

X線コンプトン散乱で観る銅酸化物高温超伝導体の電子ネマチック液晶状態

山瀬博之

物質・材料研究機構 国際ナノアーキテクトニクス研究拠点 〒305-0047 茨城県つくば市千現 1-2-1

櫻井吉晴

高輝度光科学研究センター 放射光利用研究基盤センター 〒679-5198 兵庫県佐用郡佐用町光郡 1-1

要旨

フェルミ面は波数空間において電子の占有状態と非占有状態とを分ける境界面であり、金属物性を決める上で重要な役割を果たす。そのため、金属電子論の中で最も基本的なものとして認識されている。実際、新物質が発見されると研究の初期にフェルミ面の形状の決定を目指した研究が行われる。36年前に発見された銅酸化物高温超伝導体も然りであり、現在に至ってはフェルミ面の形状はすでに確立したものと信じられている。ところが、銅酸化物高温超伝導体の未解決問題の一つである擬ギャップ現象によって、フェルミ面の一部しか明確に観測されておらず、その背後にあるフェルミ面が実験的に確かめられた訳ではなかった。本研究では、La系銅酸化物高温超伝導体 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x=0.08$) に対して、放射光を利用した高エネルギー X線コンプトン散乱実験を実施し、ブリュアン領域全体で電子運動量分布を測定した。その結果、測定された電子運動量分布は今まで信じられてきた二次元的なフェルミ面の形状では理解できないことが分かった。むしろ、各 CuO_2 面内の電子状態は、電子が方向指向性を持って運動する電子ネマチック液晶状態になっており、その結果として擬一次的なフェルミ面が実現している可能性が示された。長い間、角度分解光電子分光や量子振動などによるフェルミ面の測定では分らなかったことが、放射光 X線コンプトン散乱によって初めて明らかにすることができた。

1. コンプトン散乱と放射光

本誌の読者なら「放射光が解き明かす驚異のナノ世界魔法の光が拓く物質世界の可能性」日本放射光学会編 講談社、という書籍をこ存じのことだと思ふ。ブルーバックスの中の一巻として収められている。本の帯に記されている通り「見たことのない驚くべき物質の世界」が簡潔に分かりやすく網羅的に紹介されている。読者なら誰でも放射光の威力に感銘を受けると思ふ。本トピックスでは、放射光を用いた X線コンプトン散乱の威力の一面をさらに付け加えたい。

1.1 コンプトン散乱とは

X線が物質に当たると散乱されるが、特に単色の X線を用いて散乱 X線の波長を詳細に調べると、入射 X線の波長と同じもの以外に、波長が長くなったものがあることが知られていた。1923年、コンプトン (A. H. Compton) は黒鉛に X線を照射した精密実験を行い、長波長方向への変化が散乱角に応じて変化すること、その結果は粒子としての X線が物質中の電子によって散乱されると考えることで見事に説明できることを示した¹⁾。このコンプトン散乱実験の成果は、歴史上、光の粒子性の証明として位置づけられ、コンプトンは1927年にノーベル物理学賞を受

賞した。

もう少し立ち入ってコンプトン散乱を考察してみる^{2,3)}。X線を運動量 $\hbar\mathbf{k}$ 、エネルギー $\hbar\omega$ を持つ粒子とみなし、電子の運動量を \mathbf{p} 、運動エネルギーを $\frac{\mathbf{p}^2}{2m}$ 、ポテンシャルエネルギーを V とし、Fig. 1(a) のような散乱過程を考える。ここで、 \hbar はプランク定数 h を 2π で割ったもので、 \mathbf{k} は波数ベクトル、 ω は振動数に 2π を乗じたもの、 m は

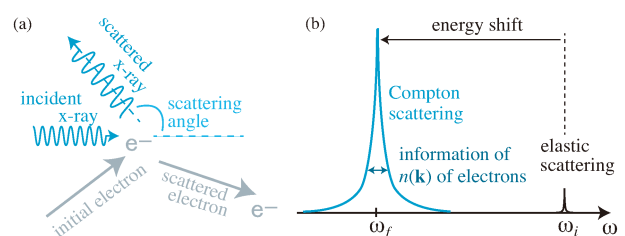


Fig. 1 (a) Schematic view of Compton scattering process. (b) Typical spectrum of Compton scattering. When incident x-ray with energy ω_i is scattered by electrons inside a material, the x-ray loses energy and forms a peak at ω_f ($<\omega_i$). This process is called as Compton scattering. Its peak width carries information of the electron momentum distribution $n(\mathbf{k})$. In experiments, elastic scattering peak also appears at the original energy of x-ray.

電子の質量である。入射X線と散乱前の電子に添字*i*を、散乱X線と散乱後の電子に添字*f*をつけると、下記のような運動量とエネルギー保存則が成立することは自明であろう：

$$\hbar\mathbf{k}_i + \mathbf{p}_i = \hbar\mathbf{k}_f + \mathbf{p}_f, \quad (1)$$

$$\hbar\omega_i + \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + V_i = \hbar\omega_f + \frac{\mathbf{p}_f^2}{2m} + V_f \quad (2)$$

物質内の電子の典型的なエネルギースケールはeVである一方、X線のそれはkeVである。エネルギースケールが大きく異なるため、電子が散乱によって緩和する前にX線との散乱は終了していると考えても良いであろう。これをインパルス近似という。この時、 $V_i = V_f$ と置くことができるので、式(1)(2)は簡単に解けて、

$$\hbar\omega_f = \hbar\omega_i - \frac{\hbar^2|\mathbf{K}|^2}{2m} - \frac{\hbar\mathbf{K} \cdot \mathbf{p}_i}{m} \quad (3)$$

となる。ここで、 $\mathbf{K} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ で散乱に伴うX線の運動量移行である。一般に、 $\hbar|\mathbf{K}| \gg |\mathbf{p}_i|$ であるので、右辺の第三項を無視すれば、散乱X線のエネルギーは $\frac{\hbar^2|\mathbf{K}|^2}{2m}$ だけ減少する (Fig. 1(b)を参照)。したがって、 $\hbar\omega = h\frac{c}{\lambda}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (c は光速、 λ は波長)であることを思い出せば、式(3)は

$$\lambda_f \approx \lambda_i + \lambda_c(1 - \cos\phi) \quad (4)$$

となる。 ϕ は散乱角である (Fig. 1(a)を参考)。コンプトンが導いたのはこの式である¹⁾。ただし、より正確な相対論的な計算を行ったため、式(4)で「 \approx 」は「 $=$ 」になる。

$\lambda_c = \frac{h}{mc} = 2.426 \times 10^{-12}$ mはコンプトン波長と呼ばれ、コンプトン散乱に伴う波長シフトの典型的な大きさを表している。 λ_c のオーダーで波長変化が生じるので、入射光がX線になって初めて有意な波長シフトとして観測できることが分かる。

物性測定の観点から重要になるのは、式(3)の右辺の第三項である。この項により、Fig. 1(b)に示したようにコンプトン散乱ピークが幅を持つことになるのだが、それは物質中の電子の運動量 \mathbf{p}_i と散乱ベクトル \mathbf{K} との内積で与えられる。この知見は、Fig. 1(a)において、物質中のある一つの電子に着目して得られた。言うまでもなく、物質中には非常にたくさんの電子が存在し、同様にコンプトン散乱に寄与する。この時、インパルス近似の範囲では、電子間の干渉効果が無視できることが分かっている^{2,3)}。その結果、コンプトン散乱スペクトルは、個々の電子の寄与から

の和として与えられることになる。式の上では、式(3)の \mathbf{K} の方向を*z*方向と定義した時、その方向に運動量をもつ電子からの散乱強度 $I(\hbar\omega_f)$ が

$$I(\hbar\omega_f) \propto J(p_z) = \int dp_x dp_y n(\mathbf{p}) \quad (5)$$

で与えられることを意味している。ここで、 $J(p_z)$ はコンプトンプロファイルとよばれる量であり、 $n(\mathbf{p})$ は物質中の電子の運動量分布である。 $J(p_z)$ を様々な結晶方位に対して測定することで、 $J(p_z)$ のデータセットが得られるが、それを用いることで式(5)に現れる電子運動量分布 $n(\mathbf{p})$ を再構成することができる^{2,3)}。ただし、得られた $n(\mathbf{p})$ は拡張ブリュアン領域で定義されたものである。逆格子ベクトルを \mathbf{G} として、第一ブリュアン領域の波数を \mathbf{k} と定義すれば、 $n_{\mathbf{k}} = \sum_{\mathbf{G}} n(\mathbf{k} + \mathbf{G})$ が求めるべき物質中の電子運動量分布になる。こうして、コンプトン散乱実験によって物質中の電子運動量分布を測定することができる。以下、便宜上、 $n_{\mathbf{k}}$ を $n(\mathbf{k})$ と記載する。

1.2 測定装置

実際の測定系を見てみよう。SPring-8のBL08Wのビームラインに設置されている高分解能コンプトン散乱スペクトロメーターは、Fig. 2のようなCauchois型のX線分光器である。高エネルギー高フラックスX線を得るために、Wigglerを光源とし、Johann型のSi(400)モノクロメーターを使用している。入射X線のエネルギーは115.6 keVである。試料によって散乱されたX線は (図では散乱角は165度)、湾曲分光結晶を通過して (厚さ1 mmのゲルマニウム単結晶の回折面(620)で湾曲半径は3.2 m)、Rowland circleの反対側の約7 cmの範囲に70–90 keVのX線が分光される。X線の位置検出器は、X線イメージンテンシファイア (X-II: 浜松ホトニクスV7339P-MOD)を用いて、その出力をCCDカメラ (浜松ホトニクスC4742-95-12ER)にて画像として取得する。この画像を回折面垂直方向に積分することによりエネルギープロファイルに変換される。最後に、バックグランドや試料内での多重散乱の除去、さらに自己吸収や散乱断面

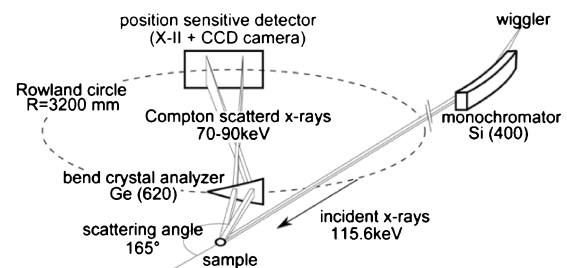


Fig. 2 High-resolution x-ray Compton scattering spectrometer in BL08W, SPring-8.

積の補正を行い、コンプトンプロファイル $J(p_z)$ を取得し、電子運動量分布の情報を得る。

1.3 放射光の必要性

しかしながら、このようなコンプトン散乱による物性測定は、あまり広くは知られていない。その原因の一つとして、散乱されたX線の強度が弱く幅広い物質群への適応が難しかった歴史的経緯が挙げられる。特に、コンプトン散乱X線は光電吸収による蛍光X線と競合関係にある。光電吸収の散乱断面積は原子番号 Z の三乗に比例し、コンプトン散乱X線のそれは Z に比例する。したがって、コンプトン散乱の寄与を相対的に優位にするためには、より高エネルギーのX線を用いて光電吸収の効果を著しく抑制する必要がある。特に銅酸化物高温超伝導体のような Z が大きい元素を含む物質の測定を行うには、高強度の100 keV以上のX線が必要になる。このようなX線は、放射光施設で初めて作り出せるものである。

2. 電子運動量分布とフェルミ面

コンプトン散乱では、物質中の電子運動量分布が測定される。電子はフェルミオンであり、フェルミ統計に従って分布する。その結果、運動量空間内で電子が占有されている領域と占有されていない領域の境界面が存在する。その境界面をフェルミ面とよび、境界面に対応する波数をフェルミ波数とよぶ。例えば、電子が寿命をもった準粒子として記述される場合（フェルミ液体という）は、絶対零度において電子の運動量分布 $n(\mathbf{k})$ はFig. 3(a)のようになることが知られている。フェルミ波数 \mathbf{k}_F 近傍で運動量分布 $n(\mathbf{k})$ が滑らかに変化しつつも、 \mathbf{k}_F 直上でジャンプを示す。電子の寿命が無限大になった極限では、Fig. 3(b)に示すように、このジャンプの大きさが1になり、 $n(\mathbf{k})$ はフェルミ分布関数 $f(\epsilon_{\mathbf{k}}) = 1/(e^{\epsilon_{\mathbf{k}}/k_B T} + 1)$ で記述される。ここで、 $\epsilon_{\mathbf{k}}$ は波数 \mathbf{k} を持つ電子のエネルギー、 T は温度、 k_B はボルツマン定数である。この例から分かるように、一般には、Fig. 3(b)のように \mathbf{k}_F を境に電子の占有が0から1にシャープに変化するのではなく、Fig. 3(a)のように \mathbf{k}_F の外側にも電子が染み出している。この意味で、境界面

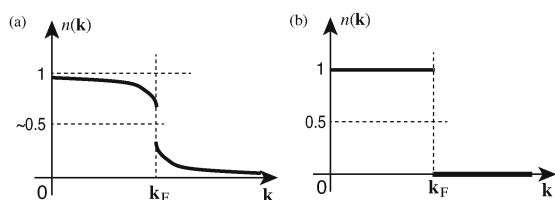


Fig. 3 (a) Typical example of $n(\mathbf{k})$ at zero temperature⁴⁾. A rapid change occurs at the Fermi momentum \mathbf{k}_F and $n(\mathbf{k})$ is around 0.5 at $\mathbf{k} = \mathbf{k}_F$. (b) Fermi distribution function $f(\epsilon_{\mathbf{k}}) = 1/(e^{\epsilon_{\mathbf{k}}/k_B T} + 1)$ at $T = 0$.

\mathbf{k}_F はある程度ぼやけている。このぼやけの度合いは物質によって異なるが、境界面 \mathbf{k}_F は以下の3つの特徴を有すると考えられている。

1. $n(\mathbf{k})$ は $\mathbf{k} = \mathbf{k}_F$ でほぼ一定値をとる。ただし、必ずしも0.5である必要はない。
2. $n(\mathbf{k})$ の微係数 $|\nabla n(\mathbf{k})|$ は $\mathbf{k} = \mathbf{k}_F$ でピークを持つ。
3. \mathbf{k}_F によって囲まれる運動量空間の体積は系に含まれる電子数に対応する。つまり、ラッティンジャーの定理が成立する。

したがって、電子運動量分布からフェルミ波数 \mathbf{k}_F 、つまりフェルミ面の形状が分かる。

コンプトン散乱によって決定したフェルミ面の例として、形状記憶合金 $\text{Ni}_{0.62}\text{Al}_{0.38}$ ⁵⁾、重い電子系 CeRu_2Si_2 ⁶⁾、均等配分組成の不規則合金 $\text{Ni}_{0.25}\text{Fe}_{0.25}\text{Co}_{0.25}\text{Cr}_{0.25}$ ⁷⁾での結果などを特記したい。原著論文には見事なフェルミ面の測定結果が載せられているので垣間見るだけでも価値があると思う。なお、これらの成果は、SPring-8のBL08Wのビームライン (Fig. 2) で得られたものである。

3. 銅酸化物高温超伝導体の研究現状

銅酸化物高温超伝導体は36年前に発見された物質であり^{8,9)}、基礎的な概念であるフェルミ面の形状は当然よく分かっているはずだと思われるかも知れない。それにも拘らず、本研究でなぜ銅酸化物高温超伝導体のフェルミ面を問題にするのか。それを理解するためには擬ギャップ現象という未解決問題に対する知見が必要である。そこで銅酸化物高温超伝導体の相図、そしてフェルミ面の形状に関する現状から説明したい。

3.1 相図

Fig. 4(a)は、銅酸化物高温超伝導体の一つ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の結晶構造である。 K_2NiF_4 型とよばれる層状ペロブスカイト構造を示し、 CuO_2 面と岩塩型の La_2O_2 のブロックが c 軸方向に交互に積み重なっている。 Cu と O に着目すれば CuO_6 の八面体のネットワークから成り、八面体の頂点酸素が La_2O_2 のブロック層をなしている。銅酸化物高温超伝導体は $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 以外に、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$ 、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{4+2n+\delta}$ 、 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{4+2n+\delta}$ 、 $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2+2n+\delta}$ ($n = 3$ のものが高圧下で $T_c = 164$ Kを示す) などがあるが、共通して CuO_2 面の層を有し、 CuO_2 面が高温超伝導現象にとって重要な役割を果たしている。つまり、二次元性が強い電子系として認識されている。その CuO_2 面のみを抜き出したのがFig. 4(b)で、 Cu が正方格子を形成している。

キャリアをドーピングしていない時は ($\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ では $x = 0$ に対応)、電荷の中性条件から Cu^{2+} 、つまり $(3d)^9$ の電子状態をとる。実際の結晶では、 CuO_6 の八面体は z 方向に少し伸びていることから、 Cu の $d_{x^2-y^2}$ 軌道のエネ

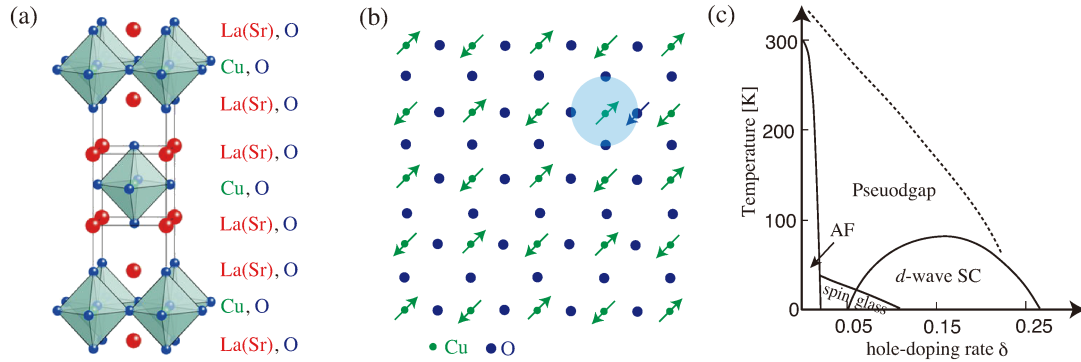


Fig. 4 (Color online) (a) Crystal structure of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ¹⁰⁾. (b) CuO_2 plane. Cu sites form a square lattice and host a spin 1/2. At $x=0$ the system exhibits an antiferromagnetic Mott insulator. When La is replaced by Sr, holes are doped at oxygen sites and have a spin 1/2. The hole spins interact with the Cu spins strongly, forming Zhang-Rice singlets (shaded part). These Zhang-Rice singlets are mobile and disturb the antiferromagnetic order, leading to high-temperature superconductivity with a reasonable amount of hole doping. (c) Schematic phase diagram of cuprate superconductors in the plane of hole-doping rate (δ) and temperature. The antiferromagnetic phase (AF) is suppressed quickly with hole doping. The spin glass phase appears at low temperatures and extends up to $\delta \sim 0.1$. The d -wave superconducting (SC) phase is realized in $0.05 \leq \delta \leq 0.25$ with the highest critical temperature around $\delta = 0.16$. Above the superconducting dome, the pseudogap phase is realized and pronounced especially in the underdoped region ($\delta < 0.16$).

ルギーが最も高くなり、そこに電子が一つ存在して、スピン 1/2 を持つ。Fig. 4(b) の矢印がスピンに対応する。この時、強いクーロン相互作用によって電子は各サイトに局在し、反強磁性モット絶縁体とよばれる状態になる。

Cu と Cu の間に位置する酸素の軌道 p_x と p_y は、Cu の $d_{x^2-y^2}$ 軌道と混成している。La サイトを Sr で置換してホールキャリアを注入すると、キャリアは酸素サイトに入る。ホールはスピン 1/2 を持ち、Cu のスピンと反強磁性的な相互作用をする。この相互作用エネルギーは非常に大きい ($\sim eV$) ために、注入されたホールは Cu のスピンとシングレットを形成すると考えられている。チャン-ライス (Zhang-Rice) シングレットとよばれ、結晶構造の対称性を反映して Cu とその周りの 4 つの O の軌道から構成される (Fig. 4(b) の右上の影がそのイメージ図)。このチャン-ライスシングレットが電子間の強いクーロン相互作用を感じながら運動することで、伝導性が生まれ金属状態になる。

Fig. 4(c) が、温度 T とドーピング量 δ の平面での典型的な相図である。特に $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の場合、 δ は Sr の置換量 x と等しくなる。 $\delta=0$ での反強磁性モット絶縁体がキャリアドーピングとともに急激に抑制される。ただし、低温ではスピングラス相が出現し、それが $\delta \sim 0.1$ 程度まで残る。超伝導は $d_{x^2-y^2}$ 対称性を示し、最高の T_c を実現する最適ドーピング量が $\delta \approx 0.16$ である。最適ドーピングより低濃度領域 ($\delta < 0.16$) を不足ドーピング領域、高濃度側を ($\delta > 0.16$) を過剰ドーピング領域とよぶ。超伝導転移温度より高温側に擬ギャップとよばれる相がある。その相では、一電子状態のスペクトル強度が特に波数 $(\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍で著しく減少する、というギャップ的な振る舞いが観測されている。擬ギャップの起源は依然として未解明であるが、高温超伝

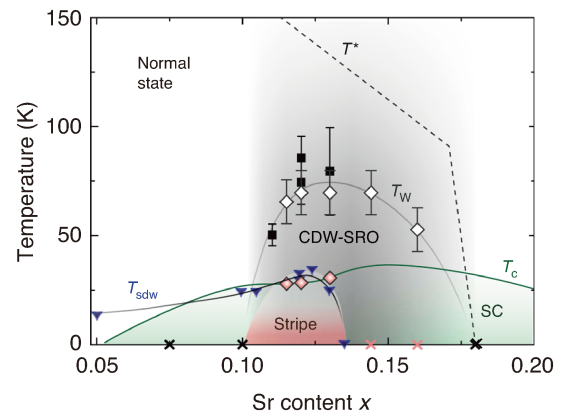


Fig. 5 (Color online) Phase diagram of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ¹¹⁾. Various phases are revealed inside the pseudogap phase ($T < T^*$): not only superconductivity (SC) below T_c and spin glass phase (below T_{sdw} ; this line is not precise, see Fig. 4(c)), but also short-range charge-density-wave order (CDW-SRO) below T_w and a coupled order of spin and charge referred to as spin-charge stripes (Stripe).

導は擬ギャップ相の中で実現するため、擬ギャップの解明は高温超伝導機構の解明に直結する重要なテーマと位置付けられている。

Fig. 4(c) はあくまで簡略化したものである。擬ギャップ相を詳細に調べると、もっと複雑で、実際の $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の相図は Fig. 5 のようになっている¹¹⁾。 $x = 0.10 - 0.17$ に渡って電荷密度波の短距離秩序がおよそ 75 K 以下で実現し、さらに低温では $x = 0.12$ を中心にして、ストライプ状態と言われるスピンと電荷が一次的に秩序化した状態が実現する。

3.2 フェルミ面

次に実際のフェルミ面の測定例を見てみよう。フェルミ面の測定は多くの場合、20 K 以下の低温領域で実施されている。例えば $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ の過剰ドーピング領域では、量子振動 (QO)¹² と角度分解光電子分光 (ARPES)¹³ による測定で Fig. 6(a) のような二次元的なフェルミ面が得られている。 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の $x=0.30$ では、フェルミ面のトポロジーが $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ とは異なるものの、Fig. 6(b) に示したように $(0, 0)$ を囲む二次元的なフェルミ面である¹⁴。この結果はコンプトン散乱実験でも確認されている^{4,15}。

問題は不足ドーピング領域である。Fig. 7(a)–(c) に示すようにドーピング量を下げていくと $(\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍 (“anti-node” 方向という) のスペクトル強度が弱くなり、対角方向 (“node” 方向という) 近傍で明瞭なシグナルが観測される¹⁶。これは $(\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍に大きな擬ギャップが発達するためと考えられている。Fig. 7(d)–(f) は、“node” から “anti-node” にかけてのフェルミ波数における ARPES スペクトルのエネルギー依存性である。 $x=0.15$ では、ピーク構造が “anti-node” まで残っているが、

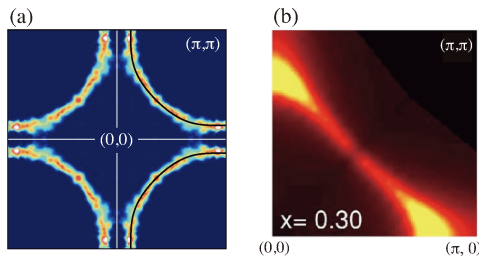


Fig. 6 (Color online) Spectral weight at the Fermi energy observed by ARPES for overdoped cuprates, (a) $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ ¹³ and (b) $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ¹⁴. In (b), the first quadrant of the Brillouin zone is shown.

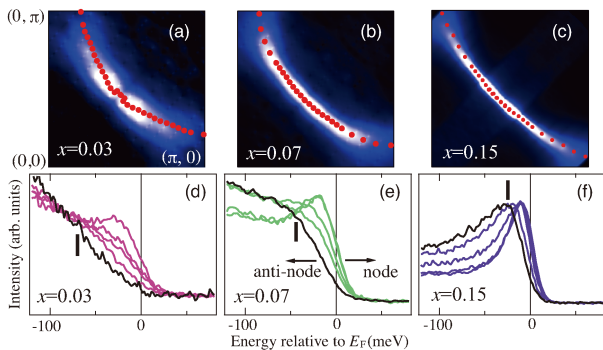


Fig. 7 (Color online) Fermi surface reported by ARPES for underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ with $x=0.03$ (a), 0.07 (b), and 0.15 (c) in the first quadrant of the Brillouin zone¹⁶. Red dots are Fermi momenta determined by peak positions of the momentum distribution curves. (d)–(f) The corresponding energy distribution curves for several choices of the Fermi momenta¹⁶. Vertical bold bars represent the energy position of the anti-nodal gap.

$x=0.07, 0.03$ では、“node” 近傍でしか明瞭なピークが観測されない。とは言うものの、Fig. 7(a)–(c) の赤点を内挿したものが背後にあるフェルミ面であると解釈するのが自然であろうと考えられてきた。その結果、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ではフェルミ面のトポロジーが $x \approx 0.22$ で変化し、より低ドーピング側では Fig. 6(a) と同じトポロジーのフェルミ面が実現することになる¹⁴。

しかし、事情はかなり複雑である。QO 測定が、不足ドーピング領域に対応する $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.56}$ (キャリア濃度は 10% 程度) で行われたが¹⁷、その結果は小さなホールポケットの存在を示し、Fig. 7(b) とは質的に異なっていた。この点の理解の一つとして、QO は強磁場下での測定なので、強磁場の効果によって電荷密度波やスピン密度波などが形成され、並進対称性が破れた結果、フェルミ面の再構成が生じたという考えがある¹⁷。通常は、観測に伴う外場によって物性が変化しないと仮定されるが、銅酸化物高温超伝導体の不足ドーピング領域には何らかの特殊性があるのかも知れない。例えばいくつかの状態がエネルギー的にほぼ縮退しているために、外場によって状態が変化してしまう可能性など。Fig. 7 は 20 K で測定された。Fig. 5 を見ると $x=0.15$ では短距離電荷密度波が実現している。この影響はないのであろうか。短距離だから問題ないと言って良いだろうか。 $x=0.125$ のストライプ相のデータもあるが¹⁸、定性的には Fig. 7(c) に示した $x=0.15$ の結果と似ている。ストライプ相では長距離秩序が実現しているので、バンド理論によればフェルミ面の再構成が生じるべきであるが、その傾向は ARPES では見えない。しかし、ARPES でフェルミ面の再構成が観測できない訳ではない。最近、 CuO_2 面内のキャリア濃度がおよそ 2–5% に制御された $\text{Bi}_2\text{Ca}_4\text{Cu}_5\text{O}_{10}(\text{F}, \text{O})_2$ で、反強磁性長距離秩序に伴うフェルミ面の再構成が ARPES と QO で共に観測された¹⁹。このように、不足ドーピング領域のフェルミ面形状の理解は一筋縄にはいかない側面がある。しかし、少なくともフェルミ面の再構成がないのであれば、Fig. 7(a)–(c) で示したような二次元的なフェルミ面が背後にあると過去 36 年間信じられてきた。

4. コンプトン散乱実験

コンプトン散乱はブリエアン帯域全体で運動量分布のマップを与えるので (1.1 節を参照)、Fig. 7 で提案されたフェルミ面の形状の検証に威力を発揮すると期待される。また、電子運動量分布 $n(\mathbf{k})$ は一電子スペクトルをエネルギーに関して積分した量に対応するので、ギャップ的な形成があっても背後にあるフェルミ面の痕跡は捉えられる可能性がある。例えば、超伝導の基礎理論である BCS 理論では、 $n(\mathbf{k})$ は \mathbf{k}_F 近傍で超伝導ギャップ程度の「温度」スケールでブロードになるだけであり、背後にあるフェルミ面は超伝導状態でも判別できる。

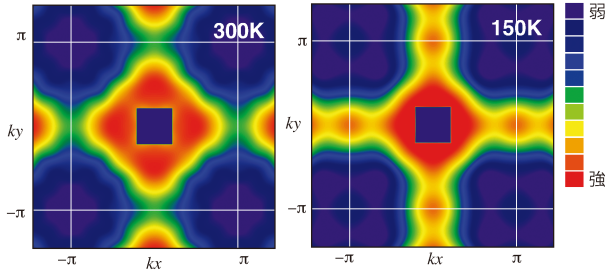


Fig. 8 (Color online) Electron momentum distribution measured by the Compton scattering for $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ with $x=0.08$ at 300 K and 150 K⁴⁾. The square region around $\mathbf{k} = (0, 0)$ contains a large experimental error and thus is not considered.

Fig. 5 に示したように La 系銅酸化物高温超伝導体の不足ドーピング領域の低温ではスピングラスや電荷密度波が生じるので、それらの影響を可能な限り避けつつ、擬ギャップ現象の効果も調べるのが理想的である。そこで、 $x=0.08$ を選び、 $T=150\text{ K}$ と 300 K で電子運動量分布のマッピングを行った。擬ギャップは $T=200\text{ K}$ 以下で形成される²⁰⁾ ので、擬ギャップ温度を挟んだ測定である。コンプトン散乱実験は、SPRING-8 の BL08W の共用ビームライン (**Fig. 2**) で行なった。結晶の $[100]$ と $[110]$ の間を 10 方位に等分割し、各々についてコンプトンプロファイルを測定し、式(5)の電子運動量分布を直接フーリエ法により求めた。3.1 節で説明したように銅酸化物高温超伝導体は二次元性が強いので、 k_z 方向は積分して二次元ブリュアン帯域で電子運動量分布をマップしたのが **Fig. 8** である。**Fig. 8** で強度が強い領域ほど電子の占有確率が相対的に大きくなる。これらのマップを、2 節で述べた 3 つの観点から考察してフェルミ面を明らかにする。

4.1 従来のシナリオ

3.1 節で説明したように、銅酸化物高温超伝導体は CuO_2 面が層状に積層した物質であり、その CuO_2 面の電子物性の理解が鍵を握っている。そこで、 CuO_2 面のみを取り出して、モデル化したのが **Fig. 9(a)** である。各 CuO_2 面では二次元的なフェルミ面が実現し、各面の間には有限の電子のホッピングが存在する。その結果、フェルミ面は k_z に依存するが、その効果は小さいと考えられている。したがって、バルクで観測した時のフェルミ面の形状は、各 CuO_2 面でのフェルミ面のそれとほぼ同じになり二次元的である。

ブリュアン帯域の第一象限に着目して ARPES で提案されたフェルミ面¹⁶⁾ を 300 K のコンプトン散乱データに重ね合わせたのが **Fig. 9(b)** である。ARPES のデータは、 $x=0.07$ のものであるが、**Fig. 9(b)** のスケールでは 1% のキャリア濃度の違いは無視できる。 $\mathbf{k} \approx (0.45\pi, 0.45\pi)$ 近傍のフェルミ面に沿って、 $n(\mathbf{k}_F)$ はほぼ一定 (図中の黄色) となり、ARPES の結果と見事に一致する。しかし、 $\mathbf{k} \approx$

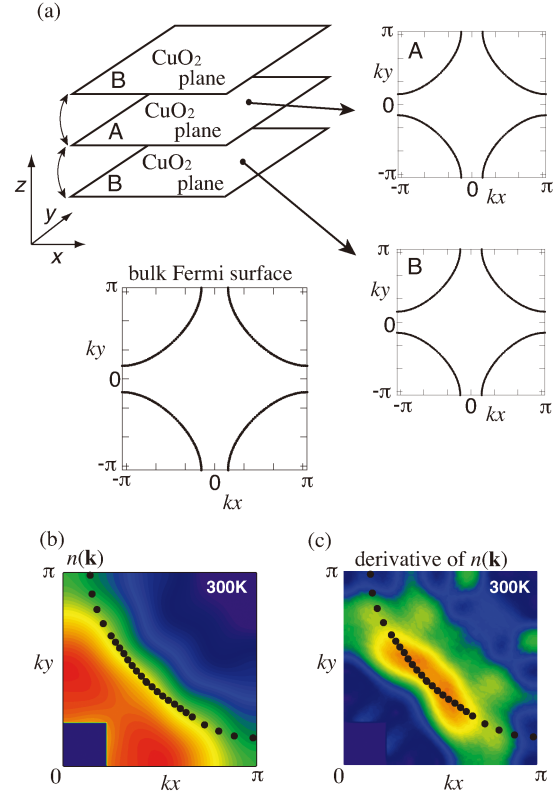


Fig. 9 (Color online) (a) Conventional scenario of the Fermi surface in the underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. The two-dimensional Fermi surface is realized in each CuO_2 plane, which is coupled via weak interlayer hopping of electrons. The bulk Fermi surface is essentially the same as that in each CuO_2 plane. (b) and (c) Electron momentum distribution $n(\mathbf{k})$ and its derivative $|\nabla n(\mathbf{k})|$ measured by the Compton scattering⁴⁾. The Fermi surface reported by ARPES (black dots)¹⁶⁾ is superimposed for a comparison.

$(0.2\pi, 0.7\pi) - (0.1\pi, \pi)$ の領域では、ARPES から決めた \mathbf{k}_F に従うと、 $n(\mathbf{k}_F)$ が \mathbf{k}_F に依存するようになり (図中、黄色から緑色へと変化)、2 節で説明した $n(\mathbf{k}_F)$ が満たすべき一般の性質と整合しない。**Fig. 9(c)** は、コンプトン散乱実験で測定した $n(\mathbf{k})$ の微分のマップである。 $|\nabla n(\mathbf{k})|$ が大きくなるのは、ARPES で決めたフェルミ面に沿った所であると期待されるが、曲率が逆になっている。同様に 150 K において、 $n(\mathbf{k})$ 及び $|\nabla n(\mathbf{k})|$ を解析しても、ARPES で提案されたフェルミ面ではコンプトン散乱の結果を説明することは難しいことが分かった⁴⁾。

ARPES のデータは 20 K で得られたことから、温度の違いを考慮する必要があるかも知れない。しかし、温度効果によって $n(\mathbf{k}_F)$ が顕著な \mathbf{k}_F 依存性を示すことは考え難い。そこで、温度によってバンド構造が変化しフェルミ面の形状が変わる可能性を検討しても良いかも知れない。ところが、その可能性を考慮しても従来のシナリオではコンプトン散乱実験結果を合理的に説明することはできない⁴⁾。さらに奇妙なのは、**Fig. 8** において、150 K で $\mathbf{k} =$

$(\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍に大きな擬ギャップが形成されているにも拘わらず、300 K のデータと比べて $n(\mathbf{k})$ の強度がそこで増大している点である。ARPES の提案に従えば、 $\mathbf{k} = (\pi, 0)$, $(0, \pi)$ はフェルミ面の占有状態側に位置するので、その近傍で擬ギャップが発達すれば運動量分布の強度は抑制されて然るべきである。したがって、従来の考え方に従う限り、 $\mathbf{k} \approx (0.45\pi, 0.45\pi)$ 近傍では ARPES とコンプトン散乱は大局的には良い一致を示すものの、 $\mathbf{k} = (\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍では両者の結果は大きく異なり、コンプトン散乱の結果を満足に説明することが難しい。

4.2 電子ネマチックシナリオ

Fig. 10(a) のように、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の各 CuO_2 面内でフェルミ面が x または y 方向に大きく歪み、歪む方向が面間

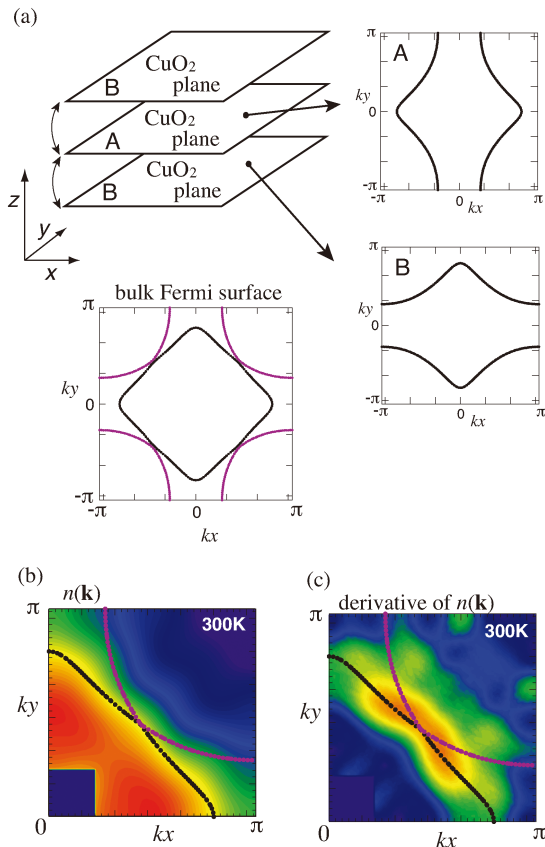


Fig. 10 (Color online) (a) Electronic nematic scenario of Fermi surfaces in the underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ²¹⁾. The Fermi surface expands along the k_y direction and shrinks along the k_x direction, or vice versa, in each CuO_2 plane, leading to a quasi-one-dimensional Fermi surface in each plane. This deformation alternates along the z direction. Consequently, the bulk Fermi surfaces consist of two parts: inner Fermi surface shown in black and outer Fermi surface in purple. The interlayer coupling is weak and thus the k_z dependence of the Fermi surfaces can be negligible. (b) and (c) Electron momentum distribution $n(\mathbf{k})$ and its derivative $|\nabla n(\mathbf{k})|$ measured by the Compton scattering⁴⁾. The Fermi surfaces predicted in the electronic nematic scenario (black and purple curves) are superimposed for a comparison.

で直交する可能性が理論的に予言されていた²¹⁾。ただし、フェルミ面が歪んでもラッティンジャーの定理は満たしている (2 節を参照)。この予言は、ボンドオーダーの d 波成分の不安定性の理論的発見に基づいている²²⁾。 d 波ポメラランチュク (I. J. Pomeranchuk) 不安定性ともよばれるが、現在ではより広い意味で電子ネマチック不安定性とよばれることが多い²³⁾。

ネマチック液晶は、棒状の分子が棒の向きを揃えて動いている状態であり、液晶モニターで利用されている。棒の向きがある方向に揃うという意味で、系の方向対称性を破っている液体である。これと同じような方向対称性の破れが、大きさを持たない電子でも生じることから電子ネマチックまたは電子ネマチック液晶などとよばれている。

Fig. 10(a) で電子の運動の方向指向性が面間で直交する理由として、いくつかの可能性が提案されている。まず、面間での電子のバンド分散が $\mathbf{k} = (\pi, 0)$, $(0, \pi)$ で有限であれば、方向を直交させて積層した方が平行の場合よりもエネルギーが低下することが理論的に示されている²⁴⁾。また、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ には、 Z 点フォノンという CuO_6 八面体が傾くモードがあり、そのモードによる歪みの方向が面間で90度異なっている²⁵⁾。このフォノンと電子系との結合を考えれば、電子系の方向指向性が面間で直交する。これらの歪んだフェルミ面は、弱いながらも CuO_2 面間に存在する電子のホッピングによって混成し、結果として黒と紫で示した2枚のフェルミ面が実現する²¹⁾。コンプトン散乱はバルク測定なので、この2枚のフェルミ面が測定される。

一方、電子ネマチックは x または y 方向への対称性の破れであるので、実空間において相分離する可能性もある。つまり、ある領域では x 方向に指向性を持ち、別の領域では y 方向に指向性を持つ。この場合、方向指向性の面間での相対的向きに拘らず、バルクのフェルミ面はやはり **Fig. 10(a)** に示したようなフェルミ面になる。

銅酸化物高温超伝導体における電子ネマチック不安定性を支持する実験結果は、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$ という物質で中性子非弾性散乱のスペクトルの顕著な異方性という形で最初に示され²⁶⁾、その後、ネルンスト係数^{27,28)}や磁気トルクの実験²⁹⁾でも顕著な異方性が報告された。さらに $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ においても、ラマン散乱のセントラルピーク³⁰⁾や ARPES によるバンド分散の異方性³¹⁾が報告された。銅酸化物高温超伝導体の物性は、個々の物質には依存しないと期待されることから、電子ネマチック不安定性が $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ で生じている可能性は十分にある。

電子ネマチック液晶状態で期待されるフェルミ面をコンプトン散乱データに重ね合わせたものが **Fig. 10(b) (c)** である。黒のフェルミ面上に沿って $n(\mathbf{k})$ はほぼ一定 (**Fig. 10(b)** で黄色) であり、かつ $n(\mathbf{k})$ の微分 (**Fig. 10(c)**) は \mathbf{k}_F 上で大きな値を取り、コンプトン散乱データをうまく説明する。一方、紫のフェルミ面に沿って、 $n(\mathbf{k}_F)$ はおおむね

緑色の領域にあり、ほぼ一定値をとっている (Fig. 10 (b))。ただし、より正確には、 $\mathbf{k} = (0.3\pi, 0.9\pi)$ あたりからブリュアン帯域の端に向かって青色の領域へと変化しており、2節で説明した $n(\mathbf{k}_F)$ の一般的性質を満たしていないように見える。しかし、Fig. 10(c)の微分のデータを見ると該当領域では微分の大きさは小さいので(図中、青色)、 $n(\mathbf{k}_F)$ の変化は見かけほど大きくはない。それ以外の領域では、紫のフェルミ面上に沿って $|\nabla n(\mathbf{k}_F)|$ は大きくなっている。黒のフェルミ面の時と違って、紫のフェルミ面上に沿うように $|\nabla n(\mathbf{k})|$ のピーク (Fig. 10(c)のオレンジ色) が発達していないが、紫のフェルミ面の近くでは $n(\mathbf{k}_F)$ はすでにフェルミ面の外の $n(\mathbf{k})$ の値 (Fig. 10(b)の青色) に近いので、その微係数が大きくなり難しい状況になっていると思われる。150 K のデータも同様に、Fig. 10(a)の電子ネマチックシナリオで理解することができる⁴⁾。

4.3 擬ギャップの効果

$x = 0.08$ の $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ では擬ギャップが $T^* = 200$ K 以下で形成される²⁰⁾。この効果をみるために300 K と150 K の $n(\mathbf{k})$ の差分をとったのが Fig. 11(a)である。150 K において $\mathbf{k} = (\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍で $n(\mathbf{k})$ が大きくなっている。 $\mathbf{k} = (\pi, \pi)$ 近傍での $n(\mathbf{k})$ の変化は電荷保存則から来るも

のと考えられるので、ここでは考察しない。

擬ギャップの起源は未解明ではあるが、電子の散乱が $\mathbf{k} = (\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍で特に強くなる、として擬ギャップの効果モデル化する⁴⁾。その結果、得られた $n(\mathbf{k})$ が Fig. 11(b)である。 $\mathbf{k} = (0.8\pi, 0)$ と $(\pi, 0.27\pi)$ での $n(\mathbf{k})$ の急激な変化は、Fig. 10(a)で示した黒と紫色のフェルミ面を横切ることに対応する。 Γ_0 は電子の散乱の強さを制御するパラメタである。 $\Gamma_0 = 0$ でも $n(\mathbf{k})$ がすでにブロードであるのは温度の効果による。 Γ_0 を大きくすることで擬ギャップの効果を増強すると、 $\mathbf{k} = (\pi, 0)$ で $n(\mathbf{k})$ が大きくなるのが分かる。この理由は、以下のように容易に理解できる。擬ギャップ形成に伴うブロードニングの特徴的なエネルギーを ΔE とすれば、フェルミ面のぼやけ具合は、

$$\Delta \mathbf{k} \approx \Delta E \frac{\Delta \mathbf{k}}{\Delta E} \sim \Gamma_0 / v_{\mathbf{k}} \quad (6)$$

と評価できる。 $v_{\mathbf{k}}$ は電子の速度である。銅酸化物高温超伝導体の典型的なバンド構造を考える限り、黒色のフェルミ面近くの $\mathbf{k} \approx (0.8\pi, 0)$ では、 $v_{\mathbf{k}}$ は紫色のフェルミ面近くの $\mathbf{k} \approx (\pi, 0.27\pi)$ よりも因子3~4ほど小さくなる。そのため、前者の近傍で $n(\mathbf{k})$ のぼやけが支配的になり、結果として、 $\mathbf{k} = (\pi, 0)$ 近傍で強度が増加する。つまり、擬ギャップが顕著になるところで $n(\mathbf{k})$ が増大する、という直観とは相反する現象は、Fig. 10で示したような2枚のフェルミ面が背後に存在していることを示唆していた訳である。

Fig. 11(b)に挿入した図は、ARPESで提案されていたフェルミ面に対して同様な計算を行った結果である。 $\mathbf{k} = (\pi, 0)$ はフェルミ面の中に存在するので、 Γ_0 を大きくすることで $n(\mathbf{k})$ はそこで減少する、という期待通りの振る舞いである。

擬ギャップの効果、電子の散乱が $\mathbf{k} = (\pi, 0)$, $(0, \pi)$ 近傍で特に増強されるというモデルで解析したが、何らかの真のギャップが形成されるとモデル化しても良い。しかし、結果は Fig. 11(b)とほぼ変わらない。この時、 Γ_0 は典型的なギャップの大きさに対応する。

4.4 ARPESのデータとの整合性

Fig. 12は、コンプトン散乱で測定した電子運動分布に、本実験で示唆されたフェルミ面とARPESで提案されたフェルミ面とを重ね合わせたものである。 $\mathbf{k} = (0.45\pi, 0.45\pi)$ 近傍では明瞭なARPESのシグナルが観測されているので (Fig. 7)、その領域でコンプトン散乱の結果と大局的により一致を示すことは理に適っている。しかし、 $\mathbf{k} = (0.45\pi, 0.45\pi)$ 近傍から離れるにつれてARPESのシグナルが弱くなり (Fig. 7を参考)、微妙なデータ解析が必要になる。ARPESで提案されたフェルミ面は、ちょうどコ

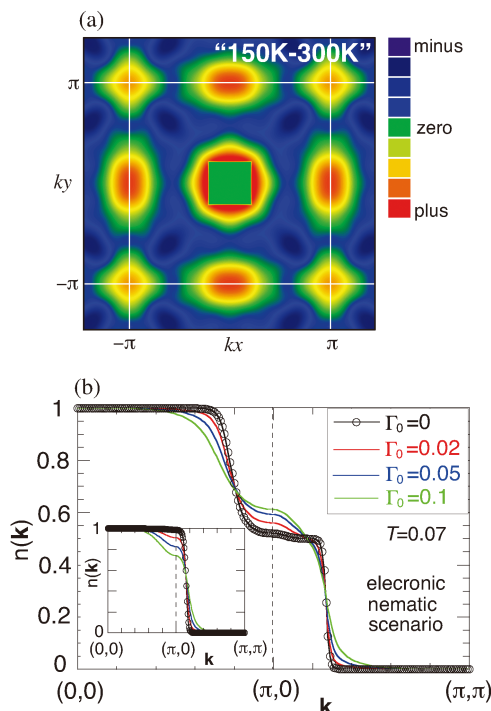


Fig. 11 (Color online) (a) Difference of the momentum distribution $n(\mathbf{k})$ between $T = 150$ K and 300 K measured by the Compton scattering⁴⁾. (b) Model calculations of $n(\mathbf{k})$ ⁴⁾. The pseudogap effect is modeled by increasing the scattering rate Γ_0 with d -wave symmetry in the electronic nematic scenario shown in Fig. 10(a). The inset is outcome in the conventional scenario shown in Fig. 9(a).

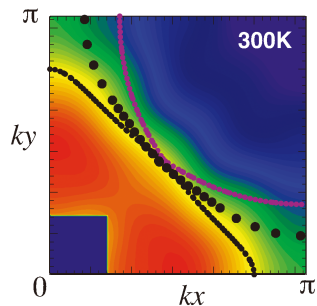


Fig. 12 (Color online) Map of $n(\mathbf{k})$ measured by the Compton scattering⁴⁾. The conventional Fermi surface reported by ARPES (black dots)¹⁶⁾ and the Fermi surfaces in the electronic nematic scenario (black and purple curves) are superimposed for a comparison.

ンプトン散乱から示唆される2枚のフェルミ面の中間付近に位置している。つまり、ARPESで観測されたブロードなシグナルは、本来ダブルピーク構造になっている可能性がある。例えば、論文¹⁴⁾のFig. 3のデータを見ると、 $(0, 0) - (\pi, 0)$ 方向にもフェルミ面を横切るであろうバンド分散の存在を示唆しているようにも見える。特にその傾向は不足ドーパ領域 ($x=0.03, 0.07$)で顕著であるが、この可能性は過去には検討されなかった。

5. まとめと今後の展望

フェルミ面は金属電子論の最も基本的な概念であり、固体物理の教科書のはじめの方で説明されるものである³²⁾。フェルミ面の形状は物質中の電子の運動の様子を表すので、電子論的理解の基礎を成す。銅酸化物高温超伝導体の不足ドーパ領域において、ARPESでは、特に $\mathbf{k} = (0.45\pi, 0.45\pi)$ 近傍で明瞭なフェルミ面のシグナルが観測されている(3.2節)。一方、コンプトン散乱ではブリュアン帯域全体で電子運動量分布 $n(\mathbf{k})$ のマップが得られるので(1.1節)、フェルミ面の全体像を測定できる特徴がある。この特徴を生かして、不足ドーパ領域のフェルミ面の形状の測定を行った。その結果、従来、考えられてきた二次元的なフェルミ面では測定結果を理解できないことが分かった(Fig. 9)。むしろ、電子ネマチック不安定性により電子の運動に方向指向性が生じ、各 CuO_2 面内でフェルミ面が擬一次元的になっていると考えることでデータをよく理解できた。ただし、バルクで見た時、互いに方向が直交するフェルミ面が同等に存在することになるため、二枚のフェルミ面が観測される(Fig. 10)。特に、擬ギャップが大きくなる波数領域で $n(\mathbf{k})$ が室温のデータと比べて増大するという直観とは相反する結果は、背後に2枚のフェルミ面が存在していることを示唆していた(Fig. 11)。

フェルミ面はARPESやQOなどの他の手法で測定される場合が圧倒的に多い。しかし、必ずしもフェルミ面の形状の全体やその位置を明確にできるとは限らない。本研究

のようにコンプトン散乱が強みを発揮することもある。ARPES, QO, コンプトン散乱などの手法を相補的に活用することで、一層強力に物性研究を進めることができるであろう。

コンプトン散乱で観測された銅酸化物高温超伝導体の運動量分布(Fig. 8)はFig. 3(a)よりもずっとブロードである。これは、背後にある強い電子間の相関効果を反映していると思われる。この相関効果をどのように理解するか。本実験結果が新しい方向性を与えるきっかけになることを期待したい。

本トピックスではフェルミ面の測定を扱ったが、コンプトン散乱で分かるのはフェルミ面だけではない。コンプトン散乱は電子の運動量分布を観測するが、それは量子力学的には運動量空間での電子の波動関数の二乗を測定していることに対応する。つまり、波動関数の大きさの変化や違いを検出できる。この性質を利用して、例えば、 LaCoO_3 ^{33,34)}や銅酸化物高温超伝導体³⁵⁾での電子の軌道状態の変化に関する研究、ガス分子の燃焼過程の電子論的研究^{36,37)}、リチウムイオン電子内部の可視化³⁸⁾、電子スピンの効果のみを測定できる磁気コンプトン散乱^{39,40)}など非常に広い研究分野でコンプトン散乱は活用されている。2023年はコンプトン散乱の発見から100周年にあたる。コンプトン散乱が強力な物性測定手段としてさらに発展することを期待したい。

謝辞

本記事に対して貴重なコメントを頂きました吉田鉄平先生に感謝致します。本研究は、東北大学金属材料研究所の藤田全基先生、日本原子力研究開発機構の脇本秀一先生、高エネルギー加速器研究機構の山田和芳先生と共同で実施しました。山瀬は、JSPS 科研費 JP20H01856およびJST 未来社会創造事業 JPMJMI18A3による支援によって本研究を進めることが出来ました。

参考文献

- 1) A. H. Compton: Phys. Rev. **21**, 483 (1923); **22**, 409 (1923).
- 2) M. J. Cooper *et al.*: X-ray Compton Scattering (Oxford University Press, Oxford, 2004).
- 3) 小泉昭久, 伊藤真義, 櫻井吉晴: 放射光 **25**, 153 (2012).
- 4) H. Yamase *et al.*: Nat. Commun. **12**, 2223 (2021).
- 5) S. B. Dugdale *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96**, 046406 (2006).
- 6) A. Koizumi *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106**, 136401 (2011).
- 7) H. C. Robarts *et al.*: Phys. Rev. Lett. **124**, 046402 (2020).
- 8) 内野倉國光, 前田京剛, 寺崎一郎: 高温超伝導体の物性, 培風館, で基礎的なポイントがよく整理されている。
- 9) 最近の研究の概要は, B. Keimer *et al.*: Nature **518**, 179 (2015) から素早くつかめる。
- 10) <https://staff.aist.go.jp/h-eisaki/LSCO.html>
- 11) J.-J. Wen *et al.*: Nat. Commun. **10**, 3269 (2019).
- 12) N. E. Hussey *et al.*: Nature **425**, 814 (2003).
- 13) M. Platé *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95**, 077001 (2005).
- 14) T. Yoshida *et al.*: Phys. Rev. B **74**, 224510 (2006).

- 15) W. Al-Sawai *et al.*: Phys. Rev. B **85**, 115109 (2012).
 16) T. Yoshida *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 011006 (2012).
 17) S. E. Sabastian *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108**, 196403 (2012).
 18) R.-H. He *et al.*: Nat. Phys. **5**, 119 (2009).
 19) S. Kunisada *et al.*: Science **369**, 833 (2020).
 20) M. Hashimoto *et al.*: Phys. Rev. B **75**, 140503(R) (2007).
 21) H. Yamase and H. Kohno: J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 332 (2000).
 22) H. Yamase and H. Kohno: J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 2151 (2000).
 23) 銅酸化物高温超伝導体の電子状態が方向指向性を持つ可能性は、H. Yamase: J. Phys. Soc. Jpn. **90**, 111011 (2021) に整理されてある。
 24) H. Yamase: Phys. Rev. Lett. **102**, 116404 (2009).
 25) H. Kimura *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 851 (2000).
 26) V. Hinkov *et al.*: Nature **430**, 650 (2004); Nat. Phys. **3**, 780 (2006); Science **319**, 597 (2008).
 27) R. Daou *et al.*: Nature **463**, 519 (2010).
 28) O. Cry-Choinière *et al.*: Phys. Rev. B **92**, 224502 (2015).
 29) Y. Sato *et al.*: Nat. Phys. **13**, 1074 (2017).
 30) N. Auvray *et al.*: Nat. Commun. **10**, 5209 (2019).
 31) S. Nakata *et al.*: npj Quantum Mater. **6**, 86 (2021).
 32) 例えば、アシュクロフト、マーミン、固体物理の基礎 (上・I)、吉岡書店。
 33) Y. Kobayashi *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 114706 (2015).
 34) Y. Kobayashi *et al.*: Phys. Rev. B **98**, 115154 (2018).
 35) Y. Sakurai *et al.*: Science **332**, 698 (2011).
 36) H. Sakurai *et al.*: J. Synchrotron Rad. **23**, 617 (2016).
 37) H. Sakurai *et al.*: Crystals **11**, 787 (2021).
 38) N. Tsuji *et al.*: J. Synchrotron Rad. **28**, 1174 (2021).
 39) H. Hafiz *et al.*: Phys. Rev. B **100**, 205104 (2019).
 40) N. Tsuji, H. Sakurai and Y. Sakurai: Appl. Phys. Lett. **116**, 182402 (2020).

著者紹介

**山瀬博之**

物質・材料研究機構 主幹研究員
 E-mail: yamase.hiroyuki@nims.go.jp
 専門：物性理論

【略歴】

2001年3月東京大学大学院理学系研究科物理学専攻博士課程修了 (理学博士)。
 2001年4月理化学研究所基礎科学特別研究員、2004年4月マックスプランク固体物性研究所博士研究員、2008年8月物質・材料研究機構主任研究員、2009年5月北海道大学大学院理学院物性物理学専攻客員准教授、2011年12月フンボルトリサーチフェロー、2013年6月マックスプランク固体物性研究所客員研究員を経て、2015年4月北海道大学大学院理学院物性物理学専攻客員教授および同年4月より現職。

**櫻井吉晴**

高輝度光科学研究センター 放射光利用研究基盤センター 副センター長
 E-mail: sakurai@spring8.or.jp
 専門：放射光科学

【略歴】

1988年3月東京大学大学院工学系研究科金属工学専攻博士課程修了 (工学博士)。
 1988年4月東京大学生産技術研究所助手、1991年1月理化学研究所研究員、1998年4月高輝度光科学研究センター主幹研究員、2019年4月より現職。

X-ray Compton scattering reveals Fermi surfaces of electronic nematic liquid crystal in cuprate superconductors

Hiroyuki YAMASE International Center for Materials Nanoarchitectonics, National Institute for Materials Science (NIMS), Tsukuba 305-0047, Japan

Yoshiharu SAKURAI Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI), SPring-8, Hyogo 679-5198, Japan

Abstract The Fermi surface denotes the boundary between occupied and unoccupied states of electrons in momentum space and plays a crucial role to determine the property of metals—hence it is recognized as a fundamental concept to discuss metals. In fact, the Fermi surface is usually explored at the initial stage of research of a metallic system. This was also the case of high-temperature cuprate superconductors discovered 36 years ago. With a huge number of experiments, it is believed that the shape of the Fermi surface was already established. However, the pseudogap—one of the most mysterious phenomena in the cuprate physics—makes it possible to reveal only a part of the Fermi surface, and the full shape of the Fermi surface remains to be confirmed in experiments.

Here utilizing synchrotron radiation, we perform high-energy x-ray Compton scattering experiments for La-based high-temperature cuprate superconductors $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0.08$), and reveal the momentum distribution of electrons in the full Brillouin zone. It turns out that the data cannot be interpreted in terms of the two-dimensional Fermi surface believed so far. Instead, the data imply that the electron motion has a preferred direction along the x or y direction—the characteristic feature of the electronic nematic liquid crystal. The resulting Fermi surface becomes quasi-one-dimensional in each CuO_2 plane. Synchrotron-radiation x-ray Compton scattering works effectively in the present study and reveals a physics that neither angle-resolved photoemission spectroscopy nor quantum oscillation measurements can capture for a long time.