

高温超伝導——理論面でのむずかしさ

東大・工 大高一雄 (Kazuo Ohtaka)

I. 序

1986 年秋の高温超伝導体 (High Tc Superconductors, 以下, 「高温超伝導体」又は「高温超伝導 (High Tc Superconductivity)」の意味で HTS と記す) の発見は, 新素材として文明を一変させる程の可能性を持つが故に, 応用面ばかりでなく, 基礎的な研究分野にも強いインパクトを与えた。その常識をくつがえす高い Tc は, BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) による超伝導機構の解明 (1957 年) 以降も続いてきた, 格子振動 (以下フォノンと呼ぶ) に依拠しな超伝導の発現機構の研究をいかに低温物理の基礎研究の中心に引き出した感がある。しかしながら, 線引き, ジョセフソン素子化, 薄膜合成等の応用面での一応の成果に比べ, 基礎的な分野では, 発見後 2 年たった今でも満足すべき理解の段階には程遠いといえる。基礎的な実験についていえば, HTS の構造がやや複雑で解析が単純にいかんかったり, 試料の問題で, テータの再

現性が悪かったりすることが問題である。基礎理論については、従来の超伝導理論とは異った大まかのエネルギー・レベルが問題になるための難しさが克服できないこととか、強い電子相関が関与するため、伝統的な、物性物理の手法や概念の正当性が疑問視されていることなどがその困難さの原因である。しかし、群盲象をなでるといった感の2年前の状況と比べると、いくつかの難しさがわかってきて、そこから集中的に研究されたという点だけでも進歩したということもできよう。本稿は超伝導理論のHTSとつながるいくつかの側面をとりあげることから始めて、HTSの研究の現状をのぞき、その難しさの側面にスポットをあてることを試みる。

II. 従来の超伝導

BCS理論の骨子は次のようにまとめることができる。
 「2つの自由電子がフォノンのやりとりを通じて引力を及ぼし合い、束縛状態をつくることによって、運動量空間のフェルミ面近傍のすべての電子が、2ヶずつの対をつくる。これらの電子対からなる多電子系の基底状態は、それぞれが、規則的な位相関係をもって重なり合う秩序状態であって、励起状態との間に有限のエネルギー^差を有する。」運動量 \vec{k} で、スピンの↑の電子が対をつくるには、相手として $-\vec{k}$ の運動量を持

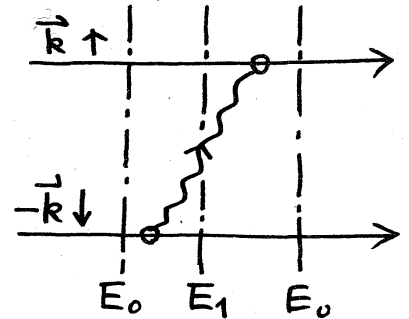
ち、スピンの下向き電子を選ぶことがエネルギー的に有利であることがわかっていいる。このような対は、2つのスピンの和がゼロだから *singlet* 対と呼ばれる。singlet 対では、2つの電子の束縛状態の対称性は $l=0$ (s状態), $l=2$ (d状態) ... といった l を単位として偶数の角運動量をもっている。これは対が電子というフェルミオンのつくる対であって、スピン部分が *singlet* の状態は、電子の交換に対して奇の対称性を持つから、空間部分は、偶の *parity* を持つ必要があるからである。triplet の超伝導対 (対のスピン和が1) は $l=1, 3, \dots$ という相対運動の対称性をもたねばならない。triplet 対の可能性がとりざたされている例外的な物質を除くと、今まで発見された超伝導体は、すべて *singlet* で $l=0$ の s波超伝導体である。HTS でもいろいろの実験から、s波超伝導が実現しているのは間違いないと思われている。

電子系が他の系と相互作用し、その系を励起する過程を考える。両者の相互作用を代表的に V と書けば、 V についての1次の摂動がなければ、2次摂動で、電子系の基底状態のエネルギーは、 V の符号にかかわらず必ず低くなることかわかる。このことから、フォノン励起が2電子間の状態の安定化 (= 引力の存在) を引き起こすことは容易にわかる。これは、(図1)の過程で、2電子の基底状態 (エネルギー E_0) が、中間状態

として、1つのフォノンを励起（その分だけ中間状態のエネルギーは高くなる。中間状態のエネルギーを E_1 とする）あると、そのエネルギーが

$$E_0^* = E_0 + \frac{|V|^2}{E_0 - E_1} \quad (1)$$

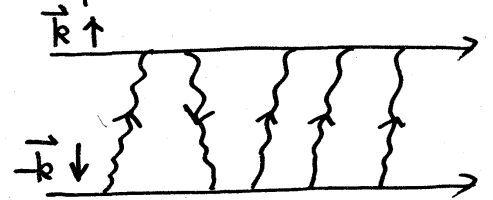
に変化するからである（ $E_0 < E_1$ のため $E_0^* < E_0$ ）。超伝導状態での



(図 1)

くらいのエネルギーが安定化するかは、対の束縛エネルギーの大きさによるから、 V について無限次の摂動を考慮したディラック・サルピーター方程式 (Bethe-Salpeter eq., BS eq., 相対運動 ^(=対する) Schrödinger 方程式の積分形) の解の極の位置を調べれば

わかる。小つうは、(図 2) に示すフォノンのやりとりを無限回くりかえすはしこ図形 (ladder 図形) をとり込めば良い近似になること



(図 2)

かわかっている。そのようにして、BCS理論での超伝導への転移温度 T_c を決めることができる：

$$T_c = \omega_D e^{-\frac{1}{g}} \quad (2)$$

ω_D はフォノンの振動数で、100 K (ケルビン、絶対温度100度のこと) から 200 K 程度の大まかである。 g は上で用いた $|V|^2$

から得られる無次元化した電子-フォノン相互作用の強さをあらわす係数である。ふつうの金属では $g \sim 0.1 \sim 0.2$ 程度である。したがって(2)から T_c は $100 \times e^{-5}$ K 程度で、高々 10K 程度にしかならない。

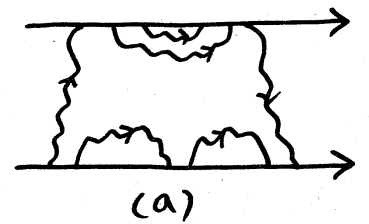
温度 T が T_c 以下での超伝導体の特長(抵抗がゼロ(直流抵抗の場合は、磁場が侵入できず Meissner 効果と同じこと — 磁場が侵入できなければ電場もゼロ)、比熱の T 依存性が指数関数的であること、電子系の励起のストラクチャーにはギャップ Δ があって、光吸収、音波吸収、磁気共鳴等にそれぞれ特有のエネルギー・温度依存性があらわれること等々)は、BCS 理論で見事に説明できる。HTS でも、これら種々の特長が、量的なちがいはあるが、相当程度実現している(いくつか、ちがった質的な違いもあることを忘れてはならない)ので、対形成以後の物理量の計算は、BCS 的にやってみよう、あるいは補正するとしても以下で述べる強結合理論程度で済まそうとは、大方の見方といってよい。したがって、どういう機構で電子対が束縛状態をつくるかということが、さしあたっての、しかし HTS に関して最も重要な集中的に研究すべきテーマとなる。(1), (2) 式を認めれば、 ω_0 大、 g 大なら T_c が高くなるし、 V_0 の符号は g には無関係であったから、引力の起源はきわめて一般的にいえることになる。HTS

が発見される前から、いろいろの引力の起源が調べられたのは、このためである。以下、いくつかの機構をたがめよう。

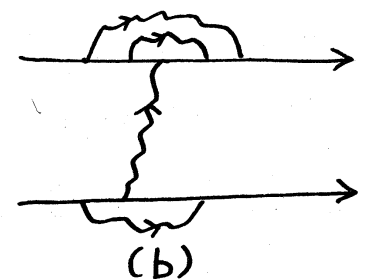
Ⅲ. いくつかの引力の起源

Ⅲ.1. フォノン機構と強結合理論

フォノン機構で何度まで T_c が高くなるかは、大ざっぱには、(2)式より ω_D と g の大きさの限界を見れば良いが、限界的な領域の T_c を見積るには、(図2)の過程だけでは不十分である。 V が大きくなれば、(図3(a), (b)) のような多くのフォノンが関与した過程もまいてくるからである。(図3(b))の寄与を Vertex 補正というが、これがあまり T_c に影響しないことは、「Vertex 補正は ω_D/E_F 程度の補正しか与えない」というミグダール (Migdal) の定理で証明されている。ここで E_F は電子



(a)



(b)

(図3)

のフェルミエネルギーで、電子系のエネルギー・スケール E を持長付ける量である。ふつう $\omega_D \sim 100\text{K}$, $E_F \sim 10^4\text{K}$ だから(図3(b))は 1% 程度の T_c の変化しか生ぜしめない。これに反し(図3(a))は T_c を数 10% も低くする働きがある。この過程は中間状態の電子の伝播が、フォノン励起によるエネルギー散逸を伴うので、有効相互作用が本来にくくなるからで

ある。また対を形成すると2つの電子が接近するため、クーロン反発も強くなるので、一般には、高い $T_c \rightarrow$ 対の半径小 \rightarrow クーロン反発大という図式で、クーロン力による反発もBS方程式にとり込む必要が生じる。このようなBCS理論で無視されている自己エネルギー効果、クーロン反発、さらにフォノンのディテール(各原子が共通の振動数 ω_D で振動している訳ではない)もとり込んだ対形成理論を強結合理論といい、確実な T_c の値の見積りにはなくてはならない理論である。強結合理論を用いて、いろいろな現実的な物質について T_c を計算すると、高い場合でも $T_c < 30K, 40K$ というのが、経験のおしえる所である(しかし、理論的にフォノン機構で、それ以上の T_c が実現できないと証明できるわけではない)。したがって $T_c \sim 80K \sim 100K$ というHTSは、フォノン機構ではなからうというのが有力な見方である。しかし、(2)式より、 T_c の大きさは指数関数的にまよる g で、 g の値を少しかえるだけで、 $30K$ は $60K$ にもなる。このため $80K$ のHTSがフォノン機構でないとは、下で述べる。同位元素効果の実験を待たねば結論できなかったことである。

III.2. スピン系との相互作用

電子対が他のスピン \vec{S} (たとえば、超伝導体の金属に、スピン \vec{S} を持つ不純物—磁性不純物という—をドーピング

る)と相互作用をすると、不純物濃度がある程度大きくなって \vec{S} による効果が無視できなくなる超伝導はこわれる。単純に言えば、対を構成するスピンの電子と \downarrow の電子が感じる \vec{S} の効果が異なるからで、時間反転の対称性を保証している (\vec{k}, \uparrow) と (\vec{k}, \downarrow) の電子のエネルギーの相違がとれてしまうのである(対破壊効果)。このため、ふつうは、各原子の \vec{S} が協力的に長距離秩序をつくる磁性と超伝導は、互に排他的な現象と考えられている。

HTSで最も目と引く点は、磁性との関連にある。HTSといっても、 T_c の値には大して興味をもたなかった人も多かったと思うが、磁性との関連では皆、目を引かれたに違いない。超伝導が磁性と共存している可能性、あるいは、積極的にスピンの役割を評価して、スピンとの相互作用によって対形成の束縛エネルギーをかせぐという可能性(わかりやすくいえば、図1)の波線がマグノン)がHTSでは無視できないのである。

スピン系が対形成に積極的に関与した例としては、 He^3 の p 波超伝導がある(He^3 はフェルミオンの原子($s=1/2$)。中性で電荷をもたないから、超伝導という言葉は適当でないか)。これは、仲間同志の弱いファン・デルワールス力による相互作用で、局所的に He^3 原子のスピンがそろっている低エネルギーの集団的励起状態を、2つの He^3 原子がうけわたすことで。

束縛エネルギーをかせいでいると考えられている。 He^3 は中性でクーロン反発がないかわりに、2つの原子が近づくと急激に斥力が大きくなる(剛体衝突を思えばよい)ので、空間的対称の波動関数としてはs波よりp波の方が有利になる。このことにより $\uparrow\uparrow$ 又は $\downarrow\downarrow$ 同志の triplet 対の形成が得になるので、まわりに生じているスピン分極との相互作用による対破壊機構に鈍感になる。HTSはsinglet対のs波超伝導である可能性が強いから、 He^3 との類似はわりたっていない。中性原子の場合は反発も小さいが、引力も小さく、 He^3 の T_c は 10^{-3}K のオーダーである。s波以外は、 V や g が小さくなって高い T_c はまず不可能である。

III.3. 電子系の他の励起との相互作用

対をつくるべき2電子が、クーロン力で反発しあう時、クーロン力は裸の形ではなく、種々の遮蔽効果を受ける。遮蔽誘電率で書きあらわさぬことからわかるように、短い時間域で生じたり消えたりする分極場^(の存在)がその原因である。(図4)のたての点線は裸のクーロン力で、ちで囲んだ部分が分極場をあらわしている。電子系の分極は、ある原子内の電子を励起する(exciton, 励起子)ことによつて生じたり、あるいは、仲間の金属

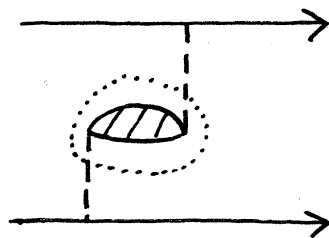
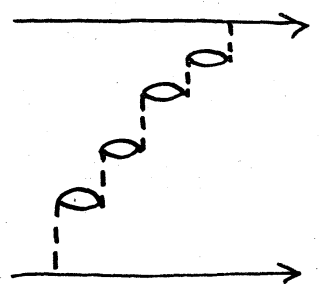


図4

電子をフェルミ面の外に励起させる (particle-hole pair 励起) ことによって生じたりする。特に後者の場合は近似を高めるとプラズモン (plasmon) という集団運動のモードをうむ (図5)。励起子にしてプラズモンにして、(2)式の ω_D にかゆるべきエネルギーは $E_F \sim 10^4 K$ のオーダーである。

$g=0.2$ に対し (2)式から $T_c \sim 70 K$ ということになるので有効な非フォノン機構に見える。しかし、このような大きなエネルギースケールの励起の電子状態のはわかえり



(図5)

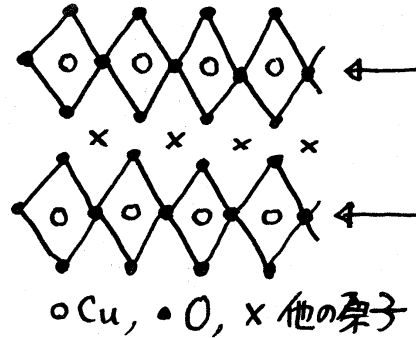
は最も粗い近似でも III.1 で述べた強結合理論を用いて議論をすればならない。(図5)の機構については、HTSがある前から相当調べられていて、自己エネルギーの補正が T_c の見掛けに大きくきくことがわかっていいる。特に2次元性がまいていいる HTS は 2次元系のプラズモンの分散が3次元系よりも引力を有効に導くと思われるので興味がある。しかし、強結合理論で、セルフコンシステントに積分方程式を解くので、大メモリで早い計算機が使えることが重要で、最近のスーパーコンピュータでどこまで行くか、目下筆者のところでも調べている最中である。励起子は非フォノン機構として最も古くからとりあげられている機構で、HTS に関しても多数の研究がある。しかし、光吸収の実験との対応から見て、否定的に

見ている人も多い。

IV. HTSの特色

IV.1. 結晶構造

伝導電子は、 Cu^{2+} と O^{2-} のつくる2次元的方向を伝導していることがわかっている。(図6)に概念図を示した。 Cu 原子は、 O 原子によって構成されるピラミッド又は八面体によって囲まれている。矢印の面が伝導面である。物質によって2次元面の枚数や上下面のずれなどが異なる。単位胞中に含まれる2次元面の枚数と T_c の値に相関も見られるので、2次元伝導面間の対形成の可能性や電子相関の重要性も指摘されている。なお純粋の2次元系では、超伝導がゆらぎのために生じないことが知られているが、面間の相互作用を少しでも入れると、2次元性ゆえの発散がおさえられて、ゆらぎを考慮しない2次元理論の結果がよみがえる。この点でも面間の相互作用は重要であるが、上で述べた面間相互作用の重要性とは、対形成の機構として、より積極的に考慮しようというものである。



(図6)

IV.2. CuO 面の電子数とHTS

CuO 面内の電子の数を、(図6)で O 原子の数をかえたり。

x の原子を他の価数の異なる原子と置換したりすることで、変化させることができる。その結果わかったことは、CuO 1ヶあたりの正孔の数を p とすると $p \sim 0.1, 0.2$ のように、ある程度正孔数が増えなると HTS が生じないということである。CuO 1ヶあたり p ヶの正孔というのは、 $p=0$ のとき、Cu は Cu^{++} として振舞うと見ている。この時、Cu 原子の電子配位は $3d^{10}4s^1$ であるから、4s 電子が ^(てい)はがれ ^(てい)ると同時に 3d の殻に 1ヶ穴があいていることを示している。3d の 8ヶの電子は、結晶場によって低いエネルギー状態にあって、伝導に関与しないから、伝導に関与すべき電子は、 $3d^9$ の内の 1ヶだけということになる。 $p \sim 0.1$ というのは、この電子数が、1より p だけ少なくなって（^(伝導)ということは、電子を 1ヶももたない CuO ^(pの割合だけ)が生じると）、はじめて HTS が生じるというわけである。 $p=0$ のとき、 Cu^{++} は 9番目の 3d 電子による $s=1/2$ のスピンを待つことが期待される。実際 $p=0$ ^(の時) に、 Cu^{++} に $1/2$ のスピニがあり、反強磁性的なスピンの長距離秩序をもつ絶縁体であることが確認されている。 $p > 0$ で HTS が出現するという事実は、 $p=0$ からはずれて、Cu のスピニが、ある程度減ったときに HTS が生じるとも見えるし、磁性秩序をつくる程大きなスピニの相関があるから HTS が実現するのた ^(と) 見えることもできる。 p が増せば、正孔が Cu から O に入ること

を意味するから、どちらに入るかは、HTS機構の理解には、キーポイントとなる。最近の光吸収の実験によれば、正孔はOに入るというのが有力な見方である。とすると、各CuOでCuのサイトには、 $s=1/2$ のスピンが生きている。

IV.3. 同位体効果

非フォノン機構が否かの有力な判定方法は同位体効果を調べることである。O¹⁶をO¹⁸に変えれば、電子状態は不変のままO原子の質量が重くなる。格子振動は、その分小さくなるから、(2)式の ω_D が変化するのでT_cにはゆがみが見えるだろうという訳である。HTSでは、このためのT_cの変化は、^(引かすて、引力の起源として)たかたないがまわめて小さく、非フォノン機構を考^てえざるを得ない。なお、HTSでもT_c~30K, 40Kの物質^{では}、比較的大きな同位体効果が見られる。結晶構造の類似性から言^{って}、この系も、もっと高いT_c~90K, 100Kの物質と同様の機構で統一的に理解した^{ところ}であるか。30K級のHTSはフォノン機構で、(BCS+強結合)の理論でよいと見ている人も多い。

V. モデルとその扱い(単バンドモデル)

強い相関をもつ電子系を扱うのに古くから有効だったハミルトニアンは、ハバルドモデルといわれる

$$H = \sum_{i,i',\sigma} t c_{i\sigma}^+ c_{i'\sigma} + \sum_{i,\sigma} U n_{i\sigma} n_{i-\sigma} \quad (3)$$

であらわされるものである。i は原子の位置, $c_{i\sigma}$ ($c_{i\sigma}^\dagger$) は i 原子にいるスピンの電子の消滅 (生成) 演算子, $n_{i\sigma}$ は i 原子にいるスピンの電子数 $c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma}$ をあらわしている。オ一項は i' 原子から i 原子へ電子が飛び移る電子の運動エネルギーをあらわしている。もし、たまたま 2 々の電子が i 原子の位置に来るとすると、クーロン反発によって U だけエネルギーが損をするというの ^(オ一項の意味) である。同じスピンの 2 電子が、同一の原子 (一つの原子は電子を 2 々しか収容できないとしている) に来るのは、パウリ排他律で除いてある。HTS に則して (3) 式を考えれば、i は 1 つ 1 つの CuO ユニットをあらわし、U で相関しながらいろいろな CuO のサイトを ^(の運動) 遍歴している電子をあらわしていると考える。ここで電子といっているのは、 Cu^{2+} の一番上の 3d レベルを占める電子のことを指す。

V.1. 理論的扱い

(3) 式 ^{(3) 式の有効性は} に対する 2 次元以上の厳密解はみつかっていない。磁性については、古くから調べられていて、IV.2 で述べた $p=0$ の時の反強磁性は (3) 式が良く記述する。簡単にいえば、U が大きくて、CuO 1 ユニットあたり 1 々の電子がいるという $p=0$ の時は、動きまわると必ずどこかの原子が 2 々電子を収容することになり、U だけ損をするということである。問

題は、分子場理論以上に近似をたかめて、 $\rho \neq 0$ の基底状態が、超伝導状態であるかどうかを調べることである。(3)式の $\rho = 0$ 項を無擾動系として $\rho \neq 0$ 項を擾動でとり込もうというのが伝統的やり方であるが、どういう過程を表すフайマン・グラフを U について無限次までとり込めばよいかは、ある程度の見当がつくので、相当な計算がやられている。IV.1で述べた自己エネルギー補正, vertex補正もある程度セルフ・consistentな形でとり込まねばならない。計算の結果は、HTSの相の ρ 依存性は、定性的には実験の示すものと合う。 T_c の値は (3)式の ρ や U , また自己エネルギー等のとり込み ρ に敏感に依存するので定量的な議論には至っていない。

このような伝統的な擾動論が、ある種の過程については、 U について無限次まで入っているといても、はたして (3)式の $\rho \neq 0$ 項があらゆる局所的な振舞いをカバーしているかが問題である。この問に対する古くからの解答は否定的なものである。新しい解析的な扱ひも HTS に見つけていくつか提案されているが、そこで用いられた近似の程度を見つめることは、まゆめて難しい。

V.2. 数値実験

解析的に無理ならば、というわけで、特に HTS の発見以降 (4)式を用いた数値実験がいくつかのグループでさかんに行わ

れるようになった。(3)のハミルトニアンを対角化することは
 いとして小数(10ヶ程度)で良いというのなら行える。たと
 えは、 4×4 の格子を考え、^(この系)電子が2ヶいるとすれば、電子
 のバラマキ方は、 $16! / 12!$ 通り。電子のスピンの上、下の自由
 度を考慮してパウリ排他律に反するバラマキ方を除き、1000
 程度の状態の重ね合わせで(3)を対角化することは、今では
 大して困難なことではない。問題はこのような小数の系から
 の外挿で本来の多体問題の基底状態がつかめるかということ
 である。iの数の外挿は可能としても電子数の外挿はいまだ
 やられていない。このようなやり方は、厳密対角化の方法と
 呼ばれている。現在やられているのは、2ヶの電子系の基底
 状態のエネルギーが、1ヶの電子のそれの2倍と比べて安定
 化があるか否かという、束縛が電子の反発力を通じて起り得るか
 という計算だけである。

もう一つの数値実験のやり方は、分配関数

$$Z = \text{Tr} (e^{-\beta H}) \quad (\beta = 1/(kT)) \quad (4)$$

を、モンテカルロ・シミュレーションを用いて計算する方法であ
 る。これは、 β を区間の中での N ヶの領域に分割し:

$$e^{-\beta H} = \prod e^{-\tau H} \quad (\beta = N\tau) \quad (5)$$

それぞれ領域内では、(3)式の $\sigma=1$ 頂と $\sigma=2$ 頂の非可換

性が、 $N \rightarrow \infty$ の極限で無視できることを利用する。この方法では、電子数は相当大きくできるかわりに、 N の値に限界があるから基底状態の情報（ $\approx Z$ の $T=0$ ($\beta=\infty$)の情報）がつかみ得るかといった問題がある。このようなやり方で、超伝導の相関が、高温から T を下げて行った時に成長するか（発散すれば、その時の T が T_c ）が調べられている。

いずれの方法にしろ、数値計算の結果は、単一バンドのハバドモデルは超伝導を導きにくいというものである。上に述べた、小数系の限界、 $T=0$ に十分近づけない限界の保留までの結果ではあるが。

VI. 2バンド・スピンモデル

1バンドモデルが対形成に有利でないとの観点から、2バンドモデルが提唱されている。これは1つのバンドの電子、又は正孔が、^(他の)「バンド」の自由度を励起させることで、対の束縛エネルギーを得ようとするモデルである。HTSに見ていると、Cu サイトにはスピン \vec{S} があって1つのバンド（といっても自由度はスピンの回転だけ）を構成し、Oサイトの正孔が、まわりのOのサイトを運動しながら、 \vec{S} と相互作用をあるというものである。 \vec{S} と正孔との相互作用を

$$J_k \vec{S}_i \cdot \vec{s}_k \quad (J_k > 0) \quad (6)$$

と表すとすると、この系のハミルトニアンは

$$H = \sum_{ll'} t C_{l\sigma}^\dagger C_{l'\sigma} + J_k \sum_{li} \bar{S}_i \cdot \bar{s}_l + J \sum_{ii'} \bar{S}_i \cdot \bar{S}_{i'} \quad (7)$$

ここで、O原子のサイトを l, l' , Cuのサイトを i, i' であらわした。(7)式のオニ復, つまり(6)は i として唯一のサイトのみを考慮することになると、Kondo問題として古くから研究されて相互作用ハミルトニアンになる。(7)では i が Cuのサイトを走るので、Kondo格子との相互作用をあらわしている。(7)のオニ復は、 $J > 0$ とすると2次元の反強磁性ハイゼンベルグモデルを記述する。問題は(7)の基底状態は何かをパラメータ空間で、超伝導になるかということである。Kondo問題, ハイゼンベルグモデルとも、それぞれ単独でも、難問中の難問である。

VI.1. 2次元ハイゼンベルグモデル

2つのスピン \bar{S}_1 と \bar{S}_2 に対するハミルトニアン

$$J \bar{S}_1 \cdot \bar{S}_2 \quad (J > 0) \quad (8)$$

の基底状態のエネルギーは、2つのスピンの *singlet* 的に結合した $-\frac{3}{4}J$ であり、古典的では反平行スピンの状態(ネール状態)のエネルギー $-\frac{1}{4}J$ より安定である。量子効果のために2つのスピンの *singlet* 的に結合したネール状態が有利であるというのは、空間の次元数が増して行くといえなくなる。1つのスピンの周囲のスピンの数に比例してネール状態

態のエネルギーが安定化して行くからである。このため、3次元では、長距離秩序をもったネール状態の方が、安定になる。これが反強磁性の長距離秩序状態である。2次元の場合にはネール状態と、2つのスピンの singlet 結合の重ね合わせで作った状態は、エネルギーが大体同じになる。後者の状態を RVB (resonating valence bond) 状態という。RVBか、ネール状態か、いずれかが安定か未解決のハミルトニアンが (7) 式のオ三頂である。

VI. 2. Kondo 相互作用

(7) 式のオ三頂を落し、オ二頂は $i=0$ だけをとったものを Kondo ハミルトニアンという。磁性不純物のスピン $\vec{S}_{i=0}$ による、金属電子の散乱を記述する。今、↑スピンの1つの電子に注目してみると、この電子の見る $\vec{S}_{i=0}$ は上向きのことでも下向きのこともある。元来電子は無数に多いから、他の電子との相互作用で $\vec{S}_{i=0}$ はたえず、フリップ・フロップしているからである。したがって注目している電子は、時間的にゆらいでいる散乱をうけることになる。時間的なゆらぎは、確率論的な取り扱いができる筈であるが、それは、それができる多電子系の状態によってセルフ・コンジステントに決る筈のものでなければならぬ。ここが難問たるゆえんである。Kondo 問題はある近似のもとでは厳密に解けているが、(7) 式は、そ

HTSの理解には、まだまだ多くの努力を必要とする。

なお、本稿を書くにあたって筑波大の久保健氏に多大の御
教示を受けました。感謝します。