

6-15 遍歴電子強磁性体 - 超伝導体接合における電気伝導度の理論

日大生産工

○ 山城 昌志

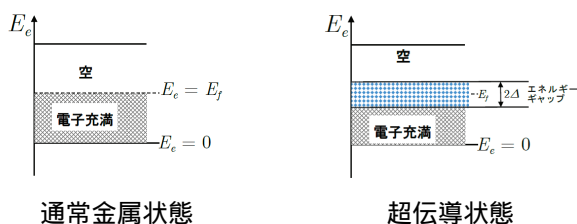
日大生産工

吉田 亘克

I まえがき

まず、金属中の電子系の特徴 [1] について整理する。また、ここで「金属」というのは通常の意味で電流を流す物質のことを指す。銅や金などが典型的なその代表例である。電流を担う電子は、金属中を自由に動き回れるという意味で自由電子（または遍歴電子）という。自由電子の状態は、それぞれの電子の持っている運動エネルギー、 $E_e = \frac{p^2}{2m}$ で特定される。ここで、 p は電子の運動量、 m は質量である。電子のような素粒子は粒子と波動の二重性を持ち、 p はその粒子性を示す物理量であるが、波数 k によって $p = \hbar k$ と表されることで波動性と結びつく。 $\hbar$ はディラック定数（プランク定数）で、波数は波長 λ によって $k = 2\pi/\lambda$ で定義される。従って、運動エネルギーは $E_e = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ となり、粒子的にも波動的にも表すことができる。

このような自由電子は、ある幅のエネルギー領域に分布する。このエネルギー領域のことをエネルギーバンド、あるいは単にバンドという。ある特定の値のエネルギー状態は、パウリの排他原理によって異なるスピンを持つ 2 個の電子までしか取り得ない。3 個目の電子は強制的に別のエネルギー値を持たねばならない。このようにして、基底状態では $E_e = 0$ の状態から順に電子が占めていき、全ての電子がエネルギー順に配置されたとき、そのエネルギーの最大値をフェルミエネルギー (E_f) といい、その金属を特徴づける重要な物理量である。その概略図を示す。



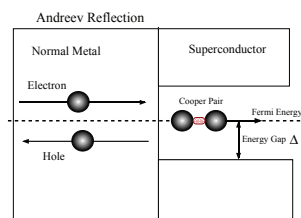
電子はバンドの幅の途中までしか存在しないので、外から電場や磁場、加熱などのエネルギーが加わったとき、 E_f 付近の電子はそのすぐ上の、空いているエネルギー状態に飛び移ることで自由に動き回ることができる。これが金属の最大の特徴の一つである。通常、電流を担う「電子」というのは、このエネルギー的に飛び上がった電子のことをいうのである。この時、 $E_f > E_e$ の領域には電子の抜けた穴ができる。これは、周囲が電子で詰まっているので、相対的に正の電荷を持った粒子と考えることができ、そのように運動する。これをホール（正孔）と

呼び、金属中の輸送現象は電子とホールの両方によって様々な特徴を見せる。

超伝導状態では、このような金属を冷やしていったときに電子間に引力が働くようになり、 E_f 付近で、単独の電子は存在できなくなり 2 つの電子の対のみがいられるようになっていく。電子が単独で存在できないエネルギー領域をエネルギーギャップといい、通常 Δ で表す。このエネルギーギャップは超伝導状態にある電子対の波動関数に比例しており、電子対の対称性など、超伝導状態を特徴付ける様々な情報を持っている。

II 超伝導接合

通常の金属と超伝導状態にある金属の接合 [2] では、エネルギーギャップによって電子の移動が制限を受けるようになる。



通常金属側から超伝導体へ向けて電圧がかかっているとすると、 E_f 付近の電子は、ギャップにぶつかり単独の電子としては超伝導体へ抜けていけないので、接合面近傍で対を組む相手を見つけて電子対となって通り抜ける。この時、電子が向かって行って、対を組んだために抜け穴のホールが通常金属側へ戻ってくることになる（アンドレーエフ反射という）。金属から超伝導体への電流を正とすると、ホールが反射してくるといのは、電荷が逆なので電流としては正の寄与になる。また、接合面は通常の抵抗の働きも持つので、電子がそのまま単純に反射される場合もある。この時は当然負の寄与となる。従って、アンドレーエフ反射の確率を a 、通常反射の確率を b とすると、電気伝導度 σ_s は

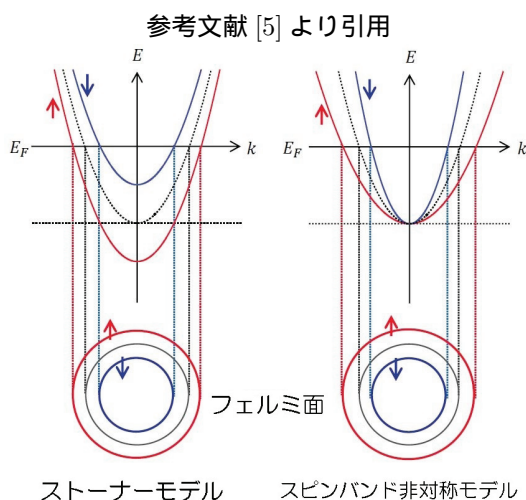
$$\sigma_s \propto 1 + |a|^2 - |b|^2$$

という形になる。単純に金属同士での接合では $\sigma_n \propto 1 - |b|^2$ であるから、エネルギーギャップによって電流が増加する。ここには前提として様々な仮定がされているが、特に、接合された二つの物質において、フェルミエネルギー、波数、有効質量が等しいと置いており、それが上の式を非常に簡単化している。

III 金属（遍歴電子）強磁性

上述のような超伝導体を含む接合では、接合を構成する物質の電子状態が反映されるため、電子物性の研究において非常に重要な役割を果たす。超伝導と並び、特徴的な電子状態が強磁性状態（磁石）である。特に、鉄などの電流を流す（遍歴電子系）にもかかわらず同時に強磁性も示す物質において、その強磁性のミクロな理論的説明はなされていない。従って、現象論的なモデルが状況に応じて使い分けられているのが現状である。

もっとも代表的なモデルがストーナー強磁性と呼ばれるものである。通常の金属では同じバンド内の、同じエネルギー状態に電子のスピンの上向きと下向きの両方が存在しているが、スピン上向きの電子と下向きの電子でバンドが分かれ、エネルギーの基準（ $E_e = 0$ ）の位置がずらされている [1] というものである。それによって、フェルミ面（フェルミエネルギーを与える全ての波数の値が作る波数空間での球面）の大きさがスピンに応じて異なるようになる。我々が、もう一つストーナーモデルと比較するために取り上げるのは、スピンバンド非対称モデル [3] と呼ばれるもので、両方のスピンバンドのエネルギーの基準は同じだが、上向きと下向きでその有効質量が異なるためフェルミ面の大きさに違いが出るものである。



このため、いずれの場合もフェルミエネルギーに対応した波数が、電子のスピンのによって異なることになる。

IV 強磁性体-超伝導体接合における電気伝導度

上向きスピンを $\uparrow$ 、下向きスピンを $\downarrow$ で表し、それぞれの波数を $k_{\uparrow}$ 、 $k_{\downarrow}$ と書くことにすると、ストーナーモデルのように両者の有効質量が同じ場合、例えば $\uparrow$ スピンの電子が強磁性体から超伝導体へ入射した場合の電気伝導度は、前に述べたアンドレーエフ反射係数 a と通常反射係数 b を用いて、

$$\sigma_{em} \propto 1 + \frac{k_{\downarrow}}{k_{\uparrow}} |a|^2 - |b|^2$$

となる。このような接合を電流が流れるときの、量子力学的に基本的な保存則を満たすために波数の比が入っている。しかし、スピンバンド非対称モデルのように両者

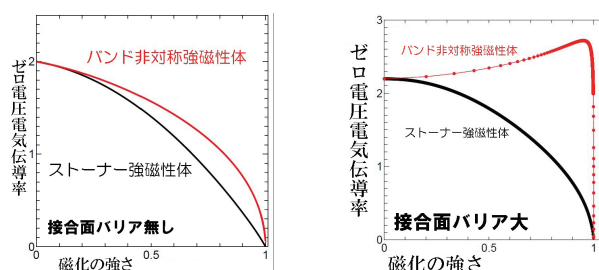
の波数の違いが、電子の有効質量の違いからもたらされている場合、対応する電気伝導度は

$$\sigma_{dm} \propto 1 + \frac{v_{\downarrow}}{v_{\uparrow}} |a|^2 - |b|^2$$

であることが、最近の我々の研究で明らかになった。ここで v は金属中での電子の速度を表し、 $v_{\uparrow} = \frac{p_{\uparrow}}{m_{\uparrow}} = \frac{\hbar k_{\uparrow}}{m_{\uparrow}}$ （ $\downarrow$ スピンの場合も同様）である。つまり、上の有効質量が等しい場合の伝導度の場合は、違いが波数にしか現れないので、有効質量の部分は約分されてしまっているのである。これは、元々量子力学の基本法則に忠実に調べていけば自然にこのような関係式が導かれるが、有効質量の異なる場合にも、 σ_{em} を用いている研究が見られる [4]。我々は丹念な計算の結果、有効質量の異なる場合には σ_{dm} の方が正しい結果であることを導いた [5]。

この新しい電気伝導度公式を用いて得られた結果の例 [5] を示す。

参考文献 [5] より引用



接合面での絶縁バリアが0の場合は、先に述べたアンドレーエフ反射の効果は顕著に表れる。しかし、図に示されたように、それだけでは2種類の強磁性体の違いはそれほど大きくない。一方で、絶縁バリアが大きい（実質的に無限大と見なせる）場合は、異方的超伝導体（電子の運動方向によってエネルギーギャップの大きさと位相が異なる超伝導体）に特有の現象の効果が見えている。それは、電圧がゼロであるにもかかわらず電気伝導度が非常に大きくなる現象で、高温超伝導体で初めて発見され、ゼロ電圧電気伝導度ピークと呼ばれる。つまり、強磁性体の効果をはっきりと見るためには、このように異方的超伝導体の効果も合わせてみる方が、実験的にも良いと思われる。

参考文献

- [1] 岡崎誠、「固体物理学」、裳華房 (2002); 斯波弘行、「基礎の固体物理学」、培風館 (2007)。
- [2] 家泰弘、「超伝導」、朝倉書店 (2005)。
- [3] J.E. Hirsch, Phys. Rev. **B** Vol.59, (1999) p.6256.
- [4] G. Annunziata et. al., Phys. Rev. **B** Vol.83, (2011) no.094507.
- [5] N. Yoshida and M. Yamashiro, J. Phys.: Condens. Matter, Vol.24, (2012) no.365702.