

## 奇周波数バルク超伝導について

三宅 和正 / 大阪大学 基礎工学研究科 (物性物理工学領域) 教授

### 1) 奇周波数超伝導状態

奇周波数超伝導状態とはギャップ関数がクーパー対を構成する 2 電子の虚時間の交換に関して “奇” であり、松原振動数の相対値  $\epsilon_n$  の関数として “奇関数” である。即ち、 $\Delta_{\mathbf{k}}(-i\epsilon_n) = -\Delta_{\mathbf{k}}(i\epsilon_n)$  の関係が成り立つ。そのため、スピン 3 重項  $s$  波 (TS) ペアとかスピン 1 重項  $p$  波 (SP) ペアとかいう状態も 2 電子の交換に関するパウリ原理の要請を満たしている。このような超伝導状態のうちの TS ペアは 40 年ほど前に Berezinskii により超流動  $^3\text{He}$  のモデルとして提案された [1]。90 年代になると、理論的な興味から奇周波数超伝導状態の物理が調べられた。その後、幾何学的フラストレーションのある系 [2]、反強磁性と共存する超伝導物質 [3]、準 1 次元系 [4]、ソフトフォノンと結合する電子系 [5]、などでも奇周波数超伝導状態が実現する条件が研究されて現在に至っている。

### 2) 開 壁 以 来 の “ 病 理 ” と その 克 服

ところが、(バルクの) 奇周波数超伝導状態には 開 壁 以 来、通常の有効ハミルトニアンが存在する場合に成り立つグリーン関数の間の関係、たとえば

$F^+(i\epsilon_n) = F(-i\epsilon_n)^* = -F(i\epsilon_n)^*$  を用いるとマイスナーの積分核が通常とは逆符号になる、即ち、超流動電子密度が負になる、という “病理” をもっていた。これは GL 的に考えると、秩序状態は転移温度の高温側に存在することを意味しており、奇周波数超伝導状態を受け入れるのに大きな障害となっていた。これを克服するために、局在スピンと電子対の結合した混合場を考えると問題は解消するというアイデアが Abrahams らにより提唱された [6]。一方、奇周波数超伝導はペア相互作用の周波数依存性が重要、即ち遅延効果をともっており、ハミルトニアンが時間依存性をもたない普通の記述では正しくないということが分かってきた。最初にそのことを指摘したのは Belitz & Kirkpatrick であったが、場の理論のことばで書かれて

いたためよく理解されずに来たきらいがある [7]。最近になって、同様の主張が分かり易いかたちで成され [8,9]、GL 理論をラグランジアンを用いて経路積分により定式化することで、負マイスナー効果、転移温度の高温側が秩序相となるという二つの困難が解決することが示された。即ち、異常グリーン関数の間の正しい関係は、 $F^+(i\epsilon_n) = F(i\epsilon_n)^*$  であることが分かった [9]。

### 3) リエントラントの問題

従来、奇周波数超伝導の理論といえば転移温度の議論が主であり、ペア相互作用の遅延効果がそれほど強くない場合には、温度がゼロに近づくときノーマル状態に戻る (リエントラント) 振る舞いを示すのが一般的であった。どの程度遅延効果が強いとリエントラントの振る舞いがなくなるのかという大雑把な議論は文献 [3] で成された。最近、量子臨界点近傍の反強磁性スピンゆらぎに媒介されるペア相互作用

$$V(\mathbf{q}, \omega_m) = \frac{g^2 N_F}{\eta + A\mathbf{q}^2 + C|\omega_m|}$$

を用いて、転移温度より低温のギャップ方程式

$$\Delta(\mathbf{k}, \epsilon_n) = -T \sum_{\mathbf{k}', \epsilon'} V(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \epsilon_n - \epsilon') \frac{\Delta(\mathbf{k}', \epsilon')}{\epsilon_n'^2 + \xi_{\mathbf{k}'}^2 + |\Delta(\mathbf{k}', \epsilon')|^2}$$

を解いて、SP 奇周波数ギャップの最小松原振動数成分  $\Delta(\pi T)$  とギャップが最大になる松原振動数でのギャップの値  $\Delta_{0, \max}(\epsilon_n)$  の温度依存性は 図 1 のように求められた [10]。これを見ると量子臨界点に近づく ( $\eta \rightarrow 0$ ) とリエントラントの振る舞いは解消することが分かる。また、TS 偶周波数ギャップ状態との相対的安定性および共存状態の可否を調べた結果が 図 2 に示される。これを見ると、量子臨界点のごく近傍または反強磁性との共存相では、降温とともに SP 奇周波数ギャップ状態に転移し、より温度が下がると TS 偶周波数ギャップ状態が現れて両者の共存相となることが予想される。

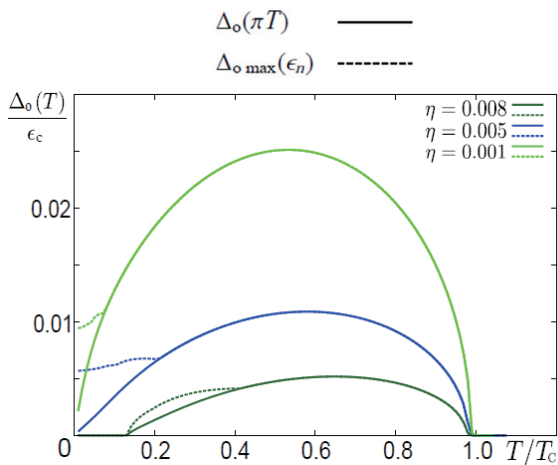


図 1: SP 奇周波数ギャップの最小松原振動数成分  $\Delta_0(\pi T)$  とギャップが最大になる松原振動数でのギャップの値  $\Delta_{0, \max}(\epsilon_n)$  の温度依存性

遅延相互作用が重要な場合には、ペア相互作用  $V(q, \omega_m)$  が準粒子の自己エネルギーに与える効果をセルフコンシステントに取り扱う「強結合理論」が必要となることが予想されるが、結果は図 1 と基本的に同じであった [11]。

#### 4) 奇周波数超伝導転移温度に関する不純物効果

今まで奇周波数超伝導転移温度に対する非磁性不純物効果が調べられていなかったので、文献 [3] で求められた SP 奇周波数ギャップ状態の転移温度がどのように不純物濃度  $n_{\text{imp}}$  に依存するかについて Abrikosov-Gorkov (AG) 流の取り扱いにより調べた [12]。その結果を図 3 に示す。転移温度の減少は AG の結果と比べて緩やかで、かつ転移温度がゼロとなる直前でリエントラントの振る舞いを示すのが特徴的である。

#### 5) 奇周波数超伝導の遍在性

もう一つの発展は、奇周波数超伝導は特殊な現象ではなく、ギャップレスなスピン波（南部モード）をもつ反強磁性と共存する超伝導状態でかなり普遍的に実現していることが分かってきたことである。奇周波数超伝導状態であれば松原振動数  $\epsilon_n$  に関してギャップは奇関数であるが、 $\epsilon_n$  を実軸に解析接続した後ではギャップの虚部は  $\Delta''_{\mathbf{k}}(-\epsilon) = \Delta''_{\mathbf{k}}(\epsilon)$  のように偶関数であり、一般には  $\epsilon=0$  でギャップレスになる訳ではない。しかし、文献 [3] で示されたように、量子臨界点 ( $\eta=0$ ) ではギャップの虚部が  $\epsilon=0$  でゼロになるので、ギャップレス超伝導状態となる。

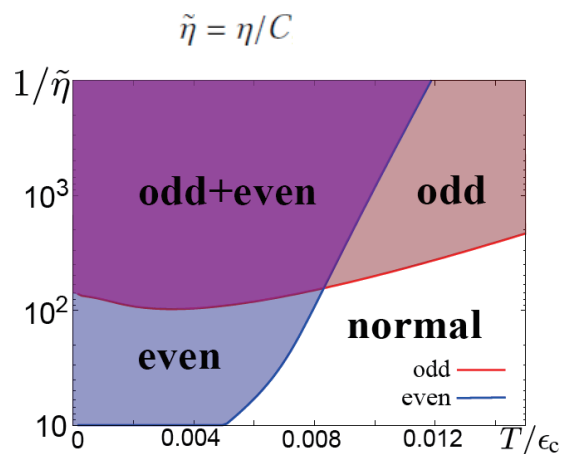


図 2: 量子臨界点からの距離 ( $\eta / C$ ) - 温度平面での超伝導相図 ( $\eta$  は反強磁性逆帯磁率、 $C$  はスピン揺らぎのエネルギースケールを表す)

現在、反強磁性との共存領域でギャップレス超伝導が実現している可能性があるのは、重い電子系物質では、 $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{0.98}\text{Ge}_{0.02})$  [13]、 $\text{CeRhIn}_5$  [14]、 $\text{CeRh}_{1-x}\text{Ir}_x\text{In}_5$  [15]、 $\text{CeIrSi}_3$  [16]、鉄砒素系物質では、 $\text{Ba}_{0.77}\text{K}_{0.23}\text{Fe}_2\text{As}_2$  [17]、 $\text{CaFe}_2\text{As}_2$  [18]、銅酸化物系では、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$  [19]、 $\text{Ba}_2\text{Ca}_4\text{Cu}_5\text{O}_{10}(\text{F},\text{O})_2$  [20]、が上げられる。もちろん、これらの系で奇周波数バルク超伝導状態が実現しているという更なる実験的証拠がどのようにしたら得られるかに関する理論的研究の進展が期待される。

この論考は楠瀬博明氏（愛媛大学理工学研究科）、伏屋雄紀氏（現、電気通信大学情報理工学研究科）、原田朋礼氏（現、マツダ自動車工業）、吉岡由宇氏（大阪大学基礎工学研究科）との共同研究にもとづいています。記して感謝します。

#### 参考文献

- [1] V. L. Berezinskii, Sov.-Phys. JETP 20, 287, (1974).
- [2] M. Vojta and E. Dagotto, Phys. Rev. B 59, 713, (1999).  
K. Yada *et al*, J. Phys. Chem. Solids 69, 3321, (2008).
- [3] Y. Fuseya, H. Kohno, and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. 72, 2914, (2003).
- [4] M. Shigeta, S. Onari, K. Yada, and Y. Tanaka, Phys. Rev. B 79, 174507, (2009).
- [5] H. Kusunose, Y. Fuseya, and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. 80, 044711, (2011).

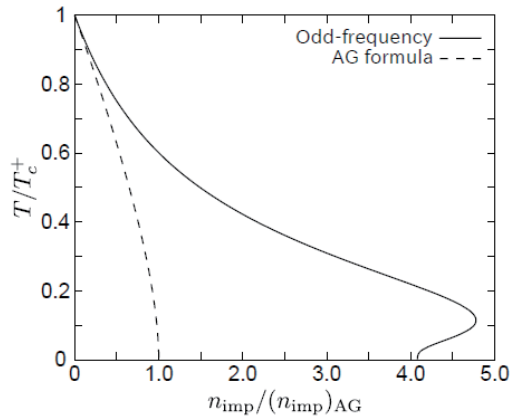


図 3 : SP 奇周波数超伝導転移温度の不純物濃度  $n_{\text{imp}}$  に対する依存性

- [6] E. Abrahams, A. Balatsky, D. J. Scalapino, and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. B 52, 1271, (1995).
- [7] D. Belitz and T. R. Kirkpatrick, Phys. Rev. B 60, 3485, (1999).
- [8] D. Solenov, I. Martin, and D. Mozyrsky, Phys. Rev. B 79, 132502, (2009).
- [9] H. Kusunose, Y. Fuseya, K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. 80, 054702-1-7, (2011).
- [10] T. Harada, Y. Fuseya, and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. 81, SB015-1-4, (2012).
- [11] T. Harada, Y. Fuseya, H. Kusunose, and K. Miyake, 論文準備中。
- [12] Y. Yoshioka and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. 81, 093702-1-4, (2012).
- [13] S. Kawasaki *et al*, Phys. Rev. B 66, 224502, (2002).
- [14] S. Kawasaki *et al*, Phys. Rev. Lett. 91, 137001, (2003).
- [15] G.-q. Zheng *et al*, Phys. Rev. B 70, 014511, (2004).
- [16] R. Settai *et al*, J. Phys. Soc. Jpn. 77, 073705, (2008).
- [17] Z. Li *et al*, Phys. Rev. B 86, 180501(R), (2012)
- [18] S. Kawasaki *et al*, Supercond. S&T 23, 054004, (2010).
- [19] D. Haug *et al*, New J. Phys. 12, 105006, (2010)
- [20] S. Shimizu *et al*, J. Phys. Soc. Jpn. 80, 043706, (2011).

### 著者紹介



#### みやけ・かずまさ

この30年くらい普通でない超流動・超伝導状態の可能性について理論的側面から研究してきました。今回はその中で奇周波数超伝導の話題を紹介します。