

論文の内容の要旨

論文題目 Interplay between Antiferromagnetism
 and Superconductivity
 in High Temperature Superconductors
 (高温超伝導体における
 反強磁性と超伝導の相互影響)

氏名 小野田 繁樹

Hubbard 模型がバンド幅の狭い電子軌道に対する模型として提唱されて以来[1]、強い電子相関の効果は盛んに研究されてきている。高温超伝導[2]も強相関効果から生じると考えられている。これを記述する有効 Hamiltonian として、Hubbard 模型の他に d - p 模型、 t - J 模型も研究されてきている。しかし、強相関効果を理論的に記述することが困難であるため、どの理論模型の性質も十分に理解されたとはいえない。特に、超伝導の出現に関する詳細や反強磁性絶縁体への相転移近傍の性質の記述は最も困難な個所である。したがって、高温超伝導体の相図や実験的に観測されている擬ギャップ[4, 5]、磁気共鳴ピーク[6]を理解するため Ginzburg-Landau 理論のように微視的模型の詳細な性質に依存しない理論を考えることには意義がある。この学位論文では、高温超伝導体の相図において反強磁性 (AFM) 相と $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導 (dSC) 相がほぼ近接していることに着目し、AFM と dSC に関する Ginzburg-Landau-Wilson 有効作用を考える。この有効作用におけるモード間結合を、量子揺らぎと熱揺らぎの両方を考慮しながら自己無撞着に繰り込む。有効作用中のパラメーターをそれぞれの物質に対応した値にとることによって、擬ギャップや磁気共鳴ピークの振る舞いをも含めた、高温超伝導体の 1 粒子励起、AFM スピン励起の様々な特徴的性質を説明することに成功した [7]。結果として、擬ギャップをえるためには、超伝導の揺らぎが低エネルギーの AFM スpin 揺らぎ抑制していかなければいけないという結論を得た。

アンダードープ領域の高温超伝導体 (HTSC) では、超伝導転移温度 T_c より高い T_{PG} から 1 電子、スピン、電荷など様々な励起に擬ギャップが出現する。この擬ギャップは NMR、中性子散乱、角度分解光電子分光 (ARPES)、STS、比熱、光学伝導度、電気抵抗等で検証されてきている[3]。ARPES の結果は、第 1 に温度の低下とともにまず T_{PG} で擬ギャップが $(\pi, 0), (0, \pi)$ から発達し、 $(\pi/2, \pi/2)$ 方向へ広がり、 T_c 以下の $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導 (dSC) ギャップに連続につながること、第 2

に $(\pi, 0)$ 、 $(0, \pi)$ 近傍の 1 粒子エネルギー分散がかなり平坦で、減衰も強いことを示唆する（以下この点を”flat spots”と呼ぶ）[4]。第 1 点は擬ギャップと dSC ゆらぎの強い関連を、第 2 点は flat spots のフェルミオンの擬ギャップ形成への重要な寄与を意味する。NMR からも、アンダードープ領域では T_c より高温の T_{PG} 付近に $1/^{63}T_1 T$ がピークをもつことが確認されている[5]。また、多くのアンダードープ領域の物質では、 $1/T_{2G}$ は T_c にいたるまで減少せずむしろ増大する傾向にある[5]。この NMR の結果は、中性子散乱で、 T_c ないし T_{PG} 以下で有限周波数に共鳴ピークが発達することと矛盾なく理解できる。 $\text{Im}\chi(Q, \omega)$ のピーク周波数はドープ量の減少とともに減少し、共鳴ピークが AFM のプラッグ・ピークにつながるように見える。これらの実験結果からも、HTSC のアンダードープ領域の議論には、dSC ゆらぎと AFM ゆらぎの対等な扱いが求められる。

スピン、 d 波対に対して引力をもつ 2 次元電子系を考え、スピン、 d 波対に対応したオーダーパラメーター ϕ_σ と ϕ_d 、 $\bar{\phi}_d$ を導入して、フェルミオンをトレース・アウトし、これらの補助場について 4 次まで展開して、有効作用 $S = S^{(0)} + S^{(2)} + S^{(4)}$ 、

$$S^{(2)} = \beta \sum_n \int d^2 q \left[\chi_\sigma^{-1}(q) \phi_\sigma(q) \cdot \phi_\sigma(q) + \chi_d^{-1}(q) \bar{\phi}_d(q) \phi_d(q) \right] \quad (1)$$

$$\begin{aligned} S^{(4)} = & \beta \sum_{n_1, n_2, n_3} \int d^2 q_1 \int d^2 q_2 \int d^2 q_3 \left[u_{\sigma\sigma} \phi_\sigma(q_1) \cdot \phi_\sigma(q_2) \phi_\sigma(q_3) \cdot \phi_\sigma(q_4) \right. \\ & \left. + u_{dd} \bar{\phi}_d(q_1) \phi_d(q_2) \bar{\phi}_d(q_3) \phi_d(q_4) + 2u_{\sigma d} \phi_\sigma(q_1) \cdot \phi_\sigma(q_2) \bar{\phi}_d(-q_3) \phi_d(q_4) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

を得る。 $q_4 = -q_1 - q_2 - q_3$ で、 $q = (i\omega_n, \mathbf{q})$ 、 $\omega_n = 2\pi n T$ である。

$$\chi_\sigma(i\omega_n, \mathbf{q}) = \left(\xi_\sigma^{(0)-2} + (\mathbf{q} - \mathbf{Q})^2 + \gamma_\sigma |\omega_n| / c_\sigma^2 + (\omega_n / c_\sigma)^2 \right)^{-1} \quad (3)$$

$$\chi_d(i\omega_n, \mathbf{q}) = \left(\xi_d^{(0)-2} + \mathbf{q}^2 + \gamma_d |\omega_n| / c_d^2 + (\omega_n / c_d)^2 \right)^{-1} \quad (4)$$

はスピン、dSC の磁化率、 $u_{\sigma\sigma}$ 、 u_{dd} 、 $u_{\sigma d}$ はそれぞれスピン波間、dSC モード間、スピン波-dSC モード間のカップリングである。 $\xi_\sigma^{(0)}$ は RPA でのスピン相関長、 $\xi_d^{(0)}$ は T -マトリックス近似での dSC 相関長で、 γ_σ と c_σ はスピン波の減衰と速度、 γ_d と c_d は dSC のモードの減衰と速度である。 $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ とする。モード間結合のうち、 $u_{\sigma\sigma}, u_{dd}$ は常に正である。一般に、スピン励起の擬ギャップを再現するためには、少なくとも $u_{\sigma d}$ は斥力的でなければならない。減衰に関しては、2 つの場合に大別できる。flat spots のフェルミオンの寄与が支配的な場合、減衰は短距離秩序の発達につれて減少し、相関長 ξ_σ や ξ_d ほどの距離をボゾンが伝播するのに要する時間に反比例すると考えられる。一方、flat spots から離れたフェルミオンの寄与が重大な場合、減衰は一定と考えられる。これは $\gamma_{\sigma,d} = 2\gamma_{\sigma,d}^{(0)} / (\xi_\sigma^\varphi + \xi_d^\varphi)$ により、 $\varphi = 1$ が前者、 $\varphi = 0$ が後者に対応する。速度は一般に転移点近傍で有限なので、 c_σ, c_d は一定としてよい。次にモード間カップリングを相関長に自己無撞着に繰り込んで、AFM と dSC の競合効果を考慮する。ここでは dSC 相関長が強く増大し始める温度 T_* を転移温度 T_c と見なす。

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ を念頭に、ARPES のデータ[8, 9]、NMR、中性子散乱の結果から $t, c_\sigma, \gamma_\sigma^{(0)}$ を決定した。 $\Gamma_\sigma, \Gamma_d, u_{\sigma\sigma}, u_{\sigma d}, u_{dd}$ を現象論的パラメーターとした。多くのアンダードープ領域の高温超伝導体の例として $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.63}$ に対応した場合を図 1 に示す。高温から AFM と dSC の相関長

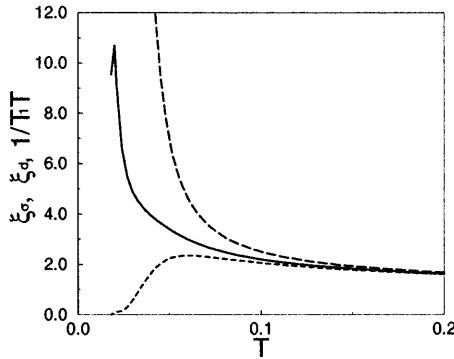


図 1: $\varphi = 1$ の場合のスピン相関長（実線）、 $T = 1$ での値で規格化した $1/T_1T$ （破線）、dSC 相関長（長破線）。擬ギャップの温度は $T_{\text{PG}} = 0.06t$ と与えられる。

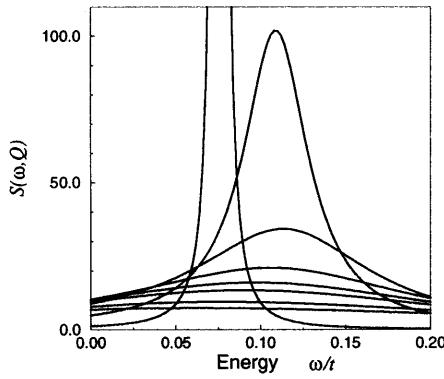


図 2: スピン構造因子。より鋭いピークをもつものから温度が T/t is 0.024, 0.033, 0.042, 0.051, 0.06($= T_{\text{PG}}$), 0.069, 0.078, 0.102。

ξ_σ と ξ_d はともに増大するが、 ξ_d が $T = 0$ に向けて発散し、dSC の基底状態をもつことである。 ξ_d の増大傾向が強くなると ξ_σ が減少に転じる。 ξ_d が ξ_σ よりも速く増大し始めると、これがスピン波の減衰を抑制し、 $S(\omega, Q)$ のピークが有限周波数に移る。このために $1/T_1T \propto \gamma_\sigma \xi_\sigma^2 \propto \xi_\sigma^2 / (\xi_\sigma + \xi_d)$ は T_* より高温の T_{PG} で減少に転じる。つまり、AFM スピン励起の擬ギャップが生じる。このときのスピン構造因子は図 2 に示されている。 T_{PG} 以下で磁気共鳴ピークが発達することがわかる。また、得られた 2 粒子励起の性質を用いて、電子の自己エネルギーに対する 1 ループ近似で 1 粒子スペクトルを計算し、図 3 に示されるように、 $d_{x^2-y^2}$ 波の対称性をもつ 1 粒子励起の擬ギャップも再現した。

擬ギャップが生じないオーバードープ、最適ドープ領域に対応した結果、また、 $1/^{63}T_1T$ と $1/T_{2G}$ の両方が T_c より高温にピークをもつ $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ のアンダードープ領域に対応した結果もそれぞれ得られている。アンダードープ領域の $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ については、ノード付近のフェルミオンを的確に取り入れる必要があると考えられる。

以上要約すると、高温超伝導体の相図、特にアンダードープ領域に対する物理的描像を得るために、微視的詳細によらない議論を展開した。AFM、dSC 摆らぎの大きな 2 次元電子系の有効作

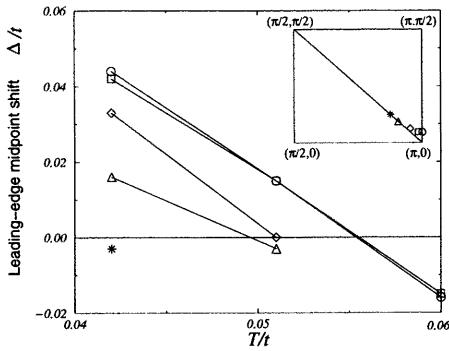


図 3: フェルミ面上の様々な運動量におけるリーディング・エッジの中点のシフトが温度の関数として与えられる。

用を、スピンと dSC の秩序パラメーターで記述した。斥力的モード間結合の効果、特に、AFM と dSC の競合を扱うことにより、擬ギャップや磁気共鳴ピークも含めた、AFM スピン励起、1 粒子励起の性質を再現した。ここで擬ギャップは、AFM と dSC の集団励起の低エネルギーにおける強い競合の結果として得られた。このことは超伝導をもたらす引力が低エネルギーの AFM スピン揺らぎに媒介されているのではないことを意味する。微視的理論の構築のためには、AFM と dSC 揺らぎの低エネルギーでの競合を扱うことのできるような、従来の弱結合側からのアプローチを超えた手法が必要となる。

参考文献

- [1] J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A **276**, 238 (1963). Proc. Roy. Soc. A **281**, 401 (1964).
- [2] J. G. Bednortz and K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [3] M. Imada, A. Fujimori and Y. Tokura, Rev. Mod. Phys. **70** (1998), 1039, Sec IV.C.
- [4] Z.-X. Shen and D. S. Dessau, Physics Reports **253**, 1 (1995).
- [5] H. Yasuoka *et al.*, “Strong Correlation and Superconductivity” ed. by H. Fukuyama, S. Maekawa and A. P. Malozemoff (Springer Verlag, Berlin, 1989), p.254.
- [6] J. Rossat-Mignod *et al.*, Physica C 185-189, 86 (1991).
- [7] S. Onoda and M. Imada, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2762 (1999); J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 312 (2000); J. Phys. Soc. Jpn. **69** Suppl. B, 32 (2000); J. Phys. Chem. Solid **62**, 221 (2000).
- [8] S. Massidda, J. Yu and A. J. Freeman, Phys. Lett. A **122** (1987), 198.
- [9] Q. Si, Y. Zha, K. Levin and J. P. Lu, Phys. Rev. B **47** (1993), 9055.