高温超伝導の理解はどこまで進んだか？

—その2 高温超伝導の最近のトピックス—

小 池 洋 二*

1. (その2)のはじめに

前回の(その1)⁽¹⁾では、銅酸化物高温超伝導体におけるCuO₂面の電子状態とノーマル状態の異常な物性の理解、さらに、超伝導電子対を形成する引力と超伝導転移温度 T_c の理解について、やさしく紹介した。しかし、高温超伝導が十分に理解されたかという点、そうでもなく、高温超伝導の真の理解を目指した研究は現在でも脈々と行われている。今回は、その最近の研究の中から気になるトピックスをいくつか取り上げて紹介したい。

2. 最近の気になるトピックス

(1) CuO₂ 面内の不均一な電子状態と擬ギャップ

2001年に Davis ら⁽²⁾⁽³⁾によって発表された Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} (Bi-2212) の *ab* 面の走査型トンネル顕微鏡・分光 (STM・STS) 像は衝撃的であった。図1のように、超伝導状態において、超伝導ギャップや擬ギャップを反映したフェルミ面近傍の電子状態密度がナノスケールで空間的に不均一であることが示された。コヒーレンス長がナノスケール程度に短くなっている強結合超伝導体では超伝導のゆらぎが非常に大きい。したがって、空間的にも時間的にもゆらいでいる不均一な電子状態がアンダードープ領域で生じ易いことは理解できる^{†1}。しかし、STM・STSで観測されるほどの静的で激しい不均一が生じていることは簡単には理解しがたい。しかも、比熱やNMRのようなバルクの性質を反映する実験手段で見ると、超伝導状態は均一であるという反論もあ

図1 Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} のアンダードープ領域の試料の *ab* 面内の走査型トンネル顕微鏡観察で得られたギャップの分布⁽³⁾。走査範囲は 56 nm × 56 nm である。

る⁽⁵⁾。きれいな劈開面が得られる Ca_{2-x}Na_xCuO₂Cl₂ (CNCOC) においてもナノスケールで不均一な STM 像が観測されているが⁽⁶⁾、STM・STSで観測された不均一については、表面の特殊な電子状態、あるいは、試料内部では動的であるものが表面にピンされて静的になったものを見ているだけかもしれないという疑問を拭いきれない。したがって、バルクの性質を反映する実験手段による不均一性の確認が望

* 東北大学教授；大学院工学研究科応用物理学専攻(〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-05)

How Much is the High- T_c Superconductivity Understood? Chapter 2—Recent Topics on High- T_c Superconductivity—; Yoji Koike (Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, Tohoku University, Sendai)

Keywords: high- T_c superconductivity, pseudo gap, phase separation, quantum critical point, stripe, electron-phonon interaction

†1 (その1)で紹介したフェルミ液体論に基づいた理論によれば、 T_p で一斉に電子対が形成されるのではなく、 $T_F < T < T_p$ の温度域では電子対そのものが生成と消滅を繰り返しており、 $T_F < T < T_p$ の温度域で電子状態が不均一であるのは当然と言える⁽⁴⁾。

2005年12月24日受理

まれる。また、Bi-2212 については、アンダードープ領域の均一な試料を作製することはかなり難しい。したがって、STM・STS に関しては、上記の 2 つ以外の系での測定が急務であると思われる。

擬ギャップに関しては、(3)で述べるような超伝導に関係のない秩序相の形成によるものとする見方もあるが、個人的には次のように感じている。擬ギャップには大きな擬ギャップと小さな擬ギャップの 2 種類があり、大きな擬ギャップは反強磁性相関の発達に伴って形成される J のオーダーの擬ギャップであり、ホール系にも電子系にも存在する。一方、小さな擬ギャップは電子対形成に伴って(その 1)の図 8, 図 9 に示した T_{RVB} や T_P で形成される T_c のオーダーの擬ギャップであり、ホールドープ系のアンダードープ領域のみに存在する。この小さな擬ギャップは、電子対が局在したりその寿命が短かったりする場合は T_c 以下の低温になってもコヒーレントピークをもつ超伝導ギャップには成長しないで、大きな擬ギャップとマージして、あたかも大きな擬ギャップが開いているように見えているのではないかと考えている。

(2) オーバードープ領域における相分離と量子臨界点

オーバードープ領域では相分離が起こっているのではないかという指摘がある。発端は、 $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ (Tl-2201) のオーバードープ領域において、(その 1)の図 12 に示した超伝導凝縮電子密度がホール濃度の増加にもかかわらず減少するという結果であり、オーバードープ領域では超伝導領域とノーマル金属領域に相分離している可能性があるという指摘された⁽⁷⁾⁽⁸⁾。その後、 $Tl_{0.5-y}Pb_{0.5+y}Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_7$ や $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_7$ (Y/Ca-123) のオーバードープ領域でも同様の結果が得られた⁽⁹⁾。実際、我々が $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) のオーバードープ領域で、磁場中冷却磁化率の測定から超伝導の体積分率を見積もってみると、確かに、オーバードープ領域では 100% ではなく、ホール濃度の増加とともに減少している⁽¹⁰⁾。昔報告された比熱⁽¹¹⁾や NMR のナイトシフト⁽¹²⁾の結果も、LSCO のオーバードープ領域でのノーマル金属相の存在を示唆している。また、Y/Ca-123 や Bi-2212 のオーバードープ領域におけるラマン散乱実験で見られた s 波超伝導成分の混入も⁽¹³⁾、相分離のように空間的に不均一な状況が考えれば、理解できそうである。したがって、オーバードープ領域で相分離が起こっている可能性は極めて高いと思う。

オーバードープ領域における相分離の起源としては 2 つ考えられる。第 1 は、ホール濃度の増大につれて反強磁性的スピンゆらぎが小さくなるために低下する超伝導の凝縮エネルギーの得と、電子相関が弱くなるために低下するノーマル金属状態のエネルギーの損のバランスによるものである。すなわち、オーバードープ領域では、ホール濃度が最適ホール濃度あたりの超伝導相とホール濃度が高いノーマル金属相に相分離した方がエネルギーの利得が大きくなるというものである。第 2 は、オーバードープ領域では、ホールが $O2p_z$ 軌道だけでなく $Cu3d_{x^2-y^2}$ 軌道の下部 Hubbard バンドにも入

り、非磁性の Zn で Cu サイトを置換した場合のように Cu^{2+} スピン間の相関が切れ、超伝導の局所的な破壊が起こる、あるいは、ホールが $Cu3d_{3z^2-r^2}$ 軌道にも入り、 $Cu3d_{3z^2-r^2}$ の局在スピンによる超伝導の局所的な破壊が起こるというものである。実際、LSCO のオーバードープ領域では、磁化率の測定から局在スピンの存在が指摘されており⁽¹⁴⁾、ホールが $Cu3d_{x^2-y^2}$ 軌道か $Cu3d_{3z^2-r^2}$ 軌道に入っていると考えてもよさそうである。

(その 1)の 5 で述べたように、高温超伝導はフェルミ液体状態から長距離磁気秩序状態に移る量子臨界領域で出現したと見ることができるが、さらに進んで、低ホール濃度の擬ギャップ相と高ホール濃度のフェルミ液体相を分ける量子臨界点の存在が議論されている。図 2(a)あるいは(b)のような相図が提案されている。(その 1)の図 8, 図 9 の理解に基づけば、擬ギャップ相の境界は図 2(a)のように超伝導が消滅する点であると言いたいところであるが、そこがフェルミ液体相の境界であるとは認めがたい。磁化率、比熱、NMR、光電子分光、電気抵抗等による擬ギャップのエネルギーの見積もりから、図 2(b)を妥当とする主張がある⁽¹⁵⁾。また、超伝導を強磁場で破壊した後のノーマル状態の基底状態は、LSCO では最適ホール濃度の $x=0.16$ 付近で絶縁体-金属転移を示すという図 2(b)を支持する結果もある⁽¹⁶⁾。図 2(b)が正しければ、擬ギャップと超伝導は無関係であるか、あるいは、アンダードープ領域とオーバードープ領域で超伝導の起源が異なることになる。それゆえ、オーバードープ領域における擬ギャップの有無を調べるのが重要である。実際、最近、オーバードープ領域でも最適ホール濃度と変わらぬ T_G を有する擬ギャップが存在するという実験結果をいくつか目にする。しかし、上で述べたように、オーバードープ領域では相分離が起こっている可能性が高く、相分離していればこのような結果は当然のことである。したがって、量子臨界点の存在を議論する前に、オーバードープ領域の電子状態をきちんと理解することが大事であると思われる。

(3) 他秩序相との競合・共存

超伝導のゆらぎが大きいアンダードープ領域においては、超伝導と競合あるいは共存する他の秩序相が出現しやすいことは容易に推測できる。実際、低ホール濃度では反強磁性長距離秩序相が安定で、超伝導とは競合関係にある。さらにホール濃度が増加した領域ではスピングラス相が現れるが、そ

図 2 量子臨界点のモデル。

れが超伝導と空間的に一様に共存している(フェルミ面の異なる部分でスピングラス相と超伝導相に寄与している)のか、または、スピングラス相と超伝導相がミクロに、あるいは、マクロに相分離しているのか、よく分かっていない。La_{2-x}Ba_xCuO₄ (LBCO) や La_{1.6-x}Nd_{0.4}Sr_xCuO₄ (LNSCO) の $x=1/8$ (Cu あたりのホール濃度: $p=1/8$) あたりでは、1/8 異常と呼ばれる現象が起き、図 3(a) に示すようなホールとスピンの静的なストライプ秩序が出現し、超伝導は抑制されている。

重い電子系の超伝導や有機化合物の超伝導のように、高温超伝導が量子臨界点近傍の不安定な領域に現れたと見れば⁽¹⁷⁾、超伝導と競合あるいは共存する他の秩序相が隠れているかもしれない。その隠れた相が超伝導の発現に関わっている可能性もあるので、磁場や不純物置換によって超伝導を局所的に破壊し、そこで他の秩序相を検出する試みも行われている。実際、Tl-2201 の最適ホール濃度付近の試料において、磁場の印加によってできた磁束芯のまわりに反強磁性秩序が誘起されていることが NMR によって示された⁽¹⁸⁾。LSCO の $x=0.10$ では、磁場によって静的なストライプ秩序が発達することが中性子弾性散乱実験から報告されたが⁽¹⁹⁾、これは、(4) で詳しく述べるが、 $p=1/8$ 付近で安定化傾向にあるストライプ秩序の安定化を磁束芯がサポートしたものと解釈するのがよさそうである⁽²⁰⁾。また、Bi-2212 の STM では、磁束芯のまわりに Cu-Cu 間距離の 4 倍の周期をもつチェッカーボードパターンが観測されている⁽²¹⁾。よく似たパターンは、図 4 のように、Bi-2212 や CNCOC の擬ギャップ状態での STM でも観測されている⁽²²⁾。変調周期がエネルギー分散を示すものは準粒子の散乱の干渉効果として理解されるが、これらの秩序の周期はエネルギー分散を示さないで、何らかの秩序相が形成されているものと思われる。(その 1) の図 9 に示したフェルミ液体論に基づいた相図から推測すれば、電子対のウィグナー結晶相の形成と見るのがもっともらしく思えるが、他の電荷秩序相(たとえば、図 3(b) のような液晶のネマティック相に似たストライプ相)や staggered flux state 相(別称: d-density wave 相)⁽²³⁾ 等も提案されており、今後明らかにすべき問題である。

(4) 電荷とスピンのストライプ秩序

ストライプも一種の不均一である⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾。反強磁性相関が強いバックグラウンドのなかで、ホールが、ホール間の引力を利用して、反強磁性相関をなるべく破壊しないように(J を大きく保ったまま)、ホールの運動エネルギーを損しないように、ホール間の長距離クーロンエネルギーを損しないように自己組織化した状態であると言える。実際、LSCO において、わずか 1% のホールドーピングで電気抵抗の値が大きいのにも関わらず高温で金属的な温度変化を示す現象や、YBa₂Cu₃O₇ (Y-123) において、わずかなホールドーピングで CuO₂ 面内の電気抵抗や磁気抵抗効果に特異な異方性が現れる現象は、ホールがストライプ状に自己組織化し、2 次元絶縁体中に 1 次元金属鎖を形成していることを強く示唆する⁽¹⁶⁾。STM で観測されているナノスケールで不均一な像もストライプが表面にピンされたものを見ているのかもしれない。

ストライプの効果が最も顕著に現れたものは、(3) でも紹介した 1/8 異常と呼ばれる現象である。 $p=1/8$ では、図 3(a) のようにホールドメインの間隔が CuO₂ 面の格子周期とうまく整合するため、ストライプが静的秩序として安定化されやすい。さらに、LBCO や LNSCO の $x=1/8$ あたりでは、特殊な結晶構造(空間群 $P4_2/ncm$ の低温正方晶構造)による CuO₂ 面のバックリングも静的ストライプ秩序の安定化に役立ち、1/8 異常が現れたものと理解されている。静的ストライプ

図 4 Ca_{1.90}Na_{0.10}CuO₂Cl₂ の走査型トンネル顕微鏡観察で得られた微分電気伝導度のチェッカーボードパターン(左)とそのフーリエ変換像(右)⁽²²⁾。

図 3 電荷(ホール)とスピンのストライプ秩序。ホールドメイン(赤丸)のホール濃度は Cu あたり 0.5 個である。(a) ホールドメインを挟んだスピンの逆位相で配列している場合。(b) ホールドメインがゆらいている場合。(c) ホールドメインを挟んだスピンの同位相で配列している場合。

イブ秩序が形成されると、ホールの運動が1次元に制限されてしまうため超伝導には不利であるが、時間的空間的にゆらいている図3(b)のような動的ストライプが超伝導の発現に寄与しているとする考え方がある⁽²⁶⁾。実際、LSCOの中性子非弾性散乱の実験では、超伝導が出現する全ホール濃度領域で動的ストライプの存在を示唆する結果が得られている⁽²⁷⁾。もし、動的ストライプが高温超伝導の発現に効いているとすれば、他の系においても動的ストライプが存在し、適当なピン止め中心を導入してやれば、1/8異常が現れるはずである。実際、銅サイトに置換されたZnはストライプのピン止め中心として役立ち、LSCOやBi-2212、Y-123では、少量のZn置換で1/8異常が顕著になっている⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾。また、最近、LBCOの $x=1/8$ とY-123の $y=6.6$ の中性子非弾性散乱実験で得られた高エネルギー領域のスピン励起の分散関係は、2本足スピン梯子格子系^{†2}のものと酷似しており、動的ストライプの存在を支持している⁽³⁰⁾⁽³¹⁾。中性子散乱で観測されるスピン励起のスペクトルを準粒子の寿命を考慮したフェルミ面のネスティング効果で説明する試み⁽³²⁾もあるが、動的ストライプに関しては、実空間で見ると k 空間で見るとの違いにすぎないのではないかと個人的には思っている。動的ストライプの電荷に注目した実験は少ないが、高エネルギーのX線回折実験による電荷ストライプの検証も行われており⁽³³⁾、今後の進展を期待したい。また、最近、LBCOの $x=1/8$ やY-123の中性子非弾性散乱実験で得られたフォノンの分散関係によると、銅と酸素の結合長が伸縮する酸素の振動(half-breathingモードと呼ばれる縦光学的フォノンモード)の分散関係において、電荷ストライプの周期に対応した波数のところで異常なソフトニングが観測されており、電荷の動的ストライプを裏付けるものとして注目されている⁽³⁴⁾。

このように、動的ストライプは銅酸化物高温超伝導体に共通に存在しているように見えるが、動的ストライプが T_c の上昇にどれほど役立っているかについては明らかでない。今後、 $p=1/8$ 近傍だけでなく、最適ドープからオーバードープ領域において、動的ストライプの有無を検証すること、さらに、(その1)の図2に示した相図の上で、動的ストライプがどの温度あたりで形成され、擬ギャップの形成にどのように繋がっていくかを実験的に明らかにすることが望まれる。

(5) 電子-格子相互作用

電子対を形成する引力の主たる起源は反強磁性的スピンゆらぎであり、しかも、高 T_c の物質ほど T_c の同位体効果が小さい傾向にあることから、電子-格子相互作用は超伝導の発現にはあまり効いていないと考えられていた。しかし、最近、銅酸化物では電子-格子相互作用が意外と大きく、d波超伝導を助けている可能性があるとの指摘がなされた⁽³⁵⁾。そのきっかけは、LSCOやBi-2212等のARPESの実験に

図5 (a) $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO), (b) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212), (c) Pbドープの $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_2\text{O}_{6+\delta}$ (Bi-2201)の角度分解光電子分光で得られた電子のエネルギーバンド分散⁽³⁶⁾。波数 k' は $(0,0)$ から (π,π) 方向。 δ : Cuあたりのホール濃度。矢印はキングの位置を示す。

において、図5のように、フェルミ面から50–80 meV低いエネルギーあたりで電子のバンド分散の折れ曲がりが見測されたことである⁽³⁶⁾。このエネルギーが(4)で述べた縦光学的フォノンモードのエネルギーに対応していることから、バンド分散の折れ曲がりには電子-格子相互作用によるものであり、相互作用はかなり強いと指摘された。しかし、一方で、この折れ曲がりには電子と磁気励起との結合によるものであるという主張もあり、この論争の決着はついていない。

(6) 電子ドープ系

(その1)の7において、電子ドープ系はホールドープ系のオーバードープ領域に似ていると説明したが、ならば、電子ドープ系においても上で述べたような相分離が起こっているのだろうか。また、動的ストライプ相関は存在するのだろうか。興味深い問題である。中性子非弾性散乱の実験結果を見れば、図3(a)のようなストライプ相関はなさそうであるが、図3(c)のようなストライプ相関はあるかもしれない⁽³⁷⁾。非超伝導のアンダードープ領域の電気抵抗や熱伝導の振舞いを見ると、ホールドープ系のアンダードープ領域と同様に動的ストライプはありそうに思える⁽³⁸⁾。

電子ドープ系に関連して、最近内藤らによって発見されたT'構造のノンドープ薄膜 $\text{La}_{2-x}\text{Ln}_x\text{CuO}_4$ (Ln: Y, Sm, Eu, Tb, Lu)の超伝導は、電子-ホール対称性を否定するものであり、大変興味深い⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾。彼らは、イオン半径の小さなLnの部分置換と薄膜化によってT'構造の安定化と電子ドープ系で害となっている過剰酸素の除去に成功した結果、きれいなT'構造の母物質を得たと主張している。そして、(その1)の7で述べた通常のT'構造の超伝導体 $\text{Ln}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ に比べてa軸長が大きいので銅のマーデルングポテンシャルが低下し、(その1)の図4(b)に示した電荷移動エネルギーギャップが潰れ、単純な金属となって超伝導化したと解釈している。しかし、薄膜試料における酸素量の同定が困難であるため、酸素欠損によって電子がドープされて超伝導化した可能性は否定できていない。詳細な物性測定のためにもバルク

^{†2} 図3(a)に示したストライプ秩序において、ホールドメインの幅が2倍に広がれば、スピンドメインは2本足梯子格子系と見なすことができる。

図6 $\text{Pr}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15-\delta}$ の結晶構造.

試料の作製が望まれている。

また、松川らによって発見された $\text{Pr}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15-\delta}$ の超伝導 ($T_c = 16 \text{ K}$) も興味深い⁽⁴¹⁾。この物質は、図6のように、 CuO_2 面の他に1次元的な CuO 鎖と Cu_2O_2 二重鎖を有する層状ペロブスカイトであり、還元処理によって超伝導が発現する。NQRの実験から、 $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ と同様に CuO_2 面は超伝導を担っておらず、 Cu_2O_2 二重鎖が超伝導を担っている電子ドーピング型超伝導体であると推測されている。これが真実であれば、 CuO_2 面以外で超伝導を示す銅酸化物としては、 Cu_2O_3 面 (通称: 2本足スピン梯子格子面) で超伝導を示す $(\text{Ca}, \text{Sr})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ に次ぐ第2の物質であり、詳細な研究のために単結晶試料の作製が望まれている。

3. おわりに

前回の(その1)の話で、銅酸化物が発現した高温超伝導が、銅スピン間の超交換相互作用に基づく反強磁性的スピンゆらぎを媒介としたd波の対称性をもった電子対の凝縮によるものであることはご理解いただけたと思うが、物質系によって異なる T_c を決定しているパラメータについては、(その1)の6で述べたような大まかな経験則は得られているものの、まだ十分に理解されているとはいえない。しかし、最近、ARPESの実験精度が著しく向上し、 T_c の物質依存性を電子バンド構造(フェルミ面)の違いから理解する研究が進んできた⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾。 k 空間の $(\pm\pi, 0)$ ($0, \pm\pi$) 付近で発達している擬ギャップの同定や、(5)で述べたような電子バンド分散の折れ曲がりの発見は、まさに、ARPESの実験精度の向上のお陰である。今後、実験がLSCOやBi-2212以外の系にも及ぶことによって、 T_c の物質依存性の理解が進むことが期待される。ARPESが k 空間の情報を提供してくれるのに

対して、実空間の情報を提供してくれるSTM・STSの技術も近年著しく発展した。STM・STSには常に表面の特殊な状態を見ているのではないかと懸念が付きまとうが、実験する物質系のバラエティを増すことによって、より信頼性の高い情報が得られるものと期待される。また、電子対形成の主役を演じているスピンの基底状態の詳細とともに、(4)で述べたような高エネルギー領域におけるスピンの励起状態を理解することも T_c の物質依存性を理解するひとつの鍵であると思われる。幸い、東海村に建設中の大強度陽子加速器施設(J-PARC)が2008年度から稼働する予定であるので、国内で高精度のミュオンスピン緩和実験や高エネルギー領域の中性子非弾性散乱実験が可能になり、研究の進展が大いに期待される。これらの実験には良質な単結晶試料が不可欠であるが、そこは日本の研究者の得意なところでもあり、高温超伝導の本当の理解に到達するのはそれほど先のことではないように思われる。その暁には、高温超伝導物質の探索あるいは設計の指針が確立し、より高い T_c をもつ物質(究極には室温超伝導物質)が得られることを期待している。

本稿(その1、その2)では、総合的で直感的な理解を目指したため、原著論文を正確には引用していないことをお許しいただきたい。また、今回の2の記述には筆者の主観(偏見)がかなり入っており、間違ったことを記しているかもしれない。そこは、最近出版された解説論文⁽⁴⁴⁾⁻⁽⁴⁸⁾や単行本⁽⁴⁹⁾⁻⁽⁵⁴⁾で補っていただくとともに、ご指摘いただければ幸いです。

最後に、日頃から理論的研究についてご教示いただいている遠山貴巳、小形正男、土浦宏紀、柳瀬陽一の各氏に、この場を借りて感謝申し上げます。

文 献

- (1) 小池洋二: まてりあ, **45**(2006), 527-534.
- (2) S. H. Pan, J. P. O'Neal, R. L. Badzey, C. Chanmon, H. Ding, J. R. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. K. Gupta, K.-W. Ng, E. W. Hudson, K. M. Lang and J. C. Davis: Nature, **413**(2001), 282.
- (3) K. M. Lang, V. Madhavan, J. E. Hoffman, E. W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida and J. C. Davis: Nature, **415**(2002), 412.
- (4) Y. Yanase, T. Jujo, T. Nomura, H. Ikeda, T. Hotta and K. Yamada: Phys. Rep., **387**(2003), 1.
- (5) J. W. Loram, J. L. Tallon and W. Y. Liang: Phys. Rev. B, **69**(2004), 060502(R).
- (6) Y. Kohsaka, K. Iwaya, S. Satow, T. Hanaguri, M. Azuma, M. Takano and H. Takagi: Phys. Rev. Lett., **93**(2004), 097004.
- (7) Ch. Niedermayer, C. Bernhard, U. Binniger, H. Glöckler, J. L. Tallon, E. J. Ansaldo and J. I. Budnick: Phys. Rev. Lett., **71**(1993), 1764.
- (8) Y. J. Uemura, A. Keren, L. P. Le, G. M. Luke, W. D. Wu, Y. Kubo, T. Manako, Y. Shimakawa, M. Subramanian, J. L. Cobb and J. T. Markert: Nature, **364**(1993), 605.
- (9) C. Bernhard, J. L. Tallon, Th. Blasius, A. Golnik and Ch. Niedermayer: Phys. Rev. Lett., **86**(2001), 1614.
- (10) Y. Tanabe, T. Adachi, T. Noji and Y. Koike: J. Phys. Soc. Jpn., **74**(2005), 2893.
- (11) J. W. Loram, K. A. Mirza, W. Y. Liang and J. Osborne: Physi-

- ca C, **162-164**(1989), 498.

(12) S. Ohsugi, Y. Kitaoka and K. Asayama: *Physica C*, **282-287**(1997), 1373.

(13) T. Masui, M. Limonov, H. Uchiyama, S. Lee, S. Tajima and A. Yamanaka: *Phys. Rev. B*, **68**(2003), 060506(R).

(14) M. Oda, T. Nakano, Y. Kamada and M. Ido: *Physica C*, **183**(1991), 234.

(15) J. L. Tallon and J. W. Loram: *Physics C*, **349**(2001), 53.

(16) 安藤陽一: 固体物理, **38**(2003), 1.

(17) 北岡良雄: 固体物理, **37**(2002), 433.

(18) K. Kakuyanagi, K. Kumagai, Y. Matsuda and M. Hasegawa: *Phys. Rev. Lett.*, **90**(2003), 197003.

(19) B. Lake, H. M. Ronnow, N. B. Christensen, G. Aeppli, K. Lefmann, D. F. McMorrow, P. Vorderwisch, P. Smeibidl, N. Mangkorntong, T. Sasagawa, M. Nohara, H. Takagi and T. E. Mason: *Nature*, **415**(2002), 299.

(20) K. Kudo, M. Yamazaki, T. Kawamata, T. Adachi, T. Noji, Y. Koike, T. Nishizaki and N. Kobayashi: *Phys. Rev. B*, **70**(2004), 014503.

(21) J. E. Hoffman, E. W. Hudson, K. M. Lang, V. Madhavan, H. Eisaki, S. Uchida and J. C. Davis: *Science*, **295**(2002), 466.

(22) T. Hanaguri, C. Lupien, Y. Kohsaka, D.-H. Lee, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi and J. C. Davis: *Nature*, **430**(2004), 1001.

(23) P. A. Lee, N. Nagaosa, T.-K. Ng and X.-G. Wen: *Phys. Rev. B*, **57**(1998), 6003.

(24) 内田慎一: 固体物理, **34**(1999), 873.

(25) 山田和芳, 藤田全基: 日本物理学会誌, **58**(2003), 735.

(26) S. A. Kiverson, I. P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganessian, J. M. Tranquada, A. Kapitulnik and C. Howald: *Rev. Mod. Phys.*, **75**(2003), 1201.

(27) K. Yamada, C. H. Lee, K. Kurahashi, J. Wada, S. Wakimoto, S. Ueki, H. Kimura, Y. Endoh, S. Hosoya, G. Shirane, R. J. Birgeneau, M. Greven, M. A. Kastner and Y. J. Kim: *Phys. Rev. B*, **57**(1998), 6165.

(28) T. Adachi, S. Yairi, K. Takahashi, Y. Koike, I. Watanabe and K. Nagamine: *Phys. Rev. B*, **69**(2004), 184507.

(29) 阿子島めぐみ, 小池洋二, 渡邊功雄: 固体物理, **37**(2002), 169.

(30) J. M. Tranquada, H. Woo, T. G. Perring, H. Goka, G. D. Gu, G. Xu, M. Fujita and K. Yamada: *Nature*, **429**(2004), 534.

(31) S. M. Hayden, H. A. Mook, Pengcheng Dai, T. G. Perring and F. Dogan: *Nature*, **429**(2004), 531.

(32) S. Iikubo, M. Ito, A. Kobayashi, M. Sato and K. Kakurai: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **74**(2005), 275.

(33) T. Niemöller, H. Hünnefeld, T. Frello, N. H. Andersen, N. Ichikawa, S. Uchida and J. R. Schneider: *J. Low Temp. Phys.*, **117**(1999), 455.

(34) D. Reznik, L. Pintschovius, M. Ito, S. Iikubo, M. Sato, H. Goka, M. Fujita, K. Yamada, G. D. Gu and J. M. Tranquada: *Nature*, **440**(2006), 1170.

(35) 内田慎一, 永長直人: 日本物理学会誌, **58**(2003), 182.

(36) A. Lanzara, P. V. Bogdanov, X. J. Zhou, S. A. Keller, D. L. Feng, E. D. Lu, T. Yoshida, H. Eisaki, A. Fujimori, K. Kishio, J.-I. Shimoyama, T. Noda, S. Uchida, Z. Hussain and Z.-X. Shen: *Nature*, **412**(2001), 510.

(37) K. Yamada, K. Kurahashi, T. Uefuji, M. Fujita, S. Park, S.-H. Lee and Y. Endoh: *Phys. Rev. Lett.*, **90**(2003), 137004.

(38) X. F. Sun, Y. Kurita, T. Suzuki, S. Komiya and Y. Ando: *Phys. Rev. Lett.*, **92**(2004), 047001.

(39) A. Tsukada, Y. Krockenberger, M. Noda, H. Yamamoto, D. Manske, L. Alff and M. Naito: *Solid State Commun.*, **133**(2005), 427.

(40) 内藤方夫: 日本応用磁気学会第136回研究会資料, (2004), 5.

(41) M. Matsukawa, Y. Yamada, M. Chiba, H. Ogasawara, T. Shibata, A. Matsushita and Y. Takano: *Physica C*, **411**(2004), 101.

(42) 藤森 淳, 吉田鉄平: *パリティ*, **19**, No. 11(2004), 4.

(43) 佐藤宇史, 松井浩明, 高橋 隆: *応用物理*, **74**(2005), 1305.

(44) 内田慎一, 北澤安一, 佐藤正俊, 福山秀敏: *パリティ*, **18**, No. 4(2003), 4.

(45) 守谷 亨: 日本物理学会誌, **58**(2003) 616; **59**(2004), 791.

(46) 小形正男: 日本物理学会誌, **59**(2004), 796.

(47) 田島節子: *応用物理*, **73**(2004), 22.

(48) J. Orenstein and A. J. Millis: *Science*, **288**(2004), 468.

(49) 内野倉國光, 前田京剛, 寺崎一郎: 高温超伝導体の物性, 培風館, (1995).

(50) 伊達宗行監修, 福山秀敏, 山田耕作, 安藤恒也編: 大学院物性物理 2—強相関電子系—, 講談社サイエンティフィク, (1997), 113-268.

(51) 立木 昌, 藤田敏三編: 高温超伝導の科学, 裳華房, (1999).

(52) 黒木和彦, 青木秀夫: 多体電子論Ⅱ 超伝導, 東京大学出版会, (1999).

(53) 小形正男: 高温超伝導研究最前線, 共立出版, (2001).

(54) 超伝導分科会スクールテキスト, 高温超伝導体(上)—物質と物理—, 応用物理学会, (2004).

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★

小池洋二
1980年 東京大学大学院理学系研究科物理学専門課程
博士課程修了
1980年 東北大学金属材料研究所助手
1989年 東北大学工学部応用物理学科助教授
1996年 4月一現職
専門分野：低温固体物性
高温超伝導の発現機構の解明を目指した高温超伝導物質
および関連物質の物性研究と新しい高温超伝導物質
の探索的研究に従事。最近は、低次元量子スピン系に
おけるスピンの運ぶ熱伝導の研究も行っている。

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★