

レーザー励起光電子分光： 超高分解能とその応用

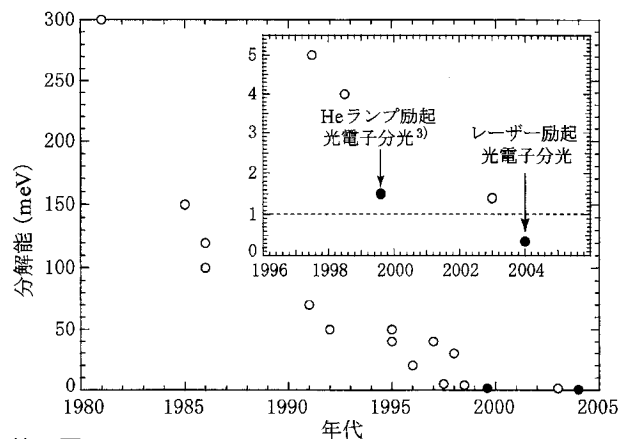
東京大学物性研究所 木須孝幸・富樫 格・辛 埴・渡部俊太郎

§1 はじめに

物質の中で電子がどのような状態で存在しているかを知ることは、物性研究を遂行していく上で非常に重要である。このため、物質の占有準位および非占有準位の電子状態を探るための研究が様々な手法を用いて行われてきた。特に、固体で発現する諸物性はフェルミ準位(E_F)近傍の電子構造と非常に深い関わりを持っている。本稿において用いている光電子分光法(Photoemission Spectroscopy: PES)は物質に光を入射して、外部光電効果によって真空中に飛び出した電子のエネルギーを測定することにより、物質の占有電子状態を直接的に観測できる手法である^{1,2)}。このときの励起光として外部光電効果を生じさせるのに十分なエネルギー(物質の仕事関数以上)を持った紫外線から硬 X 線までの領域の光が用いられ、光源の種類によって Ultraviolet photoemission spectroscopy (UPS), X-ray photoemission spectroscopy (XPS) などとも呼ばれる。他に占有準位の情報を得る手法としてトンネル分光などがある。占有準位測定手法としての光電子分光とトンネル分光を比較すると、光電子分光はエネルギー分解能・低温性能の面で大きく劣っていた。しかし、光電子分光は角度分解光電子分光(Angle Resolved PES: ARPES)という電子状態を運動量にまで分解して測定できる他に類を見ない非常に強力な実験手段があり、独特の研究を行うことができる。1986年に高温超伝導体が発見されると、そのフェルミ面や超伝導ギャップとその異方性を、ARPESによって観測することへの要望が強くなり、様々な研究と同時並行で光電子分光装置の性能向上のため

の試みが行われてきた。それに伴って光電子分光装置のエネルギー分解能は飛躍的に向上し、筆者も数年前に本誌上において当時世界最高となるエネルギー分解能 1.4 meV の光電子分光装置の報告を行っている。更なる高分解能化に見合うだけの低温化も達成されている^{3,4)}。第 1 図にこの光電子分光装置の高分解能化の歩みを示す。このような高いエネルギー分解能は物質の基本的な物性を特徴付けるフェルミ準位近傍の電子構造の研究に大きな威力を発揮し、それまで光電子分光における報告がなかった単体金属などの典型的な超伝導体の超伝導電子状態などの直接観測に成功し、これまで光電子分光が解明してきた高温超伝導体をはじめとする様々な物質における電子状態の結果の正当性に関する疑念と光電子分光法自体の限界についての憂慮を払拭してきた^{5~7)}。

今回、われわれはフェルミ準位近傍に更に小さ



第 1 図

日本における光電子分光装置の高分解能化の歩み。白抜き丸が他のグループによるもの。黒丸が物性研において建設・測定されたもの。[文献 3)より]

な電子構造をもつ物質(特に T_c の低い超伝導体)の電子状態を解明するために、新しいタイプの光電子分光装置の建設を行ってきた。光電子分光装置のエネルギー分解能はここ数年向上がなかったが、それは現状で用いられる光源と電子分析器ではこれ以上の高エネルギー分解能化は望めなかったためである。そこでわれわれは励起光として自然幅の小さなレーザーを用いることにした。レーザーを励起光として用いるというアイデア自体は特に真新しい物ではないが、そこには大きな問題が存在しており、高分解能を得られた報告例はなかった。われわれはこれらの問題を克服する全く新しいレーザーの開発から行い、光電子分光装置としては桁違いのエネルギー分解能 $360 \mu\text{eV}$ を得ることに成功した。本稿ではこの新しい光電子分光装置の紹介と実際に得られた実験結果をお見せしながら、光電子分光法の応用とその可能性について述べたいと思う。

§2 レーザー励起光電子分光装置

超高分解能光電子分光を目指すに当たって、装置全体の分解能(ΔE)を決定する要素として、光源の自然幅(ΔE_l)、電子分析器の分解能(ΔE_a)があり、 $\Delta E = [(\Delta E_l)^2 + (\Delta E_a)^2]^{1/2}$ で与えられる。従来行われてきた光電子分光装置で用いられる光源で最も自然幅の小さいヘリウム放電管の自然幅は最高で約 1 meV 程度であり、この光源を用いる以上全体の分解能として 1 meV 以下を達成するのは不可能である。また、電子分析器のエネルギー分解能も 1 meV 程度であり、この組合せでは約 1.4 meV のエネルギー分解能となってしまう。そこで、われわれはヘリウム放電管や放射光に代わる自然幅の小さな光源と新型の電子分析器の開発を行った。

光源としてまず目をつけたのはレーザー光で、その波長が揃っている特徴を用いることができないかということ考えた。放射光は波長域が赤外線から X 線まで非常に広帯域で平均出力が高く空間コヒーレンスも高い一方、時間コヒーレンスは高くなく狭い自然幅を得ることができない。レーザーを光電子分光装置の励起光源とすることで

光電子分光装置の全エネルギー分解能は飛躍的に向上すると考えられる。更に光強度の面でもヘリウム放電管の十倍から数百倍の強度を得ることができ、分解能の面のみではなく測定時間の短縮、He ガスを導入しないことによる試料劣化の抑制、理論上スポットサイズを回折限界まで絞れることによる顕微光電子分光の可能性や偏光の利用、発見当初は非常に小さな結晶であることが多い新物質の測定などが考えられ、非常に光電子分光に適した光源であると思われた。このレーザーを用いて光電子を行うという計画はわれわれのグループでも 6 年ほど以前から手掛けており、光源の絶対条件として物質の仕事関数を超えて電子を励起しなくてはならないため 7 eV 以上のレーザー光を作成することとした。通常、高調波を発生させるには光を直接混合するか、非線形光学結晶を用いるか、などで行うが、良く用いられる非線形光学結晶(BBO)で十分な変換・透過効率を得られるのは 5.8 eV 程度までで仕事関数を超えて光電子を放出させるためにはエネルギーが不足だった。そこで当初、Xe 二光子共鳴四波混合^{8,9)}により 9ω (15 eV), 5ω (8 eV)を用いることで計画を進めていた。しかし、このレーザーを用いた光電子分光のシミュレーションを行った結果、スペースチャージ(空間電荷効果)の影響で高分解能が得られないことが明らかになってきた¹⁰⁾。スペースチャージとは放出された光電子同士の間で長距離相互作用(クーロン力)が働くことによって電子が本来持っていた情報を失ってしまう現象である。スペースチャージが発生するとエネルギー分解能は数十～数百 meV も悪化することがあり、高分解能光電子分光装置の光源としてはとても実用的とはいえなくなってしまった。従来からパルスレーザーを用いた光電子分光は試みられているが、高分解能を達成した例がないのは原因の一つとしてこの効果が大きい。この Xe 二光子共鳴四波混合レーザーは高調波を効率よく得るために、パルス幅を非常に狭くした上でピークにおけるフォトン数を大きく取らなくてはならず、その結果発生する高調波も非常にパルス幅の小さい物ものとなってしまう。このようなパルス光が試料に照射されると、光電子はパルス幅ほどの短時間のうちに大量に放

出されてしまい、その光電子同士の間でスペースチャージが発生してしまう。これを避けるためにはパルスの高さを低く抑え、時間あたりの光子数を保つためにパルス幅を広げた上で繰り返し周波数を高くとした、擬似連続(quasi-continuous wave: quasi-CW)のレーザーが必要となってくる。このようなレーザーを建設する際には、レーザーのピークパワーが低いため非線形光学結晶を用いて発生させる方法が用いられ、それ以外の方法では非常に困難である。当時は7 eVにも達する高調波を発生させ得る非線形光学結晶が存在しなかったため、レーザーを用いた超高分解能光電子分光装置建設計画はしばらく停滞することになってしまった。

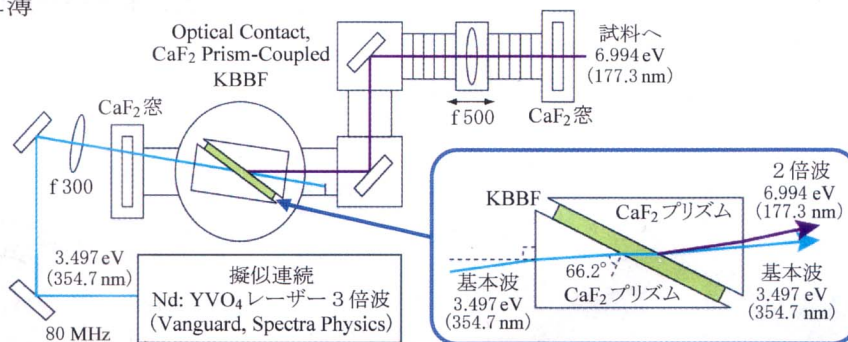
その状況を一変させたのが約3年前の新しい非線形光学結晶 KBBF の作成である。KBBF は $\text{KBe}_2\text{BO}_3\text{F}_2$ の略称であり、中国科学院理科技術研究所の陳創天研究員と同院物理研究所の許祖彦研究員によって作成された。この非線形光学結晶は7 eV を超える光まで発生させることができ、超高分解能光電子分光に適した quasi-CW のレーザーを建設することを可能とした。また、本来調整および維持が難しい基本波となるレーザー光源の扱いをスイッチ一つで簡単に行える quasi-CW のレーザーが折り良く発売され、この二つの偶然によってレーザーの計画が急速に進むこととなった。KBBF の結晶は非常に薄

く高調波を発生させるためのマッチングアングル(位相整合角)で切り出すのが非常に困難なため、オプティカルコンタクトを取った CaF_2 プリズムで挟んで位相整合角を得てレーザー光を発生させることに成功した¹¹⁾。第2図にこのレーザーシステムの概略図を示す。基本波は Spectra Physics 社の Vanguard を用いており、Nd:YVO₄ レーザーの3倍波(3.497 eV)を80 MHzの繰り返し周波数で発振する quasi-CW レーザーである。この基本波を KBBF に入射して2倍波(Nd:YVO₄の6倍波)の6.994 eVの quasi-CW レーザーを得ている。このレーザーの自然幅は260 μeV であり、従来の光源と比べて高分解能化に大きく寄与することができる。この光源の各性能を従来のヘリウム放電管と比較して第1表に示す。

一方、電子分析器はスウェーデンの GAMMA-DATA-SCIENTIA 社と共同で開発を進めてきた、半径200 mmの静電半球型電子エネルギー分析器(R4000WAL)を用いた。電子分析器のエネルギー分解能 ΔE は静電半球の半径 R とパスエネルギー E 、入射スリット幅 w を用いて $\Delta E = Ew/2R$ で与えられる。理論的には最小パスエネルギー1 eV、入射スリット幅100 μm の状態で250 μeV のエネルギー分解能が得られることになる。実際に

第2図

光電子分光用の光源として新しく開発されたレーザーの概略図。非線形光学結晶 KBBF を用いて擬似連続光としては世界最高のエネルギーとなる6.994 eVのレーザーの発振に成功している。



第1表

励起光源として用いた Nd:YVO₄ レーザー6倍波とヘリウム放電管の比較。

	レーザー	He I α
スポットサイズ	0.2 μm ~ 0.5 mm	3 ~ 5 mm
フォトンエネルギー	6.994 eV	21.218 eV
光源自然幅	~260 μeV	~1 meV
光子数	2.2×10^{15} photons/sec	~ 10^{13} photons/sec
繰り返し周波数	80 MHz (擬似連続光)	連続光
偏光	縦, 横, 円	回折格子方向に弱く

はアース電位の不安定性や電源の精度などによって理論どおりの分解能を得ることはできないが、電源のすべての部位に高精度の電子部品を用い、アースを正しく取って試料部分からアナライザーにいたるすべての部位の電位を等しくすることによって、ほぼ理論値どおりのエネルギー分解能を得ることに成功した。また、このエネルギー分析器はスリットが狭くなったことによる光電子収量の低下と ARPES における実用性 (ARPES における光電子放出角 θ と波数 k_{\parallel} の関係は光電子の運動エネルギー E_{kin} を用いて $k_{\parallel} \sim 0.51(E_{\text{kin}})^{1/2} \sin \theta$ で与えられ、同じ角度でも励起エネルギーが低く光電子のエネルギーが小さいと波数は小さくなってしまふ) を考慮して従来の取り込み角 15° の電子レンズに変えて取り込み角 30° の電子レンズを新たに開発し用いている。現在これらのシステムは開発と検証を終えて市販されている。

光電子分光装置は 2 段連結されたターボ分子ポンプとカートリッジポンプおよびクライオポンプによって排気されており、測定時の真空度は 2×10^{-11} Torr 以下となっている。試料の受ける熱輻射に対する対策もクライオポンプを用いて行われており、試料の最低到達温度は実用域で 2.7 K となっている。測定槽内部は μ -metal でシールドされており、光電子が地磁気の影響を受けないように考慮されている。このあたりの手法については過去の記事を参考にさせていただきたい^{3,4)}。

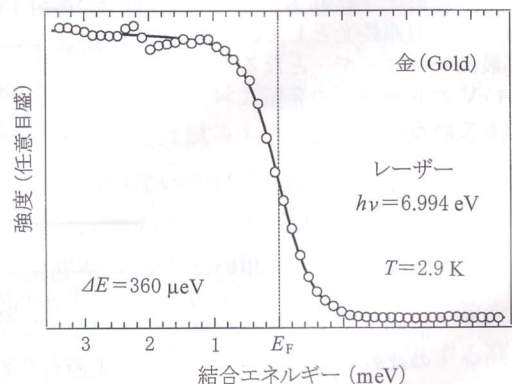
第 3 図に完成した光電子分光装置の写真を示



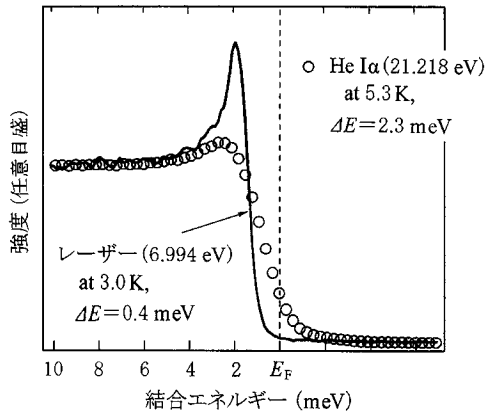
第 3 図 東京大学物性研究所において建設を行った、レーザー励起超高分解能光電子分光装置の全景。

す。本装置の建設にあたって、設置する実験室の広さの制限があったため、光電子分光装置としては非常にコンパクトな物となっている。また、実験を行う際の使い勝手を考慮してすべての作業が腰の高さで行え、視線の高さも日常的な範囲内で行えるようになっており、実験時におけるストレスは非常に少なくなっている。この装置の現時点における諸性能はエネルギー分解能 $360 \mu\text{eV}$ 、角度分解能 ± 0.1 度となっており、現時点で最高の光電子分光装置であり従来よりも一桁の高分解能化を達成している。本装置のエネルギー分解能を決定するために測定した金のフェルミ準位近傍の光電子スペクトルを第 4 図に示す。丸が測定結果であり、実線が 2.7 K のフェルミ分布関数を半値幅 $360 \mu\text{eV}$ のガウス関数で畳み込んだ数値解析結果である。これが測定結果を良く再現することから、本装置において $360 \mu\text{eV}$ の分解能が得られていることがわかる。

続いて第 5 図に過去に光電子分光装置の建設を行い、それを用いて光電子分光で初めて超伝導ギャップの測定に成功した Nb の超伝導スペクトルの新旧両装置における比較を示す。レーザーを用いて測定したスペクトル (実線) は準粒子ピーク、超伝導ギャップ共により明瞭に現れており、より Γ の小さい詳細な情報が得られるようになった。もう一つの例として、現在では良く知られている MgB_2 における 2 ギャップの直接観測のデータを第 6 図で紹介する²⁸⁾。 MgB_2 はその転移温度 (T_c) が「BCS 理論の壁」付近に位置することも

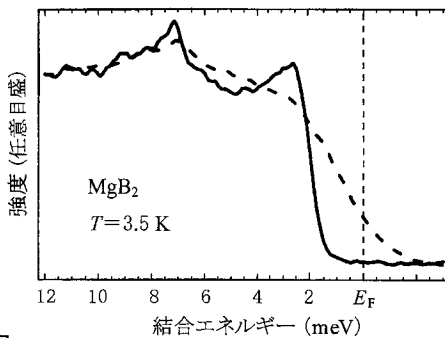


第 4 図 本装置で測定した金のフェルミ準位近傍の光電子スペクトル (丸)。実線は 2.7 K のフェルミ関数に半値幅 $360 \mu\text{eV}$ のガウス関数を畳み込んだ数値解析結果。



第5図

Nbの超伝導状態における光電子スペクトル。実線がレーザー励起光電子分光装置によって得られたスペクトル。丸が従来のヘリウム放電管(He I α : 21.218 eV)を用いて得られたスペクトル。



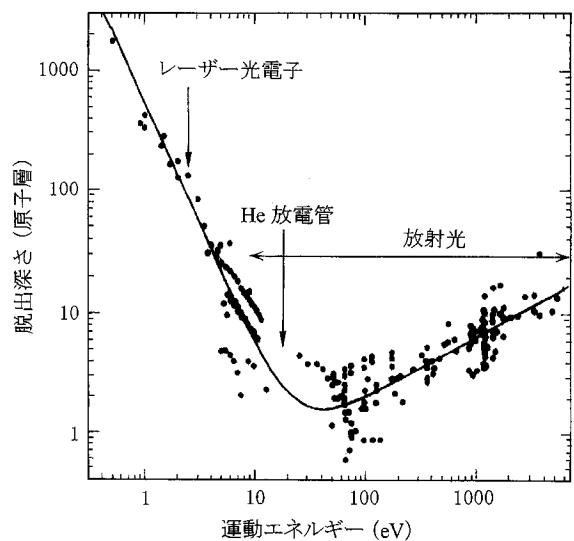
第6図

MgB₂の超伝導状態における光電子スペクトル。実線がレーザー励起光電子分光装置を用いて得られたスペクトル。破線がヘリウム放電管を用いて得られたスペクトル。

あって、その発見当初からその超伝導機構について様々な研究がなされてきた。クーペ対形成を媒介するのがフォノンであることなどは比較的初期の段階で明らかになっていたが、その超伝導ギャップの形状について光電子分光による研究も期待されていた。その折、われわれのグループで行われた光電子分光研究から MgB₂における超伝導ギャップが二つの異なる大きさの超伝導ギャップが存在することが判明し¹²⁾、同時期他の実験手法によっても同様の報告例があった。その際のスペクトルは点線で示してある。このスペクトルでははっきりと観測される準粒子ピークの E_F 側に肩構造が存在し、数値解析によってもう一つの超伝導ギャップに伴う準粒子であると明らかになった。MgB₂の2つの超伝導ギャップを density of

state (DOS)として更に詳細に見ることができないかと考え、レーザー光電子を用いて実験を行った結果、実線で表わされるスペクトルを得ることができた。これらのスペクトルを比較して見ると角度積分型の光電子分光スペクトルであっても、レーザー光電子を用いて測定したスペクトルでは2つの超伝導ギャップが明らかに現れているのがわかる。このようなフェルミ面のキャラクターの違いによる複数の超伝導ギャップの存在は既に角度分解光電子分光からも明らかにされている^{13,14)}が、このスペクトルを見れば2つの超伝導ギャップが存在することは疑う余地はないと思われる。このようにエネルギー分解能と低温性能の向上によって、小さなエネルギー構造を持つ物質群においても詳細な研究が可能となってきている。

レーザーを用いることによって得られるメリットの一つとして、表面状態の影響を受けないバルク敏感性が挙げられる。光電子分光法は本来表面状態に敏感な実験手法であり、光電子分光による研究結果を報告する際にはほとんど必ずといってよいほどこの議論が行われてきた。そのため、光電子の実験と解析に際しては表面状態に対する細心の注意が必要であり、試料の種類によっては全く異なる結果となることもあった¹⁵⁾。この光電子の脱出深さと光電子のエネルギーの間にはユニバーサルカーブと呼ばれる既知の関係¹⁶⁾(第7図)があり、50から100 eV程度で極小を持つ曲線を描



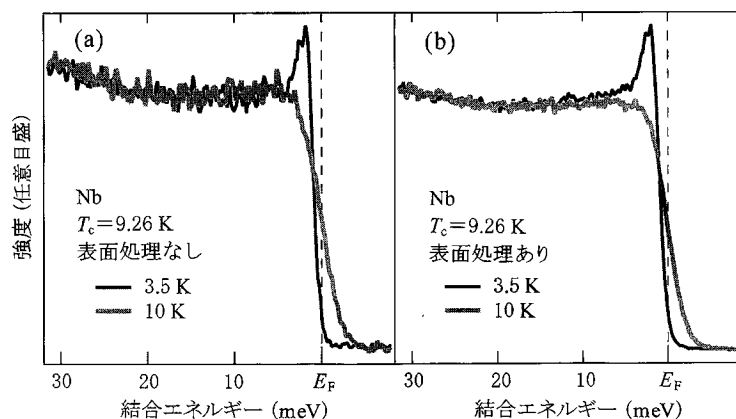
第7図 ユニバーサルカーブ。

いている。過去、高エネルギーの放射光を用いてバルク敏感な測定に成功したという報告がなされているが¹⁵⁾、超伝導ギャップのような微細構造の観測は高エネルギーの放射光では行うことができなかった。一方で低エネルギー側に行くことによってもバルク敏感が達成されることがユニバーサルカーブからわかる。しかし、低エネルギー側における光電子脱出深さの増大は高エネルギー側の光電子の運動エネルギーの増加による増大と異なり、結晶構造やプラズモンの影響を大きく受けるため、大きな物質依存性がある。しかしながら、この領域における光電子脱出深さは非常に大きくなっており、He 放電管を用いるよりもはるかにバルク敏感な測定が行えるであろうことが読み取れる。このバルク感性を確認するために表面処理をした Nb としない Nb のスペクトル形状の比較を行ったので第 8 図に示す。表面処理を行わない際にはどうしても光電子強度が小さくなってしまるので、それぞれにおける実験条件は表面処理を行わない Nb の実験に合わせてエネルギー分解能、測定時間を統一してある。その結果、表面処理を行わない Nb においても、表面処理を行った Nb と同様のスペクトルを得ることに成功した。ただし、表面処理を行わない状態では十分な光電子強度が得られないためノイズは大きくなっている。従来の光源では表面処理を行わずにスペクトルを得ることが不可能であり、この結果はレーザーを用いることでバルク敏感な測定が行われることの証明となった。

しかし、これまでレーザー励起光電子分光の長所のみを取り上げてきたが、当然ながら短所も存在する。最も大きな短所としては、レーザーの励起エネルギーが小さいため E_F の下 2 eV 程度までの非常に浅い範囲までの測定しか行えないことである。このため、バレンス全体の形状を知ることはでき

第 8 図

Nb の超伝導状態におけるレーザー励起光電子スペクトル。
(a) 表面処理なし、(b) 表面処理あり。



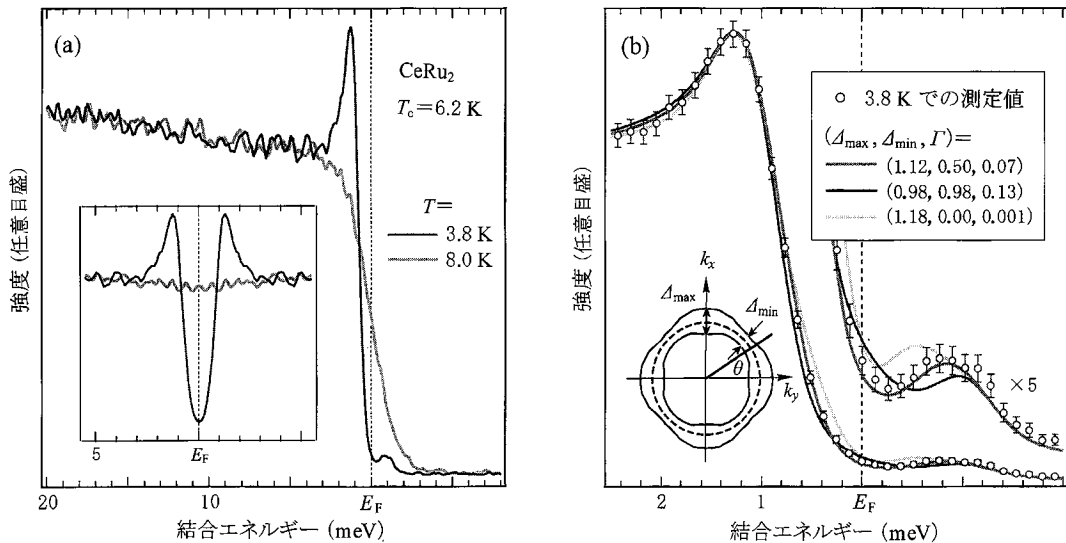
ず、 E_F 近傍の構造のノーマライズに大きな困難を追うことになり、その解析には細心の注意が必要となる。また上と同じ理由によって、ARPES を行う場合、物質の仕事関数にもよるがこの値が 4 eV の場合、試料表面に対して平行方向となる光電子まで測定を行ったとして対応する波数は 0.88 \AA^{-1} となり、測定対象となる物質の格子定数によっては第一ブリリアン・ゾーンをカバーできないものが出てくる、といったことがあげられる。二つ目に関しては逆に長所ともなり、ある角度範囲における波数が小さくなるため、角度分解能は同じでも波数分解能が向上するということもできる。

このようにレーザーを用いた光電子分光は、今までの光電子分光にはない特徴をもった新しい実験手法となりつつあり、光電子分光の世界において新しい進化の方向となりつつある。

§3 バルク敏感を利用した f 電子を含む超伝導体の超伝導ギャップの直接観測¹⁷⁾

本節では最近の研究結果として f 電子を含む超伝導体 CeRu₂ のレーザー励起光電子分光について簡単に紹介を行う。

従来の s 波超伝導体とは異なる超伝導ギャップ構造を持つ高温超伝導体が発見されて以来、その超伝導発現機構の解明は固体物性研究の中で一つの大きな目標となっている。高温超伝導体と同様に BCS 型超伝導体とは異なるアンコンベンショナルな超伝導体は、重い電子系化合物¹⁸⁾や Ru 酸化物¹⁹⁾、有機化合物²⁰⁾においても数多く発見され



第9図 CeRu₂ のレーザー励起光電子スペクトル。
 (a) 常伝導状態と超伝導状態におけるスペクトル。
 (b) 超伝導状態のスペクトルの数値解析結果。
 異方的s波の超伝導対称性を用いた解析が最も実験結果を再現する。

ている。これらの物質の研究を行うことによって、その物質の超伝導性を明らかにするだけでなく、高温超伝導体の物性を理解する一助となると思われる。

Ce系超伝導体の中には重い電子系超伝導体を中心に異方的な超伝導の可能性が示唆されている物質がある。しかし、これらのCe系超伝導体は総じてT_cが低いので、その超伝導対称性は主に低温での測定が可能な比熱やNMRスピン格子緩和率などで決定されている。また、Ce系化合物ではCe 4f電子と価電子帯の電子との混成強度が異なるため、物質表面と内部では電子状態が異なるという報告¹⁵⁾やCe原子の反応性が強く酸素と結合しやすいといったことがあり、表面敏感とされるトンネル分光や光電子分光を行う上で障害となっていた。光電子分光における超伝導ギャップの研究はそのエネルギー分解能と冷却能力の限界によって行われなかったが、今回建設したレーザー励起光電子分光装置を用いればT_cが4 K程度の超伝導体まで研究が行えるため、Ce系超伝導体の中で最も高いT_cを持つCeRu₂(T_c=6.2 K)について光電子分光研究を行った。CeRu₂の超伝導対称性については様々な研究がなされており、比熱では低温における温度依存性がT²に比例することからアキシカルな超伝導ギャップの可能性

が示唆された²¹⁾一方で、その温度依存性がBCSのC_v ~ exp[-Δ(0)/k_BT]に従い、2Δ/k_BT_c=3.7となる等方的な超伝導ギャップ^{22,23)}も報告されている。NMRではAlドーピングによる不純物効果によってHebel-Slichterピークがはっきりと観測されるようになることと、電子格子相互作用がほとんど変わらないLaドーピングの試料との比較によって、フェルミ面上の超伝導ギャップの大きな異方性がCeRu₂においてHebel-Slichterピークを潰している可能性を挙げて、CeRu₂が大きな異方性を持ったs波の超伝導体であることを示唆している²⁴⁾。トンネル分光においても超伝導ギャップの研究がなされておりブレイクジャンクション²⁵⁾、STS²⁶⁾、ポイントコンタクト²⁷⁾で行われている。これらの研究においてはそれぞれ超伝導ギャップと準粒子ピークが観測され、その超伝導ギャップサイズは0.8~3.1 meVまで様々であった。これはその表面感性により再現性を得る困難さによるものと思われる。そのギャップサイズの温度変化は数値解析によってBCSに従うものの異方性は明らかにされていない。光電子分光では超伝導電子状態の研究例はないが、CeRu₂において表面とバルクで電子状態が異なるという報告がなされており、バルク敏感なエネルギー(hν=875 eV)で観測されバンド計算でも良く再現されるE_F近傍

の構造が表面敏感なエネルギー ($h\nu = 114 \text{ eV}$) で消失することが明らかになっている¹⁵⁾。

本研究では大阪大学大学院理学研究科の大貫惇陸教授から CeRu_2 (RRR \sim 270) 純良単結晶を頂いて実験を行った。その結果、レーザー励起光電子分光によって光電子分光としては初めて CeRu_2 の超伝導ギャップの直接観測に成功した。第9図(a)にその常伝導状態と超伝導状態のスペクトルを示しているが、超伝導ギャップと準粒子ピークがはっきりと観測されているのがわかる。また、第9図(b)にその超伝導状態のスペクトルと数値解析の結果を示す。その結果、 CeRu_2 は最大で 1.12 meV、最小で 0.5 meV の超伝導ギャップを持つ異方的な s 波超伝導体であることが明らかになった。この結果は、超伝導ギャップの温度依存性とともに入料を代えて行った実験でも再現性が確認された。このことはレーザー励起光電子分光が CeRu_2 のような f 電子を含み表面の電子状態がバルクと異なるような系でも有効であることを示しており、レーザー励起光電子分光によってこれまで測定が行えなかった物質の電子状態の解明を行うという、固体物性の分野において非常に大きな貢献をすることが可能となったことを現している。

§4 おわりに

東京大学物性研究所において建設を行ったレーザー励起光電子分光装置と、その成果を最も端的に見た目で解るような実験結果とともに説明した。レーザーを用いることによって取り払われた限界の壁は、今後も光電子分光のエネルギー分解能が更に電子エネルギー分析器の性能と共に向上していくことを阻むことがなくなり、むしろ今後はエネルギー分解能よりもそのエネルギー分解能の有効に用いるために、分解能に見合った低温を得る方に力が注がれていくと思われる。

レーザー励起光電子分光を用いた応用例として上で述べてきた超高分解能とバルク敏感性のほかにも、時間分解光電子分光、顕微光電子分光、レーザーの偏光を用いた実験などが考えられ、現在これらの実現を目指して装置の改良を進めている。

現在、この装置を用いて 2 次元有機導体のフェ

ルミ端の確認と超伝導ギャップの観測、新規超伝導体の超伝導ギャップの観測、重い電子系など特異な振舞いをする物質の研究などが行われており、今後も物性研究における光電子分光の果たす役割はますます大きくなると考えられる。

〔参考文献〕

- 1) S. Hüfner: *Photoelectron Spectroscopy* (Springer-Verlag, 1995).
- 2) 高橋 隆: 固体物理 **30** (1995) 23.
- 3) 木須孝幸, 横谷尚睦, 辛 埴: 固体物理 **36** (2001) 83.
- 4) 横谷尚睦, 木須孝幸, 辛 埴: 表面科学 **20** (1999) 68.
- 5) A. Chainani, T. Yokoya, T. Kiss, and S. Shin: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 1966.
- 6) T. Yokoya, T. Kiss, T. Watanabe, S. Shin, M. Nohara, H. Takagi, and T. Oguchi: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 4952.
- 7) T. Yokoya, T. Kiss, A. Chainani, S. Shin, M. Nohara, and H. Takagi: *Science* **294** (2001) 2417.
- 8) R. Hilbig, and R. Wallenstein: *IEEE J. Quant. Elect.* **19** (1983) 194.
- 9) 富樫 格: 博士論文(2001).
- 10) P. Balzer: personal communications.
- 11) T. Togashi, T. Kanai, T. Sekikawa, S. Watanabe, C. Chen, C. Zhang, Z. Xu, and J. Wang: *Opt. Lett.* **28** (2003) 254.
- 12) T. Tsuda, T. Yokoya, T. Kiss, Y. Takano, K. Togano, H. Kito, H. Ihara, and S. Shin: *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 17006.
- 13) S. Tsuda, T. Yokoya, Y. Takano, H. Kito, A. Matsushita, F. Yin, J. Itoh, H. Harima, and S. Shin: *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 127001.
- 14) S. Souma, Y. Machida, T. Sato, T. Takahashi, H. Matsui, S.-C. Wang, H. Ding, A. Kaminski, J. C. Campuzano, S. Sasaki, and K. Kadowaki: *Nature* **423** (2003) 65.
- 15) A. Aekiyama, T. Iwasaki, K. Matsuda, Y. Saitoh, Y. Onuki, and S. Suga: *Nature* **403** (2000) 396.
- 16) M. P. Seah, and W. A. Dench: *Surface and Interface Analysis* **1** (1979) 3.
- 17) T. Kiss, F. Kanetaka, T. Yokoya, T. Shimojima, K. Kanai, S. Shin, Y. Onuki, T. Togashi, C. Ahang, C. T. Chen, and S. Watanabe: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 057001.
- 18) M. Sigrist, and K. Ueda: *Rev. Mod. Phys.* **63** (1991) 239.
- 19) Y. Maeno, T. M. Rice, and M. Sigrist: *Phys. Today* **54** (2001) 42.
- 20) K. Kanoda: *Physica C* **282-287** (1997) 299.
- 21) J. G. Sereni, G. L. Nieva, G. Schmerber, and J. P. Kappler: *Mod. Phys. Lett.* **B3** (1989) 1225.
- 22) D. Huxley, C. Paulsen, O. Laborde, J. L. Tholence, D. Sanchez, A. Junod, and R. Calemczuk: *J. Phys.: Cond. Matt.* **5** (1003) 7709.
- 23) M. Hedo, Y. Inada, E. Yamamoto, Y. Haga, Y. Onuki, Y. Aoki, T. D. Matsuda, H. Sato, and S. Takahashi: *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** (1998) 272.
- 24) H. Mukuda, K. Ishida, Y. Kitaoka, and K. Asayama: *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** (1998) 2101.
- 25) T. Ekino, H. Fujii, T. Nakama, and K. Yagasaki: *Phys. Rev. B* **56** (1997) 8751.

- 26) H. Sakata, N. Nishida, M. Hedo, K. Sakurai, Y. Inada, Y. Onuki, E. Yamamoto, and Y. Haga: J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) 1970.
- 27) A. V. Moskaleiko, Yu. G. Naidyuk, I. K. Yanson, M. Hedo, Y. Inada, Y. Onuki, Y. Haga, and E. Yamamoto: Low Temp. Phys. **27** (2001) 613.
- 28) S. Tsuda, T. Yokoya, T. Kiss, T. Shimojima, S. Shin, T. Togashi, S. Watanabe, C. Chen, S. Lee, H. Uchiyama, S. Tajima, N. Nakai, and K. Machida: cond-mat/0409219 (2004).