

关于高温超导理论的对话

P. W. 安德森 R. 施瑞弗

原编者按：两个固体理论家关于高温超导材料问题的探讨，显示了他们的洞察力，展现了他们的系理论。虽然高温超导材料发现伊始，解释其行为的各种想法便随之而来。但是，高 T_c 理论现在仍未有定论。凝聚态理论的两个领导人物是普林斯顿大学物理教授 P. 安德森，和加利福尼亚大学名誉教授 R. 施瑞弗。安德森的想法集中起来，用他自己的话是“在具有分离的自旋和电荷激发的非费米液体正常态，层间约瑟夫逊隧道的非禁闭性，是超导性的驱动力”。施瑞弗则把

“反铁磁性与超导性间的相互作用，用自旋极子或‘袋’的项把成对理论扩展到费米液体区域之外”。《今日物理》编辑部请他们两位讨论高 T_c 理论的现状，他们通过电话、传真、电子邮件及面对面谈话进行了讨论。

安德森：一致的意见是，高 T_c 超导理论是不同的。我想在某些方面情况的确如此。可以说对几乎每种假说，都有作出某种肯定工作的小组，一些小组的背

什么是心理学时间之箭？霍金说：“是我们只能记忆过去而无法记忆未来的时间方向”。彭罗斯也如是说。沿用这种说法的还有杨纲凯、吴忠超和许明贤等。

我们马上就会发现，如此定义心理学时间箭头是有毛病的。人固然不能记忆未来，但一个人能记忆他出生前的过去吗？！不能记忆未来是因为这个人没有感知过未来的事物，就象他因为没有感知过出生前的过去因而也不能记忆出生前的过去一样。在这里，一个人的未来与他出生前的过去在物理学上是对称的。因此，这根本就不是什么心理学的时间之箭！我国唐代诗人陈子昂曾经如此吟唱：“前不见古人，后不见来者。念天地之悠悠，独怆然而涕下！”（《登幽州台歌》）。后不见来者与前不见古人在物理学上也是对称的。看来在这一点上，一千三百多年前的中国诗人比霍金和彭罗斯要高明！“前不见古人，后不见来者”之中固然包含着时间箭头，表明时间既不能倒退，也不能超前。但这是任何一个具有时间之箭的系统都有的性质，岂止心理学过程而已！任何系统，都无法“记忆”未来，也无法“记忆”它存在之前的过去。心理学的时间之箭只是人类大脑对这种性质的感受。“念天地之悠悠，独怆然而涕下！”才是真正的心理学时间之箭。

在讨论心理学的时间之箭时，霍金将人脑的记忆功能与电脑的存储功能相类比。电脑存储某些信息时，其存储物质的状态变得更有序，即“信息熵”减少。但电脑要存储信息，需要以消耗更多的有序能量为代价，系统的总熵仍然增加。霍金据此认为，电脑的“心理学时间方向”，即只能记忆过去而不能记忆将来，与热力学熵增的时间方向是一致的。

霍金的这一论证是错误的。如果电脑真能记忆未来的事物，它就可以不消耗有序能量，反而成为一部“发动机”么？答案是否定的。电脑储存任何信息都要消耗有序能量，而不取决于信息的性质。在任何情况下，电脑都不可能成为永动机。

霍金甚至走得更远。他根据人脑与电脑的类比作

出结论说：“无序随时间而增加，是因为我们沿着无序增加的方向测量时间！你不能有比此更保险的断言了！这使得热力学第二定律几乎一文不值”。这真令人有点匪夷所思了！与爱丁顿所说“热力学第二定律是科学的最高定律”，恰为两个对立的极端。

那么，究竟什么是心理学的时间之箭？我们说，心理学的时间之箭是一个人对环境熵变与自己身体内部熵变的一种心理感受。不同的人处在不同的年龄阶段，对时间之箭的感受会有所不同。一个小孩，很容易感受到自身热力学熵与信息熵的减少（依赖于从环境输入负熵）：“我长大了，我又长高了！”（热力学熵变向负）；“我懂事了”（信息熵减少，即信息量增加）。一个青少年会说：“我的身体更棒了；我的知识也增长了！”一个风烛残年的老人，则最容易感受到熵增：“我又向火葬场靠近了一步！”青年人容易感受到春的生机；老年人则更容易悲秋。唐代诗人李白也曾悲叹：“君不见高堂明镜悲白发，朝如青丝暮如雪！”这就是心理学的时间之箭。

七 关于时间箭头的伦理学

韶光易逝，时不我待。逝者如斯，岁月不饶人！作为万物之灵的人类，应该把握光阴，把有限的生命投入到无限的人类进步事业中去。“莫等闲白了少年头，空悲切！”

人类无法使时间倒流，无法在孤立系统内造成熵减少，无法制造第二类永动机。但人类却可以利用环境提供的负熵，不断增强自己控制自然界演化的力量。凡是累积负熵和创造信息的事业，无论是工业、农业、科技、经济、和文化教育事业，都是崇高伟大的事业；而破坏信息、毁损负熵的行为，无论是焚书坑儒、“十年浩劫”，还是杀人放火、盗窃抢劫、阴谋暗算……，都应该受到人类的谴责。人类将在宇宙提供负熵的这个无比壮阔的时空舞台上，演出一幕又一幕控制自然界演化的威武雄壮的史剧。而那些破坏信息、毁损负熵的悲剧和闹剧，也许终有一天会在人类的历史中消亡。

（本文由禹宽平协助文献资料工作）

景十分不同(如量子化学、电子结构及多体物理),还有的组,彼此很少有有意义的交流。看一下关于这个科学的 Babel 塔*,我觉得你我实际在说相同的语言。你看呢?

施瑞弗: 理解高 T_c 超导电性的问题,实际上吸引了来自各种领域的许多有才能的理论家。每个理论家带着自己方法的套路、更带着偏见参加了进来,其最新见解,实际上是过去工作的结果。因为我们的背景相似,都认为高 T_c 起始于相似的土壤——自旋,并且得到实验事实的支持。问题是,我们从共同的起点出发,经过不懈的“科学演绎”,在一些方面出现了明显的分歧。这种分歧对人类的创造力是种贡献。最后可能发现,一些概念对高 T_c 不适用,但在别处很重要。图 1 图 2 展示了高 T_c 物质中大自然的奇妙图画,当画成掺杂(doping)关系时,就展现了反铁磁性、半导体性、超导性、强关联电子及金属性质的各个区域。这种丰富内容表明高 T_c 问题十分复杂。

[图 1 说明: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ 超导性的反射微分干涉对比显微镜(tdiCM)所见。视野为陶瓷材料 ab 面的情况,显出高 T_c 超导体的强平面结构(佛罗里达州立大学的 M. W. Davidson, W. J. Rink, J. B. Schlenoff 摄影)(见本期封三)]

安德森: 即便在研究此问题的多体物理学家中,也能够发现大多采用“传统”BCS 理论(Barden-Cooper-Schrieffer)作“机制”,即用电子-声子相互作用或至少是电子-“某种子”相互作用,并且绝大多数用 G. M. Eliashberg 形式理论作计算^[1],我相信他们是错的。我想听听你的意见,但首先让我提一下与这个问题有关的几件事。首要的,我想很少有人认识到现知的电子超导体至少有六种不同的类型,另外两种 BCS 流体也一样。其中只有一类服从所谓传统理论(声子 BCS 理论),符合 Eliashberg 方程未修正的陈述。六种类型是:

1. 类自由电子金属(S-P 及低 d 能带),完全符合理论及其预言。

2. 强耦合、“坏角色”、老式“高 T_c ”物质,如 Nb_3Sn 及 $\text{Pb}(\text{Mo}_6\text{S}_8)$ 。这些似乎具有声子,但其常态与超导态中有许多不寻常的特性,想像它们服从简单理论似乎有点轻率。例如,它们在常态具有奇怪的磁特性。

3. 有机超导体。这几乎仍是完全神秘的领域。

4. 重电子超导体。现已证明属类 BCS 超导体,但具各向异性,也许被称为 d 波超导体。认为没有声子机制。

5. BaBiO_3 基超导体。具有声子,但与简单的理论不符,因为其电子密度太低,库仑斥力似乎近于不存在。但在掺杂的情况下有最高的 T_c 值,这时常规的超导体都进入常态,即由金属转变为绝缘体。

6. 高 T_c 含铜超导体(Cuprates)。除其反常 T_c ,

外,此种物质还有很反常的常态特性。

当然另两种 BCS 流体: 氦-3 与中子量物质,都是成对超流体。

我的观点是: 把所有电子超导体中最奇怪的高 T_c 含铜超导体,归入第一类类自由电子物质似乎是不可思议的,我们还不可能把任何其他类并入此模式之中。回到 60 年代,我们也许可以创造出个可憎的、在教皇臣民(Popperian)心目中“不能曲解”的理论,这些人硬要发明越来越多的天才方法,使这理论适应任何反常情况!

第二个基本点是这样的,如果自然之母夜里悄悄到我身旁,微笑着说:“是声子”,或是“任意子”,或是“自旋涨落”,即便我相信她,我仍怀疑关于含铜超导体的理论是失败的。这是因为从一开始,我就看到超导机制问题只居次要地位。一旦我们解决了非超导金属 T_c 以上的态这个难得多的问题,那么机制问题就随之相对容易地解决了。我怀疑你会完全同意这些看法。

施瑞弗: 有个长期的混乱,是把“BCS 理论”与“BCS 模型”对立了起来。后者只用来解释传统(低温)超导体。BCS 理论是用微观场理论框架,处理费米子系统,其中有效引力相互作用引起相-相干对凝聚,具有费米子对的强空间叠加。单个对相对于凝聚的漂移能量,因泡利原理的存在而不连续地增长。

注意,引力之源我指的不是声子,不是动量本征态($K, -K$),也不是对的总自旋为零。BCS 型凝聚确实可在系统中发生,系统中没有或只有某些传统量子数,如你提到的 ^3He , 还有铜系元素、原子核及中子星。夸克凝聚是大爆炸一秒钟后产生的第一个对凝聚。很明显,这些例子是 BCS 模型的重要扩充,但每一个发展中,BCS 理论的基础是不变的。我认为很多 BCS 模型可用来解释这些广泛差异的系统。实际上,纯粹的 BCS 理论是以各种显著不同的物理现象为基础的。

一个附带问题,费米液体的朗道理论是不是对理论绝对不可缺少^[2]。随 BCS 之后,很快由 L. P.

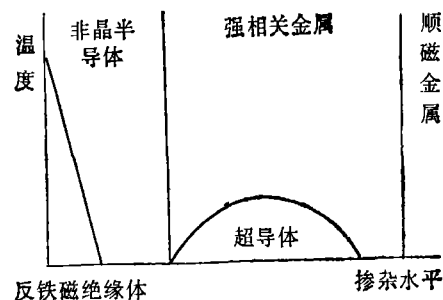


图 2 含铜超导体的典型相图,掺杂水平是相对绝缘母化合物而言。

*《圣经·创世纪》中所描述的欲建而未建成的高塔。——译者

Gor'kov, Y. Nambu 及 Eliashberg 发展起来的, 对凝聚的场论描述, 可以系统地包含常态激发的阻尼^[3]。而传统的费米液体理论确实不能描写高 T_c 物质的常态相, 但场论却可处理高 T_c 超导性提供充分有效的框架。你和 W. Brinkman, 把 BCS 模型推广到了在对范围内处理超流 ^3He ^[4], 其相互作用是有自旋涨落的。

我相信自然之母在创立迷人的高 T_c 系统时, 内心记着对凝聚。所以, 我相信高 T_c 化合物是“成对超导体”家族中的精巧居所, 这家族从 $T_c \sim 10^3\text{K}$ 的 ^3He 延伸到 $T_c \sim 10^{10}\text{K}$ 的原子核, 对夸克凝聚还不能说什么。如果从 23K 到 125K 间有个“奇特”岛, 那将是惊人的, 但我认为靠不住。因此, 在某些论题上尽管你我观点相近, 但对于对凝聚的场论描述是否能从根本上解决问题仍有很大分歧。

安德森: 不, 我也是“对”、确定单态及可能的“扩充”s 波的坚信者, 但不是接近 BCS, 如 ^3He 。我用多种方法来理解超导体, 多种“正常”而不是只有一个(正)常态。

施瑞弗: 我完全同意理解高 T_c 前, 需正确理解正常相, 这是个比超凝聚本身更有趣更困难的大问题。但这个留待以后再说。

最后, 作为声子, 它在确定 T_c 时必定起着某种作用, 虽然我相信它的作用是种支持角色, 除了 $\text{Ba}(\text{K}, \text{Pb})\text{BiO}_3$ 类物质外, 电荷密度涨落藕合到声子上, 可以控制引力。无论如何, 我相信基于声子、电荷涨落及其改变的理论是值得追求的, 因为它可能与铋元素系统有关。

安德森: 关于后面一点, 我感到我们没有本质的分歧, 即合适的物理模型是任何高温超导性进展的基础。我认为, 最后我们会统一于简单的一能带哈伯德(Hubbard)模型。我要进一步强调, 我认为本质集中在二维的情况, 而且自交换能 U 似乎大了些, 但定性地讲, 任何不太小的 U 值将有差不多相同的行为。

我原初选择这个模型的理由, 是粗略估计了能带结构的有关项。后来用 M. Schluter 及其合作者的集团计算(Cluster Calculation), 进行了相当仔细地确认。该工作表明, $\text{Cu}-\text{O}$ 面上适当大小团簇的电子能级, 与“ $t-t'-U$ ”哈伯德模型符合得十分精确。伊里诺斯和苏黎世组对核磁共振数据的漂亮解释, 确认了电子态的特性不随掺杂而改变。事实上, 含 Cu^{2+} 物质的化学计量表明, 都是反铁磁 Mott 绝缘体, 这似乎迫使我承认该模型, 我们中的许多人(当然包括你我)一开始就想像它是正确的。

该模型的真实本质, 也就是真正的困难在于必须把电子作为载流子, 而同时电子还要参与造成反铁磁关联自旋结构。这双重角色是个老问题, 它把理论家困惑了至少 30 年。也许你可以评论该模型, 为什么你

相信它, 你赞成什么意见, 或许比我解释得周到些。

施瑞弗: 这里我们完全一致。我相信你是对的, 对高 T_c 超导性, 单费米表面具有第一重要性, 且它起因于 $\mathbf{X}^2 - \mathbf{Y}^2$ 对称的铜三维波函数与氧 $p\sigma$ 轨道的强混合。当然, 光学激发含有到其他能带的跃迁, 但这激发在对超导性负有相关责任的低能态混合中, 不起本质的作用。我在 1987 年的最初建议是, 常态激发是“自旋袋”(Spin bag) 反映的事实为空穴和自旋属于同一能带, 这不像传统自旋极子(Spin polaron)的情况, 空穴在能带 A 而自旋在能带 B。对后者, 对相互作用由不同轨道间海森堡交换能 J 引起; 而前者, 交换相互作用来源于大得多的自交换能 U , 这是多年前你在掺杂问题的文章中提出的概念。核磁共振和光发射的数据, 似乎强烈支持这个框架。联系到自交换能的量级, 我认为 U 的大小也许与能带宽度可比, 即属中间藕合的范围。因此, 有人希望从强藕合和弱藕合的极限得到正确的物理, 除非有重要的相变干扰, 这点我是怀疑的。

安德森: 我想对许多作者讨论的“双能带”哈伯德模型加个评论。我认为这与铜氧化物化学不一致。铜氧化物是刚体, 铜原子与同一平面内的四个氧原子间有强键。Cu 与 O 间的键合, 意味着其轨道比费米能级低得多, 故无动力学自由度, 不能对 d 与 p 轨道分别处理。

我猜想我们的差别是, 掺杂过程中发生了什么, 迁移载流子是如何实际产生的。实际上就我理解, 你现在关于“自旋袋”的看法类似于我们开始具体化的类孤立子体, 它自身向着 B. I. Schraiman “偶极”的与 E. D. Siggia^[5] 的“螺旋”变态。我不得不同意, 这很可能是低掺杂能级上的迁移体, 也许此刻你能解释你看到的这个颇复杂的图画。

施瑞弗: 我们探究所获得的结果是, 在单能带模型中占统治地位的基本激发, 其行为是否像孤立子(即自旋袋^[6]), 具有传统的空穴量子数(电荷 $= +e$, 自旋 $= 1/2$), 但又有很强的着衣效应(dressing effect)。这里着衣形式, 对局部反铁磁体系的幅度产生抑制, 对其量子化轴产生扭曲, 并在空穴不存在时出现。在具长程自旋序(order)反铁磁绝缘体中, 在 ξ 范围内、自旋密度波间隙 $2\Delta_{SDW}$ 中, 自旋袋表现为局部减小; 在弱藕合的情况中, ξ 比晶格间距 a 为大。另外, 袋还造成自旋量子化轴的扭曲。对大的自交换能 U , 空穴周围 S_i^z 近于确定, 在自旋序 $\langle S_i \cdot S_{i+\tau} \rangle$ 附近, 自旋袋相应减小。自旋序与自旋扭曲减小的区域, 与空穴及袋的形成一起产生, 空穴处于袋中。可以定性地看, 类 ^3He 中的电子气泡, 空穴测不准原理的向外压力, 被其内部反铁磁压力相平衡。自旋袋间的引力, 首先来源于较小的交换能总量, 交换能要求产生一个普通的分享袋, 以抗衡另两个分离的袋。

在自交换能 U 大的情况中, 自旋袋效应源自空穴运动时自旋局部的激励. 这个激励, 可由空穴跳跃时自旋波函数叠加的相引起的规范势效应来描写, 即有个自旋 Franck-Condon 因子. 自旋幅度(纵向)与自旋扭曲(横向)动力学的结合, 导致袋的产生与袋间的引力作用. 这种效应, 已由二维哈伯德模型的数值计算所发现^[7]. 故自旋袋相应于“非拓扑孤子”(见 J. A. Krumhansl 的孤子拓扑学, Phys. Today March 1991 P. 33).

你在 G. Bednorz 与 A. Müller 重要发现之后, 很快提出基态支持“拓扑孤子”的建议, 非常吸引人, 就像在一维哈伯德模型及聚乙炔^[8]中发生的那样. 在聚乙炔中, 沿 $(CH)_x$ 链有明显的对称破坏. 这引起量子数的分割化, 一个附加空穴的电荷, 被一个电荷为正自旋为零的孤子带走, 而其自旋被另一个电荷为零的孤子独立地携带. 在一维哈伯德模型中发生类似的效应.

你为高 T_c 物质建议的空穴子 (holon) 及自旋子 (Spinon), 与反常或奇特相一致, 激发在一维的情况下发生. 自旋袋与空穴子及自旋子的核心区别在于, 前者在两维 Cu_2 面间一开始就有吸引, 而对后者, 就我理解, 只有当空穴对有望在相邻平面间发生时才预期有吸引. 也许你能解释这个差别, 对拓扑激发项中的超导性你又作何说明.

安德森: 在正统的理论中如果说有核心争论, 那是对常态理论的不同看法, 用不含水份的费米液体理论不能正确描写它们. 自旋袋及 D. Pines 的“反铁磁费米液体”^[9], 都接近真正的类电子准粒子. 其余的, C. Varma、E. Abrahams 等^[10]的“边缘费米液体” (marginal Fermi liquid), P. Lee 及 P. Wiegmann^[11]的规范理论, R. Laughlin 的磁通相 (flux phase) 及任意子理论, 还有我以后要讨论的我的理论, 老实说都不是费米液体. 有很多实验理由要放弃费米液体理论. 最多的证据为弛豫率 $1/\tau$ 依赖频率, 这隐含着准粒子振幅的消失. 但我想也可这样得到结论, 导电性的 C 轴较低, 光发射的求和规则被破坏. 费米液体理论可以无限修正, 所幸它有足够的内容, 可以作出明确的预言, 并有许多(不是一两个)强破坏.

对两个连字符中间的费米液体理论, 即边缘的与反铁磁的费米液体理论, 我有个严肃的问题, 因为我想它们都含有不一致性. 它们的最大优点是有实验基础, 虽然实验数据是零散的. 你对此有何看法?

施瑞弗: 实验清楚地说明, 对含铜超导体, 朗道费米液体的严格表述是不正确的. 而光发射的研究, 强烈支持激发存在, 准粒子的外貌比较粗大, 观测到的谱线是反对称的, 线宽 Γ 随能量 E 增长, $\Gamma \sim E^\alpha$, $\alpha \sim 1$ (非 2), 就像朗道理论中的一样. 不幸, 在光发射确定的 BCS 态密度中, 是否的确存在求和规则破坏明显有争

议. 时间将会定出是非. 另外, ab 面间常态电阻性的温度依赖, 随 T 而变化, 不是朗道理论的随 T^2 而变. 问题是, 如何从熟悉的金属固体的性质来正确解释这些差异.

有些人认为, 在低能量标准上差别巨大, 而在高能激发上, 基本如朗道理论所述. 在自旋袋近似中, 激发十分不同于朗道准粒子, 它的裸和着衣空穴的 Z 叠加极端小, 在长程序反铁磁中消失, 在掺杂超导物质中的量级为 0.1 或更小. 我同意, 现在没有一种理论可以解释常态数据, 包括 Varma 等的边缘费米液体近似^[10], 及 Pines 组^[9]的自旋涨落方案. 从第一原理微观理论出发, 对常态特性导出一个前后一致的近似, 仍将要求做许多工作, 但我相信在这个方向上正有极好的进展. 中心问题是, 自旋和电荷是不是禁闭的, 如你的近似及任意子近似中那样, 或者激发是否同时携带自旋和电荷. 这个问题, 对 $(CH)_x$ 已有部分回答, 用的是核磁共振、传输和磁测^[12]. 我打赌, 非禁闭在高 T_c 物质中不发生.

安德森: 当然, 最后我必须承认不一致, 因为我相信我们的最终评论会相距甚远. 我想, 没有理由拿我关于高 T_c 问题已原则上解决了的看法打赌, 在一定意义上, 我熟悉 T_c 以上金属态的基本物理^[13], 以及机制引起高 T_c 的原因^[14]. 我也相信几个验证这个理论的严格实验, 已充分排除回到传统理论的可能性^[15].

我自己关于常态的图像, 比自旋袋还有“任意子”更保守也更基本. 其保守在于, 我发现仍有个费米表面满足 Luttinger 理论. 为此, 随 D. Haldane 之后, Y. Ren 和我推广了常态金属的朗道液体, 称之为“Luttinger 液体”.

但是表面, 不是准电子费米海的表面, 而是自旋携带者费米子(我们称为“自旋子”)的中界面. 引入这些中界面的主要动机之一是, 自旋 $1/2$ 激发存在于二维哈伯德模型中, 而它可以精确求解的. 奇妙的很, 平均自由时间比传输时间 τ (由 $\sigma \approx ne^2\tau/m$ 决定) 长, 它在好而纯的含铜超导单晶中正比于 $1/T$. 故有个很明确的费米表面.

自旋子不带电, 故我们必须想出激发谱的第二分支: “空穴子”, 它是自旋为零的带电客体. 为自旋子与空穴子指配统计性的意义不是显而易见的. 空穴子是费米表面矢量 $2K_F$ 附近集体激发的极限, 这里再一次明确出现在一维之中, 因此发生了“电荷与自旋的分离”. 对电荷与自旋的涨落有两个不同的费米速度.

当从金属中移走一个电子时, 不是像正常朗道液体金属那样只留下一个简单的空穴子及有限的能量, 而是至少留下一个自旋子激发与一个空穴子激发, 而且还有一个软集体激发的爆发. 在谱的横幅中, 可把空穴想象为还在衰变, 横幅的宽度等于原始能量, 因此, 观测到的传输弛豫率, 正好就是衰变率. 但谱为尖

形,顶尖相应于自旋子能量。图 3b 是谱的示意图,我想解释观测到的角分解光子发射谱(图 3a)的奇特的尖顶及其外貌^[16]。在动量空间中费米表面上,当 K 接近 K_F 时,谱的峰更加尖锐,其行为满足 Luttinger 理论。

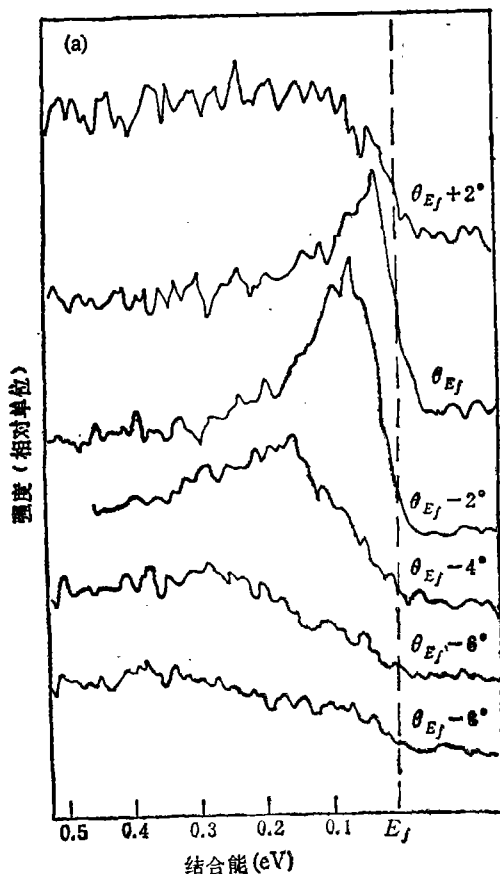


图 3a 光发射谱, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 样品 90K 常态的角分解光发射谱。对每条曲线都标出了测出的电子发射角 (θ_{EF} 是参考角, 相应于空穴态在费米能上)。从底到顶, 空穴动量 K 值随预定的费米能 E_f 而移动。注意, K 通过费米能级前后时, 长尾和尖角展开。这些数据被几个组所确认。

这个空穴子与自旋子液体有两个很不平常的特性。第一, 传输电流很弱地被电荷涨落(诸如声子式杂质)所散射, 因为它是携带着整个自旋子费米表面的集体位移。另外, 自旋杂质引起剩余电阻, 这是个严格的十分惊人的实验事实。不存在自旋散射时, 在一定意义上, 这个液体是“ $T_c = 0$ 的超导体”。第二, 对二维 CuO_2 平面, 液体是严格“禁闭”的, 这几乎像夸克禁闭在核中是一样的。能从一个平面相干地移动到另一平面的唯一客体, 是真实的电子, 但

当它们到达时相干性即被破坏成为空穴子自旋子。因此, 我们在第三个方向上(沿 C 轴)得到非相干三维运动。

即便很靠近平面, 在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ 及 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 中沿 C 轴运动不存在的结论也是被证实的, 因为例如 C 轴极化光子不存在强的红外吸收。这不存在表明, 禁闭引起动能很大的增加。这种能量供给激励了 T_c , 即电子对可以相干地从一平面穿到另一平面, 即便单个电子做不到这样, 这发生在 $T_c \propto t_1/J$ 时开始, $t_1 =$ 层间矩阵元, $J =$ 自旋子带宽。故超导 T_c 是从二维横穿到三维的行为。这为各种测量所确认, 如斯坦福的 W. E. Spicer 组, 在低于 T_c 时看到了光发射的大爆发^[16]。我可以计算 T_c , 但我发现 T_c 以下难以捉摸, 我想“能隙” Δ 可能很依赖于 $|K - K_F|$, 而不依赖于像各向异性超导中的角 $\hat{k}$ 。

可惜, 我没有篇幅细述支持上述图画有许多理论和实验评论。如果你能看到任何大的缺点或问题, 我倒确实想听听。对这个理论我碰到的最大问题似乎是, 每人只简单报告自己的理论, 却从不考察他人的(如我的)批评。

施瑞弗: 如果这种脚本在自然界的确演出过, 那我是很兴奋的。我想提一下如下的事实, 十年前聚乙炔出现后, W. P. Su, A. J. Heeger 和我就预言, 元激发会发生在这种导电线性聚合物之中, 不幸, 在高 T_c 物质中, 没有发现过这种元激发的“烟幕枪”(Smoking gun)。而间接的证实是可引证的, 如你在上面看到的。历史告诫我们: 以与确定数据符合为基础的推论是正确的, 但当数据临界时就上有严重问题。像图 3、图 4 中角分解发射谱的尖峰, 就比较临界且是缺乏求和规则的观测。对尖峰的情况, 用 $\Gamma \propto E^\alpha$, $\alpha \approx 1$ 可以对数据作同样好的拟合, 而没有明显的尖角。奥尔塞(Orsay) LURE 组的 Y. Petroff 指出, 明显的求和规则破坏, 很像起源于粗糙表面的离群电子发射。这个效应也戏剧性的在铜中被看到。另外很清楚, 材料影响观测到的 C -轴导电性的温度依赖是指数率或者是幂率。这类问题, 还有像由于争论光子旋转效应, 常引用临界的情况以说明任意子的存在(见 Phys. Today February 1991 P. 17)。高 T_c 理论中一个很有希望的发展已偃旗息鼓了, 故我们可以听到自然之母真正的微笑。如果像在 $(\text{CH})_x$ 中那样, 在

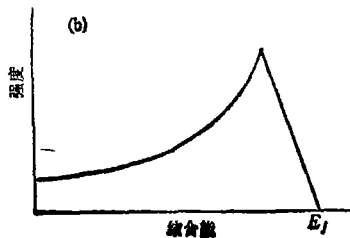


图 3b 常态二维“Luttinger 液体”理论的计算谱。不包括热耗散或本底, 尖角处的弱对数奇点未画出, 实验也未看见。计入实验本底后, 与图 3a 中实验曲线符合得很好。(图 3 中实验结果取自 C. G. Olson, R. Liu, D. W. Lynch, R. S. List, A. J. Arko, B. W. Veal, Y. C. Chang, P. Z. Jiang, A. P. Paulikas, Phys. Rev., B42, 381, 1990)

高 T_c 材料中发现非禁闭的烟幕枪, 我将是兴奋的。

安德森: 如果我有烟幕枪的选择, 我将追求两件事。第一件, 好的光发射数据, 还要好的样品和分辨率。角分解光发射谱是实验的, 在 BCS 隧道运动中起作用。第二件, 在 C-轴绝缘晶体的常态中, 研究 C-轴极化红外辐射的吸收。

最后, 我想同你一起探讨我的对流行主体——“任意子超导性”的想法。Laughling 很早就使我确信, 在以交换为主的模型中, 自发“磁通相”可能发生, 它具有的波函数有自发朗道抗磁的特点。这样的态对自旋激发将有“自旋隙”(Spin gap)或隙。此隙像是很大, 因最邻近的交换能很大, 我将假定它们在常态中出现, 我们都同意, 常态是问题的关键。但是, 所有有力的实验数据告诉我们, 此种隙不存在, 且常态中有一个费米表面。因此迄今为止, 这些磁通相的“任意子”理论, 还不能称为我们超导体的一个理论, 必须想些办法扩充它, 使其成为一个, 但其方向尚未制定。这理论与不超导性的观测现象相联系, 导出的有关常规 BCS 超导体(甚至含铜超导体)特性似乎不可靠。

实验方面, Bell 实验室的 K. Lyons^[17] 及德国多特蒙德大学的 H. Weber 组^[18] 进行了手征光散射测量, 后者得到的效应要小 100 倍, 且物理效应十分不同。A. Kapitulnik 用同样的晶体更高级的装置却什么也没有看到^[19]。这就导致了 Weber 组实验的严重怀疑。如果算上 μ 子实验的负结果, 只有 Lyons 一个正结果。我想听听你的意见, 并由你做个总结吧。

施瑞弗: 我也怀疑 Lyons 和 Weber 观测到的正结果, 关于实验结果的争论有望很快得到解决。

更一般地说, 对过去四年高 T_c 理论发展的主要印象是, 理论家不知道真的进展是什么。虽然这是部分对的, 但 Bednorz 与 Müller 1986 年的发现, 标志着凝聚物质物理一个显著发展周期的开端。那时以

前, 强关联费米子系统在场论中是人们关心之处, 但大多数严肃的多体理论家相信, 费米液体理论可以覆盖绝大多数人们关心的东西。我们在为将来重写的, 关于凝聚物质教科书的第二卷, 其相互作用必须包括零阶, 即包括单体运动效应。收获不很多, 特别是基态与激发态的物理实现不多, 而是偏重发展概念和方法, 以一般地处理这种系统。虽然一个或一套严密的有关近似, 可以完全解释高 T_c , 就像 BCS 对低 T_c 做的那样, 强关联物质的新相必然会发现, 理论活动的这个有力阶段, 对超导性或非超导性的理解都是有益的。如 Laughling 所说, 外来的激发, 不大引起自然的光顾 BCS 是物理的新型开端, 现在其温度扩大了 13^* 个量级, 我们正在理解的系统, 多数已被发现, 我们也许是一个大跃进开端的目击者。

参考文献

- [1] G. M. Eliashberg, Sov. Phys. JETP **11**, 696 (1960).
- [2] L. D. Landau, Sov. Phys. JETP **3**, 920 (1956); **5**, 11 (1957).
- [3] See J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, W. A. Benjamin, New York (1964), chapter 7.
- [4] See G. D. Mahan, Many Particle Physics, Plenum, New York (1990), chapter 10.
- [5] B. I. Shraiman, E. D. Siggia, Phys. Rev. **B40**, 9162 (1990).
- [6] J. R. Schrieffer et al., Phys. Rev. **B 39**, 11663 (1989). A. Kampf et al., Phys. Rev. **B41**, 6399 (1990); **42**, 7967 (1990). D. M. Frenkel et al., Phys. Rev. **B42**, 6711 (1990).
- [7] See D. J. Scalapino, High Temperature Superconductivity, The Los Alamos Symposium-1989, Addison-Wesley, Redwood City, Calif. (1990), P. 314.
- [8] P. W. Anderson, in Frontiers and Borderlines in Many-particle Physics, R. A. Broglia, J. R. Schrieffer, eds., North-Holland, New York (1987).
- [9] A. J. Millis et al., Phys. Rev. **B 42**, 167(1990).
- [10] C. M. Varma et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1996 (1989).
- [11] N. Nagaosa et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 2450 (1990). L. B. Yoffe et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 653 (1990).
- [12] S. Kivelson et al., Rev. Mod. Phys. **60**, 781 (1988).
- [13] P. W. Anderson, forthcoming book on high- T_c Superconductivity, Princeton U. P., chapters 2, 3 and 6.

(略)

(张英平译自 Physics Today June 1991, 章立源审, 程鹏、吴水清、黄艳华校)

* 原文如此。——译者注

