

## 磁性合金薄膜におけるスピン波伝搬の全光学的検出

○水上成美<sup>1</sup>, 飯浜賢志<sup>2</sup>, 窪田崇秀<sup>1</sup>, レザ・ランジバル<sup>1,2</sup>, 杉原敦<sup>1</sup>, 安藤康夫<sup>2</sup>, 宮崎照宣<sup>1</sup>  
 ( <sup>1</sup>東北大学・原子分子材料科学高等研究機構, <sup>2</sup>東北大学院・工学研究科)

All-optical detection of spin wave propagation in magnetic alloys films

S. Mizukami<sup>1</sup>, S. Iihama<sup>2</sup>, T. Kubota<sup>1</sup>, R. Ranjibar<sup>1,2</sup>, A. Sugihara<sup>1</sup>, Y. Ando<sup>2</sup>, T. Miyazaki<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>WPI-AIMR, Tohoku Univ., <sup>2</sup>Dept. Appl. Physics, Tohoku Univ.)

**はじめに** スピン波を用いた情報処理デバイスが最近いくつか提案され、いわゆるマグノニクスという分野を形成している<sup>1)</sup>。スピン波デバイスではスピン波を情報のキャリアとして用いるため、スピン波モードに固有の位相速度、群速度、寿命、導波路端での反射・散乱等の研究などが主に面内膜を中心に精力的に進められてきた。その際のスピン波の評価の手段として、マイクロ波導波路を局所アンテナとして用いたマイクロ波検出法<sup>2)</sup>、更にそれにブリルアン散乱を併用した検出法<sup>3)</sup>、パルスレーザーを用いたポンプ・プローブ全光学検出法<sup>4)</sup>などが報告されている。他方、垂直磁化薄膜のスピン波伝搬の評価はあまり報告例がない。垂直磁化膜の場合には、異方性磁場が大きいためスピン波の才差が最大で 100 GHz - 1 THz に及び、また十分な振幅のスピン波を発生させるのも難しい。これまで我々は、パルスレーザーを用いた全光学的ポンプ・プローブ時間分解磁気光学カー効果を用い、様々な垂直磁化膜の磁化才差と緩和のダイナミクスを報告してきた<sup>5)</sup>。本研究ではこれを発展させ、レーザー励起したスピン波の伝搬<sup>4)</sup>を顕微磁気光学カー効果で評価することを試みた。

**実験方法** Ti: Sapphire レーザーを光源とした標準的なポンプ・プローブ光学系を構築した。対物レンズ (N/A=0.65) を用いてレーザー光を試料上に集光し、プローブとポンプ光のスポット径を各々~1 および~3  $\mu\text{m}$  とした。また、ポンプならびにプローブ光スポット距離  $L$  を可変とした (Fig. 1)。反射したプローブ光のカー回転角を検光子とバランスストライドでロックイン検出し、磁場は電磁石を用いて膜面直方向に印加した。試料には、FeNi 薄膜、ならびに垂直磁化と面内磁化を積層した MnGa(30 nm)/Co(20 nm)膜を用いた。

**実験結果** 距離  $L$  を変えた際の積層薄膜における時間分解磁気光学カー効果を図 2 に示す。  $L=0 \mu\text{m}$  の場合、遅延時間がゼロのところでも超高速減磁による鋭いカー回転角の変化が見られ、その後 MnGa と Co 層の才差運動に対応した非常に速い才差ならびに遅い才差運動が観測されている。距離  $L$  が大きくなると、波形は指数関数的な時間変化から、波束的な時間変化に連続的に移行する。これは局所的に励起された磁化才差運動がスピン波として伝搬していると解釈される。MnGa に起因する周波数の早いスピン波は  $L=4 \mu\text{m}$  では既に観測できず、伝搬距離が小さい可能性がある。

**謝辞** 本研究は NEDO 若手研究 Grant(11B07010d)ならびに科研費補助金若手(A) (24686001)の支援により行われた。

### 参考文献

- 1) V. V. Kruglyak *et al.*, J. Phys. D **43**, 264001 (2010).
- 2) K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 017203 (2012).
- 3) T. Sebastian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 067201 (2013).
- 4) T. Satoh *et al.*, Nature Photonics **6**, 662 (2012).
- 5) S. Mizukami *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 117201 (2011)等.

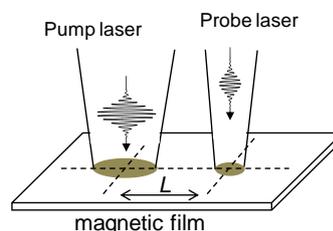


Fig. 1 全光学ポンプ・プローブ磁気光学顕微鏡を用いた非局所的測定の模式図。

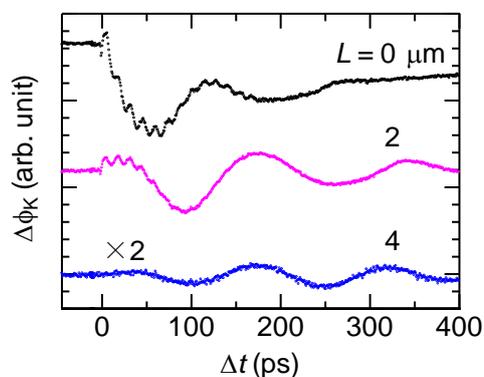


Fig. 2 MnGa/Co 積層膜のスピン波伝搬のポンプ・プローブ光スポット間距離依存性。

## エピタキシャル Fe 薄膜を伝搬するスピン波の実時間観測

石田尚子\*, 関口康爾\*\*, 介川裕章\*\*\*

(\* 慶大理工, \*\*JST さきがけ, \*\*\* 物質・材料研究機構)

Time-domain measurement of propagating spin waves in an epitaxial Fe film

N. Ishida\*, K. Sekiguchi\*\*, and H. Sukegawa\*\*\*

(\*Keio Univ., \*\*JST PRESTO, \*\*\*NIMS)

## 1. はじめに

強磁性薄膜に交流磁場を印加するとスピン波が励起され伝搬する。結晶磁気異方性を有する強磁性薄膜ではダンピング定数  $\alpha$  が結晶方位に依存すると計算されており [1]、スピン波減衰長と結晶軸の関係は興味深い。本研究では、エピタキシャル成長させた Fe 単結晶薄膜の容易軸方向を伝搬するスピン波の電氣的検出を試みた。

## 2. 実験方法

Fe 単結晶薄膜 (100) 面を MgO(100) 基板上に成膜した。Fe 薄膜は Cr をバッファー層として膜厚 25 nm エピタキシャル成長させた [2]。この Fe 薄膜を電子線描画及び Ar イオンミリング法により  $120 \times 200 \mu\text{m}^2$  に加工した。SiO<sub>2</sub>(80 nm) を成膜し Fe 薄膜を絶縁した後、SiO<sub>2</sub> 上に Fig. 1 に示すシグナル線 (S) とグランド線 (G) からなるアンテナ 2 組を Ti(5 nm)/Au(200 nm) で作製した。左と右のアンテナはスピン波励起用、検出用のアンテナであり、両アンテナ間の距離 (Gap,  $g$ ) はスピン波の伝搬距離に対応する [3]。外部磁場 500 Oe を  $y$  方向に印加した状態で、励起用アンテナ (左側) にパルス電圧  $V_{in}$  を印加しスピン波を励起した。スピン波が Fe 薄膜を伝搬して検出アンテナ直下を通過すると、磁化振動による磁束変化が生じ、検出アンテナに誘導起電力が生じる。この誘導起電力をスピン波信号としてオシロスコープで検出した。

## 3. 実験結果および考察

伝搬距離を変化させたときのスピン波信号の時間変化を Fig. 2 に示す。図に示すようにパケット状のスピン波信号が観測され、パケット中心から到達時間 ( $t_s$ ) がわかる。スピン波の群速度は  $v_g = g/t_s$  から 10 km/s とわかった。外部磁場強度を 10 Oe に低減させ  $v_g$  を測定すると、13 km/s となり 30% 増加した。これは、スピン波の分散関係から計算される  $v_g$  の傾向と定性的に一致する。Fe 単結晶薄膜において Py に匹敵する高速スピン波伝搬が実現することがわかった。

## 参考文献

- [1] K. Gilmore *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 174414 (2010).  
 [2] H. Sukegawa *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 184401 (2012).  
 [3] K. Sekiguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 022508 (2010).

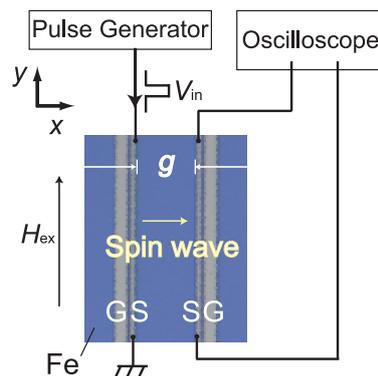


Fig. 1 Schematic illustration of a measurement setup. The widths of the signal line and the ground line are  $1 \mu\text{m}$  and  $3 \mu\text{m}$ , respectively.

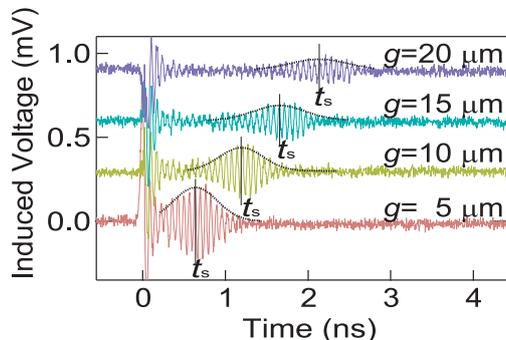


Fig. 2 Spin wave signals with different gap distances ( $g$ ). Spin wave packets are fitted by the Gaussian function (broken lines).

## NiFe 細線におけるスピン波干渉の Brillouin 散乱分光測定

佐藤奈々\*, 関口康爾\*,\*\*

(\*慶大理工, \*\*JST さきがけ)

Brillouin light scattering spectroscopy of spin wave interference in a NiFe wire

N. Sato\* and K. Sekiguchi\*,\*\*

(\*Keio Univ., \*\*JST-PRESTO)

## 1. はじめに

近年、スピン波を利用した論理演算回路が提案され<sup>1)</sup>、スピン波干渉が注目を集めている<sup>2)</sup>。集積回路への応用を考慮すると試料を微小化する必要があるが、試料線幅とスピン波波長が同程度になると、線幅方向の波数量子化に代表されるエッジ効果が大きな寄与を示すと考えられる。そこで本研究では、細線試料におけるスピン波干渉を詳細に調べた。

## 2. 実験方法

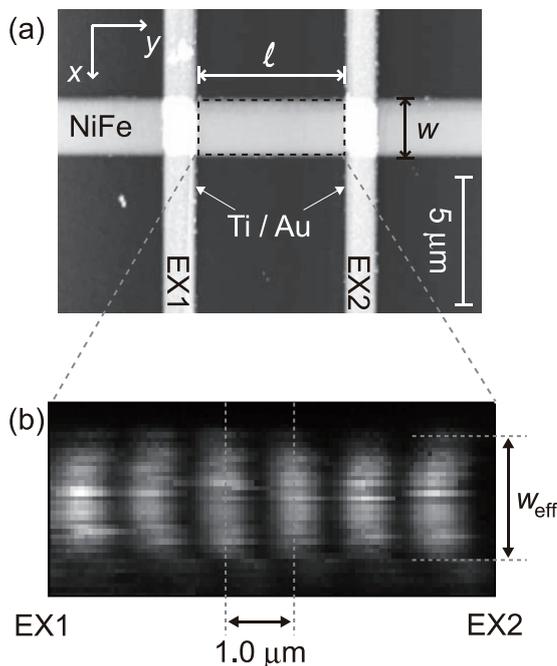
Fig. 1(a) に試料の原子間力顕微鏡像を示す。Si 基板上に膜厚 35 nm、線幅  $w = 2.5 \mu\text{m}$  の  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  細線を電子線描画およびリフトオフ法によって加工した。膜厚 40 nm の  $\text{SiO}_2$  によって絶縁層を成膜した後、Ti (5 nm)/Au (125 nm) でアンテナ EX1 と EX2 を作製した。 $x$  方向に 300 Oe の外部磁場を印加した状態で、EX1 と EX2 に周波数 7.13 GHz のマイクロ波を入射し、EX1 と EX2 から互いに逆向きに伝搬するスピン波を励起した。対向するスピン波が干渉したときのスピン波強度分布を micro-Brillouin 散乱 (BLS) 分光法によって測定した<sup>3)</sup>。

## 3. 実験結果および考察

Fig. 1(b) は BLS 強度の測定結果を示し、白色部分はスピン波強度が強く、黒色部分はスピン波強度が弱いことを表す。図に示すように  $y$  方向に沿って定在波が励起され、BLS 強度の明暗パターンが  $1.0 \mu\text{m}$  間隔で周期的に現れた。分散関係から計算するとスピン波の波数は  $3.0 \mu\text{m}^{-1}$  となり、波長は  $2.0 \mu\text{m}$  と導出される。定在波の腹と腹の間隔は波長の 2 分の 1 ( $= 1.0 \mu\text{m}$ ) になるので、BLS 強度の明暗パターンが波の強め合い、弱め合いのスピン波干渉に対応することが分かった。 $x$  方向の BLS 強度は細線の中央部において最大となり、細線エッジ近傍においては BLS 強度が中央部の 25% に低下した。一方、micro magnetics 計算を行なうと、細線エッジでは反磁場が大きいいため磁化が飽和しないことが示された。従って細線試料におけるスピン波干渉では試料内の反磁場による有効幅を考慮する必要があり、線幅  $2.5 \mu\text{m}$  の細線においては有効幅は  $w_{\text{eff}} = 2.2 \mu\text{m}$  であることが分かった。

## 参考文献

- 1) T. Schneider *et al.*, Appl. Phys. Lett. **92**, 022505 (2008).
- 2) N. Sato *et al.*, Appl. Phys. Express **6**, 063001 (2013).
- 3) P. Pirro *et al.*, Phys. Status Solidi B **248**, 2404 (2011).



**Fig. 1** (a) Atomic force microscope image of the sample. The distance between the antennas (EX1 and EX2) was set to be  $l = 5.8 \mu\text{m}$ . (b) BLS intensity mapping between the antennas.

## 高周波電圧アシスト磁化反転

野崎隆行<sup>1,2</sup>, 荒井礼子<sup>1</sup>, 薬師寺啓<sup>1,2</sup>, 田丸慎吾<sup>1</sup>, 久保田均<sup>1,2</sup>, 今村裕志<sup>1</sup>, 福島章雄<sup>1,2</sup>, 湯浅新治<sup>1,2</sup>

1. 産総研 ナノスピントロニクス研究センター 2. CREST-JST

### High-frequency voltage-assisted magnetization reversal

T. Nozaki<sup>1,2</sup>, H. Arai<sup>1</sup>, K. Yakushiji<sup>1,2</sup>, S. Tamaru<sup>1</sup>, H. Kubota<sup>1,2</sup>, H. Imamura<sup>1</sup>, A. Fukushima<sup>1,2</sup>, and S. Yuasa<sup>1,2</sup>

1. AIST, Spintronics Research Center, 2. CREST-JST

### はじめに

高周波磁界やスピントルクにより誘起される強磁性共鳴ダイナミクスを利用した反転磁界の低減は、磁気記録や固体磁気メモリの書き込みアシスト技術として注目されている。通常これらの共鳴ダイナミクス励起には大きな電流印加が必要となり、抵抗損失による不要な電力消費が懸念される。

本発表では超薄膜金属磁性層における電圧誘起磁気異方性変化[1]を利用した共鳴ダイナミクス励起[2]による電圧駆動型アシスト磁化反転の実証について紹介する。

### 実験方法および結果

分子線エピタキシー、およびスパッタリングを組み合わせた成膜プロセスにより、MgO(001)基板上にCr/Fe (0.7 nm) / MgO (2.5 nm) / Fe(*t* nm) / FeB (1.5 nm) / Ta/Ru からなる多層構造を作製し、断面積  $2 \times 6 \mu\text{m}^2$  のトンネル磁気抵抗素子に微細加工を施した。FeB(1.5 nm)層が電圧印加により垂直磁気異方性制御を行うフリー層であり、2cm角基板上で垂直磁気異方性を系統的に制御するためにFeウエッジ層 ( $t = 0 \sim 0.7 \text{ nm}$ )との2層構造とした。トンネル磁気抵抗素子のバイアス電圧依存性、およびホモダイン検波測定[2]により、電圧誘起磁気異方性変化による強磁性共鳴ダイナミクス励起が支配的であることを確認した。

図1(a)にFe(0.26 nm) / FeB (1.5 nm)の垂直磁化フリー層を有するトンネル磁気抵抗素子に対して、さまざまな周波数の高周波電圧( $V_{\text{rms}} = 316 \text{ mV}$ )を印加しながら測定した規格化MR曲線(マイナーループ)の例を示す。外部磁界は面内からの仰角50度方向に印加している。特定の周波数において、反転磁界( $H_{\text{sw}}$ )が明瞭に減少していることが分かる。より詳細に周波数依存性を調べた結果を図1(b)に示す。約1GHzにピーク構造を有する反転磁界の低減効果が確認された。高周波電圧を印加していない場合( $H_{\text{sw},0}$ : 黒点線)と比較して、最大で80%以上の低減率が得られた。講演では印加電圧強度、および磁界印加仰角依存性についても議論する。

### 参考文献

- 1) T. Maruyama *et al.* Nature Nanotech. **4**, 158 (2009)
- 2) T. Nozaki *et al.* Nature Phys. **8**, 491 (2012)

### 謝辞

本研究の一部は産総研 STAR 事業「高電力効率大規模データ処理イニシアチブ」の支援の下行われた。

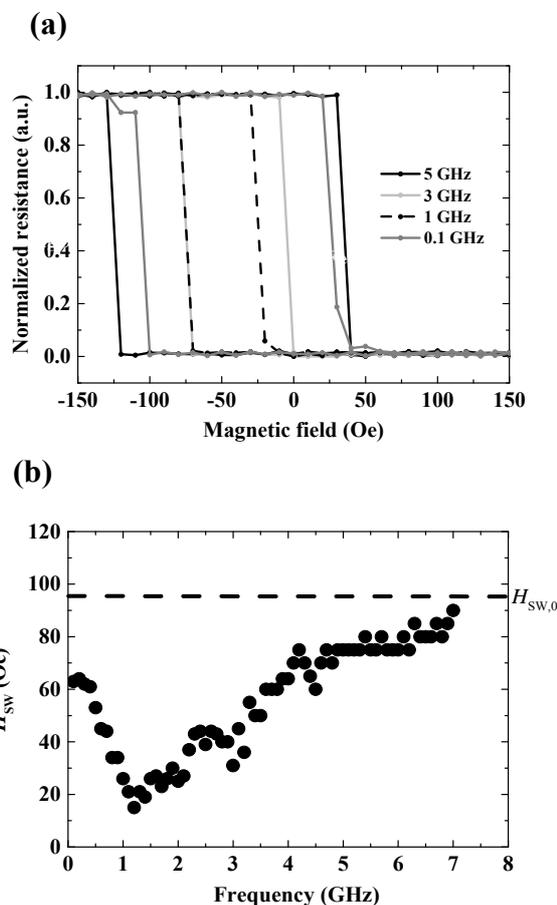


図 1 (a) さまざまな周波数の高周波電圧 ( $V_{\text{rms}} = 316 \text{ mV}$ )印加下における規格化トンネル磁気抵抗曲線の例。(b) 反転磁界 ( $H_{\text{sw}}$ )の高周波電圧周波数依存性。 $H_{\text{sw},0}$ (黒点線)は静磁界のみの反転磁界を示す。

## $L1_0$ -FePt 薄膜のレーザー誘起超高速減磁過程

佐々木悠太, 水上成美\*, 飯浜賢志, 永沼博, 大兼幹彦, 宮崎照宣\*, 安藤康夫  
(東北大院工, \*東北大 WPI-AIMR)

Laser-induced ultrafast demagnetization in  $L1_0$ -FePt films

Y. Sasaki, S. Mizukami\*, S. Iihama, H. Naganuma, M. Oogane, T. Miyazaki\*, and Y. Ando  
(Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ., \*WPI-AIMR, Tohoku Univ.)

### はじめに

超短パルスレーザー照射の際に見られる磁性体の超高速減磁現象は、基礎的観点から興味深いと同時に、レーザーアシスト磁化反転に代表されるような応用上もその物理的な理解が重要である。幾つかの理論によれば、超高速減磁における磁化の減少は、スピン・軌道相互作用によるスピントリプル散乱に起因すると考えられ、その減磁時間はダンピング定数に反比例する<sup>1)</sup>。しかしながら、応用上重要な垂直磁化薄膜に対しての磁化ダイナミクスに関する研究はあまり行われておらず、詳細な研究が望まれる。これまで我々は、 $L1_0$ -FePt 合金薄膜の磁化歳差ダイナミクスとギルバートダンピング定数について報告した<sup>2)</sup>が、ここでは $L1_0$ 規則度の異なる FePt 薄膜における超高速減磁過程を調べ、ダンピング定数との比較を行った。

### 実験方法

試料は超高真空マグネトロンスパッタ法を用いて作製し、MgO 単結晶基板上に Cr/Pt バッファを介して様々な基板加熱温度で厚み 20 nm の FePt 薄膜を製膜した。光学測定には、中心波長 800 nm, パルス幅 210 fs, のチタンサファイアレーザーを用いて、ポンプ・プローブ法で測定した。パルス周波数は 1 kHz であり、ポンプ光は 365 Hz に変調した。プローブ光のカー回転角はウォラストンプリズムを用いた差動方式により測定した。

### 実験結果

Fig. 1 に、300 度で製膜した  $L1_0$ -FePt 薄膜において様々なポンプ光強度で計測した超高速減磁過程の測定結果を示す。ポンプ光強度が弱い場合には、遅延時間が 500 fs 付近で急峻に磁化が減少した後、10 ps までには磁化の回復が見られる。ポンプ光強度が高くなるにつれて、減磁量が増大する。しかし高強度のポンプ光では、減磁量の増加が鈍くなっている。これらのデータを三温度モデルによって解析し、超高速減磁時間  $\tau_M$  を評価した。Fig. 2 に、 $\tau_M$  のポンプ光強度依存性を示す。参照のため Ni 薄膜の同様の結果を併せて示した。いずれの試料の  $\tau_M$  もポンプ光強度に対し類似の依存性を示している。FePt 薄膜のダンピング定数は Ni よりも大きいものの、減磁時間は FePt 薄膜の方が二倍程度大きく、理論の示すダンピング定数と減磁時間の反比例関係は見られない事が分かった。

### 参考文献

- 1) B. Koopmans *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95, 267207 (2005).
- 2) S. Mizukami *et al.*, Appl. Phys. Lett. 98, 052501 (2011). S. Iihama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. Jpn. 52, 073002 (2013).

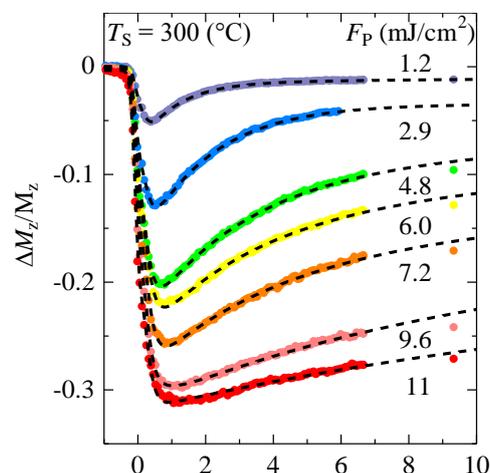


Fig.1  $L1_0$ -FePt のポンプ光強度に対する超高速減磁シグナルの変化.

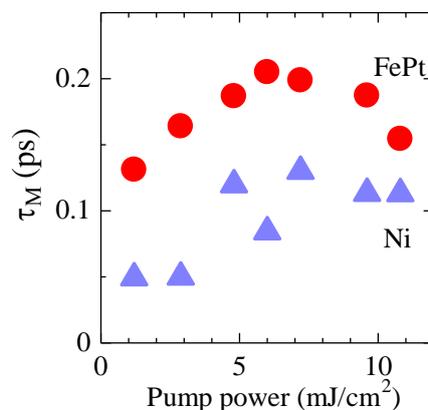


Fig.2 FePt ならびに参照用 Ni 試料の減磁時間のポンプ光強度依存性.