

从 Mott 绝缘体到高温超导体： 自旋磁性与超导电性的互偶关系*

王 强 华[†]

(固体微结构物理国家重点实验室 南京大学物理系 南京 210093)

摘 要 作者最近的一项理论工作对高温超导体作为一种掺杂 Mott 绝缘体进行了新的探索,得到一个长波低能极限的有效理论,强调了自旋反铁磁性和超导电性之间的拓扑互偶关系. 这个理论能够为一大类具有本质性和挑战性的高温超导现象提供简明的解释,给出掺杂 Mott 绝缘体的超导电性的“指纹”特征,并给出若干有趣的理论预言.

关键词 掺杂 Mott 绝缘体,自旋磁性,超导电性,互对偶

From Mott insulators to high temperature superconductors : duality between spin magnetism and superconductivity

WANG Qiang-Hua[†]

(National Laboratory of Solid State Microstructures , Department of Physics , Nanjing University , Nanjing 210093 , China)

Abstract I describe a recent theory that models high temperature superconductors as doped Mott insulators. It is an effective low energy long wavelength theory , emphasizing the mutual topological duality between spin magnetism and superconductivity. It provides natural interpretations to essential aspects of high- T_c phenomenology , identifying the fingerprints of novel superconductivity arising from doped Mott insulators. It also gives certain new and interesting predictions.

Key words doped Mott insulators , spin magnetism , superconductivity , mutual duality

铜氧化物高温超导体的基本单元是按三明治方式交错堆砌的铜氧面和由其他元素组合成的储电层. 通过元素替代等手段,储电层可以从铜氧面转移走一部分电子,这被称为空穴型掺杂,也可以向铜氧面引入附加的电子,这被称为电子型掺杂. 由于空穴型掺杂情况的实验资料更为丰富和确定,同时也为了行文清楚,下面限于讨论空穴型高温超导体.

对超导体的性质起作用的是那些铜氧面. 其上的每个铜原子贡献一个未成对的 d 轨道电子,因此按照能带论未掺杂的超导体母体应该是金属. 但事实是它们都是具有反铁磁性的 Mott 绝缘体. 这是因为 d 轨道电子间存在强的短程库仑作用,比电子在相邻格点间的有效跳跃积分要大得多,电子的移动被库仑作用所阻塞. 自旋之间的反铁磁交换作用则

来源于电子移动的二阶效应. 掺杂引入的空穴原则上可以通过与电子的位置互换而在铜氧面上运动,这时系统的基态完全由自旋之间的反铁磁能和空穴的动能的竞争所决定. 实验发现,在空穴掺入量 $h = 5\%$ 左右系统就进入超导相,并在 $h = 15\%$ 左右超导临界温度达到最大. 因此,高温超导体临近于一种自旋 $1/2$ 的 Mott 绝缘体,或可称为掺杂 Mott 绝缘体^[1]. 描述掺杂 Mott 绝缘体的一个恰当的模型是所谓的 $t - J$ 模型,其中 t 代表空穴载流子的动能能量

* 国家自然科学基金(批准号:10204011,10325416和10021001),霍英东教育基金会(批准号:91009)和国家重点基础研究发展计划(批准号:NKBRSF-G1999064602)资助项目

2004-03-18 收到初稿,2004-04-09 修回

[†] E-mail: qhwang@nju.edu.cn

尺度 J 代表自旋的反铁磁交换能量尺度. 这个模型的难点就在于它通过排除电子双占据所体现的强关联效应. 在如同铜氧面的二维系统中 $t-J$ 模型尚没有严格解, 人们只能诉诸各种近似处理^[2]. 在最近的一项研究工作中^[3], 作者对 $t-J$ 模型采取了一种全玻色化的处理方法, 得到一种新的有关掺杂 Mott 绝缘体的有效理论, 并对许多有关高温超导体的本质性的实验现象给出了可能的解释或进行了新的诠释. 下面对此稍作介绍.

之所以求诸玻色化, 是基于两方面的考虑. 首先, 传统的 Bardeen-Cooper-Schrieffer 超导理论在高温超导体中的各种形式的应用并不太成功. 这是有深刻原因的: 电子之间表观上具有的是强短程排斥作用而非吸引作用以及高温超导体没有一个具有良好金属行为的正常态. 另一方面可以说对于相互作用玻色子的理论处理比对相互作用费米子的处理更加简明准确. 在量子简并温度以下, 自由玻色子系统会发生玻色凝聚现象, 即宏观多数目的玻色子占据同一个微观动量状态. 当玻色子之间有一定的排斥相互作用时, 这种凝聚态表现为超流态. 在这种基态上的激发模式是两种集体激发: 一种是声子型的长波纵向位相涨落, 另外一种为旋子激发, 它实际是一对拓扑型的涡旋-反涡旋对激发. 在特定的玻色子的密度和相互作用强度下, 玻色系统也会发生超流-绝缘体相变. 这些都是相互作用玻色子系统中比较成熟的概念. 因此如能把费米子问题映射到玻色子问题, 即玻色化, 则他山之石或可攻玉.

在一维和二维系统玻色化可以通过标准的 Jordan-Wigner 变换实现. 基本思想是, 捆绑了磁通束的粒子交换位置时由于 Aharonov-Bohm 效应对波函数会贡献一个附加的 Berry 位相, 从而改变粒子原有的统计性质. 因此变换的代价是引入了一种与粒子相互作用的规范场, 其磁场的强度由粒子本身的密度决定. Jordan-Wigner 变换在一维系统中的应用非常成功, 因为在一定条件下变换中引入的规范场可以通过随后的一个规范变换完全消除, 从而相互作用费米子的问题完全映射到相互作用硬壳玻色子的问题. 由硬壳玻色子系统中的集体型激发行为立即得到 Luttinger 液体行为. 二维系统与一维系统的显著差别是变换中引入的规范场不能被完全消除掉. 但有时这并非坏事, 比如玻色化可以对二维电子气的量子霍尔效应给出非常简明的解释, 这就是 Chern-Simons 规范场理论. 鉴于玻色化在一维和二维系统中处理多体强关联粒子系统的成功应用, 作

者对 $t-J$ 模型进行了全玻色化. 这里比处理量子霍尔问题更复杂的地方在于必须考虑两种自旋的电子, 还必须考虑电子的无双占据条件. 这个强关联条件在长波低能极限下的效应可以用标准的规范场理论处理. 略过技术的细节, 理论的最后形式是描述非公度反铁磁自旋序参量和电子对序参量(即超导序参量)的长波低能极限的有效量子 Ginzburg-Landau 理论. 应该指出, 玻色化过程使得这里定义的序参量与费米子表象中的对应序参量有一定区别, 但这不影响对物理性质的讨论. 另外要强调的是如同超导序参量一样, 这里的反铁磁序参量也是一个复数场, 描写一般的非公度非共线反铁磁序. 重要的是两种序参量通过一种相互的 Berry 位相相互联系. 具体体现是, 数量为 $1/2$ 的电子对(即一个电子电量)的涨落对于自旋序来说等同于对它的一个磁通量子, 自旋序参量绕这个磁通一圈积累 2π 的几何位相; 反之, 电子对序参量绕一个 $1/2$ 的自旋矩一圈也积累一个 2π 的几何位相, 如同一般超导体中绕一个磁通量子的情况一样. 在这个意义上自旋序参量和电子对序参量相互对偶.

必须指出, Weng 及其合作者在关于 $t-J$ 模型的位相弦理论中最先强调了空穴子和自旋子之间的拓扑关系^[4]. 但位相弦理论与这里的理论有若干重要的区别^[3], 尚不清楚两种理论是否是对同样的物理的两种表述. 不含附庸自由度以及两种序参量之间的对偶关系是这里的理论最为重要的特点. 下面用这个理论讨论一些重要的高温超导现象^[5]并给出一些预言.

首先, 未掺杂的铜氧化物母体的基态是一个量子反铁磁体, 因为没有任何电荷涨落. 在低掺杂浓度, 空穴的出现对反铁磁凝聚体来说就如同超导体受到了外磁场的作用. 因此, 如果保持反铁磁序这些空穴必须局域化. 有两种可能的局域化方式: 其一是空穴从反铁磁区中相分离出来; 其二是空穴形成 Wigner 晶格. 这两种可能性完全类比于传统第一类超导体的中间态和第二类超导体的 Abrikosov 点阵. 这同时给出一个出人意料的推论, 即可能存在两类 Mott 绝缘体, 空穴在这些绝缘体中的分布截然不同. 空穴相分离可能会被长程库仑作用所限制最终成为一种自旋电荷条纹形式的折衷状态^[6], 如在 La 系超导体中的情况那样. Y 系高温超导体可能属于第二类掺杂 Mott 绝缘体. 存在两类 Mott 绝缘体的猜想首先由 Lee 等人提出^[7].

足够的空穴掺杂后, 量子涨落效应应使得空穴

晶格融化. 根据理论中的互偶性, 这意味着有效磁通可以在反铁磁凝聚体中自由的运动, 从而反铁磁长程序被破坏, 这时与反铁磁序对偶的电子对就能凝聚. 有意思的是, 在低掺杂浓度理论给出的超流密度与空穴浓度大致成比例, 但是电子对的密度由电子数目所决定, 对外加电磁场的响应也表现为电子对的响应. 而这些结果正是实验所发现的现象, 同时还说明掺杂 Mott 绝缘体的超导并不要求空穴在实空间配对成束缚态. 一些数值计算的结果支持这种观点^[8].

曾经有一种提议认为高温超导体中存在一种比较隐蔽的 d 密度波序(对应于手征性交错的微观电流环有序), 用它导致的能带劈裂来解释正常态隙现象、与超导序的竞争和上述超流密度与掺杂浓度的关系等^[9]. 但这是颇有争议的^[10], 也引发了一些进一步的理论预言^[11], 尚没有明确的有关 d 密度波序的实验证据. 这里将不再展开讨论.

由于相互对偶关系, 反铁磁序和超导序不可能在基态中共存. 这正是实验事实. 这里的理论解释因为具有拓扑性而显得最为直截了当, 不需要进行任何其他的参数微调. 而在其他有关理论中两种序参量的竞争只体现在它们的模量之间的竞争, 因此要解释实验事实则需要对理论中的参数作精细的调节^[2].

值得评价一种观点: 反铁磁涨落导致电子形成 Cooper 对而超导. 必须注意到的是, 这种机制与传统金属或金属合金超导体中的电声子互作用的超导机制有根本区别. 在后者, 电子之间通过交换声子而产生吸引作用, 其中的声子是相对独立于电子系统的晶格集体振动, 而在高温超导体中电子之间如果说交换了反铁磁激发模式的话, 它也是电子系统本身的性质. 事实上, 更深一层的问题是反铁磁涨落或关联本身的机制又是什么? 从前面的讨论来看 Mott 物理, 或即电子强关联, 可能是二者的共同机制. 这种超导电性有何反常的地方?

反常的地方就在于前面提到的互偶性. 它使得在超导态自旋的反铁磁涨落对电子对来说等同于电磁场的效果. 换言之, 这里的超导态同时为物理上的电磁场和自旋涨落的 Meissner 态. 电磁波在超导体中的传播具有一个 Anderson-Higgs 能隙, 其大小与超流密度成标度关系. 由刚刚提到的双重 Meissner 效应, 自旋涨落也必然具有能隙, 且也与超流密度成标度关系. 非弹性中子散射实验确实发现存在一个共振自旋激发模式, 其能量与超流密度成标度关

系^[12]. 本来, 中子探测的是自旋激发的信息, 而超流密度的大小衡量的是超导体抗拒电磁波入侵的本领, 两者在常规超导体中没有直接的联系. 互偶性再次为这种看似异常的现象提供了无需参数调节的理论解释. 可以说中子共振散射的结果是自旋序和超导序互偶的表现或证据, 因此它的理论意义可以和电声子机制下的常规超导体中的同位素效应相比拟. 不过应该注意到, 同位素效应提供了电声子机制的证据, 后者是电子产生有效吸引作用而配对乃至超导的原因, 而中子实验提供的自旋激发特点是掺杂莫特绝缘体超导的后果而非原因. 有一种观点认为自旋共振模式是电子配对的“胶水”, 与这里的观点相悖. 孰是孰非必须由更多本质性的实验来甄别.

在常规的第二类超导体中, 当外加磁场超过所谓的第一临界场后, 磁场就以一个个磁通量子的形式进入超导体形成 Abrikosov 磁通点阵. 前面提到高温超导体的超导序参量具有 d 波对称性. 如果把这作为高温超导体与常规超导体的惟一区别, 理论计算表明在磁通芯子中心, 准粒子态密度与能量的关系在费米能处有一个尖峰, 或即存在特别多的低能准粒子激发^[13]. 然而迄今为止, 无论是扫描隧道实验^[14]还是具有空间分辨能力的核磁共振实验^[15], 发现的不是这个准粒子峰而是费米能附近的小能隙. 这一令人困惑的结果却可以从对偶性再次得到简明的解释. 由于通常的磁通芯子周围具有起磁屏蔽作用的涡旋电流, 其动能是磁通自能的主要来源. 现在可以设想在磁通芯子中自发产生一个总量为量子化 $1/2$ 的自旋矩. 根据互偶性, 它将对超导序参量产生一个等效磁通, 而如果这个等效磁通的方向与外加磁场的方向相反, 它就可以抵消外磁场, 使总的有效磁通为零. 这样磁通芯子周围不再需要涡旋电流来屏蔽外磁场, 从而可以大大降低磁通的自能. 当然所花的代价是自旋方面需要的能量. 如果总能量上是有利的, 上述反常的磁通就能实现. 同时根据互偶性, 超导序被削弱的地方自旋序就能得到增强, 因此在反常磁通的周围反铁磁关联会加强(涨落的能量降低) 甚至诱导出局部反铁磁序. 这种反常的磁通态与低能准粒子态密度峰的缺席的实验事实是自洽的. 更有甚者, 磁通态使得反铁磁关联加强的推论与相应的中子散射实验也是符合的^[16]. 当然, 其他的理论也能预言超导序与自旋反铁磁序的竞争^[2], 区别在于这里同时预言磁通芯子中出现量子化的 $1/2$ 自旋矩. 这种量子化条件来源于互偶关系的拓

扑性(尽管与这里的机制有所区别,位相弦理论首先预言了具有自旋矩的反常磁通^[4])能否从实验上进行验证?

间接的证据是存在的,这就是高温超导体对杂质的响应.实验发现,锌杂质对超导电性的破坏作用可以用一个简单的模型来描述,即每个锌杂质破坏的超导区域的面积与一个磁通芯子的面积相当(即以超导相干长度为半径的圆面积)^[17],但这里并没有外加磁场.这种破坏作用是一般的杂质理论难于理解的.同时,核磁共振实验发现在锌杂质周围存在 $1/2$ 自旋矩^[18].互偶性为这两种异常提供了自洽的联系: $1/2$ 自旋矩的存在对超导序来说等同于一个磁通,因此锌杂质确实诱导了一个磁通涡旋态,它对超导的强烈破坏作用也就是自然的事情了.按互偶性它也能同时能够诱导局部反铁磁序^[18].而且由于没有外磁场来抵消这种有效磁通,这种涡旋态周围存在涡旋超流,因此反而更像一个常规的磁通涡旋.但必须指出的是,锌杂质周围的自旋矩并非以静态的形式存在,否则应该可以观察到其周围的涡旋超流.

以上讨论的都是对高温超导体的反常性质的理论解释,这些反常现象是由于超导体受到足够能量的激发(如非弹性中子散射),受外磁场作用,或强杂质诱导的自旋矩时互偶性的体现,也可以说是掺杂 Mott 绝缘体的反常超导电性的“指纹”.显然当那些因素不存在时,互偶性就不会表现出来.这就如同一个硬币的两面,通常只能看到一面.这时理论上高温超导体的基态性质应该与常规意义下的有效 d 波超导体无异.确实,比热和热导率的测量映证了 d 波形式的超导序参量导致的线性低能准粒子态密度的推论^[5].更有意思的是,扫描隧道谱实验发现在高温超导体中的一些弱散射强度的杂质附近,在一个确定的能量上局域电子态密度在空间的分布具有一定的调制结构,而且这种调制结构的特征波矢量随着能量的不同而变化^[19],其规律与 d 波超导体中的准粒子受杂质散射产生相干效应的理论图像完全符合^[20].根据准粒子散射相干效应的原理,从实验上获得的能隙与费米动量的关系和正常态费米面与角度分辨光电子谱实验结果^[21]符合得非常好.这里有意思的是,扫描隧道实验直接测量的是实空间信息,而角度分辨光电子谱直接测量的是动量空间的信息.两者的符合是对准粒子的存在和准粒子的散射相干效应的有力肯定.

总之,这里介绍的新理论框架不但为高温超导体的反常性质提供了解释,也与其寻常性质相容.当

然还有一些有待考虑的问题.比如由于这个理论是全玻色型理论,费米型粒子的激发行为被隐藏了,这是全玻色化的代价.原则上可以通过重新费米化来获得这些信息,特别是费米子激发所能体现的有关超导能隙的特点.另外,还有必要将理论外推到有限温度,研究超导转变的特征以及高温超导体的“不正常”的正常态:能隙现象^[5].

参考文献

- [1] Anderson P W. *Science*, 1987, 235 :1196
- [2] Grilli M, Kotliar G. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64 :1170; Nagaosa N, Lee P A. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64 :2450; Zhang S C. *Science*, 1997, 275 :1089; Han J H, Wang Q H, Lee D H. *Intern. J. Mod. Phys. B*, 2001, 30 :1117
- [3] Wang Q H. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92 :057003; Wang Q H. *Chin. Phys. Lett.*, 2003, 20 :1582
- [4] Weng Z Y, Sheng D N, Chen Y C *et al.* *Phys. Rev. B*, 1997, 55 :3894; Muthukumar V N, Weng Z Y. *Phys. Rev. B*, 2002, 65 :174511; Kou S P, Weng Z Y. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90 :157003
- [5] Oreinstein J, Millis A J. *Science*, 2000, 288 :468
- [6] Emery V J, Kivelson S A, Lin H Q. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64 :475; Low U, Emery V J, Fabricius K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72 :1918
- [7] Lee D H. *Phys. Rev. B*, 2003, 67 :024506
- [8] Wang Q H, Han J H, Lee D H. *Phys. Rev. B*, 2002, 65 :031205
- [9] Chakravarty S, Laughlin R B, Morr D *et al.* *Phys. Rev. B*, 2001, 63 :094503
- [10] Wang Q H, Han J H, Lee D H. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87 :077004
- [11] Wang Q H, Han J H, Lee D H. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87 :167004; Wang Q H. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88 :057002
- [12] Mook H A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70 :3490; Dai P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 77 :5425; Yamada K *et al.* *Phys. Rev. B*, 1997, 57 :6165
- [13] Wang Y, MacDonald A H. *Phys. Rev. B*, 1995, 52 :R3876
- [14] Maggio-Aprile I *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75 :2754; Pan S H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85 :1536
- [15] Mitrovic V F *et al.* *Nature*, 2001, 413 :6855
- [16] Lake B *et al.* *Science*, 2001, 291 :1759; *Nature*, 2002, 415 :299
- [17] Nachumi B *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77 :5421; Adachi T *et al.* *cond-mat/0306233*
- [18] Finkelstein A M *et al.* *Physica C*, 1990, 168 :370; Alloul H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67 :3140; Mahajan A V *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72 :3100; Bobroff J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83 :4381; Mendels P *et al.* *Europhys. Lett.*, 1999, 46 :678; Mahajan A V *et al.* *Europhys. J. B*, 2000, 13 :457; 锌杂质诱导局部反铁磁序报道于 Julien M H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84 :3422
- [19] Hoffman J *et al.* *Science*, 2002, 297 :1148; McElroy K *et al.* *Nature*, 2003, 22 :592
- [20] Wang Q H, Lee D H. *Phys. Rev. B*, 2003, 67 :020511
- [21] Ding H *et al.* *Phys. Rev. B*, 1996, 54 :R9678; Shen Z X *et al.* *Science*, 1995, 267 :343