

時分割光電子顕微鏡 (TR-PEEM) による スピンドYNAMICS 観測の進展

大河内拓雄

(公財)高輝度光科学研究センター 〒679-5198 兵庫県佐用郡佐用町光都 1 丁目 1-1

要旨 SPring-8 BL25SU ビームライン (軟 X 線固体分光ビームライン) の光電子顕微鏡実験ステーションでは、パルスレーザー、高周波/パルス磁場や電流などの励起源を組み合わせることで非平衡状態での電子状態や磁気状態をサブナノ秒の時間分解能で観測するポンプ・プローブ測定システムが構築され、利用研究が展開されている。本トピックでは最近の技術開発と研究の成果として、フェリ磁性 GdFeCo 垂直磁化薄膜の光誘起磁化反転のダイナミクス観測と、Ni₈₁Fe₁₉ マイクロ磁気円盤中の磁気コア高周波共鳴運動の観測例を紹介する。

1. はじめに～光電子顕微鏡 (PEEM)～

光電子顕微鏡 (photoemission electron microscope, PEEM) は、物質に光を照射した時に光電効果で放出される電子 (主に二次電子) を拡大投影して結像する顕微鏡である。このときに放出される全電子量は、入射した光のエネルギーに対する物質の吸収係数に比例する。従って、放射光 X 線を用いて物質中の注目元素の吸収端付近でエネルギーを走査しながら連続的に撮像することで、X 線吸収分光 (x-ray absorption spectroscopy, XAS) スペクトルを、観察視野内の任意の領域で空間分解して得ることができる。さらに、対象物質が磁性を持つ場合は、左右円偏光 X 線を利用することで、X 線磁気円二色性 (x-ray magnetic circular dichroism, XMCD) に基づいた磁気的な空間コントラスト、つまり磁気像を得ることができる (Fig. 1)¹⁾。このように、エネルギー可変の放射光軟 X 線をプローブとする PEEM の大きな特色は元素選択性と偏光利用による磁気検出の性能である。空間分解能は数10～100 nm 程度と結像型の顕微鏡の中では比較的優れており、さらに透過型の軟 X 線顕微鏡のように薄膜形状の試料を必要としないため、例えば有機物質、岩石、地球外物質²⁾ など様々な分野の研究に幅広く適用されている³⁾。

特に近年では、微小磁性体や磁性薄膜材料のデバイス応用において省電力化・高速化が大きなテーマとなっており、実空間・実時間で磁気的性質の直接観測の要望が高まっている。そこで我々は、フェムト秒パルスレーザーや高周波磁場/電場など様々な励起源を用いた、物質の磁気ダイナミクスをサブナノ秒の時間分解能で画像観測する時間分解 PEEM 測定システムを構築し、利用研究を進めている^{1,3-8)}。本稿では、フェリ磁性 GdFeCo 垂直磁化薄膜の光誘起磁化反転過程の動的観測¹⁾と、NiFe マイクロ磁

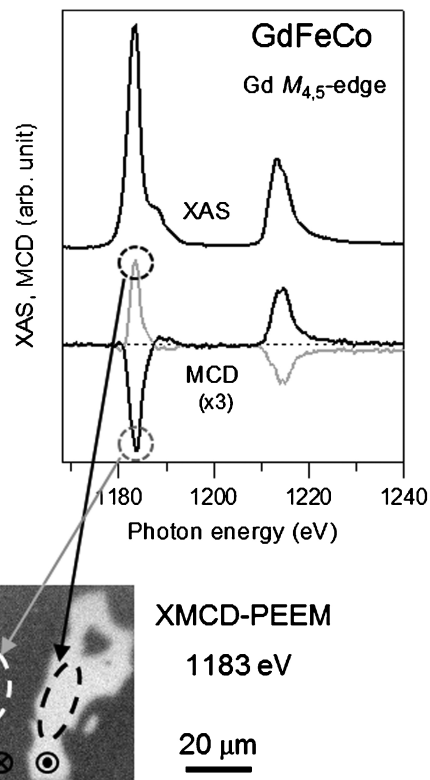


Fig. 1 Gd $M_{4,5}$ XAS and XMCD spectra of GdFeCo thin film obtained by PEEM. The corresponding areas are indicated in the lower XMCD-PEEM image taken at the absorption peak of M_5 -edge (1183 eV).

気円盤の磁気コアの共鳴運動観測の例を紹介する⁶⁾。

2. GdFeCo 薄膜の光誘起磁化反転ダイナミクス

2.1 フェリ磁性垂直磁化薄膜と光誘起磁化反転

ハードディスク材料などに代表される磁気記録デバイスの高密度化は著しく進歩しているが、それに伴って書き込み・読み出し速度の向上も大きな課題となっている。磁場や電流を用いる従来の磁化反転方式では歳差運動励起による磁化反転時間の限界（～サブナノ秒）が存在するが、その限界を超えうる手法として、超短パルスレーザーによる磁場や電場を用いない高速磁化反転の方式が有望視されており、研究が進んでいる⁹⁾。

レーザー誘起磁化反転の対象物質としてよく用いられるのはGdFeCoやTbFeCoなど、垂直磁気異方性を付与した4f希土類と3d遷移金属の合金薄膜である。これらは希土類サイトと遷移金属サイトで互いに逆向き磁化を持つフェリ磁性体であるため、合金組成を変えることにより正味の磁化や角運動量、およびそれらの補償温度を任意に変化させられるのが大きな特徴である¹⁰⁾。正味の磁化がゼロになる磁化補償温度の近傍に、正味の角運動量がゼロになる角運動量補償温度 (T_{comp}) が存在するが、その温度では有効ダンピングパラメーター (α_{eff}) が発散的な増大を示すため¹¹⁾、歳差運動が抑制された速やかな磁化反転の実現可能性が示唆されている。つまり、 T_{comp} が測定温度よりも高い組成、という条件下ではレーザーによる加熱過程でその特異点を通過するため歳差運動が大幅に抑制され、従来の反転時間の限界を超えられるという予想である¹⁰⁾。実際に、様々な温度と組成条件で磁化反転過程を観測することで反転時間の系統的な変化が得られているとともに、約30 ps という実験上での最高記録も報告されている¹²⁾。

GdFeCo 薄膜の、レーザーパルスの打ち込みによる磁化反転の結果 (Kerr 顕微鏡像) を Fig. 2 に示す^{13,14)}。Fig. 2 (a) に示したのは直線偏光レーザーを照射した時の単純磁化反転の例である。磁場を用いずに光で磁化反転するメカニズムについては、瞬間的熱消磁状態からの磁化回復過程での、周囲の磁化との静磁的相互作用による反転、という描像が最も有力とされている¹⁵⁾。しかし、現在では異なる起源も提唱されており¹⁶⁾、まだ完全に明らかになったとはいえない。

光誘起磁化反転におけるもう一つ注目すべき性質として、円偏光のヘリシティ依存の選択的磁化スイッチングが挙げられる¹³⁾。Fig. 2 (b) に示すように左右円偏光レーザーを用いると、円偏光ヘリシティと反転前の磁化方向 (黒: 紙面下向き, 白: 紙面上向き) との関係によって反転する面積の大きさに違いが生じる。さらに、レーザーパワーを磁化反転の起こるしきい値 ($\sim 12 \text{ mJ/cm}^2$) まで微調整することで左円偏光 (σ_L) 入射時は下向き (黒), 右円偏光 (σ_R) 入射時は上向き (白) の磁区に選択的に反

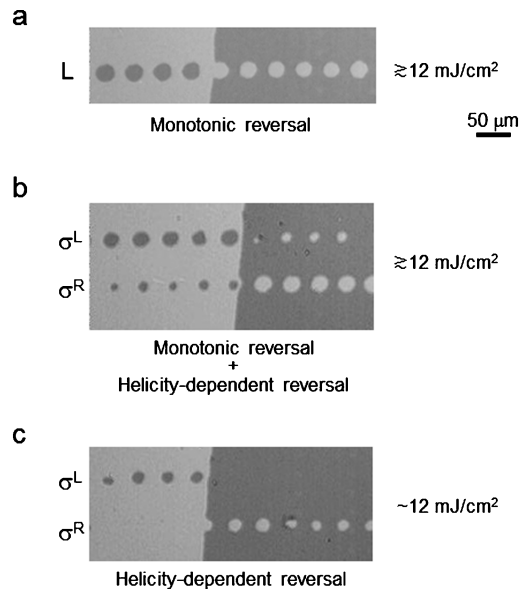


Fig. 2 a, Kerr microscope image of GdFeCo thin film after applying a train of linearly polarized (L) ultrashort laser pulses landed at different positions with their fluence slightly larger than the threshold power to reverse magnetizations ($\sim 12 \text{ mJ/cm}^2$). b, c, Similar images as a. but applying left (σ_L) and right (σ_R) circularly polarized pulses with their fluence $\sim 12 \text{ mJ/cm}^2$ and $\sim 12 \text{ mJ/cm}^2$, respectively.

転する (Fig. 2 (c)). この現象の起源についても諸説があり、当初は光の偏光による有効磁場 (逆ファラデー効果¹⁷⁾) が選択的磁化反転を引き起こしていると考えられていたが、熱吸収量の磁気円二色性によるものであるという報告も有力であり¹⁸⁾、統一的な見解には至っていない。

このように、光誘起磁化反転には起源が完全に解明されていない現象が多くあり、顕微鏡による実空間・実時間での反転プロセスの直接観測はそれらの疑問を解くための強力なツールとなり得る。こういった動機を背景として、我々は時間分解 PEEM による磁化反転過程の観測システムの構築を行った。

2.2 実験

実験は SPring-8 の BL25SU ビームラインの PEEM 実験ステーションで行った¹⁹⁾。このビームラインでは 150–2000 eV の軟 X 線が利用できる。キッカーマグネットによる高速円偏光スイッチング (PEEM 実験では、0.1 Hz)²⁰⁾ を利用して左右円偏光 X 線での像を交互に取得することで、差分像 (XMCD-PEEM 像) における試料のドリフトによる実効的な空間分解能低下を抑えることができる。PEEM 装置は静電レンズ型のコンパクトタイプのもので (ELMITEC 社 PEEM SPECTOR), 軟 X 線領域では空間分解能が 100 nm 程度である。これは、エネルギー分析器を備えた大型の磁場レンズ型 PEEM (分解能: 数 10 nm) と比べると若干劣るが、光電子の引き出し電圧 (15–20 kV) が試料マニピュレーターでなくレンズ側に印可され

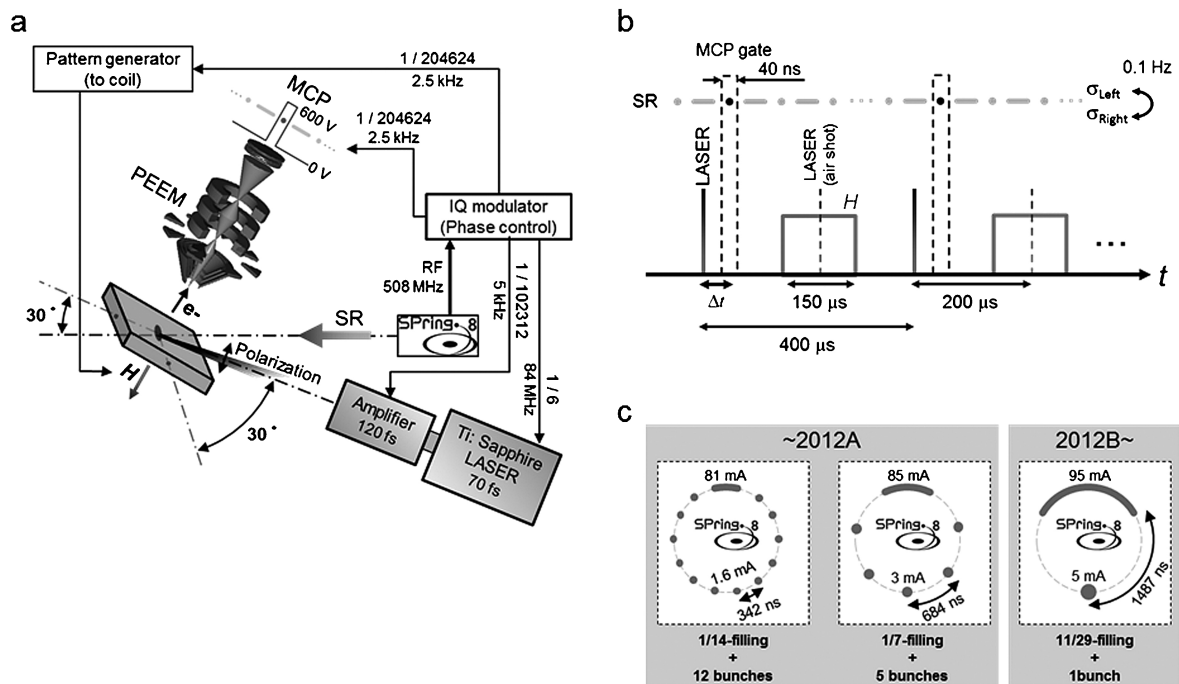


Fig. 3 a, Setup for time-resolved PEEM experiments with tilting angle of sample and incident angle of laser beam with respective to incident angle of synchrotron radiation x-rays as shown. b, Temporal diagram of laser pulses (~ 5 kHz), synchrotron radiation x-rays activated by MCP gates (~ 2.5 kHz), and magnetic field pulses (~ 2.5 kHz). c, Operation modes of the storage ring of SPring-8 suitable for time-resolved measurements with the probing frequency in the order of kHz.

る構造であるため、試料周辺へのアクセサリーの付加が実験目的に応じて柔軟にでき、外場印可や時間分解測定などの実験に適している。

GdFeCo 試料は Ta (1 nm)/Ru (1 nm)/Gd₂₆Fe₆₆Co₈ (20 nm)/Ru (20 nm)/Ta (5 nm)/Glass (substrate) の構造を持つ多層膜を用いた。この組成の GdFeCo 合金 (Gd : 26%) は T_{comp} が 380 K 程度と室温以上にあるため、室温でのレーザーパルス印可では歳差運動が抑えられた速い磁化反転が期待される^{10,12)}。

本実験に用いた装置の配置を **Fig. 3(a)** に示す。試料は放射光入射面から 30° 傾けて膜面直の磁化成分を検出している。XMCD-PEEM 像は Gd の M_5 吸収端で取得した。レーザーパルスは主に実験配置の制約により、水平面から 30° 傾いた角度で試料側面から斜入射している。偏光は、レーザー進行方向に偏光ビームスプリッターを挿入して σ 偏光 (縦偏光) 成分を取り出している。レーザースポット内で強度は中心をピークとしたガウス関数状に分布しており、スポットサイズは半値幅で凡そ長径 $250 \mu\text{m}$ \times 短径 $125 \mu\text{m}$ の楕円形である。パワー密度は $16\sim 18 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ 程度である。次に、時間分解測定のタイミングチャートを **Fig. 3(b)** に示す⁵⁾。本装置では、励起から一定時間後の状態をストロボスコープ的に繰り返し撮像する時間分解測定システムを採用している (ポンプ・プローブ法)。レーザーと放射光パルスの入射タイミング (遅延時間 Δt) を掃引し

て撮像することにより磁区の時間発展を観測できる。 Δt は 1 ps の精度で設定できるが、時間分解能は放射光のパルス幅によって決まっており、およそ $40\sim 50 \text{ ps}$ である。蓄積リングのバンチ配列を規定している RF シグナル ($\sim 508 \text{ MHz}$) を参照することで、再生増幅された Ti : Sapphire パルスレーザー ($\lambda = 800 \text{ nm}$, パルス幅 $\sim 120 \text{ fs}$), MCP デテクターのゲート電圧 (600 V, 幅 40 ns), 磁場発生コイル用のパルス/パターン電流電源が互いに位相関係を保って動作している。放射光の運転モードは、単一パルスの強度が最も高いものを選択し (使用した 3 種の運転モードについては **Fig. 3(c)** を参照), 時間分解観察に寄与する放射光パルスを MCP の動作電圧 ($\sim 600 \text{ V}$) の on/off によって選別して観測している。また、1 サイクルの撮像のたびに磁区を初期状態にリセットする必要があるため、試料ホルダの裏に搭載した磁場コイルを用いて約 $150\sim 200 \mu\text{s}$, 100 Oe のパルス磁場を発生させている (PEEM 観測の時間領域では磁場は印可していないことに注意)。パルスレーザーの出射頻度は約 $200 \mu\text{s}$ 間隔 (約 5 kHz) であるが、実際の観測頻度は磁場パルスの長さ ($150\sim 200 \mu\text{s}$) に律速され約 $400 \mu\text{s}$ 間隔 (約 2.5 kHz) である。つまり、リング 84 周に対して 1 パルスの放射光しか実験に利用できないため、一つの遅延時間についておよそ 10-15 分程度の画像積算を行っている。実験は室温で行った。

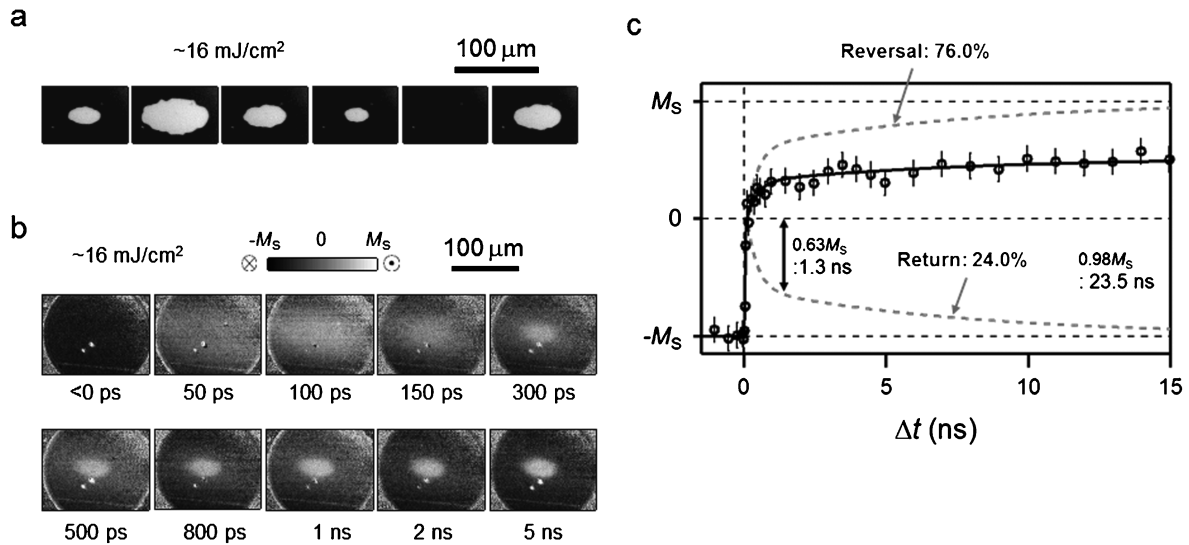


Fig. 4 a, Static XMCD-PEEM images of GdFeCo film after applying a laser pulse of 30° incidence with its fluence ~ 16 mJ/cm 2 taken at Gd M_S -edge. Black and white contrasts correspond to the magnetization direction down and up, respectively. b, Pump-probe XMCD-PEEM images of GdFeCo film taken at M_S -edge of Gd. c, Temporal evolution of XMCD intensity averaged within the excitation centre of 10×20 nm ellipses (dots with error bars). Fitting results (black solid line), assuming a superposition of reversal and return events (gray dashed lines) of the magnetizations, are also plotted.

2.3 結果

時間分解測定に先立って、単一レーザーパルス照射後の形成磁区の静的観察をPEEM測定槽内で行った。結果を**Fig. 4(a)**に示す。レーザー照射スポット中心の、パワー密度が大きい領域で紙面下向き(黒)から上向き(白)への磁化反転が起こっている。ただし、試行によって形成される反転磁区の大きさがバラついている。**Fig. 2**で示した大気中実験では5 kHzで発振するパルスを、照射位置をずらして連続的に打ち込んでいるのに対し、このPEEM観察では、約1-2分のサイクルで単パルス打ち込み、観測、消磁を行っているため、レーザー出力の長時間での不安定性(rmsで3%程度)が結果のバラつきを生んでいる。時間分解測定でも10分程度の積算を行うため、この不均一性を考慮する必要がある。

$\Delta t = 0-5$ nsでの時間分解XMCD-PEEM観測の結果を**Fig. 4(b)**に、レーザー照射中心($10 \times 20 \mu\text{m}$)でのMCD強度のプロットを**Fig. 4(c)**に示す。レーザーパルス照射から100-150 ps程度で速やかに消磁され、数ns程度ではほぼ最終的な磁化状態に落ち着いていることが分かる。**Fig. 4(c)**に、減衰関数による磁化の時間変化のフィッティング結果も示している。先に述べたように、レーザー照射の事象ごとに形成磁区の不均一があるため、反転する場合(図中の“reversal”)と反転しない場合(“return”)との重ね合わせにより解析を行った。この結果、磁化の63%程度($1 - e^{-1}$)が反転/回帰を終了する緩和時間は1.3 nsであった。これは、同様の組成(Gd26%)の薄膜において、円偏光依存反転実験で報告されている反転時間(30-50 ps)¹²⁾よりも長い。今回は直線偏光レーザーによる、

熱的励起を多く含んだ磁化反転であるのが主な理由である。また、熱拡散による磁壁移動が完了し、ほぼ最終状態に落ち着くのは、熱反転だけでなく(有限の熱励起を含む)偏光依存反転においてもさらに長い時間スケールを要すると予想されているが¹²⁾、今回の実験では、98%の磁化が安定化する時間が23.5 nsと定量的に見積もられた。

放射光での時分割測定では時間分解能が40-50 psとレーザープローブによる測定(~ 100 fs)よりも劣るが、最終安定状態に至るまでの長い時間スケール($\gg 1$ ns)での観測は、delay lineによる遅延観測(< 1 ns)を用いない放射光測定がカバーできる領域であり、磁気状態の完全安定化という、応用に際して重要なプロセスの詳細解析のプローブとなる。

3. Ni₈₁Fe₁₉ マイクロ磁気円盤の高周波共鳴運動

3.1 マイクロ磁気円盤の特性と磁気コア共鳴運動

次に、高周波励起下での磁気的挙動のダイナミクス観測の例を紹介する。

Ni₈₁Fe₁₉などの軟磁性体薄膜をマイクロサイズの円盤に加工すると、磁極を最小限にしようとする静磁エネルギーと、磁化の向きを平行に揃えようとする交換エネルギーとの競合により還流磁区が形成され、中心部では膜面直方向に吹き出し磁化が発生する(**Fig. 5(a)**)²¹⁾。このマイクロ円盤の磁気コアは高周波磁場を印可することで旋回運動を起こすが、特に励起周波数が、試料の膜厚や円盤径によって決まる固有周波数と一致すると非常に小さな出力で共鳴

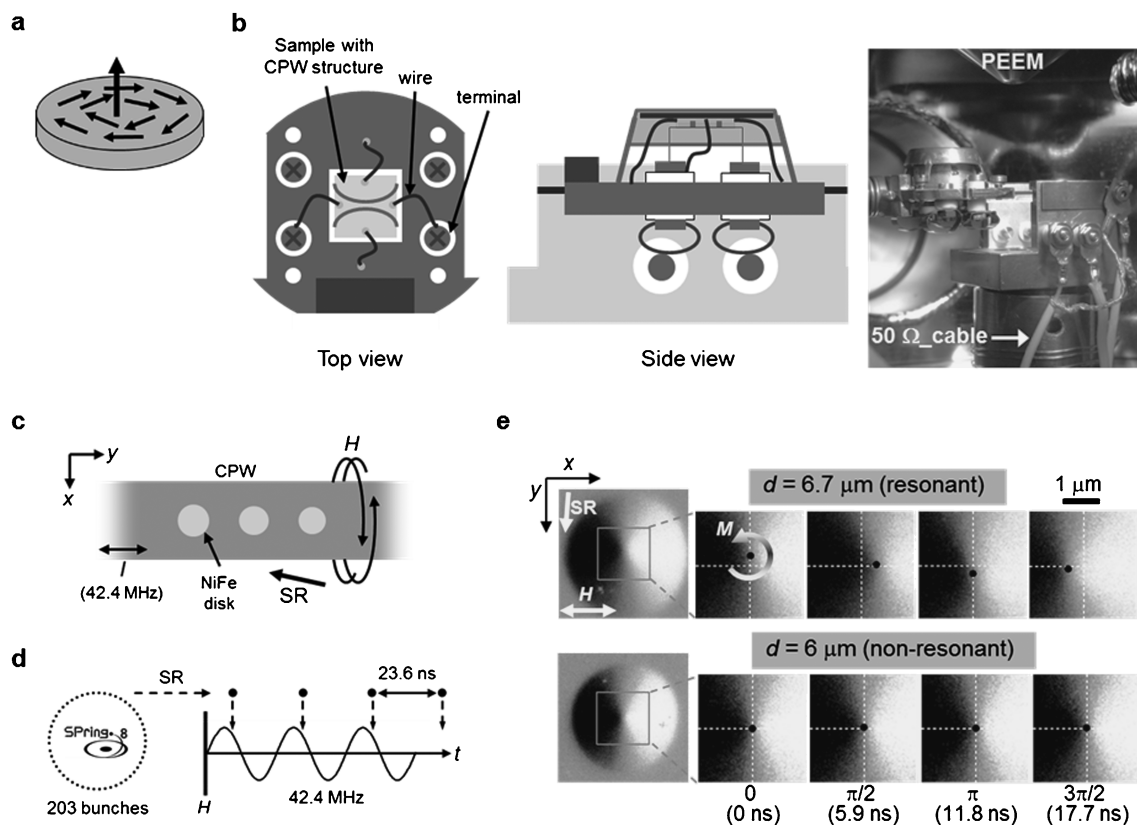


Fig. 5 a, Schematic image of micron-sized $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ disk and its magnetic structure. b, Schematic drawings and photograph of sample with CPW structure mounted on sample holder. c, Schematic image of measurement geometry of time-resolved PEEM under Rf magnetic fields. d, Timing chart of pump-probe measurements using 42.4 MHz ac magnetic field and SR pulses of 23.6 ns intervals. e, Time-resolved XMCD-PEEM images at 708 eV (Fe L_{3} -edge) of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ disks 6.7 and 6 mm in diameter at representative delay times (or phases).

的な旋回運動を誘起できる。また、磁場だけでなく電流によってもスピントランスファトルクを介して同様の運動が誘起される^{22,23}。従って、不揮発性磁気メモリなど省電力デバイスの設計指針を得るための格好のモデル構造体といえる。そこで、高周波磁場/電場励起下での時間分解PEEM測定によって $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 磁気円盤の磁気コア共鳴運動の観測を試みた。

3.2 実験および結果

MHzオーダーの交流電場/磁場を試料に導入するため、本来は加熱に用いられていた試料ホルダのDC用電流導入端子を試料部に導き、真空内外を繋ぐケーブルを50 Ω同軸線に取り替えた (**Fig. 5(b)**)。これにより、試料周りの電送路に数 cm 程度の非同軸部が残っているものの、数 10 MHz 帯の正弦波を80%以上の出力効率で導入可能となった。

測定試料は電子線リソグラフィとリフトオフ法によって作成した。熱酸化 Si 基板上にコプレーナウェイブガイド (coplanar waveguide, CPW) 形状に Au 電極を微細加工し、その中心線上に直径 6–7 μm の複数の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ マイクロ磁気円盤を配置した (**Fig. 5(c)**)。膜厚は30 nmで、

この条件下では直径約6.7 μmの円盤が42 MHzにコア旋回運動の共鳴周波数を持っていることをシミュレーション計算によって確認している。

時分割実験のタイミングチャートを **Fig. 5(d)** に示す。高周波磁場は、パターン電流電源から高周波電流をCPWに導入することで発生させている。周波数は放射光パルスと同期させており、約42.4 MHzである。また、この実験では23.6 ns 等間隔バンチモードの放射光を用いている。この場合、高周波励起の1サイクルについて1回の観測を行うことに相当するので、2章での実験で示したMCPディテクターのブランキング機構は用いておらず、全ての放射光パルスを観察に利用している。また、コアの運動は自己回帰的であるため、DC磁場による磁区のリセット機構も必要としない。

直径6 μmおよび6.7 μmの $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 磁気円盤について、高周波磁場励起下での時間分解PEEM像を **Fig. 5(e)** に示す。共鳴条件にあるとされる6.7 μmの円盤では半径およそ300–400 nmの大きな旋回運動が確認できる。我々の過去の研究では、レーザーパルスをトリガーとした単一磁場パルス (~60 Oe) 励起によって同程度のコアの変位を観測しているが^{7,8}、今回の実験で導入した高周波磁場

はせいぜい 2-3 Oe 程度であり、共鳴条件に適合しなければ誘起されない変位量である。それに対して、非共鳴条件にある直径 6 μm の試料では有意な旋回運動は確認されなかった。これにより、高周波磁場によるコアの旋回運動の共鳴効果を示すことができた。

これら以外に、直径や形状が異なる数多くの試料で観測・解析した結果、コアの位置は空間分解能の1/10程度 (20-30 nm) の精度で認識でき⁶⁾、旋回軌道の形状 (例えば、楕円状の軌道やその傾き角など) も同定できた。スピン間の運動量の受け渡しの機構解明や、エネルギー効率の高いスピン制御など、今後の研究の発展が期待される。

4. まとめと今後の課題

軟 X 線 PEEM 装置において時間分解測定システムを確立し、パルスレーザーおよび高周波励起下における磁気ダイナミクス観測を行った。今回紹介したものは、主に確立した測定技術の実効性を示す端的な成果であるが、現在は、様々な試料・測定条件下での系統的データの取得と解析の段階に入っている。

GdFeCo 薄膜の光誘起磁化反転では、合金の組成によって歳差運動誘起や磁化反転時間に系統的な変化が現れるが¹⁰⁾、多層膜構造による熱拡散の違いも反転ダイナミクスに影響を与えることが報告されている²⁴⁾。これらについて実空間観測を行い、解析を進めている。同時に、事象ごとにバラつきのあるレーザー出力の安定化をはじめ、空間分解能や統計性の向上といった技術的な改善も並行して進めている。Ni₈₁Fe₁₉ 磁気円盤のコアダイナミクスについても、直接電流導入での運動状態との比較や、コアの旋回軌道の形状の解析などを通して物理的な議論が進行している。

また、ナノ細線中に生成された磁壁の電流駆動ダイナミクス²⁵⁾をはじめとして、当実験ステーションにおける新規の研究提案も多く受けている。当研究グループによる測定技術の開発とビームライン利用ユーザーによる新規サイエンスの展開という相互の推進力が、スピントロニクス分野のさらなる発展に繋がることを願っている。

謝辞

本研究および PEEM 実験ステーションの全体を統括下さった JASRI の木下豊彦主席研究員、BL25SU ビームラインを管理し本研究全般に関してご助力下さった同中村哲也主幹研究員、時間分解測定システムの構築に携わってきた JASRI の新井邦明博士、福本恵紀博士 (現: 東京工業大学)、大沢仁志研究員、児玉謙司博士 (現: 奈良工業高

等専門学校)、計測システムの構築にご尽力下さった松下智裕主幹研究員、著者のチームリーダーとして助言下さった室隆桂之主幹研究員、その他多くの皆様に感謝申し上げます。一連の実験や開発は JASRI の小嗣真人研究員との共同で実行されました。レーザー励起磁化反転実験は菅滋正大阪大学名誉教授の立案・統括のもと、藤原秀紀助教、関山明教授らのグループと共同で行われました。GdFeCo 薄膜試料は東北大学角田匡清准教授らの研究グループから提供頂きました。議論に関して日本大学の塚本新准教授、Research Centre Jülich の Claus. M. Schneider 教授、Roman Adam 博士から助言を頂きました。NiFe 磁気円盤の高周波共鳴実験は産業技術総合研究所の山口明啓博士 (現: 兵庫県立大学) と慶応義塾大学の能崎幸雄准教授らのグループと共同で行われました。一連の実験は SPring-8 の BL25SU ビームラインにおいて課題番号 2009A1443, 2009B1347, 2009B2120, 2010A1645, 2010B1709, 2011A1183, 2011A1657, 2011A2056, 2011B1302, 2012A1232, 2012B1200, 2013A1482 で行われました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

参考文献

- 1) T. Ohkochi *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **51**, 073001 (2012).
- 2) M. Kotsugi *et al.*: Appl. Phys. Express **3**, 013001 (2010).
- 3) T. Ohkochi *et al.*: J. Synchrotron Rad. **20**, 620 (2013).
- 4) T. Kinoshita *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 021005 (2013).
- 5) T. Kinoshita *et al.*: J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **185**, 389 (2012).
- 6) T. Ohkochi *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **51**, 128001 (2012).
- 7) K. Arai *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 053001 (2011).
- 8) K. Fukumoto *et al.*: Rev. Sci. Inst. **79**, 063903 (2008).
- 9) A. Kirilyuk, A. Kimel and Th. Rasing: Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
- 10) C. D. Stanciu *et al.*: Phys. Rev. B **73**, 220402 (2006).
- 11) T. Kobayashi, H. Hayashi, Y. Fujiwara and S. Shiomi: IEEE Trans. Magn. **41**, 2848 (2005).
- 12) K. Vahaplar *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103**, 117201 (2009).
- 13) C. D. Stanciu *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
- 14) 図のデータは著者らの実験によるもの。
- 15) T. Ogasawara *et al.*: Appl. Phys. Lett. **94**, 162507 (2009).
- 16) T. A. Ostler *et al.*: Nature Commun. **3**, 666 (2012).
- 17) J. P. van der Ziel, P. S. Pershan and L. D. Malmstrom: Phys. Rev. Lett. **15**, 190 (1965).
- 18) A. R. Khorsand *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108**, 127205 (2012).
- 19) Y. Saitoh *et al.*: Rev. Sci. Inst. **71**, 3254 (2000).
- 20) T. Hara *et al.*: J. Synchrotron Rad. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **498**, 496 (2003).
- 21) T. Shinjo *et al.*: Science **289**, 930 (2000).
- 22) M. Bolte *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100**, 176601 (2008).
- 23) S. Kasai *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101**, 237203 (2008).
- 24) T. Sato *et al.*: J. Magn. Soc. Jpn. **36**, 82 (2012).
- 25) N. Ohshima *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **23**, 382202 (2011).

著者紹介



大河内拓雄

(公財)高輝度光科学研究センター 利用研究促進部門 研究員

E-mail: o-taku@spring8.or.jp

専門：光電子顕微鏡，放射光科学，ナノ磁性体・薄膜，物性物理

【略歴】

2006年京都大学大学院理学研究科博士後期課程修了。博士（理学）。2006-2008年（独）日本原子力研究開発機構博士研究員。2008年より現職。

Progress in spin-dynamics measurements by means of time-resolved photoemission electron microscopy (TR-PEEM)

Takuo OHKOCHI Japan Synchrotron Radiation Research Institute/SPring-8
1-1-1, Koto, Sayo, Hyogo, 679-5198, Japan

Abstract In the experimental station for photoemission electron microscopy at BL25SU beamline (soft x-ray spectroscopy of solid) in SPring-8, we have established experimental system for pump-probe measurements, intending to observe non-equilibrium electronic/magnetic states with a temporal resolution of sub-nanoseconds. In this paper, I introduce recent research and technical achievements of magnetic dynamics observation on ferrimagnetic GdFeCo perpendicularly magnetized thin films and radiofrequency-resonant gyration of the magnetic core in NiFe micron-sized magnetic disks.