

奇周波数クーパーペア

浅野泰寛／北海道大学大学院工学研究院 准教授

「奇周波数クーパーペア」[1]という言葉で表される粒子の物理描像は把握しづらい。それ故、奇周波数ペアは将に「奇」なるものと思われてきた経緯がある。それを払拭し、「奇周波数ペア」という描像を用いて得られるはじめた超伝導現象を概観するのが本稿の目的である。

その奇なる由

はじめにお断りしておくが、この章では少々「ややこしい」話をする。超伝導を担うクーパーペアは2つの電子から成っており、ペア関数の対称性は、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。この分類は電子の持つ自由度のうち「スピン(s)」と「空間座標(r)」に着目し、フェルミ統計に従う電子の消滅演算子 $\phi(s,r)$ が互いに反交換することを考慮して得られる。「ペア関数」というあいまいな表現を用いたが、これは超伝導平均場理論において、消滅演算子2個の積を統計平均した異常グリーン関数を指す。即ち、ペア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。

問題をややこしくしている要因は2つある。まず消滅演算子2個の積を統計平均するという意味である。もとより超伝導は量子多体系の基底状態の一つであり、統計平均とは基本的にアボガドロ数程度の電子が相互作用して選んだ基底状態に関する平均になっている。「消滅演算子2個の積」は、状態に作用する際に電子を2個消すので、電子数が定まっている状態で平均するとゼロになるはずである。こうした非対角秩序と呼ばれる平均が有限に残るのは、電子数が定まらない状態、即ち超伝導状態で平均したときである。つまり超伝導状態は決して2電子だけで作れず、ペア関数を定義すると同時に超伝導状態も定義している。

次に演算子の反交換関係は同時刻においてのみ定義されていることである。しかし物理現象には因果関係があり、時刻の異なる複数の演算子の統計平均を表すためには場の量子論の方法を用いる必要がある。この方法を用いるとペア関数は一般化され、初めて「時間」の自由度が現れる。時間依存性はハイゼンベルグ演算子の定義に従って、演算子は $\phi(s,r,\tau)$ という具合に時間を含むことになり、フェルミ統計はペア関数が「スピン」「座標」「時間」の同時入れ替えのもとで反対称になることを要請する。ここでは実時間の代わりに虚時間 τ を用いたが議論の本質は変わらない。

冒頭の分類を拡張すれば、時間の入れ替えに関して対称な場合(偶周波ペア)と反対称な場合(奇周波ペア)に分類される事になる。「偶周波ペア」「奇周波ペア」という呼び方は虚時間を松原周波数へとフーリエ変換したときに、ペア関数がそれぞれ、松原周波数の偶関数あるいは奇関数になっていることを反映している。ペア関数は2電子の「スピン」に関して1重項か3重項、「座標」に関して偶パリティか奇パリティ、「時間」に関して偶周波数か奇周波数、に分類できるので合計 $2^3=8$ の分類が可能に思えるが、電子の従うフェルミ統計のために可能な分類は(1)偶周波数スピン1重項偶パリティ、(2)偶周波数スピン3重項奇パリティ、(3)奇周波数スピン3重項偶パリティ、(4)奇周波数スピン1重項奇パリティの4種類になる。ここまでの議論で、奇周波ペアが「存在してもいい」ことは示したが、「存在しなければならない」理由にはなっていない。またこのような一般論ではその物理描像がつかみづらい。さらに、誰もが認める奇周波数超伝導体が未だ発見されていない。これらのややこしい事情が奇周波数ペアを「奇」あるいは「希」なるものとしてしている理由である。

その奇なる現

粗い表現をすれば、前節の議論は考察する電子系にスピン反転散乱が無く、並進対称性が保たれている場合に正しい。例えば超伝導体と金属や強磁性体を接合するような空間的に不均一な系やスピン散乱のある系を考察すると、4種類のペアが混ざること気づく、といっても直ぐに気づいたわけではなく、2001年のことである [2]。私は当時、論文の著者である Bergeret 本人と議論して、奇周波数ペアなるものを初めて耳にしたのだが、恥ずかしながら彼の主張が全く理解できなかった事を記憶している。

クーパーペアが接合面を通して金属や強磁性体へしみ出す現象を近接効果と呼んでいる。普通の金属には不純物が多く含まれていて、電子は等方的に拡散する。このような「汚い金属」では、ペアの軌道対称性は偶パリティの中でも等方的な s 波に限られる。別の表現をすると、金属中で異方的な軌道対称性のペアは壊れてしまう。さて、磁化の向きが空間的に変化するような強磁性体と金属超伝導体を接合すると、接合を通して強磁性体にしみ出すペアはスピン反転散乱のためにスピン 1 重項からスピン 3 重項に化ける。このときの対称性はスピン 3 重項 s 波だから、フェルミ統計の要請に従うためには奇周波数ペアにしかなり得ない、はずである [2]。

この推論が正しいことは、ハーフメタルという大きな磁化を持つ磁性体を金属超伝導体で挟んだ場合のジョセフソン効果で検証された [3]。ハーフメタルは、例えば、上向きスピンの電子に対しては金属であるが、下向きスピンの電子に対しては絶縁体となる強磁性体である。スピン 1 重項ペアは上向きと下向き両方のスピンからできているので、ハーフメタルを通り抜けてジョセフソン電流を運べないはずである。しかし実験は確かにジョセフソン効果を示しており、実験を

説明するにはどうしても上向きスピンの 2 電子からなる奇周波数スピン 3 重項ペアが必要なのである [4]。この議論の中で興味深いのは、超伝導体自身は偶周波数スピン 1 重項 s 波という普通の超伝導体であるにもかかわらず、強磁性体の中に奇周波数ペアが勝手に現れる点である。

もう一つ、接合を用いた奇周波数ペアの作り方があ。それは金属とスピン 3 重項超伝導体を接合させる方法である。領域代表の前野氏らが発見した Sr_2RuO_4 の超伝導はスピン 3 重項の例である [5]。また ^3He の超流動はスピン 3 重項ペアが担っていることが分かっている。スピン 3 重項超伝導体の内部では軌道部の奇パリティ p 波対称性が、2 電子の入れ替えに対するペア関数の反対称性を担っている。しかし、金属にしみ出したペアのペア関数の軌道部は偶パリティ s 波に変わってしまうので、失った反対称性を補償するために周波数部が奇周波数対称性にならざるを得ない。即ちスピン 3 重項超伝導体・超流動体の近接効果で現れるペアは純粋に奇周波数ペアなのである。また、奇周波数ペアは接合だけでなく、空間的に不均一な超伝導体にはかならず存在する事が分かっている。たとえば超伝導体の表面や磁束渦糸の内部にも存在する [6]。だからけっして「希」な存在ではないのである。

このように偶周波数超伝導体を母体としてできる奇周波数ペアは、スピン反転散乱や空間的に不均一性のある系で偶周波数ペアに混ざるようにして現れる少々奇妙な存在であるといえる。しかしスピン 3 重項超伝導体の近接効果のように混ざりものない純粋な奇周波数ペアを取り出すことも出来るわけで、奇周波数ペアの物理は超伝導現象の重要な一部分なのである。上に磁束渦糸中心に奇周波数ペアがいると書いたが、これは奇妙に思われないだろうか？教科書を読むと、クーパーペアは磁場に敏感で、弱い磁場は排除できる

が、強い磁場の下では壊れてしまう事が良く知られている。では、奇周波ペアがどうして磁束芯という磁場の強い所を選んで現れるのだろうか？

その奇なる質

超伝導電流 (J) とベクトルポテンシャル (A) を結ぶロンドン方程式 $J = -(ne^2/mc) A$ は超伝導現象の電磁気学的な異常を記述する基本方程式である。これとマクスウエルの方程式を連立させて解くことにより、マイスナー効果を説明することが出来る。即ちクーパーペアが磁場を排除するため、弱い磁場は超伝導体中で指数関数的に減衰する。その際に不可欠なのは方程式右辺の負符号である。右辺の比例係数は、電荷 (e)、電子の質量 (m)、光速 (c)、クーパーペアの密度 (n) などすべて正の物理量で書けており、右辺にある比例係数の負符号は絶対に変わらない、と思われている。しかし超伝導の平均場理論が正しいとすると、近接効果によって現れる奇周波数ペアは見かけ上不可避免的に「負の密度」を持ってしまふ事が分かっている。電磁気学的に異常なマイスナー効果が消えたことで、奇周波数ペアが正常な電磁気学的性質を回復するのではなく、もっと異常な電磁応答を示すのである。これがパラマグネティック・マイスナー効果と呼ばれる現象であり [7]、誤謬を犯すことを恐れずに表現すれば、奇周波数ペアは磁場をより強く引き入れる性質があるといえる。

この性質を良く反映する観測量が表面インピーダンス $Z = R - iX$ である。表面インピーダンスは低い周波数の電磁場に超伝導体はどう応答したかを表す量で、 R は表面抵抗、 X はリアクタンスと呼ばれ電磁波の吸収に関係する量である。理論的に、 Z は線形応答の複素伝導率 $\sigma_1 + i\sigma_2$ から計算できる。電磁場の周波数が

十分低い場合には、複素伝導率の虚部 σ_2 がペア密度 n に比例するのである。通常の偶周波数ペアの場合、ペア密度 n は正なので σ_2 も正となり、その結果 $R < X$ という極めて普遍的な関係が導かれる。超伝導なのだから抵抗がとても小さいのは合理的である。その一方で、「負のペア密度」をもつ奇周波数ペアの場合、 σ_2 が負になり、 $R > X$ という直感的に理解しがたい関係を示すことが理論的に予言された [8]。

前にも述べたとおり、スピン 3 重項超伝導体と金属を接合させると、金属中には純粋な奇周波数ペアがしみ出す。一方スピン 1 重項超伝導体と金属を接合させると、金属中には純粋な偶周波数ペアがしみ出す。超伝導体と金属の接合で異常な関係式 $R > X$ が観測されれば、それは超伝導体がスピン 3 重項対称性を持つことと同値である。即ちペアの周波数対称性 (偶か奇)、ペア密度の符号 (正か負)、インピーダンスの大小 ($R < X$ か $R > X$) は完全に 1 対 1 の関係になっており、インピーダンスの測定はスピン 1 重項超伝導とスピン 3 重項超伝導を明快に峻別する yes/no 実験の一つになっているのである [9]。奇周波数ペアが持つ異常な電磁気学的性質がこの主張の背景をなしている。

むすび

本領域計画班構成員の中では田仲氏、柏谷氏、赤崎氏、浅野が超伝導接合における奇周波ペアの研究、石川氏、東谷氏がエアロジェル中の ^3He における奇周波数ペアの研究に携わっている。また三宅氏が奇周波数超伝導そのものの研究を行っており、鄭氏のグループが重い電子系の超伝導体において観測したゼロギャップ超伝導状態に興味深い解釈を与えている。世の中を見渡してみても、公募で加わっていただいた方々や各氏の関係者を含め、これほどの陣容で奇周波

数ペアを調べているグループは無い。議論を重ねつつ互いに知見を補足しあいながら「奇周波数ペア」の物理をより成熟させるのが、我々の使命かと考えている。

参考文献

- [1] V. L. Berezinskii, JETP Lett. 20, 287 (1974).
- [2] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. 86, 4096 (2001).
- [3] R. S. Keizer et. al., *Nature* 439, 825 (2006).
- [4] Y. Asano, Y. Tanaka, and A. A. Golubov, Phys. Rev. Lett. 98, 107002 (2007).
- [5] Y. Maeno, H. Hashimoto, K. Yoshida, S. Nishizaki, T. Fujita, J. G. Bednorz, and F. Lichtenberg, *Nature* 372, 532 (1994).
- [6] T. Yokoyama, Y. Tanaka, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B 78, 012508 (2008).
- [7] Y. Tanaka, Y. Asano, A. A. Golubov, and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B 72, 140503(R) (2005).
- [8] Y. Asano, A. A. Golubov, Y. Fominov, and Y. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 107, 087001 (2011).
- [9] Y. Asano, Y. Tanaka, A. A. Golubov, and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. 99, 067005 (2007).

著者紹介



あさの・やすひろ

1965年愛知県出身。1995年名古屋大学工学研究科応用物理学専攻後期博士課程修了。北海道大学工学研究科助手、講師を経て2011年から現職。物性理論とくに超伝導現象論を専門としている。物理学の根本的な現象を、機能性に結びつけるような研究をしたい。