酸化物高温超電導の理論的考察

倉 本 義 夫*

1. はじめに

酸化物高温超電導体の発見は、トランジスターの発明に優るとも劣らない応用上の可能性を秘めていると考えられる。同時に、物性論の観点から見ても、今までの超電導とは質的に異なるところがあるという点で深い興味がある。特に、フォノンによる電子間引力では考えにくい諸現象が見出されたことから、超電導の機構についての研究が非常に活発になっている。的確なモデルを用いて、超電導の機構についての理解が深まれば、更に高い転移温度 T_c を持つ物質の開発に対する指針も得られよう。本稿の目的は、実験的な知見に立脚して、なぜ高い T_c が出現するのかという問題についての理論的考察を提供することにある。そのためにまず、酸化物高温超電導体の特徴を超電導機構との関連に注目して概観する。現時点では、機構についての最終的な解明がなされていない事情を考慮し、複数の有力な考え方を紹介したい。

2. 酸化物高温超電導体の特徴

(1) 伝導電子の数と反強磁性的相互作用

$\text{La}_{2-x}(\text{Ba}, \text{Sr})_x\text{CuO}_4$ (以後 La-Ba-Cu-O とも呼ぶ) および $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_{7-y}$ (Ba-Y-Cu-O とも呼ぶ) の最も顕著な特徴は、 T_c 以上の温度では通常の金属よりもはるかに大きい抵抗率を持ち、作成条件のわずかな変化で絶縁体になる、ということである。実際、Bednorz と Müller が初めて La-Ba-Cu-O を報告した論文⁽¹⁾では、 T_c より少し高い温度での抵抗率は $1 \times 10^{-4} \Omega\text{m}$ のオーダーであり、温度変化も金属的ではない。その後試料が改良されるにつれて、 T_c 直上での抵抗は約 2 桁下がり、温度変化も金属的になることが見出された。

電子の運動に関する情報は、反射スペクトルを測るこ

とによっても得られる。図 1 から明らかなように、反射率は遠赤外領域で既に 1 から大きくはずれる。La-Ba-Cu-O のプラズマ振動エネルギー $\hbar\omega_p$ は 0.8 eV[†] 程度と評価される。この値は単純金属より 1 桁小さく、また Sr や Ba の量に殆んど依存しない。一方 Ba-Y-Cu-O の $\hbar\omega_p$ は 1.5 eV 程度と見積もられている⁽³⁾。電子密度 n と有効質量 m^* 、および光学的誘電率 ϵ_∞ を用いると、

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi ne^2}{m^*\epsilon_\infty} \quad (1)$$

の関係があるので、 $n/m^*\epsilon_\infty$ は単純金属の 1/100 程度になっていることがわかる。ここで ϵ_∞ は 4 程度と評価されている。ホール係数は、La-Ba-Cu-O、Ba-Y-Cu-O 共に正であり、その大きさから、キャリアー密度は $5 \times 10^{27} \text{m}^{-3}$ 程度と推定されている⁽²⁾。

超電導状態では、マイスナー効果が観測されている。 T_c より十分低い温度 T での磁場の侵入長 λ は、La-Ba-Cu-O では 200~250 nm 程度⁽⁴⁾、Ba-Y-Cu-O では 140 nm 程度⁽⁵⁾と評価されている。 λ が大きいことは、光速を c として $\lambda = c/\sqrt{\epsilon_\infty} \omega_p$ と与えられることから理解できる。一方、臨界磁場 H_{c2} を $T \ll T_c$ に外挿して、コヒーレンス長 ξ を見積ると、1~3 nm となる⁽⁶⁾⁽⁷⁾。これは電子対のひろがりだが、基本格子の数倍しかないことを意味する。 λ/ξ が大きいことから、酸化物高温超電導体は極端な第 2 超電導体と見なせる。

図 1 酸化物超電導体の反射スペクトル⁽²⁾。

† 1 eV $\equiv 1.6 \times 10^{-19}$ J

* 東北大学助手；工学部応用物理学科

Theoretical Analysis of High-Temperature Superconductivity in Oxides; Yoshio Kuramoto (Dept. of Applied Phys., Faculty of Eng., Tohoku Univ., Sendai)

Keywords: superconductivity, oxides, superexchange, polaron effect, electron-phonon interaction, Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory, exciton mechanism, resonating valence bonds, isotope effect, theoretical analysis

1987 年 8 月 19 日受理

Ba や Sr を含まない La_2CuO_4 は半導体になる。この系では 250 K 付近で Cu のスピンの反強磁性秩序を示す。転移温度は試料の作り方に敏感であり、100 K 以下になることもある。磁気モーメントの大きさは、Cu 1 イオンあたり約 $0.5 \mu_B$ であり、 Cu^{2+} のモーメントの半分程度になっている⁽⁸⁾。このように大きいモーメントは、3d 電子のバンド幅と同程度か、あるいはより大きいクーロン反発力 U が存在することを示唆する。室温以上の帯磁率の大きさのオーダーは Ba や Sr をドーピングしても変化しないが、反強磁性秩序はすぐに消失 (Sr では 6% 程度)、超電導体になる⁽⁹⁾。少量のドーピングで局所的な物質パラメータが変化することは考えにくいので、 U は超電導状態でも大きい筈である。実際、光電子分光の解析から $U \sim 5 \text{ eV}$ と推定されている⁽¹⁰⁾。一方、隣接スピンの交換相互作用 J の大きさは、反強磁性秩序が高い温度で起こることや、超電導になる試料では常温以上までパウリ常磁性に似た温度変化が見られることを考慮すると、 $J/k_B \sim 10^3 \text{ K}$ と見積もられる。すなわち、見かけのパウリ常磁性は相関効果が小さいことを意味しない。従って超電導状態においても、強い反強磁性の相関が共存しているはずである。Ba-Y-Cu-O 系では、試料の大きさの制約から、磁気的中性子散乱の報告は未だなされていない。Cu 1 イオンあたりの帯磁率は、La-Ba-Cu-O と Ba-Y-Cu-O で大差がないので、 J の大きさの程度も類似していると思われる。反強磁性の相関の強さを直接測定する努力は、既になされている可能性がある。

さて、光電子分光はフェルミ単位付近の状態密度 $\rho(\epsilon)$ に関する有力な情報を与える。この結果、フェルミ単位での値 $\rho(0)$ は La-Ba-Cu-O と Ba-Y-Cu-O 共に非常に小さいことがわかった。後者では、Cu 単体の $1/10$ 以下とする報告もある⁽¹¹⁾。図 2 に結果の一例を

示す。ただし、光電子分光は表面の状態に敏感であるため、O の欠損がどの程度影響しているかを検証する必要がある。高い T_c と低い $\rho(0)$ の組み合わせは、超電導の常識を覆すものである。一方、パウリ常磁性的な帯磁率をランダウのフェルミ流体理論にそって理解しようとすると、準粒子の状態密度 $\tilde{\rho}(0)$ は Cu 単体よりもむしろ大きくなる。光電子分光の結果を受け入れると、 $\rho(0)$ と $\tilde{\rho}(0)$ の大きな違いは、準粒子が強い多体的な相互作用により生じたことに帰せられる。

(2) 超電導電子の異方性

La-Ba-Cu-O の結晶構造から、伝導電子は強い 2 次元性格を持っていると期待される。このことは単結晶試料を用いた反射スペクトルや臨界磁場の測定から実証されている。またバンド計算によると、伝導帯は Cu の 3d (x^2-y^2) 軌道と O の 2p(x, y) 軌道の反結合状態で構成されていて、2 次元性である。一方 Ba-Y-Cu-O に対するバンド計算も行なわれていて、2 次元的なバンドと共に 1 次元的なバンドが存在することが示されている⁽¹²⁾。後者は b 軸に平行な CuO_4 クラスターの鎖に伴うものである。正方晶状態では、鎖が乱れ、超電導も消失するので、高い T_c の原因を 1 次元電子に帰する見方がある⁽¹³⁾。一方、Ba-Y-Cu-O の単結晶試料で H_{c2} を測定すると、磁場が c 軸と平行な場合に T_c の低下が大きいことがわかる⁽⁷⁾。このことは、 ab 面内の 2 次元電子が超電導に寄与していることを示唆する。全体としての超電導が 3 次元性であることはもちろんであるが、結晶構造のどのような特徴が高い T_c に効いているのかを調べることは、超電導機構の同定のためにも意義深いと思われる。

3. なぜ転移温度が高いのか

(1) バンド的な見方

超電導の BCS 理論に従うと、 T_c はフォノン交換による電子間引力と $\rho(0)$ の積で決まる定数 g 、およびフォノンの特性振動数 ω_B を用いて

$$k_B T_c = \hbar \omega_B \exp(-1/g) \quad (2)$$

と与えられる。 T_c の上昇をもたらす要因は、第 1 に g が大きいこと、第 2 に ω_B が大きいことである。酸化物高温超電導体を BCS 理論の枠内で理解しようとする試みのうち、最も定量的な Weber の結果を紹介しよう⁽¹⁴⁾。La-Ba-Cu-O において、Cu をとりまく O_4 の膨張・収縮の運動は、O が軽いために大きい振動数 ($500 \sim 600 \text{ cm}^{-1}$) を持つ。また伝導帯が Cu の 3d と O の 2p の混成軌道であるため電子・フォノン相互作用が大きい。更に、2 次元的な伝導帯が半分程度満たされているので、フェルミ単位が van Hove 特異点の近傍にあり $\rho(0)$ も

図 2 フェルミ単位 (E_F) 付近の光電子放出スペクトル。(b) はその拡大図である⁽¹¹⁾。

大きくなる。これらの相乗作用の結果、40 K 程度の T_c が出現すると論じられた。しかし Weber の計算では、3d 電子間の相関効果が無視されている。

Ba-Y-Cu-O の 2 次元的な伝導帯の構造は、La-Ba-Cu-O と類似しているが、前者の T_c は 90 K と格段に高い。Weber の議論からは、このように高い T_c は説明できない。Ba-Y-Cu-O での BCS 機構を否定する最も鮮かな実験結果は、この系では同位元素効果が観測されなかったことである⁽¹⁵⁾。 ^{16}O を ^{18}O で置換すると、式(2)に現れる ω_B は小さくなる。一方、 g は同位元素置換で殆ど変化しないので、BCS 機構では T_c の減少が期待される訳である。一方、 $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ では同位元素効果が存在する⁽¹⁶⁾。電子・フォノン相互作用が、高温超電導に本質的に重要であるか否かは、未だ不確定であるが、この系には強い電子間相互作用のみならず、強い電子・フォノン相互作用も存在していることは確実と思われる。

さて、式(2)でフォノンの代わりに、より大きい特性振動数を持つ分極媒質が電子間の引力をもたらすことがあれば、 ω_B の因子の効果で T_c が上昇する。分極として古くから提唱されているものに励起子がある。酸化物高温超電導体では、 $\text{Cu}^{2+}\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Cu}^+\text{O}^-$ の電荷移動に対応する励起子が高い T_c の原因である、と議論されている⁽¹⁷⁾。La-Ba-Cu-O の反射率から、分散関係を用いて光学的伝導度 $\sigma(\omega)$ を求めると、 $\hbar\omega \sim 0.5 \text{ eV}$ にピークが認められる場合があり、これが励起子によるものとされた。しかし、この現象は多結晶の試料に特有のものであり、分散関係の不適切な使用に起因する可能性が高い。実際、単結晶試料の c 軸に平行に光を入射させた実験では $\sigma(\omega)$ にはピークが現われない⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。従って今のところ、励起子の存在の根拠は認められない。

電子間引力の媒体としては、この外にプラズマ振動やスピンの揺動が提唱されている。これらに対応する $\hbar\omega_B$ が、フェルミエネルギーに比べて無視できない程の大きになると、式(2)を導出した際の前提(ミグダルの定理と呼ばれる)がくずれてしまう。新たに効てくる効果を考慮すると、 ω_B の増大に伴って T_c が単調に増大することはなくなる。このような効果を考慮して T_c を評価する努力もなされているが、結果は近似の仕方強く依存している⁽²⁰⁾。

(2) 局在電子的な見方

3d 電子間の反発力 U が大きいことから、むしろ局在電子の描像から出発し、隣りの Cu イオンへのとび移り積分 t を摂動として考える立場も可能である。バンド計算によると、2 次元的電子の t は 0.5 eV 程度と見積もられる。遷移金属の酸化物では、隣り合う遷移金属イオンの d 電子間に $J = 2t^2/U$ で与えられる反強磁性的

図3 超交換相互作用による反平行スピン間の引力の起源。(a)では、2次の摂動エネルギーが存在するが、(b)ではパウリの排他律により、エネルギーの低下がない。

な交換相互作用が働くことが古くから知られている。図3に J の起源を示す。 t は実際には O の 2p 電子を介してのとび移りなので、 J を超交換相互作用と呼ぶ。さて、 J による反平行スピン間の引力で電子対が形成される可能性がある。これは、酸化物超電導体とは別の文脈で Hirsch により指摘されていた⁽²¹⁾。一方、電子対が反強磁性的に結合していながら、長距離秩序のない状態は、Anderson により Resonating Valence Bond (RVB) 状態と名付けられている⁽²²⁾。Anderson の主張によると、電子数が格子点の数よりも少ない場合には、RVB 状態は超電導になる。そこで、以後 J の引力による電子対形成の機構を超交換機構と呼ぶことにする。

超交換機構で実際に高い T_c が得られるかを調べるために、1つの伝導帯だけに注目し、他の軌道を無視する単純化を行なう。次のモデルを考察しよう。

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle} \sum_{\sigma} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma} + U \sum_i c_{i\uparrow}^{\dagger} c_{i\downarrow}^{\dagger} c_{i\downarrow} c_{i\uparrow} \quad (3)$$

ここで $\langle ij \rangle$ は最隣接格子対、 $c_{i\sigma}^{\dagger}$ と $c_{j\sigma}$ は各々の格子点において伝導電子の生成と消滅を表す演算子である。多くの研究は、かなり粗い近似を用いて、このモデルの超電導を論じているが⁽²³⁾、1次元系の場合には、厳密解が存在することに注意したい。厳密解によると、基底状態では反強磁性的な相関が発達しているが、長距離秩序はなく、電子対の形成もおこらない⁽²⁴⁾。一方、2次元正方形格子では、モンテカルロ法による数値解が得られており⁽²⁵⁾、それによるとやはり電子対は形成されない。ただし、系の大きさは $6 \times 6 = 36$ 格子点と、あまり大きくはない。 J による引力にもかかわらず、電子対が形成されないのは、同じ格子点上の電子の間の強い斥力のためである。斥力を避けるために、電子対の波数関数としては BCS 機構での s 波ではなく、原点で零になる d 波が有利になる (p 波は反平行スピン対では禁止される)。d 波の波動関数は急峻な距離依存性を持つので、電子対の形成は t の程度の運動エネルギーの増大を伴う。従って t が J よりも十分大きければ、電子対の形成は不可

能になる． $t \ll U$ の条件下では， $J = 2t^2/U$ は t よりも小さい．従って，2次元におけるこのモデルの基底状態としては，数値解が示すように⁽²⁵⁾，電子数と格子点数が等しい場合には反強磁性，それからずれる場合には反強磁性相関の強い常磁性，という描像が自然であろう．またずれが小さい場合には，強磁性が生ずる可能性も指摘されている⁽²⁶⁾．後に詳しく説明するように，筆者らは，超交換機構は電子・フォノン相互作用に助けられると，電子対形成に至ると考えている．

さて，La-Ba-Cu-O において，Cu は 2 価であり，ドーピングは O の 2p 正孔を作る，とする考え方がある⁽²⁷⁾．これは，光電子分光で Cu^{3+} に対応するスペクトルが観測されないことと整合する．2p 正孔間には，Cu の 3d 電子を介する一種の超交換相互作用が働く，と議論されている．その際 3d 電子間にも超交換相互作用が働いていることが肝要である．Emery によると，この機構での T_c は式(2)の ω_B を 2p 電子のフェルミエネルギー (~ 600 K) で置き換えた形で与えられ， g は 0.3 程度と見積もられている⁽²⁷⁾．

超交換機構や励起子機構では，フォノンは超電導に関与していない．この点は，Ba-Y-Cu-O で同位元素効果が存在しなかった点と整合する．しかし， $\text{La}_{1.85}\text{-Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ で同位元素効果が報告されていることから，フォノンも何らかの役割を果たしている，と考えざるを得ない．La-Ba-Cu-O と Ba-Y-Cu-O は結晶構造も電子構造も類似点が多いので，別々の超電導機構に関与しているとは考えにくい．電子・フォノン相互作用と，電子間相互作用が特別な割合で働く場合には，同位元素効果が消失する可能性もある．そこで，以下に超交換相互作用と電子・フォノン相互作用の両方が，超電導に効いているとする考え方を紹介する．

高温超電導体の Cu を囲む構造は，立方対称性を持つ CuO_6 クラスタが， Cu^{2+} の協力的ヤーン・テラー効果により， CuO_4 クラスタと，より離れた 2 つの O に変形したものとみなせる．上村は， Cu^{3+} 状態では，3d の正孔は $3d(3z^2-r^2)$ 軌道にはいり，これらの正孔対がヤーン・テラー歪を変化させながら，コヒーレントに運動する，という描像を提出している⁽²⁸⁾．正孔間の引力としては，超交換相互作用が考えられているが，その大きさは， $3d(3z^2-r^2)$ と O の 2p 軌道との重なり積分が小さいため， Cu^{2+} スピンの反強磁性相互作用 J の 1/4 程度になる．このモデルでの T_c は重なり積分の減少に対応して， La_2CuO_4 のネール温度の 1/4 程度と見積もられている⁽²⁸⁾．

一方，式(3)のモデルを，強い電子・フォノン相互作用も考慮するように拡張するモデルも提出されている⁽²⁹⁾．単独の電子が，フォノンの衣をまとって重くなる効果は，ポーラロン効果として知られている．この効果

により，とび移り積分 t はより小さい値 $\tilde{t}$ に減少する．ところが， J はポーラロン効果で減少せず， $2t^2/U$ のままであることが示されている⁽²⁹⁾．そこで，元々の超交換機構において電子対の形成を阻害していた運動エネルギーの比重が， J に比べて小さくなる．倉本と渡辺は，1次元と2次元の系で2電子問題を厳密に解き， $J/\tilde{t}$ が大きくなると電子対が形成される様相を調べている．図4は電子対の波動関数を示したものであり，最隣接格子点で最も振幅が大きくなっていることがわかる． T_c の値は，2次元系では電子数が格子点数に近い時に大きくなり， $\tilde{t}$ と J の比に強く依存する． T_c の最大値は $\tilde{t}$ が J の半分程度(この値を $\tilde{t}_{\text{opt}}$ と書く)の場合に実現され， $0.1J/k_B$ の程度になる．

このモデルの1つの特徴は，同位元素効果に対して新しい説明を与えるところにある．すなわち， ^{16}O を ^{18}O で置換してフォノンの振動数を下げると，ポーラロン効果が増大し， $\tilde{t}$ が減少することが示される．従って $\tilde{t}$ が $\tilde{t}_{\text{opt}}$ より小さければ，通常と同じ傾向の同位元素効果が現れるが，逆の場合には T_c は ^{18}O の置換でむしろ上昇する．更に $\tilde{t} \sim \tilde{t}_{\text{opt}}$ の場合には，同位元素効果は殆ど現れない．Ba-Y-Cu-O がこれに対応する場合で，La-Ba-Cu-O では $\tilde{t} < \tilde{t}_{\text{opt}}$ になっていると解釈される．

ポーラロン効果は，フォノンよりもはるかに大きい励起エネルギーが関与する現象には現れない．例えば，光電子分光で見られる $\rho(\epsilon)$ には， $\tilde{t}$ ではなく t が反映するものと期待される．一方，比熱や帯磁率等の熱力学的諸量には，ポーラロン効果で増大した $\tilde{\rho}(\epsilon)$ が関与する．

図4 1次元系(1D)と2次元系(2D)における電子対波動関数⁽²⁹⁾． Δ は束縛エネルギー， x は格子定数を単位にした電子間の距離を表す．

(3) スピン 0 の正孔のボース凝縮

最近 Anderson らは、RVB 状態の超電導は電子対の流れではない、とする斬新な説を唱えている⁽³⁰⁾。正方格子上で隣接する 2 つのスピントムが対を作っている時に、1 つだけ不對スピンのあると、これは中性のスピン励起と見なされスピノンと呼ばれる。ここで 1 個の正孔が注入されると、正孔は不對スピンの結合し、スピン 0、電荷 +e の状態を作る。この状態はボース粒子と見なされ、それらのボース凝縮が RVB 状態の超電導に対応する、というのが理輪の荒筋である。 T_c はボース粒子の質量 m^* と密度 n で決まり、数% の正孔がある場合の T_c は 10^2 K 程度になると見積もられる。この説によると、 La_2CuO_4 において 550 K で起こる正方晶から斜方晶への相転移は、RVB 状態の形成に伴うものである。また T_c 以上の抵抗率が温度に比例するのは、2 次元的なボース粒子の弾性散乱として説明される。更に、 T_c 以下の比熱が T に比例する部分を含むのは、スピノンの励起スペクトルにギャップがないことによる。

4. 超電導機構の同定のために

現在、高温超電導の妥当なモデルは少数に絞られつつあるものの、決定版を同定するには至っていない。最も革新的な Anderson らのモデルは、ジョセフソン効果で電子対のトンネリングが観測されたことで⁽³¹⁾、既に否定されたように筆者には思えるが、もっと深遠な事情があるらしい。他より「保守的」なモデルの妥当性を判定するには、2 次元電子対の波動関数が s 波か d 波かを実験的に決定することが第 1 歩であろう。励起子機構は s 波、超交換機構は d 波、Emery の機構は s 波あるいは d 波を予言している。両者は、例えば磁場侵入長 λ の温度依存性で異なった振舞をする。初めに報告された実験では⁽⁵⁾、 Ba-Y-Cu-O の $\lambda(T)$ は s 波と整合するとされたが、後の実験は d 波の方を支持している⁽³²⁾。より精密な実験でこの問題を解決することが切に望まれる。

超電導状態のエネルギー・ギャップ Δ は、BCS 理論によると、 $T \ll T_c$ において

$$2\Delta = 3.5k_B T_c. \quad (4)$$

の関係を満たす。ただし電子・フォノン相互作用が強い場合には、BCS 機構でもこの関係から外れる場合がある。酸化物高温超電導体の Δ を測定する実験は、光学的手段やトンネル分光を用いている。光学的手段による Δ の評価はかなりばらついており、式(4)を満たす値かそれ以下とする報告が多いが、トンネル分光では反対に、式(4)よりも甚だしく大きい Δ が得られる場合もある。最も素朴な解釈は、試料の各部で Δ が異なっ

ていることであろうが、この喰い違いを d 波超電導での Δ の異方性によって説明する試みもある⁽³³⁾。トンネル分光の実験で最も顕著な効果は、 dI/dV 特性で $V = V_0$ に見られる基本的な構造の外に、 $2V_0$, $3V_0$ あるいは $3V_0$, $5V_0$ にも構造が存在することである⁽³⁴⁾。しかし実験によっては、付加的な構造が出ないこともある。これらの構造が物質本来の性質を反映するものなのか、あるいは接合部の外部的要因によるものなのかを明らかにする必要がある。

酸化物高温超電導体と類似した点を持つ物質として、 $\text{BaBi}_{1-x}\text{Pb}_x\text{O}_3$, LiTi_2O_4 等の $T_c \sim 10$ K の酸化物と、 CeCu_2Si_2 , UBe_{13} , UPt_3 等のいわゆる重い電子系が挙げられる。前者は金属・絶縁体転移の近傍で超電導になり、 BaBiO_3 は 1 eV 程度のエネルギー・ギャップを持つ半導体である⁽³⁵⁾。ちなみに、この物質はバンド理論によれば、金属になる筈のものである。これらの酸化物の同位元素効果を測定することができれば、超電導機構の解明に重要な情報をもたらすであろう。筆者は LiTi_2O_4 において通常とは逆の同位元素効果の出現を期待している。一方、重い電子系の T_c は 1 K 程度であるが、比熱や帯磁率から見積もられる有効バンド幅が 10 K のオーダーであることを考慮すると、高温超電導体と見なすべき面を持っている。重い電子系の超電導に、電子・フォノン相互作用が効いている可能性も残されているが、反強磁性的なスピンのゆらぎを介して異方的な電子対が形成されている、とする見方が優勢になっている⁽³⁶⁾。その根拠は、熱力学的諸量、輸送係数、および超音波吸収の測定から、 Δ がフェルミ面の一部で消えることがわかったこと、更に UPt_3 では、反強磁性的相関の存在が中性子散乱で示されていること等である。重い電子系の基本的なモデルは、ほぼ定まっているが、酸化物高温超電導体では、出発点のモデルさえ百家争鳴の状態にある。決定的なモデルを同定するためには、良い試料で基本的な物理量を求める、という正攻法が必要とされよう。

5. おわりに

高温超電導のように目ざましい現象でありながら、その機構が定性的にもわからない、という現状は、近來の物性物理学ではまれな状況である。物理の概略はわかった上で、定量的測定や数値計算の洗練を競うという方向と比べると、高温超電導の問題は、英雄時代の物理学の再来を思わせる雄大なスケールを備えている。現在の実験技術は、BCS 理論が誕生した頃とは比較にならない多様性と精密さを兼ね備えているので、不適当なモデルは急速に淘汰され、近い将来に高温超電導の決定的機構が明らかになるものと思われる。本稿は、筆者の力不足

と時間的制約のため、舌足らずの箇所が多いことを恐れている。また、文献の引用にも不備が多くあるが、ご海容を願う次第である。この拙文が超電導研究の情報洪水の中で、当座の道しるべの 1 つになり得れば幸甚である。最後に、日頃酸化物の超電導に関する議論をしていただき、また有益な情報をご教示いただいていることに対し、同じ学科の渡辺 剛、斎藤好民両先生に謝意を表します。

文 献

- (1) J.G.Bednorz and K.A.Müller : Z. Phys., B64(1986), 189.
- (2) S.Uchida *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys. Suppl., 26-3 (1987), 1105.
- (3) J.Orenstein *et al.* : Phys. Rev., B36(1987), 729.
- (4) G.Aeppli *et al.* : Phys. Rev., B35(1987), 7129; W.J.Kossler *et al.* : Phys. Rev., B35(1987), 7133.
- (5) D.R.Harshman *et al.* : Phys. Rev., B36(1987), 2386.
- (6) K.Murata *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys., 26(1987), L473.
- (7) Y.Iye *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys., 26(1987), L1057.
- (8) D.Vaknin *et al.* : Phys. Rev. Lett., 58(1987), 2802.
- (9) L.F.Schneemeyer *et al.* : Phys. Rev., B35(1987), 8421.
- (10) A.Fujimori *et al.* : Phys. Rev., B35(1987), 8814.
- (11) P.Steiner *et al.* : Z. Phys., B67(1987), 19.
- (12) S.Massida *et al.* : Phys. Lett., 122(1987), 198, 203.
- (13) I.K.Schuller *et al.* : Solid State Commun., 63(1987), 385.
- (14) W.Weber : Phys. Rev. Lett., 58(1987), 1371.
- (15) B.Batlogg *et al.* : Phys. Rev. Lett., 58(1987), 2333; L.C.Bourne *et al.* : Phys. Rev. Lett., 58(1987), 2337.
- (16) M.L.Cohen *et al.* : *Proc. Novel Mechanisms of Superconductivity*, Ed. by S.A.Wolf and V.Z.Kresin, Plenum, New York, to be published.
- (17) C.M.Varma, S.Schmitt-Rink and E.Abrahams : Solid State Commun., 62(1987), 681.
- (18) T.Koide *et al.* : 文献(16).
- (19) S.Tajima *et al.* : Physica B+C, to be published.
- (20) Y.Takada : 文献(16).
- (21) J.E.Hirsch : Phys. Rev. Lett., 54(1985), 1317.
- (22) P.W.Anderson : Science, 235(1987), 1196.
- (23) H.Fukuyama and K.Yosida : Jpn. J. Appl. Phys., 26(1987), L371; F.J.Ohkawa : J. Phys. Soc. Jpn., 56(1987), 2267.
- (24) H.Shiba : Phys. Rev., B6(1972), 930.
- (25) J.E.Hirsch : Phys. Rev., B31(1985), 4403.
- (26) H.Yokoyama and H.Shiba : J. Phys. Soc. Jpn., submitted.
- (27) V.J.Emery : Phys. Rev. Lett., 58(1987), 2794.
- (28) H.Kamimura : Jpn.J. Appl. Phys., 26(1987), L627; Proc. Adriatico Research Conf. on High Temp. Superconductors, World Sci., Singapore, to be published.
- (29) Y.Kuramoto and T.Watanabe : Solid State Commun., 63(1987), 821; Physica B+C, to be published.
- (30) P.W.Anderson *et al.* : Phys. Rev. Lett., 58(1987), 2790.
- (31) T.Yamashita *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys., 26(1987), L671.
- (32) H.R.Ott *et al.* : 文献(28).
- (33) S.Maekawa, H.Ebisawa and Y.Isawa : Jpn. J. Appl. Phys., 26(1987), L468.
- (34) I.Iguchi *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys., 26(1987), L645; M.Naito *et al.* : Phys. Rev., B35(1987), 7228.
- (35) 内田慎一, 田島節子, 北沢宏一, 田中昭二 : 固体物理, 20(1985), 955.
- (36) 三宅和正 : 日本物理学会誌, 42(1987), 760.