

高温超导机制研究近期重要进展*

韩 汝 珊[†]

(北京大学物理学院 北京 100871)

摘 要 文章概述了近几年高温超导机理研究相关的一些重大进展. 主要是 RVB-Plain Vanilla 超导理论的提出及其争论, 相图的补充, 特别是第二个量子相变点存在的证据; 还有超导态性质的新发现, 特别是涉及超导态的磁性的一些发现. 作者预言, 高温超导机理研究定将进入一个理论研究的百花争艳新时期.

关键词 共振价键, 量子相变, 超导电性与磁性共存

Significant advances in studies of the mechanism in high T_c superconductivity

HAN Ru-Shan[†]

(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract Recent significant advances in the study of the mechanism in high T_c superconductivity are reviewed. These include the RVB-Plain Vanilla theory and the controversies arising therefrom; the supplement to the phase diagram, especially about the evidence of the second quantum phase transition point; and newly discovered superconducting properties, especially those involving the magnetism in the superconducting state. It is predicted that the studies of high T_c superconductivity will enter a new stage of development.

Key words RVB, quantum phase transition, coexistence of superconductivity and magnetism

高温超导体发现之后 18 年, 高温超导电性机制仍是一个未解决的问题. 早期的研究热潮近乎冷却下来, 实际上作为凝聚态理论的一个带动学科始终受到关注, 并且取得的进展也是十分明显的. 近几年有关高温超导机制研究有几件重大事件. 这里主要介绍实验研究的进展.

1 理论研究进展及相图的补充

2002 年, 诺贝尔奖得主 Laughlin 提出 Gossamer 超导理论^[1], 指出单带模型 (Hubbard 和 $t-J$) 不能是高温超导理论的出发点, 并引发了共振价键 (RVB) 波函数研究的复苏. 2003 年 11 月, Anderson 汇集了几位理论主将, 共同提出了 RVB-Plain Vanilla 超导理论^[2], 依靠着有效单带模型及 RVB 波函数的变分计算, 给出了超导态的相图, 并把 Gossamer 理论包容在内, 自称是一个完全的超导理论. 紧接着, 美国 Bell 实验室的 Varma 全面地批驳了 RVB-

Plain Vanilla 超导理论^[3]. Varma 指出, RVB-Plain Vanilla 超导理论有 3 个不适当: (1) 采用的限制变分自由度的波函数用来研究 Hubbard 或 $t-J$ 模型是不适当的; (2) Hubbard 和 $t-J$ 模型作为铜氧化物的模型也是不适当的; (3) RVB-Plain Vanilla 超导理论的变分计算的主要结果是与大量的实验结果相矛盾的, 这个不一致对于这个理论的概念是致命的. Varma 特别指出, RVB-Plain Vanilla 超导理论给出的相图是错误的.

高温超导相图中除了超导转变外, 还有两个重要的转变点, 它们是反铁磁绝缘金属转变和 $x = 0.19$ 附近的转变. 实验给出的相图与 RVB-Plain Vanilla 超导理论相图本质上不同. Varma 并断言: 不能包容这些相变的理论, 不能是高温超导铜氧化物

* 国家自然科学基金(批准号 90207009)资助项目

2004-04-21 收到初稿, 2004-06-24 修回

[†] E-mail: rshan@pku.edu.cn

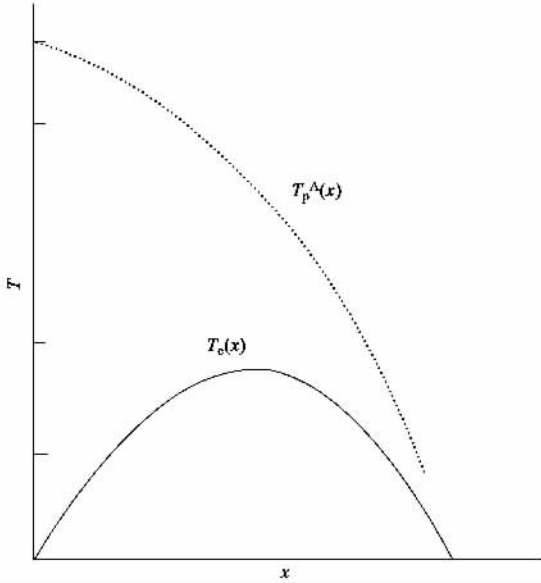


图1 取自 RVB - Plain Vanilla 超导理论给出的相图. 横轴是载流子浓度 x , T_c 是超导转变曲线, T_p 是赝隙起始温度. 特点是在零掺杂绝缘态之间, 未包含有反铁磁和 ' $x = 0.19$ ' 转变

的理论(见图1, 2). 关于实验相图, 这里简要地做一些补充. 应该说, 近几年关于高温超导普适相图的补充研究是重要进展之一. 在高温超导研究的最初几年, 对零掺杂及欠掺杂的研究取得了重要的进展, 并获得了共识. 主要是绝缘体 - 金属转变和超导电性与短程反铁磁有序的共存, 丰富了人们对相图左半区的认识. 详见文献 [4], 不在这里赘述.

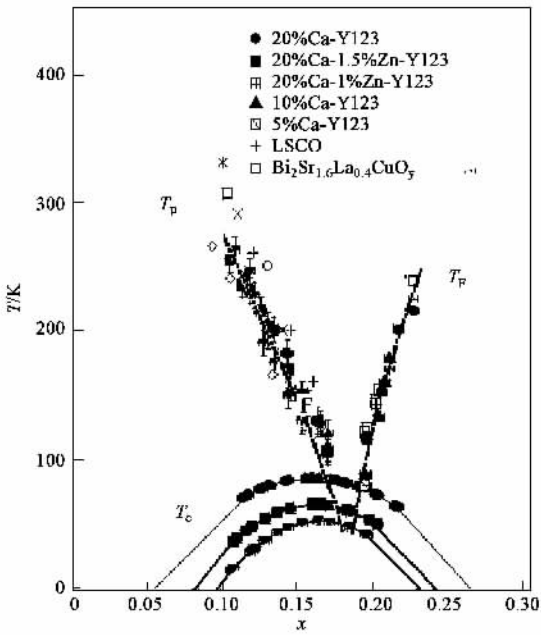


图2 Tallon 等人给出的实验相图(这里略去了反铁磁相变曲线)

Tallon 等人对相图研究作出的重要贡献是给出

了 T_p 线的正确走向并识别了第二个相变点, 即“0.19”问题^[5]. 在图2中, 作者考察了 La 系、Y 系、YCa 系、Bi 系, 收集了核磁共振 (knight shift, spin lattice relaxation)、熖、电阻率、红外电导、拉曼散射、角分辨光电子谱、隧穿谱等等的的数据. 数据基本上落在同一条线上, 该线延伸与横轴交于 0.19 处. 因为研究的重点是最佳掺杂附近及过掺杂区, 数据还包括了 YCa 系 [$Y_{1-x}Ca_x(Cu_{1-y}Zn_y)_3O_{7-\delta}$ ($x = 0.05 - 0.2$, $y = 0.00 - 0.04$)] 是为了获得更多过掺杂的数据. Zn 置换是为了压低 T_c , 进一步考察赝隙行为. 作者将 T_p 用赝隙半宽度取代, 数据点可以拟合为: $T_p = K(1 - x/x_c)$, K 是零掺杂时的超交换能, 量级为 0.1eV. x_c 约等于“0.19”, 被称为量子临界点. 在这个点的两侧, 物理性质发生陡变. 以电子比热为例, 见图3.

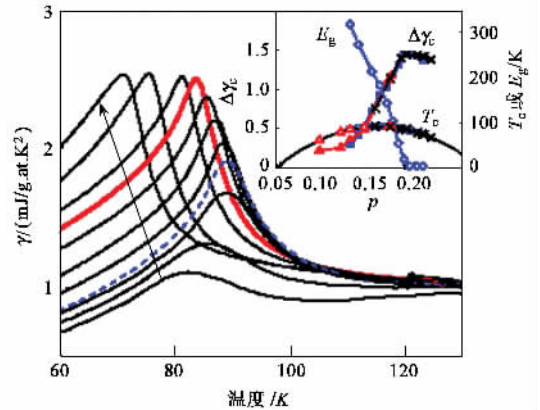


图3 电子比热系数, 其峰值从欠掺杂逐渐增大, 曲线处于最佳掺杂曲线(虚线)之内, 掺杂浓度超过最佳掺杂 x_c 后, 峰值高度不变, 整体左移^[6]

其他物理量的研究见文献 [6]. 这里只补充一个被他们遗漏的物理量: 载流子数目的突变, 这是 Uchida 在 1997 年就已给出的物理量^[7]. 用 Zn 置换 Cu 可以导致超导转变温度下降, 反铁磁 Neel 温度下降, 这已是人们注意到的高温超导铜氧化物的一个重要现象. 其实还有一个相伴随的现象: 金属性剩余电阻出现且随 Zn 增加而增加. 这里的 Zn 在 CuO_2 中扮演着散射中心的角色. Zn^{2+} 离子是 d 闭壳. 二维体系的剩余电阻可以表示为

$$\rho_0 = 4(h/e^2) \chi (n_i/n) \sin^2 \delta_0,$$

n_i 是散射子 (Zn) 的浓度, n 是载流子浓度, δ_0 是相移. 在一定的 Zn 浓度下, 欠掺杂样品用 x 代入 n , 可由 ρ_0 测量值计算 $\delta_0 \sim \pi/2$, 再取过掺杂样品 ($x = 0.30$, 近费米液体) 代入 $n = 1 - x$, 也得 $\delta_0 = \pi/2$, 因

而可认为 δ_0 不变, ρ_0 仅依赖于 n , 从而可以用上式研究载流子数目, 完成从 $x \rightarrow 1-x$ 的过渡. 从 ρ_0 的测量数据给出的结果如图 4 所示. 过渡到这个载流子数的陡变对应着 Cu 上的局域化电子在 0.19 附近退局域化. 这是 Cu 带和 O 带随掺杂逐渐靠拢并在 0.19 附近交叠的结果, 导致 Cu 上电子退局域化. 这是相图中的第二次转变(相变). 第一次转变对应着氧上空穴的出现, 使氧带活化, 形成隙间态. 它是巡游性的态. 这就是绝缘体-金属转变. 第二次在 0.19 附近的转变, 是反铁磁短程序的开始消失. 在此后的过掺杂区, 伴随着 T_c 的迅速下降, 费米液体行为也逐渐恢复. 至此, 可以总括地说: 近几年关于普适相图的补充研究是一个重要进展, 它向高温超导电性的单带模型理论提出了严酷的质疑. 在高温超导发现 18 年后的今天, 关于 RVB-Plain Vanilla 超导理论的争论宣告了一个新阶段的开始, 高温超导理论研究定将进入一个百花争艳的新时期.

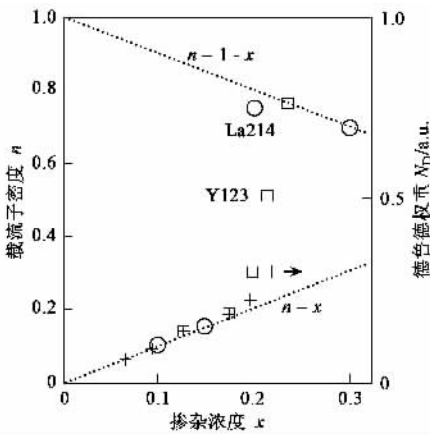


图 4 载流子数目随掺杂浓度的变化

2 超导态实验研究进展

除了相图, 在实验方面, 另一组重要的、有关高温超导机制研究进展的实验, 是关于超导态性质的研究. 在高温超导发现初期就已经认识到: 超导态是 $2e$ 配对, 穿透深度 λ 较大, 相干长度 ξ 较短 (H_{c2} 较高), 超流密度较低, 同位素效应随 T_c 增高而下降, 各向异性严重 (H_c, J_c, λ, ξ) 等. 后来又认识到超导能隙的 d 波对称性, 隙隙及可能有预配对, $T_c/T_c^{\max} - x$ 的经验普适标度形式等.

在高温超导研究早期, 似乎得到这样的印象: 正常态更反常, 超导态不太反常. 从而突出研究正常态的从上向下 (top down) 的思维, 即先研究正常态而后超导态的思路占了主导地位. 以单带 Hubbard 模

型和 $t-J$ 模型为代表的主流思想, 更着眼于 Mott 现象的研究.

近几年, 对超导性质的深入研究, 大大地拓宽了人们对高温超导铜氧化物的认识. 包括: 超导态的能量定位、时间反演对称破缺、超导自旋隙、电子不均匀性、Uemura 超流密度普适特性的修正、单向临近效应、磁共振峰与超导电性的关系、磁场诱导下反铁磁峰在超导态下恢复、准粒子峰的普适色散及 kink, 等等. 人们开始了从下向上 (bottom up) 的思考, 重新审视对高温超导电性的认识, 进而涉及对正常态的理解. 由于篇幅有限, 下面选 6 个实验做简要介绍.

2.1 超导态的能量定位

Bozovic^[8] 的单胞层 LSCO 三明治夹心实验指出, 超导态的能量与反铁磁态的能量相差约 $1eV$, 连同以前隙间态的实验, 毫无疑问地宣告 Zhang-Rice 态不能作为高温超导理论的出发点. 应从三带模型出发, 用铜氧杂化带来描述载流子的这个隙间态. 高温超导大部分已有的模型假设掺杂产生的空穴是在反铁磁母化合物的有效的下 Hubbard 带附近. 反铁磁性和高温超导电性在这个意义下是密切相连的. 它们各自的能量是近乎相等的. Bozovic 等人报道: 一个单胞厚的 La_2CuO_4 (LCO) 高度地保持绝缘性, 完全地阻断住了超流. 特征的衰减长度是 1\AA , 指示超导和绝缘反铁磁两个相不相混合. 同时还发现, 孤立的一个单胞层厚的 $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ 保持在超导状态. 它意味着掺杂建立的电子态是在绝缘带隙中间, 反铁磁态与超导态的能量差为 $1eV$. 上述两个发现是与大部分模型矛盾的. 作者使用的是改进的分子束外延系统, 具有原子逐层加工的能力. [仪器设备和原子层工程 (从略)]. 通过数字化地迭垒 $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ (LSCO) 和 LCO, 叠成不同的序列, 制备了许多超导 (S)/绝缘 (I)/超导 (S) 三明治异质结构 (SIS) 和 ISI 结构. 制备出的膜是平滑的和理想的. 作者对这些三明治样品测量 c 轴方向的电阻.

图 5 示出了超导/绝缘/超导 (SIS) 的 c 轴方向的电阻测量 (重复测量) 的结果. 三明治中间层固定为一个单胞层, 厚度 $1.3nm$. 主要结果是: 直到 $4.2K$ 没有超流通过. 几组不同样品的横截面分别为 $A_1 = 1.8 \times 10^6 cm^2$, $A_2 = 3.1 \times 10^6 cm^2$, $A_3 = 7.1 \times 10^6 cm^2$. 它们的电阻不同, 电阻率实际上是相同的. 在 $42K$ 处的小下陷, 表示电极 LSCO 发生超导转变. 此后继续降温, $T < T_c$, 电压降仅仅跨过 LCO 绝缘层上. 这温区的电阻值与大块样品的 (c 方向) 电阻值相近,

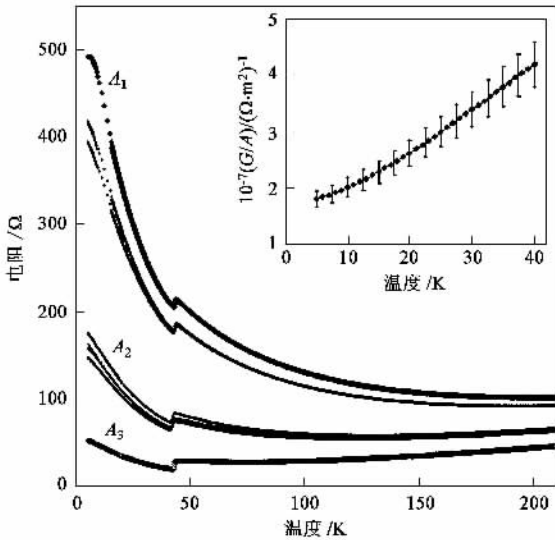


图5 超导/绝缘/超导(SIS)的c轴方向的电阻测量结果

并有相近的随温度变化[见内插图,它是电导 G 和温度 T 的关系图, G 和 T 是取单位面积的平均值. 由此外推得 $G_0 = (1-2) \times 10^{-7} (\Omega \cdot m^2)^{-1}$]. G_0 非常小,这正是高垒隧穿所预期的.

估算隧穿衰减长度 x_0 ,使用简单的一维势垒模型: $T = C \exp(-d/x_0)$, T 是垒穿透系数, $C = 16k_F^2 \alpha^2 / (k_F^2 + \alpha^2)^2$ (C 约为 3, 当 $E_F = 0.3eV$), $k_F^2 = 2mE_F/h^2$, $\alpha^2 = 2m(V_0 - E_F)/h^2$, $x_0 = 1/2\alpha$, d 是垒宽,为单胞厚 1.3nm. 垒高未知待定. 测得 $T \approx 10^{-6}$, 对应 $x_0 \approx 1\text{\AA}$, $V_0 - E_F \approx 1eV$.

与 SIS 配置相反,配置成 ISI 结构:一个单胞厚的 LSCO 超导层,夹在两个绝缘层中间,中间层保持超导. 超导转变陡峭的磁测量结果,表示样品极纯(详细情形从略).

Bozovic 的超薄 LCO-LSCO 层实验显示在高温超导体和未掺杂的反铁磁绝缘体之间不存在邻近效应,指示出掺杂生成的电子态的能量位置与反铁磁态相差 1eV. 由于 Bozovic 实验给出了超导态的能量定位,这是一个非常重要的实验结果.

2.2 Kaminski^[9]等人的时间反演对称破缺实验

在 Bi2212 的隙态和超导态中发现,左旋偏振光与右旋偏振光给出不同的光电流,显示在 $T < T^*$ 时时间反演对称自发破缺发生(实验装置从略). 在实验中,作者仔细地考察了光路-束流聚焦点、起偏及偏振度、薄膜的平度、超晶格小信号、保持对称性、剩磁、真空度等精细条件. 以保证实验的进行.

想象一个面 m ,垂直于晶体表面(表面平行于 CuO_2 平面),引入 3 个矢量: q_y 是光的入射方向, n

是表面法线方向, p 是终态动量方向,可以发现,只有当 3 个矢量共面,并且当 m 面通过 $M_1(0\pi)$ 或 $M_2(0\pi)$ 时,才可以排除由于本征的几何效应和结构对称性效应导致的左、右旋光的光电流不等(详细分析见原文). 在上述条件下进行光电流的测量,作者发现,在 $T > T^*$ 以及过掺杂样品中,未见左右旋光光电流的不等,而且仅当欠掺杂样品在 $T < T^*$ 时,才观察到左旋偏振光与右旋偏振光给出不同的光电流,即圆二色性. 如图 6 所示. 图 6(a)为满足上述条件的测量布局而取三矢量共 m 面情形, m 面通过 M 点. 为了精确地确定共面性,作 k 的偏离测量,见内插图红线,表示接收器移动对应的 k 轨迹. 实际的测量见图 6(b)中的红线(或蓝线),两条红线分别代表左旋光电流和右旋光电流的结果,仅在出射光的 k 值严格为 m 面内时,二者才相等. 即对应两条红线的交点. 两条红线的差值(用 D 表示)用图 6(c)图中的红线表示. 红线通过(00)点,表示未见圆二色性. 图 6(b)和(c)中的蓝线表示另一测量温度下的测量结果. 在两个温度下,虽然强度有整体漂移,交点仍在面上,即在竖直虚线(对应 M 点)上. 这两个图是过掺杂样品的结果. 在测量温度区没有隙隙. 相对应的是图 6(f)(g),它们是在欠掺杂样品上测量的. 两条红线表示在 T^* 以上温度时的测量结果. 交点仍在(00)点. 即没有圆二色性. 两条蓝线是在小于 T^* 温度下的测量结果. 交点移出(00)点,左、右旋光在虚线处的光电流不等,即观察到了圆二色性. 图 6(e)表明测量结果对光子能量不敏感,对温度敏感. 对温度的敏感的分界线在 T^* . 温度低于 T^* 时,圆二色性信号出现,随着降温,信号增强,直到超导态仍有强的信号. 作者此后又撰文着重说明信号不是超结构调制的信号,两种信号是可以分辨的. 为了回答同行们的质疑^[10],我们认为这是在隙隙区和超导区存在局域态和附加内磁场的反映(详细分析从略).

2.3 d 波结点处的普适费米速度^[11]

在相图中看到, Doping 引入荷电载流子到 CuO_2 平面,使这个材料从反铁磁绝缘体变为超导体,到最终变为正常金属. 它表示物理性质是随掺杂而改变的,即可称为是 non-universality,没有普适性是高温超导铜氧化物的共同特征. 作者却发现一个与掺杂无关的“不变量”,发现电子的低能费米速度在这个家族中是共同的,与家族成员无关,与掺杂也无关. 作者收集了多种不同的空穴掺杂铜氧化物的数据,其中包括: $La_{2-x}SrCuO_4$, $La_{2-x-y}Nd_ySr_xCuO_4$, Bi_{2212} ,

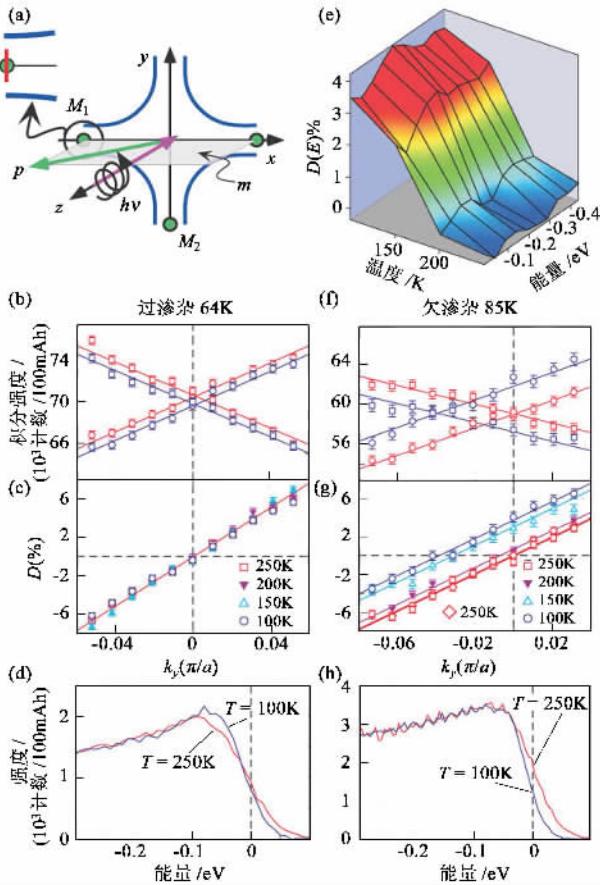


图6 Kaminski 等人的时间反演对称破缺实验

$\text{Bi}_{2201} (\text{Ca}_{2-x}\text{Na}_x)\text{CuO}_2\text{Cl}_2 \text{ Tl}_{2212}$. d 波结点处的普适费米速度如图 7 所示. 图 7(a) 为 $\text{La}_{2-x}\text{SrCuO}_4$ ($x = 0.0 - 0.30$) 沿 $00-\pi\pi$ 方向取色散曲线, 显示所有掺杂浓度样品在 $\sim 70\text{meV}$ 附近分开两个色散区: 高能部分和接近费米能的部分, 具有不同的斜率. 高能段斜率随掺杂而改变, 经过 kink 点后, 趋于收敛, 近乎与掺杂无关的“普适”斜率. 样品既有超导样品, 又有低掺杂反铁磁绝缘体和过掺杂非超导体. 箭头所指处 ($\sim 70\text{meV}$) 与图 7(b) 中的箭头所指相对应. 图 7(b) 示出了动量分布的半宽度 (正比于电子散射率), 也有 kink 点分开的两个区, 高能部分为散射率随束缚能线性减小, 经过 kink 点后, 散射率迅速减少. 从 $\partial E/\partial k = v$ 可以获得费米速度, 对于上面列出的许多家族, 它近乎为一个常数 (误差 20%, 未在图中示出, 参阅该文给出的辅助信息).

需要补充的是, 对相干准粒子峰的研究已持续了几年. 在这个严格意义下, 只在超导态出现的特征峰, 由于实验仪器分辨率的限制, 无法显现出本征的锐峰. 虽然在 $(\pi, 0)$ 附近 (即 M 点, 又称反结点 (antinode)) 已见峰 - 谷 - 突起 (peak - dip - hump) 结

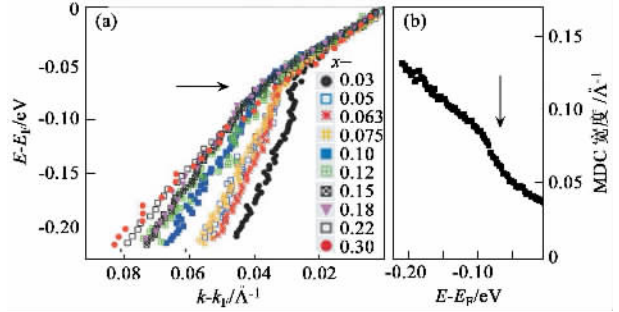


图7 d 波结点处的普适费米速度

构. 但在结点处, 一直未能获得肯定的信息. 近几年由于仪器分辨率的改进, 能给出较精确的相干准粒子峰的结果. 不仅在反结点及结点处, 甚至在费米面上完整的弧段, 均测到了相干准粒子峰. 目前也有人对正常态仍用准粒子的概念, 但由于强关联效应导致峰宽及色散行为偏离费米液体理论, 已不是严格意义下的准粒子. 至于超导态下的相干准粒子峰的行为, 也尚待实验和理论的进一步研究. 分析它们与 BCS 的相干准粒子峰的异同以及它们与超导机制的关联都是十分重要的. 目前实验上是以谷 (dip, 又称 “break”) 的出现及峰的突然锐化为标志, 表征相干准粒子峰的出现.

回到普适费米速度的研究结果, 请注意, 普适性的数据, 包含有绝缘样品、超导样品以及过掺杂不超导的样品的数据. 对于非超导态, 准离子峰虽然不是严格意义下的相干准离子峰, 但这个普适色散也是需要认真对待的重要信息.

2.4 对超流密度与 T_c 成正比这个普适结果的修正

Uemura 中微子自旋共振 (μSR) 测量超流密度的著名结果, 给出普适关系^[12]:

$$T_c \propto \rho_s(0) \equiv \lambda_{ab}(T)^{-2} = \mu_0 e^2 n_s / m^*$$

式中 $\lambda_{ab}(T)$ 是 μSR 测量结果, 等式表示一些理论关系 (略). 超流密度与 T_c 的正比关系是 Uemura 的发现. 最近 Tallon 研究组补充数据, 指出 Uemura 的普适关系是不普适的^[13].

图 8 给出的数据有几个重要特征:

- (1) La, Y, Bi 数据的初始区显示不存在单一的、普适的 Uemura 线 (虚线所示);
- (2) 数据点不满足 $T_c \propto \rho_s(0)$ 正比关系;
- (3) 中间段有负曲率;
- (4) 从 $1/8$ 到临界浓度, 掺杂浓度仅改变 0.065, 超流密度加倍;
- (5) 掺杂浓度大于临界浓度, 超流密度不变或减少.

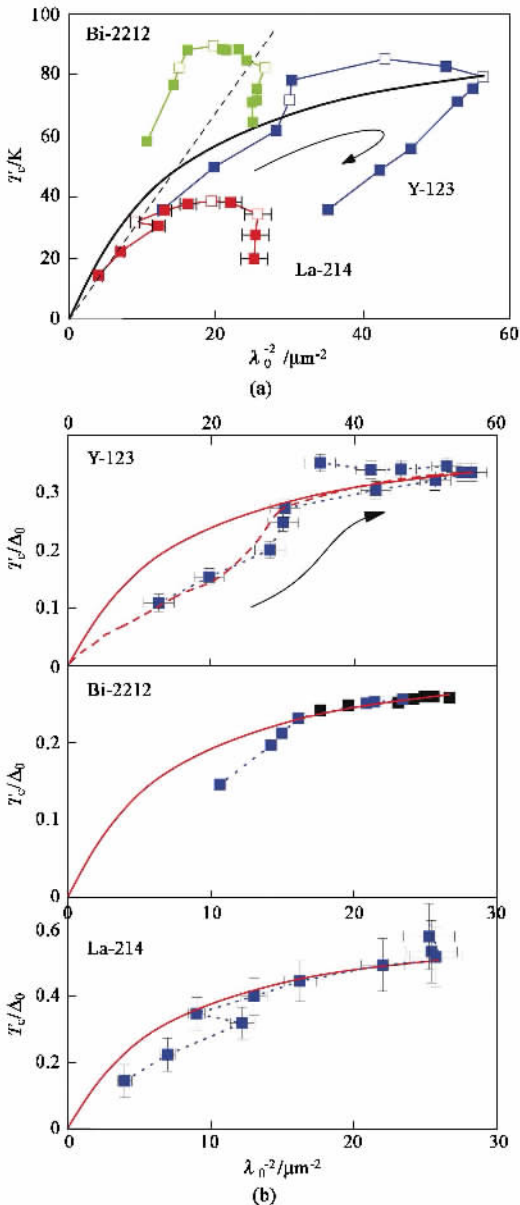


图8 (a) Tallon 对 Uemura 数据的更正(图中黑线表示原数据,彩色表示新数据,红、蓝、绿分别表示 La214, Y123, Bi2212 的数据. 空方块按顺序表示 3 个浓度 1/8, 最佳掺杂和临界掺杂 (b) 是以 T_c/Δ_0 为纵坐标绘制的

用 T_c/Δ_0 取代 T_c , 重新绘制 Uemura 图 [见图 8(b)]. Δ_0 是 $T=0$ 最大能隙. 中间段有普适的相似性, 两端段没有普适性. 第三段有突变.

由于超流密度在一些理论中的地位, 对它做进一步的认真的研究是很必要的.

2.5 关于中子散射 41meV 共振峰的普适性的研究

磁共振峰最早是在 Y 系的非弹性中子散射能量谱中首先发现的. 不久确认它的 (π, π) 特征. 不久有人认为它对高温超导电性是重要的. 还有人将这个磁共振峰与 ARPES 中的 kink 相连, 认为有强相

互作用, 可导致高温超导电性, 并强调层间耦合的作用. 接下来的研究得到了以下结果: 除了在 Y 1237 (双 CuO_2 层) 发现这个磁共振峰外, 在 Bi 2212 双层结构中也发现了它. 但是在 La 214 (单层) Tl 2212 (双层) ($T_c = 90\text{K}$) 中均未观测到. 最近在 Y 1237 + Ca 过掺杂样品中观测到了两个分开的共振模. 2004 年期间, 在 Bi 2212 光谱测量^[14] 显示, 当掺杂量达到临界掺杂量时, 共振峰消失, 超导电性仍保持. 注意图 9 中的蓝、绿两条线 ($T < T_c$), 图 9(e) (f) (g), (h) 表明光学单粒子自能的实部 $[-2 \sum_l(\omega)]$ 随载流子数增加而增加 (自上而下). 注意图 9(h) 过掺杂情况, 此时, $T_c = 60\text{K}$, 共振峰基本消失 ($T_c = 55\text{K}$ 样品, 完全消失). 图 9(e) (f) (g) (h) 分别是欠掺杂、最佳掺杂、过掺杂、甚过掺杂样品的测量结果. 图 9(a) (b) (c) (d) 是虚部, 也有响应的峰, 虽然不明显, 在 $\sim 700\text{cm}^{-1}$ 附近, 蓝、绿两线也有突起和消失. 作者认为, 这个共振峰与高温超导电性没有本质上的联系. 这种光学测量的结论性还有待进一步确证.

2.6 在混合态中观测到磁场诱导的非公度劈裂的信号增强

(π, π) 峰除了在 41meV 的公度共振外, 对于其他的中子能量发现有非公度劈裂. 这不仅是反铁磁短程序与超导共存的证据, 也是相分离的证据. Lake 等^[15] 的国际联合研究组又把这方面的工作向前推进了一大步.

与在低温超导中相似, 在外磁场中, 高温超导体内有磁通量子透入, 形成点阵, 有阻区嵌在无阻的超导区中. 磁通的尺度可用 ξ_{sc} ($\sim 20\text{\AA}$) 表示. 磁通间的距离 $a_v \sim 130\text{\AA}$ 约等于 34 个 Cu - Cu 间距 (当 $H = 14.5\text{T}$ 时). 在这种点阵中, 作者“看到了”AF 的有序分布. 图 10 给出磁场诱导下的磁劈裂峰信号. 红色表示 $T=2\text{K}$ 下的信号. 蓝色表示 $T=30\text{K}$ ($> T_c = 29\text{K}$) 的信号.

他们提供的证据表明, 固有的 (本征的) 反铁磁有序与超导电性在相同的样品上, 在整体上共存. 这里不是改变掺杂量, 而是在一个固定掺杂 ($x = 0.1$) 的样品上调节磁场, 可以调节这两种有序的相对的幅值. 他们的实验显示, 在高温超导体中, 外加磁场可以诱导静态的 ‘striped’ 反铁磁序. 静态有序矩的图案的重复距离明显地大于近邻 Cu 离子的距离. 3 个重要的物理量 ζ_m, a_v, ζ_{sc} 满足下面的不等式:

$$\zeta_m (> 400\text{\AA}) > a_v (\approx 130\text{\AA}) > \zeta_{sc} (\approx 20\text{\AA}),$$

上式表明, 相干磁性不是只驻留在涡旋芯 (vortex

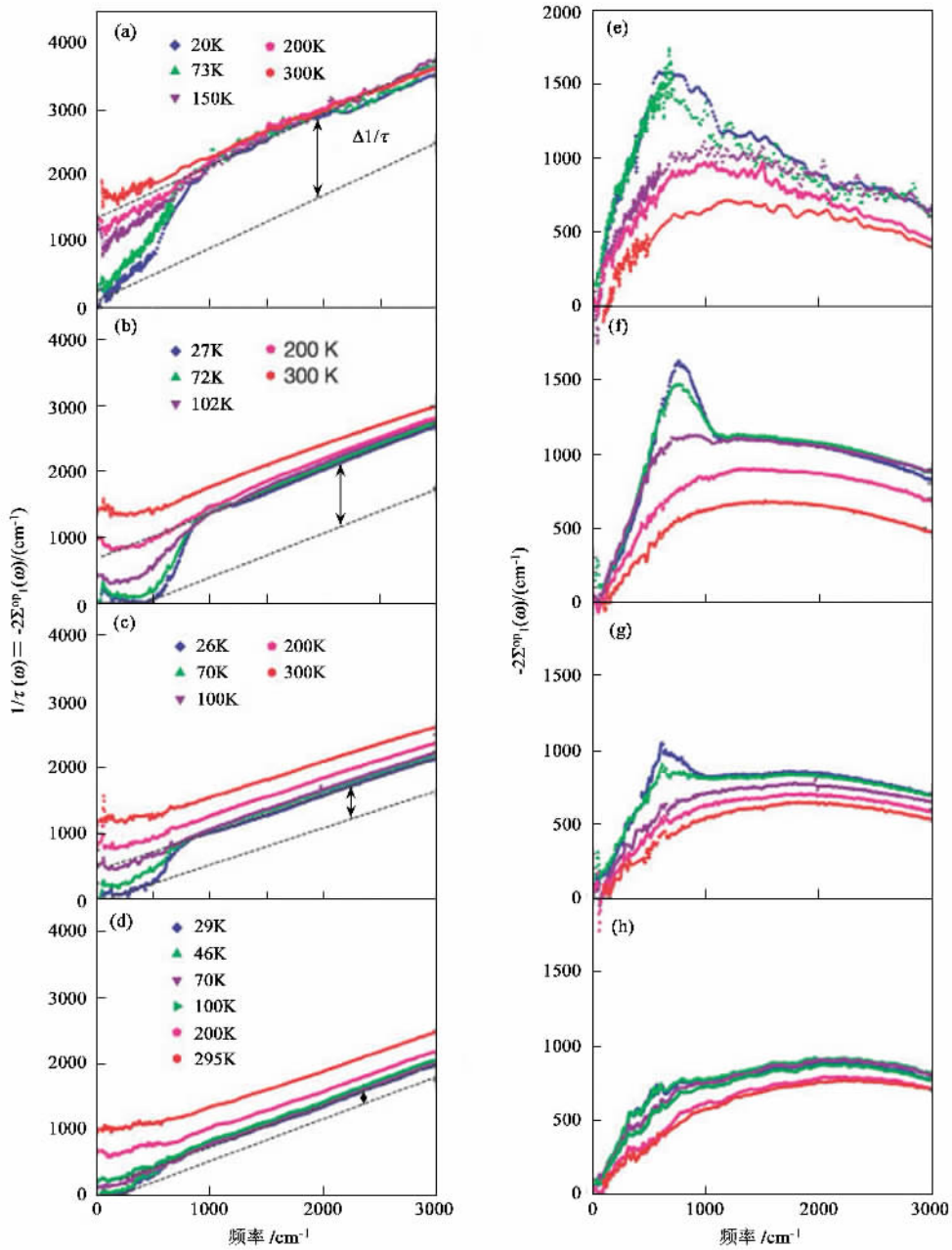


图9 Bi 2212 光学单粒子自能 图 (a)— (d) 表示光学散射率 $1/\tau(\omega)$ 随掺杂和温度的变化, 自上而下分别表示: (a) $T_c = 67\text{K}$ (欠掺杂) (b) $T_c = 96\text{K}$ (最佳掺杂) (c) $T_c = 82\text{K}$ (过掺杂) (d) $T_c = 60\text{K}$ (过掺杂). 在每个图中, 在 $\sim 700\text{cm}^{-1}$ 处, 散射率开始从线性区下降, 并随掺杂增加而减小. 图 (e)— (h) 表示光学自能的实部, 自上而下分别表示 (e) $T_c = 67\text{K}$ (过掺杂) (f) $T_c = 96\text{K}$ (最佳掺杂) (g) $T_c = 82\text{K}$ (过掺杂) (h) $T_c = 60\text{K}$ (过掺杂)]

core) 上, 而是扩展跨越至材料的超导区. 这个结果是重要的, 因为它意味着只要涡旋点阵 (vortex lattice) 不是完全地不同于常规的 Abrikosov 点阵, 就可以肯定超导电性和反铁磁性的共存, 这个共存是贯穿材料的整体的.

图 11 示出了非公度劈裂信号随温度和磁场的变化, 温区是 $50\text{K} - 2\text{K}$, 磁场分别取为 $0, 5\text{T}, 10\text{T}$ 和 14.5T . 图中的 4 条线, 有场的 3 条已经减掉零场的

数据 (背景). 它们的变化十分不同于零场情形. 蓝点表示零场有序随温度的变化, 变化是逐渐的, 在最低温时, 达到最大, 约为 $0.15\mu\text{B}$ (每个 Cu^{2+} 离子) 时, 这时存在内磁场的信号.

有场情况下, 图 11 (a) (b) 表示的场诱导的有序 (减掉零场背景) 同温度的依赖关系与零场情形不同, 它们在 $T_c (H=0)$ 稍下的温度, 增加迅速, 并在 $T \approx 10\text{K}$ 达到饱和. 在此区域, 零场信号仍在变化中.

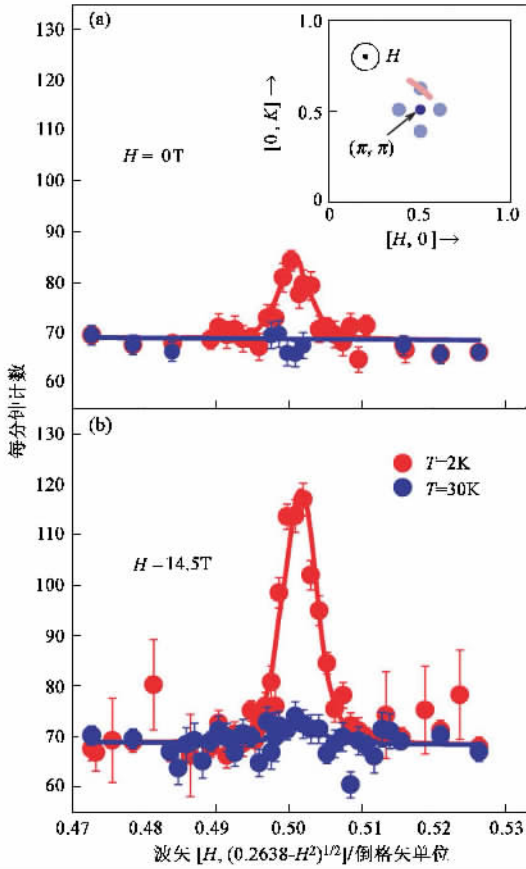


图 10 磁场诱导下的磁劈裂峰信号[红色表示 $T=2K$ 下的信号,蓝色表示 $T=30K (>T_c=29K)$ 的信号] (a) 没有加磁场 (b) 加磁场 14.5T

图 11(b) 示出了在 $T=2K$ 时场诱导的有序(附加值)随磁场的变化,小场时增加快,在较高场时增加缓慢.对 $x=0.163$ 样品也作了研究^[16](略).

这类实验清楚地揭示了一个重要问题:超导态的磁性.这在低温超导中未见过.这种现象还有一些表现,如:

(1) 超导态的不均匀性.文献^[17]中报道的实验结果,显示了铜氧化物超导态下在实空间中的不均匀性.连同短相干长度特征,清楚地指明高温超导的配对本质上是实空间配对,而不是 k 空间配对.但是不均匀性的尺度可分为两类:一类是宽分布,包括 Bi 系 (STM 实验) 和 La 系 (NMR 实验);另一类是窄分布,包括 Y, Hg, Tl 系,分布宽度约小一个量级^[18].这可能是动力学相分离的寿命远小于测量尺度而被“平均”掉?(!)

(2) 反铁磁与超导共存及单向临近效应^[19].在 Hg1245 样品中,每个单胞有 5 个 CuO_2 平面,实验证实,靠外边的 2 个 CuO_2 平面是超导的, $T_c=108K$, 中间的 3 层是绝缘体 (Neel 温度 $T_N=60K$), 表明超

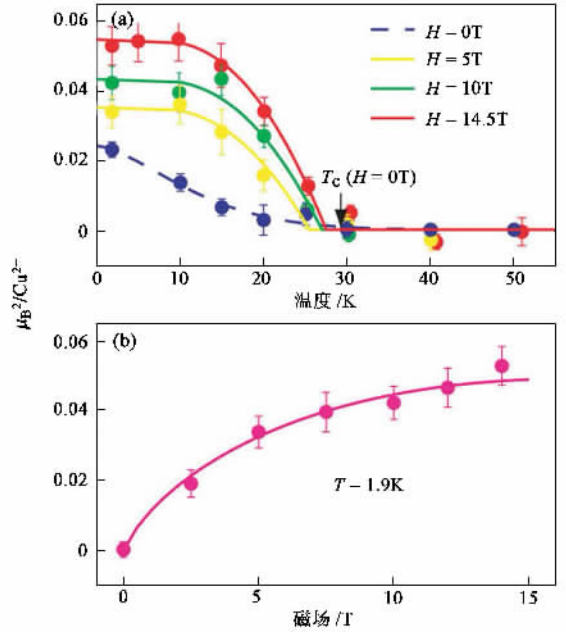


图 11 磁场诱导下的磁劈裂峰信号随磁场和温度的变化 (a) 信号随温度的变化(磁场 H 分别为 0T, 5T, 10T 和 14.5T); (b) 信号随磁场的变化(温度 T 取为 1.9K)

导和绝缘层之间的不互溶的共存.仅有很弱的单向临近效应(在超导的 CuO_2 平面中, Cu 离子有弱的磁矩).

(3) 将自旋隙与电荷隙分开研究^[20].肯定了自旋隙与 T_c 成正比的关系,等等.概括地说,超导态的磁性是一个新领域.在常规超导体中没有,也是尚未认真分析过的重要的处女地.由于超导电性的磁性本质,思考超导态中的磁性,一定会对正确地认识高温超导电性机制有重要的启发.

3 结束语

BCS 理论的建立出现在 1911 年发现超导电性之后 40 多年,足见这一领域的深奥及其工作的艰难程度,需要人们付出超强的努力.由于对超导研究的贡献,至今已有 5 次 10 人获得了诺贝尔奖.配对凝聚的图像,已扩展至 13 个温度量级以上,从 3He ($T_c \sim 10^{-3}K$) 到原子核 ($T_c \sim 10^{10}K$),且不说夸克凝聚. BCS 理论的威力和光辉影响了凝聚态物理甚至整个物理学近半个世纪.高温超导体的超导态和正常态的反常特性向传统理论的权威性发起了冲击和全面的挑战.虽然目前尚未建成高温超导电性的新理论,可以预期,工作会是艰巨的.“望着这座科学上尚未建成的通天塔”(P. W. Anderson 语)和室温超导这座圣杯,人们将继续努力地探索着.

参 考 文 献

[1] Laughlin R B. Lanl. arXiv. cond-mat 0209269
 [2] Anderson P W *et al.* Lanl. arXiv. cond-mat 0311467
 [3] Varma C M. Lanl. arXiv. cond-mat 0312385
 [4] 韩汝珊. 高温超导物理. 北京 北京大学出版社 ,1998. 第四章 Han R S. High Temperature Superconductor Physics. Beijing Peking University Press ,1998. Chapter 4(in Chinese)]
 [5] Naqib S H *et al.* Lanl. arXiv. cond-mat 0209457
 [6] Tallon J L *et al.* Physica C ,2001 349 53
 [7] Uchida S *et al.* Physica C ,1997 282—287 12
 [8] Bozovic I *et al.* Nature ,2003 422 873
 [9] Kaminski A *et al.* Nature ,2002 416 610

[10] Kaminski A *et al.* Lanl. arXiv. cond-mat 0306140
 [11] Zhou X J *et al.* Nature ,2003 423 398
 [12] Uemura Y J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1989 62 2317
 [13] Tallon J L *et al.* Phys. Rev. B ,2003 68 180501
 [14] Hwang J *et al.* Nature ,2004 427 714
 [15] Lake B *et al.* Nature ,2002 415 299
 [16] Lake B *et al.* Science ,2001 291 1759
 [17] Pan S H *et al.* Nature ,2001 413 282
 [18] Bobroff J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 89 157002
 [19] Kotegawa H *et al.* Phys. Rev. B. ,2004 69 14501
 [20] Dai P C *et al.* Phys. Rev. B ,2001 63 54525

· 物理新闻和动态 ·

世界上最小的原子钟

世界上最小的原子钟只有稻谷颗粒那样大小 ,制作在装有铯原子的体积只有 1mm^3 的微型容器上. 这种原子钟使用 2.5V 电池 ,只消耗约 30mA 的电流. 原子钟是最好的计时器 ,它可以将碱金属原子发射的光中所包含的高精度时间信息进行转换 ,用作定义秒的标准. 因为原子由一个能级到另一个能级跃迁时所发出的光的频率可以被测量到 10 亿分之一的精度.

这种新的微型钟的精确度为 3.5×10^{-10} . 这意味着用它来对事件定时的不确定性约为 100 亿分之三. 在美国科罗拉多州的国家标准与技术研究所(NIST)的科学家制成了更为精确的原子钟 F-1 其精度大约在 10 万亿分之一 ,但其装置像桌面那样大. 这里所报道的微型原子钟最终将达到约 10^{-11} 的稳定性 ,与任何相同尺寸和功率的石英振荡器钟相比 ,要好 10 000 倍.

这种新的、经济的、微型的、低功耗和高精度的原子钟可应用在卫星、全球定位系统接收器、网络计算机的 CPU 及手机中. 相关论文参见 Knappe *et al.* Applied Physics Letters 30 August 2004.

(树华编译自 Physics News Update , Number 698 #1 , August 26 2004)



无锡市苏威试验设备有限公司

WUXI SUWEI TESTING EQUIPMENT CO., LTD.

苏威公司是一家集科研、设计及制造各类模拟气候环境试验设备的专业性企业。本公司现已通过 ISO 9001:2000 质量管理体系认证。产品有：适于作步入式恒温、高低温、高低温湿热、高低温交变湿热、恒定湿热、高温恒温、盐雾腐蚀、滴水淋雨、紫外灯(氙灯)耐气候、砂尘、霉菌、振动、跌落等各种试验的试验设备。

<http://www.wxsuwei.com>



GDJS-系列

高低温交变湿热试验箱 高低温交变湿热试验箱



GDJS-系列



GDJS-系列

高低温交变湿热试验箱



YWX/Q-系列

盐雾腐蚀试验箱

地址：无锡市山北双河大庄 1 号 销售热线：0510-3725132 3723557 北京办事处：010-68633994 13671120840
 电话：0510-3019806(总机) 传真：0510-3739455 广州办事处：020-86259303 13672423931
 邮编：214037 手机：0-1390619778 西安办事处：029-87441566 13689268474