

851127

33

7/874: 1

外籍学者来所报告集

COLLECTED PAPERS OF FOREIGN SCIENTISTS

VOL. 3 NO. 1

1988

中国科学院大学图书馆
基本藏书

1988

第3卷 第1期



B



编辑
出版

中国科学院物理研究所图书情报室

B

C

8 nm

外籍学者来所报告集

COLLECTED PAPERS OF FOREIGN SCIENTISTS

舒勒

〔美〕. Ivan K. Schuller 〔日〕. 山本治 (O. Yamamoto)

〔美〕. D. L. Mills 〔联邦德国〕 M. Y. Yu.

〔联邦德国〕 P. Grünberg 〔荷〕. K. H. J. Buschow

编辑
出版

中国科学院物理研究所图书情报室

外 籍 学 者 来 所 报 告 集

整 理

王 伟	董建峰	苗润才	牟 端	庞玉璋
王 刚	罗华强	郭 震	张寿恭	

校 审

郑国光	张鹏翔	庞玉璋
陈雁萍	郭世宠	

责 任 编 辑

张 易 生

中国科学院物理研究所图书情报室出版

中国铁道部铁道科学研究院印刷厂印刷

外籍学者来所报告集

第3卷第1期 1988年6月

目 录

- 高 T_c 超导电性.....〔美〕. Ivan K. Schuller
王 伟 整理 郑国光 校审 (1)
- 超晶格中的线性及非线性集体激发.....〔美〕. D. L. Mills
董建峰 苗润才 整理 张鹏祥校审 (9)
- 薄膜和多层膜中自旋波的光散射.....〔美〕. D. L. Mills
牟 端 整理 庞玉璋 校审 (26)
- 用布里渊散射研究磁性双层膜的激发模式.....〔联邦德国〕 P. Grünberg
庞玉璋 整理 (31)
- 快离子导体的设计.....〔日〕 山本 治
王 刚 整理 (37)
- 电子漂移涡旋电磁模.....〔联邦德国〕 M. Y. Yu.
罗华强 整理 陈雁萍 校审 (41)
- 托卡马克装置中的输运问题.....〔联邦德国〕 M. Y. Yu.
郭 震 整理 郭世宠 校审 (45)
- 飞利浦公司材料实验室和新型永磁材料.....〔荷〕. K. H. J. Buschow
张寿恭 整理 (54)

简 讯

- 关于赴日高温超导学术交流的汇报.....赵忠贤 陈赓华 (83)
- Tl-Ba-Ca-Cu氧化物体系的制备、超导性和热学性质的研究.....
张玉琴 梁敬魁 解思琛 黄久齐
饶光辉 成向荣 刘宏斌 车广灿
郑东宁 贾顺莲 杨乾声 赵忠贤 (85)
- (封面) $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 高 T_c 超导体(110)单晶的高分辨电子显微象.....李方华 (8)

COLLECTED PAPERS OF FOREIGN SCIENTISTS

Vol.3, No.1

Jun.1988

CONTENTS

- High T_c Superconductivity..... [USA] Ivan K.Schuller (1)
- Linear and Nonlinear Collective Excitations of Superlattices.....
..... [USA] D.L.Mills (9)
- Light Scattering by Spin Waves in Thin Films and Multilayers.....
..... [USA] D.L.Mills (26)
- Brillouin Scattering Studies of Spin-Wave Modes in Magnetic Double
Layers..... [FRG] P.Grunberg (31)
- Design of Fast Ionic Conductors..... [Japan] 山本 治(O. Yamamoto) (37)
- Magnetic Electron Drift Vortex Modes..... [FRG] M.Y. Yu (41)
- Transport in Tokamaks..... [FRG] M.Y. Yu (45)
- A Brief Introduction to Material Science in Philips Research Laboratories
and the New Permanent Magnet Materials.....
..... [Netherlands] K.H.J.Buschow (54)

Brief Communications

- Brief Report on our Visit to Japan.....
..... Zhao Zhong-xian and Chen Geng-Hua (83)
- The Preparation, Superconductivity and Thermal Characteristics of
Tl-Ba-Ca-Cu Oxide Superconductors Y.L.Zhang, J. K. Liang
S.S.Xie, J.Q.Huang, G.H.Rao, X.R.Cheng, H.B.Liu, G.C.Che,
D.N.Zheng, S.L.Jia, Q.S.Yang, Z.X. Zhao (85)

Cover

- High Resolution Electron Microscopic Image of High T_c Superconductor
YBaCu₃O_{7-x} with (110) Twins..... Li Fang-Hua (8)

高 T_c 超导电性

Ivan K. Schuller

(美国Argonne National Laboratory and University of California, San Diego)

自从 $YBaCuO$ 90K超导材料一出现,首先提出的问题是:是否存在一个超导化合物,就像福尔摩斯探案一样,把它找出来。我们使用了一切可以使用的方法,诸如X射线衍射,中子衍射,临界温度,临界电流和迈斯纳效应等测量。都是通过改变样品的组分,观察被测量的变化趋势从而确定其组分,看一下哪一种组分是超导的。

我们现在来看一下三元相图,这里先不考虑氧,只考虑三个金属元素,如图1所示,维持Cu比例不变,沿中间的一条线,改变Y和Ba的相对比例,通过许多实验,确定了在 $YBaCu$ 比例为1, 2, 3处是超导化合物,在其它组分时都有杂相出现。

超导化合物相确定后,下面要考虑的是确定结构,确定原子的位置,包括氧的位置,这就需要中子衍射实验了,按钙钛矿结构给出的理论曲线与实验结果符合得非常好。中子衍射实验给出总共567个反射峰,用27个可调参数来模拟,不仅吻合衍射峰的位置,同时吻合峰的强度。从而给出了此化合物的晶胞结构。三个钙钛矿晶胞堆积在一起,其中每个晶胞的角上为Cu原子,每二个Cu原子之间是O原子,中心则依次分别为Ba, Y, Ba原子。按照这样的安排,则三个晶胞共有9个氧原子,但是这不符合化合价的平衡,进一步的实验给出了正确的结构,在原来应有氧的地方缺氧,首先在Y原子的平面上无氧原子,而在Ba原子面之间的Cu原子层在一个方向上缺氧,从而呈现一维的Cu—O链,在Ba, Y之间则是二维的Cu—O平面,这样氧的原子数为7,这意味着存在着高于2价的Cu。

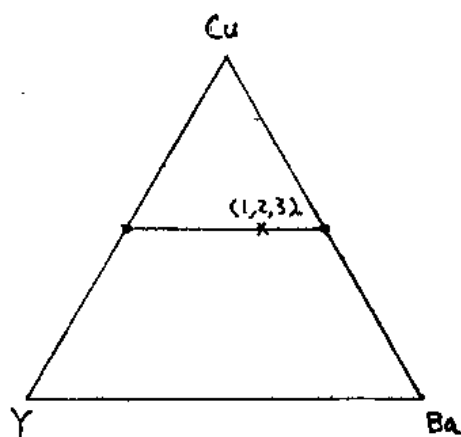


图1 $YBaCu$ 三元相图

现在已知此超导相的结构特性,1) 一维的Cu—O链,2) 二维的Cu—O平面,3) 存在高于2价的Cu,现在要回答是哪一种特性引起超导,哪一种特性引起高 T_c ?对材料的物性有什么影响?为了回答这个问题我们作了三类实验。

一、淬火实验

目的是希望通过高温淬火破坏Cu—O链,并降低Cu的价态,观察对超导性能的影响。

图2是 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 样品在 623°C 100%氧气氛中的中子衍射图，图中实线是按照认定的晶体结构从理论上计算出的中子衍射峰，可以看出与实验的点符合得相当的好。最下面的曲线则表示两者吻合的程度，奇怪的是总有一些地方不是完全的吻合，其原因并不清楚。由中子衍射给出的该样品的晶体结构为正交钙钛矿结构，这时 $a \approx b \approx c$ ，但 a 与 b 之差仅为 $0.06 \text{ \AA}$ 左右。

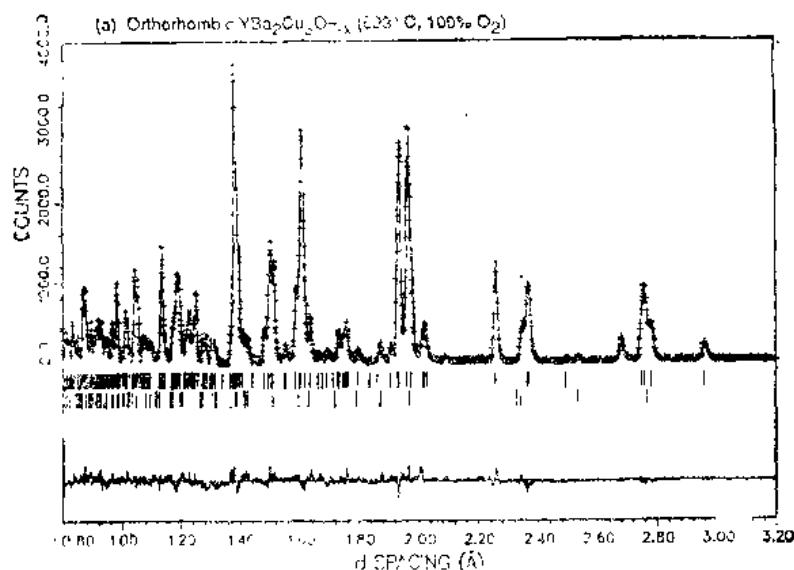


图2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 在 623°C ，100%氧气氛中的中子衍射图（正交相）

继续缓慢升温至 818°C ，其中子衍射图如图3所示，与图2之间有较小的差异，指标化后所得结果为四方相结构，即 $a = b \approx c$ 。

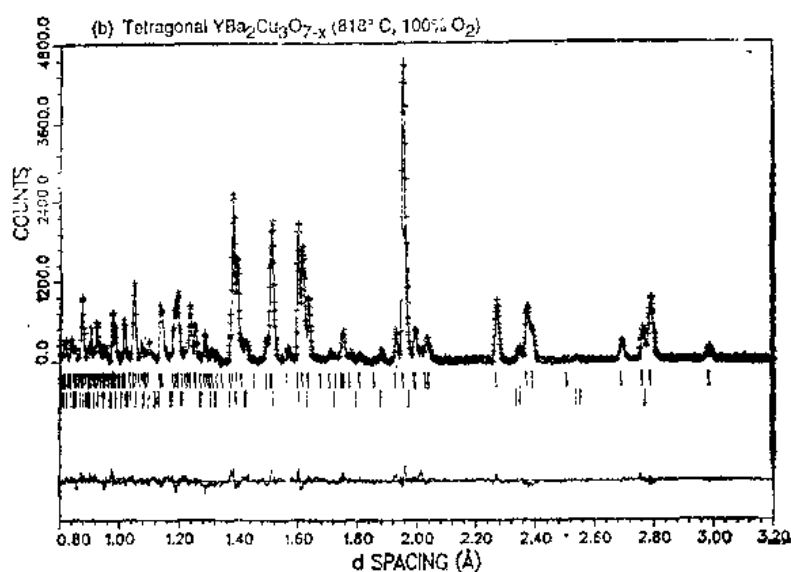


图3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 在 818°C ，100%氧气氛中的中子衍射图（四方相）

从这两个实验可以看出, 在623°C与818°C之间发生了从正交相到四方相的相变, 从 $a \neq b$ 到 $a = b$ 。两者的晶体结构示于图4。可以看到在正交相中由于Cu1层中缺氧而形成Cu—O链, 该结构是超导的。而在四方相中没有Cu—O链, 是不超导的。仔细研究晶格常数 a 和 b 随温度的关系, 并确定四方—正交相变的温度是有意义的, 图5给出了由X射线衍射得到的晶格常数 a 和 b 随温度的关系。图6给出了由中子衍射得到的 a 和 b 随温度的关系。可以看到在700°C以上发生了正交—四方的相变, 此时 $a = b$ 。Cu—O链被破坏。

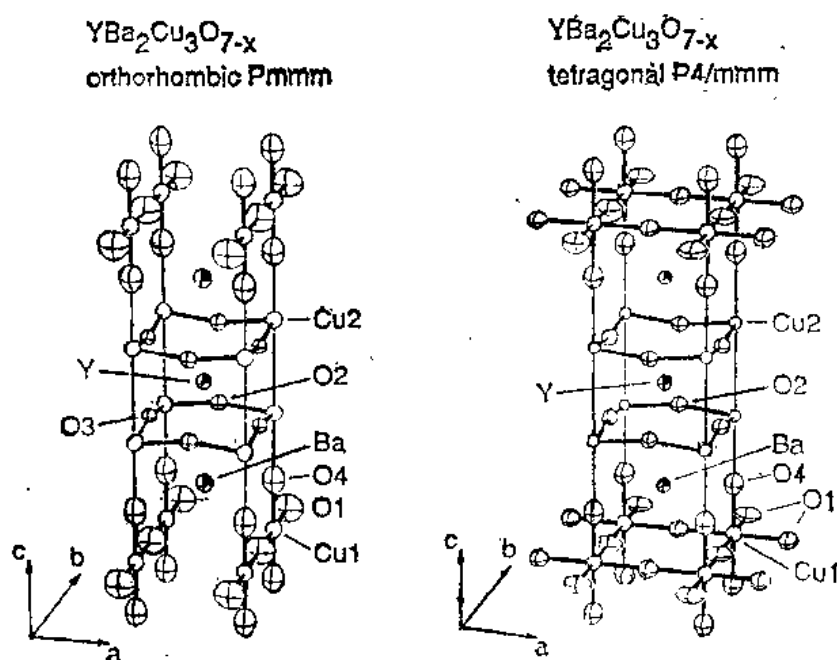


图4 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 正交和四方相的晶体结构图

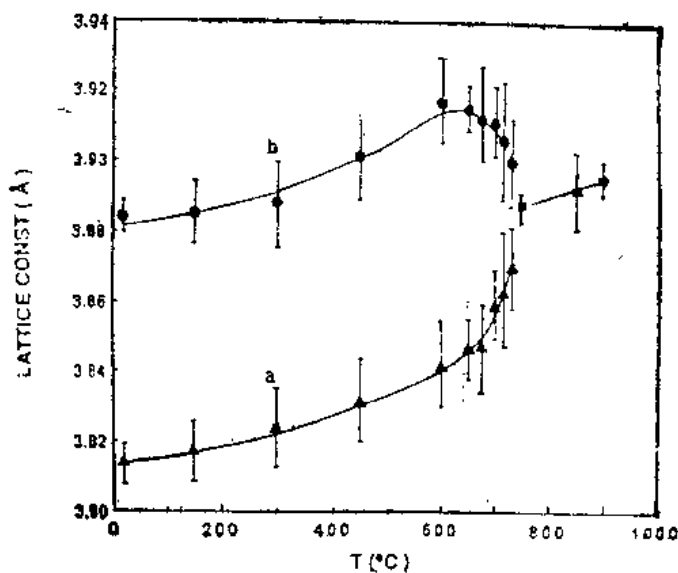


图5 由X射线衍射确定的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 晶体结构常数 a 、 b 随温度 T 的关系

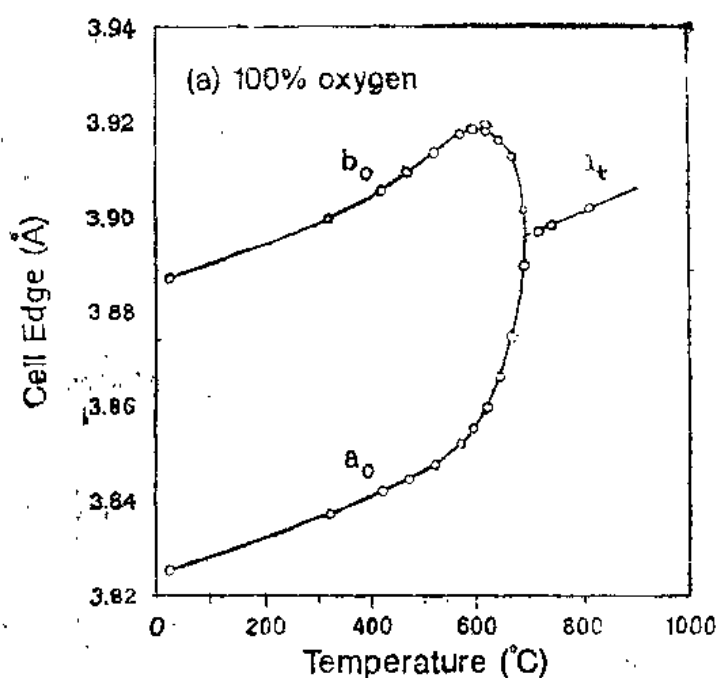


图6 由中子衍射确定的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 晶体结构常数 a 、 b 随温度 T 的关系

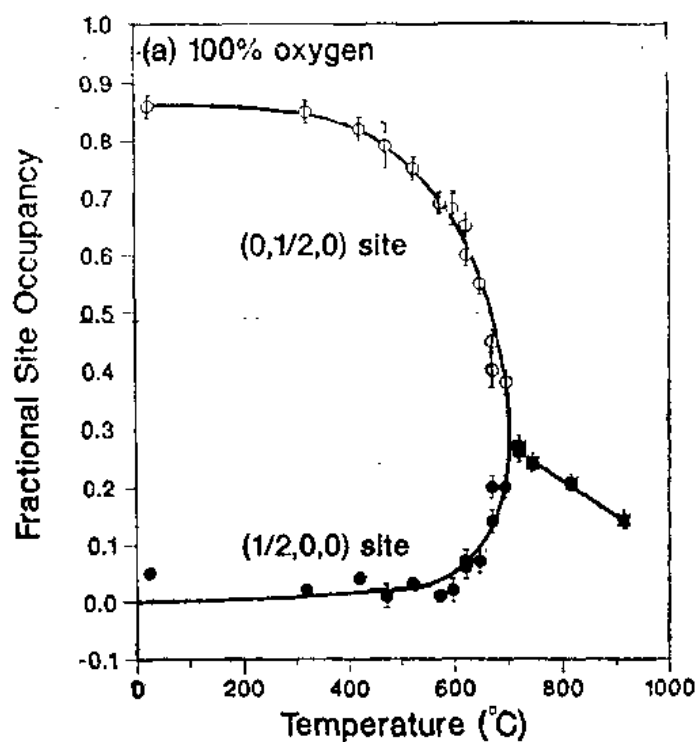


图7 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 中O1和O5占据几率随温度 T 的关系

利用中子衍射还可以得到氧在不同位置的占据几率，图7给出了O1和O5的占据几率随温度的关系，它们都是在Cu1层内其中O1在 b 方向上，而O5则在 a 方向上。

很明显,随着温度的增加, O1的占据几率从0.9缓慢下降,而O5的占据几率则逐渐增加,而在温度为700℃时,两者急剧变化,两者的占据几率相等,即生成了四方相,在低温时,氧主要在 b 轴上,形成了一维的Cu—O链。在温度升高的同时,氧的总含量会减少,这说明,当温度增加时, O1原子部分地移向O5原子,发生了位置的转移,同时,部分O1原子从样品中逸出,这些现象都发生在Cu—O链的面上。这里需要强调的是这种氧位的确定只能通过中子衍射才能定出。

图8给出了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 在不同气氛下,其氧含量 x 与温度的关系。

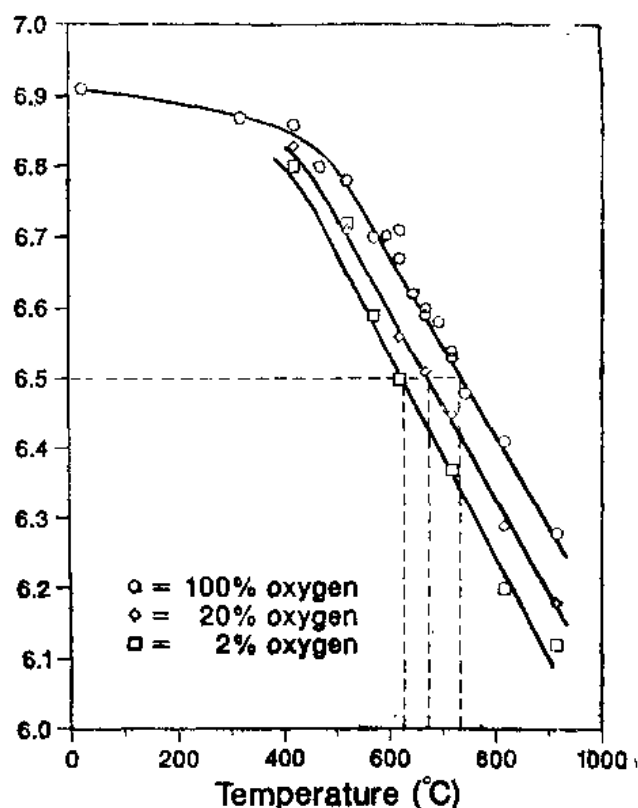


图8 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 中在不同气氛下,氧含量随温度 T 的关系

正交—四方相变发生在氧含量 $x = 6.5$ 时,由图中可知,因气氛不同,相变温度也不同,在100%氧气氛中其相变温度要略高于在稀释的氧气氛时对应的相变温度,相变后,三价铜 Cu^{3+} 不复存在,Cu—O链也被破坏。

随着氧含量的减少,样品的 T_c 降低,当氧含量 $x = 6.5$ 时,Cu—O链被破坏,只有 Cu^{2+} 时二价铜存在,此时 T_c 仅为40K左右。

超导转变温度 T_c 与不同氧位的占据几率差 $n(\text{O}1) - n(\text{O}5)$ 的关系示于图9,由图中可以看出,超导转变温度是与占据几率的差值成正比的是一条直线。这说明一维Cu—O链对超导性确实起着重要的作用。

至此,我们只知道通过淬火实验,保留了高温的四方相,超导转变温度 T_c 下降,两个结构特性同时发生,Cu—O链的破坏和Cu价态的减少,从平均2.3价减到2价。仍然不能确定两个因素中哪一个是主要的,我们就来作第二类实验。

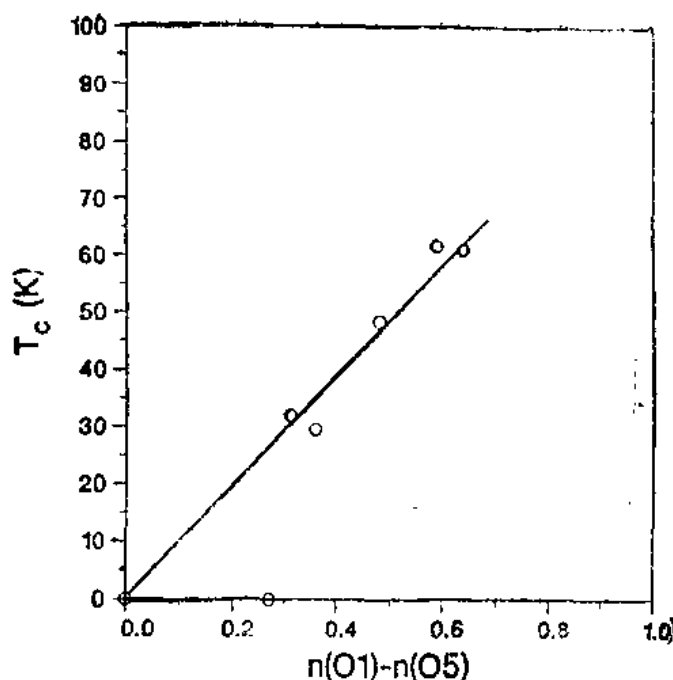


图9 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 超导转变温度 T_c 与不同氧位的占据几率差 $n(O1) - n(O5)$ 的关系

二、La 置换 Ba 实验

实验企图在不改变 Cu 价态的情况下破坏 Cu—O 链，观察材料超导性能的变化。

现在我们要在 $LaBa_2Cu_3O_7$ 中加入 La，从中子衍射的结果可知 La 仅置换 Ba 的位置，由于 La 的加入仅破坏 Cu—O 链，而保持 Cu 的价态不变，在置换中保持 La + Ba 总量不变，即 $La(Ba_{2-x}La_x)Cu_3O_7$ ，现在来看一下其超导转变温度与归一化的氧位 O1 与 O5 的占据几率差值的关系（示于图 10）。这里 $\xi = [n(O1) - n(O5)] / [n(O1) + n(O5)]$ 。

比较图 10 与图 9，二者的 T_c 与氧位占据几率差值的变化规律一样，但在 LaBa 系统中，Cu 的价态保持不变，当占据几率差值大，则 T_c 高，表示 Cu—O 链对 T_c 起主要作用。

三、Pr 置换 Y 实验

现在我们来注意一下稀土元素的化学置换，在所有稀土元素中，除了三种元素 Ce, Pr, 和 Tm 以外的所有稀土元素置换 $YBaCuO$ 中的 Y，都是超导的，只有这三种元素的置换会抑制超导，原因何在呢？有人说是价态，对了，这三种元素有时会呈现四价，或混合价态。现在，用 Pr 置换 Y，Y + Pr 的原子数不变，就好像取走了 O，从电子态来看，这是等价的。Pr 的掺入促使 Cu 由 2.3 价降为 2 价。此时 Cu—O—维链的有序度不变，对 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ 的中子衍射实验表明，至少在 $x = 0.3$ 以前，Cu—O 链维持不变， $x > 0.3$ 则很难作了。图 11 表示在不同的 Pr 掺杂 x 时 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ 的电阻率随温度的变化关系。由图中可见，随着 Pr 掺杂量 x 的增加，超导转变温度 T_c 下降，电阻率上升，当 $x \geq 0.5$ 时超导性消失， $\rho \sim T$

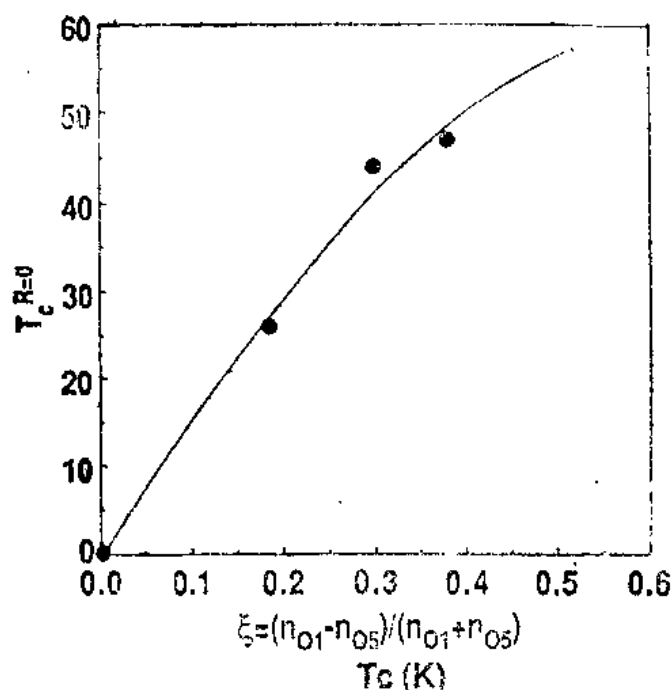


图10 $\text{La}(\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x)\text{Cu}_3\text{O}_y$ 的 T_c 与 ξ 的关系 $\xi = (n(\text{O1}) - n(\text{O5})) / (n(\text{O1}) + n(\text{O5}))$

呈现半导体行为。与前面讲过的Cu—O链破坏时的情形类似。但这次却表明Cu价态是重要的，对 T_c 有明显的影晌。

从12图中可明显看到掺杂量 x 增加，即Cu价态减小， T_c 就降低。

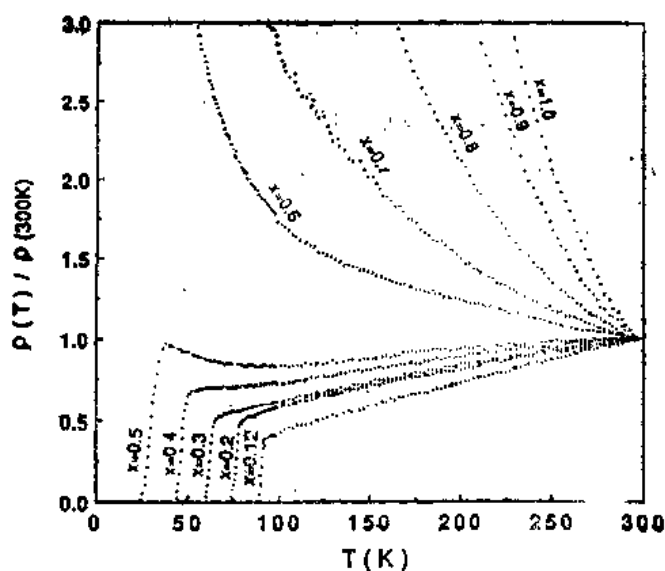


图11 不同Pr掺杂量 x 时， $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 的电阻和温度的关系

通过二组置换实验，有一点是肯定的，即中子衍射是必不可少的，它可以精确确定晶体结构，指明各元素占据什么位置，各位置的占据几率是多大。

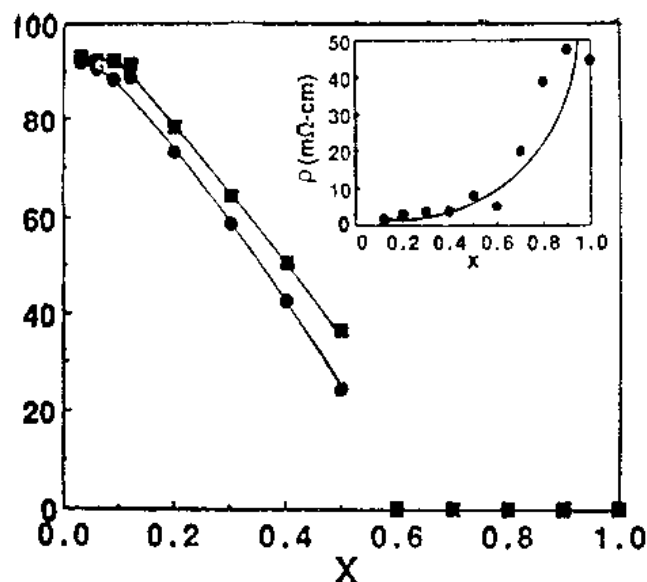


图12 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ 的超导临界温度 T_c 与掺杂量 x 的关系

通过La置换Ba的实验说明Cu—O—维链的有序是重要的，而通过Pr置换Y的实验则说明Cu的价态起着重要的作用，当然也可能两者同时起着重要作用，总之这个问题仍没有最终解决，有待于去作进一步的探索。

仍有许多问题是不清楚的，如：1) 2%Fe的掺杂，结构变为四方相，价态完全不变，样品仍然超导， T_c 为70K，为何没有Cu—O链，样品仍然超导？2) 最近有人在YBaCuO的表面作了扫描隧道显微实验（STM），确定该样品表面大部分地方是绝缘体，仅有少部分地方是导电的，若果真如此，则整个一系列其他工作就全错了，但看来STM的结果是很漂亮的，毛病在哪儿呢？是否不同的氧含量相也不同呢？3) 如果链是重要的，那么它们应该是多长呢？

最重要的结论是，要相信别人，但最重要的是要相信自己，最后的一点意见是，不应把所有的力量都转向高 T_c ，我仍然没有停止金属超晶格的工作。

王伟整理
郑国光校审

封面说明：YBa₂Cu₃O_{7-x}高 T_c 超导体（110）孪晶的高分辨电子显微象；左侧和右上角的箭头分别指向A区与B区和B区与C区之间的孪晶界，右下方为二个孪晶界附近的放大象。

李方华

超晶格中的线性及非线性集体激发

D.L.Mills

(美国加州大学Irvine分校物理系)

一、超晶格的结构

超晶格是由不同材料组成的高质量的薄膜结构,如图1所示,每层膜厚 d_A (或 d_B)在 $10\text{\AA} \sim 500\text{\AA}$ 的范围内,不同材料之间具有理想的突变界面。

利用分子束外延生长法可以制作高质量的超晶格样品,例如,人们已制出GaAs/Ga_x-Al_{1-x}As半导体超晶格及Y-Gd、Mo-Ni磁性超晶格,其中Y、Mo是非磁性的,而Gd、Ni为铁磁体。

超晶格是一类新的材料,按不同的材料组成厚度比,其特性可以事先设计,它具有集体激发谱(等离子激元,自旋波)。另外,超晶格也具有非线性的集体激发(能隙孤子)。理论证明,非线性激元对材料的非线性响应具有重要的影响。

超晶格的集体激发特性取决于其结构,人们可以根据一定的需要,事先设计超晶格的结构。

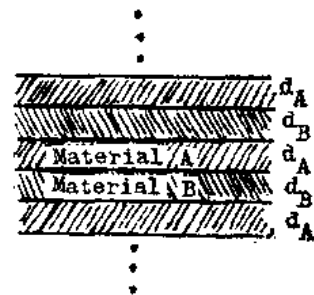


图1 超晶格结构示意图

二、薄膜中元激发的电介质理论

为了讨论超晶格的集体激发,首先研究单层薄膜中的元激发,如图2所示。膜内的介电常数为 $\epsilon_B(\omega)$,膜外的介电常数为 ϵ_A 。

当膜是绝缘体或具有单个横光学声子的半导体时,则介电常数是频率的函数,

$$\epsilon_B(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\Omega_p^2}{\omega_{Te}^2 - \omega^2}$$

当膜为掺杂导体或金属时,

$$\epsilon_B(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$



图2 薄膜的元激发

集体激发产生了一宏观电场,当忽略推迟势效应时,这一宏观场将满足下述方程:

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{D} = 0$$

$$\text{进而有} \quad \vec{E} = -\nabla \varphi \quad (1)$$

$$\epsilon \nabla^2 \varphi = 0 \quad (2)$$

考虑方程(2) 及薄膜中的激发, 则有

$$\epsilon_B(\omega) \nabla^2 \varphi = 0 \quad (3)$$

现在解方程(3), 分两种情况讨论:

(1) 当 $\epsilon_B(\omega) \neq 0$, $\nabla^2 \varphi \neq 0$ 时, 对半导体膜则有:

$$\omega^2 = \omega_{LO}^2 = \omega_{TO}^2 \left(1 + \frac{\Omega_p^2}{\epsilon_\infty \omega_{TO}^2} \right) = \omega_{TO}^2 \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_\infty} \right)$$

对导体膜时, 则有:

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2}{\epsilon_\infty} = \text{电子等离子体频率}$$

假设, 膜B中

$$\varphi(x, z) = e^{iQ_1 x} \{ \varphi_c \cos(Q_1 z) + \varphi_s \sin(Q_1 z) \}$$

则 $z > d$ 时,

$$\varphi(x, z) = e^{iQ_1 x} \varphi_> e^{-Q_1(z-d)} \quad (\nabla^2 \varphi = 0)$$

$z < 0$ 时

$$\varphi(x, z) = e^{iQ_1 x} \varphi_< e^{Q_1 z} \quad (\nabla^2 \varphi = 0)$$

现在来看边界条件:

(i) 当 $z = 0$ 时, φ 连续, 故 $\varphi_< = \varphi_c$

$$\text{并且} \quad \epsilon_A \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{0-} = \epsilon_B(\omega) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{0+}$$

$$\because \epsilon_B = 0$$

$$\therefore \epsilon_A \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{0-} = \epsilon_B(\omega) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{0+} \equiv 0$$

(ii) 当 $z = d$ 时, φ 连续, 故 $\varphi_s \sin(Q_1 d) = \varphi_>$

$$\text{又} \quad \epsilon_A \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{d+} = \epsilon_B(\omega) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{d-} \equiv 0$$

由以上两个边界条件, 则有

$$\varphi_< = \varphi_c = 0, \quad \varphi_> = 0$$

$$\text{故} \quad \sin(Q_1 d) = 0$$

$$\text{或} \quad Q_1 = \frac{n\pi}{d} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

由(3)式可以看出, 在膜中存在着驻波共振, 如图3所示。

(2) 当 $\epsilon_B(\omega) \neq 0$, 而 $\nabla^2 \varphi = 0$ 时,

现在进行一坐标平移, 让薄膜的两个界面分别位于 $z = -\frac{d}{2}$ 和 $z = \frac{d}{2}$, 则得到下述两个解

$$\varphi(x, z) = e^{iq_1 x} \varphi_- \frac{\sinh(Q_1 z)}{\sinh\left(Q_1 \frac{d}{2}\right)} \quad (\text{奇宇称}) \quad z > \frac{d}{2} \text{ 时}$$

$$\varphi(x, z) = e^{iq_1 x} \varphi_+ \frac{\cosh(Q_1 z)}{\sinh\left(Q_1 \frac{d}{2}\right)} \quad (\text{偶宇称}) \quad z < \frac{d}{2} \text{ 时}$$

薄膜外其解为:

$$\varphi(x, z) = e^{iq_1 x} \varphi_{\pm} e^{-q_1(z - \frac{d}{2})} \quad z > \frac{1}{2}d$$

$$\varphi(x, z) = \pm e^{iq_1 x} \varphi_{\pm} e^{+q_1(z - \frac{d}{2})} \quad z < \frac{1}{2}d$$

应用边界条件, 则有

$$\left. \begin{aligned} \frac{\varepsilon_B(\omega)}{\varepsilon_A} &= -\coth\left(\frac{1}{2}Q_1 d\right) \quad (\text{偶宇称}) \\ \frac{\varepsilon_B(\omega)}{\varepsilon_A} &= -\tanh\left(\frac{1}{2}Q_1 d\right) \quad (\text{奇宇称}) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

假定 $\varepsilon_A > 0$, 则 $\varepsilon_B(\omega) < 0$ 。现在分两种情况来讨论膜内能够存在的模式。

(i) 对于半导体膜,

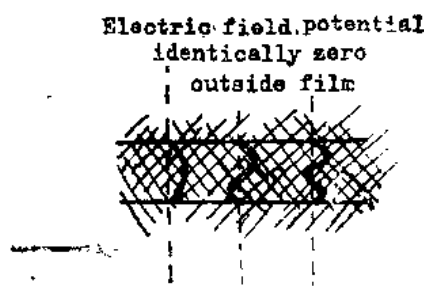


图3 薄膜中的驻波结构

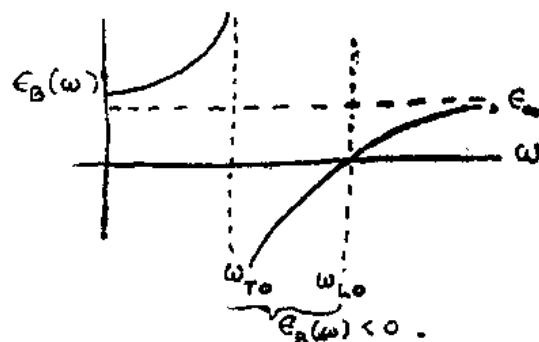


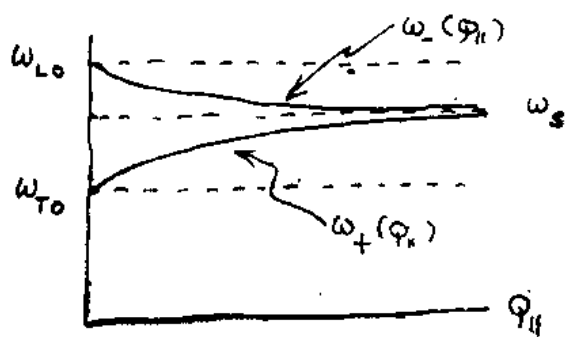
图4 薄膜的介电常数随频率的变化关系(半导体膜)

$$\varepsilon_B(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\Omega_p^2}{\omega_{ro}^2 - \omega^2}$$

结合(4)式, 则有下列色散关系:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{\pm}^2(Q_1) &= \omega_{ro}^2 + \frac{\Omega_p^2}{\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_A \tanh\left(\frac{1}{2}Q_1 d\right)} \\ \omega_{\pm}^2(Q_1) &= \omega_{ro}^2 + \frac{\Omega_p^2}{\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_A \coth\left(\frac{1}{2}Q_1 d\right)} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(ii) 对于导体膜



$$\omega_s = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_\infty + \epsilon_A}}$$

图5 薄膜的色散关系(半导体膜)

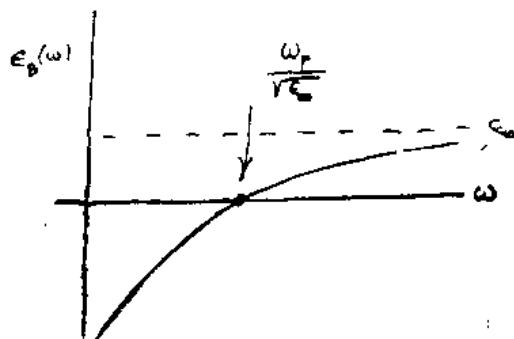


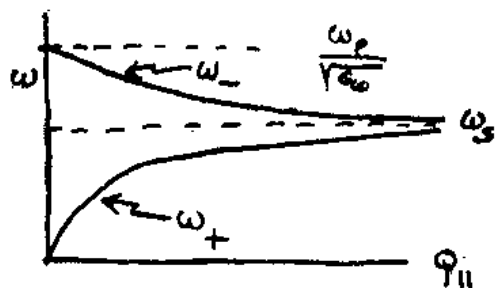
图6 导体膜的介电常数随频率的变化关系

$$\epsilon_B(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

结合(4)式, 则有下列色散关系:

$$\left. \begin{aligned} \omega_-^2(Q_||) &= \frac{\omega_p^2}{\epsilon_\infty + \epsilon_A \tanh\left(\frac{1}{2} Q_|| d\right)} \\ \omega_+^2(Q_||) &= \frac{\omega_p^2}{\epsilon_\infty + \epsilon_A \coth\left(\frac{1}{2} Q_|| d\right)} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

当 $Q_|| d \gg 1$ 时, 电子态的势能曲线如图8所示[参见 R. E. CAMLEY, D.L. Mills, Phys. Rev. B29, 1695(1984)]



$$\omega_s = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_\infty + \epsilon_A}}$$

图7 导体膜的色散关系

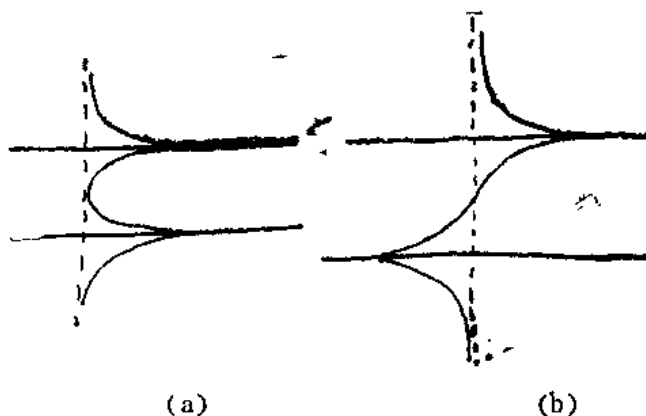


图8 电子态的势能曲线
a. 偶宇称 b. 奇宇称

三、超晶格中的集体激发理论

上节中介绍了半导体及导体薄膜激发的电介质理论, 在这节中我们将讨论超晶格中的集