

## I まえがき

1994年にSr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>の超伝導状態が発見された[1]。転移温度は約1[K]と低いが、高温超伝導体と同じ型の層状ペロブスカイト構造であること、銅を含まない酸化物超伝導体であることから、高温超伝導体の比較物質としても注目された。実際に、電気抵抗やコヒーレンス長、磁場の侵入深さなどの諸物性の測定から、常伝導状態でも超伝導状態でも、電子状態は非常に異方性が強く、2次元的事実であることが実験的に示されていた[2, 3, 4]。更に、超伝導状態発見の初期には、NMR測定[5]及び $\mu$ SR測定[6]などから、超伝導電子対の対称性として時間反転対称性の破れたスピントリプレットであると見られており、理論的にもその方向で研究が進み結晶構造と整合するスピントリプレット電子対が予想されていた[7, 8]が、最終的な決定には至っていなかった[3, 4]。

最近、過去のNMR測定では、試料に当てるパルスエネルギーによって、局所的に超伝導状態が壊れた状態で測定されていた可能性が指摘され、改良された結果が報告された[9, 10]。それによると、スピントリプレット対によると思われていた結果は否定され、むしろスピニングレット対(伝統的なBCS超伝導体や高温超伝導体で実現している電子対)の可能性が指摘された。スピニングレット対であっても複合的な電子対が出来れば時間反転対称性を破ることができるため、改めて理論的に様々な可能性が提案されている[11, 12, 13, 14]。その提案を受けて、トンネルスペクトルによる超伝導状態を同定する理論的研究も現れている[15, 16]が、現段階では上記のものに加えて、その他様々な実験結果[17, 18]の全てを合理的に説明できる理論は得られていない。

## II 超伝導接合

まず、2種の通常金属の接合における電子の輸送プロセスを考える。界面である接合面は、金属として結晶構造や電子の波動関数など様々な物理量が不連続になっている位置である。さらに、酸化絶縁膜等によって界面にバリアポテンシャルを人為的に加えることによって電子輸送を制御できる。つまり、界面では通常量子力学におけるポテンシャル散乱が起こっている。

このような場合、一方の金属から界面へ向けて入射してきた電子は界面において、反射されて戻る(通常反射)か、トンネル効果によって他方の金属へ透過するかのどちらかである。このとき、反射係数を $b$ とすると、反射確率は $|b|^2$ で与えられるから、確率保存則から $1 - |b|^2$ が透過確率、つまり電流として他方の金属へ抜けていく確率、電気伝導度に比例する。

このような接合の一方が超伝導状態にある金属の場合では、さらに超伝導状態特有の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。上のような通常金属同士にもある界面での不連続等は全てバリアポテンシャルの強さでまとめて、超伝導ギャップの影響を詳しく考察する。

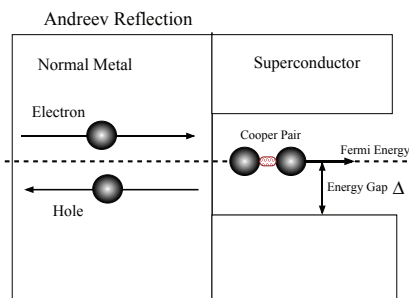


図1

図1のように、左側の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、フェルミエネルギー $E_f$ 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)。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、通常反射もある。金属から超伝導体への電流(左から右へ)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。通常反射は当然負の寄与となる。

我々は、超伝導体-常伝導金属接合における輸送現象を全般的に記述するBTK公式[19]及び、それを異方的な $d$ -波超伝導体(高温超伝導体で実現している電子対対称性)に拡張したTK公式[20]をベースとして、トンネルコンダクタンス公式をスピントリプレットの $p$ -波超伝導体に適用[21, 22]し、その超伝導体のエネルギーギャップ[23]の構造を明らかにしてきた。また、近年では接合する常伝導金属を強磁性体に置き換え、かつ接合面に強磁性絶縁体があるものとして量子力学的に正しく保存則を満たしたトンネルコンダクタンス公式を導き[24]、さらには強磁性絶縁体がコンダクタンスのspin非対称な効果を与えるメカニズムを明らかにした[25, 26]。トンネルコンダクタンス及び、強磁性効果には超伝導状態の電子対の対称性、つまりフェルミ面上でのエネルギーギャップ構造(ノードの形状)が直接的に現れるため、超伝導状態の解析に非常に有力である。

そこで今回我々は、前述の理論的に予言された  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導電子対の対称性を用いてトンネルコンダクタンスを計算し、基本的な性質を述べる。例として、Pustogowらによる電子対関数の候補を挙げる [9]。

スピン部分	既約表現	TRSB	基底関数
トリプレット	$A_{1u}$	無	$\tau_x k_x + \tau_y k_y$
	$B_{1u}$	無	$\tau_x k_x - \tau_y k_y$
	$A_{2u}$	無	$\tau_x k_y - \tau_y k_x$
	$B_{2u}$	無	$\tau_x k_y + \tau_y k_x$
	$E_u$	有	$\tau_z k_{\pm}$
	$E_u$	有	$k_z \tau_{\pm}$
シングレット	$B_{1g}$	無	$k_x^2 - k_y^2$
	$B_{2g}$	無	$k_x k_y$
	$E_g$	有	$k_z k_{\pm}$

ここで、 $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$ ,  $\tau_{\pm} = \tau_x \pm i\tau_y$ ,  $\tau_j = i\sigma_j \sigma_y$  ( $j = x, y, z$ ;  $\sigma_j$  はパウリ行列) である。また、TRSB は時間反転対称性の破れ (Time Reversal Symmetry Breaking) の略である。

この分類から言えることは、エネルギーギャップの構造 (この表での基底関数) と時間反転対称性が有るか無いかという事は  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導状態を同定する上で非常に重要だという事である。トンネルコンダクタンスはギャップ構造を探るために非常に有力な方法の一つであり、また、超伝導体と強磁性金属との接合、あるいは接合における強磁性絶縁膜の働きは、超伝導電子対が時間反転対称性を破るかどうかと密接に関係する。我々は、それらを理論的に明らかにする公式を既に得ており、それを用いてトンネルコンダクタンスの面から  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導状態を探り、必要な実験手段について示唆していく。そのために必要な理論的な計算結果について発表する。

## 参考文献

- [1] Y. Maeno et. al., Nature Vol.372, (1994) p.532.
- [2] A. P. Mackenzie and Y. Maeno, Rev. Mod. Phys. Vol.75, (2003) p.657.
- [3] Y. Liu and Z.-Q. Mao, Physica C Vol.514, (2015) p.339.
- [4] A. P. Mackenzie et. al., npj Quant. Mater. Vol.2, (2017) p.40.
- [5] K. Ishida et. al., Phys. Rev. **B** Vol.56, (1997) p.R505.
- [6] G. M. Luke et. al., Nature Vol.394, (1998) p.558.
- [7] M. Sigrist and M. E. Zhitomirsky, J. Phys. Soc. Jpn. Vol.65, (1996) p.3452.
- [8] K. Machida et. al., J. Phys. Soc. Jpn. Vol.65, (1996) p.3720.
- [9] A. Pustogow et. al., Nature Vol.574, (2019) p.72. ; A. Pustogow et. al., PNAS Vol.118, (2021) no.e2025313118.
- [10] K. Ishida et. al., J. Phys. Soc. Jpn. Vol.89, (2020) no.034712.
- [11] R. Willa et. al., Phys. Rev. **B** Vol.104, (2021) no.024511.
- [12] A. Ramires and M. Sigrist, Phys. Rev. **B** Vol.100, (2019) no.104501.
- [13] S.-O. Kaba and D. Sénéchal, Phys. Rev. **B** Vol.100, (2019) no.214507.
- [14] S.-J. Zhang et. al., Phys. Rev. **B** Vol.104, (2021) no.094504.
- [15] S. Suzuki et. al., Phys. Rev. **B** Vol.101, (2020) no.054505.
- [16] S. Ikegaya et. a., Phys. Rev. **B** Vol.101, (2020) no.220501(R).
- [17] S. Ghosh et. al., Nat. Phys. Vol.17, (2021) p.199.
- [18] V. Grinenko et. al., Nat. Commun. Vol.12, (2021) no.3920.
- [19] G. E. Blonder et. al., Phys. Rev. **B** Vol.25, (1982) p.4515.
- [20] Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. Vol.74, (1995) p.3451.
- [21] M. Yamashiro et. al., Phys. Rev. **B** Vol.56, (1997) p.7847.
- [22] M. Yamashiro et. al., J. Phys. Soc. Jpn. Vol.67, (1998) p.3224.
- [23] 山城昌志, 吉田亘克, 第48回日本大学生産工学部 学術講演会概要 No.48 (2015) 6-18.
- [24] N. Yoshida and M. Yamashiro, J. Phys.: Condens. Matter Vol.24, (2012) no.365702.
- [25] M. Yamashiro and N. Yoshida, J. Phys. Commun. Vol.2, (2018) no.015010.
- [26] N. Yoshida, J. Phys. Commun. Vol.3, (2019) no.045013.