

物性若手夏の学校 テキスト

「高温超伝導 —— 基礎物性から実用化研究まで ——」

超電導工学研究所 田島節子

講義の目次に従って、以下に参考文献を挙げます。

第一部 高温超電導の発見から現在まで ——歴史

* 田中昭二編著「高温超電導 実用化に迫る研究最前線」

読売科学選書 41 (読売新聞社)

第二部 高温超伝導体の物性

* 内野倉国光、前田京剛、寺崎一郎著「高温超伝導体の物性」

アドバンストエレクトロニクスシリーズ I-13 (培風館)

* 小形正男 “高温超伝導研究最前線”

現代物理学最前線 4 (共立出版)

* 田島節子 “高温超伝導の理解はどこまで進んだか” 「セラミックス」 2001 年 8 月号、
p.557-560. (日本セラミックス協会)

番外編：ニ硼化マグネシウムの超伝導

* S. Lee 他 “ MgB_2 単結晶合成と物性” 「固体物理」 vol.37, No.3, p.183-189 (2002).

(アグネ技術センター)

第三部 実用化研究の現状

* 北沢宏一 “超伝導応用の新展開” 「応用物理」 2001 年 1 月号、p.3-13.

(日本応用物理学会)

高温超伝導体の物性については、良く書けているテキストがあるので、ここでは比較的新しい話題についてのみ、少し解説を加えることにする。以下、擬ギャップ、ストライプ、ジョセフソンプラズマなど、多分皆さんがいろいろな所で耳にすることがあるであろうと思われる言葉について、概要を記す。

最近の話題（I） 擬ギャップ

1. はじめに

そもそも擬ギャップというのは、一般名称であるが、高温超伝導体の物性において、“擬ギャップ”と言えかなり特別な現象につけられた名前になっている。一般名称としての擬ギャップの定義は、「状態密度があるエネルギー（ギャップエネルギー）以下で減少しているものの、ゼロにはならず有限に残っているような状態」である。ギャップ内に残留する有限の状態密度の起源は、 k 空間でギャップの開いていないところがある（ k 空間不均一）か、実空間でギャップの開いていないところがある（実空間不均一）か、のいずれかであり、いろいろな物質のいろいろな現象のもとで観測されている。それ自身は普遍的な意味合いを持つものではない。

ところが、高温超伝導体では以下に述べるような“異常な”現象がすべて擬ギャップ形成に結びつけられて解釈されるので、そのような異常な常伝導状態の総称として“擬ギャップ”という言葉が使われる。だから、高温超伝導体で言う“特別な擬ギャップ”が、擬ギャップの一般的定義であるとは誤解しないでいただきたい。

では高温超伝導体では何をもって“擬ギャップ”と呼ぶのか。超伝導転移温度(T_c)以下では超伝導ギャップが開くが、 T_c 以上の常伝導状態でかなりの高温からギャップが開き始める。この常伝導状態のギャップを“擬ギャップ”と呼んでいる。この言葉や概念が定着するまでに、少し歴史がある。

この現象を最初に見つけたのは核磁気共鳴（NMR）の実験家たちである。1989年、高温超伝導発見から2年ちょっとの頃のこと。 T_c が最高値をとる最適ドーピング状態より少しキャリア濃度の低い組成領域において、NMRの磁気緩和率の温度依存性から、スピン励起が T_c より高温で死んでいくことを見出した。従って、これを“スピニングャップ”と呼んだ。このスピン励起におけるギャップは、1991年に中性子散乱実験でも確認され、高温超伝導体の不足ドーピング領域の一般的性質として確立した。

次に、輸送特性や光学スペクトル、比熱などに見られる異常な性質が、このスピニングャップと関係するものとして報告された。特に c 軸偏光の光学スペクトルにギャップのような伝導度の減少が報告された時、著者らによって“擬ギャップ”と呼ばれたために、以後“常伝導ギャップ”“スピニングャップ”などの呼び名と共に、高温超伝導体の異常な常伝導状態を指す名前として定着し、今ではほとんどこれに統一されつつある。この頃から、このギャップはスピン励起にだけ開くギャップではなく、電荷励起にも開いているのではないかと、と言われはじめ、角度分解光電子分光でフェルミ面が温度低下と共に一部欠けていく様子が示されるに至って、その現象としての描像はほぼ確立した。

2. 擬ギャップを示す実験事実

いずれも、キャリアの不足ドーピング領域で顕著に見られる。

(1)核磁気共鳴

通常の金属であれば、温度によらず一定であるべき $(T_1 T)^{-1}$ がある温度（以後 T^* と呼ぶ）以下で減少しはじめ、超伝導転移に伴う減少へと滑らかにつながる。また、ナイトシフト K_f が高温（以後 T_0 と呼ぶ）から減少しはじめる。 $(T_0 > T^*)$ 両者の違いは、 T_1 がフェルミ面の (π, π) 方向、 K_f がフェルミ面全体の平均を検出するため、と考えられている。後述するように、擬ギャップは、高温からまず $(\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 付近に開き、温度低下と共にそれが $(\pi/2, \pi/2)$ 方向へ広がってくる。

(2)帯磁率

ナイトシフトとほぼ同じで、高温から徐々に減少する。

(3)中性子散乱

(π, π) のところの反強磁性ピークの強度が、 T^* 以下で減少しはじめる。

(4)電気抵抗率

面内電気抵抗率が T^* 以下で顕著に減少し、抵抗率曲線が S 字になる。これは、散乱中心であるスピンの数が減るために、抵抗が減少したと理解されている。逆にこれは、キャリアの散乱がスピンによって支配されていることの実験的証拠ともなっている。一方、面間電気抵抗率は、 T^* より高温から逆に増加し、あたかも半導体のような振る舞いになる。これは、面間の伝導機構が面内と全く異なり、銅酸素面間のホッピングによるインコヒーレントなものであることを示している。2 次元柱状フェルミ面では散乱時間 τ に k 依存性があり、面間伝導には $(\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 付近の状態密度が大きく寄与する。従って、このあたりの状態密度が減少した場合、面間伝導度が最も大きく影響を受ける。

(5)ホール係数

通常の金属であれば温度によらず一定のホール係数が大きな温度依存性を示す。帯磁率と同じように高温 (T_0 以上) では組成によらず一定値に収束するが、温度低下と共に増加する。 T_0 は $(\pi, 0)$, $(0, \pi)$ に擬ギャップが開き始める温度と解釈すると理解できる。ホール係数の増加は、ギャップがあいて状態密度が減少することを反映している。

(6)熱電能

熱電能（ゼーベック係数）も通常の金属と異なり、奇妙な温度依存性を示す。ドーピングに依存したその温度依存性のカーブは、ある温度 (T^*) でスケールさせることができる。

(7)比熱

超伝導転移において電子比熱係数 γ に飛びが生じ、それ以下の温度でゼロに向かって減少していくが、 γ は不足ドーブ領域では高温から減少し、ギャップがあいている様子を示している。その減少量が多いほど、 T_c での飛びは小さくなる。つまり擬ギャップが開いて状態密度が減少した分、超伝導転移で凝縮エネルギーに寄与できる分が少なくなると思われる。

(8)光学伝導度スペクトル

面内偏光スペクトルでは、電気抵抗率と同じく T^* 以下でキャリア散乱の減少という形で擬ギャップ現象が現れる。ただし、その変化はあるエネルギー以下でのみ起こる。状態密

度の減少は観測されていない。c 軸偏光スペクトルでは、やはり面間電気抵抗率のように、 T_0 以下で伝導度が減少する。その減少は擬ギャップエネルギー以下で起こり、d 波対称のような形のスペクトルとなる。

(9) 角度分解光電子分光

フェルミ面の一部が、高温から消失していく様子が示される。擬ギャップのk 依存性は、超伝導ギャップと同じd 波対称であることも示されている。組成によって、温度によって、フェルミ面の削られ具合が変わっていくという描像で、ほとんどの実験結果が説明でき、擬ギャップ現象を理解する上での決定的な実験証拠となった。難点は、表面敏感な測定手法であるため、高温での測定ができず、広い組成範囲で T^* , T_0 を調べられないことである。

(10) トンネル分光

低温から温度を上げていくと、超伝導ギャップの構造が T_c 以上でも残っており、かなり高温まで存続する。スペクトル変化はほとんど連続的であり、擬ギャップの値と超伝導ギャップの値がかなり近いことも示された。二つのギャップの起源が同じかどうかについては、意見が分かれる。

3. 擬ギャップの起源

これは高温超伝導の起源につながるのではないかと、という期待から、多くの議論がなされたが、いまだ決着したとは言えない。

スピン励起にだけギャップが開いているとすると、RVB 理論派のスピノンのギャップというモデルが有力となるが、今は電荷励起にもギャップがある、という理解が固まっているので、この説は薄れた。

今ある考え方は大きく二つに分けられる。一つは、超伝導対形成の前駆現象である、という説。超伝導揺らぎで説明するモデルや、もっと別の対形成機構を主張するモデルがあるが、いずれにしても、擬ギャップ形成は高温超伝導にとって不可欠なものであり、プラスに作用している、という理解である。もう一つは、これは反強磁性揺らぎによる絶縁体転移へ向かうものであり、超伝導を阻害する方向に働いている、とする説。キャリア濃度の減少と共に、つまり絶縁体組成に近づくにつれ、擬ギャップ温度が高くなることなどが自然に理解できる。

擬ギャップ現象は超伝導転移と異なり、相転移ではなく緩やかに起こる電子状態のクロスオーバーであることにはみな同意している。従って相転移に伴う諸現象は見られない。また、擬ギャップの対称性が超伝導ギャップの対称性と同じであることも合意済みである。キャリアドーピングが低濃度に行くにつれて、擬ギャップの温度が上がり、大きさが増大することもわかった。それにもかかわらず、起源については、いまだ決定的な実験といえるものがない。

最近の話題(II) ストライプ

1. “ストライプ” 以前の歴史

ストライプというのも、高温超伝導業界独特の命名である。電荷とスピンの縞状秩序という現象そのものは、もう少し普遍性がある。ここでは、“ストライプ”という言葉が定着する以前の、同じ現象を見ていたはずでありながら、異なる理解のされかたをしていた実験結果の紹介から始める。

始まりは 1988 年（高温超伝導発見からまだ 2 年そこその頃）、最初の高伝導が発見された物質 $(\text{La,Ba})_2\text{CuO}_4$ において、Ba 濃度が $x=0.125(=1/8)$ 付近で T_c が急激に減少することが見出された。この T_c の低下は、この組成のごく近傍でのみ観測されたことから、“1/8 問題” とか “1/8 異常” とか呼ばれた。この異常には、斜方晶から正方晶への結晶構造相転移が伴うこと、電気抵抗率やホール係数、熱伝導度など多くの輸送特性に不連続な飛びが現れること、磁気モーメントが出現すること、などがわかった。また、この異常を観測するには、バンド占有率が 1/8 近傍であること、正方晶への構造相転移が起こること、が必要条件であるため、ある種の電荷密度波ではないかとも考えられたが、それらしい決定的な実験事実は見つからなかった。この現象が La214 系以外の高伝導体では観測されなかったことから、La 系特有の現象であり、高温超伝導の本質とは直接関係ないであろうと見られていた。

一方、La 系特有の性質には、他にもいくつかあったが、中性子散乱で観測される非整合ピークが多くの理論家に問題を突きつけていた。母体である反強磁性絶縁体では、 (π,π) の位置に強い磁気秩序を示すピークが観測されるが、ドーピングが進むと共に、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ではそのピークは幅広くなり、強度は弱くなる。ところが La 系では、ピークが 4 つに分裂し格子の秩序に非整合な周期の磁気秩序が形成されていることを示す。しかも、その分裂の幅はドーピングに比例して増加していき、超伝導転移温度が最高値をとるところで飽和することがわかった。あたかも超伝導機構に関係するかのような振る舞いに議論が沸騰したが、結局結論は出なかった。La 系特有の磁気秩序の形成については、Y 系とは少し異なるフェルミ面の形状に原因を求める理論モデルもあったが、後述するように、この現象はそのような単純な解釈を許さないものであった。

一見何の関係もないかのような、今述べた二つの現象「1/8 異常」と「中性子散乱の非整合ピーク」とが実は同じ現象に起因するものであることは、後でわかった。

2. 他の 3d 遷移金属酸化物の縞状秩序（ストライプ秩序）

高温超伝導体である $(\text{La,Sr})_2\text{CuO}_4$ と同じ結晶構造の $(\text{La,Sr})_2\text{NiO}_4$ において、銅酸化物と同じ非整合ピークが中性子散乱で検出され、続いて電子線回折で電荷分布の変調も観測された。これによって、低温でスピンと電荷が交互に縞状の秩序を作っていることが確立し、光学スペクトルでは、低温でギャップが開く様子も観測された。もちろん、この秩序によ

って電気抵抗率は劇的に増加する。

同様の秩序が、同一構造の Mn 酸化物 $(\text{La,Sr})_2\text{MnO}_4$ でも、続いて3次元ペロブスカイトの $(\text{La,Ca})\text{MnO}_3$ でも観測された。しかも、3次元系では、透過電子顕微鏡で実空間の描像で縞状秩序が捕らえられた。電荷の縞には電子（或いは正孔）がフルに詰まっていて動けない。注入されたキャリアの濃度が増加すると縞の間隔が狭くなることも見出された。

このような一連の実験結果の積み重ねの中で、このスピンと電荷が交互に並ぶストライプ秩序というものが、強い電子相関を持つ電子系にキャリアを注入した場合に起きる共通した現象であることが、理論的にも裏付けられた。静的秩序を組むにあたって、軌道や格子の秩序を伴うことも特徴である。大雑把な説明としては、強い電子相関があるモット絶縁体にキャリアを入れると、キャリア同士はランダムに分布するより、お互い隣にいたほうが（磁気秩序を乱れを最小限にできるので）エネルギーが得になる、ということである。電荷の偏析である。もちろん、この場合それによるポテンシャルエネルギーの損分もあるが、それが例えば、格子歪による得点によって打ち消されればいいわけである。

さて、これらはいずれも、ストライプ秩序が起きることによって金属から絶縁体に転移する。つまり、秩序は静的なものである。

3. 銅酸化物におけるストライプ秩序

同じストーリーを銅酸化物にあてはめるには、多少の飛躍があった。しかし、その飛躍を飛び越えるに余りある観測結果の類似性もあった。

絶妙なモデルを考えたのは、中性子回折実験の結果を解釈していた Tranquada である。約 70K 以下で構造相転移を起こすと共に様々な輸送特性に飛びが見られる $(\text{La,Nd,Sr})_2\text{CuO}_4$ において、中性子回折で観測された非整合ピークなどを説明するため、スピンの縞3本をホールが半分埋まった電荷の縞がはさんでいるというモデルを立てた。これは、電荷占有率がちょうど 1/8 の時に起こる秩序状態である。もう一つの特徴は、ストライプの走る方向が、一層ごとに 90 度回転している点であり、これによって中性子散乱の4つに分裂したピークの起源が説明できる。また、この周期は、ストライプ秩序への転移と共に起こる低温正方晶の格子歪みの周期と一致している。つまり、格子の歪みに引きずられて電荷秩序が起こり、それに伴ってスピンも配列した、という風に理解できる。

電荷の縞には半分しか電子がない、つまり半占有状態である点が、他の物質系のストライプと大きく違うところである。これによって、電荷は動くことができ、伝導性が残っていることも説明できる。実際、銅酸化物では、電気抵抗率に飛びは観測されるが、転移温度以下でもそれほど増加せず、比較的良い伝導性が維持されている。また、光学スペクトルにはギャップ構造は観測されず、実に奇妙な“秩序”状態なのである。

明確な格子歪を伴う場合ですら、このような金属に近い秩序状態である。構造相転移が観測されておらず、物理量に飛びも見られない他の組成の La214 系では、中性子散乱の非整合ピーク以外の決定的なストライプの証拠はまだ少ない。ストライプ秩序が動的なもの

であるため、通常の観測では検出されにくいからだろう、と理解されている。

それにもかかわらず、このストライプ秩序が、ホール注入された銅酸素 2 次元面の一般的な性質であるという説は、勢力を増してきた。Y 系でも中性子散乱実験で幅広い磁気ピークを詳細に調べると、非整合ピークに分裂していることがわかったし、Bi 系においても、特定の組成で T_c が抑制されることがわかった。強い磁場をかけるとストライプの方向がそろうという報告や、Zn などの不純物で揺らいでいたストライプがピン止めされるという報告などもある。

明確なストライプ状の秩序に至らずとも、ストライプが揺らいでいる状態やガラス的な秩序など、いろいろ考えられる。強い電子相関の系にキャリアが注入された時の一般的現象だとすると、高温超伝導体すべてに共通して観測されても不思議はない。秩序状態になれば伝導性は抑えられ当然超伝導も抑制される。しかし、ストライプ秩序が超伝導を抑制する働きをしているという考え方とは反対に、この電荷偏析状態を前提とした超伝導発現機構も提案されている。擬ギャップの時と同様、このような正反対の考え方のどちらが正しいか、判定することはまだできない。

最近の話題(III) ジョセフソンプラズマ

1. はじめに

プラズマ周波数 ω_p は、金属の電荷応答を特徴づける重要な物理量である。プラズマ振動は、キャリアの粗密の波である集団励起運動だ。キャリア濃度 n と有効質量 m^* を用いて、 $\omega_p^2 = 4\pi n e^2 / m^*$ で表される。この周波数より低周波数の電磁波（光）は、キャリアによって遮蔽され、ほぼ完全反射される。劇的な反射率の変化を示すスペクトル構造を、プラズマエッジと呼ぶ。通常の金属では、 ω_p は紫外領域に存在し、そのために可視光はすべて反射され、それが金属光沢の原因ともなっている。

さて、高温超伝導体においても、面内偏光のスペクトルでは約 1 eV にプラズマエッジがある金属的振舞いが見られる。一方、面に垂直方向の偏光では、遠赤外に至るまで反射率は 10-20% と低く、反射スペクトルだけから見るとまるで絶縁体のように見える。これは、面間方向の電気抵抗率が低温に向かって上昇する半導体的な温度依存性を示すことと、対応している。高温超伝導体の電子状態が 2 次元的であると言われる由縁である。

これは、先に述べた擬ギャップ現象に関係している。強い電子相関がある 2 次元的円柱状フェルミ面を持つ系では、キャリア散乱確率に強い k 依存性があり、もともと面間方向の伝導はキャリアの平均自由行程が格子間隔より短くてインコヒーレントになっている。そこに面間伝導に最も寄与する $(\pi, 0), (0, \pi)$ 付近のフェルミ面の状態密度が、擬ギャップが開くことによって減少すると、伝導性はますます悪くなる。遠赤外の伝導度も温度低下と共

に少しずつ減少していく。しかし、基本的に系は金属であるから、広い周波数範囲でながめれば、キャリア散乱が異常に大きい金属のスペクトルとして理解できる。

2. 高温超伝導体のジョセフソンプラズマ

高温超伝導体を縦で切った断面図を想像する。銅酸素面の電荷は、面内方向は自由に運動できるが、面間方向にはインコヒーレントホッピングで運動するしかない。ある意味で電荷は銅酸素面という狭いシートの中に閉じ込められている、と考えることができる。つまり、電荷分布は変調されており、そのような状態での誘電関数は均一な電場状態の場合とは異なる可能性が予想される。

超伝導転移温度以下では、面間方向の超伝導コヒーレンス長 ξ は、面間隔よりずっと短いため、超伝導電流はジョセフソン結合を介して流れることになる。その時のプラズマ周波数をジョセフソンプラズマ周波数と呼ぶ。伝導面の間隔より短いコヒーレンス長を持つような状況というのは、有効質量近似であればばらばらに有効質量が大きい場合に相当する。

（有効質量近似が不適な場合は、キャリア散乱確率が異常に大きい、或いは面間結合が非常に弱い、と考える。）高温超伝導体でも、面内と面間方向の異方性比（有効質量比）は、100 から 10000 のオーダーであり、プラズマ周波数は面内の値より二桁から四桁小さいことが予想される。これは大きい場合でようやく遠赤外領域に存在し、小さい場合にはマイクロ波領域になる。

ジョセフソンプラズマの定義は、上述のようにジョセフソン結合を介したプラズマ、というものであるが、この言葉が広く用いられるようになったのは、劇的な遠赤外スペクトル変化が報告されて、その特異性を目に訴えて以来である。一般に高エネルギーに存在するプラズマエッジは、超伝導転移をしても大きな変化を示さない。超伝導ギャップより何桁も大きなエネルギースケールだからだ。ところが、ジョセフソンプラズマはエネルギーが小さい。ましてや、高温超伝導の場合、ギャップエネルギーが通常の超伝導体より 1 桁以上大きい。すると、超伝導ギャップのエネルギー 2Δ とジョセフソンプラズマ $\hbar\omega_p$ のエネルギーの大小関係が逆転する場合が生じる。これが逆転するとどういうことが起こるか。超伝導ギャップの中では散乱が極めて抑えられた状況になっているので、非常に鋭いプラズマエッジが生じることになる。つまり、常伝導状態ではまるで絶縁体のような、自由キャリアの寄与がほとんどない低い反射率のスペクトルから、超伝導転移温度以下で突然 100% の完全反射に達する鋭い反射率の立ちあがりを見せる。まるで「絶縁体・金属転移」のようなこのスペクトル変化が多くの研究者に強く印象づけられ、ジョセフソンプラズマの名もそれと共に広まったと言ってよい。しかし、この劇的な変化は面間の結合がジョセフソン結合であるか否かという問題とは無関係であり、超伝導ギャップが大きいから、或いはプラズマ周波数が低いから起きる現象なのである。

高ドープ域の Y123 系を除いて、 T_c 以下で出現するこの鋭いプラズマエッジは、ほとんどすべての高温超伝導体の面間反射スペクトルで観測される。エッジの周波数位置は、物

質の異方性の大きさに相関しており、異方性の大きな Bi 系ではマイクロ波領域に位置するが、La 系や Y 系では $20 - 50 \text{ cm}^{-1}$ あたりである。「異方性の大きさ」は「面間結合の強さ」と言い換えてもいい。T_c 以下では「ジョセフソン結合の強さ」になる。また、ジョセフソンプラズマ周波数は、それ以外にキャリア濃度の関数であり、キャリア濃度が増加すると共に増加する。

3. ダブルジョセフソンプラズマ

超伝導コヒーレンス長が面間隔より短いということは、いろいろおもしろい現象を引き起こす。超伝導層が 1 枚 1 枚独立であるということだから、単位胞中に 2 枚、或いは 3 枚以上銅酸素面が含まれている物質の場合、それぞれが独立な超伝導層として振舞うことを意味する。単位胞中に複数枚含まれる場合、すべての面間は等価ではない。間に存在するブロック層によって面間結合に強弱がついているはずである。すると、面間結合の大きさによって決まるジョセフソンプラズマ周波数はどうなるか。2 種類の結合定数があれば、2 種類のプラズマ周波数があるのではないか。これが単純な考え方である。

しかし、実際プラズマが 2 種類存在する場合（例えば 2 キャリアの場合）の光学応答は、1 種類の反射率エッジしか作らない。プラズマを記述する誘電関数を足し合わせてみれば、すぐわかる。ただし、ここには、試料中の電場が均一であるという仮定があり、二つのプラズマは並列回路で足し合わされている。ところが、先に述べたように、高温超伝導体の場合、電荷は面内に閉じ込められており、結晶内部の電場は不均一。一つのジョセフソン結合の次に、異なる結合強度のジョセフソン結合が直列につながっている。従って、直列回路で考える方が適当なのである。この場合、系全体の電荷応答は、誘電関数の逆数の足し合わせで計算される。そして、二つのプラズマに対応する誘電関数の逆数の和からは、驚くべきことに、プラズマエッジより高エネルギーに新たなピークの出現が予言される。

では、実際そのようなピークは観測されているのか。YES である。もっとも古くは、不足ドーパ域の Y 系の反射スペクトルに、起源の不明な幅広いピークが、鋭いフォノンピーク群の中に出現することが観測されており、これがフォノンなのか何なのか長い間謎であった。また、T*214 系と呼ばれる物質でも鋭いジョセフソンプラズマエッジの横に小さなピークが出現することが複数のグループによって確認された。これらの実験によって、ダブルジョセフソンプラズマの存在は確実なものとなった。高温超伝導体の強い 2 次元性に起因した特異な電荷応答の一つである。

参考文献

ジョセフソンプラズマについての解説記事としては、

「固体物理」 vol.31, No.4 (1996) “遠赤外技術と固体物理” 特集号 中の内田慎一、田島、松田祐司各氏の記事を参考にしていきたい。

また、ダブルジョセフソンプラズマについては、解説記事が少ないので、直接原論文を挙げる。

D. van der Marel and A. Tsvetkov, Czech. J. Phys. 46, 3165 (1996).

D. Munzar et al, Solid State Commun. 112, 365 (1999).

H. Shibata and T. Yamada, Phys. Rev. Lett. 81, 3519 (1998).

M. Gruninger et al., Phys. Rev. Lett. 84, 1575 (2000).

V. Zelezny et al., Phys. Rev. B63, 60502 (2001).

T. Kakeshita et al., Phys. Rev. Lett. 86, 4140 (2001).

H. Shibata et al., Phys Rev. Lett. 86, 2122 (2001).

D. Dulic et al., Phys. Rev. Lett. 86, 4144 (2001).