

# 介观体系的物理<sup>1)</sup>

阎守胜

(北京大学物理系, 人工微结构及介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

从对无序电子系统低温输运性质——弱局域电性的讨论出发, 介绍了弹性散射和非弹性散射的基本区别, 引进了介观体系的概念, 特别强调了与宏观体系不同之处. 简单讲述了主要的物理发现. 最后对本领域的现状做了简短的评述.

## Abstract

Based on a discussion of weak localization, one of the transport properties in disordered electronic systems at low temperatures, the fundamental distinction between elastic and inelastic scattering, the definition of mesoscopic systems, and sketchily, the most important experimental discoveries in this field are described. The difference between mesoscopic and macroscopic systems is emphasized. At the end, the present situation is briefly reviewed.

介观体系的物理或简称介观物理, 是凝聚态物理中近年来发展得很快的研究热点. 从历史上讲, 它源于 70 年代末和 80 年代初对无序体系电子输运性质的研究. 所谓无序, 在这里是指存在着杂质等静态缺陷, 破坏了晶格的平移对称性.

## 一、正常金属的电导, 低温下的问题

一般认为, 正常金属(如铜、银、金)的电导, 人们已有很好的了解. 参与导电的是费米面附近的电子, 由于费米波长  $\lambda_F$  (约 0.5nm) 远小于平均自由程, 考虑外场的影响时, 可将电子看作经典的粒子. 电阻随温度的变化关系一般可写成

$$\rho = \rho_0 + \rho_i(T) = \rho_0 + AT^n. \quad (1)$$

在室温附近, 电阻主要来源于电子和声子的散射,  $n=1$ . 温度降低后, 逐渐过渡到  $n=3-5$ . 电子和电子的散射在更低一些的温度下变得重要, 相应的  $n=2$ . 系数  $A$  总是大于零的正数. 温度趋近于零时, 仍有剩余电阻  $\rho_0$  存在, 来源于电子和静态杂质, 缺陷的弹性散射, 其大小不随物理

温度变化.

上述图象有两个关键点. 其一是单电子近似, 即描述费米面附近导电电子状况的是单电子波函数. 人们相信, 电子间强的库仑相互作用并不定性地改变这一图象. 这种认识的基础是 1956 年朗道提出的费米液体理论. 理论给出强相互作用费米子系统的低能激发可看成是准粒子, 它们之间没有相互作用, 或只有弱的相互作用. 其二是在电子和杂质散射时, 由于杂质的无序分布, 散射波之间的干涉, 可以忽略.

80 年代初的研究表明, 在低温极限下, 上述人们认为是正确的物理图象几乎全是错的. 在无序系统中, 电子间的库仑相互作用对费米液体理论有重要的修改, (1) 式中的指数  $n$  不再是 2, 而是 1/2, 依赖于相互作用的细节, 系数  $A$  可正可负. 同时, 电子作为一种量子客体, 其散射波的干涉有明显的物理结果. 在薄金属膜中, 温度下降时, 电阻并不趋于常数剩余电阻. 相反地, 随着温度的降低电阻以对数形式增加. 本文将集中于对电子波函数量子干涉效应的讨论.

1) 国家攀登计划资助项目

## 二、两种散射的差别,弱局域电性

80年代初对无序电子系统低温输运性质的研究,具体的称为金属薄膜的弱局域电性(weak localization).实验现象,主要是温度下降时,电阻按 $\ln T$ 规律反常的增加,以及弱磁场下的负磁阻效应(通常是正磁阻,弱场影响很小).第一个实验是1979年Dolan和Osheroff用Pd-Au膜做的<sup>[1]</sup>.图1给出我们1984年对铜膜的测量结果.

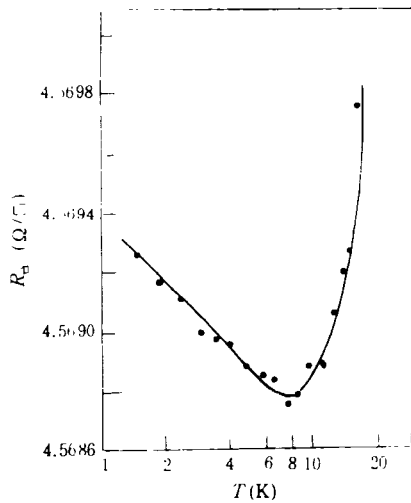


图1 10nm厚铜膜低温下电阻的 $\ln T$ 反常, ( $R_{\square}$ 是膜的方块电阻)

在物理上,人们主要认识到弹性散射和非弹性散射有重要的区别.电子和杂质的散射是弹性散射,使电子从一个动量态散射到另一个动量态,重要的是它并不破坏电子对其波函数位相的记忆.确切的意思是,假如用波函数 $\psi = We^{i\phi}$ 来描述一个电子,经过一次弹性散射后,位相 $\phi$ 有一定的变化,变成 $\phi + \Delta\phi$ , $\Delta\phi$ 的大小也许难以估算.而且,如散射路径相同,但先后顺序相反,位相的改变也是一样的.相反地,非弹性散射,例如电子和声子的散射,使电子的能量有所改变,同时也使电子失去了位相的记忆,即散射前后电子的位相没有确定的联系.

随着温度的降低,材料中声子数越来越少,非弹性散射的平均自由程(用 $L_{\phi}$ 表示,表示在

多长的距离失去位相记忆)越来越长( $L_{\phi} \propto T^{-2}$ ).金属薄膜在液氦温度下, $L_{\phi}$ 可大到 $\mu\text{m}$ 尺度.弹性散射的平均自由程 $l$ 一般在10nm的量级.因此,在两次非弹性散射之间,电子会经受多次(如大到 $10^4$ 次)弹性散射,并始终保持着位相的记忆.常说电子波函数的位相是长程相干的.此处“相干”一词是一种习惯的说法,不太严格.通常我们讲一个在自由空间传播的波,沿传播方向位相是相干的.这里是指如有两个电子,状态相同,并走相同的、因弹性散射而变得曲折的路径,只要经历的弹性散射相同,没有受到非弹性散射,它们的位相就始终是相同的.

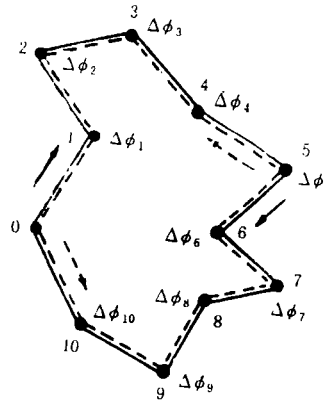


图2 导电电子在无序体系中无规行走的闭合路径(不同的走向分别用实线及虚线表示)

设某一电子开始处在0位(见图2),经多次弹性散射回到原位,几率为 $|W|^2$ .显然,走相同的,但顺序相反的路径回到原位的几率也是 $|W|^2$ .按经典的计算方法,总的回到原位的几率是 $2|W|^2$ .考虑到波函数的相干性,如出发时电子波函数的位相是 $\phi$ ,每次碰撞均有所改变,顺时针方向走回到原位的位相是 $\phi + \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 + \dots + \Delta\phi_{10} = \phi + \Delta\phi$ .反时针方向走,回到原位的位相为 $\phi + \Delta\phi_{10} + \Delta\phi_9 + \dots + \Delta\phi_1$ ,也是 $\phi + \Delta\phi$ .因此,按量子力学波函数相干的方式计算,回到原位的几率是 $4|W|^2$ ,比经典算法大一倍.这意味着电子更愿意呆在原来位置上,可动性更差,这就是弱局域电性名称的由来,也是量子修正使电阻增加的原因.温度下降时,由于 $L_{\phi}$ 增加,要考虑越来越多的、总路径长度更长的这类回

路的影响,因此,对电阻的修正越来越大.具体的计算表明,电阻是按对数规律增加的.

在与图2所示回路平面垂直方向加磁场时,电子波函数的位相要有附加的变化 $(e/h)\int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$ ,其中 $\mathbf{A}$ 是描述磁场的矢势.由于顺时针走和反时针走位相变化的符号恰好相反,因此,零磁场时回到原点位相相干,此时有可能就不相干了.磁场的作用相当于增加了电子的可动性,因而产生正磁导(使电导增加)或负磁阻(使电阻减小).有关弱局域电性更详细的讨论可参阅文献[2].

### 三、宏观,微观和介观

对于宏观物体,我们十分熟悉,其特点是具有自平均性(self-averaging).可以把一宏观物体看成由很多体积相同的小块组成,小块间是统计独立的,整个宏观物体表现出来的是众多小块平均的结果.如果减小宏观物体的尺寸,只要还足够大,测量的物理量,如电阻率 $\rho$ 和系综平均值的差别就很小.

当体系尺度 $L$ 小到接近某一特征尺度 $L_{\text{char}}$ 时,自平均特性消失,样品的性质具有鲜明的个性.例如对导电性,不能再用电阻率,只能用电阻 $R$ 来个别地刻划宏观看来完全相同的样品.在外界条件(如外加磁场)变化时,样品的性质(如电阻 $R$ )会以表面看似无序,但却十分重复固定的,随样品而异的方式变化(如图3),每个样品有它自己的“指纹”.这就是我们现在了解为“介观”尺度的世界.

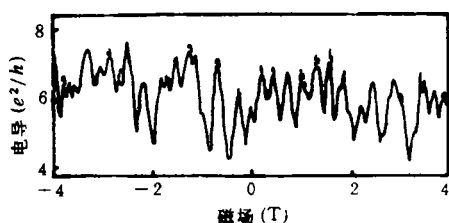


图3 一段细金丝的“指纹”——电导随磁场的变化  
(虚线是相隔多日重复测量的结果<sup>[3]</sup>)

体系小到一定程度,失去自平均性,这并不难想象.80年代初开始的研究揭示出来的新的物理

出人意料的结果是,这个特征尺度令人吃惊地长.人们原以为是几个晶格间距,或至多是弹性散射平均自由程的尺度(约10nm).现在发现,是非弹性散射平均自由程的尺度,在金属中可到 $\mu\text{m}$ 量级,随着温度的下降还会增加.

这样,介观体系一方面类似我们熟悉的微观世界,表现出量子力学的特性;另一方面,就尺度而言几乎是宏观的.按目前的微加工技术,人们可以制作各种形式的这类样品,而且可进行电阻、磁阻、霍尔系数等常规的测量,这就好象我们可以在原子,分子的电子轨道上接上电流表,电压计进行观察.自然这对加深人们对物质世界的认识有十分重大的意义.

### 四、量子扩散

十多年来对介观体系的研究,发现了很多新的常常是意想不到的物理现象.

当体系尺度小到和电子非弹性散射平均自由程 $L_e$ 大小相近时,从运输的角度,进入量子扩散(Quantum diffusion)区[图4(a)].新发现的重要的物理现象有:

#### 1. 正常金属中的 Aharonov-Bohm 效应

在无规杂质散射存在的条件下能否观察到这种振荡效应,是争论了20多年的物理问题.大多数物理学家认为不行,少数人认为可以.1985年Webb等人在 $\mu\text{m}$ 尺度的金环上观察到了这种振荡<sup>[4]</sup>.

#### 2. 普适的电导涨落(universal conductance fluctuation)

即使在小尺度的样品中,也会有很多的无规行走路径对电导有贡献.如 $50\text{nm} \times 50\text{nm} \times 1\mu\text{m}$ 的金线,路径数 $N \approx 10^5$ .在外界条件(如外加磁场)改变时,不同路径间干涉的结果将使电导 $G$ 起伏涨落.传统的观念认为 $\Delta G/G \sim 1/N$ ,因而涨落很小.1985年,Alshuler, Lee和Stone等人计算得到出乎意料的结果<sup>[5,6]</sup>:涨落的数量级为 $e^2/h$ ( $4 \times 10^{-5} \Omega^{-1}$ ),具有普适性.意思是涨落的大小与样品的维度、几何形状、长度(只要 $\leq L_e$ )和平均电阻(即杂质的数量)无关或关系

## 五、弹道输运(ballistic transport)

当体系尺度小到接近电子弹性散射的平均自由程  $l$  时,进入弹道输运区,此时和杂质的散射已不重要,限制电流的主要是和样品边界的散射[见图 4(b)].

实验工作主要是在 AlGaAs/GaAs 异质界面处高迁移率的二维电子气中进行. 低温下弹性散射平均自由程可超过  $10\mu\text{m}$ . 一般在横向对电子的运动再加限制,使电子主要在一个方向上运动,成为准一维体系. 这一领域中,最重要的物理现象是量子点接触的电导量子化.

量子点接触(quantum point contact)是指长度  $L$  和宽度  $W$  近似相等的一维体系. 实验上是在二维电子气的上方做一分裂栅门电极,加上负压,使其下方成为二维电子气的禁区. 1988 年, van Wees 等测量了量子点接触的电导随门电压的变化,发现是以  $2e^2/h$  为单位量子化的(见图 5)<sup>[13]</sup>. 尽管这个发现出人意料,但物理上

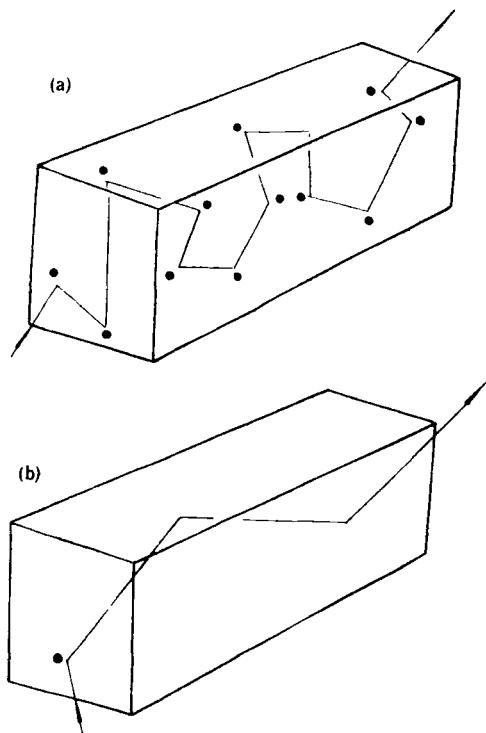


图 4 (a)量子扩散示意;(b)弹道输运示意  
(黑圆点代表杂质)

不大,这已为实验所证实. 与此相关的还有电导的非局域性,对欧姆定律的偏离等,以上两部分,详细的可参阅文献[7,8].

### 3. 正常金属介观环中的持续电流

正常金属的环,由于总有杂质、缺陷或表面的不平整性存在,有剩余电阻存在,一般认为,电流将很快衰减. 1983 年, Büttiker, Imry 和 Landauer 等人从理论上证明只要环的尺度  $L \lesssim L_c$  (介观尺度的环),同时在环上电子的波函数是扩展的,持续电流就可以存在<sup>[9]</sup>. 1990 年首次被 Lévy 等人的实验证实<sup>[10]</sup>. 由于持续电流很小,他们用了  $10^7$  个  $\mu\text{m}$  尺度的铜环. 1991 年 Chandrasekhar 等在单个金环上也证实了持续电流的存在<sup>[11]</sup>. 目前持续电流大小的理论值仍比实验值至少小  $1 \frac{1}{2}$  个数量级,不同的理论之间也有较大的差别,这仍是一个未解决的问题<sup>[12]</sup>.

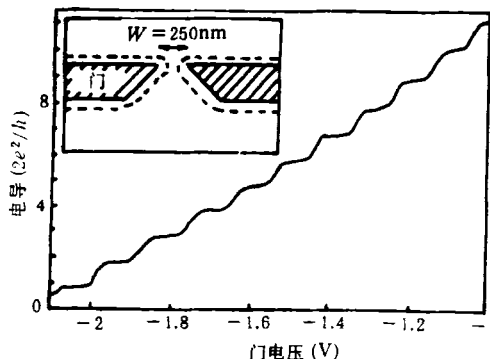


图 5 0.6K 时点接触电导  $G$  随分裂栅门电压的变化<sup>[13]</sup>  
(二维电子气中接触区实际宽度为插图中两虚线间最短距离,随负门电压的减小而加大)

尚易于理解. 原因在于对电子横向运动加以限制,导致能级分裂,形成一些子带. 点接触电导  $G$  和传输系数的关系为

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{j,k=1}^N t_{j,k}, \quad (2)$$

$t_{j,k}$  是第  $j$  个子带的电子过渡到第  $k$  个子带的传输系数. 由于在点接触区,电子弹道输运不受散射,不发生子带间的过渡,因而  $t_{j,k} = \delta_{j,k}$ , (2) 式

变成

$$G = \frac{2e^2}{h}N, \quad (3)$$

式中  $N$  是在费米面以下的子带数, 为整数并受门电压的控制.

其他物理现象有电子束的准直效应 (collimation), 聚焦 (focusing), 负的弯曲电阻 (bend resistance) 等, 是近年来发展很快的领域.

## 六、库仑阻塞

这是另一涉及到小的体系, 近年来引起人们关注的物理现象. 设有一金属/绝缘层/金属构成的结, 如结区面积为  $0.1 \times 0.1 \text{mm}^2$ , 则一个电子隧穿引起的静电能的变化为  $E = e^2/2C$ , 折算成温度约为  $5 \mu\text{K}$ , 其中  $C$  为结的电容. 在普通的温度下, 效果为热涨落所掩盖, 只表现为散粒噪声 (shot noise). 但当结的面积小到  $20 \times 20 \text{nm}^2$  时, 相应的能量约为  $100 \text{K}$ , 这样在低温下 (如液体氮温度), 电子隧穿将引起体系能量过大的增加, 隧穿不可能发生. 只有在极板上电压高到一定程度时, 电子才有可能通过, 这种现象叫库仑阻塞效应. 在此基础上发展了一些对单电子运动进行控制的电路和器件, 如旋转门器件 (Turnstile device) 等, 称为单电子电子学 (single electronics), 详细的可参阅文献 [14].

总之, 介观物理是一个有重大基础理论意义和广泛应用价值的研究领域. 由于微加工技术的发展, 介观领域已为实验所可及, 因而成为量子力学、统计物理和宏观物理交叉的研究范围, 可系统地探讨不同的平均过程, 体系和外界的关联, 相干性的消失等基本问题. 从应用的角度, 一方面给出现有器件尺寸减小的下限, 减小到何种程度时原处理方法不再适用. 另一方面, 新发现的现象为制作新型量子器件提供了丰富的思想, 也许会成为下一代尺度更小的集成器件的基础.

如果要问, 在 10 多年的研究中, 在物理上主要学到了些什么? 其一是弹性散射和非弹性物理

散射的基本区别; 其二是认识到介观体系已小到失去了自平均性, 尽管其大小几乎为宏观尺度.

对进一步的研究, 在理论方面, 首要的问题也许是深入了解电子和电子相互作用在相干消失、弛豫、平衡性质和输运性质等方面的作用. 此外, 对宏观和微观体系我们已有较成熟的处理方法, 现在要发展对介观体系的处理方法. 对于宏观体系, 不同的统计系综在热力学上是等价的, 而对介观体系却给出不同的结果. 对介观体系, 观察量  $X$  不能仅用系综平均  $\langle X \rangle$  刻画, 要考虑其二阶矩  $\langle (\delta X)^2 \rangle$  以及更高阶矩  $\langle (\delta X)^n \rangle$ , 此处  $\delta X = X - \langle X \rangle$ . 在持续电流问题上, 理论和实验的不一致说明, 也许还有一些重要的物理问题我们没有认识到.

从实验的角度, 理论上预言的一些效应, 主要是涉及交流输运方面的, 实验上尚未得到证实. 无序电子系统中发现的新现象和处理的方法, 有可能用到别的波动体系, 如声子、自旋波、电磁波等, 这方面还有大量的工作可做. 介观物理实验一般讲难度较高, 要很低的温度和好的微加工技术, 精细的测量. 相对讲, 我国条件较差, 选题上要有特色, 有新意, 才能做出好的工作.

图 6 给出我们实验室陈名玲等人用电子束光刻的方法制作的北京大学徽记的照片, 大小

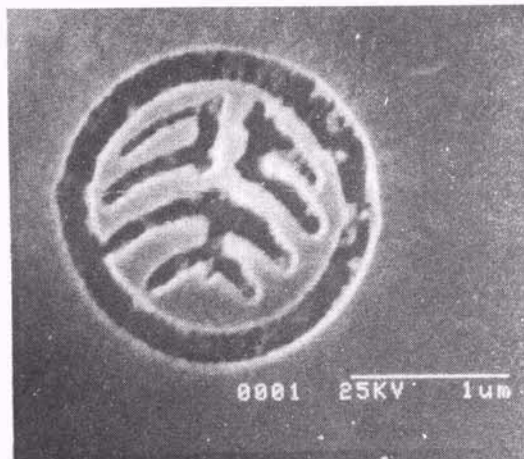


图 6



在  $\mu\text{m}$  尺度,也许这是世界上最小的.这表明我们已有相当的微加工能力.目前介观物理的研究已列入国家基础研究的攀登计划,相信我国的物理学家定能在这一领域做出自己的贡献.

作者的研究工作受国家攀登计划资助,特此致谢.

[1] G. J. Dolan and D. D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979),721.  
[2] 王世光,物理,19(1990),597.  
[3] A. D. Benoit et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1765.  
[4] R. A. Webb et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985),

2696.

[5] B. L. Altshuler, *JETP Lett.*, **41**(1985),648.  
[6] P. A. Lee and A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985),1622.  
[7] 顾本源,顾雷,物理,19,(1990),586.  
[8] 蒋平,物理,20(1991),11.  
[9] M. Büttiker et al., *Phys. Lett. A*, **96**(1983),365.  
[10] L. P. Lévy et al., *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990),2074.  
[11] V. Chandrasekhar et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991),3578.  
[12] 周义昌,物理,22-11(1993).  
[13] B. J. van Wees et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 848.  
[14] 郑厚植,物理,21(1992),646.

## 高温氧化物超导体:费米液体抑或非费米液体?

章立源

(北京大学物理系,北京 100871)

文章对高  $T_c$  氧化物超导体是否为费米液体问题作一评述.文中以五条标准作为费米液体的定义.就电阻率、霍尔效应、温差电势率、核磁弛豫、正电子湮灭、光电发射谱等一系列现象中出现的有关问题作了评估.对有关各主要流派作了评论.

### Abstract

In this paper the problem whether a high- $T_c$  oxide superconductor is a Fermi liquid or not is reviewed. The Fermi liquid is defined by five criteria. The relevant problems which occur in a series of phenomena, including resistivity, Hall effect, nuclear magnetic relaxation, thermoelectric power, positron annihilation and the photoemission spectra, have been discussed. Some comments on the main schools have been made also.

迄今(1992年)人们对高温超导电性的机制问题尚未达成共识.原来在1957年由巴丁、库珀和施里弗发展的对低温超导体有效的BCS超导微观理论是否仍适用?是需要改造它还是需要全新的理论?新材料的超导机制是否仍是电子与声子相互作用?还是另外什么机制?高温氧化物超导体正常态性质的诸多“反常”是否意味着费米液体描写在此已不适用?当前众说纷纭,没有定论.本文目的在于扼要描绘一下这种纷纭情况的轮廓,引出有关文献,并试图作

一定的评论.

### 一、什么叫费米液体

什么是费米液体?历史上一个重要的里程碑是朗道-费米液体理论,这是零温极限附近关联费米子系统低激发态理论.概括地讲,费米液体有如下含义:

(1)准粒子概念有效.这要求准粒子有足够长的寿命  $\tau$ .