

分割型アンジュレータを用いた新しい軟 X 線磁気光学法と次世代光源への展開

久保田雄也

理化学研究所 放射光科学研究センター 〒679-5148 兵庫県佐用郡佐用町光都 1-1-1

松田 巖

東京大学物性研究所 〒277-8581 千葉県柏市柏の葉 5-1-5

要旨

SPring-8 BL07LSU における分割型クロスアンジュレータを使った最近の軟 X 線磁気光学研究を紹介する。分割型クロスアンジュレータの特性を活かすことで、偏光が連続的に変化する偏光変調軟 X 線光源の開発に成功し、磁気光学効果測定と組み合わせることで、磁気円二色性と磁気旋光性を同時測定することに成功した。これら二つの磁気光学量から、物質固有のパラメータである誘電率テンソルを決定でき、Fe の L 殻吸収端における誘電率テンソルの非対角項スペクトルを求めた。本稿では、変調光源を用いた新しい軟 X 線磁気光学測定手法と従来手法を比較することで、その有用性を示すとともに、次世代光源に向けた分割型アンジュレータの展開についても議論する。

1. はじめに

磁性は固体物理学における主要な研究対象の一つであり、その技術応用は今や我々の生活に必要不可欠なものである。磁性分野における実験研究では、その測定手法として、光をプローブとした測定が19世紀より広く用いられてきた。ここで利用されるのが、磁性体の磁化が光の偏光状態を変化させる磁気光学効果と呼ばれる現象である。

Fig. 1 にその起源を示す¹⁾。今、直線偏光を磁性体に入射することを考える。直線偏光は振幅と位相の等しい左右の円偏光の重ね合わせとして表すことができる [Fig. 1(a)]。磁化によって左右の円偏光の位相に差が生じると、直線偏光の向きが変化する [Fig. 1(b)]。この時、磁性体は磁気旋光性を持つという。一方、左右の円偏光の振幅に差が生じると、直線偏光から楕円偏光に変化する [Fig. 1(c)]。この時、磁気円二色性 (magnetic circular dichroism, MCD) を持つという。通常、磁気光学効果において磁気旋光性と MCD の両方が観測されるので、結果的に入射した直線偏光は偏光面が回転した楕円偏光となる [Fig. 1(d)]。磁気光学効果の代表的なものに透過配置のファラデー効果や反射配置の磁気光学カー効果 (magneto-optical Kerr effect, MOKE) がある^{1,2)}。磁気光学効果を利用した磁性測定では、磁気旋光性と MCD の二つの物理量から対象の磁性情報を得る。一般的には赤外～可視光領域の光が利用されることが多く、さらに、磁気旋光性と MCD を同時測定する方法として、レーザーの偏光を圧電振動子を使って連続的に変調させ、その変調光を入射光として用いる光学遅延変調法がある^{1,3,4)}。この原理については後述

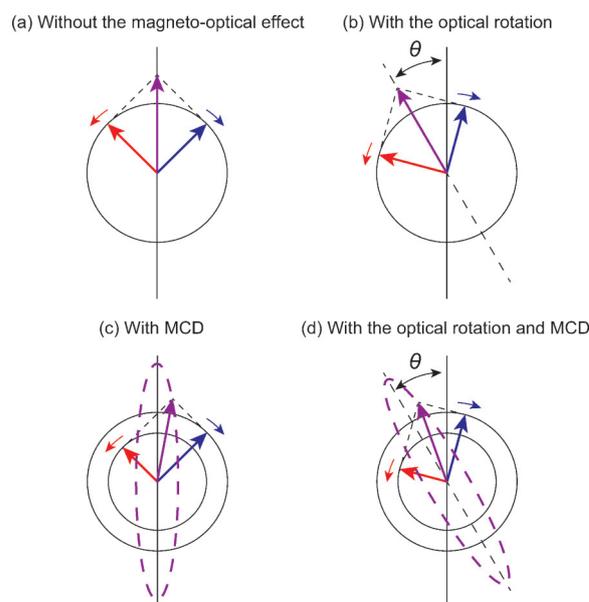


Fig. 1 (Color online) Schematic drawing of the origin of the magneto-optical effect. θ represents the optical rotation angle¹⁾.

する。

一方、放射光を利用し、入射光の波長を軟 X 線領域まで拡張することで、多数の磁性元素の吸収端をカバーできるようになる。つまり、元素選択的な測定が可能であるとともに、共鳴効果により大きな信号が得られる。X 線 MCD (XMCD)⁵⁾ は放射光を使った最も有名な磁性測定手法である。XMCD では、sum rule を使って、磁気モーメントを定量的に評価できるというメリットがあるが、二つ

の磁気光学量のうち、MCDの情報しか得られない。

そこで本稿では、磁気旋光性の情報が得られる、軟X線領域における共鳴 MOKE 測定についてまず紹介する。さらにその発展として、筆者らが新たに開発した連続型偏光変調軟X線（以下、変調軟X線とする）光源を利用した共鳴 MOKE 測定の結果についても述べる。この新手法では、それまで軟X線領域で困難であったMCDと磁気旋光性の同時測定を可能にし、その結果、物質の基本パラメータである誘電率テンソルを求めることができる。

2. 共鳴 MOKE

まず、筆者らが行った、従来の手法を用いた共鳴 MOKE 測定の結果を紹介する^{6,7)}。測定はSPring-8 BL07LSU⁸⁾にて実施した。このビームラインでは、Fig. 2に示す世界唯一の分割型クロスアンジュレータを有している。分割型クロスアンジュレータは、水平方向の直線偏光を発生する水平8の字アンジュレータ [Fig. 2(a)] と垂直方向の直線偏光を発生する垂直8(∞)の字アンジュレータ [Fig. 2(b)] の2種類のアンジュレータから成る。各4台のアンジュレータが交互に並び、その間に移相器が7台設置されている [Fig. 2(c)]。移相器は永久磁石と電磁石で構成されており⁹⁾、電子ビームの軌道を変えることで、水平と垂直の直線偏光間の位相差を制御し、様々な偏光状態の高輝度軟X線の発生が可能である。

次に、軟X線領域における MOKE 測定手法について述べる。MOKEにおける磁気旋光性により回転した偏光面

の角度をカー回転角 (θ_K) という。 θ_K の測定には Fig. 3に示すような rotating analyzer ellipsometry (RAE) と呼ばれる手法が用いられる。磁気光学効果により偏光が変化した、磁性体からの反射光を、光の波長に合わせた多層膜ミラーに導き、さらにミラーによって反射された光の強度を検出器で測定する。ミラーと検出器（本研究ではマイクロチャンネルプレート、MCPを使用。）のユニット (RAEユニット) を、磁性体とミラーを結んだ直線を回転軸として回転させる。その回転角を χ と定義する。ミラーからの反射光強度はミラーに対して s 偏光配置になった角度 χ で最大になるので、強度の χ 依存性は Fig. 3(b) のように正弦波の形をとり、偏光面方向が特定できる。試料に印加した磁場の正負両方向に対してこの測定を行うことで、その差分の1/2が θ_K として求められる。本研究では、マグネトロンスパッタ法で作製した、Ta/Cu/Fe/MgO(001)ヘテロ構造試料を測定試料として用いた。Ta, Cu, Feの膜厚はそれぞれ2, 2, 30 nmであり、Ta/CuはFeの酸化を防ぐためのキャップ層である。磁性を示す埋込Fe薄膜は面内に容易磁化方向を持ち、Fig. 3(a)にて示す面内方向に飽和磁場以上の $B = \pm 0.3$ Tの外部磁場を超伝導マグネットで加えた。このように磁場方向が試料面内かつ光の入射面に平行な MOKE 配置を縦 MOKE (longitudinal MOKE, L-MOKE) 配置という。入射角 ϕ_i は試

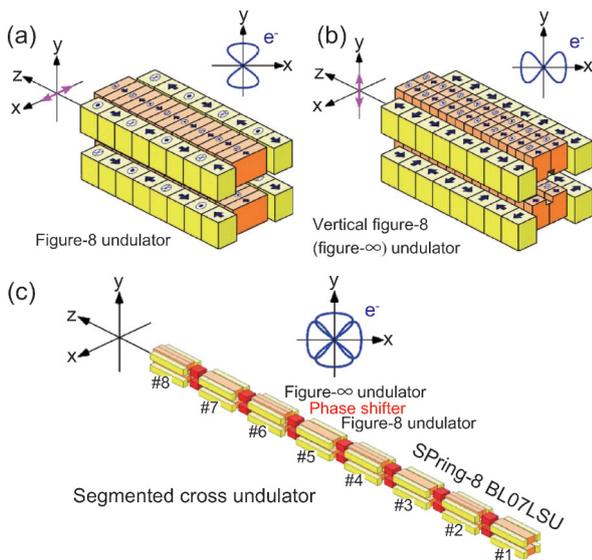


Fig. 2 (Color online) (a, b) Schematics of the figure-8 undulator (a) and the vertical figure-8 (figure-∞) undulator (b). (c) Schematic of the segmented cross undulator at SPring-8 BL07LSU. It consists of four figure-8 undulators, four figure-∞ undulators, and seven phase shifters [Reproduced from Ref. 6].

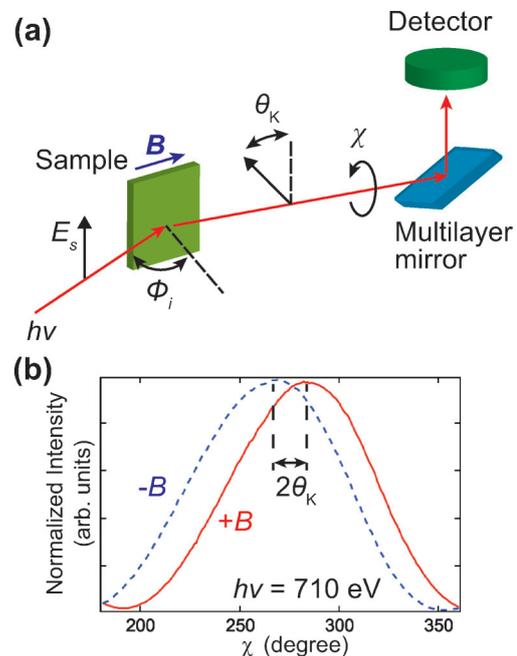


Fig. 3 (Color online) (a) Set up of the L-MOKE measurement with the RAE. The RAE unit comprises a multilayer mirror and a detector. (b) Typical results of the intensity variation with rotation angle, χ , for an Fe film taken at $h\nu = 710$ eV. The solid and broken lines represent the profiles obtained when the magnetic fields were $+0.3$ T ($+B$) and -0.3 T ($-B$), respectively. θ_K can be determined from $2\theta_K = \theta(-B) - \theta(+B)$ for the s wave, $2\theta_K = \theta(+B) - \theta(-B)$ for the p wave, respectively [Reproduced from Ref. 7].

料の面直方向から約80°とし、試料温度は室温で実験を行った。

Fig. 4(a)にRAEで得られた、埋込Fe薄膜のL殻吸収端における θ_K スペクトルを示す。入射光の偏光は試料に対してs偏光とした。L₃殻吸収端において10度以上の θ_K が得られているのがわかる。これは、赤外光(0.75 eV)を使ったMOKEの $\theta_K=0.87$ 度¹⁰⁾の10倍以上の値である。つまり、共鳴効果により大きな θ_K が得られ、より高精度な測定が可能であることを意味する。s偏光、p偏光を入射した時のL-MOKEで得られる θ_K と楕円率 ε_K は以下の式で表現される(それぞれの偏光を上付き添え字で表す)²⁾。ここで、 ε_K は楕円偏光の長軸をa、短軸をbとして $\varepsilon_K = \arctan(b/a)$ と定義される。

$$\theta_K^s + i\varepsilon_K^s = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \approx -\frac{in_0nQ \cos \phi_i \tan \phi_t}{(n^2 - n_0^2) \cos(\phi_i - \phi_t)}, \quad (1)$$

$$\theta_K^p + i\varepsilon_K^p = -\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \approx -\frac{in_0nQ \cos \phi_i \tan \phi_t}{(n^2 - n_0^2) \cos(\phi_i + \phi_t)}. \quad (2)$$

式中の r_{ij} は複素フレネル係数と呼ばれ、入射光のj偏光電場と反射光のi偏光電場の比率を表す。また、 n と n_0 はそれぞれ磁性を担うFe薄膜と非磁性のキャップ層(Ta/Cu)の複素屈折率であり、 ϕ_i は屈折角である。これまでもFe薄膜を使ったFe L殻吸収端近傍の θ_K スペクトルは報告されていたが^{11,12)}、本研究ではキャップ層の組成を変えることで、式(1)の分母 $n^2 - n_0^2$ の発散を抑え、Fe本来のスペクトルを得ることに成功した。実際、L₂とL₃殻

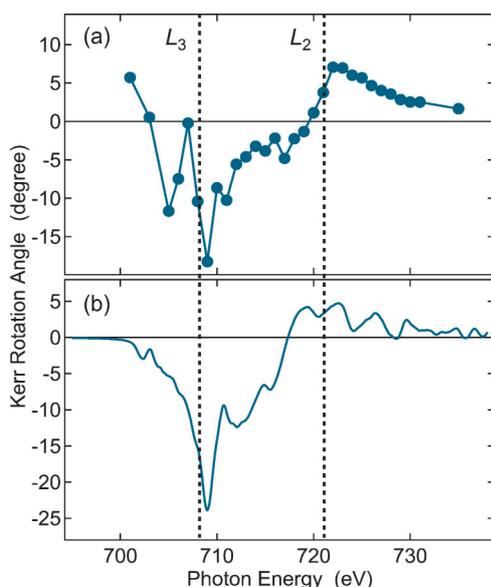


Fig. 4 (a) Spectrum of the magneto-optical Kerr rotation angle θ_K of the buried Fe nanofilm at Fe L_{2,3} edges obtained by measurement. (b) A simulated spectrum of the quantum-mechanical calculation on Fe metal with the KKR-Green's function method. Two dashed lines correspond to the L₂ and L₃ absorption edges [Reproduced from Ref. 7].

吸収端で θ_K の符号が反転することを初めて明瞭に示した。

さらに、得られた θ_K スペクトルを第一原理計算で求めたスペクトルと比較した。この計算では、KKR-CPA-LDAパッケージのMachikaneyama (AkaiKKR)を利用し、バルクのFe (bcc)に対する θ_K スペクトルをKKRグリーン関数法から計算している¹³⁾。電子構造は密度汎関数理論の局所密度近似(local-density approximation, LDA)の枠組みで計算し、相対論的效果は内殻電子及び価電子双方で考慮している。計算の詳細は先行研究を参照していただきたい¹⁴⁾。計算結果を**Fig. 4(b)**に示す。スペクトルの絶対値や、符号反転も含めた形状が実験値と良い一致を示しているのがわかる。これまで式(1, 2)を使った現象論的な共鳴MOKEの計算や考察は行われてきたが、本研究でミクロな視点からアプローチでき、本計算手法の有用性を示すことができた。

以上軟X線領域における従来のMOKE測定手法と最近の筆者らの研究を紹介したが、上述の通り、本手法では磁気旋光性に由来する θ_K を求めることができる一方、もう一つの磁性パラメータであるMCDに由来する ε_K を求めるのは比較的困難である。軟X線領域で磁気旋光性とMCD双方を測定するには、赤外~可視光で行われているような偏光が連続的に変化する変調光源が必要であるが、そのような光源の実現にはこれまで至っていなかった。

3. 偏光変調型軟X線を用いた共鳴MOKE

そこで筆者らは、SPring-8 BL07LSUの分割型クロスアンジュレータの特性を活かして、世界で初めて変調軟X線光源を開発した。光源の実現には分割型クロスアンジュレータを構成する電磁石移相器に交流電流を流す。**Fig. 5**は変調軟X線のイメージを表している。電磁石移相器に周波数 ν の正弦波交流電流を流すことで、**Fig. 5(b)**に示すような、斜め直線偏光(skew linearly, SL)から左右の円偏光へ周波数 ν で切り替わる変調光源が実現できる。この時の光学遅延量 δ は

$$\delta = \delta_0 \sin 2\pi\nu t, \quad (3)$$

という式で与えられる。ここで、 δ_0 は遅延量の振幅を表し、直線から右または左円偏光へ連続的に変化する際は $\delta_0 = \pi/2$ となる。この変調光源をMOKE測定の入射光として用いると(光学遅延変調法)、磁性体からの反射光強度のうち、MCDに由来する ε_K の情報が ν 成分として、磁気旋光性に由来する θ_K が 2ν 成分として得られる。**Fig. 5(c, d)**はそれらの様子を図示している。つまり、検出信号から ν , 2ν 成分を抽出することで、磁気旋光性とMCDの二つの磁気光学パラメータを同時にかつ高感度に測定することが可能である^{1,3)}。

この変調軟X線を実際にMOKE測定に利用する方法を

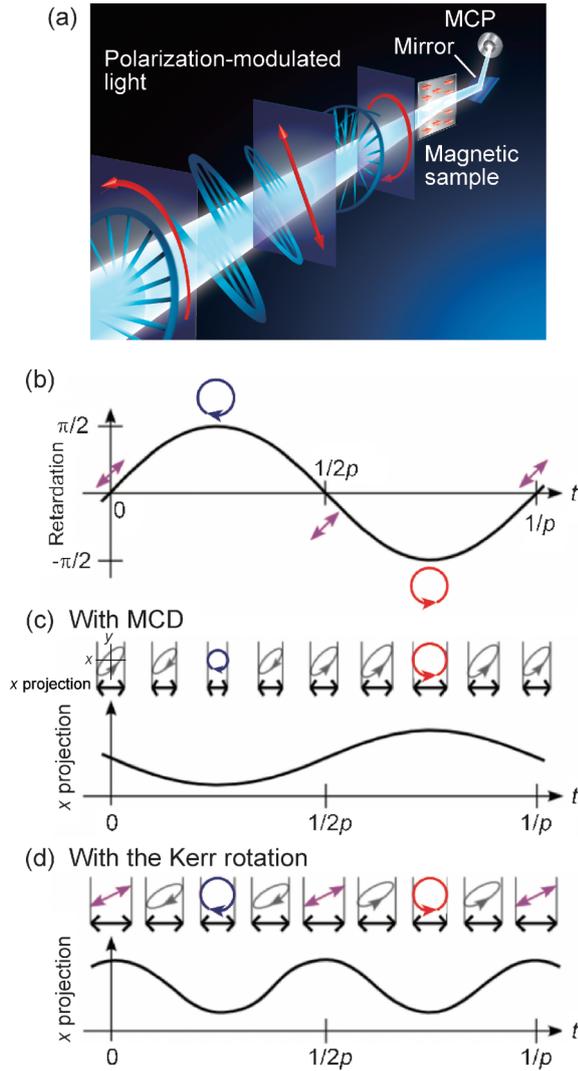


Fig. 5 (Color online) (a) Image of the polarization-modulated light with the L-MOKE setup. (b) Time dependence of the retardation $\delta = (\pi/2) \sin 2\pi\nu t$. The polarization of light with retardation δ varies skew linearly (SL) \rightarrow right-handed circular \rightarrow SL \rightarrow left-handed circular \rightarrow SL. (c) and (d) Schematic for why the ν and 2ν components represent MCD and the Kerr rotation, respectively. Projections onto the x axis of the electric field reflected from samples (c) with MCD and (d) with the Kerr rotation [Taken from Ref. 15].

紹介する。従来の共鳴 MOKE 測定で用いた RAE ユニットの使用する点は同じであるが、変調軟 X 線光源を用いることで、 χ の回転が不要になる。Fig. 6(a) に示したように、L-MOKE 配置で、磁場方向と入射面に平行な軸を y 方向とする。まず、RAE ユニットの試料からの反射面に対して平行方向 (z 方向) に固定した配置を考える。この時の χ を $\pi/2$ と定義する。この状態で検出器から得られる信号のうち、DC 成分、 ν 成分、 2ν 成分をそれぞれ $I(0)$ 、 $I(\nu)$ 、 $I(2\nu)$ とすると、従来の MOKE 測定で s 偏光を入射したことに相当する θ_K^s と ε_K^s が

$$I(0) = C_s \{1 + \theta_K^s{}^2 + \varepsilon_K^s{}^2 + 2\theta_K^s J_0(\delta_0)\},$$

$$\begin{aligned} I(\nu) &= 4C_s \varepsilon_K^s J_1(\delta_0), \\ I(2\nu) &= 4C_s \theta_K^s J_2(\delta_0), \end{aligned} \quad (4)$$

という式で表すことができる。ここで C_s は比例定数、 $J_n(\delta_0)$ は n 次のベッセル関数をそれぞれ表す。一方、RAE ユニットの Fig. 6(b) のように反射面に対して垂直方向 (x 方向) に固定した場合 ($\chi=0$) は、従来手法の p 偏光を入射したことに相当する θ_K^p と ε_K^p が、

$$\begin{aligned} I(0) &= C_p \{1 + \theta_K^p{}^2 + \varepsilon_K^p{}^2 + 2\theta_K^p J_0(\delta_0)\}, \\ I(\nu) &= -4C_p \varepsilon_K^p J_1(\delta_0), \\ I(2\nu) &= 4C_p \theta_K^p J_2(\delta_0), \end{aligned} \quad (5)$$

という式で表せられる。ここで C_p は p 偏光に対する比例定数である。式(4)と(5)の詳細に関しては原著論文¹⁵⁾を参照していただきたい。本研究では、式(3)における偏光変調を、周波数 $\nu = 12.987$ Hz、 25 ± 0.588 A で変調された電流を移相器に加えることで実現させた。交流成分の振幅 0.588 A が $\delta_0 = \pi/2$ に対応し、左右の円偏光へと変化する。

Fig. 6 に変調軟 X 線を入射光として用いた共鳴 MOKE 測定結果を示す。試料は上述したものと同じ埋込 Fe 薄膜で、同じく Fe L 殻吸収端近傍にて測定した。入射角、外部磁場、温度等の条件も同じである。 s 偏光、 p 偏光を入射したことに相当する θ_K と ε_K のスペクトルがそれぞれ得られた。絶対値は実際の光の偏光度を考慮して校正している。 θ_K スペクトルが従来手法で測定した結果を再現している [Fig. 4(a)]。さらに、新しい測定手法では、RAE ユニットの回転する必要がなくなったため、測定時間の大幅短縮につながり、より詳細なスペクトル構造がより短い時間で得られた。また、 θ_K と ε_K はクラマースクローニヒの関係で結ばれており、それを反映した、お互いの微分形のスペクトルを示している^{2,16)}。 s 偏光入射と p 偏光入射で θ_K と ε_K の符号が反転しているが、これは、今回のように ϕ_i が大きく ($70^\circ \leq \phi_i \leq 90^\circ$)、 $\phi_i \approx \phi_t$ と近似できる際に、式(1, 2)における分母の余弦関数の符号が反転することに由来する^{6,7,12)}。

式(1)と(2)において、磁気光学効果の情報はフォークトパラメータ Q に含まれている。この Q は物質の基本的な固有パラメータである複素誘電率テンソルの 2 成分の比で表すことができる。

$$Q = i \frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{xx}}. \quad (6)$$

ここで、磁場を y 方向に印加した (L-MOKE) 時の誘電率テンソルは

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ -\varepsilon_{xz} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

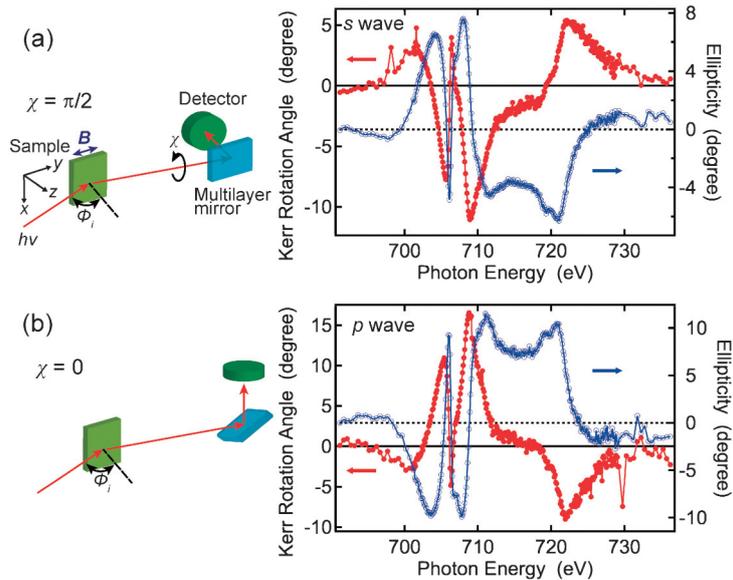


Fig. 6 (Color online) Geometries and results of L-MOKE measurements for the Fe nanofilm at the L edge using the polarization-modulated light for (a) the s wave and (b) the p wave. Solid and open circles represent the spectra of θ_K (left axis) and ϵ_K (right axis), respectively [Taken from Ref. 15].

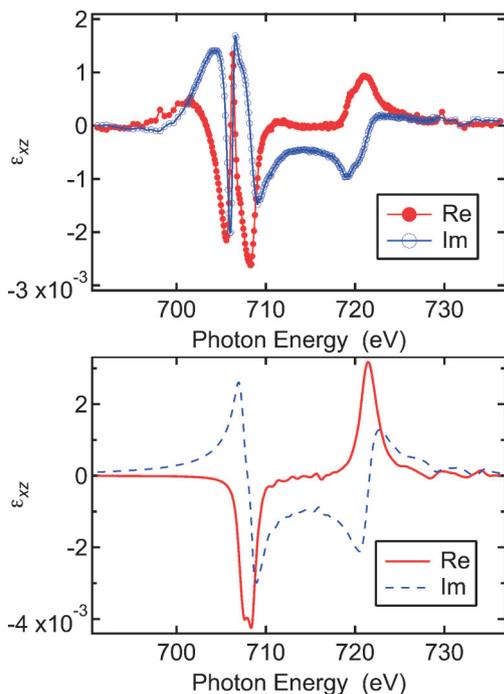


Fig. 7 (Color online) (a) ϵ_{xz} spectra of the Fe nanofilm at the L edge obtained from L-MOKE measurements with polarization-modulated light. Solid and open circles represent its real and imaginary parts, respectively. (b) ϵ_{xz} spectra of bulk Fe (bcc) at the L edge obtained using the first-principles calculation within the KKR formalism. Solid and broken lines represent its real and imaginary parts, respectively [Reproduced from Ref. 15].

と表せられる。対角成分は磁性情報を持たず、 $\epsilon_{xx} = n^2$ で与えられる。それに対して、非対角成分 ϵ_{xz} が磁気光学特性を表し、磁性を議論する上で重要な物理量となる。式

(1, 2, 6)から、測定条件 ϕ_i と ϕ_l 、磁性に依存しない n と n_0 の値がわかれば、 θ_K と ϵ_K から ϵ_{xz} を求めることができる^{17,18}。Fig. 7(a)に、実際に変調軟 X 線を使って得られた θ_K と ϵ_K の結果から求めた、 ϵ_{xz} のスペクトルを実部虚部ともに示す。 ϵ_{xz} の実部、虚部の間にもクラマースクローニヒの関係が成り立つため、スペクトルがそれを反映した微分の関係になっている。さらに、上述した第一原理計算の手法でバルクの Fe (bcc) に対する ϵ_{xz} のスペクトルも求め、実験結果と比較を行った。その結果を Fig. 7(b) に示す。スペクトルの絶対値、全体の形状とともに、 L_3 殻吸収端のピーク構造を除いて、実験値と良い一致を示しているのがわかる。つまり、本研究で新たに開発した測定手法と、本計算手法が、物質の最も基本的なパラメータである複素誘電率テンソルを軟 X 線領域で求めるのに大変有用であると言える。他方で、実験値では 706 eV 辺りで ϵ_{xz} の実部のピークと、虚部のディップが確認できる。これは、Fig. 4, 6 で見られる、 θ_K と ϵ_K スペクトルのピークまたはディップに由来し、先行研究より薄膜における干渉効果によるものと言われている^{11,12}。バルクに対する計算スペクトルで見られないことから、試料の形状に由来するスペクトル構造であると考えられる。その詳細は今後他の厚みの試料も測定することで明らかにしていきたい。

4. まとめと今後の展望

軟 X 線領域における磁気光学研究について概観し、SPring-8 BL07LSU の分割型クロスアンジュレータからの変調軟 X 線を用いた新しい測定手法を紹介した。2 種類のアンジュレータと移相器から構成される分割型クロス

アンジュレータの特性を活かすことで、変調軟 X 線光源の開発に成功し、これまで赤外～可視光領域にとどまっていた光学遅延変調法を Fe の L 殻吸収端にて実施した。埋込 Fe 薄膜の磁気旋光性（カー回転角）と MCD（楕円率）の両スペクトルが同時に得られ、さらに、軟 X 線領域における誘電率テンソルを求めることが可能となった。本研究で新たに開発した磁性測定手法は、1) 元素選択性を持ち、2) photon in-photon out のバルク敏感な測定であり、3) 位相検波法により高感度測定が可能であり、そして、4) 誘電率テンソルが決定できる、という多くのメリットを持っている。特に、4) の誘電率テンソルを完全決定できる点は、物質中の電子状態やその光学遷移を軟 X 線領域で考察できることを意味する。さらに、光学素子を設計する上でも重要なパラメータであるため、高次高調波レーザーや放射光技術の発展に大いに貢献できると考える。

また、本研究の肝である分割型アンジュレータについては、アンジュレータセグメントを APPLE-II 型にすることで新たな光源特性を持たせることができる¹⁹⁾。例えば、直線偏光の角度を連続的に変化させる新しい軟 X 線磁気光学実験法が開発でき、より高精度な磁気旋光性データを取得することができる。その結果、物質のスピン軌道相互作用などの情報をより正確に抽出できるであろう。また、この分割型アンジュレータでは円偏光の 3 次光も生成することができるので、物質を構成する全元素からの磁気情報の抽出も期待できる。さらに、偏光も高速に切り替えることができるので測定時間も短くなり、位相検波法などの高感度測定技術とも組み合わせることができる。分割アンジュレータ光源の開発により、今後も偏光変調を利用した軟 X 線磁気光学実験は発展するであろう。

謝辞

本稿で紹介した研究結果は赤井久純氏、田中隆次氏、辛埴氏、原田慈久氏、和達大樹氏、角田匡清氏、平田靖透氏、田口宗孝氏、宮脇淳氏、山本達氏、保原麗氏、藤澤正美氏、山本真吾氏、山本航平氏、染谷隆史氏、田久保耕氏、横山優一氏、荒木実穂子氏、金城良太氏、鏡畑暁裕氏、清家隆光氏、竹内政雄氏、小嗣真人氏、大門寛氏、成

田尚司氏、高橋良暢氏らをはじめとする多くの研究者との共同研究や有益な議論に依っている。この場をお借りして感謝申し上げます。また、本研究は文科省の「X 線自由電子レーザー重点戦略研究課題」と「光・量子融合連携研究開発プログラム」にて実施された。また、光科学技術研究振興財団、ひょうご科学技術協会、旭硝子財団、科学技術振興機構の科学研究費基盤研究（C）（科研費番号：26400328）、東京大学フォトンサイエンス・リーディング大学院（ALPS）より助成を受けた。実験は東京大学放射光分野融合国際卓越拠点及び東京大学物性研究所の共同利用（SPring-8 の課題番号：2014A7401、2014B7401、2014B7473、2015A7401、2015B7401、2016A7403、2016A7504、2016B7403）にて行われた。

参考文献

- 1) 佐藤勝昭：『光と磁気 改訂版』（朝倉書店、2001）。
- 2) P. M. Oppeneer: in *Handbook of Magnetic Materials*, ed. K. H. J. Buschow (Elsevier, Amsterdam, 2001) Vol. 13.
- 3) K. Sato: *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, 2403 (1981).
- 4) K. Sato, H. Kida and T. Kamimura: *J. Magn. Soc. Jpn.* **11**, 113 (1987).
- 5) C. T. Chen *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **75**, 152 (1995).
- 6) Y. Kubota *et al.*: *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **220**, 17 (2017).
- 7) Y. Kubota *et al.*: *Phys. Rev. B* **96**, 134432 (2017).
- 8) S. Yamamoto *et al.*: *J. Synchrotron Radiat.* **21**, 352 (2014).
- 9) I. Matsuda *et al.*: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **767**, 296 (2014).
- 10) H. Burkhard and J. Jaumann: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei* **235**, 1 (1970).
- 11) H.-C. Mertins *et al.*: *Phys. Rev. B* **69**, 064407 (2004).
- 12) S. Valencia *et al.*: *Phys. B* **345**, 189 (2004).
- 13) H. Akai: <http://kkri.issp.u-tokyo.ac.jp>
- 14) H. Akai: *J. Phys: Condens. Matter* **1**, 8045 (1989).
- 15) Y. Kubota *et al.*: *Phys. Rev. B* **96**, 214417 (2017).
- 16) J. Kunes *et al.*: *Phys. Rev. B* **64**, 174417 (2001).
- 17) H.-C. Mertins *et al.*: *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 451 (2002).
- 18) L. Henke, E. Gullikson and J. C. Davis: http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/asf.html
- 19) I. Matsuda *et al.*: *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology* **17**, 41 (2019).

著者紹介



久保田雄也

理化学研究所 放射光科学研究センター
基礎科学特別研究員

E-mail: kubota@spring8.or.jp

専門：固体物理，放射光科学

【略歴】

2017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。博士（理学）。

2017年4月高輝度光科学研究センター博
士研究員。2020年4月より現職。



松田 巖

東京大学物性研究所 准教授

E-mail: imatsuda@issp.u-tokyo.ac.jp

専門：表面物理，低次元物性，物理化学，
放射光科学

【略歴】

2001年3月東京大学大学院理学系研究科
化学専攻博士課程修了。博士（理学）。

2001年4月日本学術振興会特別研究員
(PD)，スイス国チューリッヒ大学にて研
究。2001年9月東京大学大学院理学系研
究科助教。2006年12月東京大学物性研
究所助教/准教授，現在に至る。

New soft X-ray magneto-optical method with the segmented undulator and its future perspectives for new light source

Yuya KUBOTA

RIKEN SPring-8 Center, 1-1-1 Kouto Sayo-cho Sayo-gun, Hyogo 679-5148

Iwao MATSUDA

The Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8581

Abstract We present recent studies of the magneto-optical effect in the soft X-ray energy region with the segmented cross undulator at SPring-8 BL07LSU. We have succeeded in developing a new soft X-ray source with polarization modulation and observing the magnetic circular dichroism and the optical rotation simultaneously. Moreover, the complex permittivity tensor of Fe was directly determined at L shell absorption edge using the two magneto-optical parameters. We show the usefulness of the new soft X-ray magneto-optical method compared with the existing one. In addition, future perspectives of the segmented undulator for new light source will be discussed.