

## 光を用いたスピン波生成・検出技術

### Spin Wave Generation and Detection Using Light

佐藤琢哉 九州大学大学院理学研究院

T. Satoh, Faculty of Science, Kyushu University

Tel. +81-92-802-4084, E-mail: satoh@phys.kyushu-u.ac.jp

In future spintronics, spin waves are expected to function as unique information carriers that are free from Joule heating. This phenomenon, that is, using a spin wave that is generated, controlled, and detected as an information carrier, has attracted much attention in the field of magnonics. This paper reviews various generation and detection techniques, particularly those using ultrashort light pulses, which possess strong properties such as ultrashort time duration, spectral degree of freedom, and spatial pattern of light beam. A time-resolved imaging of spin wave propagation with a CCD camera is performed with better spatial resolution and shorter measurement time than the scanning technique.

**Key words:** spin wave, magnonics, photo-magnonics, Faraday effect, Cotton–Mouton effect, photo-magnetic effect, inverse Faraday effect, inverse Cotton–Mouton effect, photo-induced magnetic anisotropy

#### 1. はじめに

現代の情報社会を支えるエレクトロニクスでは、電子のもつ電荷の自由度やその流れ（電流）が情報を担っている。しかし電流に伴う発熱が避けられず、デバイスの高密度化が限界に達しつつある。一方、電子がもつもう一つの自由度であるスピンの利用技術（スピントロニクス）が盛んに研究されている。個々の電子スピンは方向をもち、ある軸の周りに歳差運動する。その集団運動（スピン波）は、電流と違って原理的には発熱の問題がない。スピン波は絶縁体中でも伝播することができ、スピン波の伝播距離はダンピングの小さい絶縁体中においては数cmにも達する<sup>1)</sup>。そのため、新しい情報媒体として期待され<sup>2), 3)</sup>、マグノニクスという新しい分野で研究されている<sup>4), 5)</sup>。また、次世代の高密度磁気記憶デバイスにおいて、スピン波を励起することで効率よく磁化反転させる技術<sup>6)~8)</sup>が期待を集めている。ここでは、主に光を用いてスピン波を生成、検出する技術「光マグノニクス」について述べる。

#### 2. 光を用いたスピン波の生成

これまでスピン波は、マイクロストリップアンテナから放出されたマイクロ波によるフェリ磁性共鳴で励起されることが一般的であった<sup>9)~12)</sup>。最近ではスピン偏極電流注入によって生じたスピントランスファートルクでも生成さ

れている<sup>1), 13)</sup>。一方、可視・近赤外の超短光パルスを用いてもスピン波を生成することができる。可視・近赤外光のメリットは、後で述べるように超短パルス性、集光性、波長・偏光・位相自由度などである。豊富な光学素子を用いて容易に時間的・空間的に光波制御ができる。

光を用いた空間的に伝播するスピン波の生成について述べる前に、光磁気効果(photo-magnetic effect)によって誘起された局所的なスピン歳差運動について触れる。この効果は光を当てると磁気的性質が変化する現象を総称したものであり、熱的效果と非熱的效果に分けられる。

##### 熱的效果

磁性体は光子を吸収することで温度が上昇する。一般に、平衡状態における磁化の方向は、外部磁場によるゼーマンエネルギー、磁気異方性エネルギー、磁化による静磁エネルギーの総和を最小化することで決定される。光吸収に伴う温度上昇の結果として磁気異方性エネルギーや静磁エネルギーが変化すると、その総和を最小化するように新しい平衡状態の方向が決まる。磁化はこの新しい方向の周りを歳差運動する。これまでにNi<sup>14), 15)</sup>、パーマロイ<sup>14), 16)</sup>、イットリウム鉄ガーネット(YIG)<sup>17)</sup>、DyFeO<sub>3</sub><sup>18)</sup>やCoFeBのマグノニック結晶<sup>19)</sup>などで、熱的效果によって誘起されたスピン歳差運動の報告例がある。

##### 非熱的效果

##### 1) 光ポンピング

電気双極子による光学遷移では円偏光電場によって物質の磁気量子数ごとに分裂した準位間で選択的に遷移を起こすことができる。この場合、円偏光のヘリシティに応じて物質の軌道角運動量が増減するが、スピン角運動量は変化しない。スピン角運動量はスピン-軌道相互作用の存在によって初めて変化する。これを利用して基底状態や励起状態のスピン準位間に分布差を作り出すことができ、光ポンピングと呼ばれる<sup>20)</sup>。半導体ではこの方法によってスピン歳差運動を誘起する報告がある<sup>21)</sup>。

##### 2) 光誘起磁気異方性

少量のSiやPbなどの不純物をドーブしたYIGに光を当てると、四面体配位と八面体配位の非等価なFeサイト間で電子が再分配され、磁気異方性が変調される。これを光誘起磁気異方性(photo-induced magnetic anisotropy);

PMA)という。ここで光の偏光方位によって選択的な電子励起が生じるため、PMAが直線偏光方位依存性をもつことになる<sup>22), 23)</sup>。また、強磁性半導体薄膜や強磁性多層膜においても、PMAに基づく磁化歳差運動が報告されている<sup>24)</sup>。このような磁気異方性の変化は大雑把に言ってステップ関数のような時間依存性をもつため、フォノン励起とのアナロジーで、変位型コヒーレントマグノン励起 (displacive excitation of coherent phonons) と考えることができる<sup>25)</sup>。

### 3) 逆磁気光学効果

ファラデー効果やコットン・ムートン効果といった磁気光学効果の逆効果として逆ファラデー効果や逆コットン・ムートン効果がある。これらをまとめて逆磁気光学効果と呼ぶ。英語ではinverse magneto-optical effect<sup>26)</sup>、もしくはopto-magnetic effect<sup>27)</sup>とも呼ばれる。ファラデー効果と逆ファラデー効果、コットン・ムートン効果と逆コットン・ムートン効果は、それぞれ同一の自由エネルギーから導出できるため、互いに逆効果であると言える<sup>28)~30)</sup>。

超短光パルスを用いた逆ファラデー効果は、円偏光パルスが試料に照射されると、光の進行方向に有効磁場パルスを生成し、それがスピン歳差運動を誘起するというものである。ファラデー効果の逆効果であることから、磁気光学感受率が高い、つまり単位磁化あたりのファラデー回転角が大きい物質ほど、逆ファラデー効果が大きいことが期待される。ファラデー効果が光吸収に基づく現象でないのと同様に、逆ファラデー効果も光吸収を必要としない。したがって、本質的に非熱効果であり、超高速過程となる。

スピン歳差運動の周期よりも十分に短いパルス幅、かつ実準位に非共鳴な波長の円偏光パルスを用いて仮想励起した場合は、インパルス誘導ラマン散乱 (impulsive stimulated Raman scattering) となる<sup>25), 30), 31)</sup>。これは円偏光パルスによって誘電率テンソルが磁化の1乗に比例して変調される効果である。

逆ファラデー効果の作用により、瞬間的なスピン歳差運動が引き起こされることは、2005年にKimelらによって初めて報告された<sup>32)</sup>。彼らは弱強磁性体DyFeO<sub>3</sub>に円偏光パルスを照射することで、数百GHzのスピン歳差運動を観測した。また、円偏光のヘリシティを反転することで、スピン歳差運動の初期位相が180度シフトすることを確認した。このときに生じる有効磁場パルスはパルス幅200 fs、数Tに達するとされた。

### 逆コットン・ムートン効果

直線偏光パルスによって誘電率テンソルが磁化の2乗に比例して変調される効果である。光線の進行方向に対して垂直方向に有効磁場が誘起され、それが磁気屈折を生じる。有効磁場の大きさや方向は磁性体の対称性を反映するために、逆ファラデー効果と比べてパラメータの数が多

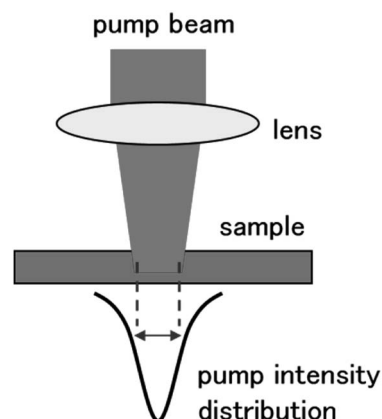


Fig. 1 Pump intensity distribution on the sample.

い<sup>33), 34)</sup>。2007年にKalashnikovaらによって弱強磁性体FeBO<sub>3</sub>を用いて報告された<sup>35)</sup>。

以上のように熱的・非熱的な磁気効果を概観したが、どの励起機構であっても、強磁性体やフェリ磁性体にポンプ光パルスを集光すると、有限な波数を持ったスピン波が生成することが期待される。ポンプ光が照射された時刻  $t=0$  でポンプ光スポット内に瞬間的に励起されたスピン歳差運動は、 $t>0$  でスピン波の形でポンプ光スポットの外側に伝播していく。ポンプ光によって誘起されたスピン波の波形 (磁化の面直方向) は以下の式で与えられる<sup>36)</sup>。

$$m_z(\mathbf{r}, t) \propto \int_{|\mathbf{k}| < k_c} d\mathbf{k} h(\mathbf{k}) \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t) \exp(-\alpha\omega(\mathbf{k})t) \quad (1)$$

ここでスピン波の波数空間での波源  $h(\mathbf{k})$  は、Fig. 1のように試料表面におけるポンプ光の空間強度分布  $|E(\mathbf{r})|^2 \propto \exp(-r^2/2r_0^2)$  のフーリエ変換で与えられる。ポンプ光によって誘起された磁化の面直成分  $m_z$  は、励起されたスピン波の波数ベクトル  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$  に関してすべてにわたって2次元的に積分することで得られる。ここで、積分のカットオフ波数  $k_c$  は、 $\exp(-k_c^2 r_0^2/2) \ll 1$  を満足するように決められている。 $\omega(\mathbf{k}) = 2\pi f(\mathbf{k})$  は、励起されるスピン波の分散関係である。ギルバート緩和は  $\exp(-\alpha\omega(\mathbf{k})t)$  の部分に取り入れられている。

### 3. 光を用いたスピン波検出法

スピン波波形を、位相情報を含めて測定するには、Fig. 2(a)のように微細加工されたプローブ用アンテナに流れる誘導電流を測定する方法が一般的である。プローブアンテナの位置をずらすことによって空間分解測定することができる<sup>10), 11), 37)</sup>。

一方、微細加工に頼らず、スピン波伝播を時間分解イメージングするには、光を用いるのが最も適していると考えられる。パルス幅程度の時間分解能と、波長程度の空間分解能は比較的容易に得られる。X線を用いる光電子顕微鏡と、可視・近赤外光を用いる顕微ブリュアン散乱法と磁

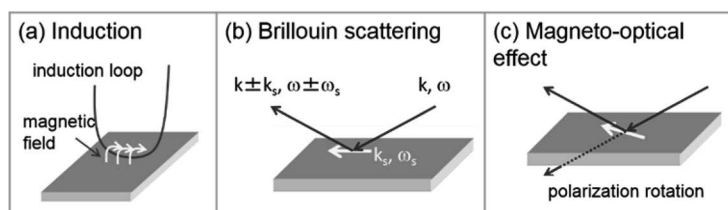


Fig. 2 Spin wave detection techniques.

気光学顕微鏡を用途によって使い分ける。

X線磁気円二色性-光電子顕微鏡(X-ray Magnetic Circular Dichroism-Photoemission Electron Microscope; XMCD-PEEM)は、円偏光ビームのヘリシティによりスピンのアップ・ダウンに対する状態密度差を反映した吸収強度差を用いて光電子量を2次元イメージングするものである<sup>38)</sup>。光子エネルギーを適切な吸収端に調整することで、元素選択性がある。最近ではフェムト秒近赤外光レーザーと組み合わせた時間分解測定が実現している<sup>39), 40)</sup>。

#### 顕微ブリュアン散乱法

Fig. 2(b)のように単一波長の連続発振レーザーを磁性体に照射し、スピン波周波数だけ周波数がずれた散乱光(ストークス光もしくは反ストークス光)を検出する。スピン波(マグノン)の分布を測定するので、パラメトリックポンピングなど<sup>41)</sup>によって生成した、位相のばらばらな(インコヒーレントという)スピン波でも検出可能である。時間相関単一光計数法により、ある程度の時間分解能が得られる<sup>9)</sup>。参照信号との干渉を利用することでスピン波の位相を測る方法も開発され<sup>42)</sup>、スピン波のコヒーレント成分も検出することが可能になっている。

マイクロ波やスピン偏極電流で生成されたスピン波を顕微ブリュアン散乱法でイメージングした報告例は多数ある<sup>43)</sup>。一方、光で誘起されたスピン波を、この手法を用いて時間分解イメージングした報告例は、筆者の知る限りまだない。

#### 磁気光学顕微鏡

Fig. 2(c)のように透過配置の場合、直線偏光プローブ光の偏光回転(ファラデー回転)角を測定することにより、試料中の磁化の面直成分を測定することができる。また、コットン・ムートン効果によって磁化の面内成分も検出可能である。プローブ光として直線偏光もしくは円偏光を用い、試料を透過した後のプローブ光の偏光変化を、バランス検出法により測定する。反射配置の場合、偏光回転(カー回転)角を極・縦・横カー効果で測定することにより、磁化の3次元的な情報を得ることができる<sup>44)</sup>。

磁化情報を読み取るのに偏光自由度を用いるため、光の時間パルス幅は検出感度に関係ない。そこで、ポンプ・プローブ測定法を用いて、プローブ光のパルス幅を短くすることによって時間分解能を高めることができる。

またポンプ・プローブ時間分解波形をフーリエ変換する

ことにより周波数スペクトルを得ることができる。ここで光学遅延装置の遅延レンジを長くするとスペクトル分解能が向上し、遅延の時間ステップ幅を小さくすると高い周波数まで分解できるようになる。このようにGHz~THzの数桁にもわたる周波数レンジの測定を単一の光学系で行うのがポンプ・プローブ法の長所の一つである。また、時間領域で振動の初期位相が測定できるため、励起メカニズムに関する知見が得られる(これについては後述する)。

ポンプ・プローブ測定では、ポンプ光パルスによって瞬時的にスピン歳差運動が誘起され、位相のそろったコヒーレントなスピン波のみを検出する。ポンプ光によって仮にインコヒーレントなスピン波が誘起されたとしても、この成分は打ち消し合い、検出されない。

#### 4. 光パルスを用いたスピン波生成・時間分解イメージング

ポンプ・プローブ測定では、ポンプ光スポット位置に対して相対的にプローブ光スポット位置をスキャンすることにより、スピン波伝播を時間分解イメージングすることができる<sup>19), 36), 45)</sup>。ただし、実際にはプローブ光ではなく、ポンプ光位置をスキャンするので、均一でない試料や試料端のスピン波伝播は観測できない。この問題を解決し、かつ測定時間を一気に短縮するために、CCDカメラやCMOSカメラを用いて、スキャンすることなしにスピン波をイメージングする技術が最近発展してきた<sup>46)~48)</sup>。この場合、バランス検出法を用いることができないため、ファラデー回転角の絶対値を測定するために、回転検光子法<sup>49)</sup>を用いる場合が多い。

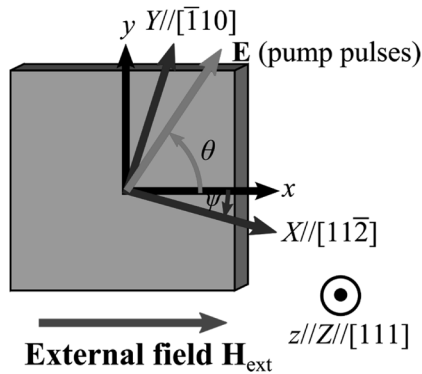
ここで、いくつかの光磁気効果を組み合わせることで、スピン波の初期位相を制御するという研究成果を紹介する。また、CCDカメラを用いたスピン波イメージングについて述べる<sup>47)</sup>。

われわれは、ビスマス添加希土類鉄ガーネットにおいて逆ファラデー効果を用いたスピン波生成、磁気光学効果を用いたスピン波検出という全光ポンプ・プローブ測定を行ってきた<sup>36)</sup>。ここでは逆ファラデー効果を用いたためポンプ光は円偏光であり、励起されるスピン歳差運動の初期位相は円偏光ヘリシティに応じて0か180度かのどちらかであった。そこで、直線偏光パルスを用いることで、生成されたスピン波の初期位相が連続的に制御可能であるこ



とを述べる。また、スピン歳差運動の初期位相と振幅のポンプ光偏光方位角依存性が、逆コットン・ムートン効果と光誘起磁気異方性をともに考慮することによって説明できることを示す。

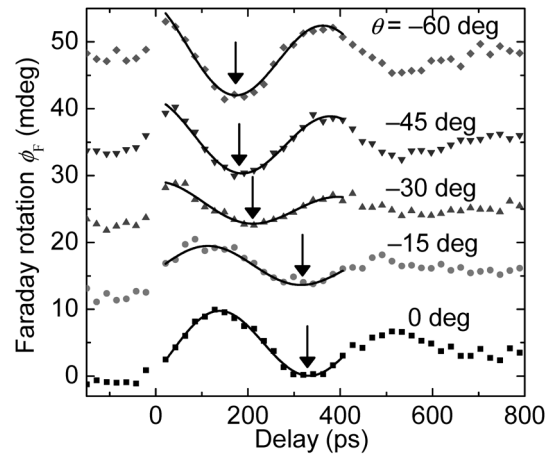
試料は約1,000 ppmのPbを含む、ビスマス添加希土類鉄ガーネット $\text{Gd}_{4/3}\text{Yb}_{2/3}\text{BiFe}_5\text{O}_{12}$  (111面)である。試料の大きさは6 mm×6 mmで、厚さは110  $\mu\text{m}$ である。この結晶はm3mの対称性を示す。試料の飽和磁化は90 emu/cm<sup>3</sup>であり、キュリー温度は $T_c=573$  Kである。すべての測定は室温で行われた。Fig. 3のように1 kOeの面内磁場を印加し、単一磁気ドメインとした。磁化の垂直/面内成分の比は $5 \times 10^{-3}$ であった。試料の結晶軸Xは $[11\bar{2}]$ に平行であり、磁場方向とは $\psi=5$ 度の方向を向いている。直線偏光で誘起されたスピン歳差運動は磁気光学ポンプ・プローブ法によって測定された。励起用のポンプ光の波長は1,300 nm、パルス幅は150 fsである。プローブ光の波長は800 nm、パルス幅は150 fsである。スピン歳差運動は、直線偏光したプローブ光のファラデー回転を検出することによって得た。2通りの測定を行った。一つはポンプ光照射位置におけるスピン歳差運動の時間分解測定である。この測定では、ポンプ光を試料表面に集光し、スポット径80  $\mu\text{m}$ 、フルエンス75 mJ/cm<sup>2</sup>とした。プローブ光は



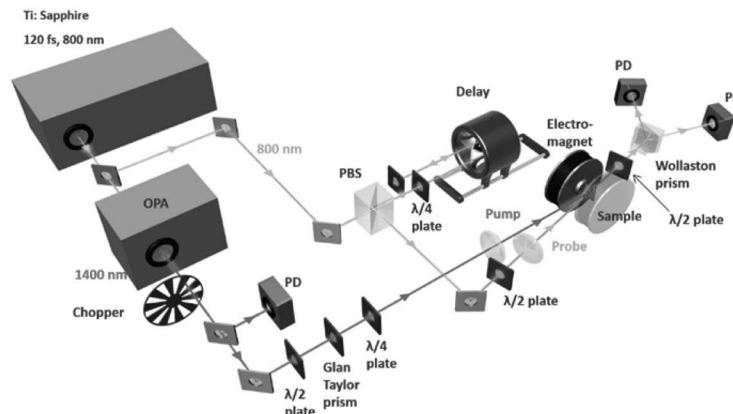
**Fig. 3** Definition of coordinate axes, polarization azimuth  $\theta$ , and crystallographic azimuth  $\psi$ . The x-axis is parallel to the external magnetic field.<sup>47)</sup>

スポット径30  $\mu\text{m}$ 、フルエンスは0.2 mJ/cm<sup>2</sup>として集光した。プローブ光を二つの直交した偏光に分け、バランス検出することで、ファラデー回転角を測定した(Fig. 4)。もう一つの測定は、スピン波伝播の時間空間分解測定である。この測定では、ポンプ光を試料表面に集光し、スポット径85  $\mu\text{m}$ 、フルエンス60 mJ/cm<sup>2</sup>とした。試料表面を直径5 mmにわたってフルエンス0.1 mJ/cm<sup>2</sup>のプローブ光で照射し、そのファラデー回転をCCDカメラを用いて測定した。

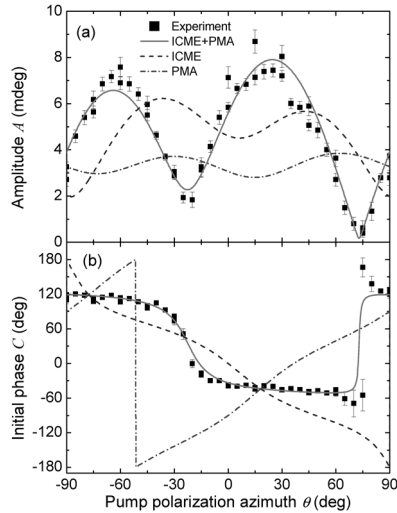
いくつかのポンプ光偏光方位角に対するプローブ光のファラデー回転の時間波形 $\phi_F$ をFig. 5に示す。これらの波形はスピン歳差運動に相当する。周波数約2.5 GHzで振動する時間波形が得られ、これはポンプ光の方位角に対して依存しなかった。振動成分の初期位相はポンプ光方位角とともに変化的に見いだされた。このことは図の矢印で表される最初の負のピーク位置がシフトしていることによって確認できる。初期位相を抽出するために、以下のような関数で波形を $20 \leq t \leq 400$  psの範囲でフィッティングした。



**Fig. 5** Temporal waveform of Faraday rotation of probe pulses measured at several polarization azimuths of pump pulses. Black lines show fitting curve given by Eq. (2). Arrows show first negative peak.<sup>47)</sup>



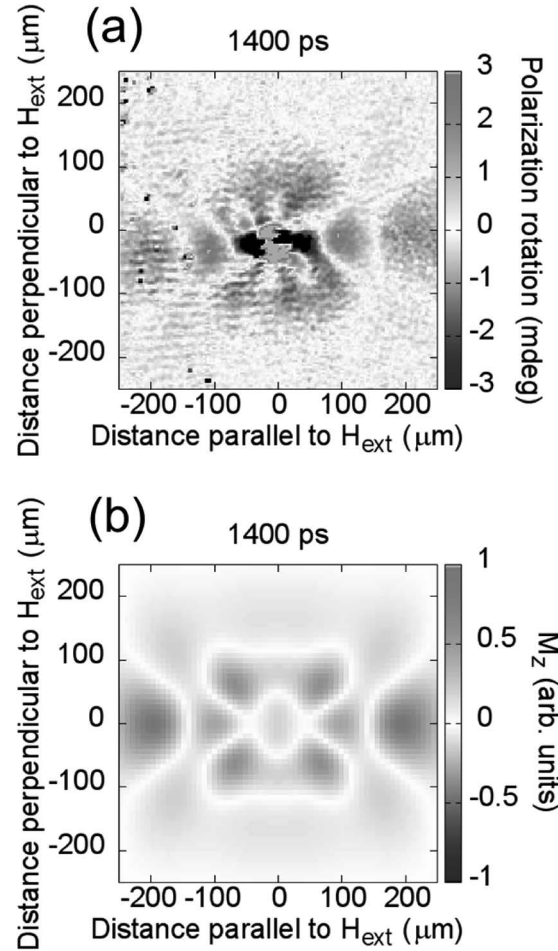
**Fig. 4** Experimental setup for local excitation of spin precession.



**Fig. 6** Polarization dependence of (a) amplitude  $A$ , (b) initial phase  $C$ . Red solid lines are fitting curves. Blue broken line and green dashed line indicate contributions of ICME and PMA, respectively.<sup>47)</sup>

$$\phi_F(t) = A \exp(-Bt) \sin(2\pi ft + C) + Dt + E \quad (2)$$

ここで  $f = 2.53$  GHz とし、 $A, B, C, D, E$  をフィッティングパラメータとした。  $B$  はポンプ光方位に依存しないとしたところ、  $B = 6 \times 10^{-4} \text{ ps}^{-1}$  を得た。 振幅  $A$  と初期位相  $C$  のポンプ光方位角  $\theta$  依存性をそれぞれ Fig. 6(a), (b) に示す。 初期位相が、連続的に変化した。ただし  $\theta \approx 75$  度において約 180 度のジャンプが見られ、ここでは振幅がほぼ 0 まで落ち込んだ。 それに加えて、初期位相は  $\theta \approx -25$  度において大きく変化し、ここでも振幅は局所的に最小値をとった。ここから、光によって誘起されたスピン歳差運動のメカニズムを議論する。光とスピン系の相互作用は時間スケールの異なる二つの現象に分けることができる。一つは光パルスによる有効磁場のインパルスな生成で、これはパルス幅がスピン歳差運動の振動周期よりも十分に短いときに起きる。他方は光パルスによる有効磁場の誘起であり、この緩和時間はスピン歳差運動の周期よりも十分に長い。これらはそれぞれ、インパルス誘導ラマン散乱と変位型コヒーレントマグノン励起に対応する。これらの二つのタイプの有効磁場を誘起する磁気光学効果はそれぞれ逆コットン・ムートン効果と光誘起磁気異方性である。逆コットン・ムートン効果によって誘起された有効磁場のインパルス生成は磁化の瞬間的な変位という形でスピン歳差運動に寄与する。一方、光誘起磁気異方性では、ステップ関数的な有効磁場の生成は磁場の瞬間的な変化としてスピン歳差運動に寄与する。このように仮定することによって、Fig. 6(a), (b) において逆コットン・ムートン効果と光誘起磁気異方性をともに考慮した場合に実験結果を十分再現することができた。いずれか一方の効果のみを考慮した場合は、実験結果を再現することはできなかった。 Fig.



**Fig. 7** (a) Experimental spatial plot of spin wave propagation. Polarization azimuth of pump pulses was  $\theta \approx -60$  deg. The spin wave was emitted at  $(0, 0)$ . (b) Calculated spatial plot using the dispersion curve of BVMSW. In both figures, plots at the delay  $t = 1,400$  ps are shown.<sup>47)</sup>

6(a), (b) では、逆コットン・ムートン効果と光誘起磁気異方性の各々の寄与もプロットしてある。これらの寄与では、初期位相はポンプ光方位角とともに 360 度変化していることがわかる。そして、それらは逆の方位角依存性となっている。両方の寄与が重なった結果としてのスピン歳差運動では、初期位相は 180 度の間で変化しているが、これは二つの寄与が干渉した結果であると考えられる。  $\theta \approx 75$  度では、両者の寄与が互いに打ち消しあい、スピン歳差運動の振幅は最小値を取る。また、このとき、初期位相は 180 度のジャンプを見せる。  $\theta \approx -25$  度でも同様に、干渉の結果として振幅が最小値をとり、初期位相も大きく変化する。一方、  $\theta \approx 20$  度や  $\theta \approx -75$  度では、これらの寄与が協動的に干渉し振幅が最大となっている。

直線偏光パルスによって生成したスピン波の伝播を調べるために、時間空間分解波形を CCD カメラを用いて観測した。ポンプ光照射 1.5 ns 後のスピン波波形を Fig. 7(a) に示す。次に後進体積静磁波の分散関係を仮定して、スピン波の波形を計算した。  $t = 1.5$  ns における計算結果を

Fig. 7(b)に示す. 実験結果との非常に良い一致が見られ, 直線偏光で誘起したスピン波は後進体積静磁波であることが示された.

## 5. 今後の研究の見通し

ごく最近, スピン波と弾性波の合成波である磁気弾性波の時間分解イメージングが報告された<sup>48)</sup>. 関連してスキルミオンのダイナミクスのイメージングもたいへん興味深い. CCDカメラを用いることで, スピン波導波路やマグノン結晶などの均一でない試料中のスピン波伝播や試料端のスピン波反射, 屈折もイメージングできるだろう. 近年理論的に提唱された試料端におけるマグノン・ホール効果<sup>50)</sup>の時間分解イメージングにも期待がかかる. さらに回折限界以下の波長のスピン波(いわゆる交換スピン波)をイメージング<sup>43)</sup>できればコヒーレントなボーズ・アインシュタイン凝縮のダイナミクスを観測できる可能性もある. 将来的には最近報告されたSTAMP (Sequentially Timed All-optical Mapping Photography)の手法によってシングルショットで時間分解イメージングできるようになるだろう<sup>51)</sup>.

**謝辞** 本稿の内容は, 黒田和男教授, 志村 努教授, 飯田隆吾博士, 照井勇輝氏, 吉峯 功氏, 守谷 頼博士, 齊藤英治教授, 安藤和也准教授, Boris Ivanov教授との共同研究に基づくものです. 本研究は科学技術振興機構さきがけ(光の利用と物質材料・生命機能), 科学研究費補助金(新学術領域 半導体における動的相関電子系の光科学, 若手研究(A)), 村田学術振興財団研究助成の支援を受けて実施されました. 照井, 吉峯両氏の作成したイラストを使用させていただきました. 深く感謝いたします.

## References

- 1) Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nature*, **464**, 262 (2010).
- 2) A. G. Gurevich and G. A. Melkov: *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, 1996).
- 3) D. D. Stancil and A. Prabhakar: *Spin Waves: Theory and Applications* (Springer, 2009).
- 4) S. O. Demokritov and A. N. Slavin: *Magnonics: From Fundamentals to Applications* (Springer, 2013).
- 5) A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands: *Nature Phys.*, **11**, 453 (2015).
- 6) Y. Nozaki, N. Narita, T. Tanaka, and K. Matsuyama: *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 082505 (2009).
- 7) S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami, and T. Shimatsu: *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 237209 (2012).
- 8) T. Seki, K. Utsumiya, Y. Nozaki, H. Imamura, and K. Takanashi: *Nature Commun.*, **4**, 1726 (2013).
- 9) O. Büttner, M. Bauer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, Y. S. Kivshar, V. Grimalsky, Yu. Rapoport, and A. N. Slavin: *Phys. Rev. B*, **61**, 11576 (2000).
- 10) M. Covington, T. M. Crawford, and G. J. Parker: *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 237202 (2002).
- 11) K. Perzlmaier, G. Woltersdorf, and C. H. Back: *Phys. Rev. B*, **77**, 054425 (2008).
- 12) S. Tamaru, J. A. Bain, M. H. Kryder, and D. S. Ricketts: *Phys. Rev. B*, **84**, 064437 (2011).
- 13) V. E. Demidov, S. Urazhdin, and S. O. Demokritov: *Nature Mater.*, **9**, 984 (2010).
- 14) M. van Kampen, C. Jozsa, J. T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W. J. M. de Jonge, and B. Koopmans: *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 227201 (2002).
- 15) B. Lenk, G. Eilers, J. Hamrle, and M. Münzenberg: *Phys. Rev. B*, **82**, 134443 (2010).
- 16) S. Mizukami, F. Wu, A. Sakuma, J. Walowski, D. Watanabe, T. Kubota, X. Zhang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, and T. Miyazaki: *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 117201 (2011).
- 17) M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, and G. von Freymann: *Nature Phys.*, **11**, 487 (2015).
- 18) A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R. V. Pisarev, and Th. Rasing: *Nature*, **429**, 850 (2004).
- 19) F. Busse, M. Mansurova, B. Lenk, M. von der Ehe, and M. Münzenberg: *Sci. Rep.*, **5**, 12824 (2015).
- 20) F. Meier and B. P. Zakharchenya: *Optical Orientation* (Elsevier, New York, 1984).
- 21) S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger: *Science*, **294**, 1488 (2001).
- 22) F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing: *Phys. Rev. B*, **73**, 014421 (2006).
- 23) F. Atoneche, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kirilyuk, and Th. Rasing: *Phys. Rev. B*, **81**, 214440 (2010).
- 24) Y. Hashimoto, S. Kobayashi, and H. Munekata: *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 067202 (2008).
- 25) A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing: *Phys. Rev. B*, **78**, 104301 (2008).
- 26) Y. R. Shen: *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley-Interscience, 2002).
- 27) A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing: *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2731 (2010).
- 28) P. S. Pershan: *Phys. Rev.*, **130**, 919 (1963).
- 29) Y. R. Shen and N. Bloembergen: *Phys. Rev.*, **143**, 372 (1966).
- 30) P. S. Pershan, J. P. van der Ziel, and L. D. Malmstrom: *Phys. Rev.*, **143**, 574 (1966).
- 31) R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B. A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura: *Phys. Rev. B*, **84**, 064402 (2011).
- 32) A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, and Th. Rasing: *Nature*, **435**, 655 (2005).
- 33) T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, M. Fiebig, and T. Shimura: *Nature Photon.*, **9**, 25 (2015).
- 34) 逆磁気光学効果の詳細については佐藤琢哉: 応用物理, 1月号(2016)を参照されたい.
- 35) A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing: *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 167205 (2007).
- 36) T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B. A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda: *Nature Photon.*, **6**, 662 (2012).

- 37) K. Sekiguchi, K. Yamada, S.-M. Seo, K.-J. Lee, D. Chiba, K. Kobayashi, and T. Ono: *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 017203 (2012).
- 38) C. M. Schneider and G. Schönhense: *Rep. Progr. Phys.*, **65**, 1785 (2002).
- 39) J. Raabe, C. Quitmann, C. H. Back, F. Nolting, S. Johnson, and C. Buehler: *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 217204 (2005).
- 40) K. Fukumoto, T. Matsushita, H. Osawa, T. Nakamura, T. Muro, K. Arai, T. Kimura, Y. Otani, and T. Kinoshita: *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 063903 (2008).
- 41) H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov: *Nature Mater.*, **10**, 660 (2011).
- 42) A. A. Serga, T. Schneider, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, and M. P. Kostylev: *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 063506 (2006).
- 43) T. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands, and H. Schultheiss: *Front. Phys.*, **3**, 1 (2015).
- 44) Y. Acremann, C. H. Back, M. Buess, O. Portmann, A. Vaterlaus, D. Pescia, and H. Melchior: *Science*, **290**, 492 (2000).
- 45) Y. Au, M. Dvornik, T. Davison, E. Ahmad, P. S. Keatley, A. Vansteenkiste, B. Van Waeyenberge, and V. V. Kruglyak: *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 097201 (2013).
- 46) Y. Hashimoto, A. R. Khorsand, M. Savoini, B. Koene, D. Bossini, A. Tsukamoto, A. Itoh, Y. Ohtsuka, K. Aoshima, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing: *Rev. Sci. Instrum.*, **85**, 063702 (2014).
- 47) I. Yoshimine, T. Satoh, R. Iida, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, and T. Shimura: *J. Appl. Phys.*, **116**, 043907 (2014).
- 48) N. Ogawa, W. Koshibae, A. J. Beekman, N. Nagaosa, M. Kubota, M. Kawasaki, and Y. Tokura: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **112**, 8977 (2015).
- 49) A. Laraoui, M. Albrecht, and J. Y. Bigot: *Opt. Lett.*, **32**, 936 (2007).
- 50) R. Matsumoto and S. Murakami: *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 197202 (2011).
- 51) K. Nakagawa, A. Iwasaki, Y. Oishi, R. Horisaki, A. Tsukamoto, A. Nakamura, K. Hirokawa, H. Liao, T. Ushida, K. Goda, F. Kannari, and I. Sakuma: *Nature Photon.*, **8**, 695 (2014).

(2015年9月4日受理)

佐藤 琢哉 さとう たくや

2004 東京大学大学院工学系研究科博士課程修了, 2003 ドイツMax-Born研究所研究員, 2005 東京大学大学院総合文化研究科研究員, 2007 東京大学生産技術研究所助教, 2010 科学技術振興機構さきがけ研究者(兼任), 2014 九州大学大学院理学研究院准教授, 2015 スイスETH Zurich客員教授(兼任), 現在に至る。

専門 磁気光学, 非線形光学, 超高速科学

博士(工学)