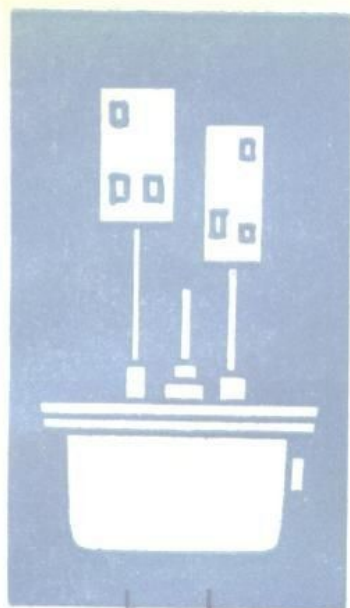
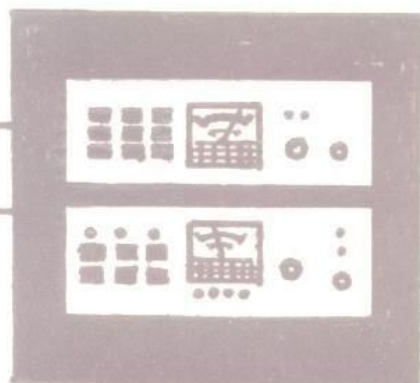


超导地球物理仪器原理

陈文升 编著



超导地球物理仪器原理



地震出版社

超导地球物理仪器原理

陈文升 编著

地震出版社

1988

超导地球物理仪器原理

陈文升 编著

责任编辑：吴 兵

封面设计：邢秀芬

地质出版社 出版

北京复兴路63号

中国农业机械出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

全国各地新华书店经售

850×1188 1/32 5印张 120千字

1988年5月第一版1988年5月第一次印刷

印数 0001—1500

ISBN 7-5028-0052-2/P·28

(440)定价：1.50 元

内 容 提 要

本书系统地介绍超导地球物理仪器的原理。全书共分三章。第一章介绍与超导仪器有关的几种超导效应：零电阻效应、迈斯纳效应、全磁通量子化效应和约瑟夫森效应等，并把微观理论与宏观规律结合起来。第二章讨论作为超导仪器核心的超导量子干涉器的原理。第三章概述各种超导地球物理仪器：超导磁力仪、超导检流计、超导电位计、超导重力仪、超导辐射检测器和超导核磁共振仪等的结构、工作原理、设计条件、灵敏度和实际性能。

本书可供有关地球物理、低温物理和固体物理等专业的大学
生、研究生和物理工作者参考。

前 言

基于超导效应的超导量子干涉器 (SQUID), 可用于地球物理探测而构成各种超导地球物理仪器。超导地球物理仪器是目前灵敏度最高的仪器, 例如超导磁力仪可以测量 10^{-14}T 的极弱磁场, 可用于矿产和地热勘探, 磁异常的探测和地磁调查; 超导磁化率仪可以测量 $10^{-11}\text{A}\cdot\text{m}^2$ 的极弱磁矩和 $4\pi \times 10^{-11}\text{SI}$ 的磁化率, 可用于测量月球岩石的微弱磁性和研究压磁效应; 超导加速度仪可以测量比原子半径小得多的位移, 用它可以构成高灵敏度的重力梯度仪。超导地球物理仪器把测量技术提高到一个新的水平, 将进一步推动地球物理科学的发展。

目前我国已开始采用各种超导地球物理仪器进行工作。为了应用和发展超导地球物理仪器, 必须对超导地球物理仪器的原理有比较透彻的了解。但是由于超导理论比较抽象, 超导量子干涉器的原理比较复杂, 而且资料比较零乱, 给了解超导地球物理仪器的原理带来较大的困难。考虑到这个情况, 作者把几年来给研究生讲授的超导地球物理仪器原理讲义修改补充出版, 以供对超导地球物理仪器有兴趣的读者参考。

全书分三部分。第一部分是与超导仪器有关的几种超导效应, 这是基础部分。为了便于理解, 把微观理论和宏观规律结合起来。第二部分是超导量子干涉器的原理, 这是核心部分。为了便于掌握, 这部分写得比较详细。第三部分是超导地球物理仪器的原理, 这是应用部分。为了便于了解, 着重介绍了结构、工作原理、设计条件、灵敏度和实际性能等。

低温超导材料和器件需要在低温环境下才能正常工作。目前

的超导仪器是液氮温区的超导仪器。由于液氮成本昂贵，不便携带，故极大地限制了超导仪器的应用。最近发现了 Y-Ba-Cu-O 体系的液氮温区超导材料并迅速地发展了液氮温区超导器件的研制，液氮成本低，便于携带，这是超导仪器研究方面的重大突破，它将引起工业技术的重大变革。虽然目前还有不少工艺技术问题需要解决，离实际应用还有相当距离，但由于这类超导体的研究已得到各方面的重视，国际上已有二百多个实验室正从事这方面的工作，相信在不太长的时间内液氮温区超导仪器便可问世。

陈文升

1987年5月

目 录

第一章 超导效应	(1)
§ 1.1 零电阻效应.....	(1)
§ 1.2 迈斯纳效应.....	(15)
§ 1.3 全磁通量子化效应.....	(19)
§ 1.4 约瑟夫森效应.....	(23)
第二章 超导量子干涉器 (SQUID)	(31)
§ 2.1 RF SQUID 的原理.....	(31)
§ 2.2 DC SQUID 的原理.....	(49)
§ 2.3 超导量子干涉器的噪声.....	(66)
§ 2.4 超导量子干涉器的结构.....	(74)
§ 2.5 超导量子干涉器的测量技术.....	(78)
第三章 超导地球物理仪器	(89)
§ 3.1 超导磁力仪 (SGM)	(89)
§ 3.2 超导磁力梯度仪 (SMG)	(94)
§ 3.3 超导岩石磁力仪 (SRM)	(102)
§ 3.4 超导磁化率仪 (SCX)	(108)
§ 3.5 超导检流计.....	(112)
§ 3.6 超导微微伏计 (SPV)	(115)
§ 3.7 超导电位计.....	(118)
§ 3.8 超导重力仪.....	(121)
§ 3.9 超导加速度仪.....	(124)
§ 3.10 超导重力梯度仪 (SGG)	(132)
§ 3.11 超导辐射检测器.....	(136)
§ 3.12 超导核磁共振仪.....	(140)
参考文献	(147)

第一章 超导效应

有些金属被冷却到极低温度时呈现出超导效应。超导效应有零电阻效应、迈斯纳效应、全磁通量子化效应和约瑟夫森效应等。

§1.1 零电阻效应

一般金属的电阻随温度的降低而成比例地减小。当温度下降到绝对零度附近时，其电阻将趋于一个恒定的剩余电阻。但有些金属在一定的临界温度以下，其电阻完全消失，这就是零电阻效应。零电阻效应表明超导体具有完全导电性。

1.1.1 正常金属电阻随温度的变化

正常金属的电阻或电阻率与温度有关。在常温下，电阻率与温度成线性关系，随温度降低而减小。在较低温度下，电阻率的减小变慢，与绝对温度的五次方成线性关系，即

$$\rho = \rho_0 + aT^5. \quad (1.1.1)$$

外推到绝对零度还有一个剩余电阻率 ρ_0 。金属晶体的完整性愈好、材料的纯度愈高剩余电阻率也愈小（图1.1.1）。

现在从微观方面解释正常金属剩余电阻的成因。

在金属里，原子中的价电子都脱离原子成为自由电子，失去电子的原子成为正离子。正离子排列成周期性的阵列，叫做结晶格子。自由电子在晶格中运动，具有能量 E 和动量 p ，它们的关系为 $E = p^2/2m$ （图1.1.2）。

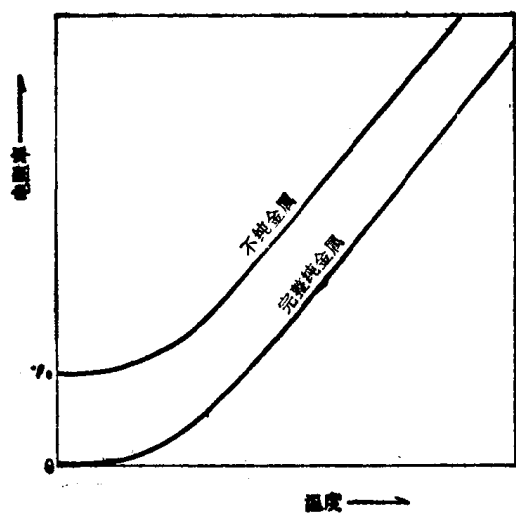


图1.1.1 正常金属电阻随温度的变化

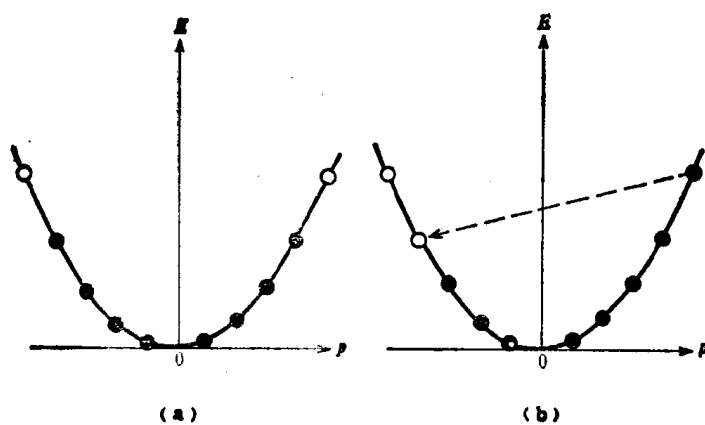


图1.1.2 金属中电子能量和动量的关系

在绝对零度时，金属中所有电子应处于尽可能低的能量态。但按泡利 (Pauli) 不相容原理，每一个电子态只能由一个电子占据。若考虑到电子的自旋，每一个电子态可由两个自旋相反的电子占据。因此在某个动量 p_F 以下的所有电子态都由电子两两两地占满，而动量大于 p_F 的所有电子态都空着，见图 1.1.3 (a)。绝对零度时电子状态的这种分布叫做费米 (Fermi) 球，球面叫做费米面，球面对应的能量叫做费米能，球的半径叫做费米动量。

在绝对零度以上时，部分电子因热运动跃迁到能量高一些的电子态，因此在费米面以上靠近费米面处出现一些电子，而在费米面以下靠近费米面处出现一些空穴，见图 1.1.3 (b)。

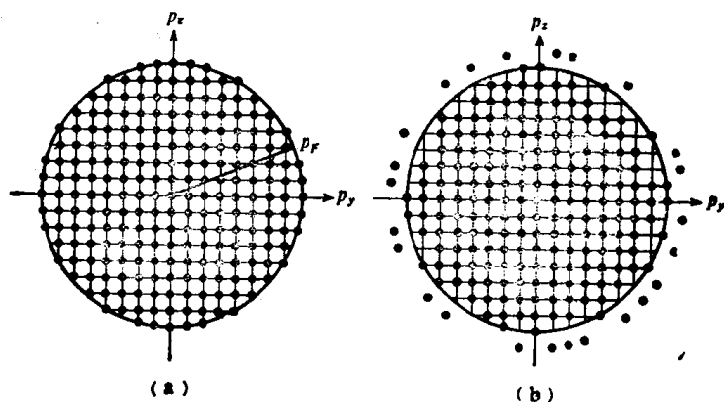


图 1.1.3 金属中电子状态的分布

当有外加电场存在时，电子因受电场作用沿电场反方向的动量增大，能量也增大，有更多的电子跃迁到能量高一些的电子态。因此在费米面以上出现更多电子，而在费米面以下出现更多空穴。

按量子力学，电子具有波的性质，具有动量 p 的电子相当于波长为 $\lambda = h/p$ 的电子波。如果金属中没有外加电场，电子的动量分布正负对称，见图 1.1.2 (a)，因而沿各方向传播的电子波互相抵消，金属中没有传导电流。如果金属中有外加电场，电子因受电场作用沿电场反方向的动量增大，电子的动量分布正负不对称，见图 1.1.2 (b)，因而沿电场反方向传播的电子波不再被

抵消，金属中形成传导电流。

由于两方面的原因：1) 晶体中离子因热振动而不同程度地偏离其平衡位置；2) 晶体中存在缺陷和杂质，使晶体的完整周期性受到破坏。这时向右运动的高能态电子将会碰上离子、缺陷或杂质，其动量和能量将发生变化，而被撞回到相当于向左运动的高能态空穴，如图1.1.2(b)中虚线箭头所示。就是说电子波在不完整周期性的晶格中传播时将受到散射，因而形成电阻。在温度很低时，虽然热振动很小，但是缺陷和杂质却与温度无关，故有剩余电阻存在。

1.1.2 零电阻效应

有些金属电阻随温度变化的规律与上述不同。当温度降低时，它们的电阻先以上述方式减小，但在离绝对零度还有几度的某一温度时电阻突然消失(图1.1.4)，这叫做零电阻效应。这时

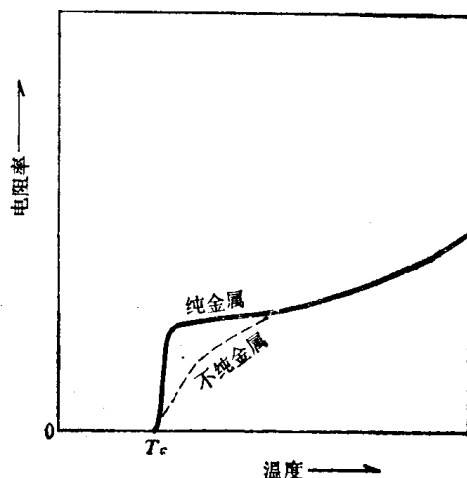


图1.1.4 零电阻效应

的金属处于超导态。如果金属完整性较好，那么在冷却时可以急剧地转变到超导态，具有很大的剩余电阻的一些不纯金属也可以过渡到超导态，只是在冷却时缓慢地转变到超导态。

现在从微观方面解释零电阻效应。如上所述电子波要受到缺陷和杂质的散射，在绝对零度时仍有剩余电阻存在，因此零电阻效应不能用自由电子的运动来解释。按BCS超导理论，超导体中两个动量(包括自旋)相反的电子结合成电子对，叫做库柏对(Cooper pairs)。零电阻效应可用电子对的运动来解

释。

现在说明两个电子间除了库仑排斥作用外还可以通过晶格而相互作用。实际上每个电子在运动过程中要把周围的正离子吸引过来，如图 1.1.5 所示，电子 A 在晶格中运动，正离子被吸引由 1、2、3、4 移到 1'、2'、3'、4' 的位置，造成正离子的相对集中。由于晶格里的离子是互相牵连着的，一个离子的移动必定牵动邻近的离子，邻近离子的移动又牵动它邻近的离子，而每个离子都在各自的平衡位置附近振动。这样，电子 A 造成的正电荷相对集中还有一个传播过程，叫做晶格波动。格波是以正离子的相对集中和正离子的相对分散交替组成。原来晶格平均说来是中性的，如果正离子相对集中，那里便呈现带正电；如果正离子相对分散，那里便呈现带负电。带正电的区域对电子 B 将有吸引作用；带负电的区域对电子 B 将有排斥作用。故两个电子通过晶格的相互作用既可能是吸引作用也可能是排斥作用。

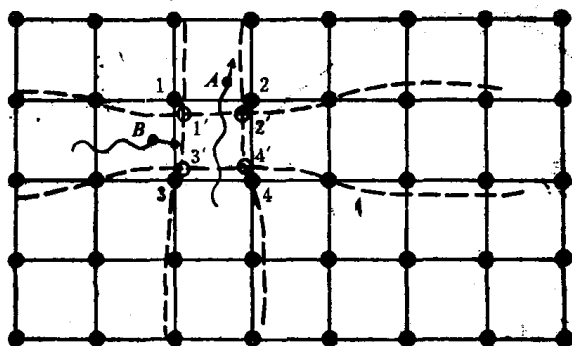


图 1.1.5 两个电子通过晶格的相互作用

现在说明两个电子通过晶格产生吸引作用的条件。按量子力学，格波是量子化的，格波的量子叫做声子 $h\nu_q$ ，这里 h 是普朗克常数， ν_q 是格波的频率。因此电子之间通过晶格而间接产生的相互作用叫做声子作用。设电子 A 在散射前的动量为 p_i ，散射时所发射的声子动量为 q ，散射后的动量为 p_f ，按动量守恒定律有

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{q}. \quad (1.1.2)$$

电子 B 在散射前的动量为 $\mathbf{p}_2$ ，散射时所吸收的声子动量为 $\mathbf{q}$ ，散射后的动量为 $\mathbf{p}'_2$ ，按动量守恒定律，有

$$\mathbf{p}_2 + \mathbf{q} = \mathbf{p}'_2. \quad (1.1.3)$$

由式 (1.1.2)、(1.1.3)，得

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2. \quad (1.1.4)$$

这说明在初态和终态之间动量守恒 (图 1.1.6)，按能量守恒定律，有

$$\varepsilon(p_1) + \varepsilon(p_2) = \varepsilon(p'_1) + \varepsilon(p'_2), \quad (1.1.5)$$

就是说在初态和终态之间能量守恒。但在初态和中间态 (电子 A

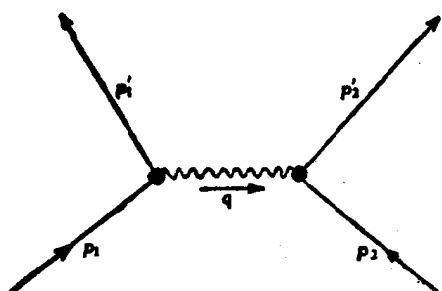


图 1.1.6 电子间通过声子产生相互作用

已发射出一个声子、而电子 B 尚未吸收这个声子时的状态) 之间 (发射声子过程) 或在中间态和终态之间 (吸收声子过程) 能量不一定守恒, 即 $\varepsilon(p_1) - \varepsilon(p'_1) \neq \hbar\nu_q$, $\varepsilon(p'_2) - \varepsilon(p_2) \neq \hbar\nu_q$. 这是因为按量子力学在能量和时间之间有

测不准关系的缘故, 即 $\Delta\varepsilon \cdot \Delta t \approx \hbar$. 如果中间态的寿命 Δt 很短, 那么它的能量不确定值 $\Delta\varepsilon$ 就会很大, 结果在发射和吸收过程中能量不必守恒. 理论表明, 只有在初态和中间态间的能量不平衡数值 $\varepsilon(p_1) - \varepsilon(p'_1) - \hbar\nu_q$ 很小的条件下, 即在 $\varepsilon(p_1) - \varepsilon(p'_1) \simeq \hbar\nu_q$ 的条件下散射几率才是可观的. 如果 $\varepsilon(p_1) - \varepsilon(p'_1) < \hbar\nu_q$, 那么这两个电子之间产生吸引作用; 如果 $\varepsilon(p_1) - \varepsilon(p'_1) > \hbar\nu_q$, 那么这两个电子之间产生排斥作用.

现在说明两个动量相反的电子通过声子作用吸引力最强. 考虑有两个附加电子, 在绝对零度时, 由于能量从 0 一直到 ε_F 的所有电子态都被占据, 故 $\varepsilon(p_1)$ 和 $\varepsilon(p'_1)$ 都必须高于 ε_F 才不违背泡

利不相容原理。 $\varepsilon(p_1)$ 和 $\varepsilon(p'_1)$ 的最低值要在 ε_F 以上，同时又要满足 $\varepsilon(p_1) - \varepsilon(p'_1) < \hbar\nu_L$ 。就是说这最低值位于 ε_F 以上的能量间隔 $\hbar\nu_L$ 范围内，这里 ν_L 是晶格的平均声子频率。考虑到 $\varepsilon = p^2/2m$ ， $\Delta\varepsilon = 2p\Delta p/2m$ ， $\Delta p = m\Delta\varepsilon/p$ ，上面对 $\varepsilon(p_1)$ 和 $\varepsilon(p'_1)$ 允许值的限制意味着 p_1 和 p'_1 必定落在费米动量 p_F 以上动量间隔 $\Delta p = \hbar\nu_L/p_F$ 的范围内（图 1.1.7）。

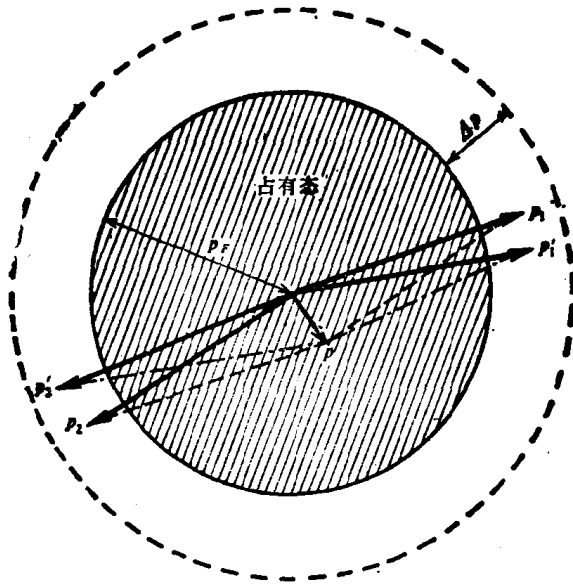


图 1.1.7 两个电子在填满的费米海上相互作用着

在上述壳层内的两个电子，动量分别为 p_1 和 p_2 ，注意 p_1 和 p_2 都接近 p_F ，而 $p = p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2$ 为总动量。图 1.1.8 画出了中心相距为 p 、半径约为 p_F 的两个球壳。在发生散射前后两个电子的总动量是守恒的，即

$$p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2 = p.$$

并且散射后的动量 p'_1 和 p'_2 都应该大约等于 p_F 。因此一对电子的状态跃迁被限制在图 1.1.8 所示的两个球壳相交部分的圆环中，即跃迁后的动量 p'_1 的终点和 p'_2 的起点必须位于这个圆环内。如果

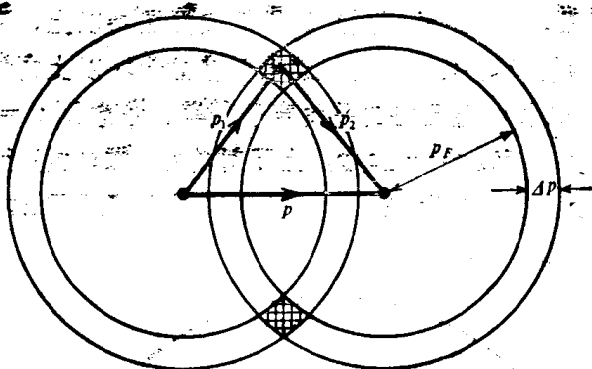


图1.1.8 两个半径为 p_F ，厚为 Δp ，中心相距 p 的球壳相交的圆环中表示动量能满足 $p_1 + p_2 = p$ 的电子态

$p=0$ ，那么两球壳相合，圆环变成整个球壳。这时一对电子通过吸引而发生跃迁的可能性比其他 $p \neq 0$ 的任何情况都大得多。 $p=0$ 表示 $p_1 = -p_2$ 。因此在费米面附近动量相反的一对电子的吸引力要比其他电子对之间的吸引力强得多。

其次，泡利不相容原理禁止同向自旋的电子靠拢，这就是说在同向自旋的两个电子之间有一种排斥作用。所以费米面附近动量和自旋都相反的电子之间存在最强的吸引作用，这两个动量和自旋相反的电子便形成电子对。

现在说明电子对的能级图。因为相互吸引的势能是负的。当动量在 p_F 附近 $\Delta p = m\hbar v_F / p_F$ 范围内的所有电子都耦合成具有相反动量和自旋的电子对时，便出现比自由电子能量更低的基态。超导电子的状态能量比自由电子低 Δ ，这叫做能隙。从超导态中激发一个电子至少要 Δ 能量。因为电子对遵从玻色-爱因斯坦(Bose-Einstein) 分布，不受泡利不相容原理的限制，故所有的电子对都具有相同的能量，这种状态叫做凝聚态 (图1.1.9)。

现在说明零电阻效应。如果在超导体中电子动量分布正负对称，见图1.1.10(a)，因而电子对的总动量为零，那么超导体中没有超导电流。如果在超导体中电子动量分布正负不对称，见图

1.1.10(b), 则电子对的总动量不为零, 那么电子对波的传播形成超导电流。这时动量相反的电子仍结合成电子对, 所有电子对的总动量都相同, 因而电子对的能量也都相同。现设向右运动的高能态电子碰上一个离子、

缺陷或杂质, 这时电子的动量和能量将不发生变化, 而维持原来的电子对。这是因为如果电子被撞回到一个相当于向左运动的高能态空穴, 电子的能量虽然有所减少, 但这意味着要拆散一对

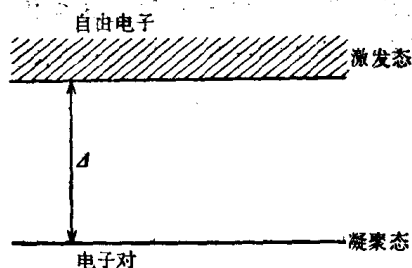


图1.1.9 超导体能级

电子对, 从而需要提供至少等于能隙的能量, 故总的能量并不降低, 反而是提高。因此电子不会被撞回而保持原来的动量分布, 使超导电流保持不变, 电阻为零, 这就是零电阻效应。

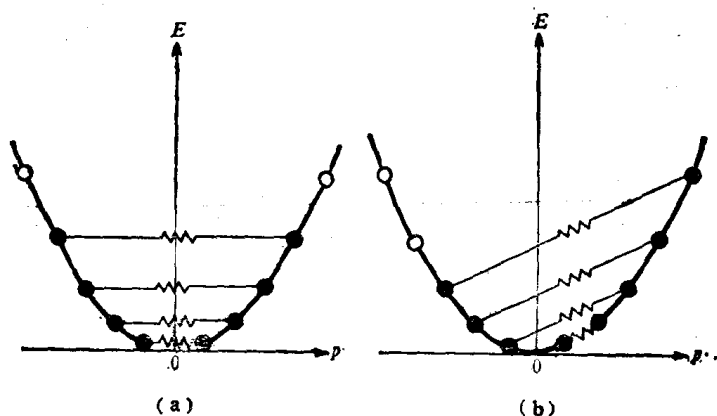


图1.1.10 超导体中电子对能量和动量的关系

1.1.3 临界温度

超导体电阻消失时的温度叫做该超导体的临界温度。不同的超导体其临界温度不同。磁性杂质往往会降低临界温度。但一般说来, 临界温度对少量杂质并不很敏感。

现在从微观方面说明临界温度。如果温度在绝对零度以上，热振动会破坏电子对，使之成为自由电子。拆散一对电子对需要提供的能量似乎只要等于电子对的凝聚能就够了。其实问题并不这么简单。因为电子对的结合由于其他电子的存在而削弱，例如只要动量 $\mathbf{p}$ 和 $-\mathbf{p}$ 两者之一已被其他电子占据，按泡利不相容原理，便不能存在这样的电子对 $(\mathbf{p}\uparrow, -\mathbf{p}\downarrow)^*$ ，就是说由于其他电子的存在使电子结合成电子对的作用削弱，相互作用能的绝对值降低，即能隙 Δ 减小。随着温度升高，自由电子数目增加，能隙便不断减小，直到最后达到一个能隙为零的温度，这就是临界温度（图1.1.11）。此时电子对不再存在，全部为自由电子。

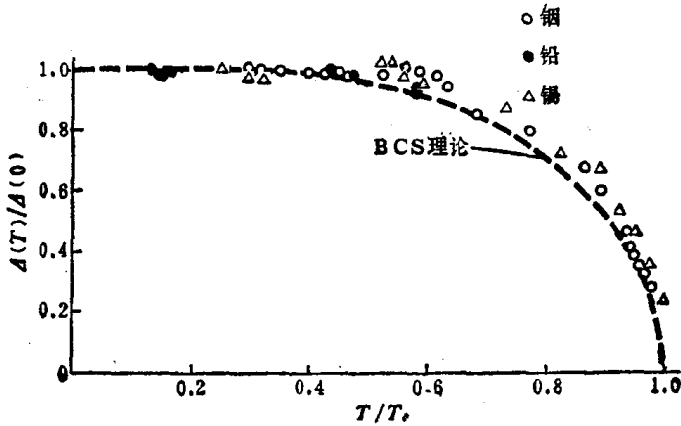


图1.1.11 能隙随温度的变化

自1911年荷兰科学家翁涅斯 (Onnes) 发现水银在 4 K 时具有超导电性以来，很多科学家都致力于寻找新的超导体和提高超导临界温度。现已发现 27 种元素和上千种合金或化合物具超导电性。1973 年美国科学家发现 Nb_3Ge 薄膜超导临界温度达到 23.2 K。以后虽然进行了大量的研究工作，但未能使这类超导体的临界温度获得明显提高，见表 1.1.1。

• 括号中箭头表示自旋方向相反。