

10. Magnetic and non-magnetic impurities in a superconductor

東教大理 柴田文明

超伝導体中に不純物を入れた場合に生ずる様々な効果に関しては多くの研究が成されてきている。ここでは特に不純物によってエネルギーギャップの中に作られる束縛状態に議論を限って行なう事とする。その際、所謂 $s-d$ 相互作用に基づく磁気的不純物を含む場合と最近我々の見出した共鳴散乱によるものとを分けて述べることにする。

§ 1. 磁性不純物

超伝導体が磁気不純物を含む場合はモデル Hamiltonian として

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{BCS}} + \mathcal{H}_{s-d},$$

をとる。この系に対しては多くの研究がなされて来ているが Nagaoka 理論の拡張としての Zittartz と Müller-Hartmann¹⁾ 及び Fowler と Maki²⁾ の研究 (これは Suhl 理論の拡張), 更に Soda, Matsuura, Nagaoka³⁾ のものが大体似た結論に到達している。その結論を図示したものが Fig. 1 である。

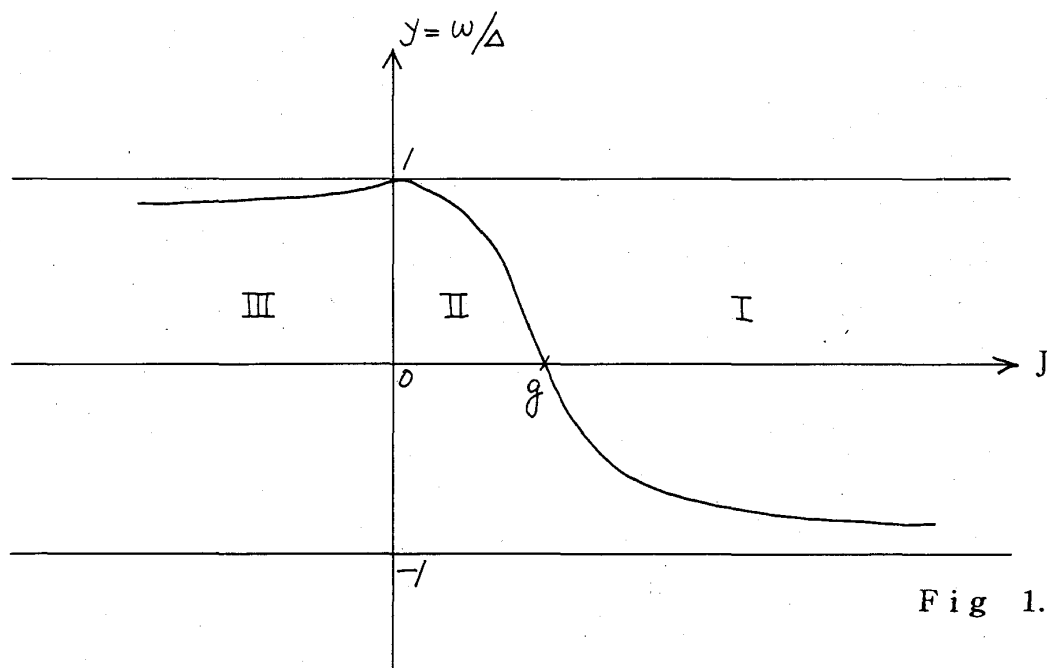


Fig. 1.

この図では $J > 0$ を反強磁性的結合の場合と定義してある。これでエネルギーギャップ中の束縛状態に関しては一応結着がついた様に思えるのだが、Nagaoka と Matsuura⁴⁾ は $Z-M$, $F-M$ 理論の inconsistency を指摘した；即ち Fig. 1 での領域 I で詳しく解の性質を調べると基底状態 doublet, 励起状態 triplet となっている様な振舞いを示す。一方この領域では $J \gg g$ である限り (g は pairing interaction) singlet-doublet という組合せとなるべき事が期待される。

そこでこの領域 I でのこの inconsistency を吟味するために我々の仕事⁵⁾を以下に簡略に記す。

$s-d$ 系の Normal state を低温で記述する理論として anomalous Green function が Takano と Ogawa とによって導入された。我々はこの手法を彼等とは異なった "order parameter" の導入によって用いる。その結果は領域 I で予想通り singlet-doublet の組合せを得た。

この性質は次の様にして調べられる。即ち

$$G(\omega) = 2 \sum_{\mathbf{k}} \text{Tr } G_{\mathbf{k}\mathbf{k}}(\omega),$$

という関数を定義してその $\omega = \omega_0$ という束縛状態での residue を計算し、その値が π^{-1} となれば singlet-doublet であることが解る。我々の取り扱いでは、まさにその様な値となっている。ただ注意すべきは我々の方法は normal state の Takano-Ogawa 理論が $T > T_K$ で摂動展開につながらない事からも理解されるように $0 < J < g$ の領域 II に関しては余り definite な結論を出すことは出来ないかも知れない。

以上の議論からも解るように $s-d$ in super-conductor の問題はまだ決着がついたといえる段階ではない。

今までの議論は一個の不純物の問題であったが、多くの不純物を入れた場合束縛状態がどの様に成長して不純物帯を形成するかという点に関しても我々の取り扱いがあるが⁶⁾ ここでは省略させていただく。

§ 2. 非磁性不純物 (共鳴散乱)

磁性不純物がエネルギーギャップ中に束縛状態を作ること。前節での議論からも解る様に多くの人々によって研究されてきている。

一方, Anderson's theorem によって一般に非磁性不純物は超伝導体の熱力学量にわずかの影響を与えるに過ぎない事は良く知られている。そこでもし一個の不純物を入れたためにエネルギーギャップ中に束縛状態が生じ不純物濃度の増加に従って不純物帯が成長するという常識的なパターンが正しいとすれば, その結果熱力学的性質に変化が生ずる。このような speculation を踏まえて非磁性不純物によって束縛状態は出ないというのが共鳴散乱を含めて今迄の常識であった。

我々はこの観点をもう一度吟味し直した結果, 実は常識に反して束縛状態が出現することを見出したので以下にこれを要約する⁷⁾。

考察する系は

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{BCS}} + \mathcal{H}_{\text{Anderson}},$$

ここに $\mathcal{H}_{\text{Anderson}}$ とは Anderson モデルを示し特に完全に non-magnetic という意味で Coulomb エネルギー $U=0$ としたものを考える。この系は厳密に解く事が出来て, その結果ギャップ内にパラメーターの値に依存せずに必ず束縛状態が出現する。また U の効果は Hartree-Fock 近似の範囲内では容易に取り入れることが可能で本質的には $U=0$ の場合と変らない事が解る。また, この場合の状態密度を見るとギャップ内に二個のデルタ関数, ギャップ外で Lorentzian like になっていることも解る。更に不純物濃度を増加させると不純物帯が成長すること⁷⁾, 及び § 1 で取り扱った $s-d$ モデルを一般化された Hartree-Fock 近似で取り扱った場合との対応関係等が詳細に調べられているが詳しくは原論文⁶⁾を参照して載きたい。

References

- 1) J. Zittartz and E. Müller-Hartmann, Z. Physik 232 (1970) 11.
- 2) M. Fowler and K. Maki, Phys. Rev. B1 (1970) 181.
- 3) T. Soda, T. Matsuura and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. 38 (1967) 551.
- 4) Y. Nagaoka and T. Matsuura, Prog. Theor. Phys. 46 (1971) 364
- 5) K. Machida, C. Inoue and F. Shibata, Prog. Theor. Phys. 47 (1972) No. 5

- 6) F. Shibata and K. Machida, to be published in Prog. Theor. Phys.
7) K. Machida and F. Shibata, Prog. Theor. Phys. 47 (1972) No. 6.

1 1. $\tilde{\text{PdNi}}$ - Sn sandwich の超伝導

東大理 佐藤正俊

$\tilde{\text{PdNi}}$ はその強磁性転移点 T_M が Ni 濃度 C の増加関数である。 $C \sim 1.6$ at % で $T_M > 0$ となり, $C \sim 3$ at % では T_M は Sn の超伝導転移点 T_{co} よりはるかに大きな値をもつ。その間で $T_{co} = T_M$ の C が存在する。Sn と $\tilde{\text{PdNi}}$ 膜を重ねて蒸着したサンプルでは, どんな現象がおこるかについての実験を行なった。

特に $\tilde{\text{PdNi}}$ は $T > T_M$ では well defined localized moment がなく, $T < T_M$ で空間的にかなり一様にスピンの polarize すると考えられている。このような強磁性体内でのコヒーレンスの長さを超伝導体のコヒーレンスの長さと同様に考えて定義すると, それは $\hbar v_F / T_M$ 程度となり超伝導体のコヒーレンスの長さと同じくらいの長さとなる。それ故, Sn- $\tilde{\text{PdNi}}$ 膜を重ねることは, 2 つの膜の厚さが, 各々のコヒーレンスの長さより小さいときは, 互いの影響を境界のみならず, 膜全体でうけると考えられる。

結果は, sandwich の T_c と C の曲線に, $C \sim 2$ at % で T_c に最小が出ること, トンネル状態密度の実験にもそれとコンシステントな結果が出ること, $\tilde{\text{PdNi}}$ 膜が強磁性と考えられる濃度領域でも T_c 対 d ($\tilde{\text{PdNi}}$ 膜の厚さ) の曲線からみて d の特徴的長さが $80 \text{ \AA}$ 程度であること, などである。