

超伝導できない超伝導電子

～超伝導温度より遙か高温から存在する超伝導電子の発見～

極限コヒーレント光科学研究センター 近藤 猛、辛 埴

1. 研究の背景

超伝導を阻害する擬ギャップが生じる波数領域は、アンチノード近傍に限定され(図3参照)、アンチノードから遠ざかる波数では、電子対ギャップがスペクトルを支配する[1]。しかし、ギャップが小さくなるノード近傍の電子状態の詳細は、活発な研究と議論がなされてきたにも関わらず、未解決であった。この問題を解決するため我々は、レーザー($h\nu=7\text{eV}$)を励起光として用いる角度分解光電子分光(ARPES)実験を行った。この手法では、エネルギー分解能が、従来の He 放電管や放射光を用いた実験($dE\sim 10\text{meV}$)に比べて、一桁近く向上($dE\sim 1\text{meV}$)するため、ノード極近傍の微細なエネルギーギャップでも精密に測定できる[2]。さらに、低エネルギー光源の特徴として、励起された光電子が固体内で散乱されにくく、平均自由行程が長いこと、バルク感性が良い。不完全な表面に由来する2次的な散乱にも左右されにくく、本質的に鋭い準粒子ピークが得られるため、ギャップの精密解析が可能となる。これまで、銅酸化物高温超伝導体におけるノード近傍のエネルギーギャップは、一般的な超伝導体と同じく、BCS 関数に従い T_c で閉じる温度変化を示し、ノードを中心とする広い波数領域で、 T_c を堺にフェルミアークが形成される、と解釈されてきた[3]。我々は、分解能が抜群に優れるレーザーARPES を活用することで、これとは全く異なるギャップ状態をノード近傍で観察したので紹介する[4]。

2. 実験結果

図 1(b)に、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ (Bi2212)の最適ドーパ試料(OP93K, $T_c=93\text{K}$)を用いて低温($T=10\text{K}$)で測定した様々なフェルミ波数のスペクトルをプロットする。(ギャップサイズを正確に見積もるため、 E_F を境に反転させたスペクトルを生スペクトルに足し合わせる“対称化”を施し、フェルミ分布関数によるカットオフを除去して示している[5]。) d 波ギャップ対称性に従い、ノード($\phi=45^\circ$)からアンチノード($\phi=0^\circ$)へ向かって、単調にギャップサイズが増大する。図 1(c)には、 $T=T_c$ まで温度を上げて測定した結果を並べて示す。驚くべきことに、 $T=T_c$ においても、低温の結果と同じく、ノード一点でのみギャップがゼロとなる d 波対称性が維持されることが分かった。

温度を T_c よりさらに高く上げて行くと、電子散乱が激しくなることを反映して、スペクトルの幅が増大する。このとき、ギャップサイズの小さなノード極近傍のフェルミ波数では、スペクトル形状が急速に1ピーク構造へと変化し、ピーク位置 [$\epsilon_{peak}(T)$]がゼロへ急落する特異性が見られる。一方、アンチノードへと接近してギャップが大きくなるにつれ、 $\epsilon_{peak}(T)$ はノード極近傍とは違う滑らかな変化を見せるようになり、 $\epsilon_{peak}=0$ となる温度も上昇する。十分に大きなギャップサイズが得られる $\phi\sim 20^\circ$ にまでアンチノードに接近すると、 $\epsilon_{peak}(T)$ は $\sim 135\text{K}$ でゼロとなるBCS型関数を描くようになる。

上記する現象を理解する上で、一粒粒子スペクトル関数は、ギャップを有しつつも、(装置分解能等の外的要因では無く)本質的に1ピーク構造を持ち得ることを忘れてはならない。つまり、 ϵ_{peak} は“真の”エネルギーギャップ(Δ)を過小評価し得る、ということ

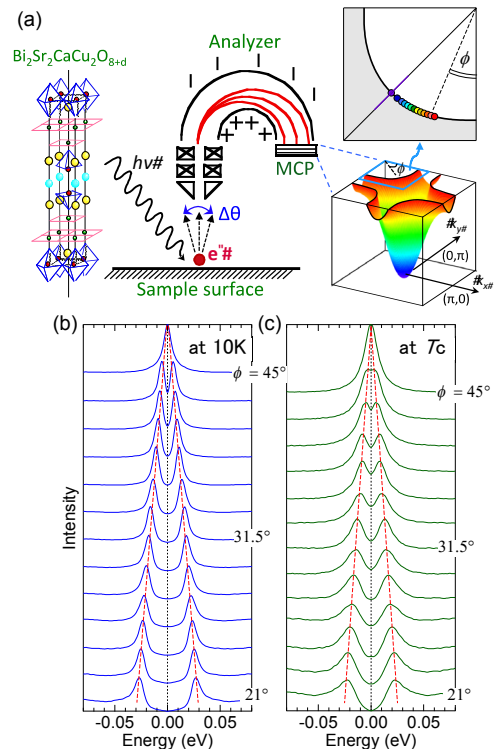


図 1：超伝導温度でも保護される d 波ギャップ対称性。(a) Bi2212 の結晶構造、ARPES 測定、及び観測される Bi2212 のバンド構造を模式的に示す。また、右上には模式的フェルミ面と測定したフェルミ波数を色丸で記す。(b,c) それぞれ $T=10\text{K}$ と $T=T_c$ で、ノードを含む幅広い波数($21^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$)で測定したスペクトル。

来する。本研究では、レーザーARPESを用いることで、超高分解能でかつノイズレベルの低い高統計なデータ測定が可能となり、これまで未開拓であったノード近傍の詳細な電子対ギャップ状態が明瞭に示されたと言ってよい。

3. 今後の展望

最後に、アンチノード近傍で発達する擬ギャップの起源について言及する。銅酸化物高温超伝導体の不足ドーパ試料では、走査型トンネル顕微鏡を用いた実験から、格子状に電子の局所的状態密度が配列した模様(チェッカーボードパターン)が観測されている。これまでの研究から、チェッカーボードパターンの周期性と擬ギャップの値に相関が有ること、チェッカーボードが観測されるエネルギーギャップの平均値が ARPES で観測される擬ギャップの大きさと一致すること、また、このチェッカーボードパターンが擬ギャップと同じ温度(T^*)で消失することが報告されている。これらの報告から、擬ギャップが、チェッカーボードパターンで特徴づけられる秩序状態の発生に伴い形成されるエネルギーギャップであることが強く示唆される。より最近になって、不足ドーパ試料を用いた X 線散乱実験から、電荷秩序が T_c 以上の高温から発達し、超伝導を阻害する振る舞いが確認された[6]。この電荷秩序と、上記するチェッカーボードパターン、及び擬ギャップとの相互関係は、研究者間でその解釈に違いが有り、今後更なる探求が求められている。

謝辞

本研究は東京大学物性研究所の近藤研究室、辛研究室、豊田工業大学の竹内恒博教授、名古屋大学の坂本英城君(大学院博士課程)、東京工業大学の笹川崇准教授、及び東京理科大学の遠山貴巳教授との共同研究として行われました。皆様に感謝申し上げます。

- [1] T. Kondo *et al.*, Phys. Rev. Lett. 111, 157003 (2013).
- [2] T. Kiss *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 79, 023106 (2008).
- [3] W. S. Lee *et al.*, Nature 450, 81 (2007).
- [4] T. Kondo *et al.*, Nature Communications 6, 7699 (2015).
- [5] M. R. Norman *et al.*, Nature 392, 157 (1998).
- [6] J. Chang *et al.*, Nat. Phys. 8, 871 (2012).

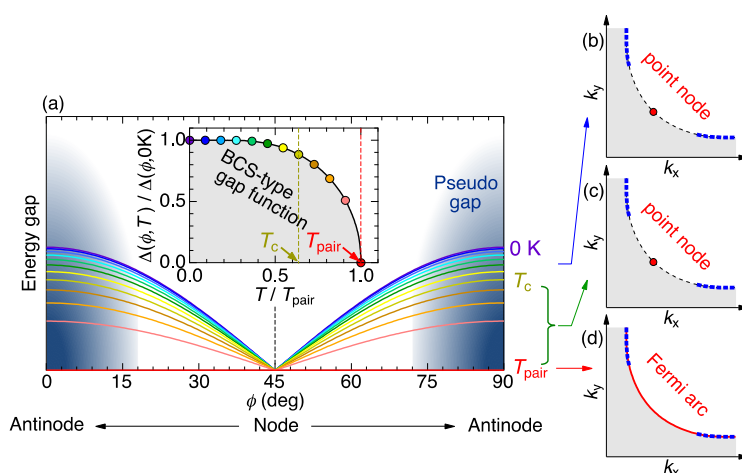


図3：(a) 電子対ギャップが、波数によらず同じ温度で閉じる振る舞いを示す模式図。最低温度でノード一点を持つ d 波のギャップ(b)が、超伝導温度(T_c)より約 1.5 倍も高い電子対ギャップ温度(T_{pair})まで持続する実験結果(c)を描いている。擬ギャップは T_{pair} よりもさらに高温の T^* で発現するため、 $T_{pair} < T < T^*$ の温度領域でフェルミアークが出現する(d)。(a)の挿入図において、電子対ギャップが T_c より高温の T_{pair} から発生し、BCS 型関数に従って温度変化する振る舞いを示す。