

电阻率与导电媒质中电子输运的模拟研究

杨发成

瑞达科技发展中心, 克拉玛依市 834000 中国 新疆

联系人, e-mail: yangfacheng2006@163.com

摘要: 在通常温度条件 (20 °C) 下, 以导电媒质 (金属导体) 作为研究对象, 从微观及介观尺度通过对纯电阻电路中电流的热效应及电阻率的模拟研究, 发现电阻率跟导体中单位体积内自由电子电荷量密切关联. 从一维电子链的定向迁移角度审视, 传导电流是呈宏观态脉动方式定向迁移的. 为此, 作者进一步从微观、介观及能带理论观念上对导体从常温向低温过渡, 以及超低温下超导电性进行了分析, 从而得出, 金属导体中存在两种电流——传导电流和运流电流. 常温下金属导体中以传导电流为主, 低温环境下金属导体以运流电流为主导, 而超导态下金属导体中的电流近乎全属运流电流.

[杨发成. 电阻率与导电媒质中电子输运的模拟研究. Academia Arena, 2012;4(4):29-38] (ISSN 1553-992X). <http://www.sciencepub.net/academia>. 5

关键词: 电阻率; 一维电子链; 晶格面; 传导电流; 运流电流

中图分类号: O 431.2

引言

当我们用稳恒电流通过纯电阻电路时, 电流将产生热效应^[1], 在这一过程中, 外电场的电场力对电荷所做的功 $W = UIt = I^2 Rt$ (电能) 全部转化为热能 Q 辐射, 所以直接可表述为 $Q = I^2 Rt$. 其中, I 为电流强度 (电流表示数值), R 为电阻, 电阻定律表达式为 $R = \rho \frac{L}{S}$, ρ 为电阻率. 为此作者构建一理论模型, 从导体导带中自由电子与金属晶格体之间的相互作用出发, 并通过能量的转化与守恒, 推导出一个数学表达式 $Q = I^2 \frac{2m}{ne^2} \frac{L}{S} t$, 此式与经典电学中的热效应表达式 $Q = I^2 Rt$ 极其相似. 于是得出, 导体电阻率 ρ 跟导体中自由电荷量密切关联.

作者从理论上以原子、原子团簇凝聚的晶格体为出发点, 并以介观尺度 (纳米量级) 范围对金属晶体导电进行研究, 认为电流电荷是在外加电场中获得动能, 在自由电子定向迁移过程中与晶格体作用损失能量, 那部分能量转化为晶格面某受激原子之热振动, 正是晶格体的热振荡行为存在, 才使得常温超导异常艰难.

1. 纯电阻电路的热辐射模型

如图 1 示, 金属导体中的“自由电子”, 它们不属于某个贡献电子之原子, 而是处于邻近所有提供“自由电子”之原子公共势场中. 这个公共势场势能范围, 能带理论^[2]中称著导带. 所以, 这些电子在导

带中不固定于某处而可自由移动, 这个势场范围即被近代能带理论划为导带. 为此, 作者给一个形象比喻, 就象我们人类或其它运动物体一样在重力势场中自由移动而不会脱离重力势场飞入太空, 运动体就处于这个势场中的等势面上自由移动.

显然, 导带中除了自由电子之外别无它物, 即真空态. 所以, 作者把金属晶体中的导带区域直接看成是“自由电子-真空”态.

从凝聚态实践及理论可知, 晶体是由大量晶格排列而成, 每一晶格又是由大量原子凝聚而成的三维体, 每一三维体又可看成是由若干原子链构筑. 显然, 由大量晶格凝聚的导电晶体也是由单个原子凝聚而成的, 自由电子如同嵌在晶格间的狭隙叠合区——导带中, 由于自由电子间存在库仑斥力, 所以, 晶体中不存在自由电子堆集状态, 在通常 (没有被人为激发) 情况下, 晶体势场束缚作用下也不会出现缺失电子, 自由电子在晶格势场 (朗道能带理论称做导带) 中随晶格原子热振动而处于动态平衡.

由于原子是球形空间体, 任意三个原子凝聚而成的纳米颗粒都具有一个间隙, 虽然很小, 但对于电子几何体来说就如同在球场区域活动的足球, 自由电子即从这个间隙区域通过, 因而三维态结构的晶格间自然形成了能让自由电子通行的通道, 这个通道处于相邻晶格的势场叠加区域, 可看成相邻原子势场的导带叠合区, 能带理论称其为导带, 自由电子即在这个区域随晶格热振动而处于局域动态.

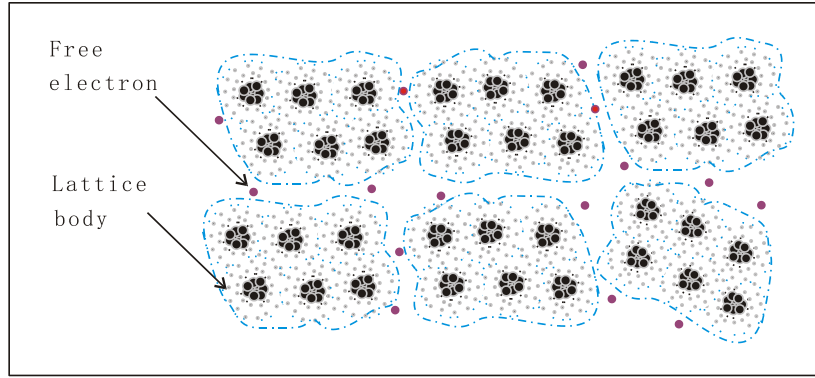


图1 三维晶体和一维电子链实物图示

Figure 1 Three-dimensional crystal and the kind of one-dimensional electronic chain icon

由于原子是球形空间体，任意三个原子凝聚而成的纳米颗粒都具有一个间隙，虽然很小，但对于电子几何体——根据霍夫斯塔特实验数据并结合卢瑟福原子结构模型，按最保守的估算估计，电子就好比乒乓球处于乒乓球桌上，另外还有价带上面的那个不满带或空带——导带，自由电子即在这个“空旷”区域随晶格热振动而处于动态平衡。晶格体是三维态结

构，其热振动是由组成它的原子链决定的，这个三维体的六个面振动是随机的^[3]。为使问题简化，研究相邻晶格之间导带中的自由电子，先从一维电子链讨论开始，将图1简化，一维电子链 **E** 与晶格原子链 **A** 看成是理想化的一维二元导电晶体 $(AEA)^N$ 结构，如图2所示。

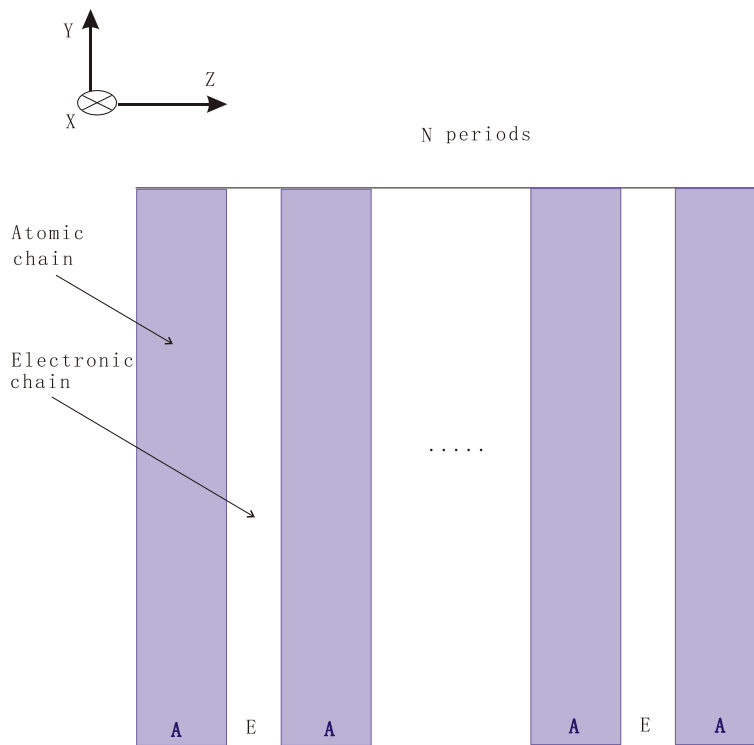


图2 一维二元导电晶体 $(AEA)^N$ 结构图

Figure 2 One-dimensional binary conductive crystal structure diagram $(AEA)^N$

在常温 ($20\text{ }^{\circ}\text{C}$) 下，用稳恒直流电流通过纯电阻电路，电流电荷将在外电势差作用下定向迁移。晶体中晶格面在热振动作用下而呈现出一些凹洼和凸丘，自由电子则在电场力推动下沿这个崎岖道路行

进，狭区通道上出现的凹洼和凸丘，得一维电子链的定向迁移呈脉动状态方式跃进，具体分析如下。

如图3示，导体中电荷在导带中的定向迁移，其实是电子链沿电场线反方向移动，电子链每脉动跃

进一次, 行进很小一段距离 d ——设想为介观线度. 介观物理学是研究物质的一个或多个线度小于宏观尺寸而又大于微观原子或分子尺寸之间的物质形态和特性, 定量地说, 是研究物质的线度等于或小于其相位相干长度而又大于原子分子线度时出现的物性, 而相位相干长度则是物质中载(电)流子**非弹性散射**的平均自由程. 一般情况下, 一个介观线度在纳米 (10^{-9}m) 数量级范围.

由于晶格原子链的随机振动, 定向迁移电子移动一介观线度 (d 距离) 范围, 即与前方晶格原子发生碰撞, 我们可以把这个晶格体看成似一个介观线度体 d^3 . 设导体中电场强度为 E , 电子电荷量为 q , 电场力做功 $W = qE \cdot d$, 电场力做的功就是电势能的变化量. 假设, 电子在 A 区域的定向迁移初始速度为

零, 电场作用下向 B 端运动, 电场线由 B 指向 A , 电子的受力沿电场线反方向, 而电子的运动轨迹则沿着导带行进, 而导带变窄、变形、曲折为 S 状态, 又是由晶格原子热振动作用所致, 晶格原子振动又与温度密切相关. 一般说来, 在常温下, 由于电导金属材料的性质因素所致, 晶格原子可被视为**非刚性原子**. 当某一电子沿受力方向行进至前方 P 点时, 不得不与晶格凸丘(晶格面)发生**完全非弹性碰撞**, 它将 AP 段(介观线度)获得的动能全传给了 P 点原子, 此刻, 电子的定向迁移速度又减小至零——电流态处于瞬间中断. 但这个暂时中断时间非常微小可以忽略不计, 从整个导体若干电子链的定向迁移审视, 是连续的、且呈宏观态脉动方式跃进, 经典电学理论对导电媒质中以此种方式的导电行为定义为**传导电流**.

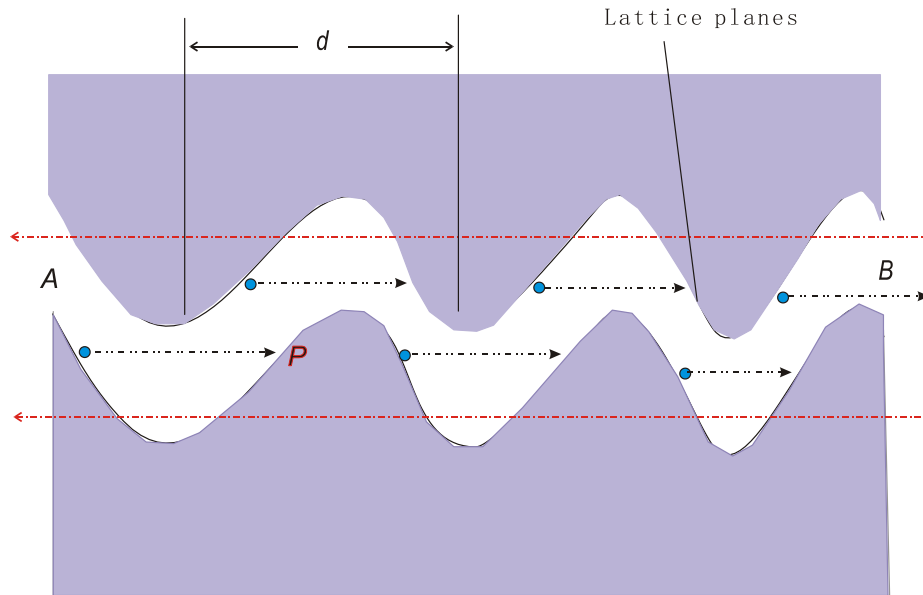


图3 自由电子与晶格点阵上凸点作用示意图

Figure 3 Free electrons and crystal lattice the bump role schematic

在图3中, 设自由电子在电场力作用下, 做定向迁移的初始速率为零, 并设电子链每脉动一次, 各电子定向迁移所发生的位移量为 d , 电场力推动下下一个电子获得的动能即是作用力对位移的积累. 即

$$\varepsilon = Fd = \frac{1}{2}mV^2 \quad (1)$$

其中, ε 、 F 、 d 、 m 、 V 分别表示动能、力、位移、电子质量、速度, 其单位分别是焦耳、牛顿、米、千克、米/秒.

现在我们的任务是将公式(1)进行展开, 得 $\varepsilon = Fd = \frac{1}{2}mV^2 = 2m(\frac{V}{2})(\frac{V}{2})$, $V/2$ 是电子通过这段路径 d 的平均速度. 从电流强度之决定式 $I = neSv$ 可知, v 是电流电荷的平均定向迁移速

度, 即有 $v = I/neS$, 代入上能量计算公式(1)有

$$\varepsilon = 2m\left(\frac{I}{neS}\right)\left(\frac{I}{neS}\right) = \frac{2mI^2}{(ne)^2S^2}, \text{ 这是一个电子移}$$

动位移 d 电场力所做的功. 导带中自由电子从初速度为零开始加速, 经历很短时间 Δt 达到最大定向迁移速度 V , 紧接着与晶格凸丘发生撞击而交换能量, 近似认为电子经历 Δt 时间区段(包含着电子与晶格相撞击的驰豫时间——纳秒量级), 其速度变化过程为 $0 \rightarrow V \rightarrow 0$. 所以, 作者称此迁移方式为脉动态. 那么, 整个电阻元件中电子链的一次脉动, 是所有电子链脉动一次电场力对电子做功总和. 在电流强度决定式 $I = neSv$ 中, n 为金属导体中单位体积内自由电子数, 那么每个自由电子在导体中所占据的空间应

为 $1/n$ 。设电阻元件长度为 L ，横截面积为 S ，体积 LS 内有 $n \cdot LS$ 个电子。在此过程中，电子链之动能是由电场能转化而来的，电子的动能传递给晶格体，又被全部转化为晶格体的热振动。即

$$\Sigma \varepsilon = \varepsilon \cdot nLS = I^2 \frac{2m}{ne^2} \frac{L}{S} .$$

如果通过电阻元件的稳恒电流持续时间为 t (Δt 的顺序延续)，并且持续时间 t 与电能（全部）转化为电阻元件的热能辐射成线性关系。即

$$\text{公式表示: } Q = I^2 \frac{2m}{ne^2} \frac{L}{S} t \quad (2)$$

其中， Q 、 I 、 e 、 L 、 S 、 t 分别表示热量、电流、电子的电荷量、导电晶体长度、横截面积、时间，其单位分别是焦耳、安培、库仑、米、米²、秒。

2. 电阻率与电荷密度之间的关系

从以上分析可知，本文作者推证的公式与经典电学实践及理论中得到的公式 $Q = I^2 Rt$ 有着惊人相似，但是，作者是根据能量转化并守恒定律做出的，由于传导电流遵循的是欧姆定律，作者将推证的热辐射公式 $Q = I^2 \frac{2m}{ne^2} \frac{L}{S} t$ 与经典电学中焦耳定律（电流热效应）公式 $Q = I^2 Rt$ 进行比较，公式（2）中电阻的表示应为 $R = \frac{2m}{ne^2} \frac{L}{S}$ 。从电阻定律公式

$R = \rho \frac{L}{S}$ 悟出，作者推证出的公式中电阻率应表示

为 $\rho = \frac{2m}{ne^2}$ ，导电率是 $\sigma = \frac{ne^2}{2m}$ ，单位是西门子/米。显然，电阻率与导体中单位体积内自由电荷的电荷量因素密切关联。

从实践中总结出的欧姆定律指出，当导体温度不变时，通过一段导体（电阻元件）的电流强度和导体两端的电压（电势差）成正比。

$$\text{公式表示: } U = RI \quad (3)$$

式中 R 为比例系数，通常人为地将其称做导体的电阻，单位是欧姆； U 、 I 分别表示电压、电流，其单位分别是伏特、安培。

显然，欧姆定律中的 R 只是一个比值，电压 U 是加在电阻元件两端的电压（电势之差），这个势差对应着的电能被电阻元件路径全部转化成热能辐射，这个对应着电能损耗的电流强度 I 遵循着的规律即是欧姆定律，通常称它传导电流，为此，本文用符号 I_f 表示。常温下，计算导体电阻值大小通常用公式

$$R = \frac{U}{I_f} .$$

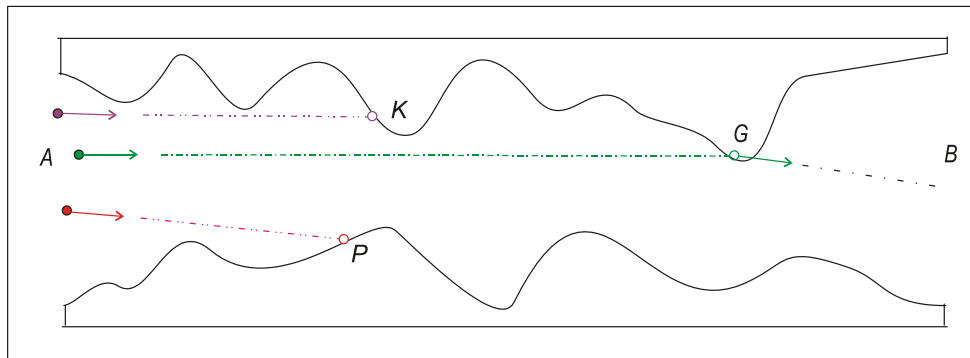


图4 传导电流和运流电流的概率分布

Figure 4 Probability distribution of the conduction current and the flow of transport current

这里作者不得不重点说明，只有通过电阻元件被损耗掉的电能（对应着的电压）、传导电流强度 I_f 才遵循着欧姆定律。为此再回过头来结合图3和图4进行分析，电子链上的各个自由电子分别与晶格狭区中凸出的高丘（晶格体中凸起来的原子之电子云壳层）发生一次撞击之前，从导带 A 区向 B 区运动的电子，电子在 A 区以定向初速度为零开始作加速运动，随即

又与晶格的 P 点或 K 点发生碰撞^[4]，电子把从电场力作用获得的动能全部传送给晶格 P 点或 K 点，此刻，电子的定向迁移速度又变为零。图4中，导带 AB 区域段自由电子的可能路径是 AP 、 AK 或 AG 等，图5中的红色曲线，表示电子链中电流-时间图象。

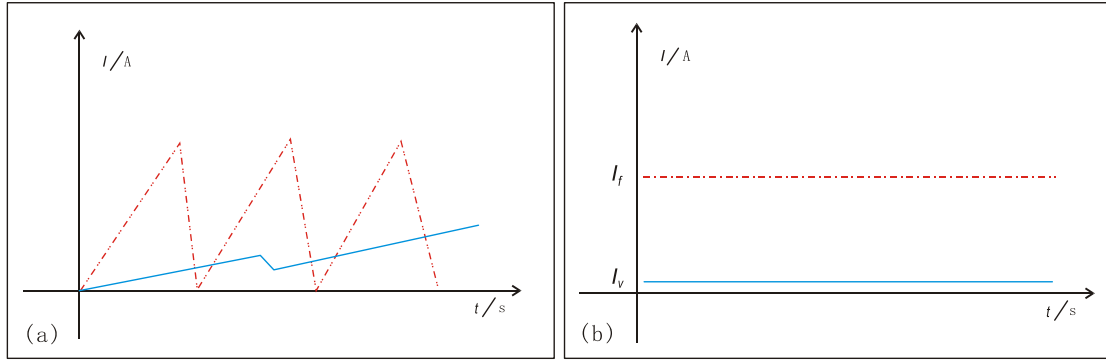


图5 常温下传导电流和运流电流的概率分布

Figure 5 Probability distribution of the conduction current and the flow of transport current at room temperature

从图4分析,由于晶格热振动作用,定向迁移电子与晶格面的凹洼和凸丘的作用概率很大,但也存在由A区到B区路径上不与晶格发生作用(或在路径上G点作用微小、能量损耗甚微可忽略),电子在导带AG区段定向运动而不损失其从电场中获得之动能,类似真空器件中的电流,由经典电学中对真空或气体中的电流划归为运流电流观念,显然,导体导带中肯定不存在气体,而是一真空态,电子在AG路径上的定向运动并不与任何物质发生作用,也没有任何能量耗损,表现出的电流态即为**运流电流**,【图5】中的兰色曲线表示。

作者结合本文第1节且经过认真思考后认为,通过电阻元件被损耗掉的电能,所对应的那个电流,实质上是欧姆定律中所反映的那个传导电流 I_f ,描述的即是电子链的脉动平均速度值对应的电流强度。这样一来,我们对传导电流和运流电流观点进行综合,流过电阻元件的实际电流 I 包含着与导电元件相关联

的传导电流 I_f 和类似真空器件中的运流电流 I_v 两个方面的综合效应。所以,电流表的工作原理也告诉我们,它的显示读数数值是由传导电流和运流电流的综合贡献,实践中**电流表显示数值就包括这两种电流在内的综合效应**。即

$$\begin{aligned}
 I &= I_f + I_v \\
 &= \frac{U}{R} + \int_s J_v \cdot ds \\
 (I_f &= \frac{U}{R}, I_v = \int_s J_v \cdot ds, J_v = \frac{dI}{ds} = \rho v)
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

其中, I 、 I_f 、 I_v 、 J_v 分别表示电流计电流、传导电流、运流电流、电流密度, J_v 的单位[安培/米²], ds 为垂直于电荷运动方向的面积元, s 为导体(电阻纶丝)横截面积。

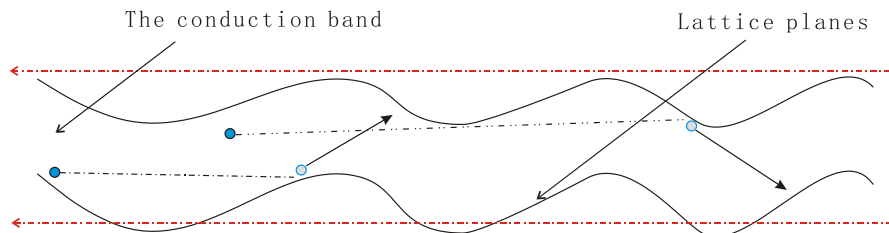


图6 运流电流随温度的变化

Figure 6 Transport stream to the current changes with temperature

在通常的常温(20 °C)情况下,由于晶格热振动较强,所以运流电流非常小,在实践及理论计算中可近似认为趋于零而不予考虑,但理论上分析是存在的,这种思想符合逻辑,也是客观存在。在同一温度条件下,若外界施加强大压力,将对晶格振动及电子链通道(导带)会产生某些效应而影响电流电荷之输运。当然,也应注意,不同材料性质不同,如半导体材料,它处于导体与绝缘体性质之间,在外加电场作用下,其可定向迁移电子受原子自身束缚作用较大,

处于禁带,禁带宽度约1-3eV,当对它升高温度,原子振动加强,因而对禁带电子束缚作用减小,温度(似内光电效应)对它起作解禁作用而使导电加强。

3. 分析综述与思维拓展

3.1 温度与原子系统的振动

由热现象的微观理论可知,物质是由大量不连续分布的分子(或原子)所组成,且都在做永不停息的无规则热运动,所遵循的是统计规律。温度是分子

(或原子) 平均动能的标志, 统计表示为 $\overline{E_k} = \frac{3}{2}KT$, K 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度. 由统计物理及能量按自由度均分定理可知, 在温度为 T 的平衡态下, 物质分子(或原子)的每一个自由度都具有相同的平均动能^[5], 其大小等于 $\frac{1}{2}KT$, 由于原子的微小振动可近似地看作谐振动, 而谐振动在每一周期内的平均动能与平均势能相当, 所以相应于每一个振动自由度还具有 $\frac{1}{2}KT$ 的平均振动势能, 这就是能量按自由度均分原理. 从而得出, **原子系统的振动与温度密切相关.**

对于导电晶体材料而言, 一段导体不可能只是单独的一个原子, 而是大量原子的凝聚体, 大量原子的运动及振动能量与温度密切相关, 遵循的规律是大量下的概率统计, 单一地从热现象的微观理论分析是不完善的, 它对单个原子系统的描述也是无能为力的. 另一方面, 晶体导电行为, 是自由电子在电场力作用

下定向迁移, 它在运行途中与前方原子发生碰撞而交换能量, 这即是**自由电子-单个原子系统**具体作用的过程. 因而, 不得不将热现象的微观理论结合近代原子结构理论进行综合分析. 核子凝聚体聚集着原子的绝大部分质量且位于原子中心, 电子分散分布于核外空间, 正电场作用下团结在其周围呈壳态层状分布, 我们知道, 常温下电子在核外是处于热振动态, 且位于自身的平衡空间位置附近. 从量子力学以及量子光学领域中, 对原子核外电子壳层分布进行分析, 认为只有纯态 $\psi_s(r, t)$ 满足 Schrödinger 方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = (H_0 + H')\psi, \text{ 称为纯态或确定状态}$$

^[3-6]. 式中, H_0 为原子的哈密顿量, H' 为原子与辐射光相互作用的哈密顿量. 所以, 原子系统振动能量 E 与绝对温度 T 的实际关系拟合曲线如图 7 所示.

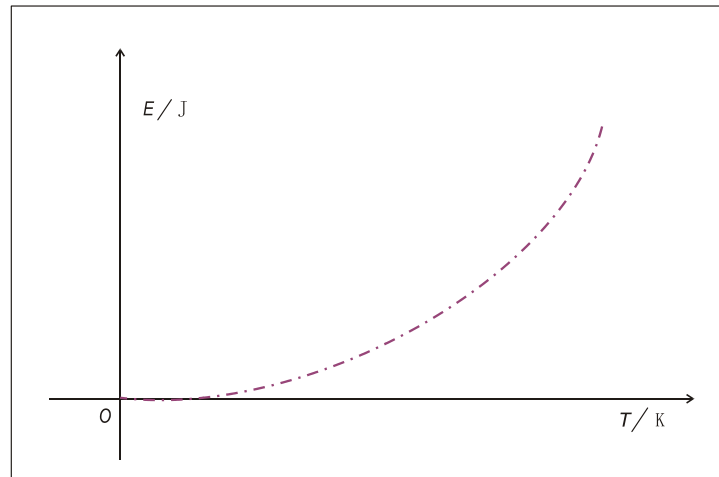


图 7 原子系统振动能量 E 与绝对温度 T 的关系

Figure 7 Vibrational energy of the atomic system E and the relationship of the absolute temperature T

显然, 在原子系统中任意某电子吸收或辐射能量(热能)时, 它在核势场中都会调整自身所处的位置, 所以与核之间的距离都要发生一定量改变——哪怕很小. 当温度不为绝对零度时, 热运动使晶格原子体系以一定的概率处于激发态, 其中起主要作用的是低能激发态, 低能态原子及原子中处于低能态的电子最易被激发. 低能激发态密度越大, 则热起伏的干扰(热振动)越强. 按照量子力学基本思想, 只有原子系统向外辐射能量后, 核外电子谐振动下降, 当原子系统接近或处于量子力学本征态时, 核势场作用下诸多电子在等势面上象多层“壳”包裹在核的周围, 它们的运动可看成是绕核环移(流).

由此可见, 常温(290 K 左右)下, 对于导电晶体材料, 晶格热振动比较强, 运流电流是非常小的, 近似认为趋于零而不予考虑. 实践中, 当人们将电阻

元件温度降低, 其目标是使晶格原子热振动减弱. 经典谐振动告诉我们, 在从常温向低温转变进程中, 随着电阻元件温度降低, 晶格原子热振动减弱, 朗道能带观念下的导带展宽, 作定向迁移之自由电子与晶格面撞击概率减小, 导带中自由电子的可能路径及与晶格面凸点的作用概率示意, 如图 8-a 所示.

其次, 温度降低, 晶格及原子振动减弱, 原子系统趋于量子力学确定态, 导电晶体原子系统刚性度增加, 晶格壁弹性度增大, 定向迁移电子与晶格壁撞击时动能损耗减小. 当外界温度降至更低, 直至电子的热振动趋于停滞态, 这时等势面上相邻电子就似核外的刚性球壳, 可被视之为**刚性原子**. 当然, 这时的晶格表面变得光滑、且在运输电子之导带通道凹凸处也变得平坦, 见图 8-b. 传导电流减至很小, 真空导带中运流电流增加, 即使晶格面存在凹凸点, 它的表面

也是刚性结构，定向迁移之电子在这个介观尺度范围，由常下载（电）流子的非弹性散射转化为低温

下的弹性散射，自由电子定向迁移对晶体点阵的撞击也是弹性散射态。

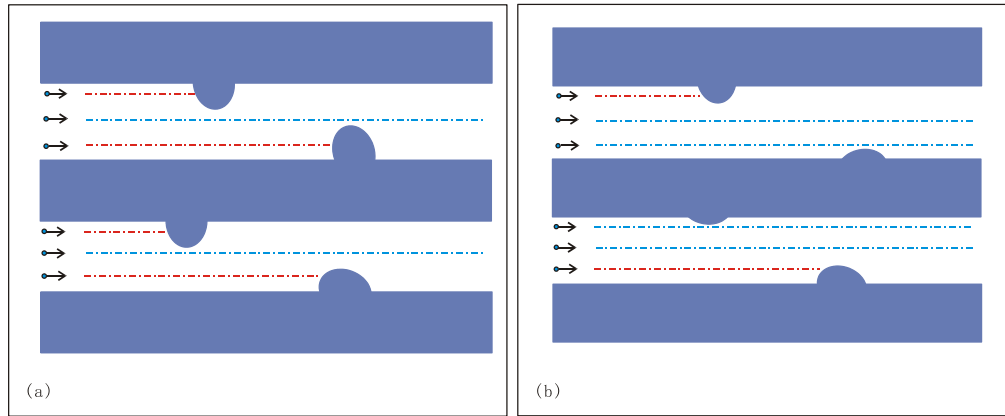


图8 晶格原子热振动对自由电子行径的影响. (a) 绝对温度 $T=290\text{ K}$, (b) 绝对温度 $T=180\text{ K}$
Figure 8 Lattice atom thermal vibration of the free electronic acts. (a) Absolute temperature $T=290\text{ K}$, (b) Absolute temperature $T=180\text{ K}$

当温度下降至临界温度 T_c 时刻，电路中电阻元件从电压态跳变为零电压态——超导态。在超导态下的直流电路中，电子链的定向迁移速度应为 V_0 （初始速度），这个速度 V_0 就是运流电流的速度对应值。电子在滑道中运动速度 V_0 就如真空中惯性前行，其

迁移属运流方式。超导态下没有传导电流 ($J_f=0$)，运流电流密度的积分则是它的强度，可直接表示为 $I_v = \int_s J_v \cdot ds$ 。在不同温度时刻，传导电流和运流电流之强弱变化曲线，如图9所示。

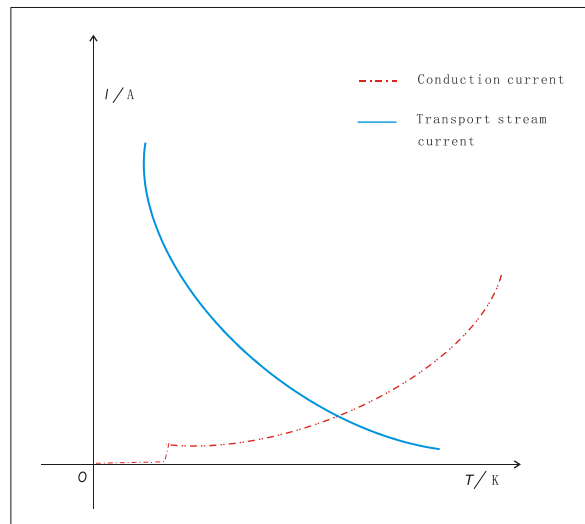


图9 温度因素影响下的传导电流和运流电流概率分布

Figure 9 Temperature factors of the conduction current and the flow of transport current probability distribution

3.2 零电阻质疑

根据本文第2节推证的电阻率公式 $\rho = \frac{2m}{ne^2}$ 可知，电阻率只与单位体积内自由电子电荷量相关联，当电阻元件的温度降低，晶格热振动随之降低，它的体积是有所减小，但实践证明，物体随每上升或下降一度温度其变化的比例近乎于0.001%左右，导体中

的电荷密度（单位体积内的电荷量）有所变化，但比例非常微小。所以，电阻率随温度降低变化几乎保持不变（可以忽略）。这样分析不难看出，电阻定律表

达式 $R = \rho \frac{L}{S}$ 中的 L 和 S 随温度降低变化并不明显，

所以电阻并不会明显减小。再看，电阻率公式中 ne^2

随温度几乎不变, 超导态下电阻率更不可能为零, 电阻定律 $R = \rho \frac{L}{S}$ 中的电阻 R 怎么可能为零呢?

如图 10 示, 作者不仿谈及这个零电阻的来源. 图 10-a 是一个电真空器件, 在它里面置一很细电阻丝, 假设在外加电压作用下, 流过的电流既有真空管中的运流电流, 也有通过电阻丝的电流. 电流表 A_1 表示通过整个电真空器件的总电流示数, 内置电阻丝串一电流表 A_2 , 试问, 我们该怎样分析这两种电流?

通过电阻丝的电流强度严格遵守欧姆定律 $I_f = \frac{U}{R}$,

而运流电流只遵守 $I_v = \int_s \mathbf{J}_v \cdot d\mathbf{s}$. 则有, 总电流为

$\frac{U}{R} + \int_s \mathbf{J}_v \cdot d\mathbf{s}$, 这就是 A_1 示数. 目前人们的通常做法, 是用加在器件两端电压跟通过的总电流 (表 A_1 的读数) 比值来确定电阻 R 之大小, 即 $R = \frac{U}{I_f + I_v}$.

经典电学实践及理论^[1-6]中明确指出, 导体的电阻 R 是以加在两端的电压 U 与通过的传导电流 I_f 之比值计算的, 即 $R = \frac{U}{I_f}$. 但在低温下通过导体的电流

并非全是传导电流 I_f , 而运流电流不适合欧姆定律, 为什么计算电阻 R 时又偏要把它容进去用以适宜欧姆定律呢? 这难道不是在违背经典实践及理论吗? 昂纳斯 (K. Onnes) 等人却偏偏将运流电流误以为传导电流用来求电阻, 这显然与客观实在不符. 昂纳斯等人的实验^[2, 8]是正确的, 但所求得的结果并不是电阻或电阻率, 把这一实验结果归在电阻元件身上, 肯定不对, 这也许就是零电阻认识误区之根源.

当人为地将电阻元件温度降低接近 0 K 时, 电阻元件从电压态跳变为零压态 ($U=0$) 时刻, 与此同步, 通过导体的微弱传导电流 I_f 也同时转化为了运流电

流 ($I_f=0$), 此刻的运流电流 $I_v = \int_s \mathbf{J}_v \cdot d\mathbf{s}$ 非常大.

例如, 在超导体两端加 1V 电压, 其电子定向迁移的平均速度^[1, 9]将达 $\frac{1}{2} \times 5.93 \times 10^5$ m/s, 由电流强度决定式 $I = neSv$ 可知, 运流电流之强度在电流表的显示数值可想而知. 为此, 作者不仿再举一个动力学中的简单例子作一简要说明.

如图 10-b 所示, 有两块平板, 上平板较粗糙, 摩擦力为 f_1 , 下平板光滑一些, 摩擦力为 f_2 . 当两个以同一速度 V_0 从 A 端向 B 端运动的小球, 在上平面的小球刚好到达 B 端末速度为零, 则小球在 AB 路径上能量损耗为 ϵ_1 , 摩擦阻力所做的功为 $f_1 \cdot AB$, 其比值为 $\epsilon_1 / f_1 \cdot AB$; 同理, 在下平面的小球到达 B 端时运动速度为 V_t . 设小球在 AB 路径上能量损耗为 ϵ_2 , 摩擦阻力所做的功为 $f_2 \cdot AB$, 其比值为 $\epsilon_2 / f_2 \cdot AB$. 显然, 这两个比值都为常数 1, 虽然作者这个比喻不很恰当, 但与欧姆定律中电能的耗损 (相应的电压 U) 跟传导电流强度 I_f 之比值为一个确定值, 它不随温度变化而变化, 低温情况跟图 10-b 中小球通过光滑平面板情形极其相似. 目前人们的普遍做法和认识, 是用实测电压 U 跟通过电阻元件电流强度 I (电流表读数) 之比值定义低温 (近

乎 0 K) 电阻 R , 得出了 $R = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 + \frac{1}{2} m V_t^2}$ 这样之结

论. 从此很易看出, 当平面光滑而能量减损趋近于零时刻, ϵ_2 趋近于零, 这很明显地是在求解能量的耗损率.

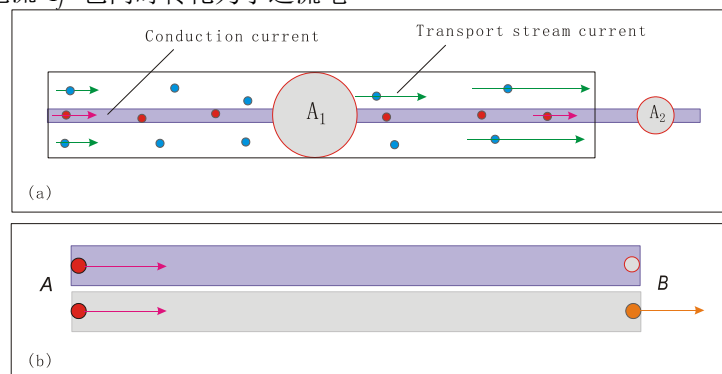


图 10 能量耗损示意图 (a) 传导电流与运流电流, (b) 能量耗损与摩擦力

Figure 10 Schematic diagram of energy dissipation . (a) the conduction current and flow of transport current , (b) the energy dissipation and friction

3.3 导电丝通断位置

任何一段导体, 皆可将其看成似若干平行的导带, 【见图 2】. 从一个导带中流过的电子被称著线电流或电流丝^[9], 【见图 4】. 在实践中, 任何电路都要经历接通和断开瞬间过程, 从图 4 中不难看出, 当电路接通瞬间, 电荷从阴极开始向阳极发展形成电流. 也就是说, 导电是从阴极开始的. 当电路断开瞬间, 电子在自身惯性作用下继续向阳极前行——虽然存在晶格势场反向作用, 自由电子仍在阳极附近瞬间聚集, 在阴极出现了瞬间断开(缺失电荷)现象——尔后才出现微返达到势场平衡. 所以, 导电丝通、断位置都在阴极附近. 过去人们认为导电丝通断位置在阳极附近是不对的.

4. 结束语

在稳恒直流电路中, 常温下(20 °C)通过金属导体中的电流常被称做传导电流, 对于金属导体中的稳恒电流, 它包含着由电阻损耗所对应的传导电流, 又包含着类似于真空中的运流电流两个方面. 在常温状态下, 由于金属导体热振动较强烈, 主体上所体现出的是与能量损失相关联的传导电流. 随着电阻元件温度降低, 传导电流减小, 运流电流激增.

前面探讨的是直流电流下的超导情况, 人们用激发方式使超导环回路产生电流, 由于电子在导体“滑道”中运动是以初速度 V_0 惯性前行, 即使电子在导体中改变其初始行进方向, 但它不改变其运动速率, 这就是超导环回路中电流长时期不衰减之因, 因而超导态下的电流流动并不需要什么“声子与电子”配对耦合为库珀对, 更不需要什么动量凝聚. 当我们要使超导电流停止甚至返流, 则必须外加反向电场对它发生作用, 这就是超导态下有一较小交流电压存在的微观作用机制. 本文暂不具体讨论磁电阻作用, 简要地说, 晶格及晶格之原子振动, 就包含热振、磁斥和磁耦合及电子磁矩间的相互作用, 也是影响原子系统振动强弱的一个因素, 电流电荷与原子系统中电子磁矩之作用, 最终仍是以热辐射方式损耗电能.

近年来, 人们使用各种材料试制出高温超导材料, 如我国科学家研制的高温 ($T_c \approx 70 \text{ K}$) 超导材料, 作者认为其物理机制与本文思想是相似的. 关于铜氧、铁基高温超导体的微观作用及掺杂机制, 以及增大超导元件中的电流强度等对超导临界温度的影响, 约瑟夫森效应、迈斯纳效应、普适电导涨落、介观体系中的量子干涉及纳米电导体导电增强等现象的理论研究, 作者另有论著, 本文暂不讨论.

关于近年来使用角分辨光电子能谱技术对样品进行研究, 只是人类在对物性(内因)探索中使用的

一种探测手段, 物质材料的凝聚成份不同, 相邻或近邻-次邻近原子之间互相影响的程度各异(包括由温度因素、外界对样品施强压引起的原子振动强弱、原子的刚性程度以及其价带电子云对自由电子的弹性散射度等因素), 都是影响超导体临界温度 T_c 的相关因素. 诸如近年来实践发现, 能隙 $2|\Delta|/\text{meV}$ 之大小与转变温度 T_c 相关、赝能隙以及两个费米面之间存在的带间散射(antiferromagnetic interband scatterings)等, 很有些类似当年迈克尔逊使用干涉仪对光谱精细结构的分析所发现的新现象. 作者认为, 无论对材料怎么掺杂和整合, 其最终目标是使定向迁移的电子与晶格原子的相互作用概率减小, 即使发生作用在带间也属于弹性散射, 才能达到超导之目标.

5. 结论

导电晶体热振动强弱与温度高低密切相关, 电阻 R 与温度近乎无关. 实际实践中, 导体中存在两种电流——传导电流和运流电流; 随着导体元件环境温度降低, 它对电能的耗损跟随减少, 相对应的传导电流 I_T 减小, 而运流电流 I_V 激增; 若温度下降突破临界值 T_c 进入超导态, 此刻符合欧姆定律的传导电流强度降至近乎于零, 流过电阻元件的电流实属运流电流.

【参考文献】(References)

- [1] 毕德显, 电磁场理论, 北京: 电子工业出版社, 1985.
- [2] 田强 涂清云 编著, 凝聚态物理学进展, 北京: 科学出版社, 2005.
- [3] 谭维翰, 量子光学导论, 北京: 科学出版社, 2009.
- [4] 曹昌祺, 辐射和光场的量子统计理论, 北京: 科学出版社, 2006.
- [5] 张东壁, 谭树杰, 须和兴 等编著 普通物理简明教程, 上海: 上海科学技术文献出版社, 1989.
- [6] 杨展如 编, 量子统计物理学, 北京: 高等教育出版社, 2007.
- [7] 赵国求, 桂起权, 吴新忠, 万小龙 等著物理学的新神曲——量子力学曲率解释, 武汉: 武汉出版社, 2004.
- [8] 沈黄晋 主编, 物理演示实验教程, 北京: 科学出版社, 2009.
- [9] 谢处方 饶克谨 编, 电磁场与电磁波, 北京: 高等教育出版社, 1987.

Simulation Study of the Resistivity and Electron Transport In the Conductive Medium

Yang Fa-cheng

Company of Ruida Centre in Xinjiang
15 Hongxing Street, Kalamayi, Xingjiang 834000, CHINA

Abstract: The usual temperature conditions (20°C), a conductive medium (metal conductor) as the object of study, from the microscopic and mesoscopic scale through pure resistance circuit in the current thermal effects and the resistance rate of the simulation study, found resistivity with unit volume conductor free electronic charge the amount of closely associated examine directional migration. From one-dimensional electronic chain point of view, the conduction current was macro-state pulsating directional migration. To this end, the authors further from the microscopic, mesoscopic, and the concept of energy band theory of conductors from room temperature to low temperature transition, as well as ultra-low temperature superconductivity, the analysis so as to arrive, there are two currents-and conduction current and the flow of transport current in the metal conductor at room temperature in the conduction current in the metal conductor, low-temperature environment, the metal conductortransport stream current, the current in the metal conductor almost wholly transport stream current in the superconducting state .

[杨发成. 电阻率与导电媒质中电子输运的模拟研究. Academia Arena, 2012;4(4):29-38] (ISSN 1553-992X).
<http://www.sciencepub.net/academia>. 5

Key words: Resistivity; one-dimensional electronic chain; lattice planes; conduction current; transport stream current

4/4/2012