

介观物理学——物理学的一个新分支

蒋 平

(复旦大学物理系, 上海 200433)

本文介绍介观物理学的基本内容。从介观体系所必须满足的条件出发, 着重讨论 Aharonov-Bohm 效应等量子干涉效应对体系输运性质的影响, 并就其发展对微电子学技术的意义作简要评述。

1990年3月美国物理学会凝聚态年会上, 首次将介观物理学 (mesoscopic physics) 列为分组议题, 并为之安排了五次分组会议; 而1989年有关内容仅安排三次分组会议, 且都未冠之以“介观”。由此可见, 最近介观物理学发展迅速, 正在受到科学界的普遍瞩目^[1]。

如果望文生义, 似乎介观物理学研究的对象是既非宏观又非微观的体系, 这就容易与粒子簇相混淆了^[2]。目前, 介观体系多是一些处于低温下的线状或环状小尺寸样品, 其线度在微米或亚微米数量级, 通常包含 $10^8 \sim 10^{11}$ 个原子, 因此基本上应属于宏观范围, 并且实验上也采用通常的电学测量等手段。然而, 实验结果却表现出电子波的量子干涉效应, 量子力学的波动性质是微观世界的特点。可见, 介观物理学关心的领域是呈现出微观特征的宏观体系。在介观范围, 通常以统计平均为特征的宏观行为代之以随样品而异的性质。时下, 无论是实验还是理论大都集中在介观体系输运性质的研究, 材料既包括金属也包括半导体。因此, 有人比喻介观物理学犹如将电流计和电压计直接连接到原子上去测量电子的电阻和 Hall 效应^[3]。这一比喻相当生动地反映出近年来发展起来的物理学这一新分支的特点。在介观体系中, 电子能级之间的距离比低温 (例如 1K) 下的 kT 小不了几个数量级^[4]。众所周知, 在微观的原子系统中能级间距远大于 kT , 而线度在厘米量级的宏观体系中能级间距要比 kT 小十几个数量级。目前, 普遍采用电子相位相干长度 L_ϕ 接近或大于样品线度 L 这一条件来规定介观体

系。 L_ϕ 的意义是, 电子波在小于 L_ϕ 的范围内可维持其相干性。如果样品线度大于 L_ϕ , 则观察不到量子力学的电子波的干涉作用, 也就体现不出介观体系的特点。

从实验角度而言, 介观物理学的发展可以五年前观察到环状样品的 Aharonov-Bohm (以下简称 AB) 效应为标志。AB 效应系 1959 年由 Y. Aharonov 和 D. Bohm 两人提出的一种理论, 它指出即使电子运动的路径上不存在电场和磁场, 但只要存在静电势和磁矢势, 就会使电子波的相位发生变化, 从而影响电子波的干涉结果^[5,11]。

一、AB 效应

为简单起见, 这里以静电势的 AB 效应为例加以说明。图 1 为 Aharonov 和 Bohm 提出的假想试验的示意图。可以看到, 入射电子束在 A 点分裂为两支相干电子束, 再在观察屏 S 处相遇。在图 1(b) 中, 在两束电子行进的路径上各置一金属圆筒。当电子进入圆筒后, 对筒 1 加上电势 $\phi_1(t)$, 对筒 2 加上 $\phi_2(t)$, 而在电子越出圆筒前, 即将电势撤销。只要圆筒足够长, 静电屏蔽保证电子不受任何电场力的作用。

用薛定谔方程很容易验证, 可将通过圆筒 1 的电子的波函数 ψ_1 写成

$$\psi_1 = e^{-iS_1(t)/\hbar} \psi_{10}, \quad (1)$$
$$S_1(t) = \int_0^t [-e\phi_1(t')] dt',$$

1) Bull. Amer. Phys. Soc., 34-3(1989); 35-3(1990).

式中 $(-e)$ 为电子电荷, t 为时间. ψ_{10} 为不存在 ϕ_1 时的波函数. 同样, 存在 $\phi_2(t)$ 时通过圆筒 2 的电子波函数 ψ_2 也可写成

$$\psi_2 = e^{-iS_2(t)/\hbar} \psi_{20}, \quad (2)$$

$$S_2(t) = \int_0^t [-e\phi_2(t)] dt,$$

其中 ψ_{20} 为不存在 ϕ_2 时的波函数.

当两束电子在屏上相遇时, 波函数 ψ 为

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_1 + \psi_2 \\ &= \psi_{10} e^{-iS_1/\hbar} + \psi_{20} e^{-iS_2/\hbar}. \end{aligned} \quad (3)$$

干涉结果取决于 $|\psi|^2 = \psi\psi^*$,

$$\begin{aligned} |\psi|^2 &= |\psi_{10}|^2 + |\psi_{20}|^2 \\ &+ 2\text{Re}[\psi_{10}\psi_{20}^* e^{-i(S_1-S_2)/\hbar}]. \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式明显地表示电势要影响干涉图样, 因为两束电子获得附加的相位差 $\Delta = (S_2 - S_1)/\hbar$. 如果 $\Delta = 2\pi$, 即

$$\int [\phi_1(t) - \phi_2(t)] dt = h/e,$$

则称为完成一个 AB 循环.

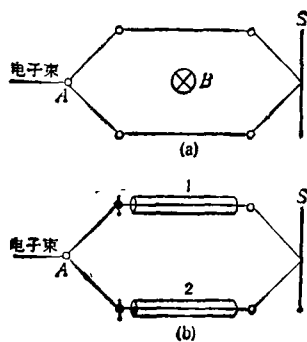


图 1 AB 效应

图 1(a) 的情形是, 在 B 处置一垂直于纸面的长螺线管. 螺线管外的磁感应强度 B 为零. 但是, 如果沿两束电子行进路径所围成的回路作磁矢势 A 的线积分, 则由斯托克斯定理,

$$\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \phi_0, \quad (5)$$

S 为回路所包围的面积. (5) 式表示磁矢势的线积分等于螺线管的磁通量 ϕ_0 . 由于 $\phi_0 \neq 0$, A 一定存在. 可以证明, 此时两束电子也将得到附加的相位差, 其值为

$$\Delta = e\phi_0/\hbar. \quad (6)$$

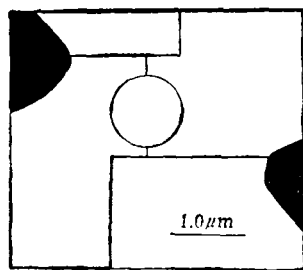
可见, 如果螺线管的磁场不断增加, 磁通 ϕ_0 每增加 h/e , 则干涉图样就变化一个周期, 也就是一个 AB 循环. 磁通的周期就是 h/e .

AB 效应的理论提出不久就为在真空中的实验所证实. 尽管有人提出争议, 但是 1986 年日立公司的 A. Tonomura 等发表了改进的实验结果, 使人们不再怀疑 AB 理论的正确性^[6]. 然而, 在材料中 AB 效应的首次观测结果的发表则只是 1985 年的事^[7]. 由于 AB 效应改变了场才是物理实在的传统观点, 现在代之以势, 因而受到科学界的广泛重视. 人们探索这一理论在各个领域中的影响, 从量子 Hall 效应到超导直至超弦.

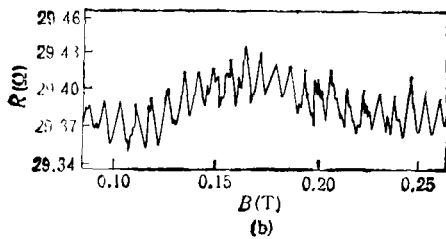
二、介观体系中的 AB 效应和其他量子干涉效应

1985 年 IBM 的 R. A. Webb 等用扫描透射电子显微镜在硅片上做了个直径约 $0.8 \mu\text{m}$ 、厚度和线宽均为 $0.04 \mu\text{m}$ 的多晶小金环, 在环的直径方向接两根引线, 如图 2(a) 所示. 电流从一根引线进入小环, 分沿两个半环前进, 而在另一根引线处汇合输出. 垂直于金环所在的平面施加磁场, 测量金环两端的电压, 便可计算出磁阻, 即有磁场存在时的电阻. 实验在 0.01K 的低温下进行. 结果如图 2(b) 所示, 磁阻随磁场作周期性变化, 磁场周期和金环所围面积的乘积与 AB 理论所要求的 h/e 完全一致^[7]. 显然, 沿金环两半行进的电子波由于磁场矢势的作用而获得附加的相位差, 从而影响汇合处的干涉条件, 改变电子波的合振幅, 表现为电阻的变化. 这一实验有力地证实了材料中的 AB 效应. 其后两年, IBM 又有关于静电 AB 效应的报道, 其结果也与 AB 理论所要求的基本符合^[8,9,11]. 虽然在这两个实验中并未执意追求“有势无场”的特点, 但是 AB 理论预言的势会改变电子波的相位和干涉条件却是毋庸置疑地得到了证实.

不难看出, AB 效应的观测是要以电子波在直到相遇处都保持其相干性为前提的. 材料中



(a)



(b)

图2 金环的磁阻——介观体系中的 AB 效应

的各种不完整性使得电子所处的势场偏离严格的周期性,从而导致电子波的散射,影响电子波的相干性。众所周知的两种散射因素是电离杂质和晶格振动。电离杂质通过库仑作用改变电子运动的方向,但是由于其质量远大于电子,使电子散射前后的能量保持不变,仅改变动量,因而是弹性散射。晶格振动对电子的散射涉及声子的吸收与发射,电子要和晶格振动交换能量,因此为非弹性散射。电离杂质的弹性散射虽然也改变电子波的相位,但并不影响电子波的相干性,即并不摧毁“相位记忆”。不过却使电子的运动方向发生变化,使得存在杂质的体系中电子的运动是扩散型的。晶格振动的非弹性散射要摧毁相位记忆,破坏电子波的相干性。由此可知,要观测到材料中的量子干涉效应,就应当使电子在两次相邻的非弹性碰撞之间的平均时间 τ_{in} 内就越过样品。在 τ_{in} 时间内,电子波不遭遇非弹性散射,可保持其相干性。因此, τ_{in} 内作扩散运动的电子可以越过的距离,即扩散长度,就应是相位相干长度 L_ϕ ,即 $L_\phi = (D\tau_{in})^{1/2}$, D 为扩散系数。这就说明,样品的线度 $L \lesssim L_\phi$ 应是量子干涉现象可以观测的前提。而这类在材料中出现的奇特的量子干涉现象正是介观物理学的重要内容,可见用 $L \lesssim L_\phi$

物理

来大致规定介观体系也就相当自然了。晶格振动散射的几率与声子密度成比例,降低温度,可以增加 τ_{in} , 即增加 L_ϕ 。对于正常的金属材料,在 1K 温度下, L_ϕ 可达微米量级。近年来,由于微结构技术的发展,制作长度在微米、线宽为几十个纳米的样品已不太困难,可以为介观物理学提供具体的研究对象,成为介观物理学最近得以迅速发展的实验基础。

对图 2(b)的实验结果,如果扩大磁场范围来考察,就会发现,磁阻除周期性的 AB 振荡之外,其背景还呈现出非周期性的起伏。如果转换成用电导表示,则这种电导起伏普遍存在于各种样品中,既包括金属,也包括半导体;起伏与样品的几何形状、维度、平均电阻等都没有明显的关系;起伏的数值都在 e^2/h 的数量级,呈现某种“普适性”。然而,不同样品表现的电导随磁场变化的具体函数关系却又互不一致,取决于样品中各不相同的杂质分布的微观组态,因此常称之为随样品而异的普适电导起伏。尽管这种普适性的原因仍见仁见智,其实实验事实却是肯定的。而且很自然地提出了这样的问题,即样品的电导对于其中杂质的运动会敏感到何种程度。文献[10]根据电子波干涉的观点从理论上证明:对于一维和二维介观体系,其中哪怕只有一个杂质原子移动,也会使电导发生 e^2/h 数量级的变化。这样就能利用这种效应来探测一些诸如杂质的扩散等缓慢的动态过程。同时还从理论上预言,金属玻璃中的 $1/f$ 噪声在低温下会随温度下降而增加。新近关于铜-碳膜和铋膜的实验证实了这一预言^[11]。

以前曾认为,只要在电子波的相干性得到满足的前提下,电导起伏的数值是与样品的长度无关的,并且也作为普适性的含义之一。但是 A. Benoit 等的研究表明,在 $L < L_\phi$ 的前提下,一维样品的电导起伏随 L 的下降按 $(L_\phi/L)^{1/2}$ 的规律发散^[12]。他们的 Sb 线样品结构如图 3 所示,在引线 1 和 4 之间通以电流,测量引线 2 和 3 之间的电压随磁场的变化。图 4 是他们的结果。图 4(a)表示出电导起伏,图 4(b)是改画成电压起伏。一个引人注目的特点是,

当电压测量引线之间的距离 $L < L_0$ 时,电压的起伏与 L 无关,直到 L 接近于零时也不消失,还保持着同样的数值。这就说明,样品中的长度尺度并不由引线之间的几何距离决定,而是由相位相干长度决定。相干电子波可以进入经典上不允许的区域,可以一直相干地传播到电压引线之中。甚至于在如图 3 所示的样品几何布局中,如果我们使电流在引线 3 和 4 之间流过,则在 1 与 2 之间仍可测到电压,尽管这两根引线是与经典的电流路径上的同一点相连的。这种“非局域”的电学性质在 Umbach 等用金线做的实验中表现得再清楚不过^[13,1],充分反映出介观体系的特殊的物理性质。

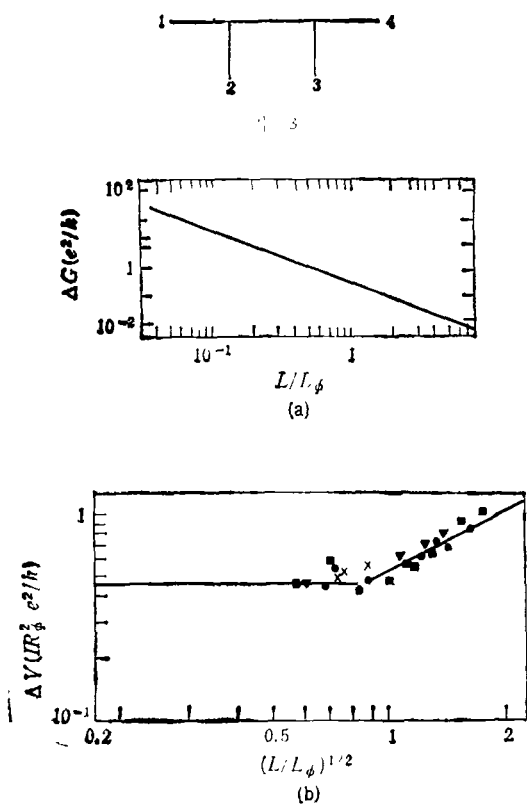


图 4

L 为图 3 中电压探针 2 和 3 之间的距离; I 为电流;
 R_ϕ 为 $L = L_\phi$ 的电阻

介观物理学除了其本身的科学价值(例如研究布洛赫振荡、持续电流等)而外,对微电子学发展的潜在影响也是不可低估的。长期以来,微电子技术追求器件工作速度的提高,因而不

断降低元件的尺寸。可是这种努力终将由于集成度的提高使单位面积功耗增加以及元件尺寸缩小带来的原理性的限制而达极限^[14]。介观物理学的研究,有可能为基于量子力学的电子波动、隧穿、干涉等效应的新一代电子器件的诞生带来希望,从而能使器件的工作速度成百倍地提高。事实上,目前小器件的尺寸也已进入介观物理学样品尺寸的范围,说明基于经典输运理论的常规器件正在原理上走向其极限。现在,基于量子效应的器件设想已有人提出^[14-16],并且也已出现在低温下试验的新一代器件原型,利用电势影响电子的波动性质以控制电阻和电压^[17]。随着技术的进一步发展,必然会出现在高得多的温度下呈现量子力学特性的器件。在这一方面,介观物理学的研究无疑会发挥巨大的作用。目前,北京大学等单位也在微结构项下积极开展介观物理学的工作,我们期待着我国的科学家也在这一新的物理领域里作出自己的贡献。

[1] 顾本源、顾雷,物理,19(1990),586.
[2] 冯端,物理,18(1989),1.
[3] Y. Imry, *Comments Cond. Mat. Phys.*, **14**(1989), 367.
[4] A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2692.
[5] Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.*, **115**(1959), 485.
[6] A. Tonomura et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 792; 吴自勤、毕林松,物理,16(1987),723.
[7] R. A. Webb et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2696.
[8] S. Washburn et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1791.
[9] R. A. Webb and S. Washburn, *Physics Today*, **41-12**(1988), 46.
[10] S. Feng et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1960.
[11] G. A. Garfunkel et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2773.
[12] A. Benoit et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2343.
[13] C. P. Umbach et al., *Appl. Phys. Lett.*, **50**(1987), 1289.
[14] R. T. Bate, *Scientific American*, No. 3(1988), 78.
[15] S. Datta et al., *Appl. Phys. Lett.*, **48**(1986), 487.
[16] F. Capasso and S. Datta, *Physics Today*, **43-2**(1990), 75.
[17] Y. Imry and R. A. Webb, *Scientific American*, No. 4(1989), 56.