

異方的超伝導体における境界散乱効果*

山田 耕太郎

広島大学大学院生物圏科学研究科

Surface scattering effects on anisotropic superconductors

Kotaro YAMADA

Graduate School of Biosphere Sciences, Hiroshima University,
Higashi-Hiroshima 739, Japan

要 旨

銅酸化物高温超伝導体や重い電子系の超伝導状態、液体 ^3He の超流動状態等の非 s 波的な秩序パラメータを持つ系の理論的及び実験的研究が近年盛んに行われている(1)(2)(3)。中でも銅酸化物高温超伝導体の場合、秩序パラメータが d 波の対称性を持つ可能性が示唆されており、STM による状態密度の測定が数多くなされている。しかしながら STM を同じ試料に対して行っても s 波を示唆するデータや d 波を示唆するデータが得られるため(4) - (12)、対称性を決定付けるだけの有力な証拠は今のところ得られていない。理論的には s 波の対称性であれば状態密度は零エネルギー付近に超伝導ギャップが観測され、d 波の対称性であれば V 字型の状態密度が観測されるため、STM に於いても状態密度のデータに超伝導ギャップが見られるか V 字型になっているかに焦点が当てられている。しかし、STM でバルクな系での状態密度が観測されるのであれば s 波と d 波では上述のような区別が可能であるが、実際には STM では試料表面の状態密度が観測されることが知られており(13)(14)、表面状態密度は一般にはバルクの状態密度とは異なっている。従って STM で得られたデータを考察するためには、表面の効果を取り入れた議論が必要である。本研究の目的は、異方的超伝導状態の中でも d 波超伝導状態を取り上げ、表面の効果を取り入れた状態密度がどのように影響を受けるかを理論的に調べることである。これらの研究内容は文献(15)(16)で既に公表している。

超伝導状態は超伝導秩序パラメータが有限に残っている状態であり、超伝導状態の特性は秩序パラメータにより全て決定される。バルクな系の場合、秩序パラメータには空間依存性はないが、表面が存在する場合には一般に空間依存性を持つようになる。従って、表面を持つ超伝導状態の理論的取り扱いに於いては空間変化する秩序パラメータを得なければならない。しかしながら、表面のある系や近接系を議論したものの多くは簡単のために空間変化のない秩序パラメータが用いられている。現実の系により則した議論を行うためには、秩序パラメータの空間依存性は無視できない。これらの理論的取り扱いに於いては、準古典的 Green 関数を用いる方法が有力である。準古典的

広島大学総合科学部紀要Ⅳ理系編、第22巻 (1996)

*広島大学審査学位論文

口頭発表日：1996年2月14日、学位取得日 1996年3月26日

Green 関数は2階微分方程式に従う Gor'kov Green 関数の Fermi 波長程度の細かい空間依存性を粗視化したもので、1階微分方程式に従うため、秩序パラメータだけでなく Fermi 波長に比べて十分長いスケールでの物理量の空間変化を記述するのに非常に有用である。本研究では、この準古典的 Green 関数を用いて理論を展開した。

表面が存在すれば当然粒子は反射されるが、反射は理想的に表面と平行方向の運動量成分を保存したまま行われるのではなく、現実の系は表面に原子スケールの粗さがあると考えられるため、理想的な反射以外の反射も考慮する必要がある。この粗さによる反射を考慮したモデルとして、Randomly Rippled Wall (RRW) モデル(17)-(24)、Thin Dirty Layer (TDL) モデル(25)(26)、Randomly Oriented Mirror (ROM) モデル(27)等が提案されている。松本らは、境界のある d 波超伝導体に対して RRW モデルを適用し状態密度を議論した(28)。しかしながら彼らは空間変化のない秩序パラメータを用いて議論しているため、境界散乱効果が正しく考慮されていない。更に RRW モデルでは、境界面の粗さを2つのパラメータで特徴付けるのであるが、これらのパラメータの選び方と境界散乱の乱雑さの度合との関係が明確ではないという困難が伴うため、境界面が理想的に滑らかな場合 (specular limit) から完全に乱雑な散乱のみが起こる場合 (diffusive limit) までを統一的に記述することは出来なかった。しかし本研究では、これらの困難を散乱行列の導入で補うことが出来、先の準古典的 Green 関数を用いることにより表面に原子スケールの粗さのある系を記述する方法を定式化し、specular limit から diffusive limit までを統一的に扱うことが出来るようになった(15)(16)。

以上の方法を半無限 d 波超伝導体に適用したが、銅酸化物高温超伝導体は a-b 面内 (CuO_2 面内) で超伝導状態が擬2次元的に実現していると考えられているため、本論文では簡単のため完全な2次元系として議論した。この時 d 波の対称性には d_{xy} と呼ばれるものと $d_{x^2-y^2}$ と呼ばれるものが存在し、それぞれ秩序パラメータは $\Delta(x) \sin 2\theta$ 、 $\Delta(x) \cos 2\theta$ と定義される。 $\Delta(x)$ は秩序パラメータの空間変化の部分であり、 θ は境界面の法線方向と Fermi 運動量とのなす角度である。

秩序パラメータの空間変化は gap 方程式と呼ばれる積分方程式を self-consistent に解くことによって得られる。この解を d_{xy} 、 $d_{x^2-y^2}$ の場合それぞれについて specular limit から diffusive limit までの幾つかについて調べた。結果は以下の通りである。 d_{xy} の場合、specular limit では $\Delta(0) = 0$ に抑えられていた秩序パラメータが diffusive 散乱の割合を大きくしていくに従って境界近傍での抑えられ方が弱くなり、diffusive limit で $\Delta(0)$ の値が最大になることがわかった。一方 $d_{x^2-y^2}$ の場合は逆に specular limit ではバルクな場合の秩序パラメータが self-consistent な解になっており、diffusive 散乱の割合を大きくしていくに従って境界近傍での秩序パラメータが抑えられてゆき、diffusive limit で抑えられ方が最大になることがわかった。これらの振舞いは、準粒子が境界面で散乱される際に、散乱の前後で秩序パラメータの符号を変える割合が大きいほど、秩序パラメータの空間変化も大きくなることで定性的に理解される。s 波の場合にはいかなる散乱が起ころうとも散乱の前後で秩序パラメータの符号は変化しないため、境界散乱の物理量に対する影響は全くない。このことは厳密に示すことが出来る。

次に、これらの秩序パラメータを用いて表面状態密度を調べた。STM では Fermi 運動量の全ての方向について平均された全状態密度 $N(\omega)$ が観測されると考えられるため、本研究に於いても全状態密度を計算して議論した。この結果は d_{xy} の場合、以下の通りである。まず specular limit では、零エネルギー準位 ($\omega = 0$) に存在する midgap 状態と呼ばれる束縛状態が、diffusive 散乱の割合を大きくするに従って幅を持つようになり、peak の大きさも小さくなる。また、 $\omega = \Delta_{\text{bulk}}$ ($\Delta_{\text{bulk}} = \Delta(\infty)$) での peak も小さくなり、diffusive limit では $N(\omega) = \text{const.}$ となる。これは、式の上からも厳密に示すことが出来る。midgap 状態に幅が出来る振舞いは $\Delta(x) = \text{const.}$ の場合と同じ

であり、秩序パラメータの自己無撞着性にはあまり依存しないことがわかった。 $\omega \simeq \Delta_{\text{bulk}}$ での peak の変化は、self-consistent な秩序パラメータを用いることにより初めて得られたものである。また $d_{x^2-y^2}$ の場合は以下の通りである。specular limit ではバルクの場合と同じ V 字型の全状態密度であるが、diffusive な場合は低エネルギー領域の状態が増加し、 $\omega \simeq \Delta_{\text{bulk}}$ での状態は減少する。これらの振舞いは、 $\Delta(x) = \text{const.}$ の秩序パラメータを用いて計算した場合と定性的には同じであったが、diffusive limit 近くでは $\omega \simeq \Delta_{\text{bulk}}$ の全状態密度に構造が見られた。これは、self-consistent な秩序パラメータを用いて初めて得られたものである。

本研究における全状態密度の結果からは、 d_{xy} 、 $d_{x^2-y^2}$ のどちらの対称性に於いても s 波的な振舞いは見られず、準粒子の境界散乱による影響が顕著に見られた。もし STM が境界面に垂直方向の Fermi 運動量を持つ準粒子の状態密度を観測しているのであれば、s 波的な状態密度が観測される可能性はある。しかし、銅酸化物高温超伝導体の表面を滑らかにすることは困難であることから diffusive limit に近い境界散乱が起こっていると考えられ、この時は s 波的なギャップ構造を見ることは難しいことが明らかになった。従って STM で s 波的な振舞いが観測されるのは、銅酸化物高温超伝導体の秩序パラメータが s 波的であるためと結論付けられる。

参 考 文 献

- (1) M.R.Freeman and R.C.Richardson, Phys.Rev.**B41**, 11011 (1990).
- (2) D.Kim, M.Nakagawa, O.Ishikawa, T.Hata, T.Kodama and H.Kojima, Phys.Rev.Lett.**71**, 1581 (1993).
- (3) T.Kawae, M.Kubota, Y.Ishimoto, O.Ishikawa, T.Hata and T.Kodama, Proceedings of LT20, Physica B **194-196**, 811 (1994).
- (4) 長谷川哲也：日本金属学会会報 **34**, 1350 (1995).
- (5) 長谷川哲也・南任真史・生田博志：固体物理 **26**, 425 (1991).
- (6) T.Ekino, T.Doukan, H.Fujii, F.Nakamura, S.Sakita, M.Kodama and T.Fujita, INTERNATIONAL SMPOSIUM : FRONTIERS OF HIGH T_c SUPERCONDUCTIVITY, October 27 - 29, 1995 Iwate, JAPAN (to be published in Physica C).
- (7) T.Ekino, T.Minami, H.Fujii and J.Akimitsu, Physica C **235-240**, 1899 (1994).
- (8) K.Ichimura, K.Suzuki, K.Nomura and S.Takekawa, J.Phys. Condens. Matter **7**, L545 (1995).
- (9) T.Hasegawa and K.Kitazawa, J.Phys.Chem.Solids **53**, 1643 (1992).
- (10) C.Manabe, M.Oda and M.Ido, Physica C **235-240**, 797 (1994).
- (11) J.F.Zasadzinski, N.Tralshawala, P.Romano, Q.Huang, Jun Chen and K.E.Gray, J.Phys. Chem. Solids, **53**, 1635 (1992).
- (12) Ch.Renner and ø.Fischer, Phys.Rev.**B51**, 9208 (1995).
- (13) 柏谷聡・田仲由喜夫・小柳正男・梶村浩二：固体物理 **30**, 1040 (1995).
- (14) 長登康：博士論文 広島大学生物圏科学研究科 (1994).
- (15) Y.Nagato, S.Higashitani, K.Yamada and K.Nagai, J. Low Temp. Phys. **103**, 1 (1996).
- (16) K.Yamada, Y.Nagato, S.Higashitani and K.Nagai, J. phys. Soc. Jpn. **65**, 1540 (1996).
- (17) A.V.Chaplik and M.V.Éntin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **55**, 514 (1968) [Sov.Phys.- JETP **28**, 514 (1969)].
- (18) L.A.Fal'kovskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **58**, 1830 (1970) [Sov.Phys.- JETP **31**, 981 (1970)].

- (19) L.J. Buchholtz and D. Rainer, *Z. Phys.* **B35**, 151 (1979).
- (20) L.J. Buchholtz, *Phys. Rev.* **B33**, 1579 (1986).
- (21) L.J. Buchholtz, *Phys. Rev.* **B44**, 4610 (1991).
- (22) L.J. Buchholtz, *Proceedings of LT20, Physica B 194-196*, 783 (1994).
- (23) Z. Tešanović and O.T. Valls, *Phys. Rev.* **B34**, 7610 (1986).
- (24) J. Hara and K. Nagai, *J. Low. Temp. Phys.* **72**, 407 (1988).
- (25) F.J. Culetto, G. Kieselmann and D. Rainer, in *Proceedings of LT17*, eds. U. Eckern, A. Schmid, W. Weber and H. Wühl (North-Holland, Amsterdam, 1984) p.1027.
- (26) W. Zhang, J. Kurkijärvi and E.V. Thuneberg, *Phys. Rev.* **B36**, 1987 (1987).
- (27) E.V. Thuneberg, M. Fogelström and J. Kurkijärvi, *Physica B* **178**, 176 (1992).
- (28) M. Matsumoto and H. Shiba, *J. Phys. Soc. Jpn.* **64**, 1703 (1995).