

# 奇周波数クーパー対と超伝導近接効果

田仲由喜夫<sup>\*</sup>, 浅野泰寛<sup>†</sup>, 横山毅人<sup>‡</sup>

平成 19 年 4 月 27 日

## 1 はじめに

云うまでもなく, 超伝導状態を担うクーパー対は 2 つの電子から成っている. 普通クーパー対の対称性は, スピン 1 重項偶パリティ ( $s$  波  $d$  波など) とスピン 3 重項奇パリティ ( $p$  波  $f$  波など) に分類される. この分類は電子の持つ自由度のうちスピンと空間座標の自由度に着目し, フェルミ・ディラック統計 (以下フェルミ統計と略す) に従う 2 つの電子の状態関数が従うある規則を考慮する事によって得られる. 即ち, クーパー対の状態関数はそれを構成する 2 電子の入れ替えに関して反対称でなくてはならない. 「クーパー対の状態関数」というあいまいな表現を用いたが, 後に示すように, これは超伝導平均場理論に現れる異常グリーン関数を指し, 本稿では単に対関数と呼ぶことにする. スピン 1 重項偶パリティの場合にはスピン部分, スピン 3 重項奇パリティの場合には軌道部分がこの反対称性を担うことになる.  $s, p, d, f$  波という指標は, 対関数を 2 電子の相対座標に関して球面調和関数で展開したときの成分を特徴付ける. しかし電子にはもう一つ時間の自由度がある. 上の議論は 2 つの電子の相対時間が零, 即ち '同一時刻' の 2 電子がクーパー対を形成するという仮定に基づいている. 電子間引力を媒介するのはフォノンやマグノンといったボソンである. これらの運動を特徴付ける速度が電子の速度に比べ遅い事から, 一般に電子がクーパー対を作る際には遅延効果が生じている. このことは, 対関数を 2 電子の相対時間に関してフーリエ変換し周波数表示にしたとき, 対関数が周波数依存性を持つことによって表される. 周波数として松原周波数表示を選ぶとき, 対関数が松原周波数の偶関数になっているならば, 冒頭で述べたとおり, クーパー対の対称性はスピン 1 重項偶パリティとスピン 3 重項奇パリティに分類される. しかし原理的には対関数が松原周波数の奇関数となり得る. そのような場合も含めると, クーパー対は一般的に (1) 偶周波数スピン 1 重項偶パリティ (ESE) 状態, (2) 偶周波数スピン 3 重項奇パリティ (ETO) 状態, (3) 奇周波数スピン 3 重項偶パリティ (OTE) 状態, (4) 奇周波数スピン 1 重項奇パリティ (OSO) 状態の 4 種類に分類される. 本稿で議論したいのは, 3 番目と 4 番目の奇周波数クーパー対が引き起こす物理現象である. この状態はいわば 2 電子が同時刻で対を組むことを避けあった結果できた対であるとも考えられる. このように対関数は本来, スピン, 軌道, そして周波数の 3 自由度を持つ. それぞれの自由度が二つの選択肢を持つため, クーパー対の種類としては

<sup>\*</sup>名古屋大学大学院工学研究科, email: ytanaka@nuap.nagoya-u.ac.jp

<sup>†</sup>北海道大学大学院工学研究科, email: asano@eng.hokudai.ac.jp

<sup>‡</sup>名古屋大学大学院工学研究科, email: yokoyama@rover.nuap.nagoya-u.ac.jp

$2^3 = 8$  種類となりそうなのだが、フェルミ統計に由来する規則のためにその半分の 4 種類になる。奇周波数状態では、軌道部分、スピン部分の波動関数が 2 電子の入れ替えに対して共に対称な (3) 状態と、共に反対称な (4) の状態が原理的に存在し得る。

このような奇周波数クーバー対の超伝導秩序が可能ではないかという提案を最初に行ったのが Berezinskii であった。彼は  $^3\text{He}$  の超流動状態の可能性として、奇周波数スピン 3 重項  $s$  波の状態を提案した [1]。しかし、今日では  $^3\text{He}$  のクーバー対はスピン 3 重項  $p$  波であると理解されており、これは普通の偶周波数のクーバー対である。その後、Balatsky, Abraham らが銅酸化物超伝導体の対称性が奇周波数スピン 3 重項  $p$  波であると提案した。しかしこの提案も実験からは支持されず [2, 3]、今日の銅酸化物超伝導体の理解は偶周波数スピン 1 重項  $d$  波である [4]。その後 Vojta と Dagotto [5] が、三角格子ハバードモデルにおいて奇周波数スピン 3 重項  $s$  波の状態が実現するのではないかという提案をした。幾何学的フラストレーションによってネスティングが悪くなり、スピン 1 重項  $d$  波状態が安定とならず、奇周波数スピン 3 重項  $s$  波が実現するのではないかという筋書きである。最近擬 2 次元有機超伝導体の  $\kappa\text{-BEDT-TTF}_2\text{X}$  において、磁気秩序のない量子流体の出現、あるいはナイトシフトの実験から温度によらない様帯磁率の出現が議論されており、これらの性質と奇周波数スピン 3 重項  $s$  波状態の間に何らかの関係があれば非常に興味ある問題である [6]。また伏屋、三宅、河野らは、重い電子系、 $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  や  $\text{CeRhIn}_5$  の超伝導状態において奇周波数クーバー対が実現しているのではないかという提案をしている [7]。彼らは奇周波数スピン 1 重項  $p$  波状態が偶周波数スピン 1 重項  $d$  波と競合し、磁気臨界点の近傍（あるいは反強磁性状態との共存相）で奇周波数超伝導状態が実現され得ると結論している。NMR の実験において縦磁気緩和率の逆数が温度に比例するという結果が報告され、このことは奇周波数超伝導の特徴であるギャップレスな超伝導状態の理論と整合するなど [8]、この物質での詳細な研究が期待されている。奇周波数クーバー対が超伝導秩序を担うとすると、エネルギーギャップのない超伝導状態となることが予想できる。しかし、ギャップレスの超伝導状態はエネルギー的に安定とはいえない。現在のところ、実験的にはっきりと奇周波数超伝導秩序を示唆するものは無い。理論的にも、上述の理論の他にいくつかの提案があるが [9, 10]、奇周波数超伝導状態が一体どのような場合に実現するかは未解明である。超伝導発現機構を考える上で、今後研究すべき基本的かつ重要な問題となっている。

ここまでは奇周波数クーバー対の超伝導秩序（オーダーパラメータ）の話であった。以下は超伝導自身は従来どおりの偶周波数超伝導なのだが、接合のような空間的に不均一な系で、対関数が松原周波数の奇関数になり、奇周波数クーバー対が存在すると云う話題である。このことが初めて指摘されたのは強磁性体と超伝導体の接合である。対関数とペアポテンシャル（オーダーパラメータ）は以下の関係で結びついている。

$$\Delta(\mathbf{k}, i\omega_n) = -T \sum_{\mathbf{k}', m} V(\mathbf{k} - \mathbf{k}', i\omega_n - i\omega_m) F(\mathbf{k}', i\omega_m) \quad (1)$$

ここで  $\Delta(\mathbf{k}, i\omega_n)$  がペアポテンシャルであり、 $F(\mathbf{k}', i\omega_m)$  が対関数、 $V(\mathbf{k} - \mathbf{k}', i\omega_n - i\omega_m)$  が電子間の有効相互作用を表している。超伝導体に接触した強磁性体では対関数は有限の値を持つことが出来る。強磁性体中では引力が無いためにペアポテンシャルは零になってしまうがクーバー対は存在でき、このことは近接効果と呼ばれている。強磁性体・超伝導体接合の実験で、強磁性体の分極

率がある程度大きいにもかかわらず強磁性部分の電気抵抗が転移温度以下で下がるという結果が発表された [11, 12].

これは近接効果がなければ理解できない実験結果である. しかし一方, 強磁性体の交換ポテンシャルはスピン 1 重項のクーパー対を壊してしまうのでスピン 1 重項の  $s$  波のペアが強磁性体に侵入するというのは非常に理解しがたいことであった. 2001 年 Bergeret, Volkov, Efetov らは, 強磁性体と従来型の偶周波数スピン 1 重項  $s$  波超伝導体の接合において, 強磁性体にスピン 3 重項  $s$  波のクーパー対が侵入するのではないかと画期的な提案を行った [13]. はじめに分類したとおり, このクーパー対こそ奇周波数クーパー対なのである. それ以来, 強磁性体・超伝導接合における奇周波数クーパー対の研究が大きな関心を集めるようになった [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21].

奇周波数のクーパー対は非常に特殊な問題なのであろうか? また奇周波数クーパー対はどのような状況で現れるのであろうか? 本稿では, このような疑問に答えるために最近の超伝導近接効果における理論的研究の発展と奇周波数のクーパー対の関係を議論したい. その結果奇周波数のクーパー対はこれまで考えられていたよりもずっと広範囲に存在すること, また不均一超伝導状態を特徴付けるきわめて重要な概念であることが明らかになる. この解説では最近我々が明らかにした奇周波数クーパー対の近接効果に関する成果をいくつか紹介する. まず最初に, 拡散伝導領域にある金属と超伝導体の近接効果の一般論について説明する. そして, 超伝導体がスピン 3 重項であればペアポテンシャルの周波数依存性が偶関数であろうと奇関数であろうと拡散伝導領域に侵入するクーパー対の対関数は奇周波数  $s$  波になることを結論する [22]. 次に拡散伝導領域がスピン分極している強磁性体における近接効果を議論する. 特に超伝導体が従来の偶周波数スピン 1 重項  $s$  波状態であるときに強磁性体の中に存在する奇周波数状態と準粒子状態密度の関係を議論する. 我々は準粒子状態密度の異常なエネルギー依存性が奇周波数クーパー対の存在と密接な関係があることを明らかにした [23]. また強磁性体が完全分極している場合に期待される奇周波数クーパー対のみを介して流れるジョセフソン電流の議論を行う [24]. 最後に現在進行中の話題, まだ今後の重要課題を展望する.

## 2 超伝導近接効果の一般論

繰り返しになるが, 超伝導近接効果とは超伝導体に近接した常伝導体にクーパー対が侵入する現象のことを指す. 以下では超伝導体と拡散伝導領域にある常伝導体の接合 (NS 接合) を考える. 近接効果ではいくつか重要な特徴的な長さがあるので, ここで整理しておく. 超伝導のコヒーレンス長  $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0$  は超伝導体中において対関数の空間変化を特徴付ける量であり,  $v_F$  は電子のフェルミ速度,  $\Delta_0$  は超伝導ペアポテンシャルの大きさである. 1 ケルビン程度の超伝導転移温度を仮定すると, サブマイクロメートルからマイクロメートル程度となる. 位相干渉長  $\xi_T = \sqrt{\hbar D / 2\pi T}$  は常伝導金属中において準粒子の位相干渉が可能な長さの目安であり,  $T$  は温度, 拡散定数  $D$  は  $D = v_F \ell / 3$  で不純物散乱による平均自由行程  $\ell$  と結びついている. 平均自由行程は典型的な金属中でナノメートル程度である. 常伝導体の長さは  $\ell$  に比べて十分に大きく拡散伝導領域に属すると仮定する. また同時に, 常伝導体では  $\ell \ll \xi_0$  が成り立ち, 汚れた極限 (ダーティリミット) にあると仮定する. 位相干渉長はその他の特徴的な長さ比べて大きい場合を想定する, 即ち極低温で近

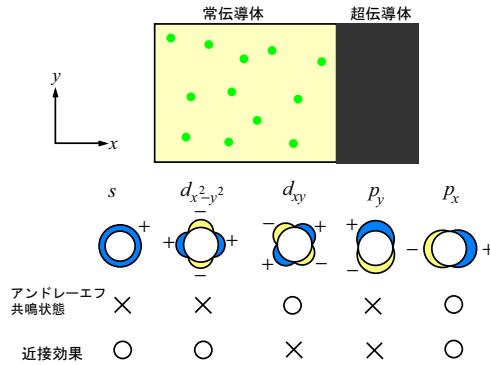


図 1: 常伝導体 (N)・超伝導体 (S) 接合とペアポテンシャルの模式図.

接効果は起きるのである。既に多くの解説記事で紹介されているとおり [25], 近接効果は接合系全体の合成抵抗を大きく変更する事が知られている。しかし理論および実験研究の多くが BCS 型の  $s$  波超伝導体 (ここでいう偶周波数スピン 1 重項  $s$  波超伝導体) を対象としていた。我々はこの数年、いわゆる異方的超伝導体を用いた接合における近接効果の研究を行ってきた。その過程で、異方的超伝導体 (ここでは偶周波数スピン 1 重項  $d$  波や偶周波数スピン 3 重項  $p$  波を指す) に適応できる超伝導近接効果の理論を構築した [26, 27, 28]。本稿で述べる成果もこの理論に基づいている。まずは、これまで得られた知見の概略を第 1 図に示した接合を念頭に述べることにする [29]。異方的な超伝導のペアポテンシャルは、フェルミ面の上で符号変化をするために、ミッドギャップアンドレーエフ共鳴状態 (以後はアンドレーエフ共鳴状態と略す) と呼ばれる状態が接合界面に現れる。アンドレーエフ共鳴状態 [30, 31] が存在すると、準粒子トンネル効果におけるゼロ電圧でのピーク [31] やジョセフソン接合における最大ジョセフソン電流の異常な温度依存性 [32, 33] など BCS 型超伝導体では決して期待されない異常な現象が現れる。第 1 図にあるような、常伝導体への近接効果もまた異常である。 $d$  波のようなスピン 1 重項の超伝導体の接合においてアンドレーエフ共鳴状態は近接効果と相容れない。例えば  $d_{xy}$  波対称性の場合、アンドレーエフ共鳴状態は接合界面に存在できても、決して常伝導領域へと侵入できない。また同時にクーパー対も常伝導体には侵入できない。その一方、 $d_{x^2-y^2}$  波の接合では、アンドレーエフ共鳴状態が存在しない代わりに、近接効果のためにクーパー対は常伝導体へ侵入する。このとき常伝導金属中の準粒子状態密度はギャップ構造を持ち、そのギャップの大きさは大体サウレスエネルギー程度となる [26, 27]。この結果はスピン 1 重項  $s$  波超伝導体接合の場合と定性的に同じである。この事実は第 1 図の場合わけから、 $d_{x^2-y^2}$  波と  $s$  波は同じクラスに属する事からも理解できる。一方、スピン 3 重項超伝導体の接合においては、アンドレーエフ共鳴状態と近接効果は相性がよく、常伝導体中には非常に強い近接効果が現れる。その例を簡潔に述べる。第 2 図のような接合で、常伝導体の中央における準粒子状態密度を計算した。スピン 3 重項超伝導の場合 ((a) および (b)), ゼロエネルギーでピーク構造を持つことになる。比較のために計算した  $s$  波の場合 (c) には、状態密度がギャップ構造を持つとは対照的である。第 2 図 (a) (b) では、 $R_d/R_b'$  の値が小さくなると、ゼロエネルギーピークの高さはよりいっそう高くなる。対応する  $s$  波の場合は  $\varepsilon = 0$  での準粒子の状態密度は小さくなる。 $R_d/R_b'$  が小さくな

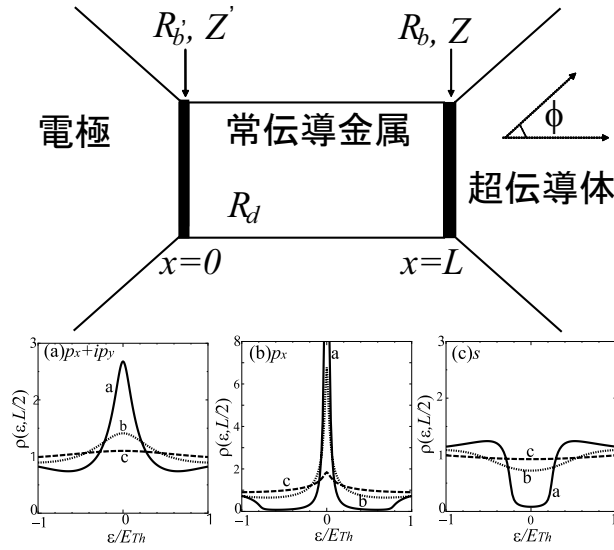


図 2: (上図) 超伝導/常伝導金属の接合系. 常伝導金属は電極と超伝導体に囲まれている.  $R_d$  は常伝導金属の抵抗,  $R_b$  は常伝導金属/超伝導体の界面での電気抵抗,  $R_b'$  は電極と常伝導金属との間の電気抵抗である. (下図) 常伝導金属中の中央での局所状態密度. (a)  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  で実現されると考えられる  $p_x + ip_y$  波 (カイラル  $p$  波) (b)  $p_x$  波 (c)  $s$  波 (Phys. Rev. B 72, 140503 (2005) 図 2 の結果を用いた.)  $R_d/R_b'$  が小さくなると常伝導領域に侵入したクーパ対の閉じ込め効果が強くなる. a,  $R_d/R_b' = 0.01$ ; b,  $R_d/R_b' = 1$ ; c,  $R_d/R_b' = 100$

ると, 侵入したクーパ対は電極へと逃げづらくなり, 常伝導体内部に閉じ込められる傾向にある. その結果, 近接効果が強められるのである. 明らかにスピン 3 重項  $p$  波の近接効果は異常で, 常伝導体中の状態密度にゼロエネルギーピークが現れることは従来のスピン 1 重項  $s$  波超伝導の近接効果には無い劇的な性質である. この結果は接合の作り方に依存する.  $p_x$  波成分があれば, 確かに異常な近接効果が起きるが, 接合の方向を変えて  $p_y$  波成分だけにするとアンドレーエフ共鳴状態も無くまた近接効果も無くなってしまふ (第 1 図参照). その結果  $p_y$  波の場合には, 常伝導体中の状態密度は超伝導体が接合していないときと同様にエネルギーに依存しない定数になる. カイラル  $p$  波対称性 ( $p_x + ip_y$ ) は両者の中間に対応するが, 第 2 図 (a) にあるように得られる結果は定性的に  $p_x$  波対称性に近い. ここでは NS 接合を考えたが, もう一つの超伝導体を付け加えた SNS 接合におけるジョセフソン効果も, また異常な振る舞いを示すことを付け加える [34, 35]. ここで用いた一般論は様々な場合に拡張され, 異方的超伝導体接合における近接効果の理解は大きく進展した [26, 27, 28, 35, 36, 37].

一体このスピン 3 重項超伝導体に固有の近接効果の正体は何であるのだろうか? その答えこそ奇周波数クーパ対なのである. この答えを得るだけならばたいして計算は必要なく, クーパ対の対称性を分類するだけでよい [22]. まず直観的な議論を行い, その後グリーン関数を用いた詳細な議論を行う. 再び第 1 図の NS 接合を念頭において, 超伝導体の対称性は, (1) 偶周波数スピン 1 重項偶パリティ (ESE) 状態, (2) 偶周波数スピン 3 重項奇パリティ (ETO) 状態, (3) 奇周波数スピン 3 重項偶パリティ (OTE) 状態, (4) 奇周波数スピン 1 重項奇パリティ (OSO) 状態の 4

種類の状態を考える。

このモデルには3つの拘束条件が存在する。1つは常伝導体は汚れた極限に属するので、存在できるクーパー対の軌道対称性は異方性のない  $s$  波でなければならない。すなわち偶パリティとなる。第2の重要な点はスピン反転散乱は存在しないことである。その結果、常伝導領域に侵入するクーパー対のスピン構造は母体となる超伝導体のそれと同じになる。最後に課される拘束条件が2電子の入れ替えに関する対関数の反対称性である。これらの条件から、対関数の周波数依存性が決定できる。例えば超伝導体の対称性が偶パリティの、ESE,OTE 状態であれば、常伝導金属に侵入するクーパー対の対称性もそれぞれ ESE,OTE 状態となる。一方で、奇パリティの超伝導体が ETO,OSO 状態であれば、常伝導金属中のクーパー対は OTE,ESE 状態になる。超伝導体が ETO 即ちスピン3重項奇パリティであるとき、常伝導体中ではスピン3重項偶パリティに変わる。この場合常伝導体中ではスピン部分と空間部分は共に2電子の入れ替えに関して対称になってしまう。奇周波数性は空間部分の対称性が奇パリティから偶パリティへと変更を受けた事を補償し、2電子の入れ替えに関する対関数の反対称性を確保するために獲得した性質なのである。実はクーパー対の選択肢としてもう一つある。それは常伝導体へは侵入しない、即ち近接効果を起こさないというものである。しかし実際には、多少形を変えてでも常伝導体に侵入していくのがクーパー対に備わった性質のようである。これらの性質はモデルの詳細や近似によらない一般的なものである。

以下準古典グリーン関数を用いた議論を行いたい。まずこの接合系の問題を考えるために必要な準古典グリーン関数を説明する。超伝導の平均場理論（ゴルコフ方程式）では通常のグリーン関数

$$G_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = -i \langle T \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \psi_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle \quad (2)$$

の他に、異常グリーン関数

$$F_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = -i \langle T \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \psi_{\beta}(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle, \quad (3)$$

$$= -i\theta(t_1 - t_2) \langle \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \psi_{\beta}(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle + i\theta(t_2 - t_1) \langle \psi_{\beta}(\mathbf{r}_2 t_2) \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \rangle \quad (4)$$

が現れる [38]。この異常グリーン関数こそ、これまで対関数と呼んでいたものの実体である。ここで  $\psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1)$  はスピン  $\alpha$  を持つ電子の  $\mathbf{r}_1$  におけるハイゼンベルグの消滅演算子であり、 $T$  は時間の順序付けを決めている。2電子を入れ替える操作  $(\alpha, \mathbf{r}_1, t_1) \leftrightarrow (\beta, \mathbf{r}_2, t_2)$  によって対関数が関係式

$$F_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = -F_{\beta,\alpha}(\mathbf{r}_2 t_2, \mathbf{r}_1 t_1) \quad (5)$$

を満たしていることが分かる。以下のように定義された先進グリーン関数と遅延グリーン関数

$$F_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = -i\theta(t_1 - t_2) \langle \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \psi_{\beta}(\mathbf{r}_2 t_2) + \psi_{\beta}(\mathbf{r}_2 t_2) \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \rangle, \quad (6)$$

$$F_{\alpha,\beta}^A(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = i\theta(t_2 - t_1) \langle \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \psi_{\beta}(\mathbf{r}_2 t_2) + \psi_{\beta}(\mathbf{r}_2 t_2) \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_1 t_1) \rangle, \quad (7)$$

を用いるならば関係式

$$F_{\alpha,\beta}^A(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = -F_{\beta,\alpha}^R(\mathbf{r}_2 t_2, \mathbf{r}_1 t_1) \quad (8)$$

を確かめる事ができる。これらがフェルミ統計から要請される対関数の満たす関係式である。 $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ ,  $\mathbf{r}_r = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ,  $t = (t_1 + t_2)/2$ ,  $t_r = t_1 - t_2$  のように座標を取り直して相対座標に関し

てフーリエ変換すると

$$F_{\alpha,\beta}(t, \mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{k}) = \int dt_r \int d\mathbf{r}_r F_{\alpha,\beta}(t, \mathbf{r}, t_r, \mathbf{r}_r) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_r + i\varepsilon t_r} \quad (9)$$

というグリーン関数になる．以後は定常状態を扱うので，グリーン関数は  $t$  に依存しない．またこのグリーン関数からフェルミエネルギー近傍の情報を取り出したのが以下で考える準古典グリーン関数  $f_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$  である [39]．準古典グリーン関数はゴルコフのグリーン関数から相対運動の大きさに関する自由度を積分することによって得ることができる．これはフェルミ波長程度の振動を取り除くことに対応する．ここで  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_F/|\mathbf{p}_F|$  で  $\mathbf{p}_F$  はフェルミ運動量である．同様なやり方で通常の準古典グリーン関数  $g_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$  も得る事ができ，これらのグリーン関数はアイレンベルガーの方程式に従う．本稿では平衡状態を扱うので遅延（先進）グリーン関数あるいは松原グリーン関数を用いた議論で十分でケルディッシュ成分を使う必要はない．以下  $\hbar = 1$ ,  $k_B = 1$  の単位系を用いることにする．

遅延（先進）グリーン関数  $\hat{g}^{R(A)}$  は南部表示を用いて

$$\hat{g}^R = \begin{pmatrix} g^R & f^R \\ \bar{f}^R & \bar{g}^R \end{pmatrix} \quad \hat{g}^A = \begin{pmatrix} g^A & f^A \\ \bar{f}^A & \bar{g}^A \end{pmatrix} \quad (10)$$

と書き表される．それぞれの成分はスピンの添え字を持ち  $g_{\alpha,\beta}^{R(A)}(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$ ,  $\bar{g}_{\alpha,\beta}^{R(A)}(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$ ,  $f_{\alpha,\beta}^{R(A)}(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$ , および  $\bar{f}_{\alpha,\beta}^{R(A)}(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$  と表される．ここで  $\mathbf{r}$  と  $\varepsilon$  は，クーパー対の重心座標，フェルミ面から測った準粒子のエネルギーである．また  $\hat{g}^{R,A}$  は，規格化条件

$$\hat{g}^R \hat{g}^R = 1, \quad \hat{g}^A \hat{g}^A = 1 \quad (11)$$

を満たしている． $f^R$  と  $\bar{f}^R$  はフェルミオン演算子の共役関係から [40, 41] 次の関係式によって結ばれている．

$$\bar{f}_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = -[f_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, -\varepsilon, -\mathbf{p})]^* \quad (12)$$

また 2 電子の入れ替えに関する対関数の反対称性，式 (8) は準古典グリーン関数についても成立し，遅延先進グリーン関数は [40]

$$f_{\alpha,\beta}^A(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = -f_{\beta,\alpha}^R(\mathbf{r}, -\varepsilon, -\mathbf{p}) \quad (13)$$

の関係を満たす．これらの関係を組み合わせることで，

$$\bar{f}_{\beta,\alpha}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = [f_{\alpha,\beta}^A(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})]^* \quad (14)$$

を得る．偶周波数の対関数は

$$f_{\alpha,\beta}^A(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = f_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, -\varepsilon, \mathbf{p}) \quad (15)$$

奇周波数の対関数は

$$f_{\alpha,\beta}^A(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = -f_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, -\varepsilon, \mathbf{p}) \quad (16)$$

の関係を満たす．参考までに松原周波数表示をすれば偶周波数の対関数は

$$f_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}, i\omega_n, \mathbf{p}) = f_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}, -i\omega_n, \mathbf{p})$$

奇周波数の場合には,

$$f_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}, i\omega_n, \mathbf{p}) = -f_{\alpha,\beta}(\mathbf{r}, -i\omega_n, \mathbf{p})$$

を満たす. 最終的に偶周波数のクーパー対に対して

$$\bar{f}_{\beta,\alpha}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = [f_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, -\varepsilon, \mathbf{p})]^* \quad (17)$$

奇周波数のクーパー対に対して

$$\bar{f}_{\beta,\alpha}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = -[f_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, -\varepsilon, \mathbf{p})]^* \quad (18)$$

の関係が満たされる.

以下では簡単のために  $S_z = 0$  のクーパー対を考えるが, スピン 3 重項超伝導体に対して  $S_z = \pm 1$  の場合を考えても本質的な変更はない. 再び第 2 図に示した常伝導金属・超伝導体の接合を考える. 常伝導金属と超伝導体の界面の抵抗を  $R_b$  また常伝導金属と電極との抵抗を  $R_b'$  とする.  $R_b' = \infty$  の場合は第 1 図のような孤立した常伝導金属と超伝導体接合のモデルとなる. 超伝導体は接合中に 1 つしかないのでゲージ変換をすることで超伝導体の遅延グリーン関数は (以下 R の記号を略するが) パウリ行列  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  を用いることで

$$g_{\pm}(\varepsilon)\hat{\tau}_3 + f_{\pm}(\varepsilon)\hat{\tau}_2 \quad (19)$$

と表すことが可能である. ここで添え字  $+(-)$  は右向き (左向き) の準粒子の運動方向を表している.  $g_{\pm}(\varepsilon)$  と  $f_{\pm}(\varepsilon)$  は  $g_+(\varepsilon) = g_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$ ,  $g_-(\varepsilon) = g_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \bar{\mathbf{p}})$ ,  $f_+(\varepsilon) = f_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p})$ ,  $f_-(\varepsilon) = f_{\alpha,\beta}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \bar{\mathbf{p}})$  とそれぞれ表されて  $\bar{\mathbf{p}} = \bar{\mathbf{p}}_F / |\mathbf{p}_F|$ ,  $\bar{\mathbf{p}}_F = (-p_{Fx}, p_{Fy})$  の関係が成立する. 式 (17), (18), を用いることで  $f_{\pm}(\varepsilon) = [f_{\pm}(-\varepsilon)]^*$  が偶周波数クーパー対に対して,  $f_{\pm}(\varepsilon) = -[f_{\pm}(-\varepsilon)]^*$  が奇周波数クーパー対に対してそれぞれ成立する.  $g_{\pm}(\varepsilon) = [g_{\pm}(-\varepsilon)]^*$  は両方の場合に成立する. 超伝導体は (1) 偶周波数スピン 1 重項偶パリティ (ESE) 状態, (2) 偶周波数スピン 3 重項奇パリティ (ETO) 状態, (3) 奇周波数スピン 3 重項偶パリティ (OTE) 状態, (4) 奇周波数スピン 1 重項奇パリティ (OSO) 状態の 4 種類で, この 4 状態が互いに状態が混ざった状態は考えないことにする. 常伝導金属は汚れた極限にあるために, 常伝導金属中で存在できるクーパー対は  $s$  波偶パリティのみである. 異方的超伝導体の近接効果の理論に基づけば, 常伝導金属中の準古典グリーン関数は, 超伝導体が偶パリティの場合には,  $\cos \theta \hat{\tau}_3 + \sin \theta \hat{\tau}_2$  とパラメータ化されて [26, 27], 奇パリティの場合には  $\cos \theta \hat{\tau}_3 + \sin \theta \hat{\tau}_1$  とパラメータ化される [28].  $\theta$  は, 以下のウサデル方程式をみたす [42].

$$D \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + 2i\varepsilon \sin \theta = 0 \quad (20)$$

この方程式の  $\theta$  の持つ性質 (エネルギー依存性) を調べることで, 常伝導体に侵入したクーパー対の対称性を明らかにすることを目指す. 関数  $\theta$  に関する境界条件は超伝導・常伝導金属界面で [26, 28, 27]

$$\frac{L}{R_d} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \Big|_{x=L} = \frac{\langle F_1 \rangle}{R_b}, \quad (21)$$

$$F_1 = \frac{2T_1(f_S \cos \theta_L - g_S \sin \theta_L)}{2 - T_1 + T_1(\cos \theta_L g_S + \sin \theta_L f_S)} \quad (22)$$



と与えられ, 電極・常伝導界面で

$$\frac{L}{R_d} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = \frac{\langle F_2 \rangle}{R_{b'}}$$
,  $F_2 = \frac{2T_2 \sin \theta_0}{2 - T_2 + T_2 \cos \theta_0}$ , (23)

と与えられる. ここで  $\theta_L = \theta|_{x=L}$ ,  $\theta_0 = \theta|_{x=0}$  である. また  $\langle \dots \rangle$  は準粒子の入射角  $\phi$  についての角度平均を表している.

$$\langle F_{1(2)}(\phi) \rangle = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \cos \phi F_{1(2)}(\phi)}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi T_{1(2)} \cos \phi}$$
, (24)

$$T_1 = \frac{4 \cos^2 \phi}{Z^2 + 4 \cos^2 \phi}, \quad T_2 = \frac{4 \cos^2 \phi}{Z'^2 + 4 \cos^2 \phi}$$
, (25)

$T_{1,2}$  は透過係数をあらわし  $Z, Z'$  は  $\delta$  関数型バリアポテンシャルを仮定したときのパラメータである. パリティの奇偶に関わらず,  $g_S = (g_+ + g_-)/(1 + g_+g_- + f_+f_-)$  と与えられる. 超伝導体が偶パリティのときは  $f_S = (f_+ + f_-)/(1 + g_+g_- + f_+f_-)$  奇パリティのときは  $f_S = i(f_+g_- - f_-g_+)/(1 + g_+g_- + f_+f_-)$  と与えられる [28]. この辺りの詳しい導出は文献 [29] に書かれている.  $g_{\pm}, f_{\pm}$  は,  $g_{\pm} = \varepsilon/\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta_{\pm}^2}$ ,  $f_{\pm} = \Delta_{\pm}/\sqrt{\Delta_{\pm}^2 - \varepsilon^2}$  と書かれる. また超伝導のペアポテンシャル (秩序変数) は, 偶周波数のペアに対しては,  $\Delta_{\pm} = \Delta \Psi(\phi_{\pm})$  奇周波数のペアに対しては,  $\Delta_{\pm} = \Delta_{\text{odd}}(\varepsilon) \Psi(\phi_{\pm})$  と表すことにする.  $\Psi(\phi_{\pm})$  は超伝導のペアポテンシャルの持つ異方性を示し,  $\Delta$  はペアポテンシャルの最大値 (偶周波数のペアの場合) とする. 以上の性質をまとめると, 常伝導金属中の対関数が  $\cos \theta^*(-\varepsilon) = \cos \theta(\varepsilon)$  を満たせば偶周波数のクーパ対が,  $\cos \theta^*(-\varepsilon) = -\cos \theta(\varepsilon)$  を満たせば奇周波数のクーパ対が侵入していることになる. モデルの拘束条件を再確認する. 常伝導領域は汚れた極限にあるので, 存在できるクーパ対の軌道対称性は偶パリティ  $s$  波でなければならない. またスピン反転散乱は存在しないので, 常伝導領域に侵入するクーパ対のスピン構造は母体となる超伝導体のそれと同じになる. 従って常伝導領域に侵入できるのは上記の分類の中の偶周波数スピン 1 重項偶パリティ (ESE) 状態と奇周波数スピン 3 重項偶パリティ (OTE) 状態のいずれかとなる.

#### (1) ESE 超伝導体

この場合には, 超伝導の準古典グリーン関数が  $f_{\pm}(\varepsilon) = f_{\pm}^*(-\varepsilon)$ ,  $g_{\pm}(\varepsilon) = g_{\pm}^*(-\varepsilon)$  の関係を満たすために,  $f_S(-\varepsilon) = f_S^*(\varepsilon) = f_S^*$  と  $g_S(-\varepsilon) = g_S^*(\varepsilon) = g_S^*$  が成立し, その結果  $F_1^*(-\varepsilon)$  は

$$F_1^*(-\varepsilon) = \frac{2T_1[f_S \cos \theta_L^*(-\varepsilon) - g_S \sin \theta_L^*(-\varepsilon)]}{2 - T_1 + T_1[\cos \theta_L^*(-\varepsilon)g_S + \sin \theta_L^*(-\varepsilon)f_S]}$$

と書く事ができる. 式 (20)-(23) と比較することで  $\sin \theta^*(-\varepsilon) = \sin \theta(\varepsilon)$  かつ  $\cos \theta^*(-\varepsilon) = \cos \theta(\varepsilon)$  となり, ESE 状態のクーパ対が常伝導金属に侵入する.

#### (2) ETO 超伝導体

この場合もやはり偶周波数超伝導状態であるので,  $f_{\pm}(\varepsilon) = f_{\pm}^*(-\varepsilon)$ ,  $g_{\pm}(\varepsilon) = g_{\pm}^*(-\varepsilon)$  が超伝導体のグリーン関数に対して成立する. 従って, 2つの関係式  $f_S(-\varepsilon) = -f_S^*(\varepsilon) = -f_S^*$  と  $g_S(-\varepsilon) = g_S^*(\varepsilon) = g_S^*$  が成立する. その結果,

$$F_1^*(-\varepsilon) = -\frac{2T_1[f_S \cos \theta_L^*(-\varepsilon) + g_S \sin \theta_L^*(-\varepsilon)]}{2 - T_1 + T_1[\cos \theta_L^*(-\varepsilon)g_S - \sin \theta_L^*(-\varepsilon)f_S]}$$

となる。関係式 (20)-(23) より  $\sin \theta^*(-\varepsilon) = -\sin \theta(\varepsilon)$ ,  $\cos \theta^*(-\varepsilon) = \cos \theta(\varepsilon)$  となって,OTE 状態のクーパー対が侵入する。注目すべきことはこの OTE 状態が現れる理由は超伝導体・強磁性体接合で現れる OTE 状態とは [13, 15] その発現機構がまったく異なることである。ここでは, なんら強磁性状態を仮定していないのでスピン反転散乱は起きず, スピン 3 重項奇パリティ超伝導体がパリティの形を変えることに伴って 2 電子の入れ替えに関する対関数の反対称性と整合する奇周波数状態が発現しているのである。

### (3) OTE 超伝導体

超伝導体の対称性が OTE である場合は奇周波数状態であるために  $f_{\pm}(\varepsilon) = -f_{\pm}^*(-\varepsilon)$ ,  $g_{\pm}(\varepsilon) = g_{\pm}^*(-\varepsilon)$  が成立する。その結果,  $f_S(-\varepsilon) = -f_S^*(\varepsilon)$  と  $g_S(-\varepsilon) = g_S^*(\varepsilon)$  が成立して,  $F_1^*(-\varepsilon)$  は ETO 超伝導体の場合と同じ式になる。その結果  $\sin \theta^*(-\varepsilon) = -\sin \theta(\varepsilon)$ ,  $\cos \theta^*(-\varepsilon) = \cos \theta(\varepsilon)$  が満たされる。これは OTE 状態が常伝導金属中に現れることに対応する。

### (4) OSO 超伝導体

(3) の場合と同様に母体となる超伝導体が奇周波数なので  $f_{\pm}(\varepsilon) = -f_{\pm}^*(-\varepsilon)$ ,  $g_{\pm}(\varepsilon) = g_{\pm}^*(-\varepsilon)$  が成立する。その結果,  $f_S(-\varepsilon) = f_S^*(\varepsilon)$ ,  $g_S(-\varepsilon) = g_S^*(\varepsilon)$  が成り立つ。式 (1)-(3) と同様の計算を行うと  $F_1^*(-\varepsilon)$  は (1) の場合と同じ関数形を持つことがわかる。その結果,  $\sin \theta^*(-\varepsilon) = \sin \theta(\varepsilon)$ ,  $\cos \theta^*(-\varepsilon) = \cos \theta(\varepsilon)$  を得る。この場合は超伝導体は奇周波数状態であるが常伝導領域には ESE 状態のクーパー対が侵入する。以上の結果を表 1 にまとめる。

	母体となる超伝導体の対称性	常伝導金属中に侵入するクーパー対の対称性
(1)	偶周波数スピン 1 重項偶パリティ (ESE)	ESE
(2)	偶周波数スピン 3 重項奇パリティ (ETO)	OTE
(3)	奇周波数スピン 3 重項偶パリティ (OTE)	OTE
(4)	奇周波数スピン 1 重項奇パリティ (OSO)	ESE

表 1: 超伝導体・常伝導金属接合における近接効果

偶パリティの超伝導体ならば, 侵入するクーパー対の対称性は常に母体となる超伝導体と同じであることがいえる。逆に奇パリティの超伝導体ならば侵入するクーパー対の対称性は常に母体となる超伝導体とは異なるという点は興味深い。

以上の近接効果の様子をより具体的に理解するために, 常伝導金属中の対関数と局所的な準粒子状態密度を計算した結果を示す。局所状態密度 (常伝導状態の値で規格化されたもの), 対関数はそれぞれ  $\rho(\varepsilon) = \text{Real}[\cos \theta(\varepsilon)]$  と  $f(\varepsilon) = \sin \theta(\varepsilon)$  で与えられる。常伝導体における準粒子の励起の様子とクーパー対の性質は, 近接効果を一枚のコインに例えるならばその表と裏の関係にあ

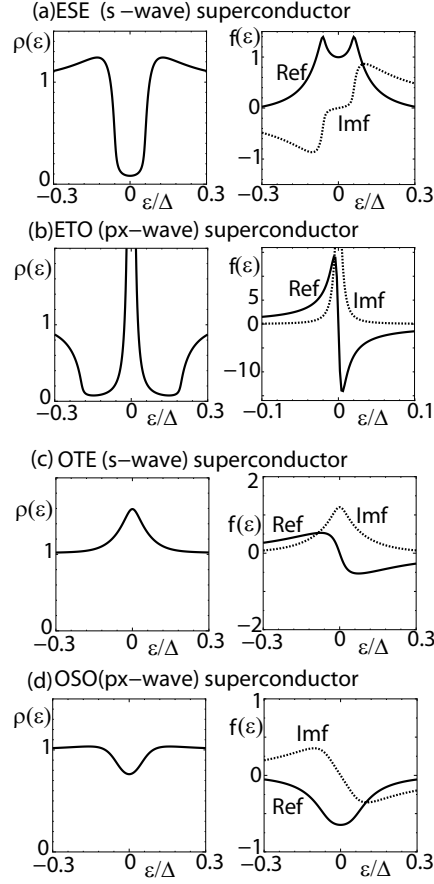


図 3: 常伝導金属中の局所状態密度  $\rho(\varepsilon)$  および対関数  $f(\varepsilon)$   $x = L/2$ .  $Ref$ ,  $Imf$  は  $f(\varepsilon)$  の実数部と虚数部である. 母体となる超伝導体の対称性は, それぞれ (a) 偶周波数スピン 1 重項偶パリティ (ESE) (b) 偶周波数スピン 3 重項奇パリティ (ETO) (c) 奇周波数スピン 3 重項偶パリティ (OTE) および (d) 奇周波数スピン 1 重項奇パリティ (OSO) である. 奇周波数ペアポテンシャルの計算をする際に  $\bar{C} = 0.8$  と選んでいる. (Phys. Rev. Lett. 98, 037003 (2007) の図を用いた)

る. 状態密度はグリーン関数  $g(\varepsilon)$  の情報であるのに対して対関数は  $f(\varepsilon)$  を指しているからである. そしてこれらのグリーン関数は規格化条件  $g^2(\varepsilon) + f^2(\varepsilon) = 1$  によって互いに結ばれている. 常伝導金属中央の  $x = L/2$  に注目することにする.  $Z = 1$ ,  $Z' = 1$ ,  $R_d/R_b = 1$ ,  $R_d/R_b' = 0.01$ ,  $E_{Th} = D/L^2 = 0.25\Delta$  とパラメータを選ぶ.  $E_{Th}$  はサウレスエネルギーである.

ESE 超伝導体としてはスピン 1 重項の  $s$  波を選ぶ. このときは  $\Psi_{\pm} = 1$  となる. メゾスコピック超伝導の研究でよく知られているように, 常伝導金属の状態密度はギャップ構造を持つ. このギャップの幅はサウレスエネルギー程度となる. 対関数の実部は偶関数, 虚部は奇関数となる. フェルミ面直上  $\varepsilon = 0$  では  $f(\varepsilon)$  には実部しか存在せず  $g^2(\varepsilon) + f^2(\varepsilon) = 1$  が成り立つために  $\varepsilon = 0$  での状態密度は常伝導状態よりも小さくなることに対応する.

ETO 超伝導体の場合として  $p_x$  波のペアポテンシャルを考えると,  $\Psi_+ = -\Psi_- = \cos \phi$  が成立する. この場合はアンドレーエフ共鳴状態が侵入する異常な近接効果となる [28, 35]. 実際に状態密

度はゼロエネルギーピークを持つ。また対関数の実部は奇関数, 虚部は偶関数となる。  $\varepsilon = 0$  (フェルミ面直上) では虚部しか存在せず  $g^2(\varepsilon) + f^2(\varepsilon) = 1$  が成り立つために  $\varepsilon = 0$  での状態密度は常伝導状態よりも大きくなることに対応する。

最後に奇周波数のペアポテンシャルを仮定した話を考える。奇周波数状態の研究は十分になされておらずエネルギー依存性がどうなるべきかは知られていない。ここではペアポテンシャルのエネルギー依存性は現象論的に,  $\Delta^{odd}(\varepsilon) = \bar{C}\varepsilon/[1 + (\varepsilon/\Delta)^2]$  と仮定し,  $\bar{C} < 1$  とする。まず超伝導体をOTE状態として, ここでは  $s$  波状態を考える。計算結果は局所状態密度がゼロエネルギーピークを持つことを示している。従来の偶周波数  $s$  波超伝導体の近接効果ではありえないことである。対関数の実部が奇関数, 虚部は偶関数になる。  $\varepsilon = 0$  では, 虚部しか存在しないので  $g^2(\varepsilon) + f^2(\varepsilon) = 1$  が成り立つために  $\varepsilon = 0$  での状態密度は常伝導状態よりも大きくなり, 図に示されているように状態密度はゼロエネルギーピークを持つことになる。

最後に超伝導体がOSO対称性を持つ場合を考える。ここでは  $p_x$  波のペアポテンシャルを考える。この場合はESE状態が常伝導金属中に誘起される。実際に対関数の実部が偶関数, 虚部は奇関数になる。また状態密度は, ESE超伝導体の近接効果と同様に, エネルギーギャップ構造を持つ。

ここまでの結果をまとめる。スピン反転散乱が界面に存在しなければ拡散伝導領域の常伝導体・超伝導体の近接効果は一般的に以下のようにまとめられる。超伝導体が (1) 偶周波数スピン1重項偶パリティ (ESE) 状態, (2) 偶周波数スピン3重項奇パリティ (ETO) 状態, (3) 奇周波数スピン3重項偶パリティ (OTE) 状態, (4) 奇周波数スピン1重項奇パリティ (OSO) 状態であれば, その結果として常伝導領域に侵入するクーパ対の対関数はそれぞれ (1) ESE, (2) OTE, (3) OTE, (4) ESE 状態になる。特に興味深いのは (2), 即ちスピン3重項奇パリティ超伝導体の近接効果である。この章の始めに概略を述べた異常な近接効果は実は奇周波数クーパ対が常伝導体に侵入した結果起きたのだった。現在スピン3重項奇パリティ超伝導体として  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [43], U化合物の超伝導体 [44], 擬1次元有機超伝導体 (TMTSF) $_2$ X [45] などが有力視されているがこのような物質の接合系で奇周波数クーパ対が確認できれば非常に面白いと思われる。

### 3 強磁性体・超伝導体接合の理論

Bergeret らが議論した奇周波数クーパ対の近接効果の舞台は強磁性体と超伝導体の接合であった。彼らはもともと非一様な磁化を持つ強磁性体を考慮したのだが, 一様な磁化を持つ強磁性体と超伝導体の接合においても奇周波数クーパ対が強磁性体に近接効果の結果出現する。この章では, 奇周波数クーパ対はどのように一様な磁化を持つ強磁性体に侵入するのか? その結果, 準粒子の状態密度はどのように変更を受けるのだろうか? と云う基本的な疑問に答えたい [23]。以下では交換ポテンシャルがフェルミエネルギーに比べて十分に小さい場合について考察する。強磁性体の中では磁化は一様に揃い, その交換エネルギーの大きさを  $h$  とする。そのような場合前章で議論した超伝導体界面での接続条件はそのまま適用可能となる。変更をうけるのはウサデル方程式である [42]。超伝導体のグリーン関数はスピンの添え字をつけるとこれまでと同様に

$$g_{\pm}(\varepsilon)\hat{\tau}_3 + f_{\pm}(\varepsilon)\hat{\tau}_2 \quad (26)$$

と表される.  $g_{\pm}(\varepsilon)$  と  $f_{\pm}(\varepsilon)$  は,

$$g_{+}(\varepsilon) \equiv g_{\uparrow,\uparrow}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) = g_{\downarrow,\downarrow}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}), \quad g_{-}(\varepsilon) \equiv g_{\uparrow,\uparrow}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \bar{\mathbf{p}}) = g_{\downarrow,\downarrow}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \bar{\mathbf{p}}), \quad (27)$$

$$f_{+}(\varepsilon) \equiv f_{\uparrow,\downarrow}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \mathbf{p}) \quad f_{-}(\varepsilon) \equiv f_{\uparrow,\downarrow}^R(\mathbf{r}, \varepsilon, \bar{\mathbf{p}}), \quad (28)$$

$\bar{\mathbf{p}} = \bar{\mathbf{p}}_F / |\mathbf{p}_F|$ ,  $\bar{\mathbf{p}}_F = (-p_{Fx}, p_{Fy})$  と書くことができる. 強磁性体は拡散伝導領域にあると考えられているので準古典グリーン関数はウサデル方程式に従う. 超伝導体のパリティが偶パリティのときにはマジョリティスピンのグリーン関数が  $\cos \theta \hat{\tau}_3 + \sin \theta \hat{\tau}_2$  と与えられれば, マイノリティスピンのグリーン関数は  $\cos \bar{\theta} \hat{\tau}_3 + \sin \bar{\theta} \hat{\tau}_2$  と書くことができる. また超伝導体が奇パリティのときにはマジョリティスピンのグリーン関数が  $\cos \theta \hat{\tau}_3 + \sin \theta \hat{\tau}_1$ , マイノリティスピンのグリーン関数は  $\cos \bar{\theta} \hat{\tau}_3 + \sin \bar{\theta} \hat{\tau}_1$  と表される. 関数  $\theta$  は以下のウサデル方程式に従う.

$$D \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + 2i(\varepsilon + h) \sin \theta = 0 \quad (29)$$

他方  $\bar{\theta}$  は以下の方程式に従う.

$$D \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + 2i(\varepsilon - h) \sin \bar{\theta} = 0 \quad (30)$$

$\theta$  の従う境界条件は, 式 (22) と同じである. また  $\bar{\theta}$  の従う境界条件は [26, 27, 28] 強磁性体・超伝導体界面で

$$\frac{L}{R_d} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \Big|_{x=L} = \frac{\langle \bar{F}_1 \rangle}{R_b}. \quad (31)$$

と与えられる. ここで  $\bar{F}_1$  は, スピン 3 重項超伝導体に対して

$$\bar{F}_1 = \frac{2T_1(f_S \cos \bar{\theta}_L - g_S \sin \bar{\theta}_L)}{2 - T_1 + T_1(\cos \bar{\theta}_L g_S + \sin \bar{\theta}_L f_S)} \quad (32)$$

スピン 1 重項超伝導体に対して

$$\bar{F}_1 = \frac{2T_1(-f_S \cos \bar{\theta}_L - g_S \sin \bar{\theta}_L)}{2 - T_1 + T_1(\cos \bar{\theta}_L g_S - \sin \bar{\theta}_L f_S)} \quad (33)$$

と与えられる. 常伝導電極と強磁性体との境界では

$$\frac{L}{R_d} \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = -\frac{\langle \bar{F}_2 \rangle}{R'_b}, \quad \bar{F}_2 = \frac{2T_2 \sin \bar{\theta}_0}{2 - T_2 + T_2 \cos \bar{\theta}_0}. \quad (34)$$

と書かれる. ここで  $\bar{\theta}_L = \bar{\theta} |_{x=L}$ ,  $\theta_0 = \bar{\theta} |_{x=0}$  である. スピン 1 重項を表す対関数として

$$f_3(\varepsilon) = (\sin \theta - \sin \bar{\theta})/2 \quad (35)$$

スピン 3 重項を表す対関数として

$$f_0(\varepsilon) = (\sin \theta + \sin \bar{\theta})/2 \quad (36)$$

を定義する. 強磁性体は拡散伝導領域にあるので偶パリティの  $s$  波対称性しか許されない. 2 電子の入れ替えに関する対関数の反対称性と整合させると  $f_3$  と  $f_0$  はそれぞれ ESE 状態と OTE 状態に対応することになる. 実際に強磁性体と 4 種の超伝導状態 ESE, ETO, OTE, OSO 状態との接合を考えて, 前章と同様の議論を行うと, 常に  $\sin \bar{\theta}^*(-\varepsilon) = -\sin \theta(\varepsilon)$ ,  $\cos \bar{\theta}^*(-\varepsilon) = \cos \theta(\varepsilon)$  を示すことが

	母体となる超伝導体の対称性	強磁性体中に誘起されたクーパー対の対称性 ( $h = 0$ の場合)	強磁性体に誘起されたクーパー対の対称性
(1)	偶周波数スピン 1重項偶パリティ (ESE)	ESE	ESE + OTE
(2)	偶周波数スピン 3重項奇パリティ (ETO)	OTE	OTE + ESE
(3)	奇周波数スピン 3重項偶パリティ (OTE)	OTE	OTE + ESE
(4)	奇周波数スピン 1重項奇パリティ (OSO)	ESE	ESE + OTE

表 2: 超伝導体・強磁性体 (拡散伝導領域) 接合における近接効果

できて, その結果  $f_3(\varepsilon) = f_3^*(-\varepsilon)$ ,  $f_0(\varepsilon) = -f_0^*(-\varepsilon)$  が成立する. これは  $f_3$  が偶周波数の対関数を,  $f_0$  が奇周波数の対関数を表していることを意味する. 前章で述べた常伝導金属/超伝導体接合の場合は  $h = 0$  に対応する. 前章と同様の計算を行うことで,  $h \neq 0$  のときはいかなる場合も ESE 状態と OTE 状態が強磁性体に共存する. これらの結果をまとめると 1) 超伝導体が ESE 状態であるときは  $h = 0$  のときは ESE 状態しか存在しないが,  $h \neq 0$  のときはそれに加えて OTE 状態も誘起される. 2) 超伝導体が ETO 状態であるときは  $h = 0$  のときは OTE 状態しか存在しないが  $h \neq 0$  のときはそれに加えて ESE 状態も誘起される. 3) 超伝導体が OTE 状態であるときは  $h = 0$  のときは OTE 状態しか存在しないが  $h \neq 0$  のときはそれに加えて ESE 状態も誘起される. 4) 超伝導体が OSO 状態であるときは  $h = 0$  のときは ESE 状態しか存在しないが  $h \neq 0$  のときはそれに加えて OTE 状態も誘起される. 表 2 にこの結果をまとめた.

以下では偶周波数超伝導体の場合を考えて, 対関数  $f_3$ ,  $f_0$  と局所状態密度を計算する. 第 2 図の常伝導体・超伝導体接合の常伝導体を強磁性体で置き換えたモデルを考えることにする. 規格化された局所状態密度は

$$N/N_0 = \frac{1}{2}(\text{Re} \cos \theta + \text{Re} \cos \bar{\theta}) \quad (37)$$

と与えられる. ここで  $N_0$  は常伝導状態の状態密度に対応する. 超伝導体が ESE 状態の場合としてスピン 1 重項  $s$  波, ETO 状態にある場合としてスピン 3 重項  $p_x$  波 ( $S_z = 0$ ) を選ぶ. 実際の計算では,  $Z = 3$ ,  $Z' = 3$ ,  $E_{Th} \equiv D/L^2 = 0.1\Delta$ ,  $R_d/R_b' = 0.1$  とする. 強磁性体の磁化の向きはスピンの量子化軸を向き, かつ界面ではスピン反転散乱はないので, スピンの向きが磁化の向きに対してそろった  $S_z = \pm 1$  のクーパー対は存在しない. まずスピン 1 重項超伝導体の場合を考える. この場

合は, 交換ポテンシャル  $h$  が存在すると ETO 成分に加えて OTE 成分が存在する [13, 15].  $s$  波超伝導接合で強磁性体と電極界面  $x = 0$  における対関数を第 4 図に示す. ここでは偶周波数成分  $f_3$  は  $\varepsilon = 0$  で虚部は消失して実部のみ有限である. これは偶周波数成分の定義から来る性質で  $h$  の値にかかわらず成立する強い性質である.  $h = 0$  の場合には  $f_3$  成分しか存在しない [46, 47].  $h$  の値が大きくなると  $f_3$  は特に  $\varepsilon = 0$  近傍の値が小さくなる. 一方で奇周波数成分  $f_0$  の虚部は  $h$  の増大に伴い, その値が大きくなることから  $\varepsilon = 0$  では奇周波数成分は虚部しか存在しない. 対応する状態密度を第 5 図に示す.  $h = 0$  の場合は良く知られているように状態密度はミニギャップ構造

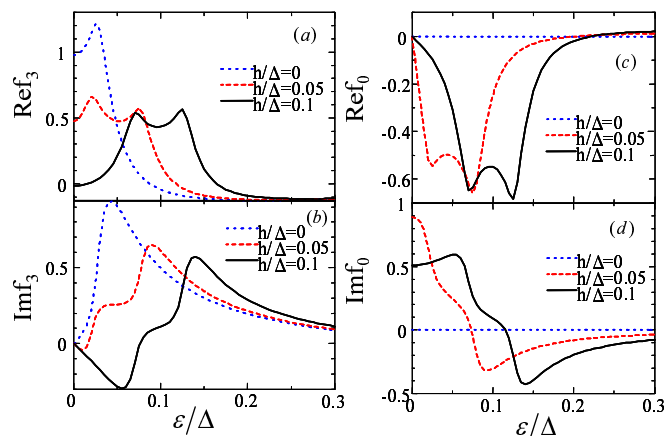


図 4: 強磁性体・スピン 1 重項  $s$  波超伝導体接合. 常伝導金属に誘起されるスピン 1 重項成分  $f_3$  とスピン 3 重項成分  $f_0$ . スピン 3 重項成分は奇周波数クーパ対となる.  $f_3$  の実部 (a) と虚部 (b) と  $f_0$  の実部 (c) と虚部 (d).  $R_d/R_b = 1$  と選んだ. (Phys. Rev. B, 75,134510,(2007) 図 2 を用いた)

を持つ [47]. 状態密度は交換ポテンシャル  $h$  に大変敏感である. 例えば  $h/\Delta = 0.05$  の場合は, 状態密度はゼロエネルギーのピークを持つ. このようなピークは, 強磁性体と超伝導体接合の研究で知られており, Golubov らがその存在を指摘し [48] いくつかの関連した研究があった [49]. 近接効果あまり強くなければ,  $E_{Th} \sim 2hR_b/R_d$  が満たされるときにゼロエネルギーピークが現れることが知られていたが [50], この条件は今のパラメータと一致している. また, 状態密度がピークを持つときに  $\text{Im}f_0$  がゼロエネルギーで大きな値を持つ. (第 4 図 (d)) すなわち  $f_0$  の虚部が  $\varepsilon = 0$  で大きな値を持つことがゼロエネルギーピークを形成する上で重要な条件となる.

第 6 図は, 交換ポテンシャルの大きさによって偶周波数スピン 1 重項状態から奇周波数スピン 3 重項状態が優勢になる状態にどのように移り変わるかを表している. ここでは  $\varepsilon = 0$  に固定して考える. ESE 成分は実部のみで, OTE 成分は虚部のみである.  $x = 0$  (強磁性体界面), (b)  $x = L/2$ , (c)  $x = L$  (強磁性体・超伝導体界面) に注目する. 興味あるのは, 奇周波数成分  $\text{Im}[f_0]$  がある特徴的な  $h$  の値でピークを持つこと, さらにある  $h$  の値から  $\text{Im}[f_0]$  が  $\text{Re}[f_0]$  よりも大きくなることである.  $\sin \bar{\theta}(\varepsilon) = -\sin \theta^*(-\varepsilon)$  と  $\cos \bar{\theta}(\varepsilon) = \cos \theta^*(-\varepsilon)$  が必ず成り立つことを用いると強磁性体中

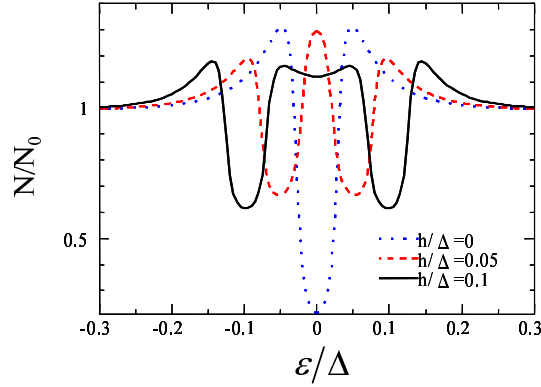


図 5: 強磁性体・スピン 1 重項  $s$  波超伝導体の強磁性体中の規格化された準粒子状態密度を  $\varepsilon$  の関数として図示したもの.  $R_d/R_b = 1$ . 強磁性体中の交換エネルギー  $h$ . (Phys. Rev. B, **75**,134510,(2007) 図 3 を用いた)

の対関数には

$$f_3(\varepsilon) = [\sin \theta(\varepsilon) + \sin \theta^*(-\varepsilon)]/2, \quad (38)$$

$$f_0(\varepsilon) = [\sin \theta(\varepsilon) - \sin \theta^*(-\varepsilon)]/2. \quad (39)$$

という関係が成立する.  $\varepsilon = 0$  において  $\theta(0) = \text{Re}\theta(0) + i\text{Im}\theta(0)$  とあらわすと, その結果, 対関数の比が

$$\frac{f_3(0)}{f_0(0)} = \frac{\tan \text{Re}\theta(0)}{i \tanh \text{Im}\theta(0)}. \quad (40)$$

と求められる.  $|\text{Re}\theta(0)| < |\text{Im}\theta(0)|$  が満たされるとクロスオーバーが起こって, OTE 成分のほうが大きくなる. 対応する交換エネルギーは  $h \sim (R_d/R_b)(E_{Th}/2)$  で与えられる.

次に強磁性体とスピン 3 重項  $p$  波超伝導体接合の近接効果を同様に調べてみる.  $f_3$  の実部と  $f_0$  の虚部の  $x = 0$  での値を第 7 図に示した. 強磁性体領域が  $h = 0$  の場合すなわち常磁性金属極限では OTE 状態のみが存在して準粒子状態密度がゼロエネルギーピークを持つ異常な近接効果が期待される.  $f_0$  は常に  $\varepsilon = 0$  で純虚数になる.  $h$  が大きくなるとスピン 1 重項成分  $f_3$  が大きくなる. この傾向は明らかにスピン 1 重項  $s$  波超伝導体・強磁性体接合の場合とは異なる. 特に  $f_3$  の実部が大きくなると同時に局所状態密度も小さくなる (第 8 図参照). その結果, 準粒子状態密度はゼロエネルギーでギャップ構造を持つようになる. 交換ポテンシャル  $h$  の大きさに依存して, どのように  $f_3$  成分 (偶周波数成分) が誘起され逆に  $f_0$  成分が抑制されるかを第 9 図に示した. ある程度  $h$  が大きくなると強磁性体中のスピン 3 重項成分  $f_0$  よりも 1 重項成分  $f_3$  の値が大きくなっている. 交換ポテンシャルが近接効果に与える影響がスピン 1 重項  $s$  超伝導体・強磁性体接合とスピン 3 重項  $p$  波超伝導体・強磁性体接合では, まったく逆の傾向を示していることは非常に興味深い.

交換場 (交換エネルギー) により強磁性体中に奇周波数スピン 3 重項対と偶周波数スピン 1 重項対が共存することは交換場による時間反転対称性の破れに起因している. 即ち, 対関数の時間部分が時間反転に対して偶でも奇でもなくなるために, スピン 3 重項対とスピン 1 重項対の混合が起こるのである. この時間反転対称性の破れが強磁性体中の状態密度に反映されることは大変興味深い.



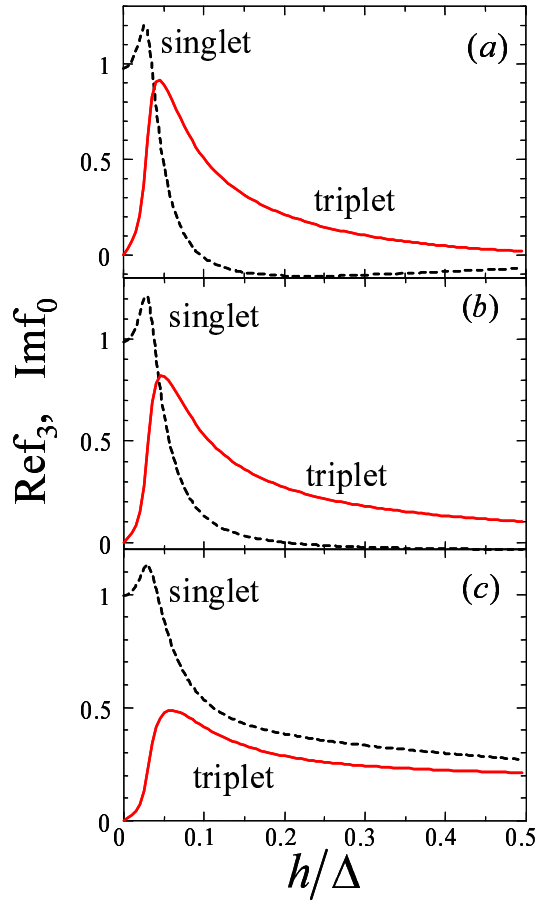


図 6: 強磁性体・スピン 1 重項  $s$  波超伝導体接合において強磁性体中の対関数のスピン 3 重項成分  $f_0$  (とスピン 1 重項成分  $f_3$  の  $\varepsilon = 0$  での値を交換エネルギー  $h$  を変化させて図示したもの. (a)  $x = 0$ . (b)  $x = L/2$ . (c)  $x = L$ . (Phys. Rev. B, 75,134510,(2007) 図 5 を用いた)

また、強磁性体・超伝導体接合の実験に関しても近年顕著な発展が見られる。Kontos ら [51] は強磁性体/超伝導体 (PdNi/Nb) 接合における強磁性体中の状態密度を測定した。彼らは強磁性体の長さに依存して強磁性体中の状態密度がギャップ的な構造を持ったり、ゼロエネルギーにピークを持ったりすることを発見した。この状態密度のゼロエネルギーピークは常伝導体/超伝導体接合では決して現れることのないものであり、奇周波数スピン 3 重項対の出現と関係している可能性がある。また、超伝導体/強磁性体/超伝導体からなるジョセフソン接合においてジョセフソン電流が符号をかえる接合が存在しうることが約 30 年前に Bulaevskii らによって予言されていたが [52]、これは最近、Ryazanov らによって実験的に確認された [53]。これらの実験に触発され、現在まで強磁性体・超伝導体接合に関する様々な実験結果が発表されている。[51, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62]

一方で、強磁性体・超伝導体接合をデバイスに応用する試みもある。たとえば、接合は量子コンピュータなどに役に立つ可能性がある。実際に超伝導ネットワークで位相が  $\pi$  ずれることを利用した量子ビットが提案されている [63, 64, 65]。さらに、強磁性体・超伝導体接合では電子の電荷、スピン、位相、の 3 つの自由度を利用できるため、近年発展目覚ましいスピントロニクス分野とも

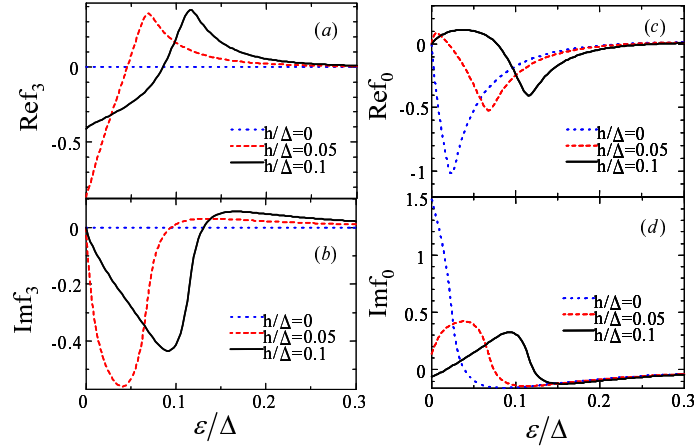


図 7: 強磁性体・スピン 3 重項  $p_x$  波超伝導体接合における強磁性体中の対関数のスピン 1 重項成分の実部 (a) と虚部 (b), スピン 3 重項成分の実部 (c) と虚部 (d) を図示した.  $R_d/R_b = 0.1$ . (Phys. Rev. B, 75,134510,(2007) 図 6 を用いた)

クロスオーバーする研究領域でもあり、今後、基礎応用両方面において更なる発展が期待される。

## 4 ハーフメタルを流れるジョセフソン電流

第 6 図で示されたとおり、対関数の振る舞いは強磁性体の場所に依存している。これも交換ポテンシャルの影響である。第 2 章で議論した近接効果では常伝導体にクーパー対が侵入する距離が  $\xi_T = \sqrt{D/2\pi T}$  と云う長さで特徴付けられ、温度が下がれば常伝導体の奥深くクーパー対が侵入できる。しかし強磁性体における侵入長は  $\xi_h = \sqrt{D/h}$  と云う短い距離になってしまう。これは交換ポテンシャルがスピン 1 重項、そして  $\uparrow$ -電子と  $\downarrow$ -電子からなるスピン 3 重項クーパー対（以下異種スピン 3 重項と呼ぶ）の両方を壊してしまう事を意味している。なぜならば、交換ポテンシャルの分だけ  $\uparrow$ -電子と  $\downarrow$ -電子のエネルギーの間にずれが生じるからである。さらに対関数は  $\xi_h$  の周期で空間的に振動し、その符号を頻繁に変えるのである。この振動が第 6 図の場所依存性の原因であり、SFS 接合で 0 接合- $\pi$  接合転移の原因となっている。強磁性体中での対関数はおよそ  $\xi_h$  で減衰しながら  $\xi_h$  の周期で振動しているという描像が成り立つ。しかし Petrashov らの実験で垣間見えた近接効果は  $\xi_h$  に比べずっと長い距離に及んでいる。Bergeret らが指摘したのは非一様な磁区構造を持つ強磁性体と超伝導体との接合においてスピン反転散乱が起きたとすると、スピン 1 重項と異種スピン 3 重項に加えて  $\uparrow\uparrow$ -3 重項や  $\downarrow\downarrow$ -3 重項のクーパー対が強磁性体に侵入するという事である。これらの同種スピン 3 重項対の侵入距離は  $\xi_T$  と長距離になる。なぜならば同種スピンの 2 電子は交換ポテンシャルの影響を受けないからである。

本稿の最後に、強磁性体の交換ポテンシャルが大きくなった極限でスピン反転散乱によって強磁性体に侵入した同種スピン奇周波数クーパー対が引き起こす輸送現象について考察する。2006 年近接効果の研究分野における中心的な話題の一つが、完全分極した強磁性金属（ハーフメタル）

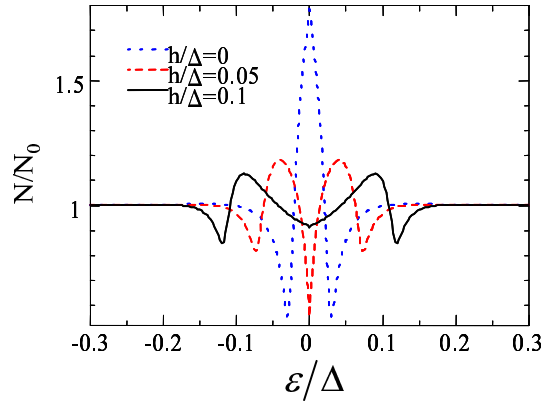


図 8: 強磁性体・スピン 3 重項  $p_x$  波超伝導体接合の強磁性体中の規格化された準粒子状態密度を  $\varepsilon$  の関数として図示したもの.  $R_d/R_b = 1$ . 強磁性体中の交換エネルギー  $h$ . (Phys. Rev. B, 75,134510,(2007) 図 7 を用いた)

CrO<sub>2</sub> を介したジョセフソン効果であった. Keizer らはハーフメタルの両側にスピン 1 重項  $s$  波の超伝導体 NbTiN を接合し, 2 つの超伝導体の間にジョセフソン電流が流れる事を見出した [66]. 第 10 図に接合の概念図と強磁性体の状態密度の模式図を示す. ハーフメタルは一方のスピンを持つ電子 ( $\uparrow$ -電子) にとっては金属的であるが, 他方のスピンを持つ電子 ( $\downarrow$ -電子) にとっては絶縁体となってしまう. 単純に考えると,  $S_z = 0$  のクーパー対は, スピン 1 重項, 3 重項ともに  $\downarrow$ -電子を含むために, とてもハーフメタルを通り抜けジョセフソン電流に寄与できそうにない. ではどのようなクーパー対がジョセフソン電流を運ぶのだろうか? この実験に先立つ 3 年前, Eschrig らは既にハーフメタルを流れるジョセフソン電流に関する議論を行っていた [67]. 彼らは不純物散乱の存在しない極限 (クリーンリミット  $\ell \gg \xi_0$ ) のハーフメタルを仮定し, 接合界面でスピン反転散乱を導入したモデルを解いた. その結果スピン 3 重項  $p$  波対称性の超伝導成分が超伝導体内部に誘起され, 両側のスピン 3 重項超伝導成分の間でジョセフソン電流が流れる事を結論している. しかし, 実験ではハーフメタルはむしろ汚れた極限に近く, 実験の解釈をするためには Eschrig らの議論はそのまま適用できない. しかし彼らは接合界面においてスピン反転散乱がジョセフソン電流のために不可欠だという大事な指摘をしていた.

交換ポテンシャルが大きくなると, 準古典グリーン関数を使う解析が難しくなる. なぜなら  $\downarrow$ -電子のフェルミエネルギーが超伝導ペアポテンシャルよりも小さくなってしまからである. そこで格子モデルの上でゴルコフ方程式を数値的に解いて得られた結果を紹介する. 強磁性体が拡散伝導領域に属するように, 第 10 図の強磁性体に相当する格子点にはランダムポテンシャルを導入する. 強磁性体の磁化は  $V_{ex}\sigma_z$  として磁化の向きを電子のスピン量子化軸にあわせる. 黒く塗りつぶした格子点では  $V_s\sigma_y$  という交換ポテンシャルを導入する. 強磁性体の磁化とはノンコリニアな磁化配置の磁性薄膜を導入することによりスピン反転を起こす原因を作る. この磁性薄膜がない場合, 即ちスピン反転散乱が接合界面で起きない場合, 決してジョセフソン電流は流れない. 第 11 図 (a) に, スピン反転散乱の大きさ  $V_s$  の関数としてジョセフソン電流を示した. 図の黒丸が不純物配置に関して平均を取ったジョセフソン電流であり, 白丸は平均からの揺らぎである. 二つの接合界面

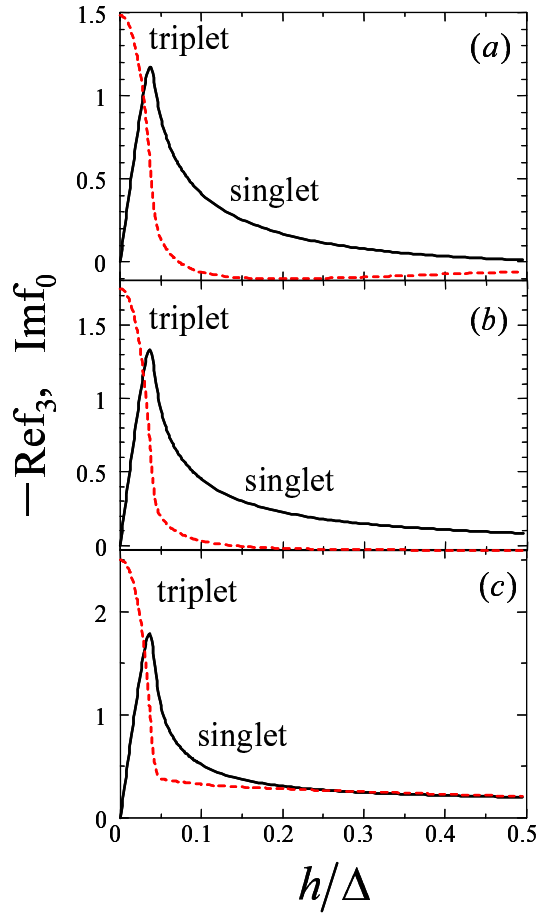


図 9: 強磁性体・スピン 3 重項  $p_x$  波超伝導体接合において強磁性体中の対関数のスピン 3 重項成分  $f_0$  (とスピン 1 重項成分  $f_3$  の  $\varepsilon = 0$  での値を交換エネルギー  $h$  を変化させて図示したもの. (a)  $x = 0$ . (b)  $x = L/2$ . (c)  $x = L$ . (Phys. Rev. B, 75,134510,(2007) 図 9 を用いた)

でスピン反転散乱が起きればジョセフソン電流が流れる事を示している. 次に如何なるクーパ対がジョセフソン電流を運ぶのかを調べるためにハーフメタル中の対関数を調べたのが (b) 図である. 前節で議論したスピン 1 重項や異種スピン 3 重項クーパ対の他に, スピン反転散乱により同種スピンの  $\uparrow\uparrow$ -3 重項,  $\downarrow\downarrow$ -3 重項クーパ対がハーフメタルに侵入する. 図では対関数を接合界面からの距離の関数として示した.  $\downarrow\downarrow$ -3 重項の対関数は接合界面から離れるに従って, 急激に減衰する.  $\downarrow$ -電子にとってハーフメタルが絶縁体となるからである. しかし  $\uparrow\uparrow$ -3 重項クーパ対はハーフメタルの奥深く侵入し, ジョセフソン電流を運ぶのである. このクーパ対はもはや交換ポテンシャルの影響を全く受けない. スピン 1 重項や異種スピン 3 重項クーパ対の対関数 ( $f_3$  および  $f_0$ ) は図示していないが,  $\downarrow\downarrow$ -3 重項の対関数よりも早く減衰してしまうことを付け加える.

今度は  $\uparrow\uparrow$ -3 重項クーパ対の対称性を考察する. ハーフメタルは汚れた極限にあるので軌道部分の対称性は偶パリティ  $s$  波である. そしてスピン部分は繰り返すまでもなく 3 重項である. 2 電子の入れ替えに関する対関数の反対称性を満たすためには, このクーパ対は必然的に奇周波数対称性

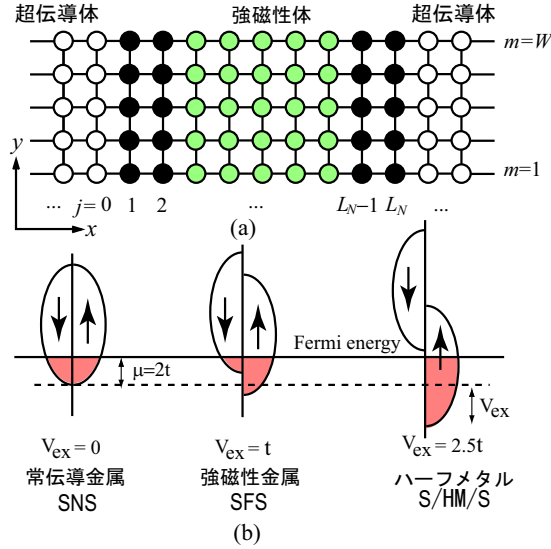


図 10: 超伝導・強磁性金属・超伝導接合の格子モデルを表したもの。

を選ばざるを得ないのだ。即ちハーフメタルの中では OTE 状態のクーパ対だけが存在し、ジョセフソン電流は純粹に奇周波数クーパ対によって運ばれる事になる。前章までの結論を適用すれば、奇周波数クーパ対が存在するならば、準粒子状態密度に変化が起きるはずである。それを示したのが第 12 図である。縦軸は常伝導状態の状態密度で規格化したハーフメタル中央の局所状態密度である。比較のために交換ポテンシャルのない場合、即ち SNS 接合の結果も同時に示した。ハーフメタル中の状態密度はゼロエネルギーにピークを持ち、その幅はサウレスエネルギーで特徴付けられる。第 3 章で考察した交換ポテンシャルが小さい強磁性体・超伝導体の接合と異なり、このピーク構造は場所依存性がない。即ちハーフメタルのどこで計算してもほぼ同じ結果になる。この事情は第 2 章の常伝導体・p 波接合のときと同様である [35]。従ってトンネル分光を用いて、状態密度のゼロエネルギーピークが観測できれば、奇周波数クーパ対の存在を確認した事になるというのが我々の結論である [24]。他の研究グループも定性的には同じ結論を得ている [68]。

## 5 おわりに

本稿では奇周波数クーパ対が引き起こす多彩な近接効果を概観した。奇周波数クーパ対が現れる原因の一つは、2 電子の入れ替えに関する対関数の反対称性という量子力学の最も基本的な要請である。対関数には、スピン、パリティ、周波数の 3 自由度がある。本稿で考察した近接効果の舞台は、汚れた極限にある常伝導体や強磁性体であり、そこでは偶パリティ s 波のクーパ対しか許されない事情も奇周波数クーパ対を生むも素地である。第 2 章の異方的超伝導の接合では、スピン 3 重項奇パリティ超伝導体接合において奇周波数クーパ対が常伝導体に現れた。例えば  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ ・常伝導体接合は奇周波数クーパ対を調べる上で大変に面白い系であることがわかる。第 3 章の強磁性体と超伝導体と接合では交換ポテンシャルが奇周波数クーパ対の源になった。

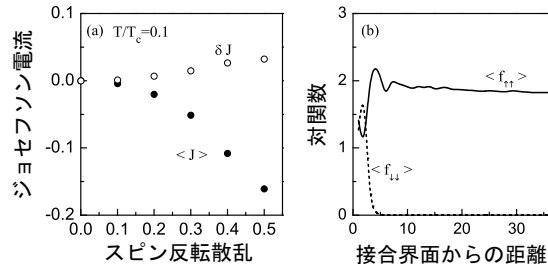


図 11: (a) : 超伝導・ハーフメタル・超伝導接合におけるジョセフソン電流. 縦軸は  $V_{ex} = 0$  即ち SNS 接合のジョセフソン電流で規格化した. 横軸は  $V_s/t$  で左右の超伝導体の位相差を  $\pi/2$  にとめて計算した. スピン反転散乱が大きくなるにつれてジョセフソン電流が流れるようになる. (b) : 同種スピンクーパ対の対関数の空間依存性. 松原周波数をペアポテンシャルの約 100 分の 1 に固定して計算した. 横軸は接合界面からの距離で, 0 は接合界面, 37 がハーフメタルの中央に対応する. 縦軸は超伝導体中のスピン 1 重項  $s$  波の対関数の値で規格化した.

そして第 4 章のハーフメタルと超伝導体の接合ではスピン反転散乱が奇周波数クーパ対の侵入を許したのである. 汚れた極限にある強磁性体や常伝導体の近接効果において, 奇周波数クーパ対が現れることは理論的には確立した. 果たして奇周波数クーパ対はより一般的な条件で存在するのであるか? 不純物散乱の存在しないパリティ領域の超伝導体・常伝導体接合に関する最近の研究結果をここで簡潔に紹介する. 接合界面では超伝導秩序変数が空間変化する. そのとき偶周波数状態と奇周波数状態は互いに混じりあうのである [69, 70]. 例えばスピン 1 重項  $s$  波の超伝導体の接合を考えたとしても界面において奇周波数スピン 1 重項奇パリティの状態が混ざることが Eilenberger の方程式から示される. さらに興味深い事は, 奇周波数の対関数の振幅が界面でアンドレーエフ共鳴状態が形成される際に大きくなることである [69]. すなわちスピン 1 重項  $d_{xy}$  超伝導体, スピン 3 重項  $p_x$  波超伝導体の接合界面に現れるアンドレーエフ共鳴状態は, 奇周波数クーパ対の形成の結果であるという再解釈ができるともいえる. 空間的な不均一性によって誘起される奇周波数クーパ対状態は, 接合界面だけではなく広く存在し, 例えば超伝導磁束芯において存在することを示すことができる [71].

またもし仮に奇周波数の超伝導体が存在したとすると, 界面で偶周波数クーパ対が誘起される. これらの事実をまとめると, 奇周波数超伝導体・偶周波数超伝導体の間に透過率に関する最低次数でジョセフソン電流が流れてもよいことになる. これは従来から知られていた常識と反するもので [3], 界面で誘起されるバルクとは異なる対称性をもつ超伝導状態が重要な役割を果たすということである. これらのより一般的観点からの奇周波数クーパ対に関する研究成果に関しては, また別の機会に詳しく紹介したい. また本稿では奇周波数超伝導秩序 (ペアポテンシャル) 形成に関する議論は行わなかった. 超伝導秩序として奇周波数状態があるかどうかは未解明であるが, ナノスケールな系などの不均一な系, 磁性状態との共存する状態において, その可能性は大いにあると思われる.

本稿で議論されたことから理解できる事は, 奇周波数クーパ対は特に珍しい存在ではなく広く存在するものなのである. ただこれまで認識していなかったに過ぎない. 奇周波数クーパ対の物

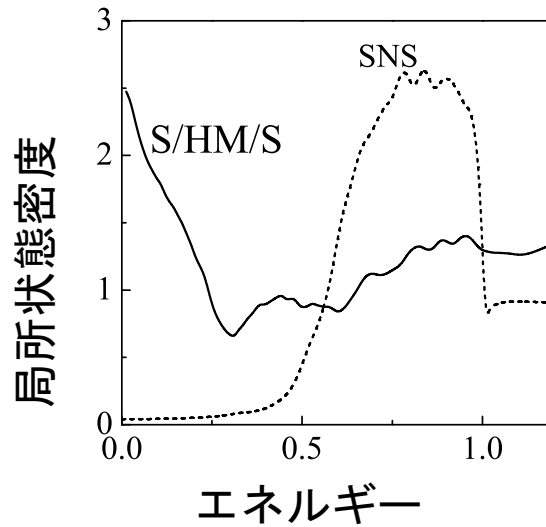


図 12: 超伝導・ハーフメタル・超伝導接合におけるハーフメタル中の状態密度. スピン反転散乱があり, ハーフメタルにジョセフソン電流が流れる場合について計算した. 比較のために SNS 接合の常伝導体中の状態密度を載せた. 縦軸は常伝導状態の状態密度で, 横軸は超伝導体におけるペアポテンシャルの大きさで規格化してある.

理が今後さらに発展することを期待したい.

## 謝辞

本稿の内容は Twente 大学の A. A. Golubov 博士, 産総研の柏谷聡博士, 東京工業大学の上田正仁教授, 神奈川大学の田沼慶忠博士との共同研究に基づいています. この研究は文部科学省科学研究費補助金, 特定領域研究「スーパークリーン物質で実現する新しい量子相の物理」, および NTT 物性科学基礎研究所からの援助を受けて行われました. Karlsruhe 大学の M. Eschrig 教授, Landau 研究所の Ya. V. Fominov 博士, Delft 工科大学の G. E. W. Bauer 教授, Yu. V. Nazarov 教授, T. M. Klapwijk 教授, R. S. Keizer 博士, Ruhr 大学の A. F. Volkov 教授, Twente 大学の P. J. Kelly 教授との議論は非常に参考になりました. 貴重なご意見をいただいた、大阪大学三宅和正教授, 河野浩准教授, 東京大学永長直人教授, 伏屋雄紀博士, 名古屋大学井上順一郎教授, 広島大学永井克彦教授, 東谷誠二助教, 物性研究所常次宏一教授, 押川正毅教授, 加藤 岳生准教授, 産総研川畑史郎博士, 京都大学前野悦輝教授, 東京理科大学高柳英明教授, NTT 物性科学研究所仙場浩一博士, 中ノ勇人博士, 赤崎達志博士, 東京理科大学矢口宏准教授に感謝いたします.

## 参考文献

- [1] V. L. Berezinskii, JETP Lett. **20** (1974) 287.
- [2] A. Balatsky and E. Abrahams, Phys. Rev. B **45** (1992) 13125.

- [3] E. Abrahams, A. Balatsky, D. J. Scalapino and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. B **52** (1995) 1271.
- [4] C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72** (2000) 969.
- [5] M. Vojta and E. Dagotto, Phys. Rev. B **59** (1999) R713.
- [6] Y. Shimizu, K. Miyagawa, K. Kanoda, M. Maesato, and G. Saito Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 107001; H. Morita, S. Watanabe and M. Imada, J. Phys. Soc. Jpn. **71** (2002) 2109.
- [7] Y. Fuseya, H. Kohno and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **72** (2003) 2914.
- [8] G. Q. Zheng, N. Yamaguchi, H. Kan, Y. Kitaoka, J. L. Sarrao, P. G. Pagliuso, N. O. Moreno and J. D. Thompson, Phys. Rev. B, **70** (2004) 014511; S. Kawasaki, T. Mito, Y. Kawasaki, G.-q. Zheng, Y. Kitaoka, D. Aoki, Y. Haga, and Y. Onuki, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 137001.
- [9] P. Coleman, E. Miranda and A. Tsvelik, Phys. Rev. B **49** (1994) 8955; P. Coleman, A. Georges, and A. M. Tsvelik, J. Phys. Condens. Matter **9** (1997) 345; O. Zachar, S. A. Kivelson and V. J. Emery, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1342.
- [10] D. Belitz and T. R. Kirkpatrick, Phys. Rev. B **58** (1998) 8214; T. R. Kirkpatrick, and D. Belitz, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1533.
- [11] M. Giroud, H. Courtois, K. Hasselbach, D. Mailly and B. Pannetier, Phys. Rev. **58** (1998) 11872.
- [12] V. T. Petrashov, I. A. Sosnin, I. Cox, A. Parsons, and C. Troadec Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3281.
- [13] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4096.
- [14] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 935.
- [15] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 1321.
- [16] A. F. Volkov, A. Anishchanka and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **73** (2006) 104412; A. F. Volkov, Ya. V. Fominov and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **72** (2005) 184504; F. S. Bergeret, A. F. Volkov and K. B. Efetov Phys. Rev. B **68** (2003) 064513.
- [17] A. Kadigrobov, R. I. Shekter and M. Jonson, EuroPhys. Lett. **90** (2001) 394.
- [18] T. Löfwander, T. Champel, J. Durst and M. Eschrig, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 187003.
- [19] Y. V. Fominov, A. A. Golubov and M. Y. Kupriyanov, JETP Lett. **77** (2003) 510.
- [20] R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk, G. Miao, G. Xiao and A. Gupta, Nature **439** (2006) 825.



- [21] I. Sosnin, H. Cho, V. T. Petrashov and A. F. Volkov, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 157002.
- [22] Y. Tanaka and A. Golubov, Phys. Rev. Lett **98** (2007) 037003.
- [23] T. Yokoyama, Y. Tanaka and A. A. Golubov, Phys. Rev. B, **75** (2007) 134510.
- [24] Y. Asano, Y. Tanaka and A. A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 107002,
- [25] 従来型のBCSスピン1重項s波超伝導体の近接効果に関しては日本語で書かれた解説記事がいくつかある。古崎昭: 固体物理 **28** (1993) 795; 高根美武, 海老澤丕道: 固体物理 **28** (1993) 721; 高柳英明: 日本物理学会誌 **52** (1997) 516; 現代物理最前線 **3** 共立出版 (2000); 固体物理 **40** (2005) 673.
- [26] Y. Tanaka, Yu. V. Nazarov, S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 167003.
- [27] Y. Tanaka, Yu. V. Nazarov, A. A. Golubov, S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **69** (2004) 144519.
- [28] Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **70** (2004) 012507; Y. Tanaka, S. Kashiwaya and T. Yokoyama Phys. Rev. B **71** (2005) 094513; Y. Tanaka, Y. Asano, A. A. Golubov and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **72** (2005) 140503(R).
- [29] 田仲由喜夫, 浅野泰寛, 「固体物理」 **40** (2005) 683.
- [30] L. J. Buchholtz and G. Zwicknagl, Phys. Rev. B **23** (1981) 5788; J. Hara and K. Nagai, Prog. Theor. Phys. **74** (1986) 1237; C. R. Hu, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1526; C. Bruder, Phys. Rev. B **41** (1990) 4017.
- [31] Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3451; S. Kashiwaya and Y. Tanaka, Rep. Prog. Phys. **63** (2000) 1641.
- [32] Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **53** (1996) R11957; Phys. Rev. B **56** (1997) 892; Y. S. Barash, H. Burkhardt and D. Rainer, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4070.
- [33] 浅野泰寛, 田仲由喜夫, 柏谷聡, 「固体物理」 **38** (2003) 125.
- [34] Y. Asano, Phys. Rev. B **64** (2001) 014511; Y. Asano, Phys. Rev. B **63** (2001) 052512.
- [35] Y. Asano, Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 097007; Y. Asano, Y. Tanaka, T. Yokoyama and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B, **74** (2006) 064507.
- [36] T. Yokoyama, Y. Tanaka, A. A. Golubov and Y. Asano, Phys. Rev. B **73** (2006) 140504; T. Yokoyama, Y. Tanaka and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **75** (2007) 094518; T. Yokoyama, Y. Sawa, Y. Tanaka and A. A. Golubov, Phys. Rev. B, **75** (2007) 020502; Y. Sawa, T. Yokoyama, Y. Tanaka and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **75** (2007) 134508.
- [37] T. Yokoyama, Y. Tanaka, A. A. Golubov and Y. Asano, Phys. Rev. B **72** (2005) 214513.

- [38] アブリコソフ, ゴルコフ, ジャロシンスキー「統計物理学における場の量子論の方法」東京図書 (1970).
- [39] N. Kopnin, "Theory of Nonequilibrium Superconductivity", Oxford University Press (2001).
- [40] J.W. Serene and D. Rainer, Phys. Rep. **101** (1983) 221.
- [41] M. Eschrig, Phys. Rev. B **61** (2000) 9061.
- [42] K.D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 507.
- [43] Y. Maeno, H. Hashimoto, K. Yoshida, S. Nishizaki, T. Fujita, J. G. Bednorz and F. Lichtenberg, Nature **372** (1994) 532 ; A. P. Mackenzie and Y. Maeno, Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 657.
- [44] H. Tou, Y. Kitaoka, K. Ishida, K. Asayama, N. Kimura, Y. Onuki, E. Yamamoto, Y. Haga and K. Maezawa Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3129.
- [45] I.J. Lee, S.E. Brown, W.G. Clark, M.J. Strouse, M.J. Naughton, W. Kang and P.M. Chaikin, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 017004; Phys. Rev. B **68** (2003) 092510.
- [46] Y. Tanaka, A. A. Golubov and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **68** (2003) 054513.
- [47] A.F. Volkov, A.V. Zaitsev and T.M. Klapwijk, Physica C **210** (1993) 21.
- [48] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov and Ya. V. Fominov, JETP Lett. **75** (2002) 223.
- [49] A. Buzdin, Phys. Rev. B **62** (2000) 11377; M. Zareyan, W. Belzig and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 308; Phys. Rev. B **65** (2002) 184505; I. Baladie and A. Buzdin, Phys. Rev. B **64** (2001) 224514; F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **65** (2002) 134505; V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, Phys. Rev. B **66** (2002) 014521.
- [50] T. Yokoyama, Y. Tanaka and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **73** (2006) 094501.
- [51] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur and X. Grison, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 304.
- [52] L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii and A. A. Sobyenin, JETP Lett. **25** (1977) 290.
- [53] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2427.
- [54] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov and A. Yu. Rusanov, Phys. Rev. B **65** (2002) 020501(R); S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. V. Bolginov, V. A. Oboznov and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **74** (2006) 020503(R); V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 197003.
- [55] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, X. Grison and L. Dumoulin, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 137001.

- [56] H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch and R. Calemczuk, *Phys. Rev. B* **68** (2003) 054531.
- [57] Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski and A. Palevski, *Phys. Rev. B* **70** (2004) 214501.
- [58] C. Surgers, T. Hoss, C. Schonenberger and C. Strunk, *J. Magn. Magn. Mater.* **240** (2002) 598.
- [59] C. Bell, R. Loloee, G. Burnell and M. G. Blamire, *Phys. Rev. B* **71** (2005) 180501(R).
- [60] V. Shelukhin, A. Tsukernik, M. Karpovski, Y. Blum, K. B. Efetov, A.F. Volkov, T. Champel, M. Eschrig, T. Lofwander, G. Schon and A. Palevski, *Phys. Rev. B* **73** (2006) 174506.
- [61] M. Weides, K. Tillmann and H. Kohlstedt, *Physica C* **437-438** (2006) 349.
- [62] H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch and R. Calemczuk, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 257005.
- [63] L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, A. L. Fauchere and G. Blatter, *Nature (London)* **398** (1999) 679.
- [64] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and L. B. Ioffe, *Phys. Rev. B* **63** (2001) 174511.
- [65] S. Kawabata, S. Kashiwaya, Y. Asano, Y. Tanaka and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **74** (2006) 180502(R).
- [66] R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk, G. Miao, G. Xiao and A. Gupta, *Nature* **439** (2006) 825.
- [67] M. Eschrig, J. Kopu, J. C. Cuevas and G. Schon, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 137003.
- [68] V. Braude and Yu. V. Nazarov, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 077003; M. Eschrig and T. Lofwander, *cond-mat/0612533*.
- [69] Y. Tanaka, A. Golubov, S. Kashiwaya and M. Ueda, *cond-mat/0610017*.
- [70] 界面など超伝導ペアポテンシャルの持つ不均一性が作り出す奇周波数クーパー対に関する議論は Eschrig らによって行われている: M. Eschrig, T. Lofwander, Th. Champel, J.C. Cuevas and G. Schon, *J. Low Temp. Phys.* **147** (2007) 457.
- [71] Y. Tanuma, Y. Tanaka and A. Golubov, unpublished.