

# n-InSb 的纵向磁阻振荡

傅柔励 郑国珍 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所)

1982年4月17日收到

## 提 要

在测量磁阻振荡的直流法中,加一级差分放大,可显著提高分辨振荡峰的本领,因而可以用较低的磁场研究电子浓度为 $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 数量级的n-InSb的磁阻振荡。这一方法适用于纵向磁阻振荡的研究。在液氮温度到10K的范围内,测量了四个n-InSb样品。从振荡频率得到载流子浓度,与霍尔效应的结果相符。从振荡峰的幅度-温度关系得到导带底的电子有效质量 $m^* = 0.0137m_0$ 。从振荡峰与温度及外加电场的变化关系中,可求得样品的Dingle温度及过热电子温度。在4.2K—7.2K温度范围内Dingle温度不变。在实验所用的电场下过热电子温度可达到14K。

## 一、引 论

电阻在强磁场中的振荡现象——苏勃尼科夫-特哈斯效应,是一个研究半导体能带结构的有力工具。特别对窄禁带半导体,由于其电子有效质量小,强磁场条件在一般实验室中很易实现,因而对于典型的窄禁带半导体InSb单晶,就有过不少这一效应的实验工作<sup>[1-11]</sup>。早期工作<sup>[1-2]</sup>确证了这个效应,并弄清楚它与一些实验条件的关系。在比较细致的量子理论<sup>[12]</sup>出现之后,实验工作在磁场强度、测量温度以及样品的电子浓度等方面都有很大的扩充。大多数工作是验证理论,从中求出载流子浓度、电子有效质量和光谱劈裂因子等重要参数。为了获得准确的参数,仔细研究了电子自旋分裂<sup>[4-6,8,9]</sup>,朗道子能带的温度展宽<sup>[8]</sup>和碰撞展宽<sup>[11]</sup>等对磁阻振荡峰位置的影响。

磁阻有横向(电场垂直于磁场)和纵向(电场平行于磁场)两种,振荡现象相似。两种现象都有过充分的研究。虽然很多作者同时报道了横向和纵向的测量结果,但对横向磁阻的分析研究却充分得多。这主要是因为它的振幅要比纵向的高几倍。本文所发展的测量方法更适宜于作纵向磁阻的研究。结果证明:从纵向磁阻的分析研究同样可以获得所需要的参数,而且还具有较简单的物理基础。

## 二、原 理

半导体样品位于磁场中时,垂直于磁场方向的电子运动将量子化,而平行于磁场的运动不受磁场的影响。如果导带是抛物型的,则电子的能量为

$$\varepsilon = \left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (1)$$

其中  $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ , 称为电子的迴旋频率,  $e$  为电子电荷,  $m^*$  为电子有效质量,  $B$  为磁场强度, 假定它指向  $z$  方向.  $N = 0, 1, 2, \dots$  为迴旋运动的量子数. 在 (1) 式中没有考虑电子自旋问题.

导带中的能级原来是连续分布的, 在磁场的作用下, 将分裂成朗道子能带. 能级密度发生周期性变化, 在  $E = \left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c$  的能量处, 能级密度达到最大. 假定导带是高度简并的, 费米能级  $\zeta > \hbar \omega_c$ , 并假定  $\zeta$  与磁场无关(根据实际计算<sup>[13]</sup>, 这一假定对  $N \geq 3$  的情况是适用的), 则随着磁场的加大, 也即  $\hbar \omega_c$  的增大,  $\zeta$  将顺次越过能级密度的最大处. 当  $\zeta$  位于能级密度最大处时, 电子运动所受的散射也最大, 电阻也就最大. 因而样品的电阻随着磁场的增大而发生周期性的变化, 这就是苏勃尼科夫-特哈斯效应 (Shubnikov-de Haas effect) 以下简称 SdH 效应.

SdH 效应的理论在 50 年代末曾得到广泛的研究<sup>[12]</sup>. 由于有横向与纵向两种效应, 再加上所考虑的散射机构不同, 各作者推导出来的理论公式都有差异. 但在周期的大小以及振荡与温度的关系这两个重要方面是一致的. 资料<sup>[12]</sup>总结了这些理论结果. 那里的公式仅适用于抛物型能带. 对于 n-InSb, 必须考虑导带的非抛物型. [14] 的理论表明: 对于球形等能面的非抛物型能带 (InSb 属于这种情况), 只要在适用于抛物型能带的理论公式中用  $F/B$  ( $F$  称为振荡频率、意义见(b)式)代替  $\zeta/\hbar \omega_c$ , 取代后的公式就能适用于非抛物型能带.

对于各向同性的非抛物型能带, 简并化电子、弹性散射和有碰撞加宽的情况, 纵向磁阻 ( $\rho_{\parallel}$ ) 和横向磁阻 ( $\rho_{\perp}$ ) 的振荡部分分别为:

$$\rho_{\parallel} \approx \rho_0 \left\{ 1 + \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos \left( \frac{2\pi F}{B} r - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \quad (2)$$

$$\rho_{\perp} \approx \rho_0 \left\{ 1 + \frac{5}{2} \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos \left( \frac{2\pi F}{B} r - \frac{\pi}{4} \right) + R \right\} \quad (3)$$

$$b_r = \frac{(-1)^r}{\sqrt{r}} \left( \frac{B}{2F} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{r\beta T m'/B}{\sin h(r\beta T m'/B)} e^{-r\beta T_0 m'/B} \quad (4)$$

其中  $\rho_0$  为磁场为零的电阻,  $T$  为样品温度,  $m' = \frac{m^*}{m_0}$ ,  $m_0$  为自由电子的质量,

$$\beta = \frac{2\pi^2 k_B m_0}{\hbar e} = 14.70 \text{ Tesla/K},$$

$k_B$  为玻尔兹曼常数.  $T_D$  为 Dingle 温度, 它代表碰撞加宽的影响.  $R$  是一个比前一项复杂得多的式子. 在实际情况中, 碰撞极为频繁, 以致级数中  $r \geq 2$  的项都可忽略不计, 这时  $R$  也可忽略. 因而这里不把它的式子写出来了.

除掉  $R$  项外, 纵向与横向磁阻的振荡项基本一样. 不过后者的振荡比前者大 2.5 倍, 但这一比值没有得到实验的证明. 在  $\rho-B$  振荡曲线上, 峰的出现发生在

$$\zeta = \left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar e B / m^* \quad N = 0, 1, 2, \dots$$

在  $\zeta$  不随磁场变化的假定下, 相邻两峰所在的磁场的倒数之差

$$\Delta \left( \frac{1}{B} \right) = \frac{1}{B_N} - \frac{1}{B_{N+1}} = \frac{\hbar e}{m^* \zeta} \quad (5)$$

为常数, 称为振荡周期。由(2)或(3)式可看到

$$F = \left[ \Delta \left( \frac{1}{B} \right) \right]^{-1} = \frac{m^*}{\hbar e} \zeta \quad (6)$$

$F$  称为振荡频率。对于简并的非抛物型导带,  $\zeta$  可用电子浓度  $n$  来表示,  $m^*$  是费米能级  $\zeta$  处的电子有效质量, 它也是  $n$  的函数。对于禁带宽度  $\epsilon_g$  远比自旋-轨道分裂小的情况 (InSb 属于这一情况), Kane 模型可以简化, Zawadzki 等<sup>[15]</sup>推导得到:

$$\zeta = \frac{1}{2} \epsilon_g (\sqrt{\Delta} - 1) \quad (7)$$

其中

$$\Delta = 1 + 2\pi^2 \left( \frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \left( \frac{\hbar^2}{m_0^* \epsilon_g} \right) n^{2/3} \quad (8)$$

和

$$m^*(\zeta) = m_0^* \sqrt{\Delta} \quad (9)$$

其中  $m_0^*$  为导带底的电子有效质量。对于电子浓度为  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  的 n-InSb 样品,  $\Delta$  的第二项远小于 1。把  $\sqrt{\Delta}$  用二项式展开, 于是得到  $m^*(\zeta)$  的表示式, 代入 (b) 式得到:

$$F = \frac{\hbar}{2e} (3\pi^2 n)^{1/3} \quad (10)$$

它仅与  $n$  有关。因而从实测的  $F$  就能得到  $n$ 。

虽然说横向与纵向磁阻具有完全相同的频率和振幅-温度关系。但这也是近似的结果。事实上, 横向磁阻的物理机构要比纵向的复杂。纵向磁阻主要来自各朗道子带之间的电子碰撞。对于横向磁阻, 除了子带之间的电子碰撞外, 还有子带内电子间的碰撞, 这就是 (3) 式中  $R$  出现的原因。按照理论<sup>[12]</sup>,  $R$  与前一项有  $\pi/4$  的相差。如果  $R$  不能完全忽略, 它将影响振荡波形, 在用它来确定物理参数时会引进误差。而根据纵向磁阻的振荡曲线来求物理参数时, 这类误差将可避免。

### 三、测量方法

出现磁阻振荡的条件是: (1)  $k_B T \ll \hbar \omega_c$ ; (2)  $\omega_c \tau \gg 1$ , (这一条件等效于  $\mu B \gg 1$ ), 其中  $\tau$  为电子的弛豫时间,  $\mu$  为电子迁移率; (3)  $\zeta > \hbar \omega_c$ 。

我们选用的 n-InSb 单晶样品的电子浓度在  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  数量级, 比一般所用的低。由 (10) 式可知, 其振荡频率也较低, 因而能在较低磁场下观察到振荡, 同时又能满足条件 (3)。选用电子迁移率大的样品, 使条件 (2) 得到满足。在 4.2 K 测量, 条件 (1) 也得到满足。

从单晶锭切割下来的  $10 \times 1 \times 1 (\text{mm})^3$  的正平行六面体样品, 经研磨、抛光、腐蚀和清洗后, 焊上电极, 在 77 K 测量其霍耳系数及电阻率。由此选择合适的样品。表 1 列出经

表 1 测试样品 n-InSb 的主要参数 (77K)

样品号	晶向	电子浓度 $10^{13} \text{ cm}^{-3}$	霍耳迁移率 $\frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$	按 Kane 模型计算的 4.2K 的费米能级 (meV)
I	[112]	6.7	$1.68 \times 10^5$	9.05
II	[112]	5.4	$2.07 \times 10^5$	7.88
III	[110]	3.9	$2.06 \times 10^5$	6.38
IV		8.5	$1.55 \times 10^5$	10.55

过仔细测量的四个样品的主要参数。

表中的电子浓度是从相隔 3mm 的两对霍耳电极测量所得的平均值。各对电极值与平均值的偏差，在前三个样品都小于  $\pm 3\%$ ，第四个样品较大，达到  $\pm 6\%$ 。实验证明：从 77K 到 4.2K 霍耳系数不变，因而上表中的电子浓度就是样品在 4.2K 所具有的电子浓度。最末一项是按 Kane 模型，用  $\epsilon_g = 0.235 \text{ eV}$  计算所得的 4.2K 时的费米能级。

测量在液氮温度下进行。样品架的设计使样品在磁场中的取向可在杜瓦瓶外选取。以样品的霍耳电压为零或极大作为样品是平行或是垂直于磁场的判据。

磁阻的测量一般用直流法或磁场调制法。前者直接记录电阻随磁场的变化，在载流子浓度低时曲线的振荡不明显。后者把磁场调制成分量  $B = B_0 + (\Delta B)_0 \sin \alpha t$  ( $\alpha$  为调制频率， $B_0$  为直流磁场)，当  $B_0 \gg (\Delta B)_0$  时，用相敏检波技术测出  $\frac{d\rho}{dB}$  与  $B$  的关系，从而突出了磁阻的振荡现象。

我们采用直流加差分放大的办法。事实上(2)和(3)式中磁阻随磁场变化的振荡部分，是叠加在也是随磁场变化的背景曲线之上的。对于背景磁阻与磁场的关系，至今尚无合适的理论。但实验表明：它随磁场的变化在纵向情况下要比横向情况下缓慢得多。可以近似地把纵向的背景磁阻当作不随磁场变化的恒定量。用差分电路放大 ( $\rho_B - \rho_0$ ) 可以突出曲线的振荡波形，而不会影响曲线的振荡频率，也不会改变振荡峰的位置与温度的依赖关系。对于横向磁阻，由于其背景磁阻随磁场的变化太大，用差分放大必须分量程进行，容易引进误差。

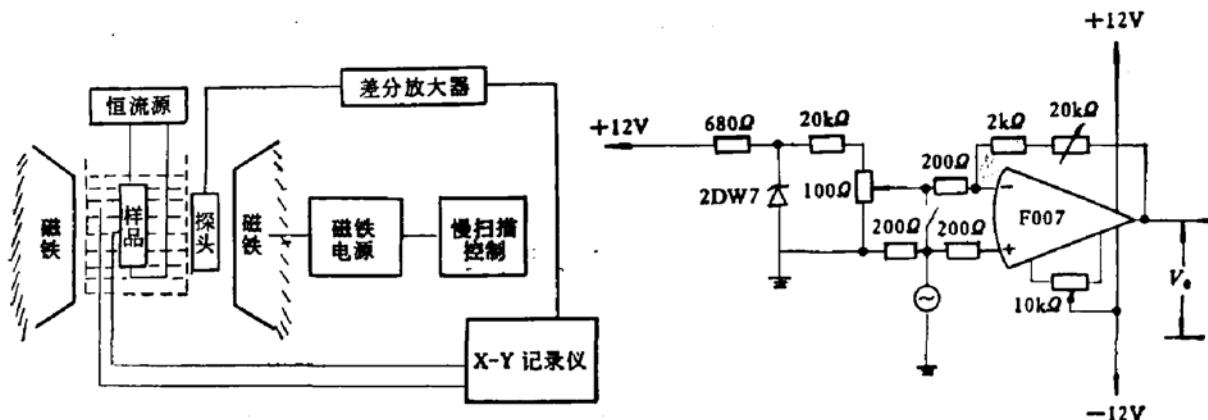


图 1 测量设备方框图

图 2 差分放大器电路

图 1 是测量设备的方框图。图 2 是差分放大器的电路图。电磁铁的磁场变化为

0.02—0.73 Tesla。CT5 高斯计的霍耳探头固定在电磁铁的磁场内，它所得的霍耳电压经放大后输到  $x-y$  记录仪的  $x$  轴。高斯计的读数经核磁共振法定标。

用恒流源使通过样品的电流保持恒定。调节电流使  $B = 0$  时电阻的输出电压  $V_o = 1, 2, 5$  或  $10$  mV，这样容易直接读出磁阻。与磁阻成比例的电压记录在记录仪的  $y$  轴上。

样品放在单层紫铜封套内，此封套完全浸没在冷液中，使样品与冷液之间建立良好的热接触。以尽量降低样品内的温度梯度。测量时，一般取正、反磁场下两次测量的平均值，以消除次级电流磁效应。图 3 是在同一条件下用直流法和加差分放大所得结果的比较。加差分放大器多分辨出二个振荡峰。就是由于这一优越性，使我们能用较低的磁场研究低电子浓度的 SdH 效应。以往作者所用的 n-InSb 样品的自由电子浓度大都在  $10^{16}$ — $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> 范围内。

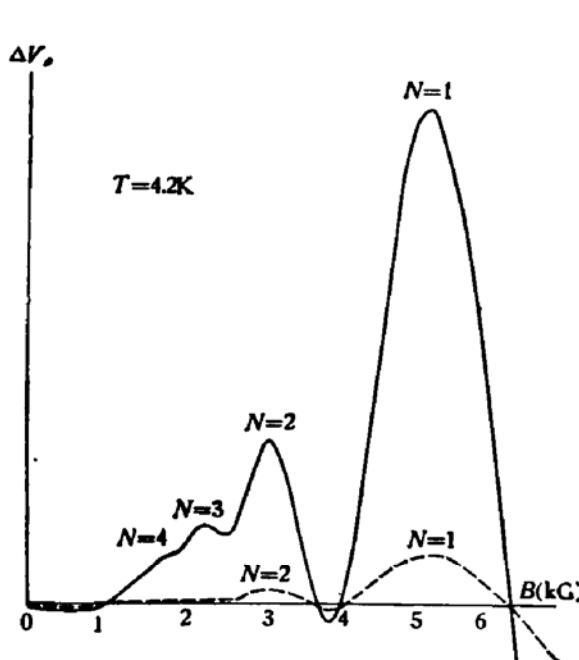


图 3 普通直流法与加差分放大器的直流法，对同一样品，在同一条件下，测量记录描述比较

——代表加差分放大的记录描述  
----代表未加差分放大的记录描述

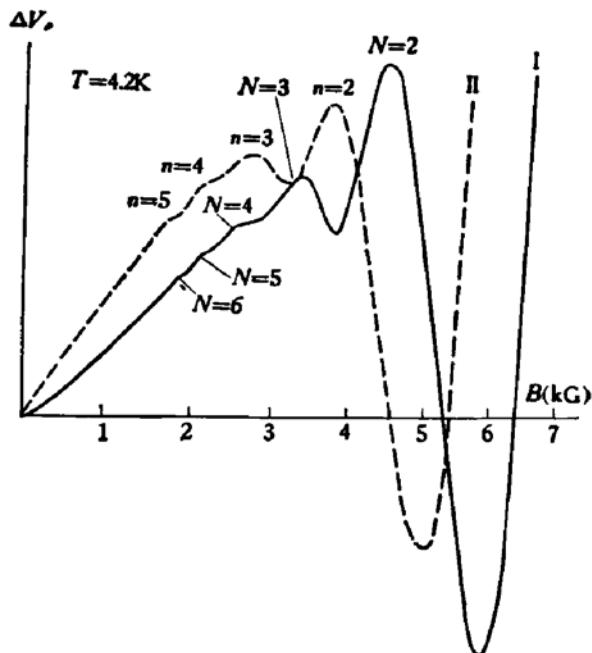


图 4 在液氦温度下，经差分放大后，磁阻的记录描述

——代表样品 I 的  
----代表样品 II 的

#### 四、测 量 结 果

##### (1) 振荡频率与自由电子浓度

图 4 是样品 I 和 II 的纵向磁阻振荡曲线。图中的  $N$  是朗道量子数。表 2 列出四个样品的振荡峰所在磁场的倒数及由此计算所得的振荡频率  $F$ 。用  $F$  的平均值按(10)式计算所得的电子浓度与从霍耳系数得来的电子浓度分别列在最后两行。两者相比，最大差为 16%。而 II、III 两个样品的两个数据符合得很好。

表 2 振荡峰所在磁场的倒数  $\frac{1}{B_N}$  及振荡频率  $F$ 

样品号	朗道能级量 子数 $N$	$\frac{1}{B_N}$ (Tesla) <sup>-1</sup>	频 率 (Tesla)	平均频率 $\bar{F}$ (Tesla)	载流子浓度 cm <sup>-3</sup>	
					由 $\bar{F}$ 算得	由 $R$ 算得
I	$N = 2$	2.19				
	$N = 3$	3.00				
	$N = 4$	3.78	1.28	1.25	$7.9 \times 10^{13}$	$6.7 \times 10^{13}$
	$N = 5$	4.59	1.23			
II	$N = 1$	1.46				
	$N = 2$	2.53				
	$N = 3$	3.55				
	$N = 4$	4.59	0.96	0.96	$5.3 \times 10^{13}$	$5.4 \times 10^{13}$
	$N = 5$	5.62	0.97			
III	$N = 1$	1.91				
	$N = 2$	3.27				
	$N = 3$	4.71	0.69	0.69	$3.3 \times 10^{13}$	$3.9 \times 10^{13}$
	$N = 4$	6.16	0.69			
IV	$N = 2$	1.63				
	$N = 3$	2.33				
	$N = 4$	3.05	1.39	1.43	$9.7 \times 10^{13}$	$8.5 \times 10^{13}$
	$N = 5$	3.73	1.47			

## (2) 振荡幅度-温度关系与电子的有效质量

测量了纵向磁阻的振荡曲线随样品温度的变化。作此测量时, 外加电场足够小, 用仪器监视保证焦耳热不致引起样品温度升高, 其结果如图 5 所示。随着样品温度的升高, 振幅下降, 最后下降到不能分辨。

根据这组曲线按(4)式可计算出电子的有效质量。假定在实验温度范围(4.2—10K)内, 电子的散射机构不变, 即 Dingle 温度  $T_D$  不变; 假定  $r \geq 2$  的高次项都可以忽略(对这两个假定, 下节将予以论证), 则对于同一个峰, (4)式的振幅与温度的关系主要取决于

$$\frac{\beta T m' / B}{\sin h(\beta T m' / B)} = \frac{T x}{\sin h(T x)}$$

其中  $x = \beta m' / B$ . 取两个温度  $T_1$  和  $T_2$  的幅度  $A(T_1)$  和  $A(T_2)$ , 其比值为:

$$\frac{A(T_1)}{A(T_2)} = \frac{T_1 \sin h(T_2 x)}{T_2 \sin h(T_1 x)} \quad (11)$$

表 3 电子的有效质量

样 品 号	I	II	III	IV
有效质量 $m^*/m_0$	0.015	0.014	0.013	0.017
费米能级(meV)(取自表 I)	9.05	7.88	6.38	10.55

由此可解得  $x$ , 即可得到  $m'$ 。例如, 对样品 I 的两个峰:  $B = 4.57\text{KG}$ ,  $A(4.2\text{K}) = 17.5$ ,

$A(7.8\text{K}) = 5.6$ ;  $B = 3.33\text{KG}$ ,  $A(4.2\text{K}) = 4.5$ ,  $A(7.8\text{K}) = 0.76$ 。解方程 (11) 都可得到  $m^* = 0.015m_0$ 。其它三个样品的结果见表 3。

表中所列的有效质量是费米能级处的有效质量, 不是常数。从(7)、(9)两式消去  $\Delta$ , 即得到:

$$m^*(\zeta) = m_0^* \left( 1 + \frac{2\zeta}{\varepsilon_g} \right) \quad (12)$$

设  $\varepsilon_g = 0.235\text{ eV}$ , 用表 3 的数据求  $m_0^*$ , 四个样品的平均值为  $m_0^* = 0.0137m_0$ , 与公认值  $m_0^* = 0.0136m_0$  非常接近, 但分散较大, 达  $\pm 14\%$ 。

### (3) Dingle 温度 $T_D$

在(4)式中仍然假定  $r \geq 2$  项都可忽略, 则振荡曲线的振幅可写成:

$$A(T, B) = \text{常数} \cdot \sqrt{B} \frac{\beta T m' / B}{\sin h(\beta T m' / B)} e^{-\beta T_D m' / B} \quad (13)$$

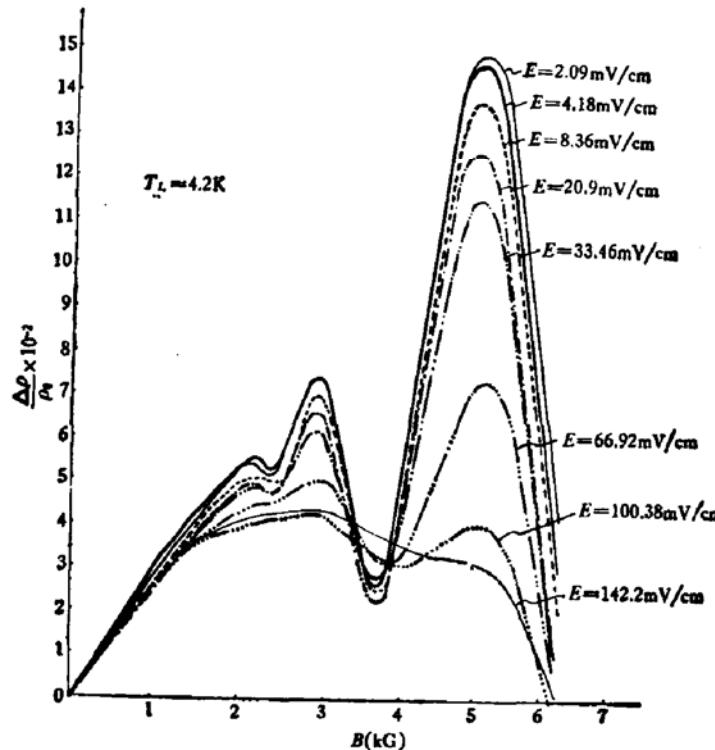


图 5 样品 III 的第二对电极在弱电场下, 不同晶格温度中的磁阻与磁场的关系。每条曲线上标出了相应的晶格温度

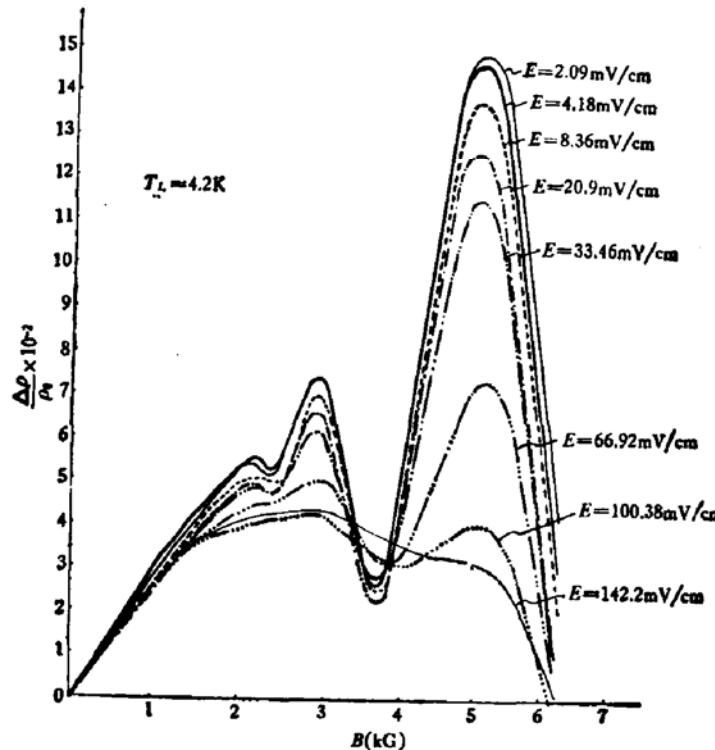


图 6 样品 III 的第二对电极纵向磁阻与磁场关系。在恒定晶格温度, 不同电场下测量。  
每条曲线上标出了相应的电场

$m'$  已由上节求得, 利用同一个峰在两个不同温度的振幅之比, 及在同一温度下的相邻二峰幅度之比, 就可求得  $T_D$ . 对样品 II、III、IV, 分别得到  $T_D = 5.4, 5.1$  和  $5.7$  K, 误差为  $\pm 0.5$  K. 对于样品 III, 在  $4.2$  K 所得的  $T_D = 5.09$  K, 在  $7.2$  K 所得的  $T_D = 5.11$  K. 这些结果证明上节求电子有效质量时所用的二个假设是正确的. 即(1) 在实验温度范围内, 电子的散射机构不变. (2)  $r \geq 2$  的高次项都可忽略. 因为对于  $\beta = 0.5$  Tesla,  $T = 4.2$  K,  $T_D = 5.1$  K,  $r = 2$  与  $r = 1$  的二个幅度之比

$$\frac{\sqrt{2} \sin h(\beta T m' / B)}{\sin h(2\beta T m' / B)} e^{-\beta T_D m' / B} \approx 0.03.$$

因而  $r \geq 2$  的高次项的忽略对波形不会引起明显的畸变.

#### (4) 振荡振幅与外加电场的关系

在  $4.2$  K 测量了振荡曲线随外加电场的变化. 作此测量时, 同时监测样品的温度, 证明它始终保持在  $4.2$  K. 其结果如图 6 所示. 当电场  $E < 0.0052$  V/cm 时, 曲线幅度与电场无关, 保持不变. 随着电场的增加, 振幅下降, 最后变得不能分辨. 加大电场的作用与增加样品温度相似. 由于样品保持在  $4.2$  K, 电场的作用是增加电子系统的温度. 电子从电场获得的能量来不及传递给晶格而形成过热电子, 也可用一个温度  $T_e$  来表征过热电子系统,  $T_e$  高于样品温度  $T_L$ . 比较图 5 和图 6 中在  $B = 5.23$  kG 处振荡峰的幅度, 可得到过热电子温度与外加电场的关系, 如图 7 所示. 通常研究过热电子的办法, 是在脉冲电场下测量载流子的迁移率, 对于简并半导体, 测迁移率的办法不再适用. 而 SdH 效应可被用来研究简并载流子的过热效应.

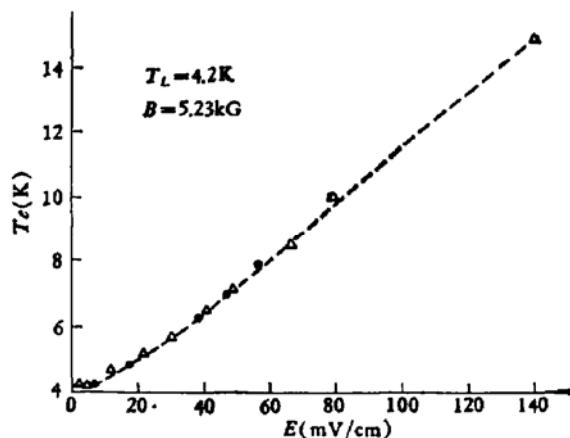


图 7 样品 III 在  $B = 5.23$  kG,  $T = 4.2$  K 时, 过热电子温度与电场的关系

● 代表第一对电极上取得的结果,  
△ 代表第二对电极上取得的结果

## 五、总结

在测量磁阻振荡曲线的直流法中, 增加一级差分放大, 可以提高分辨振荡峰的本领. 因而对于电子浓度低至  $10^{15}$  cm<sup>-3</sup> 数量级的 InSb 样品, 也能分辨出五、六个振荡峰. 这一方法适用于纵向磁阻振荡. 在液氮温度到  $10$  K 的范围内, 测量了四个 n-InSb 样品的纵向磁阻振荡. 从振荡频率求得电子浓度; 从振荡峰的幅度与温度、外加磁场的关系求得电子有效质量、Dingle 温度以及过热电子温度. 所得到的电子浓度和有效质量与其它方法所得的结果相符合. Dingle 温度表明: 在  $4$ — $8$  K 的温度范围内, 散射机构不变, 可用同一个 Dingle 温度来代表. 在实验所用的电场范围内, 过热电子温度可达到  $14$  K.

## 参 考 文 献

- [1] H. P. R. Frederikse and W. R. Hosler, *Phys. Rev.*, **108** 1136 (1957).

- [2] B. F. Broom, *Proc. Phys. Soc.*, **71**, 470 (1958).
- [3] R. A. Isaacson and M. Weger, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **9**, 736 (1964).
- [4] X. И. Атирханов, Р. И. Баширов, Ю. Э. Закиев, *ДАН СССР*, **148**, 1279 (1963).
- [5] X. И. Атирханов, Р. И. Баширов, М. М. Габжиалцев, *ЖЭТФ*, **47** 2067 (1964).
- [6] X. И. Атирханов, Р. И. Баширов, *ФТТ*, **8**, 2189 (1966).
- [7] G. A. Anteliffe and R. A. Stradling, *Phys. Lett.*, **20**, 119 (1966).
- [8] С. Т. Павлов, Р. В. Парфенбев, Ю. А. Фирсов и С. С. Шалыт, *ЖЭТФ*, **48**, 1565 (1965).
- [9] М. С. Бреелер, Р. В. Парфенбев и С. С. Шалыт, *ФТТ*, **7** 1266 (1966).
- [10] A. E. Stephens, D. G. Seiler, J. R. Sybert and H. J. Mackey, *Phys. Rev.*, **B11**, 4999 (1975).
- [11] Н. Г. Глузман, Л. Д. Сабирзянова, И. М. Цибильковский, *ФТП*, **13**, 466 (1979).
- [12] L. M. Roth and P. N. Argyres, *Semiconductors and Semimetals* Vol. 1, p. 159 (1966).
- [13] W. R. Wamplar, M. Springford, *J. Phys. c: Sol. St. Phys.*, **5**, 2345 (1972).
- [14] И. М. Лишин, А. М. Косевич, *ЖЭТФ*, **29**, 730 (1955).
- [15] W. Zawazki and W. Szymanska, *J. Phys. Chem. Solids*, **32**, 1151 (1971).

## Longitudinal Oscillatory Magnetoresistance in n-Type Indium Antimonide

Fu Rouli, Zheng Guozhen and Tang Dingyuan

*(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)*

### Abstract

The resolving power can be improved in measurements of the Shubnikov-de Haas effect by adding one stage of differential amplifier to the ordinary DC techniques. This method, especially suitable for the studies of longitudinal S-dH effect, is developed and applied to n-InSb. Four samples of n-InSb with carrier concentration of an order of  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  are measured in a 4.2—10 K temperature range and rather low magnetic field. The Carrier concentration deduced from oscillating frequencies is essentially in agreement with that from Hall coefficients. The electron effective mass can be derived from the dependence of amplitude of oscillating peak on temperature, the value for the bottom of conduction band is  $m_e^* = 0.0137 m_e$ . Dingle temperature and hot electron temperature are also deduced in these studies.