 高温超伝導体薄膜の実用化への展望 (1)

トンネル接合とジョセフソン効果

井 口 家 成

筑波大学物質工学系 〒305 つくば市天王台 1-1-1

(1989年3月13日 受理)

Tunnel Junction and Josephson Effect

Ienari IGUCHI

Institute of Materials Science, University of Tsukuba
1-1-1 Tennōdai, Tsukuba-shi, Ibaraki 305

(Received March 13, 1989)

The present status of Josephson effect and tunnel effect of high T_c oxide superconductors is reviewed. In the beginning, the concepts for Josephson and tunnel effects are introduced. With respect to the Josephson effect, the properties of grain boundary junctions are discussed in detail, especially based on the observed current-voltage characteristics and the quantum interference effect. As for the tunnel experiment, a variety of data are presented and discussed in connection with the proposed theoretical models. Finally, the problems on the formation of an ideal Josephson tunnel junction are discussed.

1. はじめに

酸化物高温超伝導体のトンネル効果、ジョセフソン効果の研究は、応用上は言うまでもなく基礎的にも超伝導メカニズムの解明に重要な情報を与える。この新しい物質の超伝導がやはりペアリングの機構によって起こっていることは、磁束量子化の実験¹⁾、ジョセフソン交流効果の観測^{2,3)}によって実証されている。また超伝導体がエネルギーギャップをもち、その値が従来の超伝導体より1桁高く大体数10 meV程度であるということは、トンネル実験で示されている⁴⁾。さらに巨視的量子効果の存在を如実に示す量子干渉効果(dc SQUID動作)も観測されている^{5,6)}。

このように酸化物高温超伝導体で、エネルギーギャップ及びジョセフソン効果の存在がほぼ確認されていることに異論はないが、理論と比較して詳細に論じることができるようなデータはまだほとんどないといつてよいであろう。超伝導メカニズムがまだわかっていないことからすると、このことは当然であり、逆にトンネル実験のデータ、巨視的量子効果の詳細が、メカニズムを解明する鍵になるともいえるのである。

ジョセフソン効果、トンネル効果(正確には“準粒子トンネル効果”)は概念が似通っているので、とかく同じ現象のように考えられがちだが、本質的には大きく異なっていることに注意したい。ジョセフソン効果の場合、超伝導特有な巨視的量子効果に基づいており、マイクロ波照射による定電圧ステップの発生、量子干渉効果は物質によらず、その変化の基本ユニットは、電子の電荷 e 、プランク定数 h のみを含む普遍的な量、量子磁束 $\Phi_0 \equiv h/2e (=2 \times 10^{-15} \text{ Wb})$ で決ってしまう。すなわち超伝導でありさえすれば、超伝導パラメータの大きさによらず、全く同様な現象が観測されるので、その同定が極めて容易なのである。

一方、トンネル効果の場合は、その物質の超伝導パラメータ(エネルギーギャップなど)で決ってくるので、物質によって異なってくる。したがって今度発見された酸化物超伝導体のようにコヒーレンス長が極めて短い場合(～数 nm)、試料の品質、接合の作成法、測定技術などによって、同じ物質を測定していてもそのデータは大きく変わってくる可能性があり複雑で、現象の同定も容易ではない。これまでにエネルギーギャップは、数10 meV程度とわかったものの、実に様々なデータが報告されて

いる現状である。

本特集では、このトンネル効果、ジョセフソン効果の現状について、その問題点をさぐると共に、薄膜接合の実用化への展望について述べる。

2. トンネル効果とジョセフソン効果

はじめに超伝導のトンネル効果、ジョセフソン効果について簡単に紹介させて頂く。

Fig. 1 は、2つの超伝導体(S)の間に薄い絶縁層(I, 厚さ数 nm 程度)を挟んで作ったサンドイッチ形トンネル接合(S-I-S)の概念図である。絶縁層は左側の超伝導体中の電子が右側の超伝導体にとびうつる際に、障壁の役割をする。電子は障壁があっても、量子力学的にトンネルする確率が有限であるのでとびうつることができ、トンネル電流が流れる。

超伝導体は、現象論的には2流体モデルで記述できる。すなわち2種のキャリアが存在する。1つは超伝導電流を荷う電子対(クーパー対とも呼ばれる)であり、もう1つは熱励起などによってこの電子対がこわされ、ばらばらになった状態の電子(励起スペクトルが通常の電子と異なるため“準粒子”と呼ばれる)である。したがって超伝導体中の電子がトンネルする場合、2通りが考えられる、1つは準粒子がトンネルする場合であり、他は電子対がトンネルする場合である。

準粒子トンネリングでは、熱励起された電子のトンネリングのほかに、適当なバイアス電圧印加の下では、電子対が2つの準粒子に分解して、そのうちの1つがトンネルする過程も含まれる。**Fig. 2** は半導体類似のバンドモデルであらわしたトンネリング図である。熱励起された準粒子は、エネルギーギャップだけ隔ったレベル上に存在する。バイアス電圧をかけないときは、トンネル電流は流れないが(左右のトンネル確率が同じで相殺する)、有限電圧 V では、一方から他方へトンネルする確率がより大きくなるため流れるようになる。 $eV < 2\Delta$ (2Δ : エネルギーギャップ)の間は、熱励起された準粒子によるわずかなトンネル電流が観測されるだけだが、 $eV \geq 2\Delta$ になると、電子対が分解し準粒子となってトンネルする現象が起こり、急激に電流が増加する。立上りが急激なのは、ギャップ端でのBCS状態密度が発散していることによるものである。

Fig. 3(a) は、S-I-S 接合の電流-電圧特性を示したものである。酸化物超伝導体ではS-I-S接合をつくるのが難しく、ほとんどの場合、相手電極が従来形超伝導体かノーマル物質(N)で構成される。S-I-N接合の場合、ノーマル物質での状態密度の発散はないので、その構造は**Fig. 3(b)**に示すようなやや幅広い特性になる。

Fig. 1 Superconductor-Insulator-Superconductor (S-I-S) tunnel junction.

Fig. 2 Schematic representation of the density of states for a S-I-S tunnel junction at a finite temperature.

Fig. 3 Current-voltage characteristics of a S-I-S tunnel junction (a) and a S-I-N tunnel junction (b). The dotted curve in (b) corresponds to the conductance vs. V .

エネルギーギャップの測定は、この曲線の微分曲線(点線)をとってこれを解析することにより、算出する。ただ超伝導体の状態密度の様子に関しては、このタイプの接合の方が直接理論と比較できるという利点がある。

Fig. 4 Current-voltage characteristic of a Josephson tunnel junction. G_n is the normal conductance.

さて一方、電子対がこわれずにトンネルする場合、これをジョセフソントンネリングという。この場合、接合を通して電圧を発生させずに電流を流すことができる。電子対のトンネリングであるから、当然のことながら、S-I-N接合のように相手がノーマル物質の場合はこの現象は起こらない。零電圧電流は、ジョセフソン最大電流といわれる臨界電流 I_c を越えて流すことはできない。したがって前に述べたトンネル効果とあわせると、S-I-S接合の場合、その直流特性には、ジョセフソン電流と準粒子電流の両方の寄与が現われてくる。**Fig. 4** はジョセフソントンネル接合の電流-電圧特性を示したものである。電流が I_c を越えると、準粒子ブランチの方へスイッチングを起こす。そして図のようなヒステリシスを描く。電流の急激な立上りのところがエネルギーギャップに相当する。

ジョセフソン最大電流 I_c は磁場に対して敏感であり、その変化は磁束量子 Φ_0 を周期とするフラウン・ホフナー回折パターン形になる。たとえば、接合サイズが $100\mu\text{m}$ のとき、その周期は大体 1G (10^{-4}T) 程度となる。したがって比較的大きな磁場印加の下では、ジョセフソン電流は消失し、**Fig. 3(a)** に示すような電流-電圧特性が観測されることになる。

また有限電圧部でジョセフソン電流は存在しないかというところではなく、ジョセフソンの理論に従えば、非常に高い周波数の交流電流が流れることになる。これを交流ジョセフソン効果という。バイアス電圧が V_0 のとき、周波数 $f_0 = V_0/\Phi_0$ の交流電流が流れる。 $V_0 = 1\text{mV}$ とすれば、その周波数は約 483GHz という高いものになる。当然のことながらこのような高周波電流は直流特性上では観測されない。

この交流電流を観測するには、外部からマイクロ波を接合部に照射して、交流電流とのビートをみるという手段が通常用いられる。いま、マイクロ波の周波数を f とすると、 $V = n\Phi_0 f$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) のところにステップがみられることになる。**Fig. 5** はそのような電流-電圧特

Fig. 5 Current-voltage characteristic of a Josephson tunnel junction under the microwave irradiation of frequency f .

Fig. 6 Schematic of a dc SQUID. J1 and J2 are Josephson junctions.

性の様子を示したものである。

次に SQUID (超伝導量子干渉計) について、簡単に説明する。SQUIDが 生体磁気、岩石磁気など微小磁気の測定に使われることはよく知られている。SQUID には、dc SQUID, rf SQUID という2つのタイプのものがあるが、ここでは dc SQUID について述べよう。

Fig. 6 に示すように、2つのジョセフソン接合を含んだ超伝導ループを考える。これに電流を流すと、ループ部では左右分かれて流れるが、この2つの電流が、2つのスリットを通る光の干渉と同じように、磁束を介して干渉し合う現象が起こる。ループのジョセフソン最大電流は、磁束に対して

$$I_{cm} = 2I_c \left| \cos \frac{\pi \Phi}{\Phi_0} \right|$$

のような Φ_0 を周期としたふるまいをする。すなわち磁束を Φ_0 単位でとらえることができるだけでなく、測定上は Φ_0 の1山のさらに $1/100$, $1/1000$ という小さな量をはかれる。 Φ_0 自体の値が小さいため、百万分の1 Gauss、十億分の1 Gaussの測定が可能になるのである。

これまでにジョセフソン素子に関しては、トンネル形のものの説明してきた。ジョセフソン効果の本質は、超伝導体と超伝導体が弱く結合しているところにあり、薄い絶縁層を隔てたトンネル接合もその1例であるが、そのほかにいろいろな形状のもので実現されている。その

Fig. 7 Josephson junctions: (a)-microbridge type and (b)-point-contact type.

代表的なものに、マイクロブリッジ接合、ポイントコンタクト接合がある (Fig. 7)。マイクロブリッジ接合は1つの超伝導体の一部をくびれさせたものであるが、くびれ部分の大きさを超伝導のコヒーレンス長 ξ の数倍程度以下にする必要がある。ポイントコンタクトは、針の先端を (曲率半径) $1\ \mu\text{m}$ 程度以下に尖らせてバルク物質あるいは薄膜に突き立てたものである。

以上がトンネル効果、ジョセフソン効果のあらすじであるが、次章より酸化物超伝導体のジョセフソン接合、トンネル接合の実用化への現状がどうなっているか述べていきたい。

3. 酸化物超伝導体のジョセフソン効果

酸化物超伝導体のジョセフソン効果については、初期の効果確認から現在に至るまで数多くのデータが報告されているが²⁻¹⁰⁾、その接合の詳細についてはほとんどわかっていないのが現状である。すなわち接合の研究という意味では何ら進歩していると思えないのである。ジョセフソン効果の同定には、マイクロ波を照射すると $V = n\Phi_0 f$ ($n=0, 1, 2, \dots$) のところにステップができること、また dc SQUID においては量子干渉パターンらしきものがみえるということとどまっている。

現在実現している接合は、いわゆる偶然的産物である粒界接合ということになっている。粒界接合は単結晶でないバルクセラミックス、あるいは薄膜に自然に生じているものであり、その形状はブリッジ接合に似たものになっている。これまでの実験が、接合部の大きさがコヒーレンス長 (数 nm) に比べてとてつもなく大きな数 μm ~ 数 $10\ \mu\text{m}$ の素子でも成功していることは、まさにこの粒界接合のおかげなのである。一方、薄膜トンネル接合の試みはあるが¹¹⁾、ジョセフソン電流を観測したという報告はまだない。

粒界接合の正体が何者なのか、ミクロ的に本当の意味でのブリッジができていいのか、あるいは S-N-S 形接合になっているのか、それともこれらとは全く違うタイプの接合なのか、何ら解答が得られていないのが現状で

Fig. 8 An example of the measurement on the quantum interference pattern⁸⁾.

ある。これはジョセフソン効果の特性が実験によって異なったり、また酸化物の種類によっても異なったりするからである。

さらに事を複雑にしているのは、これまでのほとんどすべての実験が、1つあるいは2つの接合から成る系をみているのではなく、多数個の粒界接合が含まれる系の応答をみていることにある。たとえば dc SQUID の場合、一応2つの接合が並列になるような形状を目指した薄膜の加工が行われているが、上述した通り、接合部サイズがコヒーレンス長より極めて大きいため、1つの電流路に多数の接合が含まれているだろう。確かに YBaCuO, BiSrCaCuO, TlBaCaCuO の薄膜で量子干渉パターンのようなものが公式、非公式に報告されているが、多くの場合、正確に周期的というより、磁場に対して何らかの変化が得られているといったようなデータが多い。Fig. 8 にその1例を示す。このような現象は従来形超伝導体ではみられなかったことである。確かに一部の研究では、比較きれいなパターンが得られていることも事実であるが、とにかくこの意味では、データは多くても、接合の物質、高 T_c 酸化物超伝導体 SQUID の本質的な動作の研究という観点からは、何の進歩もしていないと考えられる。

あまり周期的でない干渉パターンらしきふるまいについては、次のような解釈ができるものと思われる。2つの電流路を含む dc SQUID の各々の電流路に、粒界弱結合部分が数多く生じているという仮定をとると、その各接合部の大きさが、磁束が貫ぬくとされているループ面積に対し、無視できないかあるいは同じ程度の大きさである場合、いろいろな弱結合部分を流れる電流による量子干渉効果が、重ね合わさって観測される可能性がある。このとき、磁束に対する有効面積が各ループで異なってくるため、 Φ_0 の周期は同じでも磁場の周期の異なる数多くの応答特性の寄与の和となるから、複雑な干渉

パターンになっても不思議ではない。また接合ループが互いにつながっていると、1つのループから他のループへの磁束の移動が可能であり、事情はさらに複雑になる。運がよければ、生じた弱結合の数が少なく、比較的単純なパターンがみえるであろう。IBM では、1つの粒界のみを含む接合の作製に成功し、その特性を調べている¹²⁾。

上に述べた事情は、従来形ジョセフソン素子の1つであるハンダ素子¹³⁾の状況とよく似ている。ハンダ素子は、Nb 線をハンダでくるみ、ハンダと Nb の間に自然に形成される接合を利用したものであるが、接合の数は表面状況、冷却法などの条件によって、2つ乃至それ以上と変わってくる。

マイクロ波照射による電流-電圧特性上のステップ応答は、SQUID のように幾何学的パラメータ（ループ面積）を含まないので、いくつ接合がつながっていても、全体として弱結合でありさえすれば、明確な特性が観測されても不思議ではない。

粒界接合に基づくジョセフソン効果は、薄膜の膜質を良くしていくと、観測しにくくなっていく。これはまさに結晶粒の粒界が接合の役割をしていることを裏付けている。

したがって、もしブリッジ形接合で、本来のジョセフソン素子のふるまいをみようとするのであれば、粒界のない単結晶薄膜を加工して、ブリッジ接合部（くびれ部分）の大きさが、コヒーレンス長の数倍程度以下になるようにする必要がある。 $\xi=2\text{ nm}$ とすれば、少なくとも 10 nm 以下の加工を要するが、それは現在の技術ではとても無理である。

粒界接合で観測される結果は、他にも従来形超伝導接合とは異なるものが見受けられる。たとえば、 $I \geq I_c$ における接合の電流-電圧特性は、上に凸になるようなふるまいが多く、この場合電圧の高い側で一定の傾きをもつ直線（通常はノーマル抵抗）に近づくことはない。すなわち微分抵抗は、電圧の増加とともに増加しつづけていく。Fig. 9 は接合の微分抵抗特性の1例であるが¹⁴⁾、高電圧側で一定になるような傾向はみられない。これは熱の効果とも考えられるが、このようなふるまいは $I = I_c$ 近傍からはじまっており、必ずしもそうではないだろう。

また dc SQUID の干渉パターンの変調振幅が、電流バイアスの増大と共に大きくなっていくという事実も、従来形 SQUID とは逆のふるまいである。このことは上に述べた抵抗増大と関係があるのかもしれない。

さらに問題になるのは、これまでの SQUID に関する動作が、ギャップ電圧（～数 10 mV ）に比べて、極めて

Fig. 9 Differential resistance of a YBCO Josephson junction against bias voltage¹⁴⁾.

小さな電圧領域でしか報告されていないことである。ギャップ電圧以下のもっと大きな電圧でも観測されるのか大変疑問である。

4. 酸化物超伝導体のトンネル効果

次にトンネル実験の現状について述べてみよう。これがまた大変厄介な問題なのである。ジョセフソン接合は粒界形接合しか実現できていないことを前章で述べてきたが、それは現在のところトンネル接合の作成が極めて困難であるからである。トンネル接合は、2つの超伝導膜の間に自然バリアあるいは人工バリアとなる絶縁層（～数 nm ）を挟んだものを作成すればよい。実際従来形超伝導体では、 SnO を自然酸化膜バリアを用いた Sn-I-Sn 接合、また Al_2O_3 を人工バリアとして用いた $\text{NbN-Al}_2\text{O}_3\text{-NbN}$ 接合など、理想に近いものが作成されている。

酸化物超伝導体で接合の作成が困難になっている理由は、この物質のコヒーレンス長が極端に短いこと、酸素の欠損量などによって、超伝導性が大きく左右されること、物質そのものが複雑な層状ペロブスカイト構造をしており、その単位胞が大きいこと、などがあげられる。

したがってトンネル接合のように、表面のごく近傍のみを測定するような実験では、表面の状況が測定結果に大きな影響を与える。実際、ここ2年間程にわたって報告されてきた YBaCuO 、 REBaCuO (RE : 希土類元素)、 BiSrCaCuO などのトンネルデータは多岐にわたっており、現在までに特に進歩してきたということはないようである。

NbN の場合も、コヒーレンス長は 5 nm と短いが、接合がうまく作成できているのはおそらく、 NbN の単位胞がこれよりずっと小さく、しかも酸素などの問題もないからと思われる。

現在の段階では、酸化物超伝導体は従来形超伝導体と

Fig. 10 Tunnel characteristics: (a)-YBCO-PtIr point contact¹⁶⁾; (b)-YBCO ceramics-Pb film tunnel junction¹⁷⁾; (c)-YBCO-Pb crack junction¹⁹⁾.

同じように、エネルギーギャップ (YBaCuO で $\Delta \approx 20$ meV) をもつことはわかったが、状態密度の方については、何もわかっていないといってよい。さらにその結果は、BCS 理論に合う、合わないなど未だに収束していない感がある^{4, 15-19)}。

トンネル実験は、薄膜接合の形成が困難なために、ポイントコンタクト接合、セラミックス-薄膜接合、クラック接合など、いろいろなタイプの接合を用いて行われてきた。それも2つの電極を共に酸化超伝導体にするのは難しく、S-I-N 形接合が主である。**Fig. 10** は YBaCuO のそのような測定例である。理想的には **Fig. 3** に示したように電流-電圧特性上でギャップのはっきりした構造がみえるはずであるが、**Fig. 10** の例では微分曲線をとって、はじめてその構造がはっきりと現われる。

Fig. 10 で、一番低電圧側のこぶの位置がギャップの情報を与えるとすれば、 $\Delta = 15-20$ meV と考えられる。通常のトンネル接合特性と大きく異なる点は、ギャップの基本構造のほかにより電圧の高い側にいろいろな構造が現われてくる場合が多いことである。この構造が本質的なものか、結晶粒の効果などの要因によるもののかは、まだ決着がついていない。またギャップ構造が、低温で測定しても大変幅広い構造をもっていることである。この原因についても、本質的なものか、材料の不均質性によるものなのかはよくわかっていない。

さらに著しい特性は、トンネルコンダクタンスが電圧

Fig. 11 Tunnel conductance vs voltage curves for different theoretical models.

の高い側で BCS 理論のように一定になる (ノーマルコンダクタンス) ようなことはなく、電圧増加と共にどんどん増加していくということである。これは3章で述べたジョセフソン粒界接合の傾向とは逆である。

Fig. 11 は、いろいろなモデルに基づくトンネルコンダクタンスの定性的なふるまいを示したものである。(a) は通常の BCS 理論、(b) は電子間に強い斥力が働き、スピンのゆらぎが重要となる場合の異方的 d 波超伝導体の場合²⁰⁾、(c) は Anderson の提唱した RVB モデル²¹⁾、(d) は障壁近くの粒子の帯電が問題になる場合のモデル²²⁾に相当している。異方的 d 波超伝導体の場合、幅広いギャップ構造をもったり、また(c)、(d) ではトンネルコンダクタンスは、電圧の増加と共に増していくということであるが、**Fig. 10** のトンネル特性は、一見してこれらを重ね合わせたような特徴を有している。

超伝導メカニズムの解明に密接な関連をもつ $2\Delta/k_B T_c$ の値にしても、随分まちまちの値が得られている。BCS 理論の 3.52 という値に近い、これよりずっと大きいのかによって、考える理論の根拠もかわってくる。

5. 薄膜トンネル接合及びジョセフソン素子の実現への課題

3, 4 章では、ジョセフソン接合、トンネル接合の現状について述べてきた。ジョセフソン接合の場合、結晶粒の粒界に基づく接合のみが実現しているが、将来の実用化を考えた場合、このような接合の制御性、安定性には甚だ疑問があり、今後のあるべき姿とは思えない。しか

し、粒界接合の基本物理を明らかにするために、IBMの実験のように粒界1個でできた接合を調べていくことは大切であろう。

もし粒界フリーな本格的なブリッジ接合を作成しようとする場合は、既に述べたように、短いコヒーレンス長による制限があり、ブリッジ部分のサイズを少なくとも10 nm程度以下にする必要があり、この実現は大変困難と言えよう。

もう1つの方向は、良質なジョセフソントンネル接合を作成することである。この方も実現は容易でないと考えられるが、本格的なブリッジ作成に比べれば、より困難ではないだろう。

これを行うには、次のような課題を解決する必要がある。最近、良質な薄膜の作成が多く報告されているとはいえ、表面近傍の深さ数 nm 程度の領域まで含めての本当の意味での良い膜ができているのか大変問題である。表面付近では酸素欠損が生じやすいし、またストイキオメトリの乱れもあるかもしれない。YBaCuO膜の場合、特に酸素欠損の問題は重要である。表面のストイキオメトリについては、オージェ電子分光などで大体その様子がわかるが、表面から10 nm程度以内では、局所的に変化しているという報告が多い。

トンネル接合を形成するためには、表面ごく近傍まで良質な薄膜を堆積すると共に、さらに良質な絶縁層をその上にヘテロエピタキシャル成長させる必要がある。その意味で絶縁層に何を選ぶか、基板はどうするか等の検討が重要であり、さらに積層多層膜構造を超伝導性を失わないようにして、微細加工する技術の開発も必要である。今後は接合の作成に向けて1歩1歩進めば、その道は必ず開けてくるものと思われる。

文 献

- 1) G. E. Gough, M. S. Colclough, E. M. Forgau, R. G. Jordan, M. Keene, C. M. Nuirhead, A. I. M. Rac, N. Thomas, J. S. Abell and S. Sutton: *Nature* **326**, 855 (1987).
- 2) J. S. Tsai, Y. Kudo and J. Tabuchi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L 701 (1987).
- 3) T. Yamashita, A. Kawakami, T. Nishihara, M. Takata and K. Kishio: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 671 (1987).
- 4) 井口家成: *応用物理* **57**, 679 (1988).
- 5) R. H. Koch, C. P. Umbach, G. J. Clarke, P. Chaudhari and R. B. Laibowitz: *Appl. Phys. Lett.* **51**, 200 (1987).
- 6) A. Sugishita, M. Yanagisawa and I. Iguchi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 1472 (1987).
- 7) H. Nakane, Y. Tarutani, T. Nishino, H. Yamada and U. Kawabe: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 1925 (1987).
- 8) B. Hauser, M. Diegel and H. Rogalla: *Appl. Phys. Lett.* **52**, 844 (1988).
- 9) I. S. Gergis, J. A. Titus, P. H. Kobrin and A. B. Harker: *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2226 (1988).
- 10) R. L. Sandstrom, W. J. Gallagher, T. R. Dinger, R. H. Koch, R. B. Laibowitz, A. W. Kleinsasser, R. J. Gambino, B. Bumble and M. F. Chisholm: *Appl. Phys. Lett.* **53**, 444 (1988).
- 11) T. Shiota, K. Takechi, Y. Takai and H. Hanyakawa: *1st Int. Symp. on Superconductivity* (1988) p. 188.
- 12) P. Chaudhari, J. Mannhart, D. Dimos, C. C. Tsuei, J. Chi, M. M. Opreysko and M. Scheuermann: *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1653 (1988).
- 13) J. Clarke: *Phil. Mag.* **13**, 155 (1966).
- 14) I. Iguchi, A. Sugishita and M. Yanagisawa: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L 1021 (1987).
- 15) J. Moreland, J. W. Ekin, L. F. Goodrich, T. E. Capobianco, A. F. Clarke, J. Kwo, M. Hong and S. H. Liou: *Phys. Rev.* **B 35**, 8856 (1987).
- 16) J. R. Kirtley, R. T. Collins, Z. Schlesinger, W. J. Gallagher, R. L. Sandstrom, T. R. Dinger and D. A. Dance: *Phys. Rev.* **B 35**, 8846 (1987).
- 17) I. Iguchi, H. Watanabe, Y. Kasai, T. Mochiku, A. Sugishita and E. Yamaka: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L 645 (1987).
- 18) P. J. M. van Bentum, L. E. C. van de Leemput, L. W. M. Schreuers, P. A. A. Teunissen and H. van Kempen: *Phys. Rev.* **B 36**, 843 (1987).
- 19) J. S. Tsai, I. Takeuchi, J. Fujita, T. Yoshitake, S. Tanaka, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima and K. Yamamoto: *Proc. Int. Conf. on High Temperature Superconductors and Materials and Mechanisms of Superconductivity*, ed. by J. Müller and J. L. Olsen (Interlaken 1988); *Physica C*, **153**, p. 1385.
- 20) H. Ebisawa, Y. Isawa and S. Maekawa: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L 992 (1987).
- 21) P. W. Anderson: *Science* **235**, 1196 (1987).
- 22) I. Giaever and H. R. Zeller: *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1504 (1968).