

磁場中の超伝導体における秩序パラメータの混成効果*

松尾繁政

広島大学大学院生物圏科学研究科

Order parameter mixing effect on superconductivity in the magnetic field

Shigemasa MATSUO

*Graduate School of Biosphere Sciences, Hiroshima University,
Higashi-Hiroshima 739, Japan*

要 旨

最近、酸化物超伝導体や heavy fermion 超伝導体など新しい超伝導体が続々と発見され、それらの超伝導状態が従来の金属超伝導体と同じであるか、新しい超伝導状態であるかという点に多大な興味もたれている。一般に結晶の対称性が決まると、それに応じて超伝導の秩序パラメータが持ち得る対称性がいくつかに限定される。通常はそれらの可能な状態のうち、最も高い超伝導転移温度を与える一つの状態が実現しており、異なる対称性を持つ状態が混成していることは少ない。しかし、いくつかの状態の対相互作用の大きさが接近している場合は、状態間の混成が重要になる場合が生じる。特に、外部磁場がかけられたり、後述する Fulde-Ferrell (FF) 状態 [1] [2] のように Cooper 対の重心運動量 q が有限の値を持ち秩序パラメータが空間的に変調しているような場合には、体系の対称性が制限されるために混成が起こる。本研究の目的は異なる対称性を持つ秩序パラメータの間の混成効果について、上部臨界磁場を中心に調べることである。

最近、heavy fermion 超伝導体 UPd_2Al_3 や $CeRu_2$ [3] [4] などにおいて FF 状態の可能性が議論されている。通常の超伝導体では、上向きスピンの電子と下向きスピンの電子の間で、対凝縮状態がつくられている。弱磁場では、対破壊はエネルギー的に不利であり、従って、スピン分極はほとんど無く帯磁率は小さい。強磁場の場合はスピン分極した方がエネルギー的に有利になるため、対破壊が起こり常伝導状態に転移する。FF 状態とは、スピン分極と対凝縮が両立した状態である。すなわち、スピン分極して異なる Fermi 運動量を持つ上向きスピンの電子と下向きスピンの電子の間に Cooper 対が形成される。その結果 Cooper 対は有限の重心運動量 q を持ち、運動エネルギーの面からは不利になるが、磁化エネルギーと対凝縮エネルギーの得によって FF 状態が安定化する。

Gloos ら [5] [6] は、 UPd_2Al_3 の上部臨界磁場の下に一次転移線が存在することを発見した。 UPd_2Al_3 の磁場-温度相図が、理論的に得られている FF 状態の相図と類似していることから、彼

らは、一次転移線と上部臨界磁場との間は FF 状態である可能性があると主張している。しかし、Gloos らの相図では、強磁場相は超伝導転移温度近傍にまで存在しており、FF 状態は低温領域にしか存在しないという従来の理論的結果と合わない。従って、Gloos らが発見した強磁場相が FF 状態であるとするならば、FF 状態が高温領域にまで存在するための機構を明らかにする必要がある。

heavy fermion 超伝導体では、同じ六方晶系でも、UPt₃のようにスピン三重項超伝導体と考えられている物質や UPd₂Al₃のようにスピン一重項超伝導体と考えられている物質があり、異なる対称性を持つ状態がほぼ等しい大きさの対相互作用を持っている可能性がある。以下に述べるように異なる対称性を持つ秩序パラメータの間の混成を考慮すると、FF 状態が大幅に増強され、より高温領域にも存在することが示せる。実験的に見つかった heavy fermion 超伝導体の強磁場相が FF 状態であり、混成効果によって増強されている可能性が十分に考えられる。

本研究では、議論を簡単にするために球対称な Fermi 面を仮定し、磁場下の超伝導体における秩序パラメータの混成による効果、特に、上部臨界磁場付近における常伝導状態と FF 状態の間の二次相転移、常伝導状態と渦糸状態の間の二次相転移における混成効果を調べる。球対称な Fermi 面の場合、秩序パラメータは Cooper 対の軌道角運動量 l で分類され、 $l = 0, 1, 2 \dots$ である状態をそれぞれ s 波超伝導、p 波超伝導、d 波超伝導…と呼ぶ。混成状態の二次相転移を扱うために、Scharnberg と Klemm [7] が p 波超伝導の上部臨界磁場を議論する際に用いた方法を一般化して使う。

まず、典型的な例として、s 波超伝導体が s 波対相互作用に加えて相対的に弱い p 波対相互作用を持つ場合を考える [8]。対相互作用を

$$V(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') = -g_0 - 3g_1 \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}' \quad (g_0 > g_1 > 0)$$

と書く。k は波数ベクトルを表し、 $\mathbf{k} = k/|\mathbf{k}|$ である。

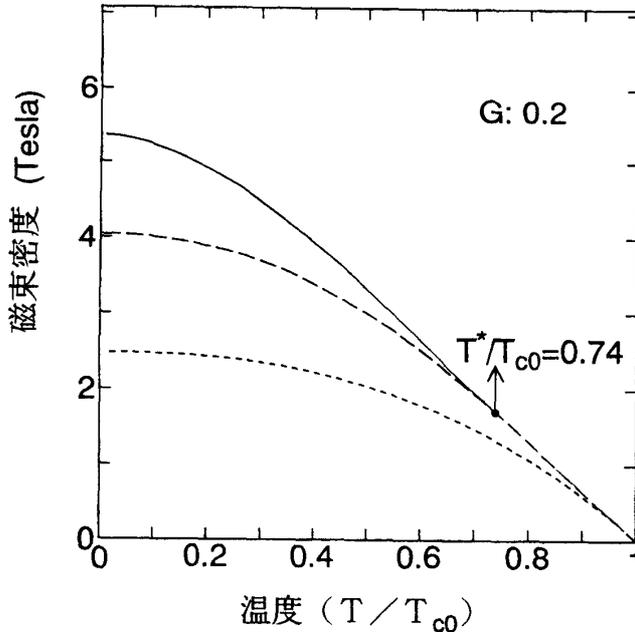
外部磁場がない場合は低温に至るまで混成は起こらない。しかし、外部磁場が存在すると、Cooper 対の重心運動量が $q = 0$ の場合においても混成状態が実現し、上部臨界磁場が大きくなる。混成が生じるのは、磁場が存在することによってスピン空間及び軌道空間の対称性が破れるためである。Cooper 対の重心運動量 q が有限の値である FF 状態においては必然的に s-p 混成が起り、その混成が大幅に FF 状態を増強し、上部臨界磁場を大きくするとともに、FF 状態の上限温度を高くする。p 波対相互作用の大きさが s 波対相互作用に等しい特殊な場合においては、FF 状態の上限温度は超伝導転移温度に等しくなる。FF 状態で s-p 混成が起こるのは、Cooper 対の重心運動量 q が存在し、それと垂直な面に関する鏡映反転対称性が破れているためである。

図は、常伝導相と超伝導相の間の二次相転移線のみ計算結果を表す。G は s 波対相互作用と p 波対相互作用の相対的な大きさの差を示す変数で、

$$G = \frac{1}{g_1 N(0)} - \frac{1}{g_0 N(0)} \quad (= \ln \frac{T_{C0}}{T_{C1}})$$

と定義される。図は $G = 0.2$ の場合である。N(0) は Fermi 面上の状態密度を表し、 T_{C0} 、 T_{C1} はそれぞれ純粋な s 波超伝導の転移温度、純粋な p 波超伝導の転移温度を示す。また、超伝導転移温度 $T/T_{C0} = 1$ での上部臨界磁場の傾きは UPd₂Al₃の実験値 $dH/dT_C = -3.75 \text{ Tesla/K}$ に合わせている。

$G = 0.2$ の場合、混成 FF 状態の二次相転移線（実線）が絶対零度から高温領域までの広い範囲に存在し、 $T^*/T_{c0} = 0.74$ で混成均一状態の二次相転移線（破線）上で消える。この結果は Gloos らの UPd_2Al_3 の実験結果に近い。また、純粋な s 波超伝導状態の上部臨界磁場（点線）と比較して、低温領域における混成均一状態の上部臨界磁場（破線）の値は大きく、混成効果の重要性を示している。



s-p 混成 二次相転移線の図

縦軸は磁束密度で、横軸は温度 (T/T_{c0}) である。実線は秩序パラメータの s 波成分と p 波成分が混成した系の FF 状態の二次相転移線を示す。破線は s-p 混成系の均一状態 ($q = 0$) の二次相転移線を示す。点線は純粋な s 波超伝導の均一状態 ($q = 0$) の二次相転移線を示す。

る。

UPd_2Al_3 では d 波超伝導状態の可能性も示唆されている。d 波状態においても、磁場下では異なる対称性を持つ d 波成分の間の混成によって秩序パラメータが有限の重心運動量 q を持つ新しい状態が存在することを示す。モデルとして、 $Y_{2,\pm 2}$ 状態の対相互作用が最も大きく、相対的に弱い $Y_{2,\pm 1}$ 状態の対相互作用もまた働いている系、すなわち、対相互作用が

$$V(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') = - \sum_{m=-2}^2 g_{2|m|} Y_{2,m}(\mathbf{k}) Y_{2,m}^*(\mathbf{k}') \quad (g_{22} \geq g_{21} \gg g_{20} = 0)$$

である場合について考える。ただし、 $Y_{2,m}$ は球面調和関数を表す。

外部磁場がない場合は $Y_{2,\pm 2}$ 状態が安定であり、秩序パラメータの間の混成は起こらない。また、外部磁場が存在し、Cooper 対の重心運動量が $q = 0$ の場合も秩序パラメータは混成しない。磁場中で Cooper 対が外部磁場方向に有限の重心運動量 q を持つ状態では、 $Y_{2,\pm 2}$ 状態と $Y_{2,\pm 1}$ 状態の間に混成が生じ、上部臨界磁場近傍ではその混成状態が、絶対零度から超伝導転移温度付近までの広い温度領域で安定化されることがわかる。この混成状態は軌道磁性の効果が主要な原因であり、スピン常磁性が重要な FF 状態とは性格の異なる新しい不均一状態である。実際、軌道磁性の効果のみ考慮する場合においても、この状態が実現することが理論的に示せる [9]。

以上のことから、いくつかの対相互作用の大きさが接近している場合、外部磁場の存在や秩序パ

ラメータの空間的変調による体系の対称性の変化によって混成状態が実現することがわかった。磁場中の超伝導体において、秩序パラメータの間の混成効果によって上部臨界磁場が大きくなる。また、従来の理論において低温領域にしか存在しないと考えられていた FF 状態や本研究において見つかった d 波の不均一状態が混成効果によって超伝導転移温度近傍にまで実現する。実験で見つかった heavy fermion 超伝導体の強磁場相が秩序パラメータが空間的に変調している不均一状態であり、混成効果によって高温領域にまで実現している可能性が十分にある。

参 考 文 献

- [1] P. Fulde and R. A. Ferrell: Phys. Rev. **135**(1964) A550.
- [2] A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47** (1964) 1136 [Sov. Phys. JETP **20** (1965) 762].
- [3] H. Goshima, T. Suzuki, T. Fujita, M. Hedo, T. Nakama and K. Yagasaki: Physica **B206 & 207** (1995) 193.
- [4] A. D. Huxley, C. Paulsen, O. Laborde, J. L. Tholence, D. Sanchez, A. Junod, and R. Calemczuk: J. Phys.: Condens. Matter **5**(1993) 7709.
- [5] K. Gloos, R. Modler, H. Schimanski, C. D. Bredl, C. Geibel, F. Steglich, A. I. Buzdin, N. Sato and T. Komatsubara: Phys. Rev. Lett. **70**(1993) 501.
- [6] H. Schimanski, K. Gloos, F. Martin, R. Modler, C. Geibel, C. Schank and F. Steglich: Physica **B199 & 200**(1994) 125.
- [7] K. Scharnberg and R. A. Klemm: Phys. Rev. **B22**(1980) 5233.
- [8] S. Matsuo, H. Shimahara and K. Nagai: J. Phys. Soc. Jan. **63**(1994) 2499.
- [9] S. Matsuo, H. Shimahara and K. Nagai: J. Phys. Soc. Jan. **64**(1995) 371.