

How Is the Zero-Resistance of the Superconductor Generated and Is the Phase Diagram of the High-Temperature Superconductivity Explained

Xiuyuan Hu¹, Jingli Hu², Chunyou Hu^{3*}

¹Baise Power supply Bureau, Guangxi Power Grid, Baise

²Beijing Venustech Inc, Beijing

³The Third Research Institute of China Electronics Technology Group Corporation, Beijing

Email: h1124@126.com

Received: Apr. 30th, 2014; revised: May 20th, 2014; accepted: May 25th, 2014

Copyright © 2014 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

Abstract

Since the high-temperature superconductivity had been discovered in 1986, people are being excited, but they are being bemused, because the successful theory of superconductivity in the past could not fully explain the superconductivity phase diagrams. Therefore, revealing the physical mechanism and developing room temperature superconducting materials have become an important orientation of scientists. In order to explore the interpretation of phase diagram, it is to begin from the zero-resistance of the superconducting state, to hold this main point that the appearing zero-resistance necessarily exists in a thoroughfare of no electrostatic field, or electrostatic field intensity everywhere equals zero in the thoroughfare; according to photoelectric effect or quantum tunneling, after any electron being emitted, a hole carrier is left necessarily, and it generates electrostatic field of the hole carrier around every atomic nucleus, thus a spherical surface that vector sum of electrostatic field intensity equals zero can appear around every atomic nucleus. To apply the Gauss theorem of electrostatic field, the expression of vector sum of electrostatic field intensity and vector sum to zero equaling qualifications have been derived. When the spherical surfaces of adjacent atoms with zero sum-vector are tangent or intersecting, no electrostatic field thoroughfare is formed within the whole piece of material, and the zero-resistance characteristics of the superconducting state are showed. Qualifications of the no electrostatic field, thoroughfare can explain the bemusement about the high-temperature phase diagram and the multi-superconducting state of the p-type and n-type materials. According to the force for a electron in the sum of electrostatic field, the motion equations of the composite force is established,

*通讯作者。

then the energy solution is found. When hole carrier number is satisfied to that the electronic potential energy is bigger than zero in the solution, the electron has a positive energy level, but has not a normal minus energy level. When the electron has been moved from the positive energy level to the zero energy level, the pseudogap has been generated. According to qualifications of the no electrostatic field thoroughfare, a way to explore the room-temperature superconducting materials has been proposed.

Keywords

Superconductivity, Correlated Electron, Electrostatic Field of the Hole Carrier, Superconductivity Phase Diagrams

超导态零电阻特性形成条件和相图解释

胡秀园¹, 胡京砾², 胡纯有^{3*}

¹广西电网公司百色供电局, 百色

²北京启明星辰信息技术股份有限公司, 北京

³中国电子科技集团公司第三研究所, 北京

Email: h1124@126.com

收稿日期: 2014年4月30日; 修回日期: 2014年5月20日; 录用日期: 2014年5月25日

摘要

自从1986年发现高温超导体以来,令人兴奋也存在困惑,过去非常成功的超导理论却不能全面解释相图。为探索解释相图,从超导态零电阻特性入手,以超导电子配对机制为线索,抓住零电阻状态必定存在没有电场的通路,也就是在通路内电场强度处处为零;根据光电效应或者量子隧穿现象,当电子逸出后必定留下空穴,并且这些空穴一定在每一个原子核周围形成空穴电场,因而使每一个原子核周围可以出现合电场强度等于零的空间区域。应用静电场高斯定理,求出了核外合电场强度,找到了合电场强度等于零的条件。当相邻原子之间合电场强度等于零的球面相切或相交时,便形成了整块材料内零场强的通路,出现超导态零电阻特性。依据零场强通路的条件解释了令人困惑的p型和n型材料高温超导相图及多超导态。以核外电子在合电场中受力,建立了合力运动方程,求出了能量解,当空穴数量满足解中电子的电位能大于零时,电子具有正能级,而非负能级,电子从正能级激发到零能级便产生了赝能隙。根据超导电子配对机制和零场强通路的条件,提出了室温超导材料的研制方向。

关键词

超导, 关联电子, 空穴电场, 超导相图

1. 引言

高温超导体自1986年发现以来,在世界范围内出现了探索研究的热潮。这不仅是它的广泛应用前景,还在于基础理论研究的科学意义。高温超导的问世,引发了固体量子理论智力危机。不仅过去非常成

功的费米和 BCS 超导理论不能全面解释相图，而且从发现高温超导以来，“很多概念和理论被提出、使用、检验、碰壁，使用的理论概念和方法有的不可谓不‘高级’，但是在整体的相图及其包含的详细内容面前，往往显出软弱无力，往往不能包容最基本的事实。实验还在不断显示出新的事实，使大量的理论被淘汰。这就是科学！实验总是第一位的。[1]”因此，发现新的具有更高超导转变温度的超导材料和理解高温超导电性的产生机理是当今超导研究的两个重要方向[2]，也是激动人心而又至关重要的科学难题。世界各国一大批科学家都在努力探索：有没有一个微观理论可以统一解释它们的超导电性？如果这个理论存在，那么它的庐山真面目会是什么样的？[3]本文从超导态零电阻特性着手，分析其内部必定存在零电场通路，抓住光电效应或量子隧穿必定留下空穴并产生空穴电场的客观存在，应用静电场高斯定理，求出了空穴电场、核电荷和核外电子共同在核外形成的电场、以及这两个电场在核外形成的合电场，导出了合电场的数学表达式，得到了合电场为零与空穴数量原子核电荷数和电子数的关系式，讨论了超导态零电阻特性形成条件，解释了高温超导的相图、多超导态及赭能隙，以此为基础提出了室温超导材料研制方向。

2. 电子关联多体结构形成的电场分析

由于超导态的零电阻特性，超导体内部不可能存在电场[4]。依据这一论点，非超导态存在电阻，则是由于其内部存在电场，这个电场对载流子产生的作用力就是载流子运动的阻力，这个电场对电子产生的作用力就是电子运动的阻力，这个阻力实质上是库仑力。因此，超导态零电阻特性，说明超导体内存在一条没有电场即零电场的通路，这条通路是由所有原子核和核外电子共同建立的，电子在此零电场的通路内所受到的库仑合力为零，电子运动不存在阻力。根据超导电子配对机制，超导电子必须成对进入零电场通道内，才能形成超导电流。但是，迈斯纳效应揭示了超导体具有完全抗磁性，这是超导体的另一重要特征，这将在另一篇文章中专门进行讨论。本文只探寻研究零电场通路的形成条件，探索零电阻特性形成机理，破解困惑人们二十多年的高温超导相图和赭能隙，为此首先研究一个原子核外合电场为零的条件。

2.1. 巨大的多体结构

科学研究的原则是从简单到复杂、从个别到一般、从特殊到普遍，本文的研究也不例外，也必须遵循这一原则，先研究物质中的一个原子以及原子中的一个电子，窥一斑而知全身。

本文选择核电荷数为 Z 的片状材料 M 进行研究，其对角距离为 r_1 ，其内 1 摩尔质量含有 10×10^{23} 个原子，而任意一个原子 A_i 的核外应有 Z 个关联电子，其中任意一个(从低能级往高能级按顺序数第 j 个)关联电子 e_j ，不但与本核关联，与本核外 $(Z-1)$ 个电子关联，还应与材料 M 内所有原子核及核外电子关联，是一个非常庞大的关联系统，是一个巨大的多体结构。因此，分析其受力状况极其重要。

关联电子 e_j 应该受到如下这些力的作用：

- 1) 本原子核的库仑引力和万有引力；
- 2) 本原子核外其他电子的库仑斥力和万有引力；
- 3) 材料 M 内其它所有原子核的库仑引力和万有引力；
- 4) 材料 M 内其它所有原子核外所有电子的库仑斥力和万有引力；
- 5) 存在外部磁场时对其产生的洛伦兹力；
- 6) 周围环境电磁场(也包括材料 M 热辐射电磁场)对其产生的洛伦兹力和涡旋电场力；
- 7) 电子运动的阻力等。

为使研究简单化，忽略次要的万有引力的作用和上面所列⑤、⑥两项力的作用，对于电子运动的阻

力, 忽略其他因素, 抓住库仑力的作用(图 1), 求出上述所有库仑力形成的合力, 研究在这个合力作用下关联电子的运动规律, 找出解决关联电子的各种问题。图 1 是一个极简化的受库仑力作用的示意图, 图中只画出了 A_i 原子以外 3 个关联原子核对电子 e_j 的吸引力, 以及 3 个核外各 1 个关联电子对 e_j 的排斥力, 这只是表达一种多体作用的示意图。

研究关联电子 e_j 受到多体作用的库仑力合力的大小, 首先研究单个 A_i 原子核外任意一点 D 的合电场 E_d (本文中以黑斜体字母表示矢量), 或者称关联合电场 E_d , 为此, 应用静电场高斯定理求解。

2.2. 作静电场高斯第一闭区域——求原子核外第一关联电场

在某一极短瞬间, 以 A_i 原子核的中心为球心, 以核外任意一点与核中心的连线(矢径) r 为半径作高斯球面(图 2), 将此球面设定为静电场高斯第一闭区域。由于电子运动速度很快, 运动轨迹又为椭圆形, 因此, 闭区域球内电子数量是变化的; 根据量子力学测不准原理, 闭区域球内电子数量不能准确测定, 也是变化的; 按照量子力学概率波的含义, 电子在闭区域空间某点出现的概率可由波函数定义, 因此, 电子在闭区域内的数量是可以确定一个值的。我们研究在极短极短的一瞬间(例如 10^{-30} 秒), 闭区域内包含的电子数量也可能是变化的, 现假定这个变化的值为变量 j , 同时还假定 $j \leq Z$, 在这一瞬间, 闭区域内还包含了原子核内的 Z 个质子, 若电子电荷量的绝对值为 e (以下全文同), 则闭区域球内电荷的代数和为:

$$\Sigma q = (Z - j)e \tag{1a}$$

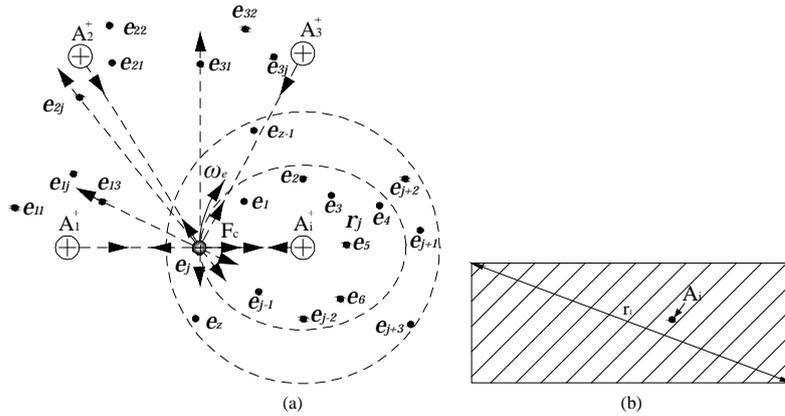


Figure 1. Schematic diagram of multi Coulomb force to correlated electron e_j outside atomic nuclear A_i
图 1. 原子 A_i 核外关联电子 e_j 受多体库仑力作用示意图(F_c 为库仑合力, 其它原子仅画 3 个作代表) (a) e_j 受力示意图; (b) 整块材料 M 剖面图

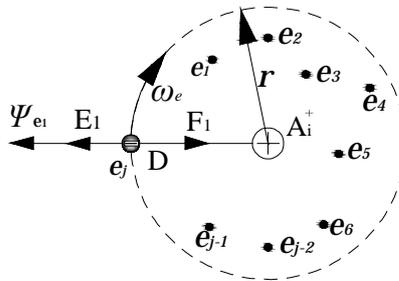


Figure 2. Schematic diagram of Gauss first closed area
图 2. 高斯第一闭区域示意图

根据静电场高斯定理，则穿出球面的电场强度通量 ψ_{e1} ：

$$\psi_{e1} = E_1 S = \frac{\sum q r}{\epsilon r} = \frac{(Z-j)e r}{\epsilon r} \quad (1b)$$

其中： E_1 为球内电荷在球面形成的电场，为方便后面的文字说明，称其为第一关联电场，图中表示球面上 D 点的电场； S 为球的表面积，取 $S = 4\pi r^2$ ； ϵ 为材料介电常量； r/r 为单位矢径，指示的方向为法线方向。

$$E_1 = \frac{(Z-j)e r}{S\epsilon r} = (Z-j) \frac{e}{4\pi\epsilon r^3} r \quad (1c)$$

关联电子 e_j 在第一关联电场 E_1 中所受到的第一关联力是库仑引力，指向原子核，是有心力。由于 ($j \leq Z$)，第一关联力永远指向原子核，这是第一关联力的特征。其大小为：

$$F_1 = -eE_1 = -(Z-j) \frac{e^2}{4\pi\epsilon r^3} r \quad (1d)$$

上式“-”号表示与矢径 r 方向相反。当 $j = Z$ 时， $E_1 = 0$ ，这就是说：当闭区域包含了原子核外所有电子时，第一闭区域外的电场强度为 0，也就是原子间的交界区域电场强度为 0。如果所有原子都如此，就能形成一条 0 电场通道。然而，这一 0 场强空间很容易被破坏，只要有部分原子核外的一个电子被激发到闭区域外，就立刻改变了第一闭区域内的电荷数量，就破坏了 $j = Z$ 的条件，改变了它的电场强度，也就不能维持 $E_1 = 0$ ，原子间的交界区域电场强度就不再为 0，从而破坏了 0 电场通道。因此，当 $j = Z$ 时， $E_1 = 0$ 是不能被利用的，它没有实际意义。

2.3. 作静电场高斯第二闭区域——求原子核外第二关联内电场

在上述作高斯球面的同一极短的瞬间，以 A_i 原子核的中心为球心，以第一闭区域矢径 r 为半径作内球面，使球内包含原子核、以及核外的 j 个电子；同时，又以 A_i 原子核的中心为球心，以材料 M 的最大外形尺寸 r_1 (图中 r_1 为材料 M 对角线，无论以材料内任意原子核为球心， r_1 球都包围了整块材料) 为半径作外球面(图 3)，则内外两球面之间的闭区域构成静电场高斯第二闭区域。在内外两球面之间的闭区域内，

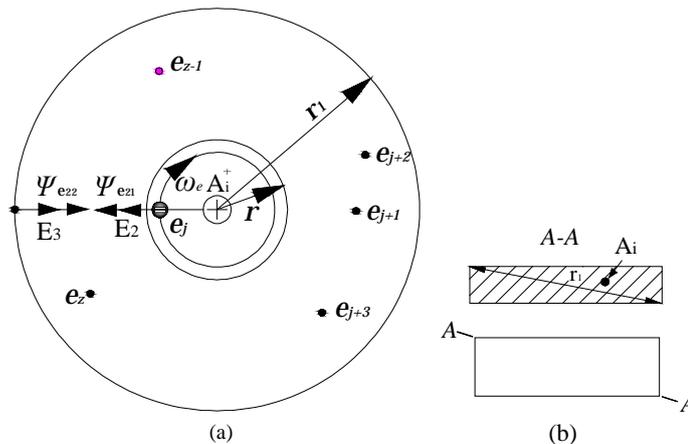


Figure 3. Schematic diagram of Gauss second closed area within internal radius of r and external radius of r_1 (a) Gauss second closed area; (b) Schematic diagram of r_1

图 3. 以内 r 和外 r_1 为半径作高斯第二闭区域示意图 (a) 第二闭区域示意图(内外球之间含有 A_i 原子 $(Z-j)$ 个电子), (b) r_1 示意图

包含了 A_i 原子核外的 $(Z - j)$ 个电子、与 A_i 原子邻近的原子及 M 的所有原子，由于其内所有原子的质子和电子数量相等，显电中性，因此，在不考虑周围环境因素参与对材料 M 内所有原子的作用，内外球面之间的闭区域内，电荷的代数和应为：

$$\sum q = -(Z - j)e \tag{2a}$$

根据高斯定理，则穿出内外球面的电场强度通量 ψ_{e2} 为(ψ_{e21} 与内球面法线方向相反)：

$$\psi_{e2} = \psi_{e21} + \psi_{e22} = E_2 S + E_3 S_1 \tag{2b}$$

根据光电效应现象，金属材料在光照射下有电子逸出金属表面，电子逸出后，在金属材料内部留下空穴；依照量子力学中量子隧穿的理论，被原子核吸引绕原子核旋转的电子可以隧穿原子核周围的电场，摆脱原子核的束缚，甚至逸出物质表面，电子逸出后必定留下空穴。这是一个客观存在的事实，是以往几十年被人们忽视的重要事实。本文紧紧抓住这个事实，使长期存在的困惑问题迎刃而解。

作者在中国物理学会 2012 秋季会议原子分子物理专题组口头报告论文《原子系统在电磁场中受迫吸收的能量》一文中，经数学推导得到了电磁场驱动(运动的带电粒子在电磁场中受到洛伦兹力和涡旋电场力的驱动作用称为电磁场驱动)原子核外关联电子逸出没有红限的结果，即便是极远红外热辐射电磁场也能驱动核外关联电子逸出，逸出的电子沿着抛物线、双曲线轨道趋于无穷远，这如同量子力学中量子隧穿、自激辐射一样。然而，电磁场是无时不在、无处不在的，周围环境电磁场对关联电子的驱动作用不容忽视。因此，处于光波电磁场、热辐射电磁场(包括材料 M 自身的热辐射)中的材料 M ，其内必定有电子逸出。由于电子逸出沿着抛物线、或双曲线的轨道趋向无穷远，会逃出第二闭区域，这就使材料 M 内必定存在空穴。

设材料的最大外形尺寸为 r_1 ，其内有 m 个电子逸出，则材料内部必定存在 m 个空穴(图 4)。在内外球面之间的闭区域内，电荷的代数和为： A_i 原子核外 $(Z - j)$ 个电子和其它原子逸出电子后留下的 m 个空穴，即：

$$\sum q = (m - Z + j)e \tag{2c}$$

在 r_1 球外没有电场的情况下，在内外球面之间的第二闭区域内的空穴在自身电场的相互作用下一定沿表面均匀分布，因而在 r_1 球面上由空穴形成的电场强度处处相等，在 r 球面上由空穴形成的电场强度

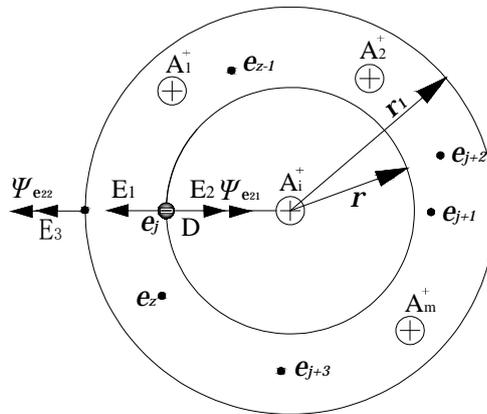


Figure 4. Schematic diagram of $Z - j$ electrons outside A_i atomic nucleus and m hole between internal and external ball
图 4. 内外球之间有 A_i 原子核外 $(Z - j)$ 个电子和整体材料内 m 个空穴示意图

处处相等，即 \mathbf{E}_3 在 r_1 球面上处处相等， \mathbf{E}_2 在 r 球面上处处相等。为使讨论的问题简化，今设 \mathbf{E}_2 与 \mathbf{E}_3 大小相等，因此，根据静电场高斯定理，有：

$$\begin{aligned} \psi_{e1} = \mathbf{E}_2 S + \mathbf{E}_3 S_1 = \mathbf{E}_2 (S + S_1) &= -\frac{\sum q \mathbf{r}}{\varepsilon r} = -\frac{(m-Z+j)e \mathbf{r}}{\varepsilon r} \\ \mathbf{E}_2 &= -\frac{(m-Z+j)e \mathbf{r}}{(r_1^2 + r^2)4\pi\varepsilon r} \end{aligned} \quad (2d)$$

其中： \mathbf{E}_2 称为第二关联内电场，亦称空穴电场，是空穴的贡献，负号表示电场 \mathbf{E}_2 的方向与内球面法线方向相反，与 \mathbf{r} 方向相反，但与 \mathbf{E}_1 共线，内球面与高斯第一闭区域球表面积相等，取 $S = 4\pi r^2$ ，外球面表面积为 $S_1 = 4\pi r_1^2$ 。

由于材料 M 所处的周围环境存在其它物体量子隧穿逸出的电子，材料 M 也有可能吸收这些电子。如果吸收电子数小于逸出的电子数，则材料 M 内有多余空穴；如果吸收电子数大于逸出的电子数，则材料 M 内有多余电子(图 5)。设多余电子数为 m (m 取负值)，则内外球面之间的闭区域内，电荷的代数和为：

$$\sum q = [m + (j - Z)]e = (m - Z + j)e \quad (2e)$$

上式与(2c)式相同。

关联电子 e_j 在第二关联内电场 \mathbf{E}_2 中所受到力称第二关联力，该力为：

$$\mathbf{F}_2 = -e\mathbf{E}_2 = \frac{(m - Z + j)e^2 \mathbf{r}}{(r_1^2 + r^2)4\pi\varepsilon r} \quad (2f)$$

第二关联内电场 \mathbf{E}_2 和第二关联力 \mathbf{F}_2 的方向取决于 m 是多余电子还是多余空穴，这就使第二关联内电场和第二关联力方向不定。当 m 为电子、且 $(m - Z + j) < 0$ ，第二关联内电场与第一关联电场同向，第二关联力与第一关联力同向；而当 m 为空穴、且 $(m - Z + j) > 0$ ，第二关联内电场与第一关联电场反向，第二关联力与第一关联力反向，这是第二关联内电场和第二关联力的特征。

2.4. 巨大多体结构关联合电场和关联合力

因第一关联电场 \mathbf{E}_1 和第二关联内电场 \mathbf{E}_2 共线，将(1c)式和(2d)式相加，得到在 A_i 核外矢径为 \mathbf{r} 空间

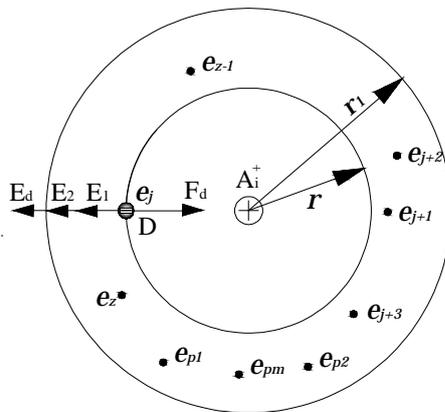


Figure 5. Schematic diagram of $Z - j$ electrons outside A_i atomic nucleus and m absorbed electrons between internal and external ball
 图 5. 内外球之间有 A_i 核外 $Z - j$ 个电子和整体材料从外部吸收的 m 个电子示意图

位置 D 点的关联合电场 \mathbf{E}_d 为:

$$\mathbf{E}_d = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 = \left(\frac{Z-j}{r^2} - \frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} \right) \frac{e}{4\pi\epsilon} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (3a)$$

因第一关联力 \mathbf{F}_1 和第二关联力 \mathbf{F}_2 共线, 将(1d)式和(2f)式相加, 得到电子 e_j 在 A_i 核外矢径为 \mathbf{r} 空间位置的关联合力 \mathbf{F}_d 为:

$$\mathbf{F}_d = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 = \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} - \frac{Z-j}{r^2} \right) \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (3b)$$

由于第一关联力 \mathbf{F}_1 永远指向 A_i 原子核, 方向不变, 其大小取决于数值有限的 Z 和 j , 因此变化幅度不大; 而第二关联力 \mathbf{F}_2 的方向和大小取决于 m 数和 r_1 , 本文称 m 为关联因子, 它对关联起着决定性的作用。

2.5. 关联合力运动方程及能量积分

在上节求得了核外电子关联合力 \mathbf{F}_d 的表达式, 在这个关联合力作用下, 关联电子的能量如何、运动状况如何、以及运动轨迹如何是必须要关心的问题。由于本文主要目的是解释超导相图, 要弄清楚隙能的真实面目, 因此先求解关联电子的能量。

设电子的质量为 m_e , 根据牛顿第二定律, 可以得到核外电子在关联合力作用下的运动方程:

$$m_e \ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}_d = \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} - \frac{Z-j}{r^2} \right) \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \frac{\mathbf{r}}{r}$$

移项得:

$$\ddot{\mathbf{r}} - \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} - \frac{Z-j}{r^2} \right) \frac{e^2}{4\pi\epsilon m_e} \frac{\mathbf{r}}{r} = 0 \quad (4a)$$

因 $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, 其中 ϵ_0 为真空介电常量、 ϵ_r 为材料相对介电常量, 为了简化表达式, 辮时取 $\epsilon_r = 1$; 令

$$k_2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_r m_e} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} = 2.5362 \times 10^2 (\text{J} \cdot \text{m} \cdot \text{kg}^{-1}),$$

则:

$$\ddot{\mathbf{r}} - k_2 \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} + k_2 \left(\frac{Z-j}{r^2} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} = 0 \quad (4b)$$

上式就是核外电子受关联合力作用的运动方程, 这个方程可以揭示核外关联电子在关联合力作用下的运动规律。以 $\dot{\mathbf{r}}$ 与方程作点积, 可以求得这个矢量方程的能量解:

$$\dot{\mathbf{r}} \cdot \ddot{\mathbf{r}} - \dot{\mathbf{r}} \cdot k_2 \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} + \dot{\mathbf{r}} \cdot k_2 \left(\frac{Z-j}{r^2} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} = 0$$

$$\dot{\mathbf{r}} \cdot \ddot{\mathbf{r}} - \dot{\mathbf{r}} \cdot k_2 \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} + \dot{\mathbf{r}} \cdot k_2 \left(\frac{Z-j}{r^2} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} = 0$$

由于 $\mathbf{a} \cdot \dot{\mathbf{a}} = a \dot{a}$, $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$, $\dot{\mathbf{v}} = \ddot{\mathbf{r}}$, 故:

$$\mathbf{v} \cdot \dot{\mathbf{v}} - k_2 \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} \right) \frac{\mathbf{r} \cdot \dot{\mathbf{r}}}{r} + k_2 (Z-j) \frac{\mathbf{r} \cdot \dot{\mathbf{r}}}{r^3} = 0$$

$$v\dot{v} - k_2 \left(\frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} \right) \frac{r\dot{r}}{r} + k_2 (Z-j) \frac{r\dot{r}}{r^3} = 0$$

$$v\dot{v} - k_2 (m-Z+j) \frac{\dot{r}}{r_1^2+r^2} + k_2 (Z-j) \frac{\dot{r}}{r^2} = 0$$

又由于 $d\left(\frac{v^2}{2}\right) = v\dot{v}$, $d\left(\frac{1}{r_1} \operatorname{arccot} \frac{r}{r_1}\right) = -\frac{\dot{r}}{r_1^2+r^2}$, $d\left(-\frac{1}{r}\right) = \frac{\dot{r}}{r^2}$

$$d\left(\frac{v^2}{2}\right) + d\left(k_2 (m-Z+j) \left(\frac{1}{r_1} \operatorname{arccot} \frac{r}{r_1}\right)\right) + d\left(-k_2 (Z-j) \frac{1}{r}\right) = 0$$

两边积分, 得:

$$\frac{v^2}{2} + (m-Z+j) \left(\frac{k_2}{r_1} \operatorname{arccot} \frac{r}{r_1} \right) - (Z-j) \frac{k_2}{r} = E_e + C_E \quad (4c)$$

这就得到了核外电子受到关联合力作用运动方程的能量解, 或简称能量积分。在航天动力学中, 将卫星绕地球运动、或者地球绕太阳运动方程的能量解称为活力公式、或活力积分, 仿照这一说法, 可以称之为核外电子活力公式、或核外电子活力积分。式中各项的含义如下:

$\frac{v^2}{2}$ ——核外运动电子所具有的单位质量的动能, 或称电子的比动能, 由电子运动速度决定;

$(m-Z+j) \left(\frac{k_2}{r_1} \operatorname{arccot} \frac{r}{r_1} \right) - (Z-j) \frac{k_2}{r}$ ——核外运动电子所具有的电位能, 前一项是第二关联电场即空

穴电场产生的电位能, 由 m 数决定其正负, 后一项是第一关联电场产生的电位能, 永远为负值, 由于 r 限制在原子核外尺度的取值范围, 两项之和主要由 m 数决定, 当和为 0 时表示电位能为 0, 也就是电场为 0, 由于存在 m 和 r 两个变量, 电位能为 0 点存在无数个;

$E_e + C_E$ ——电子的比动能和电位能之和, 是电子的总能量, 是常数, 它表示电子在与外界没有能量交换时, 其在核外运动的总能量守恒。其中 E_e 是积分原函数, C_E 是积分任意常数。因 E_e 和 C_E 都是常数, 将其合并为 E_e 。

当能量积分式中电位能之和大于 0 时, 表明由第二关联电场产生的电位能为正值, 而且大于由第一关联电场产生的电位能之绝对值, 电子的总能量为正值, 为正能量, 为正能级, 这说明由关联空穴产生的第二关联力(离心力)大于第一关联力(向心力)时, 在第二闭区域内的运动电子具有非同寻常的正能量, 这是一个重要的结果, 在后面解释能隙和另外拟文解释超导电子配对机制时要利用这一结果。

3. 核外关联合电场为零的表达式

超导材料同时出现零电阻特性和完全抗磁性, 这是确认超导材料进入超导态的两个特征。零电阻特性说明超导材料内部的存在电场为 0 的通路, 本文下面探讨电场为 0 的表达式。

3.1. 原子核外关联合电场为零的表达式

超导态具有零电阻特性, 超导体内部不可能存在电场, 也就是电场为 0。电场为 0 时表明关联电子受到的库仑合力为 0。根据 A_i 原子核外关联合电场 E_d 表达式(3a), 求解合电场为 0, 即:

$$\mathbf{E}_d = \left(\frac{Z-j}{r^2} - \frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} \right) \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \mathbf{r} = 0 \quad (5a)$$

满足上式为 0 的解，只有：

$$\frac{Z-j}{r^2} - \frac{m-Z+j}{r_1^2+r^2} = 0 \quad (5b)$$

化简后得到：

$$[m-2(Z-j)]r^2 - (Z-j)r_1^2 = 0$$

或者：

$$[m-2(Z-j)]r^2 - (Z-j)r_1^2 = 0 \quad (5c)$$

$$r = r_1 \sqrt{\frac{(Z-j)}{m-2(Z-j)}} \quad (5d)$$

由此可知，要求 A_i 原子核外关联合电场 $E_d = 0$ ，必须 $m > 2(Z-j)$ ，必须使关联因子 m 取正整数、取关联空穴，而不是取负整数、取关联电子。而且，关联合电场为 0 只与 m 和 Z 有关，有一个大于 $2(Z-j)$ 的 m 数，原子核外必有一个以 r 为半径的球面空间合电场为 0，这种 0 电场球面空间在室温下也仍然存在。

式(5b)或者(5c)和(5d)就是原子核外高斯第二闭区域和第一闭区域交界空间合电场为 0 的表达式。式中 m 是存在于 0 电场外高斯第二闭区域内空穴数量， $(Z-j)$ 是原子 A_i 存在于 0 电场外高斯第二闭区域内电子的数量， $(2+r_1^2r^{-2})$ 是比例系数。式中各参数的意义如下：

m ——关联空穴，只有空穴的贡献才能使原子核外某一空间进入电场为 0 的状态，而 m 为负值、为电子则不能；

Z ——原子核电荷数；

J ——原子 A_i 存在于高斯第一闭区域球内即 0 电场空间内关联电子的数量，其值为 1 到 Z ；

r ——高斯第一闭区域球的半径，高斯第二闭区域球的内径，也是 A_i 核外 0 电场空间半径；

r_1 ——高斯第二闭区域球的外径，超导材料最大外形尺寸。

由于 r_1 是超导材料外形最大尺寸，为毫米(10^{-3} 米)甚至米尺度； r 是原子核外第一闭区域的半径，为纳米(10^{-9} 米)尺度，因此， $r_1^2r^{-2} = 1 \times 10^{12}$ ，可见 m 数值巨大。当 $(Z-j)=1$ 时，其数值最小， $m = (2+r_1^2r^{-2})$ ；当 $(Z-j)=Z$ 时，其数值最大， $m = (2+r_1^2r^{-2})Z$ ；故其取值范围在最小值与最大值之间，且随 Z 和 r 而变，即：

$$(2+r_1^2r^{-2}) \leq m \leq (2+r_1^2r^{-2})Z \quad (5e)$$

式(5c)表明，两个闭区域交界空间合电场为 0 时，第二闭区域内空穴数量 m 与 A_i 核外在第二闭区域内电子数量 $(Z-j)$ 的比例关系是必须严格保持的、不能破坏的，多 1 个少 1 个都不行，破坏了这个比例关系就破坏了合电场为 0 的条件。这种严格的比例关系形成了非常强的电场涨落。

3.2. 合电场为零空间相切或相交

单个原子两个闭区域交界空间关联合电场为 0，不一定能保证整块材料内所有的同种原子的 0 电场空间能连成一片，在 0 电场空间相互不连通时，就不能形成整块材料内整体的 0 电场空间，也就不能使整块材料具有 0 电阻特性。

核外 0 电场空间区域表达式(5d)表明了 r 与 m 的关联关系，它表明：无论任何材料，无论在任何温度下，只要内部存在空穴数，其空穴数量 $m > 2(Z-j)$ ，每个原子核外就一定存在 0 电场空间区域，其

半径由上式确定。它还表明：材料的外形尺寸和 m 空穴数量决定了 r 的大小，而 r 大小决定 0 电场空间是否相互连通，相互连通应该是材料进入 0 电阻状态的一个必要条件。只有空穴数量 $m < 2(Z - j)$ ，或者没有空穴，只有多余电子， m 数为负值，原子核外才不存在 0 电场空间区域。

如果相邻的同种原子间的合电场为 0 的空间不相切、也不相交，即第一闭区域的半径 r 太小，则只能形成各个原子核外孤立的合电场为 0 的空间(图 6)。

只有相邻的同种原子之间的合电场为 0 的空间相切或相交，才能形成合电场为 0 空间的相互连通，才能在整块材料内形成 0 电场空间通路，才能出现 0 电阻特性(图 7)。设相切时的第一闭区域 0 电场空间半径为 r_0 ， r_0 内电子数为 l ，则所需要的空穴数量 m_0 为：

$$m_0 = (2 + r_1^2 r_0^{-2})(Z - l) \tag{5f}$$

或者：

$$r_0 = r_1 \sqrt{\frac{(Z - l)}{m_0 - 2(Z - l)}} \tag{5g}$$

这是超导材料形成 0 电场通路、出现 0 电阻特性的必要条件。

两个闭区域交界空间关联合电场为 0 的区间宽度，实际就是 A_i 核外相邻两个电子的轨道间隔，也就

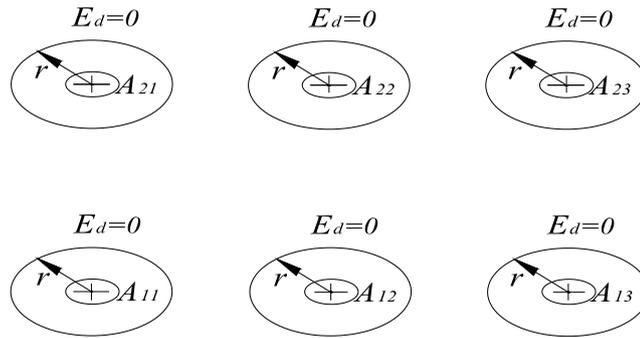


Figure 6. Schematic diagram of isolated zero electric field outside the nuclear
图 6. 原子核外孤立的 0 电场空间示意图

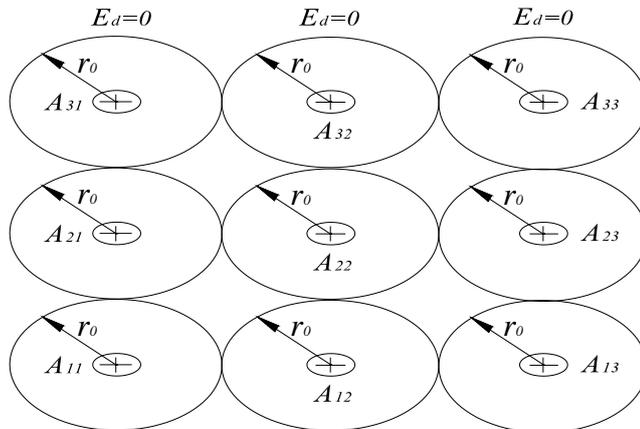


Figure 7. Schematic diagram of tangent zero electric fields between the same atoms
图 7. 同种原子之间 0 电场空间相切示意图

是相邻两个能级的距离。

3.3. 临界电流

根据超导电子配对机制，1 个电子释放 1 个声子的能量，另 1 个电子吸收 1 个声子的能量，双双成对进入超导体，进入 0 电场空间。

根据前面关联合力运动方程的能量解，在第二闭区域内存在一定数量空穴时，原子 A_i 进入第二闭区域内的电子具有正电位能，这些电子转移到两个闭区域交界 0 电场空间，需要释放能量；而原子 A_i 留在第一闭区域内的电子始终具有负电位能，这些电子转移到两个闭区域交界 0 电场空间，需要吸收能量。因此，第二闭区域内 1 个释放能量的电子和第一闭区域内 1 个吸收能量的电子总是成对地进入 0 电场空间，这些电子的数量，形成了 0 电场空间的超导电流。由此可知，原子 A_i 进入第二闭区域内的电子的数量，决定了超导材料的临界电流。

根据式(5c)，当 $j=l$ 时，高斯第一闭区域内包含了原子核以及核外的 l 个电子，高斯第二闭区域内包含了原子 A_i 的 $(Z-l)$ 个电子，而此时同种原子间第一闭区域空间相切，材料内 0 电场空间连成一体，这时， $m_0 = (2+r_1^2 r_0^{-2})(Z-l)$ ，这是 m 空穴的最佳值。根据配对机制，允许该原子核外的 $2(Z-l)$ 个电子被激进入 0 电场空间。如设材料内有 n 个原子，则 $2n(Z-l)$ 是 0 电场空间内电子的总数。如果 0 电场空间内有电流流动，则必须维持电子的总数不能变，一变就破坏了 0 电场状态。因此，电子电流 $2n(Z-l)e$ 就是容许流过的最大电流，超过这个电流，就破坏了 0 电场状态，这是超导态具有临界电流的缘由。

3.4. 零电场空间电子的集聚

由于第一关联电场是由原子核和核外电子共同参与建立的电场，第二关联内电场是第二闭区域内全部载流子(电子和空穴)共同参与建立的电场，在合电场为 0 空间区域，电子在自身周围的合电场为 0，电子与电子之间不存在斥力，电子与原子核之间不存在引力，这是超导体的一个重要特征。根据牛顿第一定律，电子在超导体内、将以合力为 0 时具有的速度、永远不停地运动下去。此时，如果施加一个电磁场，处于运动状态的电子在电磁场驱动下，都要受到洛伦兹力和涡旋电场力的作用，产生周期性的聚焦和散焦，聚焦时会聚在涡旋电场的中心，形成电子团。关于电子团，在有关文献报导中称“重电子”。这种“重电子”已经由日本科学家首先观测到。在 2009 年，由日本原子能研究开发机构、东北大学、东京大学和京都产业大学的研究人员组成的联合研究小组，在世界上首次直接观测到了外观大小是普通电子 10 倍至 1000 倍的重电子团[5]。

4. p 型材料高温超导相图的解释和赝能隙

4.1. 相图的困惑

n 型和 p 型高温超导体的相图引出了许多费解的难题，几乎颠覆了以往的超导理论。能否破解相图的难题、能否完整解释相图是超导理论的试金石。

图 8 是 n 型(左边)和 p 型(右边)超导体的相图，“以 $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ 和 $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ 为代表显示出：超导 Tc、反铁磁 AF、赝能隙和‘正常’金属区。从反铁磁绝缘体，通过掺杂电子或空穴进入 CuO_2 平面，经过超导区，最后进入不超导的正常费米液体(FL)区。详细的研究相图揭示，在大部分区域中应用常规的 FL 图像和超导 BCS 理论是不适宜的[1]。”相图从左到右的过渡显示许多反常的信息，反常费解的难点在于：“随着掺杂的多少，高温超导体的性质有很大变化。……在不掺杂的母体及低载流子掺杂时，它是一个三维反铁磁有序绝缘体，随着掺杂的增大它慢慢具有导电性，然后在一个比较大的区域里面，出现了一个叫赝能隙(pseudogap)的区域，即一个在正常态出现能隙的区域。随着载流子浓度继续增加它就

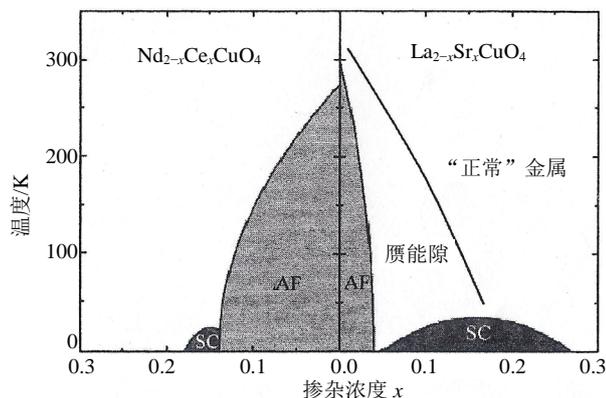


Figure 8. Phase diagram of n type superconductors and p type superconductors, AF: anti-ferromagnetic area; SC: superconductors area

图 8. n 型和 p 型超导体的相图，图中 AF: 反铁磁区；SC: 超导区

变成一个超导体，然后继续增加载流子，就会基本上变成大家认为费米液体正常金属的状态。……为什么随着掺杂浓度的变化，它的性质有如此大的变化？由一个强关联三维反铁磁有序体系，最后变成一个正常金属的费米液体态？[6]”如何解释这种现象？

“空穴掺杂的相图主要告诉了我们一个完整的、变化的全区域，有些是我们过去不太熟悉的区域。我们过去熟悉的区域是最左端或最右端的区域：最右端是 FL 区，或者说人们经常用能带的、近自由电子近似来讨论的区域；而最左端的是反铁磁有序的区域，在这里凝聚态物理也研究了几十年了，也算是熟悉的。这里的反铁磁是与强关联及绝缘态相伴随的。这里实际上相图的从左到右的过渡告诉我们许多不熟悉的、反常的信息[1]”。本文根据关联合电场(3a)式和核外关联合电场为 0 表达式(5b)就最不熟悉、最费解的相图的过渡区域作一解释尝试，专门解释 0 电场特性与空穴数量的关系。至于费米液体态与空穴数量的关系，则另外撰文讨论。

4.2. 关联合电场为 0 与第二闭区域内空穴数量的关系

要破解相图最费解的过渡区域，首先必须弄清楚关联合电场与第二闭区域内空穴数量的关系，只要二者的关系一清楚，具有“反常的信息”的相图就可迎刃而解。

式(5b)是原子核外高斯第一闭区域和第二闭区域交界空间合电场为 0 的表达式，根据这个式子，令：

$$E_a = \frac{Z - j}{r^2} \tag{6a}$$

$$E_b = \frac{m - Z + j}{r_1^2 + r^2} \tag{6b}$$

在 E_a 式中，不同的 r 有不同的 E_a ，但 r 存在一个取值范围，其最小值不能小于原子核的外径 r_n ，这时 $j = 0$ ， E_a 的值最大；而 r 最大值不能大于第二闭区域的最大半径 r_1 ，这时 $j = Z - 1$ ， E_a 的值最小，因此有：

$$E_{a-\max} = E_{a-r_n} = \frac{Z}{r_n^2} \tag{6c}$$

$$E_{a-\min} = E_{a-r_1} = \frac{1}{r_1^2} \tag{6d}$$

在 E_a 式中, 当同种原子电场为 0 空间区域互相相切时, 设其半径 r 为 r_0 , j 为 l , 此时整块材料内同种原子 0 电场空间区域连成一体, 取 E_a 为 E_{a-r_0} , 则:

$$E_{a-r_0} = \frac{Z-l}{r_0^2} \quad (6e)$$

在 E_b 式中, 由于 r_1 大于等于整块材料的外部尺寸, 在毫米甚至米的尺度范围, 而 r 限于原子的大小尺度, 在纳米甚至更小尺度范围, r_1 远远大于 r , 即 $r_1 \gg r$, 因此在 E_b 式中可以将 r 忽略不计, 取此时 E_b 为 E_{b-r_1} 则:

$$E_{b-r_1} = \frac{1}{r_1^2} m - \frac{1}{r_1^2} (Z-j) \quad (6f)$$

将式(6c、6d、6e)和(6f)画在以 m 为横轴、以 E 为纵轴的坐标系上, 得到关联合电场为 0 与第二闭区域内空穴数量的关系, 它表现为图 9 中 E_b 线与 E_a 线族的交点。

以下就图 9 中各线作一说明:

E_a 线族: 平行于横轴的直线族, 表示第一关联电场与第二闭区域内关联因子 m 的关系, 其大小取决于第一闭区域半径。其中 E_{a-r_0} 代表第一闭区域互相相切时半径取 r_0 的直线, E_{a-r_j} 和 E_{a-r_k} 代表半径分别取 $r_j (j = j_2)$ 和 $r_k (k = j_1)$ 的直线, r_j 趋向原子核的外径 r_n , r_k 趋向整块材料外部尺寸 r_1 。

E_b 线: 忽略 r 后的直线, 表示第二关联电场与第二闭区域内关联因子 m 的关系。 E_b 线与 E_a 线族的交点是第一关联电场与第二关联电场大小相等方向相反点, 是 0 电场点, 与此点对应的 m 数是满足 0 电场所需要的空穴数量条件。与 E_{a-r_0} 线的交点代表整块材料 0 电场空间连成一体, 材料具有 0 电阻特性, 交点对应的 m_0 数是最佳掺杂空穴数。与 E_{a-r_n} 和 E_{a-r_1} 线的交点所对应的 m_H 和 m_L 是两个极限点, 当空穴数量少于 m_L 时, 0 电场空间区域的半径已经大于 r_1 , 被挤出材料外部, 而当空穴数量大于 m_H 时, 0 电场空间区域的半径已经小于原子核的外径 r_n , 不在核外空间, 进入原子核内部。与 E_{a-r_k} 和 E_{a-r_j} 的交点代表 2 个临界点, 代表 0 电场空间半径取 r_k 和 r_j 时, 材料电阻值是室温值的一半, 表明材料退出 0 电阻特性, 这两点对应于 m 轴的 m_1 和 m_2 是临界空穴值, 当空穴数量小于 m_1 和大于 m_2 时, 材料都退出 0 电阻特性。

4.3. 相图的解释

在 4.2 节中图 9 已经十分清楚地显示了关联合电场为 0 与第二闭区域内空穴数量的关系, 现依据这个图对相图进行解释。

导体区域——低载流子掺杂或欠掺杂区域: 对应于图 9 就是空穴数量少于 m_1 的区域。在这个区域,

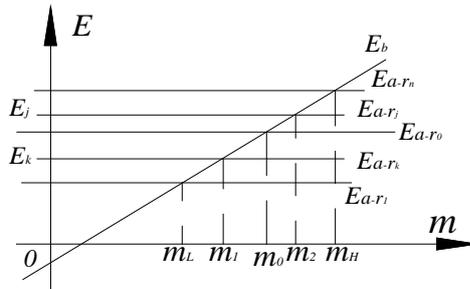


Figure 9. The relationship between zero combined electric field and associated factor m in second closed area

图 9. 关联合电场为 0 与第二闭区域内关联因子 m 的关系

$j = j_1$ ，根据(5c)式，这个区域所需要的空穴数量条件以下式表示：

$$m_1 < (2 + r_1^2 r_k^{-2})(Z - j_1)$$

这个区域可以分为2个区域：0到 m_1 的空穴区域和 m 为负数的电子区域。在空穴区域依靠空穴导电，在电子区域依靠电子导电。在这整个区域，材料内部不存在0电场空间。

超导区域——最佳掺杂区域：对应于图9就是空穴数量在 m_1 到 m_2 的区域。在这个区域， j 可以在 j_1 到 j_2 之间变化，原子核外存在0电场空间，只是其半径不同。根据(5c)式，这个区域所需要的空穴数量条件以下式表示：

$$(2 + r_1^2 r_k^{-2})(Z - j_1) < m < (2 + r_1^2 r_j^{-2})(Z - j_2) \quad r_k > r_j$$

这个区域最佳掺杂空穴数量为 $m_0(j=l)$ ，这时材料内同种原子核外的0电场空间区域互相相切，材料内部0电场空间连成一体，整块材料出现0电阻特性，转变成超导态。这种情况所需要的空穴数量由下式表示：

$$m_0 = (2 + r_1^2 r_0^{-2})(Z - l)$$

根据超导电子配对机制，每个原子容许核外 $2(Z-l)$ 个电子被激进入0电场空间，设整块材料内含有 n 个原子，则0电场空间容许 $2(Z-l)n$ 个电子流动，超导体具有最大临界电流 $2(Z-l)ne$ 。

在最佳掺杂点，如果继续掺杂电子材料，使关联空穴 m 的数量降低，当 m 的数量降低到 m_1 时，即满足 $m_1 = (2 + r_1^2 r^{-2})(Z - j_1)(j = j_1)$ ，每个核外容许 $2(Z - j_1)$ 个电子在超导体内运动，超导体允许流过的电流较小，为 $2(Z - j_1)ne$ ，这是超导的临界状态。

在最佳掺杂点，如果继续掺杂空穴材料，使关联空穴 m 的数量增加，当 m 的数量增加到 m_2 时，即满足 $m_2 = (2 + r_1^2 r^{-2})(Z - j_2)(j = j_2)$ ，每个核外容许 $2j_2$ 个电子在超导体内运动，超导体允许流过的电流较小，为 $2j_2ne$ ，这是超导的另一个临界状态。

正常金属区域——过掺杂区域：对应于图9就是空穴数量大于 m_2 的区域，根据(5c)式，这个区域达到的空穴数量条件以下式表示：

$$m_2 > (2 + r_1^2 r_j^{-2})(Z - j_2)$$

在这个区域，材料内部空穴数量很多，依靠空穴导电。在整个区域，材料内部存在0电场空间，只是其半径太小，趋近及小于原子核的外径，是孤立的0电场空间。

第二第三超导区域——其它元素超导区域：当关联空穴 m 的数量满足材料内原子序数为 Z_1 元素的条件，即：

$$m_{Z_1} = (2 + r_1^2 r^{-2})(Z_1 - j)$$

此时，元素 Z_1 转变为超导态，这种元素的原子占据的区域成为第一超导区域。

而当关联空穴 m 的数量满足材料内原子序数为 Z_2 元素的条件，即：

$$m_{Z_2} = (2 + r_1^2 r^{-2})(Z_2 - j)$$

元素 Z_2 转变为超导态，这种元素的原子占据的区域成为第二超导区域。

而当关联空穴 m 的数量满足材料内原子序数为 Z_3 元素的条件，即：

$$m_{Z_3} = (2 + r_1^2 r^{-2})(Z_3 - j)$$

元素 Z_3 转变为超导态，这种元素的原子占据的区域成为第三超导区域。

因此，超导材料内含有多种元素时，根据掺杂不同，材料内空穴数量不同，就会形成多超导区域。

4.4. 关于赝能隙

赝能隙是 p 型材料转变为超导态时出现的特殊物理现象，至今还没有形成统一的认识，其原因是没有认清它的庐山真面目。

前面(2.5)节中求解关联合力运动方程得到关联电子能量积分(4c)式，其中关联电子具有的电位能 W_e 为：

$$W_e = (m - Z + j) \left(\frac{k_2}{r_1} \operatorname{arccot} \frac{r}{r_1} \right) - (Z - j) \frac{k_2}{r}$$

式中 $(m - Z + j) \left(\frac{k_2}{r_1} \operatorname{arccot} \frac{r}{r_1} \right)$ 项是第二关联力的贡献，其值的正负性质由 m 数决定，当第二闭区域内关联因子 m 为关联空穴、为正数， $(m - Z + j) > 0$ 时，其值为正值；当第二闭区域内关联因子 m 为关联电子、为负数， $(m - Z + j) < 0$ 时，其值为负值。式中 $-(Z - j) \frac{k_2}{r}$ 项是第一关联力的贡献，永远为负值。两项之和 $W_e < 0$ 时，关联合力运动方程能量积分揭示的关联电子的电位能为负值；两项之和 $W_e > 0$ 时，关联合力运动方程能量积分揭示的关联电子的电位能为正值。

对于 $W_e < 0$ ，电位能为负值的关联电子，当它吸收一定能量，达到 $W_e = 0$ ，使它从负能级运动到电场为 0、电位能为 0 的 0 能级，其能级差为正值，这是正常能隙。前面已述核外电子在原子核向心力作用下绕核旋转时，电子具有负能量，n 型材料的核外电子就是如此。

对于 $W_e > 0$ ，电位能为正值的关联电子，当它释放一定能量，达到 $W_e = 0$ ，使它从正能级运动到电场为 0、电位能为 0 的 0 能级，其能级差为负值，这是不好理解的能隙，被称为“赝能隙”。由于电位能为正值的关联电子只能出现在第二闭区域内关联因子 m 为关联空穴的材料中，关联空穴产生离心力，核外关联电子在离心力作用下，摆脱了原子核的束缚，脱离绕核旋转轨道，才使关联电子具有正电位能，因此，只有 p 型材料才出现这种能隙。

当转变成超导态的 p 型材料从过掺杂方向(增加 n 型材料，减少空穴数量；或继续降低温度，减少空穴数量)退出超导态时，将出现若干超导能隙。过掺杂使关联空穴 m 的数量由最佳掺杂区域的最小值 $m_1 = (2 + r_1^2 r^{-2})(Z - j_1)$ 降至 $m = 0$ ，第二关联力(离心力)减小到 0，占据在核外第二闭区域的 $(Z - j_1)$ 个电子逐个转变为绕核旋转，逐个占据不同的能级，由超导态 0 电场时的 0 能量变为负能量，形成若干超导能隙。如果做一做以继续降低温度来退出超导态的实验，必将发现超导能隙，而不出现“赝能隙”。

如果将转变成超导态的 p 型材料从欠掺杂方向(减少 n 型材料，增加空穴数量；或升高温度，增加空穴数量)退出超导态时，使关联空穴数量由最佳掺杂区域的最大值 $m_2 = (2 + r_1^2 r^{-2})(Z - j_2)$ 继续增加，在 0 电场空间第二关联力(离心力)开始大于第一关联力(向心力)，在 0 电场空间的电子在离心力作用下远离原子核，电子从 0 能量转变为正能量，出现“赝能隙”。这是通常退出超导态的方式。

4.5. n 型材料进入超导的过程

目前，对于 n 型材料转变为超导态的实验结果显示：n 型材料的临界电流太小。笔者认为这是由于没有搞清超导的物理机制，实验不彻底所致；或者是转变为超导态的元素原子序数太小，核外电子数太少所致。

n 型材料是关联因子为电子、 m 数取负数的材料，关联合力指向原子核，核外电子在关联合力作用下，在不同的能级上有序绕核旋转。要使 n 型材料转变为 0 电阻状态，必须首先实现核外某一空间区域

电场为 0，满足超导条件关系式(5c)要求的空穴数量。当空穴数量由 0 增加到 $m = (2 + r_1^2 r^{-2})$ 时，两区域交界处电场为 0，区域内每个原子核仅有 1 对电子可以在 0 电场空间区域内运动，因此，临界电流很小。而高斯第一闭区域内的 $(Z - 2)$ 个电子仍然有序绕核旋转，没有进入 0 电场空间，只有当空穴数量达到 $m = (2 + r_1^2 r^{-2})Z$ 时，这 $(Z - 2)$ 个电子才能进入 0 电场空间，允许在其内运动，才能达到最大的临界电流。按此思路继续实验，会得出满意的结果。

5. 室温超导材料研制方向

超导材料形成 0 电场通路、出现 0 电阻特性的表达式(5f)实质上已经指出了制作室温超导材料的理论依据，在室温下，或者在大气中的常温条件下，只要材料内能够满足所需要的空穴数量条件 $m_0 = (2 + r_1^2 r_0^{-2})(Z - 1)$ ，就可以使材料内 0 电场空间连成一体，形成 0 电场通路，转变为 0 电阻状态。

根据超导电子配对机制和关联电子能量积分(4c)式，释放声子的电子之电位能应该大于 0，而吸收声子的电子之电位能应该小于 0，这样才能配对进入 0 电场区域。这就是说需要将电子电位能大于 0 和小于 0 的两种材料掺合在一起，以实现电子配对。

因此，将 n 型材料和 p 型材料按一定比例掺合一起，或者各按一定厚度相互接触叠加在一起，既满足一种材料的空穴数量条件 $m_0 = (2 + r_1^2 r_0^{-2})(Z - 1)$ ，又满足电子配对机制，而且两种材料的载流子随温度变化特性相同，以便在一年四季的温度变化范围内都能保持 PN 材料内空穴数量条件，使材料始终存在 0 电场通路，处于 0 电阻状态，这应是室温超导材料研制方向。

6. 结语

实验是检验真理的尺度。从 1911 年荷兰低温物理学家昂尼斯(Onnes)发现超导态已经过去 102 年了，从 1986 年瑞士苏黎世 IBM 研究学者 J. G. Bednorz 和 K. A. Muller 首次发现高温超导体也已经过去 27 年了，超导转变温度仍然处在 135 K(-138℃)上，离“室温超导”相距甚远。但是，无数科学家的科学实验，检验淘汰了许多不相适宜的理论，使高温超导物理机制至今还没有露出庐山真面目。本文紧紧抓住以往长期被忽视的光电效应或量子隧穿必定留下空穴的客观存在，抓住空穴电场这一物理量，以经典理论为根基，以数学语言为工具，揭示了超导态 0 电阻特性的形成规律，找到了原子核外联合电场为零与空穴数量、核电荷数和电子数量的数学表达式，可以解释目前的实验事实，但还需要接受今后的实验检验。但笔者坚信：按照本文提出的室温超导材料研制方向努力，不出一年，必定有室温超导材料问世，必将在世界范围内拉开“室温超导及应用研究”的竞争序幕，人类梦想的室温超导时代即将到来。

参考文献 (References)

- [1] 韩汝珊, 闻海虎, 向涛 (2009) 铜氧化物高温超导电性实验与理论研究. 科学出版社, 北京, 21.
- [2] 中国科学院物理研究所 (2012) 单层 FeSe 超导体电子结构和超导电性研究取得进展. *科研动态*, 27, 6 p. http://www.iop.cas.cn/xwzx/kydt/201207/t20120717_3616852.html
- [3] 中国科学院物理研究所 (2012) 铁基超导理论取得重要进展. *科研动态*, 21. http://www.iop.cas.cn/xwzx/kydt/201206/t20120621_3603570.html
- [4] 徐慧 (2009) 凝聚态物理专题. 中南大学出版社, 长沙, 80.
- [5] 科学网 (2009) 日科学家首次观测到重电子费米面. <http://news.sciencenet.cn/htmlnews/2009/5/219713.html>
- [6] 韩汝珊, 闻海虎, 向涛 (2009) 铜氧化物高温超导电性实验与理论研究. 科学出版社, 北京, 2.