

PrOs₄Sb₁₂ の超伝導における 4 重極子ゆらぎ機構の可能性

— Possibility of quadrupolar fluctuation mechanism
in superconductivity of PrOs₄Sb₁₂ —

大阪大学 大学院基礎工学研究科 三宅和正, 河野 浩¹
大阪大学 産業科学研究所 播磨尚朝²

PrOs₄Sb₁₂ の超伝導状態が示す、NQR 縦緩和率の指数関数的な温度依存性、2つの転移温度の存在など、いくつかの異常な性質、と 4 重極子ゆらぎ超伝導機構との関係について議論した。

1 NQR 縦緩和率

NQR 縦緩和率 $1/T_1$ が $T < 1.5 \times T_c$ において指数関数的な温度依存性を示す事実を [1]、励起エネルギー $\Delta_{\text{CEF}} \simeq 7\text{K}$ をもつ結晶場励起状態 $\Gamma_4^{(i)}$ ($i = 1$ or 2) 3 重項 [2] の間の遷移にとともなう核スピン緩和として理解できることを示した。従って、実験で観測される $1/T_1$ が指数関数的な温度依存性を示すことから直ちに超伝導ギャップがほぼ等方的に開いていると結論することはできない。また、バンド計算により決められた (重い電子に対応する) フェルミ面は (1,1,1)、(1,0,0)、およびそれと等価な方向に開いた porous な構造とっており、超伝導ギャップの構造を物理量の低温での温度依存性から予想する際には注意が必要である。

2 4 重極子ゆらぎ超伝導機構の可能性

結晶場の基底状態が非クラマース 2 重項 Γ_{23}^{\pm} であるという立場から、重い電子の起源は Γ_{23}^{\pm} のもつ電気 4 重極の自由度に起因する大きなエントロピーであると考えられる。そうすると、フェルミ液体論 (2 チャンネル近藤効果による異常性は格子系でどのように現れるか明確な結論は分からないので差し当たり考えない) の立場からすると、超伝導の引力の起源もそのゆらぎに媒介される必要がある。バンド計算で得られたフェルミ面の形から [3]、 $\vec{q} = (\pm\pi/2, \pm\pi/2, 0)$ 、 $\vec{q} = (\pm 3\pi/2, \pm 3\pi/2, 0)$ 、 $\vec{q} = (\pm\pi/2, \pm 3\pi/2, 0)$ 、 $\vec{q} = (\pm 3\pi/2, \pm\pi/2, 0)$ 、および立方対称においてそれと等価な波数ベクトルにおいてネステイングの傾向があるので、その波数の電気 4 重極子ゆらぎのモードが準粒子の分極関数を通じて増強されている。そのモードを用いると次のような奇パリティの超伝導状態が可能である。

¹ E-mail:miyake@mp.es.osaka-u.ac.jp, kohno@mp.es.osaka-u.ac.jp

² E-mail:harima@sanken.osaka-u.ac.jp

(A)

$$\hat{\Delta}_k = \Delta p_x(k) i(\sigma_y \sigma_x), \quad \text{and its equivalent ones.}$$

(B)

$$\hat{\Delta}_k = \Delta[p_x(k) + ip_y(k)] i(\sigma_y \sigma_x), \quad \text{and its equivalent ones,}$$

(C)

$$\hat{\Delta}_k = \Delta[p_x(k) + \varepsilon p_y(k) + \varepsilon^2 p_z(k)] i(\sigma_y \sigma_x),$$

ここで、 σ_j はパウリ行列の j th-成分、 $\varepsilon \equiv e^{i2\pi/3}$ であり、 $p_x(k) = \sqrt{2} \sin(2k_x)$, etc. を表す。

弱結合近似では、状態 (A) は自由エネルギーは (B)、(C) に比べて高いが、準粒子の分極関数が超伝導状態のタイプに大きく依存することを通じて生じる Feedback 効果により実現可能となる。

3 2重転移温度の存在

ゼロ磁場で超伝導転移温度が2つに分離して見えることは [4, 5]、奇パリティクーパーペアのスピント軌道の自由度の結合が (B) 状態からノン・ユニタリー状態を作って自由エネルギーを低下させる効果として理解できる。即ち、スピン・軌道結合による自由エネルギー F_{so} は (spherical model による計算では)

$$F_{\text{so}} = -g_{\text{so}} (i\vec{d} \times \vec{d}^*) \cdot \vec{\ell}, \quad (1)$$

の形に書くことができ、 g_{so} は凝縮の自由エネルギー F_{cond} を用いて、

$$g_{\text{so}} = \frac{F_{\text{cond}}}{1 - T/T_c} \times \begin{cases} 8 \times \frac{11}{7} \times 1.4 \times 10^{-3} = 1.8 \times 10^{-2}, & \text{for } \Gamma_8^{(2)}; \\ 8 \times \frac{3}{7} \times 1.4 \times 10^{-3} = 0.48 \times 10^{-2} & \text{for } \Gamma_8^{(1)}, \end{cases} \quad (2)$$

と評価できる。この評価にはいくらか任意性を含んでいるが、状態 (A) と (B) の自由エネルギーの差 ΔF が F_{cond} の 10% 程度であるとすれば、 $T \simeq T_c$ 近傍ではクーパーペアのスピン・軌道結合による項 g_{so} が常に勝つことになって、本来 feedback 効果のせいで不安定な (B) 状態が ($i\vec{d} \times \vec{d}^* \parallel \vec{\ell}$ のようなノン・ユニタリー状態となり) 現れることになる。2つの転移温度の相対的な差は数% となることが理解される。

4 磁場中の2つの超伝導相

磁場中の熱伝導係数測定により明らかになった T - H 相図中の2つの超伝導相は [6]、低磁場側が (A) 状態、高磁場側がクーパーペアのもつ固有磁気モーメントと磁場とのゼーマン結合により安定化された (B) 状態として理解可能である。実際、(B) 状態では固有角運動量

$$\vec{L}_{\text{in}} = \frac{N_{\text{in}}}{2} \hbar \vec{\ell}, \quad (3)$$

をもつ。ここで、 N_{in} は超流動電子密度のオーダーの量である [7, 8, 9]。これにともなって固有磁気モーメント $\vec{M}_{\text{in}} = \mu_{\text{B}}(m/m^*)\vec{L}_{\text{in}}/\hbar$ が生じる。ここで、 m^* 準粒子の有効質量を表す。充分低温の領域 $T \ll T_{\text{c}}$ では、 $\vec{M}_{\text{in}} \simeq (N/2)\mu_{\text{B}}(m/m^*)\vec{\ell}$ であり、(B) 状態は磁場 H が存在すると磁気モーメントをもたない (A) 状態に比べて安定化されて、高磁場で出現することが可能となる。その境界は

$$N_{\text{F}}(k_{\text{B}}T_{\text{c}})^2 \times 10^{-1} \sim N \frac{m}{m^*} \mu_{\text{B}} H, \quad (4)$$

により与えられる。左辺は (A)、(B) 状態間のエネルギー差を、右辺は固有磁気モーメントと磁場のゼーマン結合によるエネルギー利得を表す。 $N_{\text{F}} \sim N/\epsilon_{\text{F}}^*$ および $k_{\text{B}}T_{\text{c}}/\epsilon_{\text{F}}^* \sim 10 \times (m/m^*)$ であることを考慮すると、磁場中の熱伝導係数測定から得られた磁場中相図はこのシナリオで理解可能である。

2つの異なる超伝導相における熱伝導係数の角度依存性の違いもこのシナリオで理解できるが、研究会では議論する時間がなかった。

参考文献

- [1] Kotegawa H, Yogi M, Imamura Y, Kawasaki Y, Zheng G-q, Kitaoka Y, Ohsaki S, Sugawara H, Aoki Y and Sato H 2002 (*preprint cond-mat/0209106*)
- [2] Takegahara K, Harima H and Yanase A 2001 *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 1190
- [3] Harima H and Takegahara K (*unpublished*)
- [4] Aoki Y, Namiki T, Ohsaki S, Saha S R, Sugawara H and Sato H 2002 *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** 2098
- [5] Vollmer V, Faisst A, Pfeleiderer C, Löhneysen H v, Bauer E D, Ho P-C and Maple M B 2002 (*preprint cond-mat/02072225*)
- [6] Izawa K, Nakajima Y, Goryo J, Matsuda Y, Osaki S, Sugawara H, Sato H, Thalmeier P and Maki K 2002 (*preprint cond-mat/0209553*)
- [7] Ishikawa M 1977 *Prog. Theor. Phys.* **57** 1836; Ishikawa M, Miyake K and Usui T 1980 *Prog. Theor. Phys.* **63** 1083
- [8] Miyake K and Usui T 1980 *Prog. Theor. Phys.* **63** 711
- [9] Kita T 1996 *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 1355; *ibid* 664; 1998 *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** 216