

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 d SC 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、アンダードープ領域では T_c より高温の T_{PG} 付近に $1/^{63}T_1T$ 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 のブラッグ・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、 d SC 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 $S = S^{(0)} + S^{(2)} + S^{(4)}$ 、

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

$$S^{(4)} = \beta \sum_{n_1, n_2, n_3} \int d^2\mathbf{q}_1 \int d^2\mathbf{q}_2 \int d^2\mathbf{q}_3 \left[u_{\sigma\sigma} \phi_\sigma(\mathbf{q}_1) \cdot \phi_\sigma(\mathbf{q}_2) \phi_\sigma(\mathbf{q}_3) \cdot \phi_\sigma(\mathbf{q}_4) \right. \\ \left. + u_{dd} \bar{\phi}_d(\mathbf{q}_1) \phi_d(\mathbf{q}_2) \bar{\phi}_d(\mathbf{q}_3) \phi_d(\mathbf{q}_4) + 2u_{\sigma d} \phi_\sigma(\mathbf{q}_1) \cdot \phi_\sigma(\mathbf{q}_2) \bar{\phi}_d(-\mathbf{q}_3) \phi_d(\mathbf{q}_4) \right] \quad (2)$$

を得る。 $\mathbf{q}_4 = -\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_3$ で、 $\mathbf{q} = (i\omega_n, \mathbf{q})$ 、 $\omega_n = 2\pi nT$ 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、 d SC の磁化率、 $u_{\sigma\sigma}$ 、 u_{dd} 、 $u_{\sigma d}$ はそれぞれスピン波間、 d SC モード間、スピン波- d SC 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 d SC 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 d SC 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ぬ。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 d SC の競合効果を考慮する。ここでは d SC 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。

YBa₂Cu₃O_{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_σ 、 $\gamma_\sigma^{(0)}$ を決定した。 Γ_σ 、 Γ_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 YBa₂Cu₃O_{6.63} に対応した場合を図 1 に示す。高温から AFM と d SC の相関長

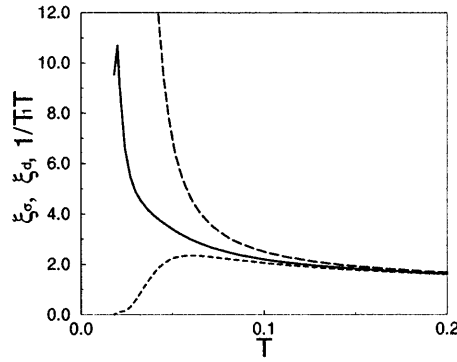


図 1: $\varphi = 1$ の場合のスピンの相関長 (実線)、 $T = 1$ の値で規格化した $1/T_1 T$ (破線)、 dSC 相関長 (長破線)。擬ギャップの温度は $T_{PG} = 0.06t$ と与えられる。

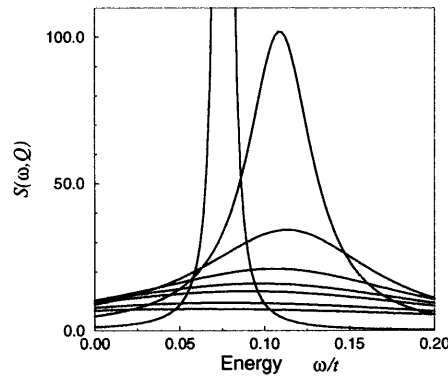


図 2: スピン構造因子。より鋭いピークをもつものから温度が T/t is 0.024, 0.033, 0.042, 0.051, 0.06(= T_{PG}), 0.069, 0.078, 0.102。

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 $1/T_1 T \propto \gamma_\sigma \xi_\sigma^2 \propto \xi_\sigma^2 / (\xi_\sigma + \xi_d)$ 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、 $1/^{63}T_1 T$ と $1/T_{2G}$ の両方が T_c より高温にピークをもつ $HgBa_2CuO_{4+\delta}$ 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 $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ 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 揺らぎの大きな 2 次元電子系の有効作

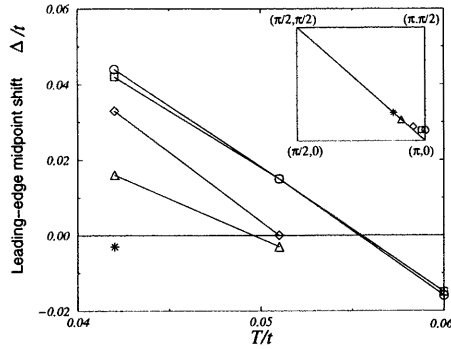


図 3: フェルミ面上の様々な運動量におけるリーディング・エッジの midpoint のシフトが温度の関数として与えられる。

用を、スピンと d SC 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 d SC 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 d SC 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 d SC 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.