介观物理

阎守胜　甘子钊　主编



北京大学出版社

需要全本请访问 www.ertongbook.com

介观物理

阎守胜　甘子钊　主编

北京大学出版社

新登字(京)159号

图书在版编目(CIP)数据

介观物理/阎守胜,甘子钊主编.—北京:北京大学出版社,1995.4
ISBN 7-301-0270001
Ⅰ.介…Ⅱ.①阎…②甘…Ⅲ.①介观物理②量子电子学Ⅳ.①TN01
②TN201

书　　名:介观物理
著作责任者:阎守胜　甘子钊　主编
责任编辑:瞿　定
标准书号:ISBN 7-301-02700-1/O·347
出　版　者:北京大学出版社
地　　址:北京市海淀区中关村北京大学校内　100871
电　　话:出版部 2502015　发行部 2559712　编辑部 2502032
排　印　者:北京大学印刷厂
发　行　者:北京大学出版社
经　销　者:新华书店
　　850×1168毫米　32开本　9.375印张　240千字
　　1995年4月第一版　1995年4月第一次印刷
印　　数:0000—1200　册
定　　价:19.80元

目　录

前　言……甘子钊　阎守胜（1）
1．传导电子的量子干涉现象……王世光（1）
2．Kubo 公式及其散射矩阵形式和 Landauer-Büttiker
公式的推导……田光善（25）
3．普适电导涨落……林宗涵（65）
4．介观正常金属环中的持续电流……林宗涵（81）
5．弹道输运……阎守胜（99）
6．小量子系统的电子结构……韩汝珊（125）
7．库仑阻塞……任德铭（149）
8．纳米结构的光学性质……邹英华（167）
9．衍射光学研究新进展……杨国桢　顾本源
董碧珍　谭　新（185）
10．半导体低维量子结构与器件……张国义（214）
11．量子电子学器件……戴远东（253）
12．光学微腔……章　蓓（276）

前　言

在量子力学中，人们用波函数来描述系统的状态。波函数有振幅和相位，遵从波的叠加原理，因而有一系列与相位相联系的波动现象，如干涉、衍射、本征模式等。这是量子力学描述与经典描述的最本质的区别。

通常的宏观系统均由大量微观粒子构成，空间的尺度远大于德布罗意波长，因此这些粒子的状态波函数之间缺乏足够的相位相关性，或它们的波函数之间缺乏足够的相干性。这样，物理测量量中与相位相联系的量子特性，由于统计平均的结果而被掩盖。玻尔最早提出的关于氢原子的量子论可以理解为电子绕原子核一周时相位的改变只能是2π的整数倍。但是，如果考虑用一导线绕成的环的电导，由于在环中运动的电子受到各种散射，电子在比环的尺度小得多的距离上便失去了相位的相干性，与玻尔量子化相似的现象就不可能观察到了。

最早显示出在宏观物理量上能出现与相位相联系的量子效应的是超导电性的研究。30年代初，由于超导体的迈斯纳（Meissner）效应的发现，人们开始认识到超导电现象应该是一种量子现象。用最先认识到这一点的英国物理学家伦敦（F.London）的话说："超导电性是在宏观尺度上量子力学现象的表现"。他提出，超导电现象的本质是由于某种原因使导体中的电子发生"量子凝聚"，凝聚态的多电子波函数可以在宏观的距离尺度上保持相位的相干。伦敦在30年代便预言，类似于玻尔量子化，通过一个超导圆环的磁通量应是量子化的。产生这种"量子凝聚"的物理机理，20多年后，在50年代中期才真正得到解决，超导圆环的磁通量子化的实验证明是直到60年代初才完成的。除超导电现象外，30年代后期发现的液体氦在低温下出现的超流动性，也是一种典

需要全本请访问 www.ertongbook.com

型的宏观尺度的量子现象。超流液氦也是一种“量子凝聚态”，其物理本质同样是凝聚态的多粒子波函数在宏观尺度上保持着相位的相干性。

固体的量子理论的一个历史性的成功是正确地指出晶体的电阻是由于各种无规分布的破坏其晶格周期性的因素引起的。这些因素可以归结为杂质（广义地说是杂质和各种晶体缺陷）和声子（晶格振动）两大类。载流子受到杂质和声子的散射产生了电阻。虽然，对每个电子而言散射是波的散射，但是由于杂质分布和散射的无规性，一般可不考虑散射之间的相位的相干性，描述固体电导的理论框架也因此常常使用相空间的玻耳兹曼方程，把每个电子理解为一个具有确定的动量和位置的粒子——“波包”。另外一些更为普遍的理论形式，例如久保（Kubo）公式，也是同样略去相位的相干性的。

50年代末期，美国物理学家安德孙（P.W.Anderson）在考虑固体中电子受到无序分布的杂质的散射时，提出了一个很深刻的想法，他认为在一个足够无序的场中，单个粒子的薛定谔方程，即德布罗意波的波动方程的解会变成局域的。也就是说，足够无序的杂质会使一个导体的输运性质变成绝缘体的特性。例如，正常导线的电阻与其长度成正比，但有足够无序杂质的导线的电阻，却是随长度按指数规律增大的。安德孙认为这是电子波动性的一个本质的反映。现在知道他的这个猜想是十分正确的，不仅是固体中的载流子，对各种经典波，如声波，光波，电磁波等都观察到了安德孙提出的这种局域化。60年代以来半导体科学技术的发展更深刻地推动了对安德孙提出的这个看法的理解。半导体材料和器件工艺技术的发展，使人们可以实现准二维的电子系统，后来又进一步发展到某些准一维的结构。输运特性和维度关系的研究使人们深刻认识到相位的作用。

在输运过程中，背向散射（即把一个波矢为 k 的粒子散射为

波矢为 $-k$ 的粒子）起很大的作用。对于具有时间反演对称性的散射势而言，尽管一般说各次散射是无规的，不相干的，但在波矢空间中散射途径 $k\to k_1\to k_2\to\cdots\to k_n\to -k$ 与 $k\to -k_n\to -k_{n-1}\to\cdots\to -k_1\to -k$ 的散射振幅却总是相干的。两个相干的散射振幅叠加的绝对值的平方大于各自绝对值平方之和，相位的这种相干表现为对传统输运过程理论的修正，因为传统的输运过程的理论框架都是建立在各种散射振幅是互不相干的基础上的。熟悉超导电性理论的读者可能会发现这种论述是与讨论杂质对超导电性影响的安德孙理论类似的。维度越低，背散射的作用越重要。英国物理学家莫特（N.F.Mott）最先指出，由于这个缘故，在一个准一维的系统中，无论多弱的无序散射势都会导致局域化。安德孙等和前苏联的物理学家戈尔柯夫（L.P.Gorkov）等从这方面深刻地阐明了无序散射势对二维系统和三维系统的影响的原则区别。研究导体中载流子波函数相位相干性，特别是上述涉及一对时间反演对称的无规行走闭合路径的干涉对输运性质的影响，常称为弱局域化的研究。80年代初期，主要是对超薄金属膜低温输运性质实验研究，使人们对此有了很好的了解。

弱局域化，或弱局域电性（载流子为电子时）的研究，使人们认识到弹性散射和非弹性散射这两类过程的重要差别。载流子经受弹性散射，如杂质散射，尽管散射过程复杂，但散射前后载流子波函数的相位还有确定的关系，在这种意义下保持了相位记忆，或者说弹性散射并不破坏波函数的相干性。非弹性散射则不同，能量是和波函数的频率相联系的，因此，带来了相位无规的变化，破坏了载流子波函数的相干性。这样，载流子的非弹性散射平均自由程定义了一个有物理意义的尺度，称为相位相干长度 L_φ。在文献上，把尺度相当于或小于 L_φ 的小尺度体系称做介观体系(Mesoscopie System)，表示中介于宏观体系与微观体系之间。

介观体系的物理性质有许多特殊的表现。例如一介观尺度的

圆环，从环上一点A出发，由于可略去途中发生的非弹性散射，顺时针和逆时针回到A点的两条路径的波是相干的，这样将出现类似于超导环的磁通量子化现象．从统计力学的角度，介观体系和宏观体系显著的差别是它已小到失去了宏观体系通常具有的自平均性．所谓自平均性是指物理量相对涨落的大小随体系尺度的增大而趋于零，因而宏观尺度体系的物理量有确定的数值．相反的，由于波函数的干涉效应，其物理量，如电导以极具个性的(sample-specific)、很强的、可重复的、具有某种普适性的量子涨落为其特征．

由于相位相干长度L_φ由载流子非弹性散射的平均自由程决定，因而随着温度的下降而增加．对正常金属言，在液体氦温度下可达到微米量级．标记介观体系大小的特征尺度如此之大是出乎人们意料的，有着重要的意义．一方面这几乎是宏观尺度，实验可及，可以在实验室里制作这种尺度的样品，并进行常规的物理测量．另一方面，它又显示出量子力学的特征，和宏观体系十分不同．这样，从基础研究的角度，它成为理论物理学家和实验物理学家同时关注的领域．更重要的是，由于目前微加工技术已到介观体系的尺度，随着尺寸的减小，传统的电子器件已日益接近它的工作原理的“物理极限”，进一步的发展有赖于对介观物理这一领域的深入认识，使介观物理的研究具有重要的应用背景．

为推动这一领域的研究，北京大学物理系在国家计委、教委和科委的支持下，成立了“人工微结构和介观物理国家重点实验室”，介观物理的研究还列入国家科委攀登计划并得到了国家自然科学基金委员会的支持．本书即由实验室举办的学术报告中的部分报告结集而成，每个报告可独立成篇．

当体系尺度远大于载流子弹性散射平均自由程时，载流子走无规行走路径．从输运的角度，称为量子扩散区．物理方面包括与介观体系概念的形成密切相关的弱局域电性，突出反映介观体

系特点的普适电导涨落，以及作为介观体系平衡态性质，由于实验和理论的差异，目前仍为人们关注焦点的正常金属环中的持续电流等．当体系尺度与弹性散射平均自由程相近时，载流子的运动是弹道式的，过渡到弹道输运区，又将出现一系列新的现象，如量子化的点接触电阻、类似于光学的衍射、干涉等，这些内容安排在本书的前半部．用于讨论介观体系输运现象的 Landauer-Büttiker公式一文，理论性较强，若为一般地了解，只需读其第一节．本书的后半部，除去涉及微加工技术及在器件方面的应用外，还安排了一些在小尺寸系统中人们较为关心的物理问题，如小量子体系中的电子结构，库仑阻塞，纳米结构的光学性质等．衍射光学是微加工技术与计算机技术相结合而发展起来的，具有深远意义的新的光学分支．充分显示了在微电子学，介观物理等小尺度体系的研究中发展起来的微加工技术的潜在能力．我们特别邀请了中国科学院物理研究所杨国桢和顾本源等为本书撰写了一篇有关这方面进展的评述文章．

总之，由于材料科学技术和微加工技术的进步，也由于人们对固体中载流子运动的认识的深入，出现了介观物理这一新的学科领域，它有着重要的基础研究的意义，也为进一步发展固体电子学提供了物理基础，成为凝聚态物理中近年来发展得很快的研究热点．很多问题还有待深入研究，如载流子之间相互作用的影响，载流子与光波、声波、自旋波等的相互作用，介观尺度系统的磁性，光学性质，热学性质等．理论上要进一步发展对介观体系的处理方法．制备介观尺度系统的工艺技术也涉及到一系列固态物理、化学的问题．本书并未包括介观物理的全部，但是希望能给对这一领域感兴趣的读者有所帮助，也诚恳地希望读者对本书错误及不妥之处提出批评指正．

甘子钊　闾守胜

1994年1月于北京大学

1 传导电子的量子干涉现象

王世光

近年来，低维电子系统的研究引起了固体物理学领域的广泛注意．在低温下，这些体系的传导电子的干涉在它们的布朗运动中表现着重要的作用．人们发现一个电子在固体中的扩散过程虽然经历了大量的碰撞，但不太严格地说，只要这些碰撞是弹性的，它仍然保持它对相位的记忆．这相位相干长度（phase coherence length）L_φ在低温下可以达到微米至十微米的量级．在如此的扩散长度内，电子可能经历10^4至10^5次碰撞．弱局化现象是这个领域中最早被研究的问题．在此传导电子的相位的作用，首先在实验中得到间接的验证．此后亚微米加工技术和分子束外延生长技术又为人们开辟了一个新的天地——介观物理学．沿着人们探索的路径，本文将介绍这个领域早期研究的一些结果．

一、电子波的干涉

众所周知，金属的电导率可以表达为

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m^*} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \cdot \pi k_F l, \qquad (1)$$

这里m^*为载流子的有效质量，它包含了周期场的作用[1]．为了方便，我们在下面讨论中将载流子看作电子．n是电子的浓度，在二维下$n = k_F^2/\pi$，k_F为费米波矢．(1)式第二个等号后为对二维体系的表达式，$e^2/2\pi^2\hbar = (81093\Omega)^{-1}$为电导量子，记作$\sigma_{00}$．

l 为电子输运平均自由程，τ是输运弛豫时间，它的物理意义是处于某动量本征态的电子的平均寿命，即 $t=0$时一个处于 $\boldsymbol{k}$态的电子在$t=\tau$ 时完全失去了对其原有动量的记忆。输运弛豫时间包括了各种相互作用的贡献，主要有杂质散射、电子-声子相互作用、电子-电子相互作用、…，其相应的弛豫时间为 τ_{imp}，τ_{e-ph}，τ_{e-e}，…。根据Mathiessen定则，τ可以看作

$$\tau^{-1}=\tau_{imp}^{-1}+\tau_{e-ph}^{-1}+\tau_{e-e}^{-1}+\cdots \qquad (2)$$

对于较纯的金属，杂质散射的贡献很小，电子-电子相互作用由于传导电子的屏散效应而变得很弱。在温度较高时，声子散射起着主要作用，它决定了电导率随温度变化的规律。但随着温度的降低，声子浓度不断减小，而杂质的数量是不变的，因此电导将趋于常数，对应的电阻值称为剩余电阻。对于不含磁性杂质的金属，其电导-温度关系符合上述规律[1]。磁性杂质的散射将导致低温下电阻值的对数上升，称为近滕(Kondo)效应[2]，这是固体物理学中曾引起广泛兴趣的课题，但在本文中我们不作进一步的讨论。

上述模型中电子被看作粒子，各种相互作用都被纳入相应的弛豫时间内。这里电子作为波的运动特征——相位被完全忽略了。然而实验证明这种忽略在许多情况下是正确的。为什么上述简化是合理的呢？我们看图 1 所示的电子在固体中的扩散。一个电子沿不同的布朗运动路径从空间的x'点到达x''点，我们考虑其干涉结果。首先，因为处于不同能量本征态的粒子其相位随时间的变化 $\varphi_n(t)=E_nt/h$不同，我们仅需考虑处于相同能量本征态的电子波的干涉。也就是说，电子所经历的散射必须全部是弹性的。那么这些电子分波保持相干的平均时间为τ_φ，称之为相位相干时间。其次，这些分波叠加的结果可以表示为

$$\left|\sum_n A_n\right|^2=\sum_n A_n^2+\sum_{n\neq m}A_nA_m^*, \qquad (3)$$

其中$A_n=|A_n|\exp(i\varphi_n)$ 为第 n 分波的波函数，φ_n为其相位。上

需要全本请访问 www.ertongbook.com

式中第一项是不考虑干涉效应的结果，第二项为干涉的贡献，含有相位因子$\cos(\varphi_n-\varphi_m)$. 由于不同的路径导致的相对相移$\varphi_n-\varphi_m$不同，该项平均的结果接近于零.

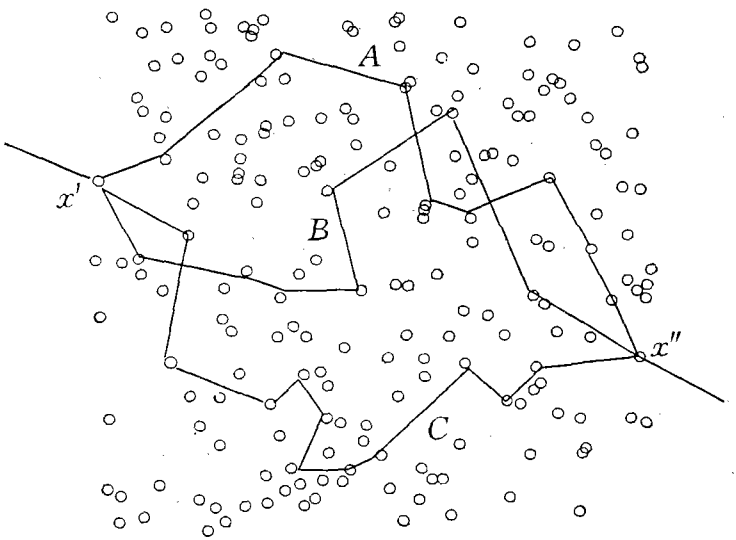

图1　电子在固体中从x'到x''的可能路径中的三条波函数在x''点的叠加给出（3）式

这些分析表明一般的情况下，忽略干涉效应是合理的. 然而，本章将要讨论的是在某些特殊条件下的干涉效应的贡献：

（1）沿一闭合路径反向运动的两电子分波，具有时间反演对称性. 这样的两电子分波的叠加在总平均不抵消为零.

（2）当样品尺寸$L\lesssim L_\varphi$时电子分波的运动被限制在数目相对较少的若干路径时，（3）式中第二项的贡献显得非常重要.

本文的第二节将讨论沿时间反演路径的分波干涉的作用对电导的修正，这给出弱局域化电导. 第三节讨论磁场对上述干涉效应的影响. 第四节介绍在计及电子自旋散射时的磁致电阻. 第五节讨论在限制路径中运动的电子波的干涉结果.作为本书的开头，

本文将以物理图象为主要工具，介绍介观物理领域早期的研究结果。对于有些问题本书后面的一些章节还将进行较详细的讨论。感兴趣于较严格的弱局域化理论的读者也可以参阅文献[3—5]。

二、弱局域化电导修正

电子在固体中扩散运动时以一定的概率返回它的出发点，这种路径为闭合路径，如图 2 所示。我们考虑处于 k 态的电子从空间 0 点开始，经过 1 至12点的顺序散射之后回到 0 点，并处于 $-k$

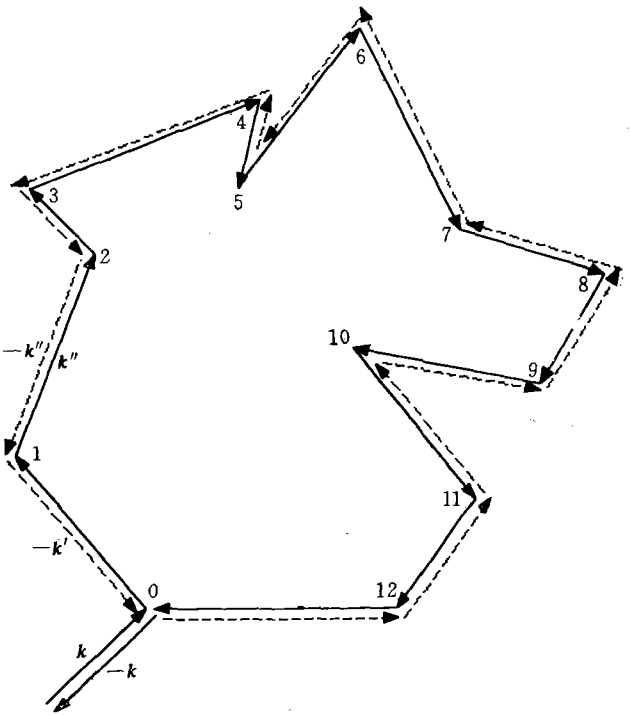

图 2　沿时间反演对称的闭合路径上的两电子分波

态，其波函数为 A_+；同时它以相同的概率经过相反的顺序由12至 1 的散射回到 0 点，其波函数为 A_-，且 $|A_+| = |A_-| = A$。这

两个路径的顺序具有时间反演对称性，称之为时间反演路径（time reversal path）。基于上节的讨论，我们仅考虑这些散射全部是弹性的情形。可以证明，电子受相同的杂质散射从$\boldsymbol{k}'$态到$\boldsymbol{k}''$态和从$-\boldsymbol{k}''$态到$-\boldsymbol{k}'$态所附加的相移$\delta\varphi$是相同的，因此A_+与A_-具有相同的振幅，相同的相位[6]。那么这两分波叠加的结果为：

$$|A_+ + A_-|^2 = |A_+|^2 + |A_-|^2 + A_+A_-^* + A_+^*A_- = 4A^2。 \quad (4)$$

这样，虽然那些巨大数量的电子扩散路径的电子分波的干涉趋向于相互抵消，但经过时间反演路径的电子波的干涉却相互增强。与不计及干涉的结果$2A^2$相比，返回原点且处于相反动量态的电子的强度增加了一倍。这说明波在经历漫散射后仍能产生一定量的回波（echo）。这种回波现象在光的漫散射中已被直接观察到[7,8]。我们看到计及量子效应之后，电子似乎更趋向于呆在原点，这就是“弱局域化现象”。

下面我们用半定量的方法来计算这种回波引起的电导变化[6]。假定处于$\boldsymbol{k}$态的电子可能被散射到费米面上的Z个状态，显然该电子被散射到$-\boldsymbol{k}$态的几率为$1/Z$，而与经历的中间态散射的次数n无关。由于电子处于动量本征态$\boldsymbol{k}$的平均寿命为τ_0，费米波矢的不确定量为π/l，这里$l=v_F\tau_0$为电子平均自由程。在二维下，这个不确定量构成的圆环面积为$2\pi k_F\cdot\pi\frac{1}{l}=2\pi^2k_F/l$。因为$k$空间的态密度为$(2\pi)^{-2}$，这个圆环所包含的状态数为$Z=k_F/2l$。故回波相对于入射波的比例为$Z^{-1}=2l/k_F$。

这种相干的回波不仅源于严格$-\boldsymbol{k}$态，在其附近的半径为q的小区域内的电子也增强了回波。当$\boldsymbol{k}$电子经历一系列散射到达$-\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}$态时，其能量差为$\hbar\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{v}_F$。由此在一次散射时间间隔$\tau_0$内产生的相移$\Delta E\tau_0/\hbar=\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{v}_F\tau_0$。因为不同的中间态上的相移不同，所以只有其平方相加。在经历n次散射后

$$(\Delta\varphi)^2=n\overline{(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{v}_F\tau_0)^2}=n(qv_F\tau_0)^2/2=Dq^2t, \quad (5)$$

这里$D=v_F^2\tau_0/2$为二维扩散系数，$(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{v}_F)^2$的平均值为$(qv_F)^2/2$，

$t=n\tau_0$为电子从$\boldsymbol{k}$态被散射到$-\boldsymbol{k}$态的时间。

电子回波所产生的反向粒子流为

$$I_{-k}=(2\pi)^{-2}\int \mathrm{d}^2qZ^{-1}\exp(-Dq^2t)=\tau_0/\pi k_{\mathrm{F}}lt。\qquad(6)$$

综上所述，若一个电子在$t=0$时处于$\boldsymbol{k}$态，根据弛豫时间近似，其动量$\boldsymbol{k}$以特征时间τ_0指数衰减；而由于干涉回波产生的反向动量$-\boldsymbol{k}$则随时间的倒数衰减，且在$t=\tau_\varphi$时消失。那么这个电子对于平均动量的贡献为

$$\boldsymbol{k}\left[\int_0^\infty \mathrm{e}^{-t/\tau_0}\mathrm{d}t-\int_{\tau_0}^{\tau_\varphi}\frac{\tau_0}{\pi k_{\mathrm{F}}lt}\mathrm{d}t\right]$$

$$=\boldsymbol{k}\tau_0\left(1-\frac{1}{\pi k_{\mathrm{F}}l}\ln\frac{\tau_\varphi}{\tau_0}\right),\qquad(7)$$

故电导也将以括号内的因子减小。

$$\sigma=\frac{ne^2\tau_0}{m^*}\left(1-\frac{1}{\pi k_{\mathrm{F}}l}\ln\frac{\tau_\varphi}{\tau_0}\right)=\sigma_0-\sigma_{00}\ln\frac{\tau_\varphi}{\tau_0},\qquad(8)$$

上式中的第二项就是弱局域化电导修正$\Delta\sigma$。可以看出：

(1) $\Delta\sigma$为σ_{00}的量级，约$10^{-6}\sim10^{-5}$S；在低温下一般金属薄膜的面电导率为0.01～0.1S。两者相差$10^4\sim10^5$量级，因此这种修正是微弱的。

因为$\Delta\sigma/\sigma\ll1$，当使用电阻方便时，我们有

$$\Delta R/R=-\Delta\sigma/\sigma。$$

(2) $\Delta\sigma\propto\ln(\tau_\varphi/\tau_0)$，在电子平均自由程较小的样品中容易观察到这种现象。因此过去的许多工作都是在淬火薄膜或掺氧的薄膜上进行的。

(3) $\Delta\sigma$对温度的依赖关系取决于$\ln\tau_\varphi$。如果相位弛豫主要来源于电子-电子相互作用，一般有$\tau_\varphi\propto T^{-p}$，所以$\Delta\sigma\propto-p\ln T$，即$\Delta R\propto p\ln T$，这就是低温下的电阻对数上升现象。图3为稀土掺杂的铜薄膜的电阻-温度曲线[9]，可以看出，在低温下电阻变化很好符合$\ln T$关系。

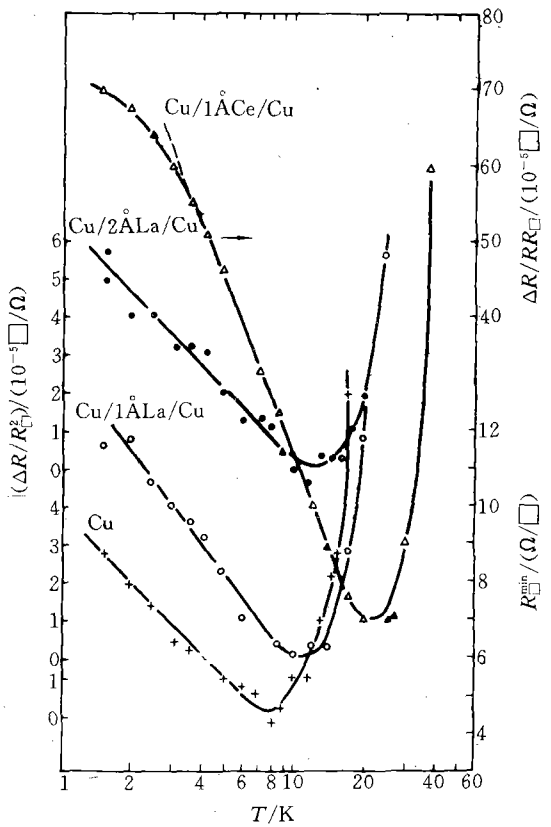

图 3　金属铜薄膜(夹有极少量的稀土元素)的电阻随温度的变化

其中 $R_{\square}$ 表示单位面积的电阻，$\Delta R_{\square}/R_{\square}^{min} \equiv (R_{\square}^{min})^{-1} - (R_{\square}(T))^{-1}$

曲线的零点取电阻的极小值[9]

必须指出的是这种电阻的对数上升也可能由其它机制产生. 最重要的有Kondo 效应和电子-电子相互作用. 图 3 中掺 Ce 的样品，ΔR 反常地大，且低温下偏离 $\ln T$ 行为，可能有Kondo效应的贡献. 电子-电子相互作用所引起的电导变化为

$$\Delta\sigma_I \propto -\sigma_{00} \ln T, \qquad (9)$$

具有与弱局域化修正项相似的表达式，仅依据电导随温度的变化

无法区分这两种贡献．所幸电子-电子相互作用引起的电导变化对外磁场不敏感，我们则可以通过磁致电阻来研究弱局域化效应．

三、弱局域化磁致电阻

磁致电阻(magnetoresistance)是研究金属输运现象的一个重要工具．通俗地讲，电子在磁场中运动时由于受到洛伦兹力的作用，产生回旋运动．这种运动增加了电子受到散射的几率，导致电阻上升．但是在单一的载流子时，只有纵向(磁场平行于电场)磁致电阻不为零．当磁场垂直电场时，电子将向侧向偏转，电荷积累于导体的两侧，产生垂直于外电场的霍耳电场．而霍耳电场对载流子的作用力恰好平衡了洛伦兹力，载流子就不再被偏转．因此横向磁致电阻为零．而平行于电场的磁场使电子产生螺旋式的运动，就可能导致电阻的增加．然而，若导体中的载流子不只有一种(包括电子、空穴及多带载流子)，它们可能具有不同的迁移率 $\mu_j = e\tau_j/m_j$．这时单一的电场不可能抵消不同载流子的横向运动．可能存在横向磁致电阻．在上述情况下，磁场导致电阻增加，称之为正磁致电阻，一般有[10]

$$\Delta R = R(B) - R(0) \propto B^2, \tag{10}$$

或

$$\Delta\sigma = -\Delta R/R^2 \propto -B^2. \tag{11}$$

图 4 为实验测量的磁致电阻曲线[11]．随着温度的降低，弱局域化引起的负磁致电阻越来越明显．在温度较高时，$\Delta R \propto B^2$．但随着温度的降低，在低磁场的区域出现负磁致电阻．这些不同于通常的电阻变化就是源于我们即将要讨论的弱局域化磁致电阻．

弱局域化效应源于时间反演路径的电子分波的干涉．现在我们考虑磁场对电子波产生的影响．电子在磁场中运动时获得的附加相移为

$$\delta\varphi = \frac{e}{\hbar}\boldsymbol{A}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l},$$

需要全本请访问 www.ertongbook.com