

円二色性特集

磁気 EXAFS

七尾 進¹, 中村 哲也²¹東京大学生産技術研究所*, ²理化学研究所

Magnetic EXAFS

Susumu NANA¹ and Tetsuya NAKAMURA²¹*Institute of Industrial Science, University of Tokyo*²*RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Research)*

The history and topics on the development of Magnetic EXAFS (MEXAFS) is reviewed. MEXAFS is MCD (Magnetic Circular Dichroism) in the extended X-ray absorption fine structure (EXAFS) energy range. And it gives the information on the pair distribution of magnetic scattering sites around an absorption atom. The characteristics and analyses of the spectra of MEXAFS are described for 3d metals at K-edges and rare earths at L-edges. The problems and unknown factors are pointed out for the analyses. It is also shown that an analysis is available for the correlation of the orientation of spin moments between the relevant atoms.

It is concluded that MEXAFS will be a more common and powerful method for the study of magnetism in the near future with the further development of experimental technique and theory.

1. はじめに

周知のように, 1990年代のシンクロトロン光源技術の発展は実にめざましいものがあった。最もこの恩恵を受けた分野に磁気依存 X 線散乱がある。本稿のテーマである磁気 EXAFS (MEXAFS) はまさにその一つであり, この10年間に大きな進展を見せてきた。わが国における磁気 EXAFS 測定は, 高エネルギー加速器研究機構 (KEK)・物質構造科学研究所の放射光施設 (PF) の BL-28B¹⁾ で 1993年から行われてきた。

世界初の MEXAFS の観測は, 1987年に G. Schützらによる純鉄の測定である²⁾。2年後には, 同じく Schützらによって, MEXAFS から磁気的な動径構造関数を解析した結果が, Gd (metal) と Gd₃Fe₅O₁₂ の Gd L₃-edge と Gd L₂-edge について報告されている³⁾。彼女らのアクティビティはめざましく Eu₃Fe₅O₁₂ では Magnetic EXAFS が非磁性の原子である酸素原子に感度がないという興味ある結果を明らかにしている⁴⁾。

第4節で紹介するように, 他の研究グループからも多くの物質で MEXAFS の測定結果が報告されている。最近では, 軟 X 線領域である Fe L_{3,2}-edge (約700 eV) の

MEXAFS なども測定され, 磁気 EXAFS の研究領域はますます拡大しつつある^{5,6)}。

本稿では, MEXAFS のこれまでの進展状況と今後解決すべき問題点を概観したい。

2. 磁気 EXAFS とは

磁気円二色性は, 円偏光状態にある入射光が左回り円偏光か右回り円偏光かに依存して吸収量に差が生じる現象であり, MCD (Magnetic Circular Dichroism) と略称される。

左回り円偏光と右回り円偏光に対する吸収係数を, それぞれ, $\mu_+(E)$, $\mu_-(E)$ とすると, (1)式により MCD はその差 $\mu_m(E)$ として表される。

$$\mu_m(E) = \mu_+(E) - \mu_-(E) \quad (1)$$

ここでは, (2)式によって得られる円偏光の方向に依存しない吸収係数 $\mu_0(E)$ を, 磁気に依存しない吸収係数として扱うことにする。

* 東京大学生産技術研究所 〒106-8558 東京都港区六本木 7-22-1
TEL 03-3402-6231 FAX 03-3402-6350 e-mail nanao@iis.u-tokyo.ac.jp

$$\mu_0(E) = \{\mu_+(E) + \mu_-(E)\} / 2 \quad (2)$$

通常の EXAFS $\chi_0(E)$ は、(3)式のように $\mu_0(E)$ から構造情報(振動部分)に関係のない $\bar{\mu}_0(E)$ を差し引いて得る。 $\bar{\mu}_0(E)$ は測定スペクトルから数値解析的に決定することができる。

$$\chi_0(E) = \mu_0(E) - \bar{\mu}_0(E) \quad (3)$$

MCD に関しても同様に(4)式によって MEXAFS $\chi_m(E)$ を定義する。 $\xi_m(E)$ は $\bar{\mu}_0(E)$ と同様に数値解析的に決める。

$$\chi_m(E) = \mu_m(E) - \xi_m(E) \quad (4)$$

MEXAFS は、いわゆる EXAFS 領域(吸収端から30 eV 以上の領域)の MCD であり、元素選択性、測定の手軽さなど応用的な特色は、ほぼ EXAFS と同様である。

EXAFS 領域において X 線が吸収される際には、励起エネルギーの過剰分に相当するエネルギーをもった光電子が吸収原子から物質中に放出される。MCD が観測される時、放出光電子はスピン偏極した状態にあり、隣接原子が磁気モーメントを有する場合には電荷による散乱に加えて、磁気的な散乱の寄与が生じる。磁気的な散乱は、スピン-スピンの交換相互作用とスピン軌道相互作用の2要素から成る。

この散乱過程の定性的な考察は、単純な two step モデルの範囲でなされることが多い。MEXAFS における多重散乱理論に基づいた理論計算は、C. Brouder ら⁷⁾によって純鉄 Fe K-edge, J. Rehr ら⁸⁾によって Gd (metal) の Gd L₃-edge において始められた。MEXAFS の多重散乱理論は通常の実験結果にスピン軌道相互作用とスピン分極の効果を取り入れることにより構成されている。

C. Brouder らは K-edge の MEXAFS を次式で与えた⁷⁾。

$$\sigma_{\text{MCD}} = \text{Im} \left[\sum_s ((-1)^{(s-1/2)} (\bar{\sigma}_{1a}^s(E+i\Gamma) + \bar{\sigma}_{1l}^s(E+i\Gamma) + \bar{\sigma}_{1n}^s(E+i\Gamma))) \right] \quad (5)$$

(5)式は、MEXAFS が、 $\bar{\sigma}_{1a}^s, \bar{\sigma}_{1l}^s, \bar{\sigma}_{1n}^s$ の3つの寄与から構成されることを示している。 $\bar{\sigma}_{1a}^s, \bar{\sigma}_{1l}^s, \bar{\sigma}_{1n}^s$ は、それぞれ、Fano 効果による成分で原子的な寄与、吸収サイトにおける *p* 状態の局所的スピン偏極からの寄与、吸収サイトと隣接するサイトにおける光電子のスピン軌道散乱による寄与を表す。Fe K-edge の場合の計算では、このうち2番目の $\bar{\sigma}_{1l}^s$ の寄与が大きい。

純鉄の Fe K-edge と金属 Gd の Gd L-edge について示された理論計算と実験結果の一致は一応満足できるもので

ある。しかし、種々の合金や化合物磁性体、Gd 以外の希土類元素などにおいては定量的な議論をする段階には至っていない。

藤川と永松は、3d 遷移金属化合物で成功を収めた半相対論的な完全多重散乱理論による X 線 MCD 理論⁹⁾ を MEXAFS に拡張して、MEXAFS の理論式¹⁰⁾ を構成し、実測スペクトルを定量的に再現することを試みている。

3. 実験法

MEXAFS の測定は、測定する X 線のエネルギー範囲が広いことを除いては MCD 測定とほぼ同じである。

Figure 1 は、KEK の PF28B に設置されているシステムであり、円偏光入射 X 線を MPW (Multi-pole Wiggler) を用いて発生している。これは透過吸収を測定する場合のジオメトリであるが、通常 EXAFS と同様、吸収の代わりに試料からの発光強度を測定することもある。磁気効果は、試料に印加する磁場を反転させつつ、試料前後に置かれたイオンチェンバーで吸収量を測定し、それぞれの磁場方向に対応する吸収量の差をとることで得られる。PF28B では、短時間のうちに入射円偏光 X 線のヘリシティをスイッチすることが困難なので、等価な効果が得られる試料磁場のスイッチングを採用している。

アンジュレータにより発生した平行性の優れた X 線ビームを使用できる SPring-8 では、移相子¹¹⁾を用いて良質な円偏光 X 線を発生できる。この場合は高速に円偏光のヘリシティをスイッチできるので、試料への印加磁場をスイッチすることは必ずしも必要でない。このジオメトリの場合、ヘリシティのスイッチングと X 線検出器出力をロックインさせることにより、MCD 測定において従来より1桁以上高い S/N 比が得られることが示されている¹²⁾。

4. MEXAFS の測定例

これまで MEXAFS が測定された元素は、Pt 以外は 3d 遷移金属と希土類およびそれらを含有する合金や化合物であるので、その代表的なスペクトルとその解析結果を取り上げることにする。

4.1 3d 遷移金属の K 吸収端における MEXAFS

Figure 2 は Schütz らによる Fe, Co, Ni の K 吸収端に

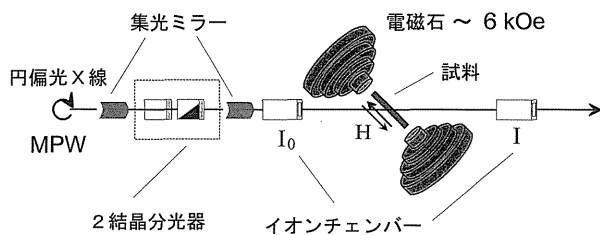


Figure 1. Experimental layout of X-ray MCD measurements at PF BL-28B.

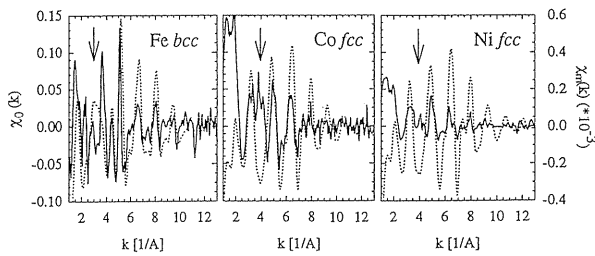


Figure 2. The χ_0 (dots) and χ_m (solid) spectra at the K-edges of Fe, Co and Ni. The arrows indicate the existence of multi-electron excitations.

における EXAFS スペクトル χ_0 および MEXAFS スペクトル χ_m ¹³⁾である。MEXAFS の強度が非常に弱く、通常の EXAFS スペクトル強度の 10^{-3} 以下であることが見てとれる。矢印の部分では、 χ_0 と χ_m の形状が大きく異なるがこれは MMEE (magnetic multi-electron excitation) すなわち磁気多電子励起の顕著な効果による。通常の EXAFS において観測される多電子励起と比較して磁気多電子励起は圧倒的にスペクトルに与える影響が大きい。MMEE の部分を除くと、 χ_0 と χ_m のピークはほぼ一致している。ただし、MEXAFS のスペクトルは k が大きくなると急速に減衰する。

Figure 3 は χ_0 と χ_m のフーリエ変換 $FT(\chi_0)$ と $FT(\chi_m)$ をプロットしたもので、二体分布に関する情報を示している。ここで、 FT はフーリエ変換を表す。これらの金属は強磁性であり、原子の分布と磁気モーメントの分布が一致している状況を反映して、両者におけるピーク位置は一致している。Figure 4 は著者らの Fe 薄膜の $FT(\chi_0)$ と $FT(\chi_m)$ ¹⁴⁾ であり、両者が定性的に一致していることがわかる。Table 1 は両者の虚数部から得たピーク位置を示したもので、純鉄の場合、EXAFS と Magnetic EXAFS の間でピーク位置が 0.04 \AA の差の範囲内で良く一致することが確認できる。K. Kobayashi ら¹⁵⁾ も Fe_3O_4 (Fe K-edge) の最近接の磁性原子に相当するピークについては EXAFS と MEXAFS の間でピーク位置が良く一致することを報告している。

r 空間においては、 k 空間の場合とは逆に $FT(\chi_m)$ の方が r の大きい領域での減衰が明らかに小さい。これは、MEXAFS において光電子の多重経路散乱のフォーカシング効果が強くエンハンスされることを反映しているのである。簡単な近似で考えると n 次の多重経路散乱の MEXAFS における効果は、EXAFS の場合の n 倍となる。

4.2 希土類の L 吸収端における MEXAFS

Figure 5 は、Gd の L_1 , L_2 および L_3 吸収端における $\mu_0(E)$ と $\mu_m(E)$ ¹³⁾ である。縦軸はそれぞれの吸収端における $\mu_0(E)$ の段差で規格化されている。希土類の L 吸収端における MEXAFS の強度は、3d 遷移金属の K 吸収端の

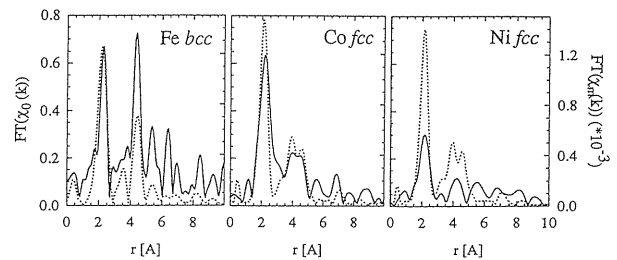


Figure 3. The Fourier-transformed spectra $FT(\chi_0(k))$ (dots) and $FT(\chi_m(k))$ (solid) of Fe, Co and Ni.

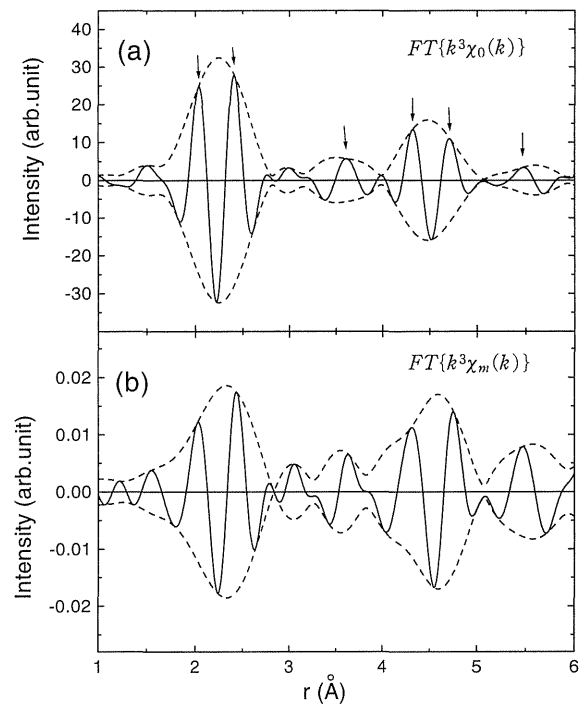


Figure 4. The Fourier-transformed spectra $FT(\chi_0(k))$ (a) and $FT(\chi_m(k))$ (b) of an iron thin film at the Fe K-edge. Solid lines and broken lines indicates the imaginary and the absolute spectra, respectively.

Table 1. Positions of positive peaks in the normal EXAFS and magnetic EXAFS of an iron thin film at the Fe K-edge

Distance (Å) (X-ray powder diffraction)	Peak positions (Å)	
	EXAFS	MEXAFS
2.48	2.04	2.03
2.87	2.41	2.44
4.05	3.61	3.63
4.75	4.32	4.31
4.97	4.72	4.76
5.73	5.48	5.47

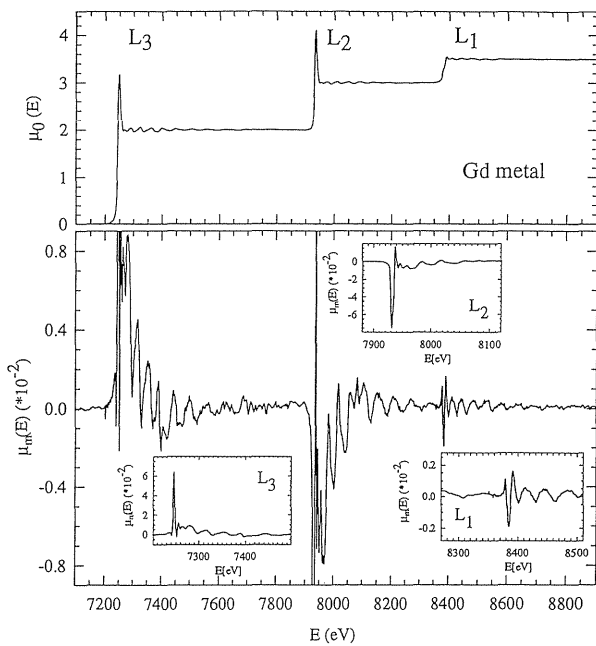


Figure 5. The spin-averaged (*top*) and spin dependent (*bottom*) absorption of Gd at the L-edges. The spectra are normalized to the edge jumps of 2 (L_3), 1 (L_2) and 0.5 (L_1).

場合とは桁違いに大きく、この例では L_1 , L_2 , L_3 において、それぞれ2.4%, 4%, 8%であることがわかる。

Figure 6 は Gd の $FT(\chi_0)$ と $FT(\chi_m)$ ¹³⁾ である。 $FT(\chi_m)$ のピークは磁気依存の位相シフトのために $FT(\chi_0)$ のピークから負方向に 0.1 \AA だけずれている。

希土類純金属の測定例は、他には Tb だけであるが、Tb においても、MEXAFS の強度や磁気位相シフトの値は異なるものの定性的には同様なスペクトルが得られている。

4.3 合金および化合物の MEXAFS

合金および化合物の MEXAFS の測定例で特に興味深いのは、磁性原子と非磁性原子からなる化合物、超格子あるいは多層膜、フェリ磁性体である。

磁性原子と非磁性原子からなる化合物の典型は磁性原子の酸化物であるが、測定された Fe_3O_4 ¹⁵⁾ などの酸化物においては、MEXAFS は例外なく非磁性原子である酸素に対する感度を示していない。**Figure 7** はこの状況が最もよく認められる $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ の例である。MEXAFS では Eu-O 原子対に対応するピークが全く検知されていない。これに対し、Brouder らの理論計算⁷⁾ は、磁性原子に隣接する原子がスピン偏極していなくとも、スピン偏極が存在するときの半分程度の MEXAFS を(5)式における σ_{\parallel}^2 が与えることを示している。スピン偏極していない原子の MEXAFS への寄与の割合は、MEXAFS の応用を考える上で極めて重要であり、実験、理論両面における検討が急務である。

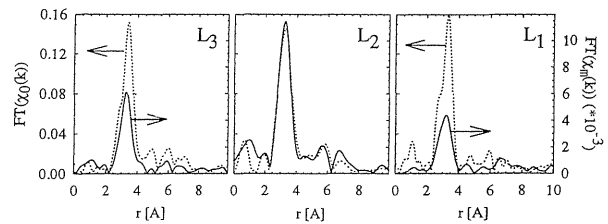


Figure 6. The Fourier-transformed spectra $FT(\chi_0(k))$ (dots) and $FT(\chi_m(k))$ (solid) of Gd.

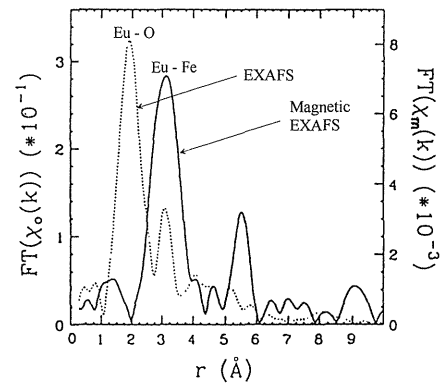


Figure 7. Fourier transform of the spin-averaged EXAFS (dots) and magnetic EXAFS (solid) at the Eu L_2 -edge⁶⁾ in $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Some notations in the figure have been added by the present authors.

MEXAFS の磁性多層膜への適用は最初 Co/Cu 多層膜の測定が報告され¹³⁾、界面の原子の磁気モーメントを見積もることが可能なことが示された。

磁性体において吸収原子と隣接原子のスピンモーメントの方向に関する情報は磁性研究の基礎となるものであり非常に重要である。応用的にみても、強磁性体中の微量磁性元素の磁性結合方向性に関する情報は極めて貴重である。著者らは、MEXAFS のデータ処理を工夫すると吸収原子と隣接原子のスピンモーメントの向きに関する情報が明確に得られることを、フェリ磁性体である DyFe_2 金属間化合物の例で示した¹⁶⁾。

DyFe_2 合金では Fe と Dy のスピンモーメントが互いにフェリ磁性結合している。**Figure 8**(a), (b) は、 DyFe_2 合金粉末の Fe K-edge における (a) EXAFS $\chi_0(k)$ と、(b) 磁気吸収 $\mu_m(k)$ である。純鉄の場合と異なり、 DyFe_2 合金の磁気構造は単純でないので $\chi_0(k)$ と $\mu_m(k)$ の振動パターンは明らかに異なる。

Figure 9(a), (b) は $\chi_0(k)$ と $\chi_m(k)$ のフーリエ変換の絶対値である。 DyFe_2 では吸収原子である Fe 原子の最近接を Fe 原子が、第2近接を Dy 原子が占めるので、 $r=2.22 \text{ \AA}$ と $r=2.91 \text{ \AA}$ のピークは、それぞれ最近接の Fe 原子と第2近接の Dy 原子に対応する。一方、**Fig. 9**(b) の Magnetic EXAFS のフーリエ変換では、 DyFe_2 において Dy 原子のスピンモーメントが Fe 原子にくらべ約2.5倍大

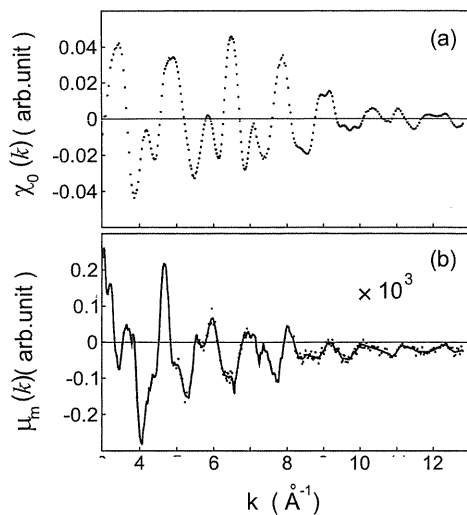


Figure 8. (a) $\chi_0(k)$ and (b) $\mu_m(k)$ of a DyFe_2 alloy at the Fe K-edge. The dots and the solid line indicate the measured raw data and the smoothed raw data, respectively.

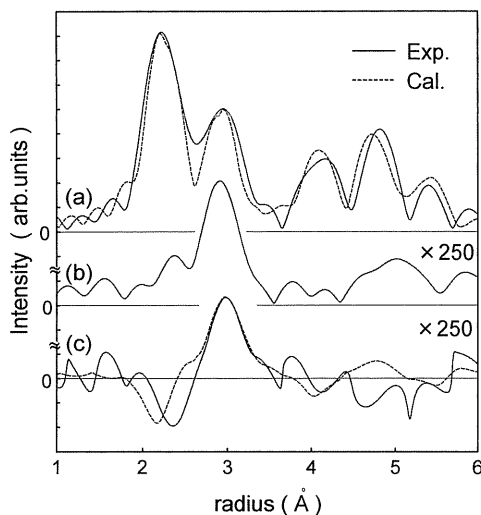


Figure 9. Fourier-transformed $\chi_0(E)$ (a) and $\chi_m(E)$ (b) spectra of DyFe_2 at the Fe K-edge. The solid line in (c) is $\sigma(r)$. The broken lines in (a) and (c) indicate the simulated profiles using FEFF6.

きいことを反映して、最近接 Fe 原子の位置でのピーク強度が、第 2 近接の Dy 原子位置での強度にくらべ格段に小さくなっている。このように、Fig. 9(a), (b) では、スピン磁気モーメントの大きさについての議論はできるが、Fe 原子と Dy 原子のスピン磁気モーメントが互いに反平行に結合しているという情報は得られない。そこで、 $\chi_m(k)$ を直接フーリエ変換するのではなく、(6)式のように $\chi_+(k)$ と $\chi_-(k)$ について個別にフーリエ変換を施し、その絶対値プロファイルを互いに差し引いて(6)式で定義される差分プロファイル $\sigma(r)$ を検討してみる。

$$\sigma(r) \equiv |FT\{k^3\chi_+(k)\}| - |FT\{k^3\chi_-(k)\}| \quad (6)$$

ただし、 $\chi_+(k)$ と $\chi_-(k)$ は $\mu_+(E)$ と $\mu_-(E)$ に対応する EXAFS スペクトルである。

Figure 9(c) に実線で示した $\sigma(r)$ プロファイルにおいては、Fe 原子位置で負符号、Dy 原子位置で正符号となり、Fe と Dy のスピンモーメントが互いにフェリ磁性結合していることが、明瞭に反映されている。また、純鉄薄膜の Magnetic EXAFS についても $\sigma(r)$ を計算したところ、全てのピークが正符号となり、純鉄が強磁性体であることが反映されている。

Figure 9(c) の破線は EXAFS 計算プログラム FEFF6¹⁷⁾ を用いたシミュレーションの結果を示している。Figure 9(c) において、 $\sigma(r)$ と破線の計算プロファイルは第二近接原子までの範囲で良く一致する。

このように、磁気 EXAFS によって、吸収原子と散乱原子のスピンモーメントの方位相関に関する情報を得ることも可能である。

5. 磁気 EXAFS の応用における課題

近い将来、磁気 EXAFS が様々な物質の磁性解明に応用されていくことは間違いないと信じられるが、これが有効に活用される道具となるには、磁気モーメントの動径分布を導出するための定量的な解析法を確立する必要がある。このために要請される事項は次の 2 点に絞られる。

- 1) MEXAFS またはそのフーリエ変換の強度について、対応する原子の磁気モーメントと一意的な相関関係が成立すること。
- 2) 位相因子やバックグラウンドなどのパラメータの値が確定できること。

1) は MEXAFS から求めた磁気モーメントの大きさと配位数の解析結果に定量性を持たせるために極めて重要である。しかしながら、磁気モーメントと MEXAFS の散乱振幅との関係は、1995年に M. Knüfle らが次式のような経験則を提案したのみである⁴⁾。

$$\frac{1}{\langle\sigma_z\rangle} \times \frac{FT(\chi_m)}{FT(\chi_0)} = +2.4\% \cdot M_{spin} [\mu_B] \quad (7)$$

ここで、 $FT(\chi_0)$ と $FT(\chi_m)$ は、それぞれ、EXAFS と MEXAFS をフーリエ変換したプロファイル上に現れるピークの強度に相当する。また、 $\langle\sigma_z\rangle$ は放出光電子のスピン偏極度である。具体的な $\langle\sigma_z\rangle$ の値としては、遷移金属の K-edge に対して、 $\langle\sigma_z\rangle_K \approx 10^{-2}$ (Fe-3.0%, Co-4.0%, Ni-5.0%)、希土類の $L_{1,2,3}$ -edge に対して、 $\langle\sigma_z\rangle_{L3} = +0.25$, $\langle\sigma_z\rangle_{L2} = -0.5$, $\langle\sigma_z\rangle_{L1} \approx -0.15$ が求められている。MEXAFS において最も単純な光電子一回散乱過程を仮定するならば(7)式で M_{spin} が $FT(\chi_c)/FT(\chi_0)$ と比例関係にあることは定性的に正しいと思われる。しかし、 $FT(\chi_m)$ には、第 4 節の Fe の例で述べたように、通常の EXAFS の場合よりも極めて大きな多重散乱経路によるエン

ハンスメントが観測されることが認められている。この多重散乱の寄与が磁気 EXAFS に強く影響するために、第(7)式は定量的には全く支持されていない。定量的に信頼できる関係式を求めることが急務である。

2)の要件に関しても解決は容易ではない。位相因子の決定は、通常の EXAFS でもクリティカルな問題であるが、磁気 EXAFS においては、理論的に $\mu_+(E)$, $\mu_-(E)$ に対して位相因子の値が異なることが指摘されており^{18,19)}、さらに困難の度合いが大きい。

これら 1), 2)の要件を満たすためには、理論と実験の精密な照合による以外に道がないであろう。現在のところ、散乱振幅、位相因子と多重散乱経路によるエンハンスメントの定量的な評価には、多重散乱モデルによる計算が最も有効である。多重散乱理論による計算は、長距離の秩序構造を仮定せずに適用できる非経験的なアプローチであるため信頼性が高く適用範囲がひろい。最近では、XAFS の計算プログラムである FEFF でも磁気 EXAFS の計算ができるようになった⁸⁾。

多重散乱理論に基づく計算が、いくつかの研究グループによって展開されつつあるし、実験面では、SPring-8 において、円偏光の生成にダイヤモンド移相子を利用することにより高精度のデータを取得することが可能になりつつある。これらの課題が解決される日は遠くないと思われる。

Figure 10は、DyFe₂合金粉末の Dy L₃-edge における MCD ($\mu_m(k)$) である。このスペクトルは、吸収端から緩やかに落ちてくるバックグラウンドの曲線上を振動している。このバックグラウンドは Magnetic Atomic XAFS と呼ばれ、原子間領域へ尾を引いた電荷成分の磁氣的ポテンシャルによって生じ、第(5)式の σ_{ia}^* に含まれている。これは MEXAFS にとっては邪魔者であるが、有用な磁気的情報を含んでいるはずである。やはり、多重散乱理論に基づく計算との照合が有効であろう。

磁気多電子励起 (MMEE) も MEXAFS にとっては厄介者である。

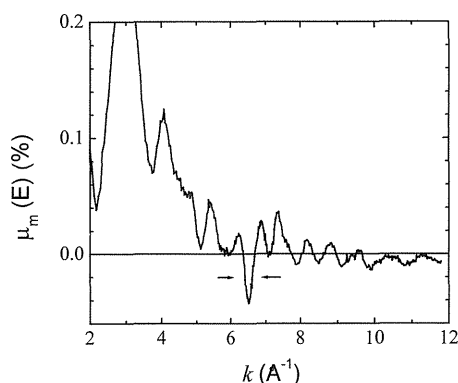


Figure 10. $\mu_m(E)$ spectrum of DyFe₂ at the Dy L₃-edge at 20 K. The portion of the spectrum between the two arrows is strongly affected by MMEE.

Figure 10において矢印で示したピークは多電子励起 (MEE) (主に 2*p* と 4*d* の電子 1 個ずつが同時に 5*d* に励起) に伴う MCD であり、第 4 節で述べたように MMEE と呼ばれる。MMEE は MEE と比較して、MEXAFS スペクトルに与える影響が極めて大きい。したがって、磁気 EXAFS のスペクトルを MMEE の部分を含めてフーリエ変換してしまうと誤った磁気構造を与えることになる。しかも、Fig. 10のように希土類の L-edge では MMEE が $k=5\sim 7 \text{ \AA}^{-1}$ 付近に現れるので、MMEE のエネルギー領域を除外するとフーリエ解析に大きな影響を与えることになる。この問題を解決するためには、MMEE のピーク強度、ピーク位置、ピーク形状などについて詳細な情報が必要である。MMEE に関する研究はいくつか²⁰⁻²²⁾行われているが、現状では十分な知見が得られていない。

6. おわりに

本稿でふれた著者らの実験結果は KEK 放射光施設 (PF) のビームライン BL-28B で測定されたものであるが、今後日本では播磨科学公園都市の SPring-8 (Super Photon Ring 8 GeV) における測定が主流となろう。すでに、SPring-8 では高性能アンジュレータから発生する高輝度で平行性の優れた X 線と移相子の組み合わせを用いた XANES 領域の MCD の実験が行われており、BL-28B に比べ 1 桁以上高い S/N 比を得ている¹²⁾。EXAFS 領域の測定には、走査エネルギー範囲が広いことによる若干の困難があるが、これもまもなく克服されようとしている。ここ数年のうちに、MEXAFS も通常の EXAFS のようにポピュラーな測定手段となることが期待される。

謝辞

本稿における筆者らの研究グループのデータはすべて高エネルギー加速器研究機構 (KEK)・物質構造科学研究所において測定されたものであり、実験にあたっては同研究所の岩住俊明博士に多大の協力とご教示をいただきました。深く感謝致します。また、理論的背景や解析に関する貴重なご意見を賜りました千葉大学の藤川高志教授、永松伸一氏、弘前大学の宮永崇文助教授に御礼申し上げます。本稿における著者らの研究は、KEK・物質構造科学研究所において、課題番号 95G357, 95G358, 97G283, 99G162 のもとで行われた。

参考文献

- 1) T. Iwazumi, A. Koyama and Y. Sakurai: Rev. Sci. Instrum. **66**, 1691 (1995).
- 2) G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm and G. Materlik: Phys. Rev. Lett. **58**, 737 (1987).
- 3) G. Schütz, R. Frahm, P. Mautner, R. Wienke, W. Wagner, W. Wilhelm and P. Kienle: Phys. Rev. Lett. **62**, 2620 (1989).
- 4) M. Knülle, D. Ahlers and G. Schütz: Sol. Stat. Comm. **94**, 267 (1995).
- 5) V. Chakarian, Y. U. Idzerda, K. M. Kemner, J.-H. Park, G.

- Meigs and C. T. Chen: J. Appl. Phys. **79**, 6493 (1996).
- 6) L. Lemke, H. Wende, P. Srivastava, R. Chauvistré, N. Haack, K. Baberschke, J. Hunter-Dunn, D. Arvanitis, N. Mårtensson, A. Ankudinov and J. J. Rehr: J. Phys. Condens. Matter **10**, 1917 (1998).
 - 7) C. Brouder, M. Alouani, C. Giorgetti, E. Dartyge and F. Baudelet: in *Spin-Orbit-Influenced Spectroscopies of Magnetic Solids*, edited by H. Ebert, and G. Schütz: Lecture Notes in Physics vol. 466 (Springer, 1996).
 - 8) A. Ankudinov and J. J. Rehr: Phys. Rev. B **52**, 10214 (1995).
 - 9) T. Fujikawa: private communication.
 - 10) T. Fujikawa and S. Nagamatsu: private communication.
 - 11) 平野馨一 : 放射光 **11**, 39 (1998).
 - 12) M. Suzuki, N. Kawamura, M. Mizumaki, A. Urata, H. Maruyama, S. Goto and T. Ishikawa: Jpn. J. Appl. Phys. **37**, L1488 (1998).
 - 13) G. Schütz and D. Ahlers: in *Spin-Orbit-Influenced Spectroscopies of Magnetic Solids*, edited by H. Ebert and G. Schütz: Lecture Notes in Physics vol. 466 (Springer, 1996).
 - 14) T. Nakamura, Y. Watanabe, M. Mizumaki and S. Nanao: Jpn. J. Appl. Phys. Suppl. **38-1**, 436 (1999).
 - 15) K. Kobayashi, H. Maruyama, H. Maeda, T. Iwazumi, H. Kawata and H. Yamazaki: Physica B **208 & 209**, 779 (1995).
 - 16) T. Nakamura, M. Mizumaki, Y. Watanabe and S. Nanao: J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 3964 (1998).
 - 17) Program "EXAFSH" ver. 2.1 (The Univ. of Tokyo) coded by T. Yokoyama, H. Hamamatsu and T. Ohta.
 - 18) C. Brouder and M. Hikam: Phys. Rev. Lett. **43**, 3809 (1991).
 - 19) 藤川高志 : 放射光 **4**, 117 (1991).
 - 20) E. Dartyge, F. Baudelet, A. Fontaine, C. Giorgetti, S. Pizzini, J. P. Kappler, G. Krill and Ch. Brouder: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) Suppl. 32-2 pp. 320.
 - 21) N. Kawamura, H. Maruyama, K. Kobayashi, S. Uemura, A. Urata and H. Yamazaki: J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 923 (1999).
 - 22) T. Iwazumi, K. Kobayashi, S. Kishimoto, T. Nakamura, S. Nanao, D. Ohsawa, R. Katano, Y. Isozumi and H. Maruyama: J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **92**, 261 (1998).