

浅施主杂质态在 n-Hg_{1-x}Cd_xTe 磁致 金属-绝缘体相变中的作用

郑国珍 韦亚一 郭少令 汤定元

(中国科学院红外物理国家实验室 上海 200083)

摘要 在 0.3—4.2K 温度范围, 测量了 n-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.195$) 在磁量子极限后的横向磁阻、纵向磁阻和霍尔系数。观察到了磁致金属-绝缘体相变和相变发生前的霍尔系数下凹“Hall dip”。基于电子在浅施主杂质态上磁冻结的模型, 讨论了磁致金属-绝缘体相变的机理及其温度效应和“Hall dip”的起因。

PACC: 7220M, 7280E, 7130

1 引言

磁量子极限下, 所有的电子都集中在最后一个朗道子带 ($n=0^-$) 上。随磁场的进一步增大, 磁阻不再出现 SdH 振荡, 而表现为指数上升; 在霍尔系数上是先下降然后陡升, 呈现霍尔系数下凹, 即所谓的“Hall dip”, 这是磁量子极限条件下的测量结果^[1-3]。从能带结构和输运机理来说, 磁量子极限后的电子输运包含了极其丰富的物理内容。其中磁致金属-绝缘体转变(MIT)的研究, 就是一例。在同一块样品上可以通过改变磁场强度来实现 MIT 的全过程, 而不需要用一系列不同的掺杂浓度的样品。本文报道了我们在磁量子极限后、L³He 温区 (0.3—4.2K) 的磁量子输运实验结果, 并用电子在浅施主上磁冻结的理论模型^[4]分析了实验中观察到的磁致金属-绝缘体相变(MIT), 特别侧重于浅施主杂质态对低补偿度 n-Hg_{1-x}Cd_xTe 磁量子输运的影响。

2 实验结果

n-Hg_{1-x}Cd_xTe 样品是用碲溶剂法制备的, 组分 $x=0.195$, 样品做成标准的矩形, 其几何尺寸约为 $0.8 \times 1.2 \times 20\text{mm}^3$; 样品经过研磨后在乙醇-溴(95%乙醇 + 50%溴)溶液中腐蚀。用钢球作为样品与引线的欧姆接触。样品都在液氮和液氦温度下经过初步测量, 选择电学参数好的样品做 L³He 实验。

郑国珍 女, 副研究员, 目前从事半导体材料磁输运特性研究

韦亚一 男, 博士生, 目前从事半导体材料磁输运特性研究

1993年10月29日收到初稿, 1994年4月14日收到修改稿

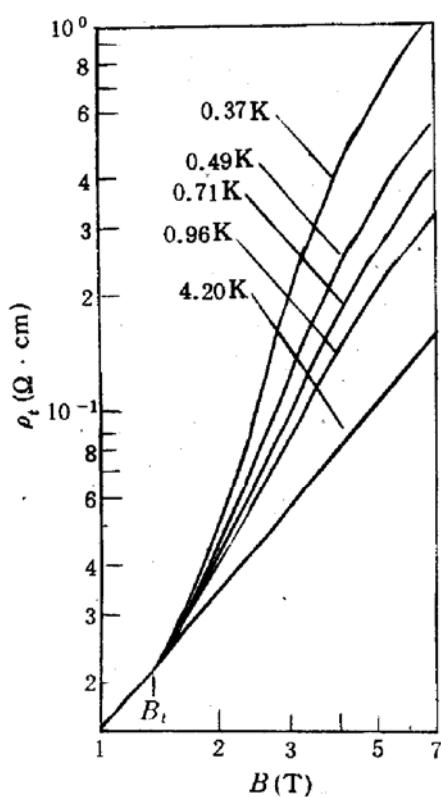


图 1 横向磁阻与磁场的关系

^3He 致冷系统的工作原理是这样的：10 升 ^3He 气体在样品空间冷凝，改变吸附泵温度，使吸附泵吸附能力达到最强，通过吸附 ^3He 蒸气降压，使样品室达到最低温度 0.3K 。增加吸附泵温度和使用样品室控温电热丝，可以获得 0.3K 到 4.2K 温度。温度由经定标的碳电阻温度计和渗碳玻璃温度计监控。超导磁体提供了 7T 的磁场强度。样品可以与磁场垂直或平行放置。

图 1 和图 2 分别是样品 ($n_{77\text{K}} = 1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{77\text{K}} = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $n_{4.2\text{K}} = 7.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) 测得的横向磁阻和纵向磁阻与磁场的关系。在图 1 中可以看到，小于磁场 B_t 时，横向磁阻与温度无关；在大于磁场 B_t 时，磁阻与温度有强烈的依赖关系。

图 2 是样品的霍尔系数 R_H 与磁场的关系。很清楚地看到 $T = 4.2\text{K}$ 时，霍尔系数随磁场强度缓慢的减少，而且是单调的变化。当 $T < 4.2\text{K}$ ，霍尔系数随磁场的增加而减少，经过某一临界磁场 B_H 后，开始随磁场的增加而陡增，并与温度有关，出现了霍尔系数下凹即所谓的“Hall dip”。图 3 是各温度所对应的 B_H 值， B_H^0 是外推到 $T = 0\text{K}$ 时的 B_H 。可以很清楚地看到 B_H 与温度成线性关系。

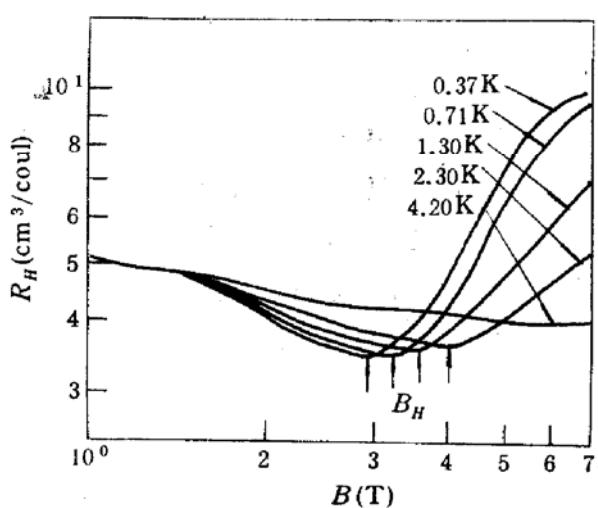


图 2 霍尔系数与磁场的关系

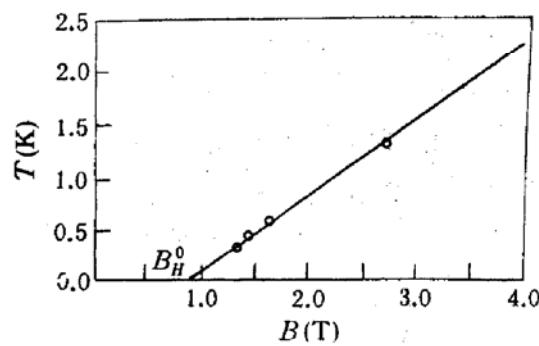
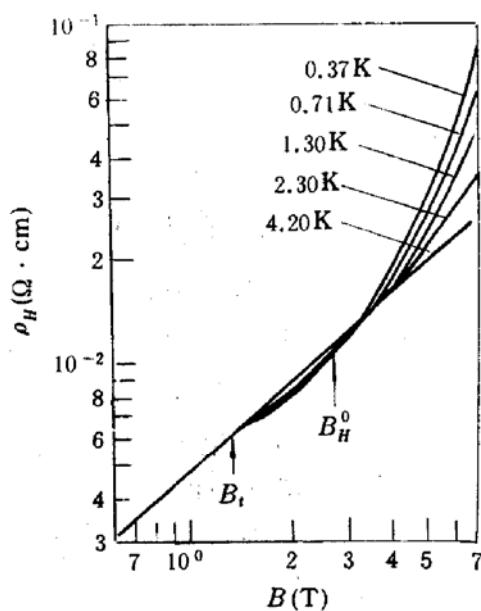
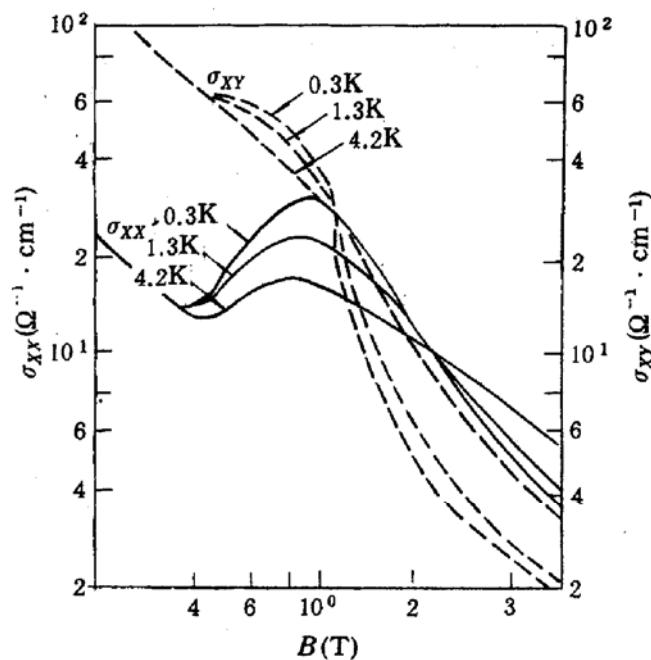


图 3 不同温度下的临界温度 \$B_H\$ 值

图 4 是霍尔电阻 ρ_H ($\rho_H = R_H B$) 与磁场的关系。从图中可以看到，在 $B > B_t$ 处霍尔电阻 ρ_H 开始与温度有关，但它对磁场的关系要比横向磁阻 ρ_t 对磁场的关系来得弱，同时，必须注意的是在磁场 B_H^0 处， ρ_H 随磁场增加陡然上升。

3 分析和讨论

3.1 金属-绝缘体相变的机理

图 4 霍尔磁阻 ρ_H 与磁场的关系图 5 电导张量 σ_{xx}, σ_{xy} 磁场的关系

从图 1、2、4 可以看到, 当 B 大于临界磁场 B_H 后, 横向磁阻、霍尔电阻 ρ_H 以及霍尔系数随磁场增加迅速上升; 特别是霍尔系数 R_H , 可以在测量曲线中清楚地看到 B_H 是其极小值点。显然, 在 B_H 点输运机制发生了变化, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品在磁场作用下由金属性电导转变成了非金属电导(通常又称绝缘体电导), 即磁场导致了 MIT。关于磁致 MIT 的起因, 过去一直有不同的观点^[5]。在我们以前的工作中^[6], 曾用迁移率边的概念作过初步的解释。根据进一步的实验和分析, 我们认为有关电子在浅施主上的磁冻结理论^[4]能较好地解释一些实验结果。

一般认为小组分($x \leq 0.20$)的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, 在导带下存在浅施主杂质能级。在没有磁场或磁场较小时, 施主电子波函数较为扩展以致相邻的波函数交迭, 形成杂质带导电。随磁场增强, 杂质电子波函数不断受到压缩, 直致相邻波函数不交迭, 电子完全局域在施主上, 即磁冻结导致了 MIT。

根据 Mott 判据^[6]

$$N_D a_\perp^2 a_\parallel = \delta^3 \quad (1)$$

上式成立时, 也就发生了 MIT。其中, N_D 是施主浓度; a_\perp 和 a_\parallel 分别是垂直磁场方向和平行于磁场方向类氢施主电子波函数的等效玻尔半径; δ 是常数, 根据实验结果 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.195$) 约为 0.3。基于磁冻结的模型, 借助(1)式可以计算 $T=0\text{K}$ 时的 MIT 临界磁场:

$$a_\perp = 2L = 2(h/eB)^{1/2} \quad (2)$$

$$a_\parallel = a_0^*/[\ln(a_0^*/L)^2] \quad (3)$$

其中, a_0^* 是无磁场时 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 中类氢杂质电子的波函数, $a_0^* = \epsilon_r \cdot a_0 \cdot m_0/m_0^*$, $x=0.2$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的相对介电常数 $\epsilon_r=17$ 、电子的有效质量 $m_0^*=0.005m_0$ 代入后, 求得 $a_0^*=180\text{nm}$ 。

将(2)、(3)代入(1), N_D 取 $7.8 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 值, 计算得 MIT 临界磁场 $B_{MI}=2.7\text{T}$ 。与图 3 中的实验值 B_H^0 相比, 符合得很好。

当然这一估算对于纵向磁阻也是适用的.

3.2 温度对磁致 MIT 的影响

当样品温度升高时,量子输运效应不断减弱;当 $T > 4.2\text{K}$ 时,几乎完全呈现经典输运行为. 磁致 MIT 要求温度比观察其它量子输运行为(如 SdH 振荡)更低. 经过反复实验对比和分析,我们认为:这一问题也可以在浅施主类氢杂质模型的基础上得到解释.

由前面的模型可以清楚地看到磁致 MIT 发生的前提是导带上几乎没有电子,电子基本上都束缚在施主原子上. 由于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.195$) 的相对介电常数大($\epsilon_r=17$)、电子有效质量小($m^*_e = 0.005m_0$),所以这种束缚是较弱的,等效玻尔半径 $a_0^* = 180\text{nm}$. 无磁场时依靠杂质波函数的交迭传导电子,即杂质带导电. 加上磁场压缩了杂质电子波函数,直至 Mott 判据成立,杂质带导电被破坏,发生 MIT. 如果温度较高,较多的施主电子被激发到导带,即使磁场很强使施主电子波函数紧紧地被压缩在施主上,也观察不到 MIT,因为导带电子要起传导作用. 当然,问题是复杂的,在磁场作用下导带底($n=0^-$)也要向上移动,所以磁场的增强也使得施主电子向导带的热激发变得更加困难.

由以上分析,我们不难得到这样一个定性的结论:在较低的温度范围内,随温度的升高,磁致 MIT 的临界磁场 B_H 也要增大;当温度超过一定的值后,磁致 MIT 不再出现. 图 2 中的实验结果,符合这一结论.

对此我们还可以作一简单估算.

由费米-狄拉克分布函数,电子被激发到导带的几率:

$$f = \frac{1}{1 + \exp[(E_C - E_F)/kT]} \quad (4)$$

取 $E_C - E_F$ 于类氢施主电离能,即认为费米能级靠近施主能级. 取 $(E_C - E_F)$ 为 $3\text{meV}^{[7]}$. $f=1\%$ 时,要求 $T \approx 7.2\text{K}$; $f=0.1\%$ 时, $T \approx 5.4\text{K}$. 实际上,由于 $E_C - E_F$ 更小,要使导带上几乎不占电子的温度就更低.

3.3 “Hall dip”的起源

所谓“Hall dip”是指图 1、2 中磁场 B 之后 MIT(对应磁场 B_H)之前的一段区域. 在这一区域, Hall 系数 R_H 随磁场增大逐渐下降. 引用 Goldman 等基于 Anderson 局域化理论提出的等效传导模型^[8],可以解释“Hall dip”区的反常输运行为.

深低温下,在发生 MIT 之前(“Hall dip”区),样品内可以分成金属性电导区域和绝缘性区域,这两种区域随机混合^[9]. 所谓绝缘性区域是指在这种区域中,每一施主周围 b 距离以内没有相邻的其它施主原子, b 是两施主电子波函数不发生交迭所需要的最短距离. 所以在绝缘性区域,电子被有效地局域在每一孤立的施主上;在金属性电导区域由于施主靠得较近,杂质波函数仍能交迭,存在杂质电导.

对于随机分布的施主其周围 r 处有另一施主的概率密度服从泊松分布:

$$P(r) = (r^2/3r_D^3)\exp[-r/(r_D)^3] \quad (5)$$

其中, $r_D^3 = 3/(4\pi N_D)$, N_D 是施主浓度. 所以样品中孤立施主的浓度是:

$$\Delta n(b) = \int_b^\infty P(r)dr = n \exp[-(b/r_D)^3] \quad (6)$$

样品孤立施主占据的总体积是:

$$\begin{aligned}\epsilon_b &= n \int_b^{\infty} (4\pi r^3/3) P(r) dr \\ &= [4\pi b^3/(3r_D^3) + 1] \exp[-(b/r_D)^3]\end{aligned}\quad (7)$$

等效载流子浓度:

$$n_{\text{eff}} = [n - \Delta n(b)]/[1 - \epsilon(b)] \quad (8)$$

尽管每一孤立的施主只包含一个类氢电子,而占据的体积确要大于每个电子的平均体积,所以 $n_{\text{eff}} > n$, 霍尔系数下降.

同时,我们还可从图 5 给出的电导张量的比值中看到,在 $B < B_t$ 的磁场范围内, $|\sigma_{xy}|/\sigma_{xx} \gg 1$, 此时载流子浓度可以写成 $n = |\sigma_{xy}| \cdot B/e$; 但是随着磁场的增加, $|\sigma_{xy}|$ 减小的速率比 σ_{xx} 来得大, $|\sigma_{xy}|/\sigma_{xx} (= \omega\tau) \gg 1$ 的条件不成立, 此时量子极限条件不再满足, 半经典的表达式 $n = 1/R_{He}$ 不能直接计算载流子浓度. 因此, 低温下多电子体系中电子-电子相互作用的理论^[1], 有可能对“Hall dip”作出定量的解释.

4 结语

磁致 MIT 可以通过改变磁场强度在一块样品上实现金属性电导、非金属性电导以及 MIT, 而不需要依靠改变掺杂浓度来制备一系列样品以获得所要求的导电性^[10]; 这就使我们详细地测量 MIT 相变的全过程成为可能. 对于 Hg_{1-x}Cd_xTe 窄禁带材料, 磁量子极限条件比较容易满足, 磁致 MIT 的研究就更为有利.

由于窄禁带半导体的特殊性, 小组分 n-Hg_{1-x}Cd_xTe 中的浅施主杂质态的检测以及对材料电学输运行为的影响, 是一个值得进一步探讨的问题. 本文从量子输运的角度提出了一些看法. 磁量子极限后的输运行为包含了非常丰富的物理内容, 许多问题(例如: 图 3 中, 临界磁场 B_H 随温度 T 的线性关系说明了什么问题, 有什么物理含义)都还有待进一步的实验结果来说明.

参 考 文 献

- [1] M. Shayegan *et al.*, Phys. Rev., 1985, **B31**: 6123.
- [2] M. Shayegan *et al.*, Solid State Commun., 1986, **60**: 817.
- [3] M. Shayegan *et al.*, Phys. Rev., 1988, **B38**: 5585.
- [4] R. G. Mani *et al.*, Phys. Rev., 1991, **B43**: 12630.
- [5] I. M. Tsikovski *et al.*, Advances in Physics, 1985, **34**: 60.
- [6] 郑国珍等, 红外研究, 1989, **8**: 139.
- [7] N. F. Mott and M. Kaveh, Advances in Physics, 1985, **34**: 350.
- [8] G. Nimtz *et al.*, Narrow-Gap Semiconductors, Springer-Verlag, 1983.
- [9] V. J. Goldman *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1986, **57**: 1056.
- [10] P. W. Anderson, Phys. Rev., 1958, **109**: 1492.
- [11] V. G. Karpov *et al.*, Sov. Phys. Semicon. **16**: 901.
- [12] T. F. Rosenbaum *et al.*, Phys. Rev., 1983, **B27**: 7509.

Effect of Shallow Donor on Magnetic-Field-Induced Metal-Insulator Transition in n-Hg_{1-x}Cd_xTe

Zheng Guozhen, Wei Yayi, Guo Shaoling and Tang Dingyuan

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083)

Received 29 October 1993, revised manuscript received 14 April 1994

Abstract Magnetotransport measurements on n-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.195$) at low temperatures ranging from 0.3K to 4.2K and high magnetic field up to 7T are reported. Magnetic-field-induced metal-insulator transition (MIT) and anomalous "Hall dip" before the transition have been observed. Using the model of magnetic freeze-out on shallow donor impurities, we have discussed the mechanism of the magnetic-induced MIT and its temperature effect. The origin of the "Hall dip" has also been analysed.

PACC: 7220M, 7280E, 7130