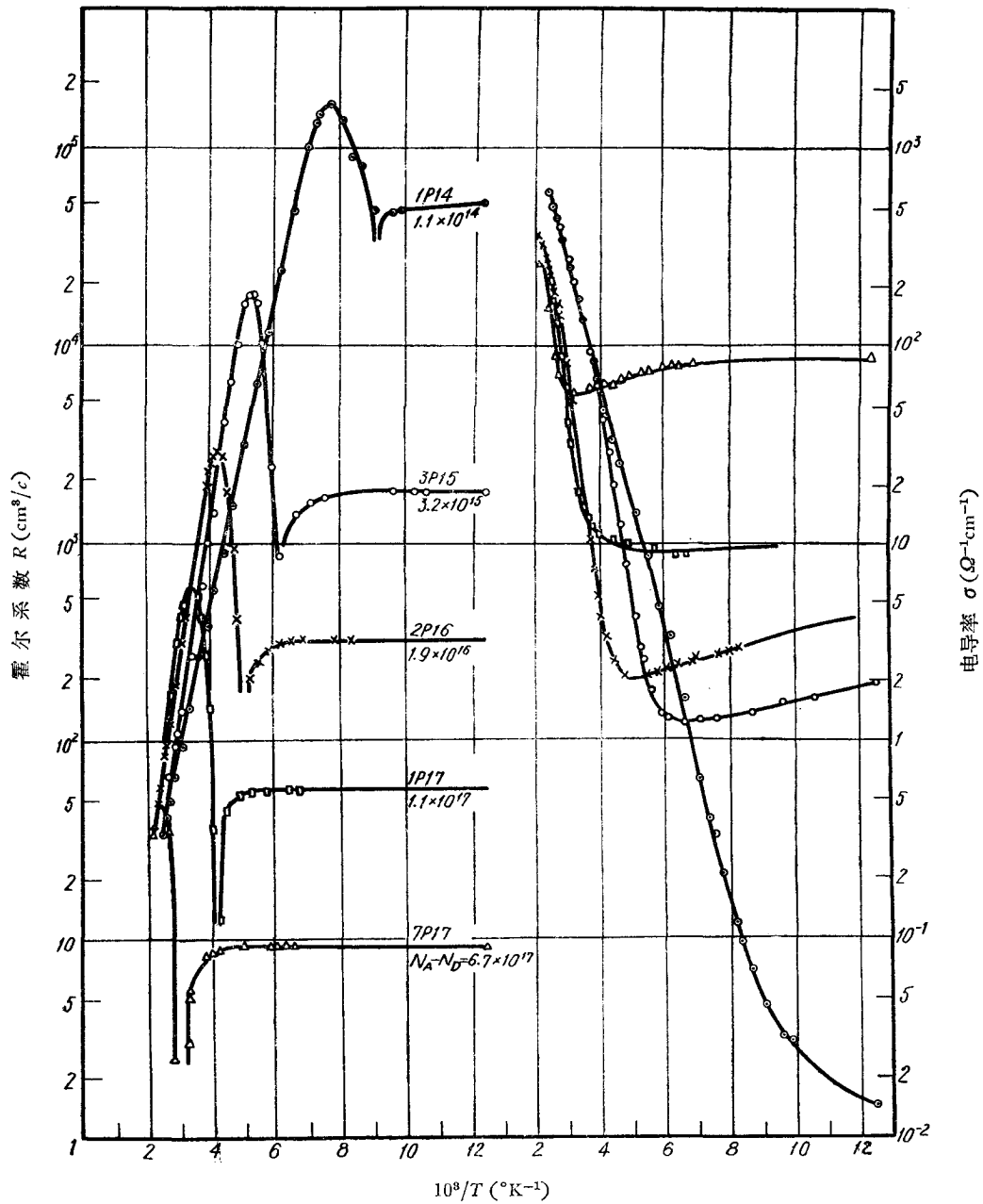


图3 p-InSb 的霍尔系数、电导率与温度的关系

$$\sigma = ne\mu_n; \tag{4}$$

n 型杂质区:
$$R_{ex} = -\frac{1}{(N_D - N_A)e}, \tag{3'}$$

$$\sigma_{ex} = (N_D - N_A)e\mu_n. \tag{4'}$$

图2从80°K开始,全部电子来自施主杂质,在这一温度区域,霍尔系数不随温度变化,表示施主电离能很小,杂质能级上的电子全部电离,导带电子浓度即为施主与受主杂

质浓度之差 $n = N_D - N_A$ 。随着温度继续上升,从价带激发出来的电子及空穴增多,霍尔系数表现为随温度上升而连续减小,对大多数样品,温度大于 250°K 后霍尔系数趋于同一渐近线,样品进入本征导电区。 n 型样品的电导率随温度的变化几乎是霍尔系数的镜像曲线,但稍为复杂一些,由(4)式看出,除了电子随温度变化外,电子迁移率也是温度的函数,在本征导电区随温度的上升而减小。

p 型样品的霍尔系数及电导率的温度曲线较为复杂。从图3中看出,在杂质导电区,空穴全部来自受主杂质,霍尔系数及电导率可写为

$$p \text{ 型杂质区: } R_{ex} = \frac{1}{pe} = \frac{1}{(N_A - N_D)e}, \quad (5)$$

$$\sigma_{ex} = pe\mu_p = (N_A - N_D)e\mu_p. \quad (6)$$

温度升高后,本征激发的电子空穴增多,当温度上升使 $n = p/b^2$ 时,霍尔系数趋于零值。以后,温度升高,霍尔系数反号,其绝对值增大,当电子浓度 $n = p/b$ 时,霍尔系数达到负值极大(图3中仅表出霍尔系数的绝对值)。温度继续升高后,不同样品的霍尔系数以不同斜率趋于同一数值,样品进入本征导电区,由于此时 $n \approx p$, $b \gg 1$,霍尔系数及电导率主要由电子决定,而与 n 型样品几乎相同。在杂质区,空穴迁移率远较电子迁移率小,电导率较低。从杂质区过渡到本征区,由于电子参与导电,电导率比较迅速地上升。

我们见到,在过渡区, p 型样品的霍尔系数及电导率的温度曲线总较 n 型样品更为峻陡,例如,由 p 型 $1p17$ 样品的 $\ln R \sim \frac{1}{T}$ 或 $\ln \sigma \sim \frac{1}{T}$ 曲线斜率,如仍按通常的方法 $R \propto e^{\Delta E/2kT}$ 或 $\sigma \propto e^{-\Delta E/2kT}$, 则求得的禁带宽度 ΔE 将比由 n 型样品求出的约大两倍,达 0.52 eV 。这是由于迁移率比很大而引起的。我们可作如下估计:在过渡区,一部分空穴由本征激发而来,但多数仍来自杂质, $p \approx N_A - N_D$, 电子浓度虽较空穴小 $n < p$, 由于 $b \gg 1$, 仍有 $nb^2 \gg p$, 由(1)式,此时样品的霍尔系数为 $R \simeq -\frac{1}{ne}$, 主要由电子(少数载流子)浓度决定,由 $np = N_i^2 \propto e^{-\Delta E/kT}$ 得到 $n = \frac{N_i^2}{p} \simeq \frac{N_i^2}{N_A - N_D} \propto e^{-\Delta E/kT}$, 因而 $R \approx -\frac{1}{ne} \propto e^{\Delta E/kT}$, 因此 $\ln R \sim \frac{1}{T}$ 曲线斜率几乎为通常的两倍。

由 p 型样品的霍尔系数的极大值 R_{\max} 与杂质区的霍尔系数 R_{ex} 之比的关系式(设迁移率比 b 不随温度变化):

$$\frac{R_{\max}}{R_{ex}} = \frac{b^2 - 1}{4b} \quad (7)$$

可求出样品的迁移率比。对 $3p15$, $3p16$, $3p17$ 样品, b 约为 40; 而对 $1p14$, $b = 14$; $7p17$, $b = 20$ 。因而实际上, b 与温度及样品的杂质含量有关。由(7)式决定的 b 值仅对具体样品,并在霍尔系数极大点的温度才有效。

三、本征载流子浓度

对纯度较高的 n 型样品, $T > 250^\circ\text{K}$ 下,样品已进入本征导电区。霍尔系数及电导率可由(3),(4)两式表示。由(3)式求出电子浓度 n , 并由电中性条件 $p = n - (N_D - N_A)$ 求出空穴浓度。对于各向同性的能带,当低于简并温度时(文献[1]由电导及霍尔测量,证

明温度高于 500°K 时,才发生明显的简并), 由 n 及 p 可求出本征载流子浓度 n_i :

$$np = n_i^2 = 4 \left(\frac{2\pi K T}{h^2} \right)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2} e^{-\Delta E(T)/kT}, \quad (8)$$

式中 m_n^* , m_p^* 各代表电子及空穴的有效质量, $\Delta E(T)$ 为禁带宽度.

由 5n 13 及 5n 14 样品计算的结果如图 4 所示. 由图中得到, 室温 290°K 下, $n_i = 1.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. 由 $\ln n_i^2/T^3 \sim 1/T$ 曲线的斜率, 并设 $\Delta E(T) = \Delta E(0) + \beta T$, 求得 0°K 下样品的禁带宽度 $\Delta E(0) = 0.26 \text{eV}$, 由曲线的纵轴截距, 并代入禁带温度系数 $\beta = 3.3 \times 10^{-4} \text{eV}/^\circ\text{C}^{[4]}$ 求得 $m_n^* m_p^* = 0.0072 m_0$, 代入导带底电子有效质量 $m_n^* = 0.013 m_0^{[5]}$, 求出空穴的有效质量 $m_p^* = 0.55 m_0$.

由样品的电导率及电子迁移率的数据, 也可决定本征载流子浓度, 得到相同的结果.

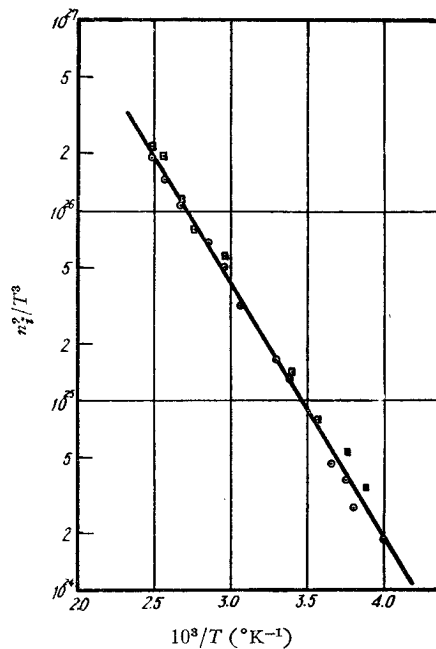


图 4 n_i^2/T^3 与温度的关系

四、电子迁移率

由 n 型样品的霍尔系数与电导率的乘积, 即由(3), (4)两式相乘, 得到电子的 (霍尔) 迁移率, 其结果表示在图 5 及图 6 中. 由图 5 看到, 对于杂质含量较少的样品如 5n 13, 5n 14, 当温度 $T > 200^\circ\text{K}$ 时, 电子迁移率几乎相同, 并与温度成 $T^{-1.7}$ 关系, 室温 290°K

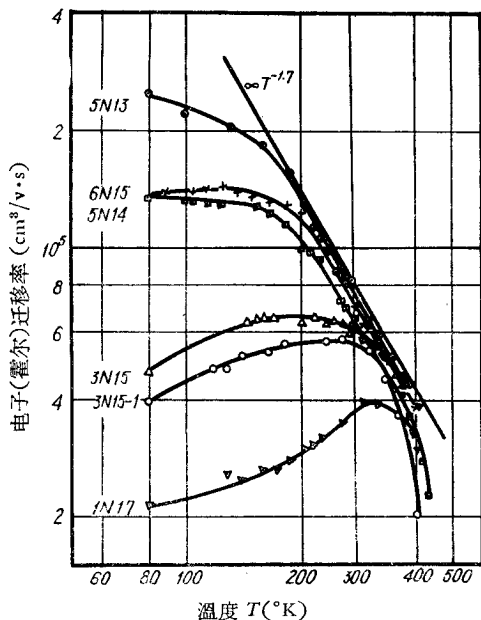


图 5 电子(霍尔)迁移率与温度的关系

时, 最大达 $70,000 \text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{sec}$. Ehrenreich^[3] 理论计算的结果与此相近; 在他的理论中, 假设电子的散射机构为点阵的光学支振动 (并考虑电子的屏蔽作用) 及电子-空穴散射. 并证明由声学支振动决定的电子迁移率比实验值高一至两个数量级. 因而可以认为, 对电子的本征迁移率起决定作用的是点阵的光学支振动及电子-空穴散射. 由于 InSb 中包含原子价不同的两种原子 In 及 Sb, 原子键联中出现离子键部分, 因而可能出现对电子的散射较强的光学支振动. 点阵的较强的极化振动在 InSb 的红外吸收及反射光谱中得到证实^[6].

在低温区, 电子迁移率随样品的杂质含量的不同存在很大差异, 它与温度的关系曲线趋于平直 (如 5n 13, 5n 14 样品) 或随温

度的下降而降低(如 $3n\ 15$, $1n\ 17$ 样品), 表现为明显的电离杂质散射. 对杂质含量很低的样品, 机械切割样品时引入大量的位错也可能降低低温电子迁移率.

由于各样品中杂质补偿不同, 我们不能由杂质导电区的载流子浓度推知全部杂质浓度或杂质散射中心的浓度. 对迁移率随温度变化关系的分析, 也不能得到确切的数据. 但可能提供粗略的比较, 图 5 中, $3n\ 15$, $3n\ 15-1$ 及 $6n\ 15$ 样品, 80°K 下的载流子浓度 ($N_D - N_A$) 都在 $(3-6) \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ 之间, 但低温区的迁移率曲线却明显地不同, 可以看到, $6n\ 15$ 样品的电子迁移率最高, 因而杂质补偿最低, 而 $3n\ 15-1$ 样品的迁移率最低, 杂质的补偿要高得多.

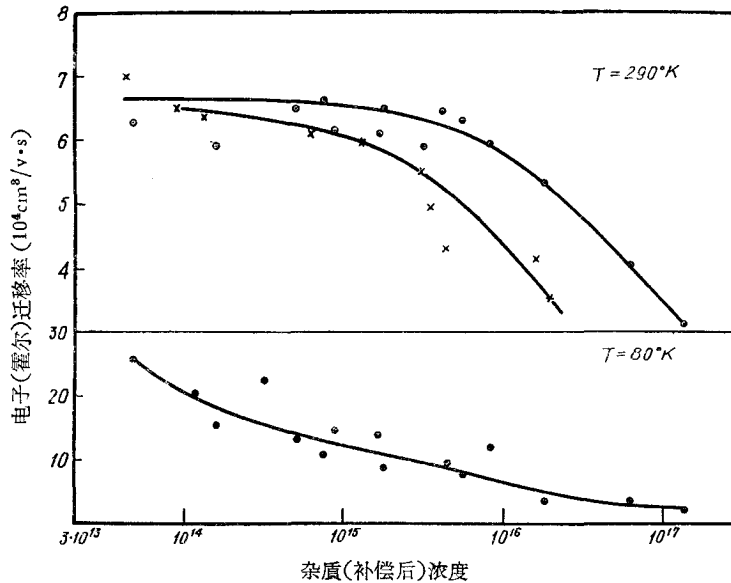


图 6 电子(霍尔)迁移率与杂质浓度的关系
(图中“ \odot ”及“ \times ”分别为 n 型样品及 p 型样品中室温的电子迁移率)

图 6 表示 300°K 及 80°K 下, 电子迁移率与杂质浓度(补偿后)的关系. 对杂质含量小于 $10^{15}-10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ 的样品, 室温电子迁移率具有相同的数值, 表示杂质散射的影响极小. 杂质含量大于 $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ 后, 电子迁移率才随杂质浓度的增加而减少. 相同的杂质含量下, p 型样品中的电子迁移率明显地较 n 型的小(图 6 中打“ \times ”号者), 这可能是电子-空穴散射所引起的, 因为 p 型样品中空穴较多, 对电子的散射作用可较大. 温度降低至 80°K 附近, 点阵光学支振动及电子-空穴散射作用减弱, 电子迁移率更强烈地依赖于杂质散射, 在所用品的杂质含量 $4 \times 10^{13}-10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ 范围内, 电子迁移率总是随杂质含量的增加而减少.

五、横向磁阻与磁场强度的关系

图 7 表示 120°K 下 n 型样品的横向磁阻 $\Delta\rho/\rho_0$ 与外加磁场强度 H 的关系, 弱磁场下(对样品 $5n\ 13\ H < 300\ \text{G}$; $5n\ 14, H < 400\ \text{G}$; $1n\ 17, H < 3500\ \text{G}$), 磁阻与磁场的二次方成比例, 继续增加磁场强度, 磁阻显著地偏离二次方关系, 变成与磁场的一次方成比例.

这与磁阻的一般理論不完全符合。Bate^[7]等在 *n* 型 InSb 中观察到类似的现象。

关于一种载流子横向磁阻效应的一般理論証明(对各向同性能带及非简并条件),弱磁場条件下 ($\mu H < 10^8$, μ 以 $\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{sec}$ 为单位, H 以 G 为单位), 横向磁阻有如下关系:

$$\Delta\rho/\rho_0 = \xi \mu^2 H^2, \quad (9)$$

其中 ξ 为一系数, 与载流子的散射机构密切相关, 对于点陣的声学支散射, $\xi = 0.38 \times 10^{-16}$, 对于杂质散射, $\xi = 2.2 \times 10^{-16}$. 强場条件下 ($\mu H \geq 10^8$), 磁阻趋于饱和值, 对于声学散射及杂质散射, $(\Delta\rho/\rho)_{H \rightarrow \infty}$ 分别为 0.13 及 2.4^[8].

弱場条件下, 将磁阻值及电子迁移率的数值(引用第四节的结果)代入(9)式, 可以求出系数 ξ , 对 5n 13 及 5n 14 样品, 分别为 0.56×10^{-16} 及 0.47×10^{-16} . 这与点陣的声学支散射的理論结果相近. 但如第四节所述, InSb 中主要是光学支振动的散射及杂质散射, 就我們所知, 基于这种散射的磁阻理論尚未得到很好的研究, 因而还不可能由測量结果看出对载流子散射的机构来.

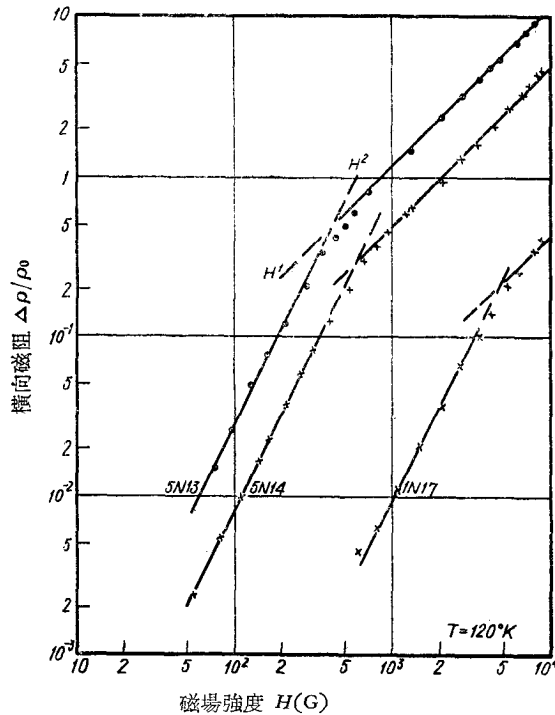


图7 *n*-InSb 的横向磁阻与磁场的关系

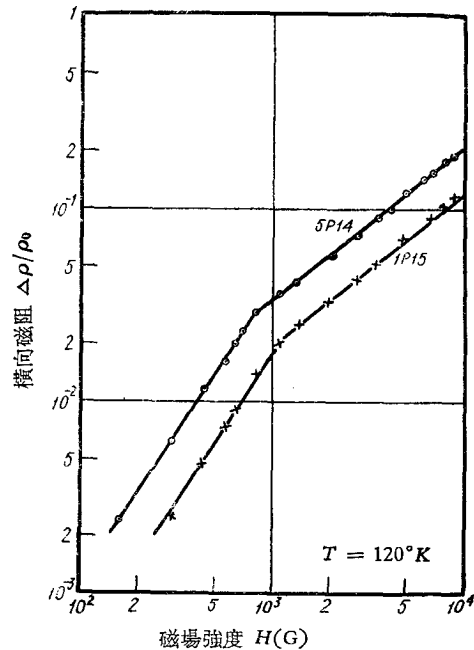


图8 *p*-InSb 的横向磁阻与磁场的关系

强場条件下, 磁阻不是趋于饱和值, 而是随磁場直綫地增加, 当磁場为 8800 G 时, 最大磁阻达 $\Delta\rho/\rho_0 \approx 10$ (对 5n 13 样品), 比一般理論的飽和值高得多.

Adams 等^[9]計算了强場条件下 ($\omega\tau \gg 1$ 或 $\mu H \gg 1$) 朗道分裂能級的影响, 当朗道能級的分裂大于导带电子的平均热能, 即 $h\omega \gg kT$ 时 ($\omega = \frac{eH}{m_n^*c}$ 为电子迴旋角頻率), 横向磁阻并不趋于飽和, 如計入点陣的光学支散射及非简并条件, 横向磁阻与外加磁場可有一次方的关系. 但是, 比較实验所用的样品 5n 13, 5n 14 及温度为 120°K 时, 满足这一条件的磁場至少需要大于 12,000G, 因而在我們的实验里量子效应的影响不应存在. 值得

指出的是, $5n13$, $5n14$ 及 $1n17$ 样品, 在 $T = 120^\circ\text{K}$ 时, 分别处于非简并及简并状态, 而磁阻却遵从相似的磁场关系。

Bate 及 Beer 等^[10]指出, 这一现象可能与样品中杂质分布的不均匀性有关; 在假设样品中杂质分布为指数函数或样品的两边具有不同杂质浓度的分布条件下, 计算得到的横向磁阻, 在强磁场下并不趋于饱和, 其具体形状与外加磁场的方向、测量电极的位置等密切相关。他们同时指出, 测量磁场的均匀性, 电极的不良接触及表面电导, 都可能导致相似的现象。而这些因素在实验中极易遇到, 例如杂质沿锭长的分布及杂质分凝系数的各向异性^[11], 都能引起样品中杂质分布的不均匀。

在 p 型样品中, 也发现类似的现象, 如图 8 所示, 甚至在弱场 ($\mu H < 10^8$) 下, 磁阻就过早地从 $H^{-1.7}$ 偏离为 $H^{-0.85}$ 关系。如按(9)式由声学散射计算得到的空穴迁移率, 则比由霍尔及电导测量得到的数值约大 10 倍。有人认为这可能是部分轻空穴参与导电引起的。

总之, 对于高迁移率的半导体, 除了材料的能带结构, 载流子散射机构及统计学条件等对磁阻效应产生影响外, 测量条件的不同, 如样品的几何形状, 杂质分布, 电极接触等等都将起很大作用, 在实验过程及对结果的分析中, 必须小心地加以区别这些影响^[12]。

六、磁阻随温度的变化

弱磁场下, 横向磁阻随温度的变化如图 9 及图 10 所示。对 n 型样品, 80°K 附近的磁阻因样品的杂质含量不同差异甚大。在室温附近, 不同样品的磁阻趋于接近相等的数值。与图 5 比较, 磁阻随温度的变化曲线与样品电子迁移率的温度曲线颇为相似, 这是可以预料的: n 型样品中, 主要是电子对电导才有贡献, 因而磁阻主要由电子迁移率来决定。

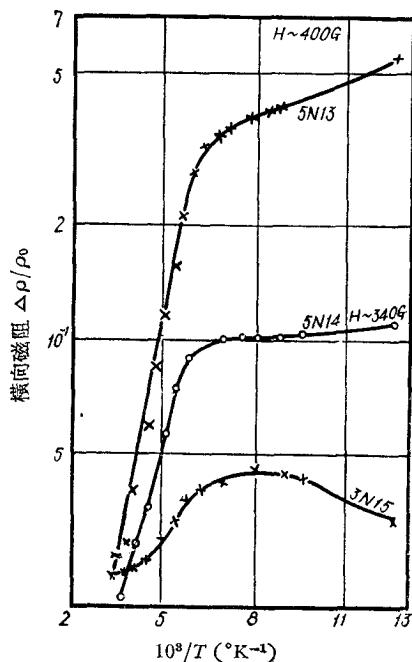


图 9 n -InSb 的横向磁阻与温度的关系

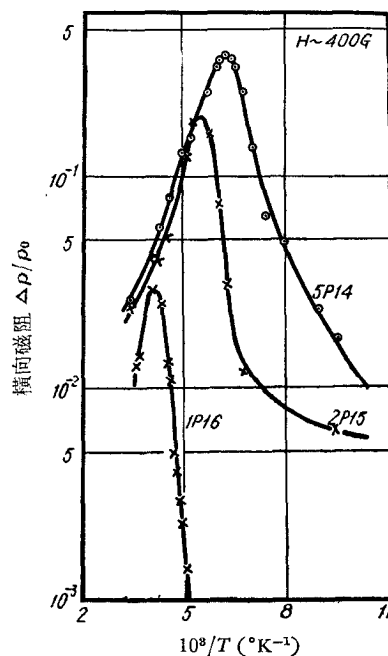


图 10 p -InSb 的横向磁阻与温度的关系

p 型样品的磁阻随温度的变化较为复杂, 不同温度区, 必须分别或同时计入空穴及电子对电导的贡献。80°K 附近, 载流子是空穴, 空穴的迁移率甚低 (約在 10^3 — 10^4 cm²/v·sec 間), 因而磁阻效应较小。接近室温, 样品进入本征导电区, 对电导的贡献主要是电子, 磁阻由电子迁移率决定, 因而在本征导电区, 所有 *n* 型及 *p* 型的磁阻均随温度上升而减小, 最后趋于互相接近的数值。在杂质导电向本征导电过渡的温度区内, 空穴及电子同时对电导有贡献, 电子的出现将补偿由空穴建立的霍尔电场, 使磁阻增大, 在霍尔电场趋于零值附近, 磁阻达到极大值。仔细的计算证明^[13], *p* 型磁阻的极大值位于霍尔系数极大值附近, 比較图10及图 3, 可以看到, 实验与理论分析相符合。

七、小 結

对 80—500°K 間 *n* 型及 *p* 型 InSb 的电导率、霍尔系数及磁阻效应进行了测量, 所用样品的杂质(补偿后)含量为 4×10^{15} — 7×10^{17} cm⁻³。

(1) 由霍尔系数及电导率对温度的关系的分析, 可区分样品的杂质导电, 本征导电及由杂质导电向本征导电过渡的温度区域; 决定本征载流子浓度, 室温 290°K 下为 1.5×10^{16} cm⁻³; 禁带宽度 (0°K) 为 0.26 eV; 电子及空穴的有效质量的乘积为 $0.0072 m_0$ 。

(2) 由霍尔系数及电导率的乘积决定电子的(霍尔)迁移率, 室温最大达 70,000 cm²/v·sec, 80°K 下达 250,000 cm²/v·sec。在本征导电区, 电子迁移率与温度成 $T^{-1.7}$ 关系, 可认为是点阵光学支振动及电子-空穴散射的结果, 在低温区, 电离杂质散射作用相当显著。

(3) 横向磁阻随磁场的变化从弱场的二次方过渡到强场下的一次方关系, 这一现象, 可能与样品中杂质分布的不均匀性及测量条件有关, 但还不能有确切的解释。

(4) 磁阻随温度的变化可由不同温度范围下电子及空穴对电导的贡献及其迁移率的差异得到解释。

本工作是在湯定元先生指导下进行的, 实验样品是刘振虎同志供給的, 陶世端同志帮助部分测量工作, 在此一并致謝。

参 考 文 献

- [1] Madelung, O. und Weiss, H., *Z. Naturforsch.*, **9a** (1954), 527; Hrostowski, H. J. et al., *Phys. Rev.*, **100** (1955), 1672; Frederikse, H. P. R. and Hosler, W. R., *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1136; **108** (1957), 1146. Волокобинская, Н. И. Галаванов, В. В. Наследов, Д. Н., Вопросы металлургии и физика полупроводников (1961), 55.
- [2] Kane, E. O., *J. Phys. Chem. Solids*, **1** (1957), 249.
- [3] Ehrenreich, H. J., *J. Phys. Chem. Solids*, **9** (1959), 129.
- [4] Moss, T. S., "Optical Properties of Semiconductors" (1959), 230.
- [5] Dresselhaus, G. et al., *Phys. Rev.*, **98** (1955), 556.
- [6] Spitzer, W. G. and Fan, H. Y., *Phys. Rev.*, **99** (1955), 1893.
- [7] Bate, R. T. et al., *J. Phys. Chem. Solids*, **9** (1959), 119.
- [8] Smith, R. A., "Semiconductors", 第5章 (1959).
- [9] Adams, E. N. and Holstein, T. D., *J. Phys. Chem. Solids*, **10** (1959), 254.
- [10] Bate, R. T. et al., *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 800; **32** (1961), 806.
- [11] Hulme, K. F. and Mullin, J. B., *Solid-State Electronics*, **5** (1962), 211.
- [12] Beer, A. C., *J. Appl. Phys. (Suppl.)*, **32** (1961), 2107.
- [13] Weiss, H. and Welker, H., *Z. Physik*, **138** (1954), 332.

ELECTRICAL CONDUCTIVITY, HALL EFFECT AND MAGNETO-RESISTANCE EFFECT OF InSb UNDER TEMPERATURES 80—500°K

HUANG CHII-SHENG WU CZU-CHIANG TIAN ZHUNG-IN

ABSTRACT

The electrical conductivity, Hall coefficient, and magneto-resistance effect of *n* and *p* type InSb under temperatures 80—500°K have been measured, the impurity concentrations (after compensation) of samples varying in the range of 4×10^{13} — 7×10^{17} cm⁻³.

From results of measurement, values of intrinsic carrier concentrations, energy gap, and electron mobilities are presented. The scattering mechanisms for the electrons and the probable causes for the fact that the magneto-resistance is linearly field-dependent in large magnetic fields are discussed.