

8. コンプトン散乱†

坂井信彦

姫路工業大学理学部物質科学科
678-1297 兵庫県赤穂郡上郡町金出地 1479-1

Key Words: Compton scattering, Doppler effect, Compton profile, momentum density, spin-dependent Compton scattering

1. はじめに

この雑誌の講読者は「コンプトン散乱」をよくご存知のことであろう。ことに、日本の物理学研究者にとっては、クライン・仁科の公式（相対論的量子電磁気学に基づくコンプトン散乱断面積の最初の厳密な計算）で馴染みがある。けれども、コンプトン散乱が物性研究に役立っていることは、それほど広く知られていない。その理由はコンプトン散乱には以下に述べるような大きな潜在的利用価値があるのに、それを十分に引き出す実験技術上の条件がなかなか揃わず、他の有用な物性実験と対等なレベルに至らなかったためと思われる。実際、コンプトン散乱の物性研究への利用は、1929年以降の伝統を引き継ぎながら、各時代の実験技術の進歩とともに物理学の歴史のなかで静かに進歩してきた¹⁾。1980年代に入り世界的に放射光実験施設の完成があり、かつて研究用原子炉の建設によって中性子による物性研究が世に広まったように、X線によるさまざまな実験技術が、大波となって物性研究を揺り動かして今日に至っている。その新しい大波の波頭にコンプトン散乱の物性への利用が位置していて、物質中の電子状態を運動量空間のなかに捕らえて物性

を理解するための伝統的であるがなお新鮮さを失わない情報が、より精密に提供されるようになってきた。期せずして、このほど兵庫県に建設された SPring-8 大型放射光実験施設では、その高エネルギー特性を生かしたコンプトン散乱実験の専用ビームラインが完成し、研究が活発に行われようとしている。

2. コンプトン散乱に反映される電子状態

コンプトン散乱した光子のエネルギーには、物質中で電子が持っている運動量が強く反映される。このことに着目して、散乱光子のエネルギーの精密測定から、固体内の電子の運動量分布の情報を得ようとした試みは古い。1929年、クライン・仁科²⁾の論文と同じ年に Dumond³⁾が行っている。図1はその実験結果である。彼の測定は、Moの K_{α} X線を Be や Al など当て、一定の散乱角度の方向に散乱されてくる X線のエネルギーを結晶回折器で分光し、その散乱強度は写真乾板の画像の銀粒子数から求める方法 (grain counting) であった。こうして得られた散乱 X線のエネルギースペクトル、すなわち、コンプトンプロファイルは、固体内の電子がフェルミ縮退した量子力学的電子ガスとして存在する事を直接示したものであり、このデータは1960年頃までも、固体内電子の量子力学的波動関数の理論計算の精度を調べるのに用いられたほどであった。その後いくつかの技術的改良があり、今日の放射光 X線による実

†8. Compton Scattering. Nobuhiko SAKAI: Department of Material Science, Himeji Institute of Technology, 1479-1, Kanaji, Kamigori, Ako-gun, Hyogo Pref. 678-1297, Japan.

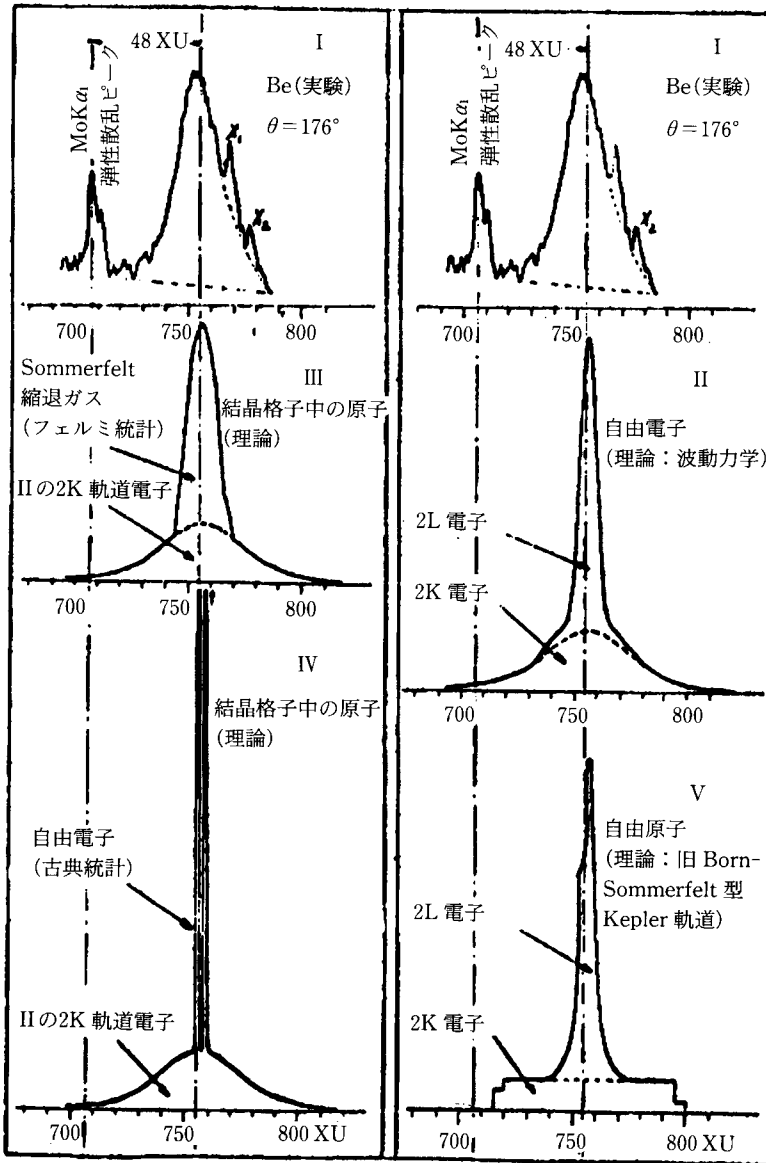


図 1 1929年に測定された Be のコンプトンプロファイル
横軸は X 線の波長。当時の量子論の予測と実験とが比較検討されている
(文献 3 より)。

験へと繋がるわけであるが、現代においてもコンプトン散乱の物性研究への利用は、電子の運動量に関する情報を得ようとするのが目的で、1929年と同じである。コンプトンプロファイル $J(p_z)$ は下式で定義される。

$$J(p_z) = \int \int n(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y. \quad (1)$$

ここで、 $n(\mathbf{p})$ は電子が運動量空間 (p_x, p_y, p_z) の単位体積中で運動量 \mathbf{p} を持つ確率密度、すなわち運動量密度を表す。したがって、コンプトンプロファイルは運動量密度を z 軸に投影した運動量分布となっている。通常 $J(p_z)$ を p_z で積分して、単原子物質であれば単位原子当たり、化合物等であれば分子式当たりの電子数に

規格化する。z 軸は X 線の散乱ベクトルに平行な方向である。このいささかややこしい関係は、以下の実験的な状況が下地になっている。コンプトン散乱した X 線のエネルギー E をエネルギーと運動量保存則から計算すると

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta)} + \frac{\frac{\hbar}{m} \mathbf{K} \cdot \mathbf{p}}{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (2)$$

となる。 E_0 は入射 X 線のエネルギー、 θ は散乱角、 \mathbf{K} は散乱ベクトル、 m は電子の静止質量である。第 1 項は、高校の教科書でもお目にかかる項で、散乱相手の電子にエネルギーを与えた結果による散乱 X 線のエネルギーの減少を表している。第 2 項は、電子の運動量 \mathbf{p} が含まれていることからわかるように、電子が動いているために生ずるドップラー効果を表している。このドップラー効果は、X 線の散乱ベクトル \mathbf{K} と \mathbf{p} の内積になっている。すなわち、散乱 X 線は \mathbf{p} の K 軸方向 (z 軸) の運動量成分 (p_z) に比例してドップラー効果を受けると言える。その結果、 p_x 、 p_y がどのようなものであれ、 p_z が等しい電子状態はみな同じドップラー効果を受ければ X 線に与え、散乱 X 線は同じエネルギー E となる。したがって、エネルギー E の X 線を観測する確率は、電子が p_z を持つ確率に比例、すなわち電子運動量密度 $n(\mathbf{p})$ を p_x と p_y で積分した量に比例する。これが $J(p_z)$ の定義式のゆえんである。z 軸に対して電子の運動の向きは左右対称であるので、散乱 X 線のエネルギーを測定すると、上式の第 1 項のエネルギーを中心としてドップラー効果により左右対称に広がったエネルギー分布が見られる。

固体内の電子状態を表すモデルの一つに自由電子ガスモデルがある。このモデルは、結晶中の原子核がつくるクーロンポテンシャルが、その周りの多数の電子の遮蔽効果から、場所に関

係なく一様になってしまい、電子は空箱に納められたガスのように振舞うとしたモデルで、単純金属の電気伝導や比熱などをうまく説明する。この電子ガスの運動量密度は一様で、運動量空間での分布は等方的、したがって球状に広がる。その半径はフェルミ運動量 p_F である。この電子状態のコンプトンプロファイルを計算すると

$$J(p_z) = J_0(p_z^2 - p_F^2), \quad (3)$$

となり、放物線を逆さにした形で、 p_z で途切れる。コンプトンプロファイルでは、ここをフェルミカットオフと呼ぶ。一方、水素様原子のクーロン場に束縛された軌道状態のコンプトンプロファイルは、たとえば

$$\left. \begin{aligned} J_s(p_z) &= \frac{Ca^2}{a^2 + p_z^2}, & (\text{s 状態}) \\ J_{p^x, y}(p_z) &= \frac{C'a^2}{(a^2 + p_z^2)^4}, & (p_x, p_y \text{ 状態}) \\ J_{p^z}(p) &= \frac{C''p_z^2}{(a^2 + p_z^2)^5}, & (p_z \text{ 状態}) \end{aligned} \right\} (4)$$

$$a = \frac{Z}{3a_0},$$

と、ローレンツ関数のような形状となり、長い裾野をもつのが特徴である。 C, C', C'' は定数、 Z は中心電荷、 a_0 はボーア半径である。こうした特徴は、1929年の DuMond の図 1-III の理論プロファイルに現れていて、中央の主要部分が伝導電子成分、裾状の部分が内殻電子成分である。内殻電子成分は、原子番号が大きくなればその実空間での分布は狭まる。すると、そのコンプトンプロファイルの裾野はますます広がる。この関連は、電子の運動量密度が実空間の波動関数 $\psi(r)$ のフーリエ変換した関数 (運動量表示の波動関数) の 2 乗で与えられることの現れである。

$$n(\mathbf{p}) = \text{const.} \times$$

$$\sum_{n, \mathbf{k}, G}^{\text{occ}} \left| \int_{\text{unit cell}} \exp(-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) \psi_{n, \mathbf{k}}(\mathbf{r}) d^3r \right|^2 \delta_{\mathbf{p}, \mathbf{k} + G} \quad (5)$$

このように、コンプトンプロファイルには固体内電子の波動関数(運動量表示)が密接に結びついていることが、他の測定手段にはない特徴である。

電子の運動量を表す単位として、通常は原子単位系(atomic units: a.u.)が用いられる。電子の静止質量を m 、光速度を c としたときに $mc = 137.036$ a.u. となる。フェルミ運動量は 1 a.u. 前後、1s 内殻電子の広がりはおおよそ(原子番号 $\times 0.4$) a.u. 程度(半値幅)である。

3. 磁気コンプトン散乱

コンプトン散乱の別のひとつの性質は、散乱強度が電子スピンの依存することである。この性質は1929年のクライン・仁科の理論に内在していて、これを現わに示した理論は1938年の Franz⁴⁾、さらに徹底した結果として1954年の Lipps と Tolhoek⁵⁾ の理論計算がある。これらは、X線が円偏光している場合には散乱強度が電子スピンの向きに依存することを示した。このスピン依存項はX線のエネルギーが高いほど顕在化する。ただし、これらの計算は静止した電子に対して計算され、上に述べたコンプトンプロファイルの研究に直接結びつくものではなかった。計算されたいきさつは、当時の原子核実験で β 壊変後の γ 線の円偏光度を解析する必要からと推察される。相対論効果を近似で取り込む量子力学の摂動近似計算によれば、スピン σ を持つ電子に対するコンプトン散乱断面積は

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = & \frac{1}{16} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \\ & \times \frac{E}{E_0} \left\{ (1 + \cos^2\theta) + \sin^2\theta P_L \right. \\ & + \frac{E_0 - E}{mc^2} (1 - \cos\theta) \\ & + \frac{\hbar}{mc} P_c (\cos\theta - 1) \sigma \\ & \left. \times (\mathbf{k}_0 \cos\theta - \mathbf{k}) \right\} \times J(\sigma, p_z), \quad (6) \end{aligned}$$

となる⁶⁾。(E_0 , \mathbf{k}_0), (E , \mathbf{k}) は、それぞれ入射お

よび散乱 X 線のエネルギーと波数ベクトルである。第1項、第3項は、スピンの依存しない散乱強度を与える。第2項は、光子が直線偏光している場合の散乱強度を与える。第4項が、電子スピンに依存する散乱強度を与える。 P_L と P_c はそれぞれ X 線の直線、円偏光度を表すストークスパラメータで、実験条件からきまる。動いている電子に対して注意を喚起したのは、1970年の Platzman と Tzoar の論文であった⁷⁾。この論文で、強磁性体の磁性電子の運動量分布がコンプトンプロファイルとして測定しうることが指摘され、筆者ら⁸⁾ が1976年に実験的に実証した。強磁性鉄を試料とし、核偏極させた ^{57}Co (メスバウア線源) からの円偏光 γ 線を用いて実験に成功した。スピンの依存するコンプトン散乱から得られるコンプトンプロファイルは、通常、磁気コンプトンプロファイル(magnetic Compton profile: MCP) と呼ばれている

$$\begin{aligned} J_{\text{mag}}(p_z) &= J(\uparrow, p_z) - J(\downarrow, p_z) \\ &= \int \int n_{\text{spin}}(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y, \quad (7) \\ n_{\text{spin}}(\mathbf{p}) &= n(\uparrow, \mathbf{p}) - n(\downarrow, \mathbf{p}), \end{aligned}$$

である。電子スピンの向きの異なる運動量密度の差が現れるのは、スピンの依存する散乱断面積の符号が電子スピンの向きによって変わること由来している。通常の実験では、試料(強磁性体あるいはフェリ磁性体)の磁化の向きを反転させた二つのプロファイルの差から J_{mag} を求めている。原子の磁気モーメントは、一般に電子スピンモーメント S と軌道角運動量モーメント L の合成 $L + 2S$ に比例するが、磁気コンプトン散乱にはそのうち S しか関与しないという特徴がある⁶⁾。

4. 放射光によるコンプトンプロファイルの計測

コンプトン散乱の実験には、比較的高エネルギーの X 線の後方散乱角での測定が有効である。その理由は、高エネルギーほど光電効果の

吸収確率が減少するのに対して、コンプトン散乱の散乱確率はそれほど変わらないので、原子番号の大きな元素を含んだ試料も支障なく測定できること、また後方散乱ほど式(2)の第2項のドップラー効果によるエネルギーシフトが大きくなることなどが挙げられる。さらに、磁気コンプトン散乱にとっては、式(6)の第4項のスピンの依存項が増大することである。

これまで放射光でなされたコンプトンプロファイル測定を表1にまとめた。比較のため

に、放射性同位元素の γ 線による計測例も記載した。これを見ると2通りの手法があることがわかる。ひとつは比較的低エネルギーの放射光を利用して散乱X線のエネルギー分光を結晶分光器で精密に測定する手法、ひとつは比較的高エネルギーの放射光を利用して半導体検出器の出力をパルス波高解析する手法である。前者で利用するX線のエネルギーが低いのは結晶分光器の要請のためである。それに対して、後者はエネルギーを上げることで磁気コンプトン

表1 コンプトン分光器と運動量分解能の比較

放射光施設	コンプトン分光器	X線	運動量分解能	文献
LURE (France)	Siチャンネルカット コーシャス型 Si(220)湾曲結晶 位置敏感型比例計数管	5 - 15 keV	0.15 a. u.	9
KEK: PF (Japan)	Ge(220)湾曲結晶 コーシャス型 Si(422)湾曲結晶 イメージングプレート	30 keV	0.085 a. u.	10
KEK: AR (Japan)	Si(111)2重湾曲 コーシャス型 Si(422)湾曲結晶 イメージングプレート	60 keV	0.13 a. u.	11
DORIS (Germany)	Si(511)2結晶 コーシャス型 Si(400)湾曲結晶 位置敏感型Ge検出器	31 keV	0.14 a. u.	12
ESRF (France)	Si(220)湾曲結晶 走査ブラッグ型 Ge(440)湾曲結晶	50 keV	0.15 a. u.	13
NLSL (USA)	Si(220)湾曲結晶 後方散乱方式 Si(440)球面湾曲結晶	8 keV	0.023 - 0.032 a. u.	14
KEK: AR (Japan)	Si(333)湾曲結晶 Ge半導体検出器 Si(111)湾曲結晶 Ge半導体検出器	141 keV 40 - 60 keV	0.54 a. u. 0.70 - 0.90 a. u.	15
ESRF (France)	Si(331) Ge半導体検	150 - 700 keV	0.39 a. u.	16
SPring-8 (Japan)	Si(771)湾曲結晶 Ge半導体検出器	274 keV	(0.40 a. u.) 予想値	
²⁴¹ Am(3 - 5 Ci)	Ge半導体検出器	59.5 keV	0.55 a. u.	17
¹⁹⁸ Au(100 - 300 Ci)	Ge半導体検出器	412 keV	0.40 a. u.	18
¹³⁷ Cs(85 Ci)	Ge半導体検出器	661 keV	0.40 a. u.	19

散乱に有利な条件を満足させようとしている。この場合、半導体検出器のエネルギー分解能はエネルギーの平方根に比例して悪くなる。しかしコンプトン散乱で受けるドップラー幅はエネルギーにほぼ比例するので、結果としての運動量分解能は X 線のエネルギーが高い方がよくなり好都合である。コーシャス型コンプトン分光器を図 2 に示した¹¹⁾。試料で後方散乱した X 線は湾曲した単結晶を通過する際に回折する。エネルギー（波長）が違くと回折角が少しずつ違うので、それぞれ別の方向に分かれる。結晶が湾曲しているので同一波長の X 線は、その先の一点に集光する。そこに位置を読みとれる位置敏感型検出器を置けば、波長分散されたスペクトルが得られる。なお、10 keV 以下の X 線を利用すると、非弾性散乱実験一般に対して超高分解能のスペクトルが得られる¹⁴⁾。ただ試料は原子番号の小さな物質か表面のみに限定される。

5. コンプトンプロフィール

紙面が限られているので、特徴的な報告例を少数挙げることにする。コーシャス型で最初に測定された Be のコンプトンプロフィールを図 3⁹⁾ に、60 keV X 線と位置敏感型検出器として

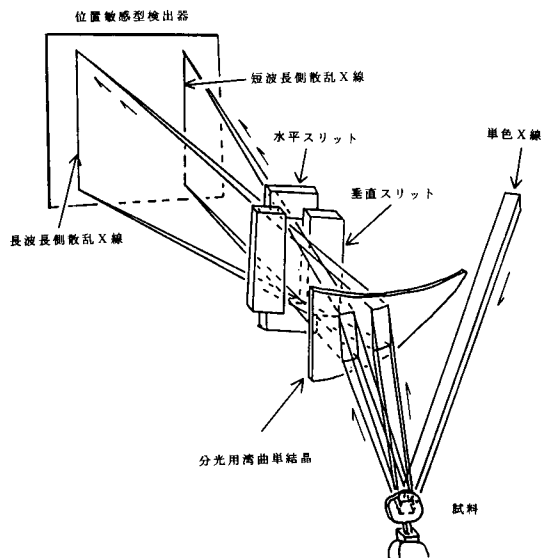


図 2 コーシャス型高分解能コンプトン分光器 (文献 11 より)。

イメージングプレート (IP) を用いた V 金属の実験結果を図 4²⁰⁾ に示した。Be ではフェルミカットオフが明確に観測されている。V 金属の実験結果は、一電子近似に基づくバンド理論 (APW 法) の計算結果と比較され、実験結果には理論値に比べフェルミカットオフより大きな運動量成分がかなり存在していることが判明

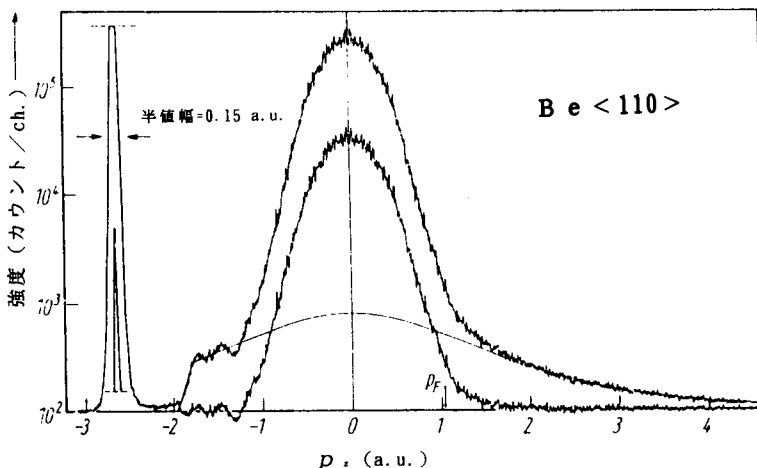


図 3 Be の高分解能コンプトンプロフィール 放射光により最初に報告されたデータ (文献 9 より)。

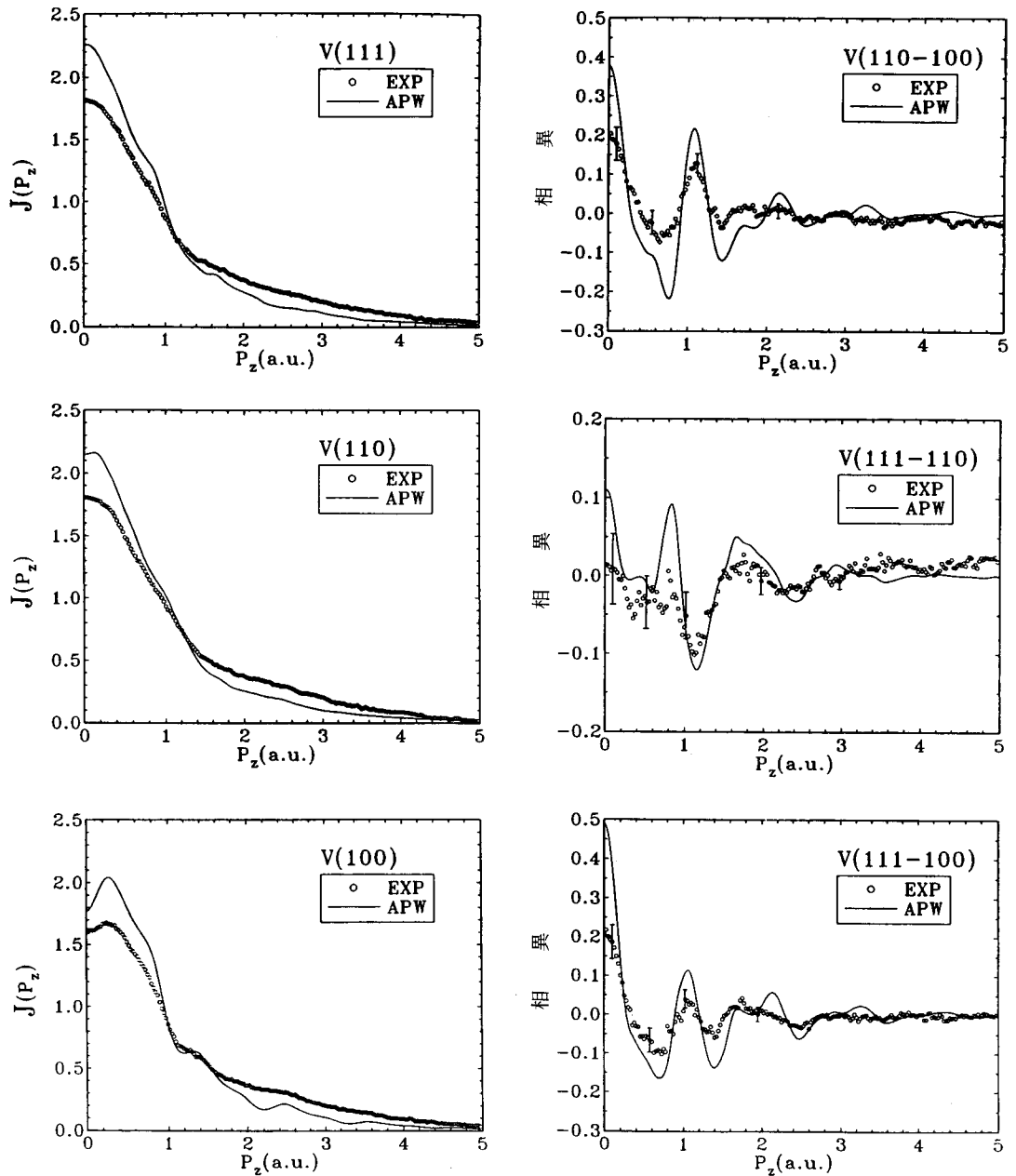


図4 Vのコンプトンプロファイル

理論との不一致から電子相関効果を主張した実験報告。異方性は理論値は過大評価しているが、実験値との一致はかなりよい(文献20より)。

した。V金属の電子状態は自由電子ガスで近似できず、結晶ポテンシャルによる高運動量成分が電子状態に混ざるので、フェルミカットオフを超えた成分が存在することに不思議はない

が、その効果は理論計算で考慮済みである。ここに見られる実験と理論の不一致は、一電子近似では十分に近似しえない電子多体相関による影響と考えられる。すなわち、固体内では電子

はたがいにまわりの多数の電子と相互作用して準粒子的状態であって、その状態が高運動量成分を伴って観測されると理解されている²¹⁾。

MCP から磁性電子の運動量分布が測定できるが、強磁性鉄の単結晶について MCP をさまざまな結晶方位から測定して、それから $n_{\text{spin}}(\mathbf{p})$ を実験的に再構築してみせたのが図 5 である²²⁾。図 5 は、三次元密度分布を $p_z=0$ の面を断面とした電子スピンドensity分布である。それぞれの方位の MCP は中心付近に緩やかな変化が見られる程度であるが、求められた運動量密度 $n_{\text{spin}}(\mathbf{p})$ は、深い噴火口を持つ火山のような、相当変化の激しい形状である。金属鉄の磁

性の主成分は 3d 電子で、その運動量密度分布は火山の外輪山となっている。噴火口は負の値であり、これは実空間では広く遍歴している伝導電子に対応する部分で、電子スピンの向きは 3d 電子とは逆向きであることを示している。

磁性合金について MCP を測定すると、合金の成分元素別にそれぞれの原子位置の電子スピンの評価できる場合がある。これは、原子種別に電子の運動量分布が異なることを根拠として求められる。たとえば、3d 原子と 4f 原子とからの化合物 SmCo_5 の実験結果は図 6 のようになり、それぞれの電子スピンモーメントは $1.56\mu_B(\text{Co})$, $-1.79\mu_B(\text{Sm})$ であった²³⁾。Sm

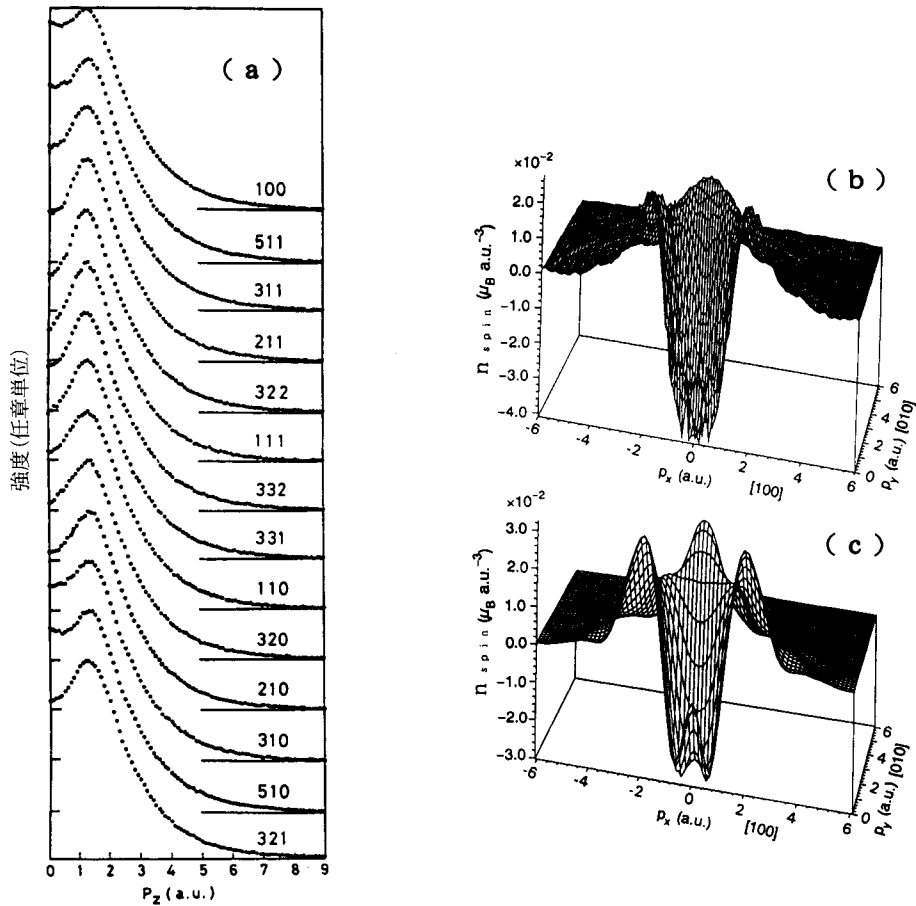


図 5 強磁性 Fe のスピンドensity運動量分布 $n_{\text{spin}}(p_x, p_y, 0)$
 (a) は再構成に使用した MCP (実験値), (b) は実験値から再構成されたスピンドensity運動量密度,
 (c) は理論値 (文献 22 より)。

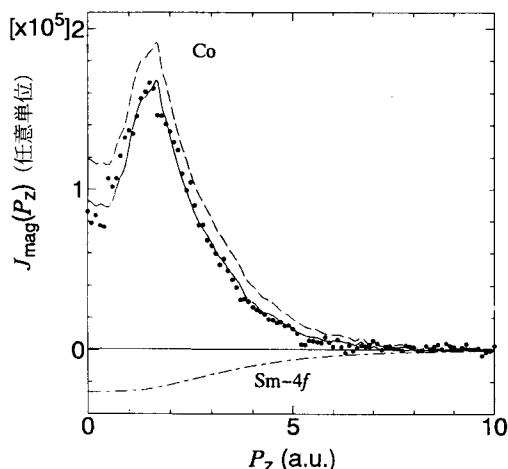


図 6 永久磁石 SmCo_5 の磁気コンプトンプロファイル
組成原子ごとのスピン成分が解析されている (文献 23 より)。

原子全体の磁気モーメントは、電子スピン S と軌道角運動量 L がたがいに打ち消し合っている小さいのであるが、磁気コンプトン散乱では、そのうちの S しか観測にかからないので、このような解析が可能となっている。

4. 今後の展望

放射光によるコンプトンプロファイルの測定が1980年に始まって18年が過ぎた。いま、Spring-8を始めとして高エネルギー領域の X 線が利用できるようになり、これから高い運動量分解能と高い統計精度を伴った高品質のコンプトンプロファイルが得られるようになるであろう。金属では、フェルミ面と関連する物性がコンプトンプロファイルを仲立ちとして議論されることが期待される。100 keV 以上の高エネルギー領域の放射光を計測しようとする、検出器の開発がどうしても必要である。高分解能コンプトンプロファイル測定では、IP に代わる位置敏感型検出器として、Ge あるいは CdTe 半導体検出器が報告されているが、日常的使用状況には至っていない。ことに MCP 測定では高い統計精度を要求されるので、実時間計測

のフォトンカウンティングが望ましい。近い将来、多少運動量分解能で劣りはするが、半導体検出器による MCP が、短時間で多種類の試料、あるいは磁場依存性、温度依存性を系統的に測定する方向で利用されるであろう。一方、運動量分解能 0.1 a.u. の MCP 測定は、フェルミ面効果をより詳細に測定し、そこに準粒子としての電子状態の特徴をさぐるなどの目的に役立と予想される。MCP 測定で、試料の磁化を反転する場合に超電導磁石で 10 T 以上の磁場を反転するには時間がかかりすぎて効率が悪い。そのような場合には入射 X 線の円偏光度を反転させる方法があり、試行実験が行われている。この方法は、零磁場下での測定などに必要な手法で、今後の開発が待たれる。

統計精度がきわめて高いコンプトンプロファイルが得られれば、運動量分解能としては 0.5 a.u. 程度であっても、0.01 a.u. の変化を検出することは差分をとることで十分可能である。電場効果、磁場効果あるいは光照射効果で電子状態にこの程度の変化が起こる現象をコンプトンプロファイルとして観測することは、これからの新しい課題として大変興味深い。

文 献

- 1) Stuewer, R. H. and Cooper, M. J.: Chap. 1 in "Compton Scattering", ed. by Williams, B. G., McGraw Hill, New York (1977)
- 2) Klein, O. and Nishina, Y.: *Z. Phys.*, **52**, 853-868 (1929)
- 3) DuMond, J. W. M.: *Phys. Rev.*, **33**, 643-658 (1929)
- 4) Franz, W.: *Ann. Phys.*, **33**, 689-707 (1938)
- 5) Lipps, F. W. and Tolhoek, H. A.: *Physica (Utrecht)*, **20**, 85-98, 395-405 (1954)
- 6) Sakai, N.: *J. Appl. Cryst.*, **29**, 81-99 (1996)
- 7) Platzman, P. M. and Tzoar, N.: *Phys. Rev.*, **B2**, 3556-3559 (1970)
- 8) Sakai, N. and Ôno, K.: *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 351-353 (1976); *J. Phys. Soc. Jpn.*, **42**, 770-778 (1977)
- 9) Louprias, G. and Petiau, J.: *J. Physique*, **41**, 265-271 (1980)
- 10) Shiotani, N., Sakai, N., Itoh, F., Sakurai, M.,

- Kawata, H., Amemiya, Y. and Ando, M.: *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.*, **A275**, 447-452 (1989)
- 11) Sakurai, Y., Ito, M., Urai, T., Tanaka, Y., Sakai, N., Iwazumi, T., Kawata, H., Ando, M. and Shiotani, N.: *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 1190-1193 (1992)
- 12) Shulke, W., Stutz, G., Wohlert, F. and Kaprolat, A.: Proc. Joint Japanese-German Workshop on X-ray Studies of Electronic Properties of Materials, Hamburg (1996) ISSN
- 13) Manninen, S., Honkimaki, V., Hämäläinen, K., Laukkanen, J., Blaas, C., Redinger, J., McCarthy, J. and Suortti, P.: *Phys. Rev.*, **B52**, 1-7 (1996)
- 14) Hämäläinen, K., Manninen, S., Kao, C.-C., Caiebe, W., Hastings, J. B., Bansil, A., Kaprzyk, S., and Platzman, P. M.: *Phys. Rev.*, **B54**, 5453-5459 (1996)
- 15) Tanaka, Y., Sakai, N., Nakamura, J., Takeda, T., Sakurai, H. and Kawata, H.: Photon Factory Activity Reports #10, 400 (1992)
- 16) McCarthy, J. E., Cooper, M. J., Lawson, P. K., Timms, D. N., Manninen, S. O., Hämäläinen, K. and Suortti, P.: *J. Synch. Rad.*, **4**, 102-109 (1996)
- 17) Manninen, S. and Paakkari, T.: *Nucl. Instrum. Meth.*, **155**, 115-121 (1978)
- 18) Pattison, P. and Schneider, J. R.: *ibid.*, **158**, 145-152 (1979)
- 19) Andrejezuk, A., Zukowski, E., Dobrzynski, L. and Cooper, M. J.: *ibid.*, **A337**, 133-144 (1993)
- 20) Shiotani, N., Tanaka, Y., Sakurai, Y., Sakai, N., Ito, M., Itoh, F., Iwazumi, T. and Kawata, H.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **62**, 239-245 (1993)
- 21) Kubo, Y., Sakurai, Y. and Shiotani, N.: *ibid.*, to be published (1998)
- 22) Tanaka, Y., Sakai, N., Kubo, Y. and Kawata, H.: *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1537-1540 (1993)
- 23) Koizumi, A., Sakai, N., Shirai, N. and Ando, M.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **66**, 318-321 (1997)
-