

SRI '97 特集

電子運動量密度分布測定のための 高エネルギー非弾性散乱ビームライン

櫻井 吉晴

理化学研究所*

High Energy Inelastic Scattering Beamline for Electron Momentum Density Study

Yoshiharu SAKURAI

The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN)

The advent of synchrotron radiation (SR) sources for well polarized and high energy x-rays offers new opportunities for exploiting the Compton scattering spectroscopy as a tool for investigating the electronic and magnetic structures of materials. Recent high resolution Compton scattering experiments show the unique capability for the study of Fermiology-related issues and electron-electron correlation effects. As a next advance, SPring-8 has been constructing a high energy inelastic scattering beamline dedicated to the Compton scattering spectroscopies. The light source is an elliptic multipole wiggler with a periodic length of 12 cm. The beamline includes two experimental stations; one is for the high resolution spectroscopy using 100–150 keV x-rays and the other is for the magnetic Compton scattering experiment using circularly polarized 300 keV x-rays. The use of such high energy x-rays makes it possible to carry out experiments efficiently on samples including heavier elements, like high-Tc superconductors, 4f- and 5f-magnetic materials.

1. はじめに

SRI '97の開催から早くも半年近くが過ぎてしまった。この半年間には、多くの方々のご存知のようにSPring-8の供用が開始された。約3ヶ月間の試行運転期間に各ビームラインにおいて予想以上の成果が出されたことは、1998年1月に姫路工業大学、理学部で開催された放射光学会のプログラムから読み取ることができる。SPring-8供用開始時に、ユーザー実験をスタートさせたのは10本のビームラインであり、本解説で取り上げる“高エネルギー非弾性散乱ビームライン (BL08W)”もそのうちのひとつである。BL08Wは、蛋白質結晶構造解析ビームライン (BL41XU) とともに、パイロットビームラインとして一番早く建設に向けてスタートしたビームラインであった。その後、後発のビームラインにどんどん追い越されはしたが、何とか制限時間内にゴールができた。これは、挿入光源、フロントエンド、輸送部、制御などの各建設担当グル

ープや安全管理室のスタッフおよび多くのユーザーの方々の並々な努力がこの半年に凝集したからである。

コンプトン散乱実験では、高強度、高エネルギー X 線を必要とし、また磁気コンプトン散乱実験ではさらに円偏光した X 線を必要とする。放射光はこれらの要求を満たす光源として1980年代から注目され、その後の蓄積リングの高エネルギー化とともに測定対象試料の幅を徐々に広げるかたちで発展してきた。放射光専用施設として世界最高レベルである8 GeV 蓄積リングのSPring-8は、高エネルギー X 線を必要とするコンプトン散乱にとって最適な放射光施設の一つである。逆に言うと、コンプトン散乱はSPring-8の特徴を生かした実験手法とも言える。

BL08Wはコンプトン散乱による物質の電子構造および磁気構造を研究するためのビームラインである。2つの実験ステーションがあり、300 keV 円偏光 X 線を利用した磁気コンプトン散乱用のステーション A と100–150 keV

* 理化学研究所 〒678-1201 兵庫県赤穂郡上郡町金出地 SPring-8
TEL 07915-8-2723 FAX 07915-8-0830 e-mail sakurai@spring8.or.jp

X線をを用いた高分解能実験用のステーションBが用意されている。本解説では、続く2章ではのコンプトン散乱法の概略について述べ、3章では最近の高分解能コンプトン散乱実験の結果を紹介し、同手法がフェルミ面や電子相関の研究に有用であること紹介したい。4章では、BL08Wの概要、研究のターゲット、現状について述べる。本解説では割愛したが、Ge半導体検出器による高統計精度磁気コンプトン散乱実験は高分解能実験とともにBL08Wの主要実験テーマである。磁気コンプトン散乱は磁性電子の運動量分布をとおして物質の磁気構造を研究するユニークな手法として注目されている。磁気コンプトン散乱の概要と最近の研究例については、SAKAIによる詳しい解説がある¹⁾。

2. コンプトン散乱の概要

Fig. 1に示したように、コンプトン散乱はエネルギー $\hbar\omega_1$ 、波数ベクトル \mathbf{k}_1 の入射光子が物質中の電子系によってエネルギー $\hbar\omega_2$ 、波数ベクトル \mathbf{k}_2 の光子に散乱され、電子系にエネルギー $\hbar\omega = \hbar(\omega_1 - \omega_2)$ と運動量 $\hbar\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ を与える散乱現象である。コンプトン散乱断面積は非相対論の範囲で、

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_2} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) \sum_{i,f} \left| \langle f | \sum_j e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j} | i \rangle \right|^2 \times \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (1)$$

となる。ここで、 $|i\rangle$ はエネルギー E_i を持つ電子の始状態であり、 $|f\rangle$ はエネルギー E_f を持つ終状態である。エネルギー移動量 $\hbar\omega$ が、 $|i\rangle$ の束縛エネルギーよりも十分大きい場合には、インパルス近似²⁾が成り立ち、

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_2} \approx \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) \iint n(\mathbf{p}) dp_x dp_y \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) J(p_z) \quad (2)$$

となる。 $n(\mathbf{p})$ は電子運動量密度であり、 $n(\mathbf{p})$ の二重積分がコンプトンプロファイル $J(p_z)$ である。コンプトン散乱実験では $J(p_z)$ が観測量になる。 p_z は散乱ベクトル \mathbf{q} 方向にとる。自由電子気体の場合、 $n(\mathbf{p})$ はFig. 2に示すようにフェルミ運動量 p_F を半径とする球内に電子が完全に詰まった状態であり、 $J(p_z)$ は下に示したようにパラボラ形状になる。

金属の場合、一般に電子運動量密度 $n(\mathbf{p})$ は

$$n(\mathbf{p}) = \sum_{\mathbf{k}, b} \left| \int \Psi_{\mathbf{k}, b}(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 N_b(\mathbf{k}) \quad (3)$$

で与えられ、 $\Psi_{\mathbf{k}, b}(\mathbf{r})$ はバンド指標 b 、波数ベクトル \mathbf{k} の

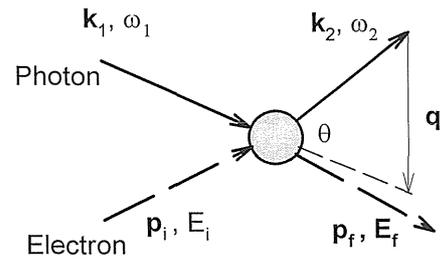


Figure 1. Schematic diagram of the Compton scattering interaction between an incoming photon and a moving electron.

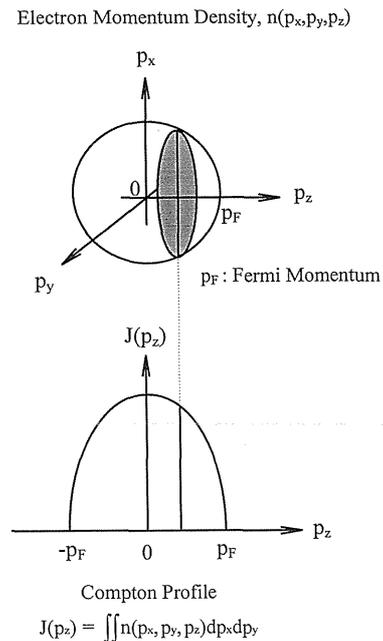


Figure 2. Electron momentum density $n(\mathbf{p})$ and Compton profile $J(p_z)$ of free electron gas.

準粒子波動関数であり、 $N_b(\mathbf{k})$ は準粒子の占有関数である。また、コンプトンプロファイルは

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J(p_z) dp_z = N, \quad (4)$$

という規格化ができ、理論と定量的な比較が可能になる。ここで N は1原子当たりの電子数である。

以上がコンプトン散乱を用いた物質の電子構造研究の基礎である。(1)-(4)式が示すようにコンプトン散乱実験では、基底電子状態の運動量分布を直接測定できるため、フェルミ面の直接観測が原理的に可能になる。また、膨大な数の電子が相互作用しながら運動している固体の電子状態を理解する上で、まず占有関数を1か0の値を持つステップ関数とした独立粒子近似でスタートし、この近似に対して電子相関効果をどのように取り込むかが重要なポイントとなる。コンプトン散乱の観測対象は準粒子であり、実験により求めたコンプトンプロファイル $J(p_z)$ と独立粒子

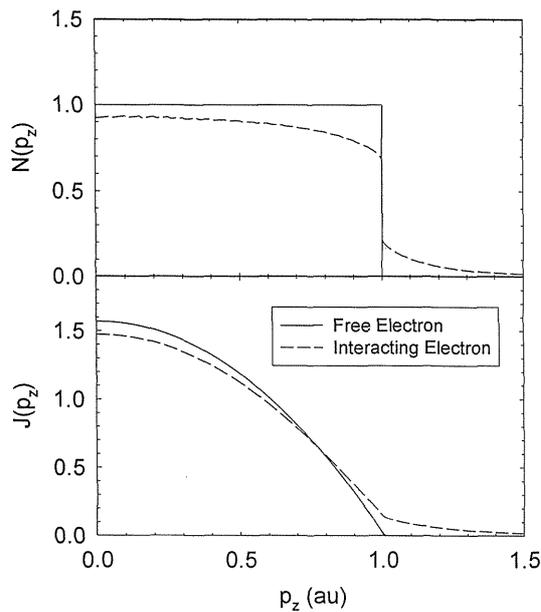


Figure 3. Occupation function $N(p_z)$ and Compton profile $J(p_z)$ of free electron gas and interacting electron gas.

近似に基づく精密なバンド計算により求められる $J(p_z)$ との差は、同バンド計算に取り込まれていない電子相関効果によると考えられる。 $J(p_z)$ は定量的比較が可能であり、これは電子相関効果のバンド理論への取り込みに関しても定量的な評価が可能になる。自由電子気体の占有関数 $N(p_z)$ は Fig. 3 上に示すフェルミ運動量 ($p_z=1$) 以下では 1, それ以上では 0 であるが、電子間相互作用を導入すると破線で示すようにフェルミ運動量以下の $N(p_z)$ は 1 より小さくなり、またフェルミ運動量より上の $N(p_z)$ も 0 でなくなり、高 p_z 側にテールを引くようになる。自由電子気体の場合に比べて、電子間相互作用を導入した系の $J(p_z)$ は、 $p_z=0$ 近傍で小さくなり、高 p_z 側で大きくなる。

コンプトン散乱による物質の電子構造の研究は意外に古く、1920年後半から1930年代にかけて、DuMondらによって測定が行われている。彼は Be の $J(p_z)$ を測定し、固体中の電子は古典的な Maxwell-Boltzmann 統計分布ではなく、Fermi-Dirac 統計分布に従うことを実証している³⁾。その後、 γ 線源や回転対陰極型 X 線発生装置と半導体検出器を用いた実験⁴⁾が行われ、コンプトンプロファイルの全体的な広がりから電子相関効果を取り込むことの重要性が指摘されたが、フェルミ面の直接観測や電子相関によるフェルミ面のボケを捕らえるには分解能 (~ 0.5 au) と統計精度の点で足りず、それには放射光を利用した高分解能実験を待たなければならなかった。

高分解能コンプトン散乱実験では 10^{12} photons/s 以上の強度を持つ高エネルギー X 線を必要とする。また、金属のフェルミ面や電子相関効果によるフェルミ面のボケを直接観測するには、0.1 au 以下の分解能を必要とする。放射光を利用した高分解能実験は、エネルギー分散型分光結

晶と 1 次元位置検出器の組み合わせで Loupiau と Petiau によって LURE-DCI で最初に行われた⁵⁾。彼女らの実験は 10 keV 付近で行われてたが、その後入射 X 線の高エネルギー化が放射光の発展とともに進み、DESY の HASYLAB⁶⁾ と KEK のフォトンファクトリー⁷⁾ では 30 keV, KEK の AR-NE1⁸⁾ と ESRF⁹⁾ では 60 keV の X 線を用いた実験が行われている。ただし、ESRF では角度分散型スペクトロメータを採用している。60 keV の場合、フェルミ面の直接観測や電子相関効果の測定が可能なのは、経験的に 3d 元素までの物質である。BL08W では、100-150 keV の X 線を用いた高分解能コンプトン散乱を計画しており、これによって測定対象は 4f 元素まで拡大され、重い電子系 Ce 化合物や銅酸化物高温超伝導体などに応用が可能になると期待される。

3. 最近の高分解能コンプトン散乱研究例

本章では、フェルミ面と電子相関研究例として、最近の Be と Li の研究成果を紹介し、また高分解能磁気コンプトン散乱実験による MAJORITY-, MINORITY-SPIN バンド別の電子運動量分布測定例として Fe-5.8 at%Si の結果を紹介する。

3.1 Be

Fig. 4 に Be の第 1, 2 ブリルアンゾーンとフェルミ面を示す。Be のフェルミ面は宝冠状のホール面 (coronet) と葉巻状の電子面 (cigar) からなることが知られている。Be は単位胞当たり 4 個の価電子を持つ。これらは、原理的には完全に満たされた 2 つのバンドに収容されるわけであるが、現実には第 3 バンドが部分的に占有され葉巻状電子面を形成し、第 2 バンドにはホールができ宝冠状のホール面を形成する。

最近、Itou らは 0.08 au の分解能で Be の [0001] と [1120] 方位について $J(p_z)$ を測定し、局所密度近似 (LDA) に基づく精密な KKR バンド計算より求めた理論プロファイルと比較した¹⁰⁾。Fig. 5 と Fig. 6 にそれぞれ、 $J(p_z)$ とその 1 階微分プロファイルを示す。理論プロファイルは半値幅 0.08 au のガウス関数でコンボリューションされている。

最初に、Fig. 6 の 1 階微分プロファイルを見てみる。このプロファイルには、フェルミ面やブリルアンゾーンなどに起因した微細構造 (記号 A-F で示めてある) がみられる。バンド計算より、A と C は電子面、B は電子面とホール面、D はホール面、E は電子面、F はブリルアンゾーンによる構造であることが判明している。実験結果は E を除いてバンド計算とほぼ一致している。例えば、Fig. 4 で K 点にある葉巻型電子面に着目すると、微細構造 C と E はこの葉巻型電子面のそれぞれ $\langle 1120 \rangle$ と $\langle 0001 \rangle$ 軸方向のサイズを反映している。微細構造 C はその振幅を別にして位置に関してバンド計算と実験は一致はよい

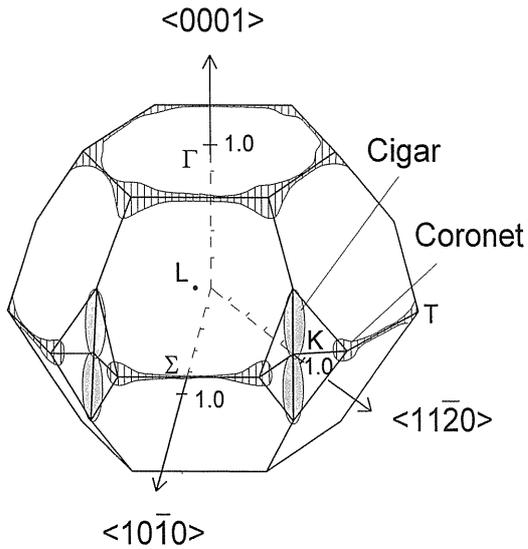


Figure 4. Fermi surface and first two Brillouin zones of Be.

が、 E は振幅、位置とも一致は悪い。これは、この電子面の $\langle 0001 \rangle$ 方向へのサイズがバンド計算と実験では異なっているためと考えられる。このように、高分解能コンプトンプロファイル $J(p_z)$ はBeの電子面とホール面をとらえており、高分解能コンプトン散乱がフェルミ面の直接観測に有用であることを示している。

Fig. 5の $J(p_z)$ において、実験結果はバンド計算と比べて低 p_z 領域で低く、高 p_z 側で逆に高くなっていることが観測されている。これは、 γ 線と半導体検出器を用いた実験¹¹⁾やLoupiasとPetiauの高分解能実験⁵⁾で既に指摘されていたことであるが、バンド理論計算では占有関数 $N_b(\mathbf{k})$ はフェルミ面内では1、以外では0を仮定しているためであり、実際の系では占有関数は電子相関によって0と1の中間の値をとっていると考えられる。また、同様に電子相関効果は、一階微分プロファイルにも現われ、Fig. 6に見られるようにフェルミ面に起因する微細構造

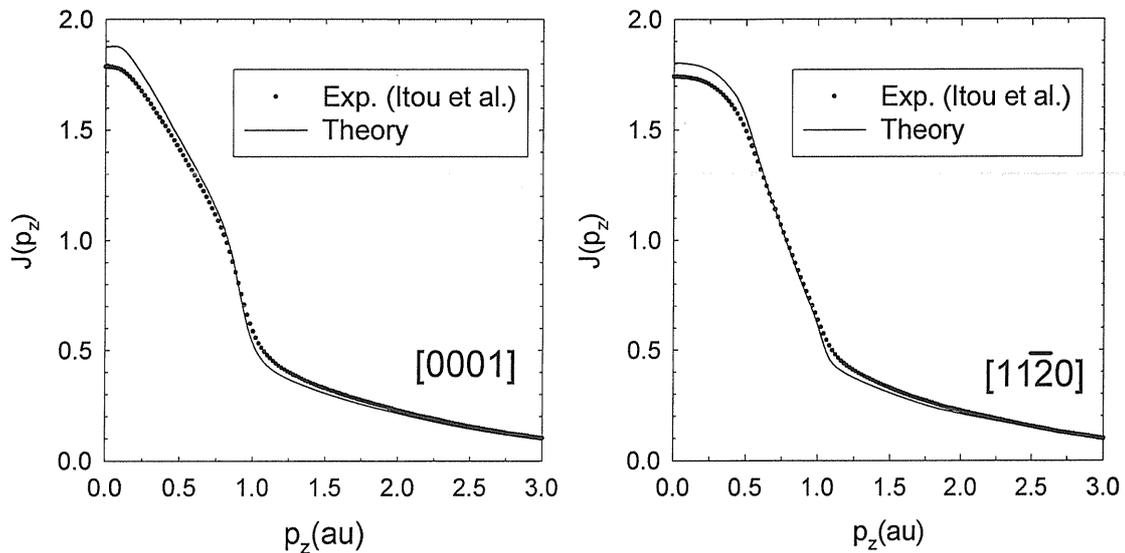


Figure 5. Experimental and KKR band-theoretical Compton profiles of Be.

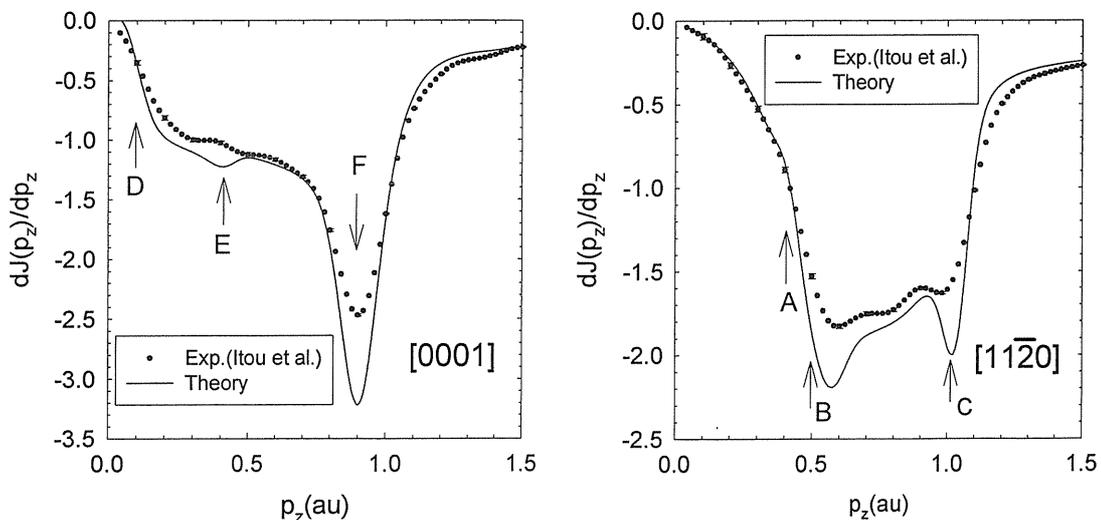


Figure 6. First derivative curves of experimental and KKR band-theoretical Compton profiles of Be.

はバンド計算に比べて実験結果はかなり丸くなっている。これは、高分解能実験で始めて確認されたことである。基底電子状態の運動量分布を定量的に再現するには、電子相関効果を適切にバンド計算に取り込む必要がある。

3.2 Li

Be を例にとって、電子相関効果をバンド計算に取り込むことの重要性を指摘した。ここでは Li を例にとり、GW 近似による電子多体効果の取り込みで電子運動量分布を十分うまく記述できることを紹介する。コンプトンプロファイル $J(p_z)$ を得るには、次の方程式を解いて得られる準粒子状態 $\Psi_{k,b}(\mathbf{r})$ を求めなくてはならない。

$$\begin{aligned} & [-\nabla^2 + V_{\text{ext}} + V_{\text{H}}] \Psi_{k,b}(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}' \Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E_{k,b}) \Psi_{k,b}(\mathbf{r}') \\ & = E_{k,b} \Psi_{k,b}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 V_{ext} , V_{H} は電子-原子核間相互作用、ハートレーポテンシャルで、 $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E_{k,b})$ は自己エネルギー演算子である。Li に関して、最近 Kubo は自己エネルギーに関するダイソン方程式を摂動展開し、第1項をとりだして電子相関効果を取り込むという GW 近似で自己エネルギーと占有関数を求め、コンプトンプロファイル $J(p_z)$ を計算した。Fig. 7 に、GW 近似 FLAPW バンド計算と局所密度近似 (LDA) FLAPW バンド計算による $J(p_z)$ を示す¹²⁾。また、同図には Sakurai ら¹³⁾ と Schuelke ら¹⁴⁾ による実験結果を示してある。局所密度近似バンド計算と実験結果の間には、Be の場合と同様に低 p_z 領域では実験結果が低く、高 p_z 側で逆に高くなっているが、電子相関を取り入れた GW 近似バンド計算は実験結果とかなり良い一致を示す。これは、バンド理論における電子相関効果の取り込む方法として GW 近似は有望な方法であることを示している。電子相関効果について電子運動量分布の観点から検討を加えることは有用であり、そのための実験手法として高分解能コンプトン散乱法は有益であることを示している。

3.3 Fe-5.8 at%Si の高分解能磁気コンプトン散乱

入射 X 線が円偏光している場合、式(2)のコンプトン散乱断面積は

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_2} & \propto \left(\frac{d\sigma}{d\omega_2} \right)_{\text{charge}} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right) J(p_z) + \left(\frac{d\sigma}{d\omega_2} \right)_{\text{spin}} \\ & \times \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right) J_{\text{mag}}(p_z) \end{aligned} \quad (4)$$

となり、

$$J(p_z) = J_{\text{maj}}(p_z) + J_{\text{min}}(p_z), \quad (5)$$

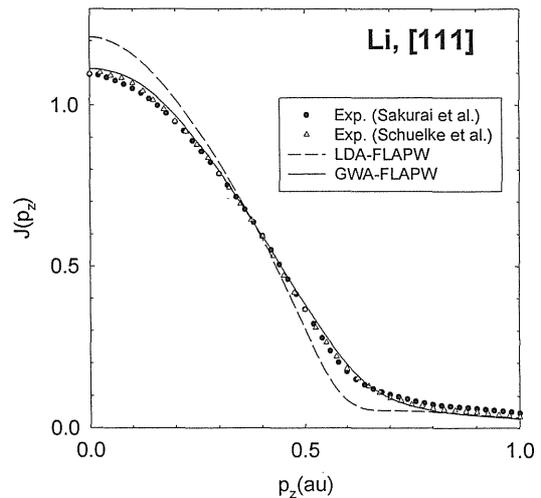


Figure 7. Experimental Compton profiles of Li along the [111] direction, together with those of the LDA-based FLAPW and the GW-approximation calculations.

$$J_{\text{mag}}(p_z) = J_{\text{maj}}(p_z) - J_{\text{min}}(p_z), \quad (6)$$

である。 $J_{\text{maj}}(p_z)$ と $J_{\text{min}}(p_z)$ は MAJORITY-SPIN バンドと MINORITY-SPIN バンドのコンプトンプロファイルである。すなわち、実験によって得られる磁気コンプトンプロファイル $J_{\text{mag}}(p_z)$ と全コンプトンプロファイル $J(p_z)$ から、MAJORITY-SPIN, MINORITY-SPIN バンド別のコンプトンプロファイルが得られることを示している。

Fig. 8 に 0.13 au の分解能で測定された Fe-5.8 at%Si の全コンプトンプロファイルと MAJORITY-, MINORITY-SPIN バンドコンプトンプロファイルを示す¹⁵⁾。測定試料は 5.8 at% の Si を含んでいるので、直接の比較はできないが、純鉄の FLAPW バンド計算の結果も一緒に示してある。これは、従来の Ge 半導体検出器を用いた実験 (分解能 0.5-1.0 au) と比べて統計精度は劣るものの、微細な構造が見えて来ており、磁性金属、合金の MAJORITY-, MINORITY-SPIN バンド別のフェルミ面、電子多体効果の研究に道を拓くものと期待される。

4. BL08W の概要と現状

(1) 研究ターゲット

Fig. 9 には、最近行われたの高分解能コンプトン散乱実験と SPring-8 で可能になる実験を、横軸を入射 X 線のエネルギー、縦軸を測定試料の平均原子番号でプロットしたものである。BL08W では、100-150 keV の X 線を使用し、フェルミ面研究と電子相関の研究対象を銅酸化物高温超伝導体、重い電子系 Ce 化合物た 4d, 4f 金属及び合金に拡張される。3d, 4f 磁性金属や合金の高分解能磁気コンプトン散乱実験についても、磁気効果の増加やバックグラウンドの少ない測定が期待でき、新たな研究対象になる。

本解説では触れなかったが、磁気コンプトン散乱実験は

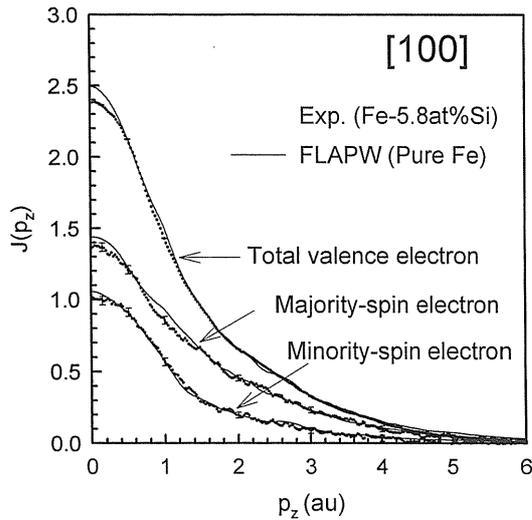


Figure 8. Experimental total valence electron, majority-spin- and minority-spin-electron Compton profiles of Fe-5.8 at%Si, together with those of FLAPW calculations for pure Fe.

BL08W の大きな柱である。Fig. 10には Ge 半導体検出器を用いた高統計精度、中程度分解能 (0.5–0.8 au) の磁気コンプトン散乱実験について同様にプロットしたものである。60 keV に比べて、300 keV の場合磁気効果は 5 倍になり、また後方散乱の場合コンプトン散乱 X 線は 140 keV 近傍にあるので、いかなる蛍光 X 線にも邪魔されずに効率のよい測定が可能になる。

(2) 挿入光源とフロントエンド

挿入光源は、周期長 12 cm、全長 4.5 m の楕円偏光ウイグラ¹⁶⁾で、最小ギャップ (20 mm 時) に臨界エネルギー 42.6 keV、全放射パワー 18.7 kW になる。SPECTRA で計算した全フラックスを Fig. 10 に示す。また、フロントエンド部には、グラファイトと Al フィルターを置き、放射光の低エネルギー部分を吸収し、モノクロメータの熱負荷を低減している。Fig. 11 にはグラファイト 15 mm、さらに Al 15 mm 後方でのフラックススペクトルを示してあるが、このフィルター系で 100 keV 以上の X 線の強度を低下させずに、モノクロメータの熱負荷を制御できる程度に低減している

(3) 光学系^{17,18)}と実験ステーション

Fig. 12 には実験ホール側のビームラインの図を示す。2 つの実験ステーションがあり、ステーション A は 300 keV 円偏光 X 線を用い、0.5 au の分解能の磁気コンプトン散乱実験用で、ステーション B は 100–150 keV X 線を用いた 0.1 au 以下の分解能の高分解能実験用である。それぞれのステーション用のモノクロメータは光学ハッチ (Optics Hutch) に設置されている。ステーション A 用として試料位置で縦 3 mm × 横 0.5 mm に集光する asymmetric Johann 型モノクロメータ (Si771 反射, 非対称角 1°) を、ステーション B 用として doubly bent 型モノクロメータ (Si400 反射) を設置されている。

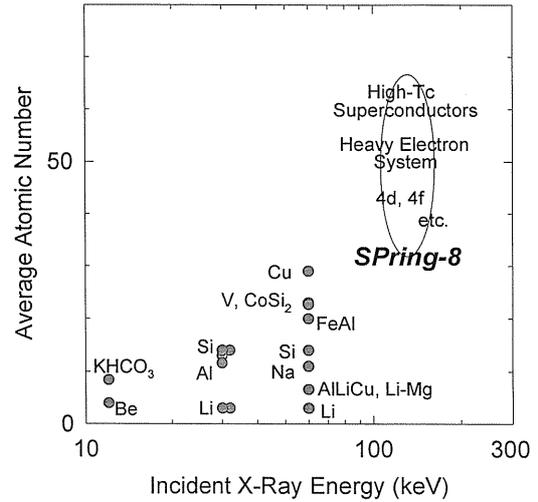


Figure 9. Recent high resolution Compton scattering experiments and targets at the SPring-8.

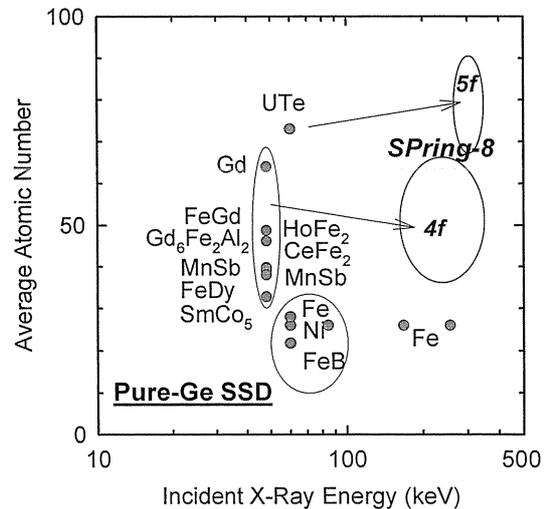


Figure 10. Recent magnetic Compton scattering experiments and targets at the SPring-8.

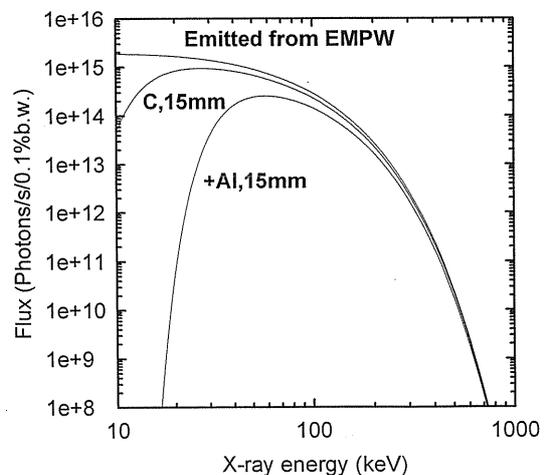


Figure 11. Calculated total flux of the EMPW and that after the filters.

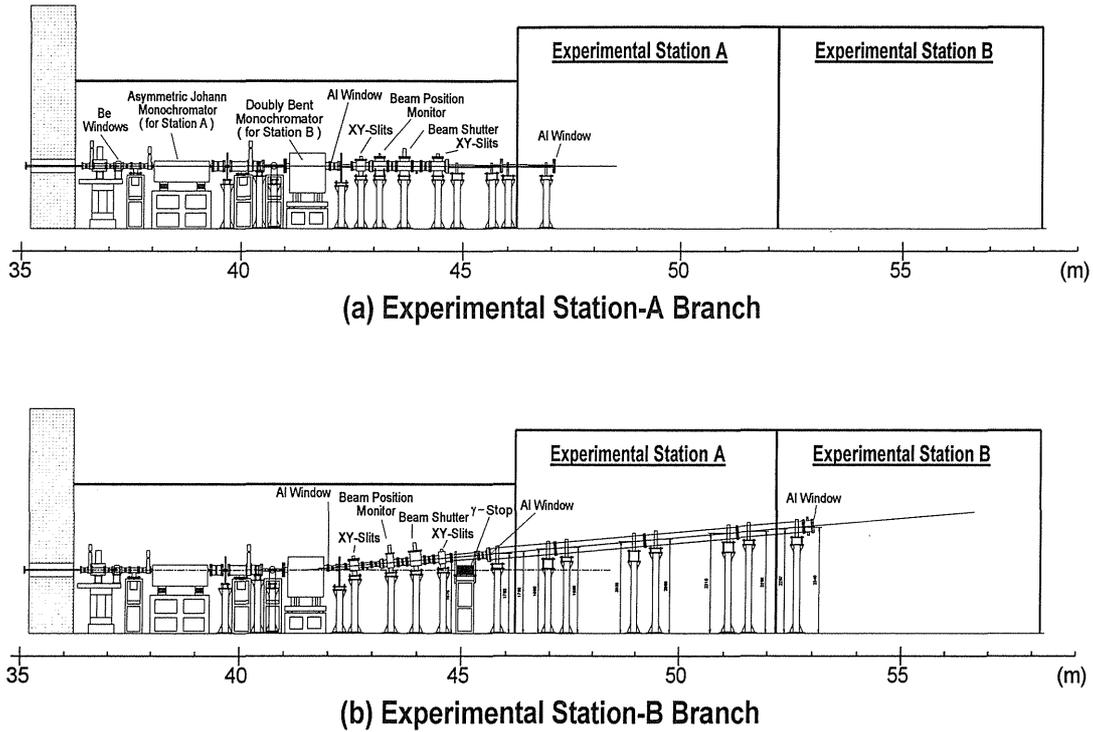


Figure 12. Schematic drawings of BL08W beamline.

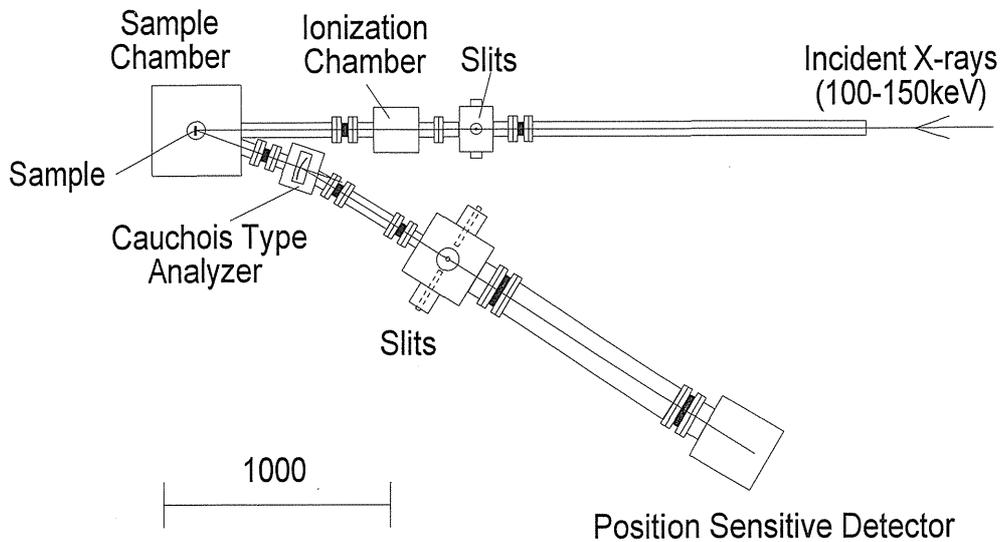


Figure 13. Schematic drawings of high resolution spectrometer.

実験ステーションAには、10素子 Ge 半導体検出器、超伝導マグネットと試料用冷凍器からなるスペクトロメータが設置されている。超伝導マグネットの最大磁場は 3 T で、5 秒で磁場反転可能である。また、蒸発した He を再液化する装置を備えており、1 ヶ月以上のメンテナンスフリー運転を試行実験期間で実証している。

本解説の主題である高分解能コンプトン散乱実験は実験ステーションBで行われる。Fig. 13に示すように、高分解能スペクトロメータは Cauchois 型分光結晶と位置検出

器からなり、コンプトン研究グループで KEK, AR-NE1 に建設したものをベースに改良を行ったものを設置する。平成10年度後半に立ち上げ、調整を行う予定である。

4. まとめ

最近の研究は、高分解能コンプトン散乱はフェルミ面と電子相関効果の研究においてきわめて有効な実験手法であることを示している。SPring-8では、100–150 keV の X 線を用いることで、4f 元素までが測定可能な範囲になる

と期待される。4f 元素までがターゲットになるとすると、重い電子系 Ce 化合物、銅酸化物高温超伝導体のフェルミ面及び電子相関研究の実験手法として、高分解能コンプトン散乱の応用が可能になり、新たな知見をもたらすと期待される。

5. 謝辞

ここで紹介した高分解能コンプトン散乱実験は、Li の Schuelke らのデータを除いて、全て KEK, AR-NE1 で行われた。これらの研究において、多くの議論をして頂いた塩谷弘弘教授 (東水大)、坂井信彦教授 (姫工大)、久保康則教授 (日大)、Bansil 教授 (Northeastern 大) の各氏に感謝いたします。また、BL08W ビームラインの建設において、モノクロメータのデザインに関して助言と協力を頂いた河田洋助教授 (物構研)、モノクロメータの立ち上げを担当してくれた山岡人志研究員 (理研)、ビームライン建設を現場で指揮した水牧仁一郎研究員 (JASRI) に感謝します。また、ユーザーの立ち場で、建設に深く関わって頂いた小泉昭久助手 (姫工大) および坂井研の皆様に深く感謝いたします。そして、SPRING-8 建設に参加された多くの方々に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) N. Sakai: J. Appl. Cryst. **29**, 81 (1996).
- 2) C. F. Chew and G. C. Wick: Phys. Rev. **85**, 636 (1952).
- 3) J. W. M. DuMond: Phys. Rev. **33**, 643 (1929).
- 4) See, M. J. Cooper: Rep. Prog. Phys. **48**, 415 (1985).
- 5) G. Loupiau and J. Petiau: J. Phys. (Paris) **41**, 265 (1980).
- 6) A. Berthold, S. Mourikis, J. R. Schmitz, W. Schuelke and H. Schulte-Schrepping: Nucl. Instr. and Meth. **A 317**, 373 (1992).
- 7) N. Shitani, N. Sakai, F. Itoh, M. Sakurai, H. Kawata, Y. Amemiya and M. Ando: Nucl. Instr. and Meth. **A 275**, 447 (1989).
- 8) Y. Sakurai, M. Ito, T. Urai, Y. Tanaka, N. Sakai, T. Iwazumi, H. Kawata, M. Ando and N. Shiotani: Rev. Sci. Instr. **63**, 1190 (1992).
- 9) S. Manninen, V. Honkimaki, K. Hamalainen, J. Laukkanen, C. Blaas, J. Redinger, J. E. McCarthy and P. Suortti: Phys. Rev. **53**, 7714 (1996).
- 10) M. Itou, Y. Sakurai, T. Ohata, A. Bansil, S. Kaprzyk, Y. Tanaka, Y. Kawata and N. Shiotani: to be published in J. Phys. Chem of Solids.
- 11) N. K. Hansen, P. Pattison and J. R. Schneider: Z. Physik **B 35**, 215 (1979).
- 12) Y. Kubo: J. Phys. Soc. Japan **66**, 2236 (1997).
- 13) Y. Sakurai, Y. Tanaka, A. Bansil, S. Kaprzyk, A. T. Stewart, Y. Nagashima, Y. Hyodo, S. Nanao, H. Kawata and N. Shiotani: Phys. Rev. Lett. **74**, 2252 (1995).
- 14) W. Schuelke, G. Stutz, F. Wohlert and A. Kaprolat: Phys. Rev. **B 54**, 14381 (1996).
- 15) Y. Sakurai, Y. Tanaka, T. Ohata, Y. Watanabe, S. Nanao, Y. Ushigami, T. Iwazumi, H. Kawata and N. Shiotani: J. Phys. Condens. Matter **6**, 9469 (1994).
- 16) H. Kitamura: J. Synchrotron Rad., to be published.
- 17) Y. Sakurai, H. Yamaoka, H. Kimura, X. M. Marechal, K. Ohtomo, T. Mochizuki, T. Ishikawa, H. Kitamura, Y. Kashihara, T. Harami, Y. Tanaka, H. Kawata, N. Shiotani and N. Sakai: Rev. Sci. Instr. **66**, 1774 (1995).
- 18) H. Yamaoka, T. Mochizuki, Y. Sakurai and H. Kawata: J. Synchrotron Rad., to be published.

キーワード

(1) フェルミ面

結晶中の 1 電子エネルギーは、波数ベクトル \mathbf{k} の関数として $E_n(\mathbf{k})$ と表せる。ここで n はバンド指標である。金属の場合、フェルミ準位 ε_F はあるエネルギーバンドの中にあり、フェルミ面は $E_n(\mathbf{k}_F) = \varepsilon_F$ を満たす波数空間の等エネルギー面である。フェルミ面は物質の電気、磁気、光学的性質を決める重要な要素の一つであるため、フェルミ面研究は Fermiology として一つの研究分野を形成している。実験的なフェルミ面の測定手段として、de Haas van Alphen 効果または磁気抵抗効果による観測、光電子分光、陽電子消滅法などが古くから知られているが、最近、放射光利用の進展とともにコンプトン散乱法によるフェルミ面研究例も増えてきている。

(2) 準粒子

準粒子の定義にはいくつかあるが、ここではランダウのフェルミ液体論の定義による。相互作用している電子系では、ある 1 個の電子は常に他の電子の影響を受け、かつ周囲の電子に影響 (乱れ) を与えながら運動する。この電子と周囲の乱れの運動の総体を 1 個の準粒子の運動とみなす。準粒子の総数は考えている電子系の電子数に等しく、また粒子間相互作用を 0 にすると準粒子は電子そのものに帰着する。