

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系物質系専攻

平成 21 年度

修士論文

電流磁気効果および磁気光学効果を用いた  
磁化ダイナミクスを検出

2010 年 1 月 26 日提出  
指導教員：大谷 義近 教授

47-086024：坂田 裕美

# 目次

## 第1章 序論

1.1	本研究の背景	1
1.1.1	スピントロニクスとスピンダイナミクス	1
1.2	ナノサイズ強磁性体の磁区構造	2
1.3	ナノサイズ強磁性体のスピンダイナミクス	6
1.3.1	Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式	6
1.3.2	スピン波のダイナミクス	7
1.4	小括と本研究の目的	9

## 第2章 周波数分解磁気抵抗効果を用いた単一磁気円盤の強磁性共鳴の検出

2.1	本研究の背景	10
2.1.1	強磁性共鳴(FMR: Ferromagnetic resonance)	12
2.1.2	異方性磁気抵抗効果(AMR: Anisotropic magnetoresistance)	13
2.2	実験方法	14
2.2.1	試料作製	14
2.2.2	測定方法	18
2.3	実験結果	19
2.4	考察	21
2.5	まとめ	25

## 第3章 時間分解磁気カー効果測定法を用いた磁化歳差運動抑制の検出

3.1	本研究の背景	27
3.1.1	磁化歳差運動の抑制	27
3.1.2	磁気カー効果	29
3.1.3	時間分解測定法の原理(ストロボ法)	31
3.2	実験方法	31
3.2.1	試料作製	31
3.2.2	測定方法	32
3.3	実験結果	34
3.4	考察	36
3.5	まとめ	37

#### 第4章 結論

本研究の成果 . . . . . 38

参考文献 . . . . . 39

謝辞 . . . . . 40

# 第 1 章 序論

## 1.1 本研究の背景

### 1.1.1 スピントロニクスとスピンドYNAMICS

近年、ナノサイズに加工された強磁性体の磁化ダイナミクスや磁気輸送現象を利用することにより、従来のエレクトロニクスでは実現できなかった機能や性能を持つ新しい素子を創生するための研究(スピントロニクス)が盛んに行われている。なかでも、ハードディスクの高密度化や磁気ランダムアクセスメモリの出現に伴い、ナノサイズ磁性体の磁化ダイナミクスの理解およびその高速制御方法を確立することが重要となってきた。

このようなスピントロニクス素子の代表例として MRAM(Magnetic Random Access Memory)が挙げられる。MRAM は、他のメモリ素子と比べて、超高速動作性能、不揮発性、ほぼ無限の書き換え耐性といった性能を兼ね備えているために、その実現に大きな期待が寄せられている。MRAM のメモリ機能部分は、絶縁層を二種類の強磁性層で挟んだナノサイズの磁性体素子であり、書き込み動作にはパルス磁界を用いた磁化反転が用いられる。その磁化反転現象は、サブナノ秒以下の高速現象であり、磁性体を用いたメモリ素子では高速書き込み動作が可能であることを示している[1]。

最近では、ナノサイズ磁性体の磁化反転や磁化ダイナミクスを引き起こす新しい手法として、スピントルク効果が大きな注目を集めている。スピントルク効果とは、図 1.1 に示すように、非磁性体を挟んで磁性層(FM1)から磁性層(FM2)に電流を流すと、スピン偏極した電流が非磁性体を通して FM2 に流れ込み、スピン偏極電流は FM2 の磁化にスピン角運動量を移行し、回転トルク(スピントルク)が引き起こされる現象である[2,3]。しかし、スピントルク効果の発見は比較的新しく、これらの物理現象についてはまだ完全には明らかにされていない。また、このようなスピントルク効果を引き起こすためのスピン流を発生させる方法としては、ごく最近では非磁性体を利用したスピンホール効果[4]や磁化のダイナミクスを利用したスピンプンピング[5,6]という新しい手法も注目されている。

さらに、スピントルク磁化反転が起きる素子に外部磁場を印加して磁化反転を阻止すると、磁化は一定振幅で歳差運動(強磁性共鳴)を続けることになる。この素子は巨大磁気抵抗効果 (GMR) 効果[7]を示すので、素子の抵抗は強磁性共鳴の周期で変化する。したがって、素子に直流電流を印加し続けると、素子からマイクロ波領域の交流電圧を取り出せるという現象(マイクロ波発振)が

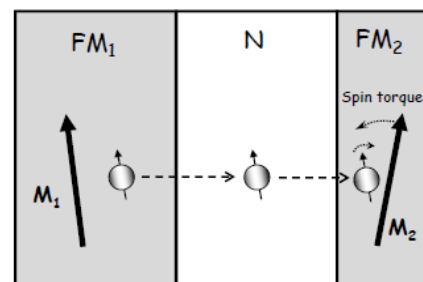


図 1.1 スピントルク効果の概念図。

報告されている[8]。またその逆現象として、スピントルク磁化反転が起きる素子に交流電流を注入すると、スピントルクにより強磁性共鳴が誘起され、その結果、整流作用が現れる現象(スピントルクダイオード効果)が報告されている[9]。これら二つの現象は、スピントルク磁化反転素子を使ってマイクロ波の発振と検波ができることを示しており、応用上大いに期待されている。これらの現象に共通するのは、スピントルクにより励起された磁化の歳差運動である。そのため、これらの物理現象を利用して技術に結びつけるためには、これらスピンドYNAMICSについての理解が不可欠である。

このように、スピントロニクス分野において、スピンドYNAMICS、すなわち磁化のダイナミクスについての研究は、基礎物理学的な面からも、工学的な応用の面からもますます重要な課題となっている。

## 1.2 ナノサイズ強磁性体の磁区構造

この節では、はじめに強磁性体の磁区と磁壁について説明する。次に、ナノサイズ強磁性体の磁区構造を決定する諸条件について説明する。

強磁性体中の各原子のスピンの間には、その向きを揃えようとする強い相互作用(交換相互作用)が働いている。そのため、無限に大きな強磁性体ではすべてのスピが一方向を向いた状態がエネルギー的に安定である。しかし、一般に有限の大きさを持つ強磁性体は、表面磁極によって生じる静磁エネルギーを下げるため、磁区と呼ばれる微小な磁気構造に分割される。磁区と磁区の

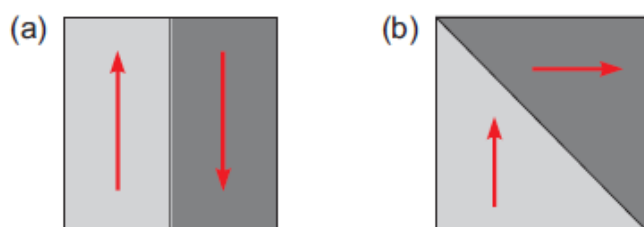


図1.2 磁区の基本配置。(a) 180° 磁壁。(b) 90° 磁壁。

境界部分を、磁壁と呼ぶ。磁区の基本配置としては、図 1.2 に示すような、隣り合った磁区の磁化が(a)逆向きの場合と(b)直角に近い場合があり、これらはそれぞれ180° 磁壁、90° 磁壁と呼ばれている。

磁壁内ではスピンの向きが徐々に回転し、両端では接する磁区内でのスピンの方向と一致する。磁壁には、大きく分けて図 1.3 のように二種類あり、それぞれ(a)ブロッホ磁壁と(b)ネール磁壁と呼ばれる。ブロッホ磁壁は、隣り合うスピンの磁壁の面内で回転したものであり、バルクのような比較的厚い膜構造に生じる。薄膜構造になると、ブロッホ磁壁はスピンの膜面と角度をなし、反磁場係数が大きい方向に向くので好ましくない。そこで、薄膜構造では、スピンの磁壁に垂直な面内で回転したネール磁壁が生じる。磁壁の厚みは、異方性エネルギーと交換エネルギーの競合によって決定される。

次に、ナノサイズ強磁性体の磁区構造を決定する条件について説明する。磁区が発生し、磁壁が作られると、磁壁の部分には余分なエネルギーが蓄えられる代わりに、磁極を作る静磁エネルギー

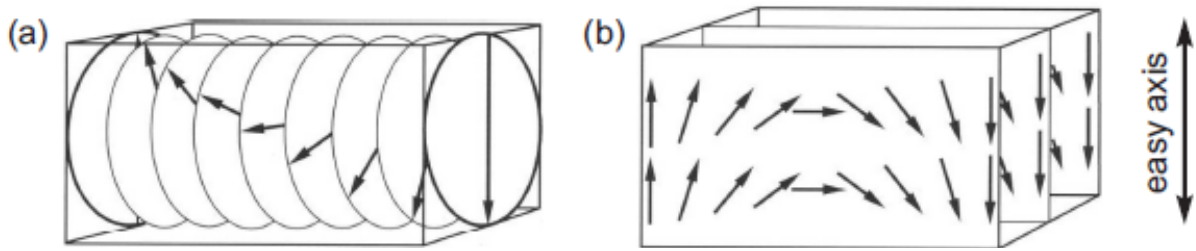


図1.3 2種類の磁壁。(a)ブロッホ磁壁。(b)ネール磁壁。

ギーが減少する。磁区の発生による静磁エネルギーの減少が磁壁を作ることによるエネルギーの増加を打ち消すのに十分であるとき、磁区が作られることになる。強磁性体がナノサイズになり、磁壁の幅と同程度になってくると、交換エネルギーが大きくなるため、磁壁を含むことによるエネルギーの増大が静磁エネルギーに勝ってくる。そのため、磁壁のない単磁区構造や磁気渦構造などの特徴的な磁区構造が出現する。ナノスケール強磁性体の磁区構造は、系のエネルギーの総和を最小にするよう決定され、その形状や大きさに応じた固有の状態を持つ。

強磁性体の磁区構造は、(1.1)式のように、静磁エネルギー： $E_{mag}$ 、交換エネルギー： $E_{ex}$ に加えて、磁気異方性エネルギー： $E_{ani}$ の3種類のエネルギーの総和を最小にするよう決定される。

$$E_{total} = E_{mag} + E_{ex} + E_{ani} \quad (1.1)$$

なかでも磁区構造を決定する上で重要なのは静磁エネルギーであるが、強磁性体の単位体積当りで比べると、静磁エネルギーの寄与は交換エネルギーに比べて小さい。このため、強磁性体中のスピンは、ミクロなスケールでは交換エネルギーを小さくするよう並行になるが、マクロなスケールでは磁極を打ち消しあうよう反並行になろうとする。これが、強磁性体が磁区構造を作る理由である。しかし、この静磁エネルギーは強磁性体の形状で変化する。また、強磁性体には異方性エネルギーと呼ばれ、その結晶構造や素子形状により、磁化の向く方向によってエネルギーが異なる性質がある。また、強磁性体の自発磁化は、反磁場係数の小さな方向に向いて静磁エネルギーの一種である自己エネルギーを小さくしようとするため、このエネルギーは一種の磁気異方性エネルギーであると言える。これは形状磁気異方性と呼ばれる。また、外部磁場を印加すれば、ゼーマンエネルギーの寄与が加わり、外部磁場方向に磁化するのが有利になる。

以上から、具体的な磁区構造については、全エネルギーの寄与を考える必要があることがわかる。以下にナノスケール強磁性体の磁区構造を決定する上で重要な3種類のエネルギーについて具体的に見ていくことにする。

#### (1) 静磁エネルギー： $E_{mag}$

静磁エネルギーは、磁極間の静磁エネルギーの総和である。磁極は大きく二つに分けられ、強磁性体の表面に現れる磁極（表面磁極）と、内部の磁化の勾配によって生じる磁極（体積磁極）とがある。

静磁エネルギーは、磁化  $I$  と磁場  $H$  とを使って表現することができ、(1.2)式のように表される。

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \int dV \mathbf{I} \cdot \mathbf{H} \quad (1.2)$$

ここで、磁場 $\mathbf{H}$ は各場所のスピンに働く有効磁場である。

たとえば、外部磁場がなく、強磁性体の磁化が自身に作る磁場（反磁場）によるエネルギーを求めてみる。このようなエネルギーを、自己エネルギーと呼ぶ。反磁場係数を  $N$  とすると、反磁場は(1.3)式のように表される。

$$\mathbf{H}_{demag} = -\frac{N}{\mu_0} \mathbf{I} \quad (1.3)$$

この式を(1.2)式に代入すると、単位体積当りの自己エネルギーは(1.4)式で与えられる。

$$E_{self} = -\frac{1}{2} \int \left( -\frac{N}{\mu_0} \mathbf{I} \right) \cdot \mathbf{I} dV = \frac{N}{2\mu_0} I^2 \quad (1.4)$$

## (2) 交換エネルギー： $E_{ex}$

交換エネルギーとは、スピン間の交換相互作用によって生じるエネルギーである。交換相互作用とは、一般的にスピン  $\mathbf{S}_i$  と  $\mathbf{S}_j$  があるときに、両スピンが並行（反並行）なときエネルギーが極小（極大）になるようにする作用のことである。交換エネルギーは(1.5)式のように表される。

$$E_{ex} = -2 \sum_{i,j} J_e (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) \quad (1.5)$$

ここで、 $J_e$ は交換積分と呼ばれ、一般に強磁性体においては正の符号を持つ。マクロな大きさの強磁性体中では、スピンは空間的に連続に分布していると見なせる。そのときは、隣り合うスピンの相対角度を  $\phi_{ij}$  として交換エネルギーは(1.6)式のように変形される。

$$-2 \sum_{i,j} J_e (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) \Rightarrow -2 J_e S^2 \sum_{neighbors} \cos \phi_{ij} \quad (1.6)$$

さらに、 $\phi_{ij}$ は非常に小さいと考えると、 $\cos \phi \rightarrow 1 - 1/2 \phi^2$ と近似できるので、(1.6)式は(1.7)式のように近似できる。

$$-2 J_e S^2 \sum_{neighbors} \cos \phi_{ij} \cong J_e S^2 \sum_{neighbors} \phi_{ij}^2 + const. \quad (1.7)$$

さらに  $\phi_{ij}$  について(1.8)式のような近似が成り立つ。

$$\phi_{ij}^2 \cong \left| \mathbf{m}_i - \mathbf{m}_j \right|^2 \cong \left| \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla \mathbf{m} \right|^2 \Rightarrow \left[ \nabla \alpha_1^2 + \nabla \alpha_2^2 + \nabla \alpha_3^2 \right] \quad (1.8)$$

ここで、 $\mathbf{m}_i$ 、 $\mathbf{m}_j$ はそれぞれスピン  $\mathbf{S}_i$ 、 $\mathbf{S}_j$ に平行な単位ベクトル、 $\mathbf{m}$ は  $\mathbf{S}_i$ と  $\mathbf{S}_j$ を平均したスピンの平行な単位ベクトル、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ 、 $\alpha_3$ は  $\mathbf{m}$ の各成分、つまり方向余弦である。この式から、最終的に交換エネルギー密度は(1.9)式のように書き表せる。

$$E_{ex} = \frac{J_e S^2}{a} k_{neighbor} \left[ \nabla \alpha_1^2 + \nabla \alpha_2^2 + \nabla \alpha_3^2 \right] \quad (1.9)$$

ここで、 $a$  は格子定数であり、 $k_{\text{neighbor}}$  は最近接原子数である。また、 $(J_e S^2/a) k_{\text{neighbor}}$  は交換スティフネス定数と呼ばれる。

### (3) 磁気異方性エネルギー： $E_{\text{ani}}$

磁気異方性とは、強磁性体の自発磁化を形成するスピン群が、その磁性体を形成する結晶の特定の結晶軸方向に向きたがる傾向のことである。言い換えると、結晶中でスピンの向きを変えるときに内部エネルギーが変化する現象である。すなわち、磁気異方性の大きさは、磁化の容易方向を向いている磁化を困難方向に向けるために必要なエネルギーである。磁気異方性には、結晶磁気異方性と誘導磁気異方性、そして形状磁気異方性の 3 種類がある。結晶磁気異方性の原因は、結晶構造、すなわち電子のスピンと格子の間に働くスピン軌道相互作用である。最も単純な結晶磁気異方性は、六方晶に代表される一軸性の磁気異方性で、(1.10)式のように表される。

$$E_{\text{uniaxial}} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (1.10)$$

ここで、 $\theta$  は磁化容易軸と磁化のなす角度であり、 $K_1$ 、 $K_2$  は異方性定数である。  
次に代表的な磁気異方性は、立方晶の磁気異方性であり、(1.11)式のように表される。

$$E_{\text{cubic}} = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (1.11)$$

ここで、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ 、 $\alpha_3$  は、それぞれ磁化の  $x$ 、 $y$ 、 $z$  軸に沿った方向余弦の大きさである。

誘導磁気異方性は、強磁性体に外から何らかの操作を加えることにより、その異方性の大きさや対称性を制御できるような現象のことである。また、形状磁気異方性は、強磁性体の自発磁化が、反磁場係数の小さな方向に向いて静磁エネルギーの一種である自己エネルギーを小さくしようとするために生じるエネルギーである。本研究では、強磁性体としてパーマロイと呼ばれるニッケルと鉄の合金を用いているが、パーマロイは結晶磁気異方性、誘導磁気異方性共に小さいので、形状をナノスケールに加工する際に重要となる形状磁気異方性のみを考えればよい。



## 1.3 ナノサイズ強磁性体のスピンドYNAMICS

### 1.3.1 Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式

この節では、まず磁化の運動方程式である Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式の基本形である歳差運動の項とダンピング項について説明する。次に、スピントルクについて説明し、LLG 方程式にスピントルク項を導入する。

スピンドYNAMICSを引き起こすのは、強磁性体中の各スピンに働く有効磁場  $H_{\text{eff}}$  である。スピンが有効磁場と同じ方向を向いている状態は、平衡状態である。このとき強磁性体は 1.2 節で述べたような磁区構造をとり、系のエネルギーは最小の状態である。一方、スピンが有効磁場と異なる方向を向いている状態は非平衡状態であり、このときスピンは有効磁場からトルクを受けて歳差運動を行う。非平衡状態にあるスピンの励起エネルギーは、さまざまな過程を通して格子振動の系に散逸する。やがて、スピンの歳差運動は緩和して系は平衡状態へ向かう。このとき、系の固有振動数に等しい周波数を持ったエネルギーを与え続けると、強磁性共鳴が起きる。これらの過程における各スピンの運動を支配するのは、LLG 方程式である。

一般に、強磁性体中の各スピンに働く有効磁場は、単位体積当たりの全エネルギーを単位体積当たりの磁気モーメント(磁化) $I$  で微分することで与えられ、(1.12)式のように表される。

$$H_{\text{eff}} = -\frac{\delta E_{\text{total}}}{\delta I} \quad (1.12)$$

LLG 方程式は、(1.13)式のように記述される。

$$\frac{dI}{dt} = -\gamma(I \times H_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{I_s} \left( I \times \frac{dI}{dt} \right) \quad (1.13)$$

ここで、 $\gamma$  は磁気回転比 (ジャイロ磁気比)、 $\alpha$  はダンピング定数と呼ばれる無次元の定数、 $I_s$  は磁化の大きさである。磁気回転比は、 $\gamma = g\mu_0 e / 2m_e$  と表される。 $g$  はランダウの  $g$  係数、 $\mu_0$  は真空中の透磁率、 $e$  は電子の素電荷、 $m_e$  は電子の質量である。ランダウの  $g$  係数は、物質のスピン軌道相互作用の大きさに依存するが、鉄族と呼ばれるパーマロイ合金を含む 3d 遷移金属強磁性体の自由原子の場合は、大体  $g=2$  と見なせる。(1.13)式の右辺第一項は、磁化  $I$  に作用するトルクを表す歳差運動の項である。 $\alpha=0$  の場合には、磁化は有効磁場方向を軸として歳差運動をし続ける。(1.13)式の左辺と右辺第一項との関係は、[角運動量の時間変化] = [トルク] という古典力学的な運動方程式に対応する。右辺第二項は、磁化の回転歳差運動に対する制動を表すダンピング項であり、磁化の緩和過程を表すために導入された現象論的な項である。 $\alpha \neq 0$  の場合には、磁化の歳差運動は緩和して有効磁場の方向に向かって収束する。

さらに、強磁性体に電流を印加する場合には、新たにスピントルクの効果を考える必要がある。再び図 1.1 のような強磁性層(FM1)/ 非磁性層(N)/ 強磁性層(FM2)から成る三層構造について考える。いま、FM1 と FM2 の磁化は異なる方向を向いているとする。ここで、FM2 から FM1 の方向に電流を流すと、FM1 か FM2 に伝導電子のスピンが注入され、FM2 を通過する。このとき、FM1 中

の電子スピンは FM1 の磁化の方向を向いて非磁性層 N を通過し、そのスピンの向きを保ったまま FM2 に進入する。この際、伝導電子は FM2 のスピンと相互作用して、FM2 の磁化方向に回されてスピンの向きを変えてから通過する。その反作用として FM2 には反対方向のトルクが働く。これがスピントルク (スピントランスファートルク) である。このとき電流が十分大きければ、スピントルクによって FM2 の磁化を回転させることもできるはずである。これが、Slonchewski が提案したスピントルク磁化反転 (スピン注入磁化反転) の概念である。LLG 方程式にスピントルクによる項を加えたものは、(1.14) 式で表される。

$$\frac{d\mathbf{M}_2}{dt} = -\gamma(\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \left( \mathbf{m}_2 \times \frac{d\mathbf{M}_2}{dt} \right) - g(\theta) \frac{\hbar I_e}{2e} \mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1) \quad (1.14)$$

第三項がスピントルク項である。ここで、 $\mathbf{M}_2$  は FM2 の磁化、 $\mathbf{m}_1$ 、 $\mathbf{m}_2$  はそれぞれ FM1 と FM2 の磁化方向の単位ベクトル、 $g(\theta)$  は  $\mathbf{m}_1$  と  $\mathbf{m}_2$  のなす角  $\theta$  とスピン偏極率に依存するスピントランスファアの効率を表すパラメータ、 $I_e$  は印加電流、 $\hbar$  はプランク定数である。

図 1.4 からわかるように、ダンピングトルクはエネルギーの散逸過程であり、常に歳差運動を減衰させるように働く。一方、スピントルクはその向きが電流に依存するので、電流が正のときはダンピングトルクと競合し、逆向きの電流ではダンピングを助長する。電流が正でスピントルクがダンピングトルクよりも大きいときは、 $\mathbf{M}_2$  の歳差運動は増幅され、図の赤道を越えるとダン

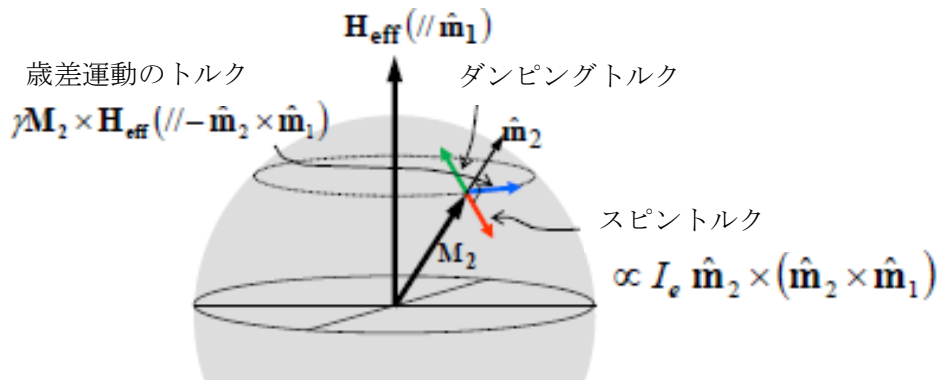


図1.4 LLG方程式の3つのトルク。

ピングトルクの向きが反対になり、スピントルクと並行になる。このトルクは  $\mathbf{M}_2$  を図の下向きの安定点に向けようとするものであり、 $\mathbf{M}_2$  は急速に下向きに安定する。

### 1.3.2 スピン波のダイナミクス

スピン波とは、隣り合うスピン同士の位相が少しずつずれた状態で一齐に歳差運動するスピンの集団からなる。スピン波を量子化した準粒子 (エネルギー量子) は、マグノンと呼ばれる。今、図 1.5 のように一直線上に並んだスピンについて考える。このとき、もし一つのスピンが他のスピんとすこしずれてしまったとすると、隣のスピンは交換相互作用で平行になろうとするため、これもずれることになる。このようなスピンのずれが隣から隣へと伝わって行く状態がスピン波である。スピン波には、静磁モードと交換モードの 2 種類がある。波長が長く、交換相互作用が無視できるような場合が、静磁モードである。静磁モードは、双極子相互作用が支配的であるため、

媒体の形状に依存する。一方、波長が短く、交換相互作用が支配的な場合が、交換モードである。

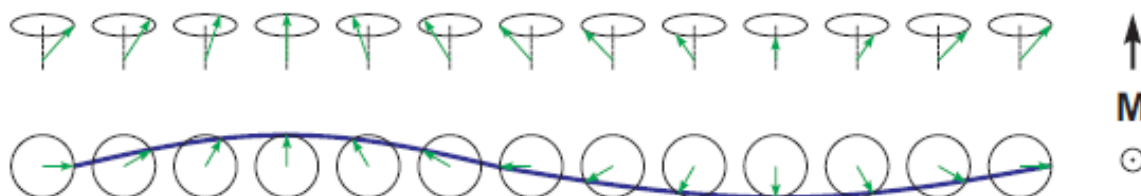


図1.5 一直線上に並んだスピンのスピン波を側面から見た図と上面から見た図。

図 1.6 は、磁性薄膜における異なる 3 種類のスピン波の静磁モードである。磁化  $I$  が波数ベクトル  $q$  と同一面内にあり、互いに垂直な位置関係にあるときは、MSSW(magnetostatic surface wave)モードまたは DE(Damon-Eshbach)モードが励起される。また、磁化  $I$  が波数ベクトル  $q$  と同一面内にあり、互いに平行な位置関係にあるときは、MSBVW(magnetostatic backward volume wave)モードが励起される。最後に、磁化  $I$  が面に垂直な方向を向いているときは、MSFVW(magnetostatic forward volume wave)モードが励起される。これら静磁モードとは別に、膜の厚み方向に半波長の整数倍の定在波が励起される場合がある。これは交換モードの一種であり、PSSW(perpendicular standing spin wave)モードと呼ばれる。このような定在波では、振幅が小さい限りどこにも磁極が現れず、双極子相互作用は無視できる。しかし、波長の短いスピン波が立つことにより、スピン間の交換エネルギーが増す。

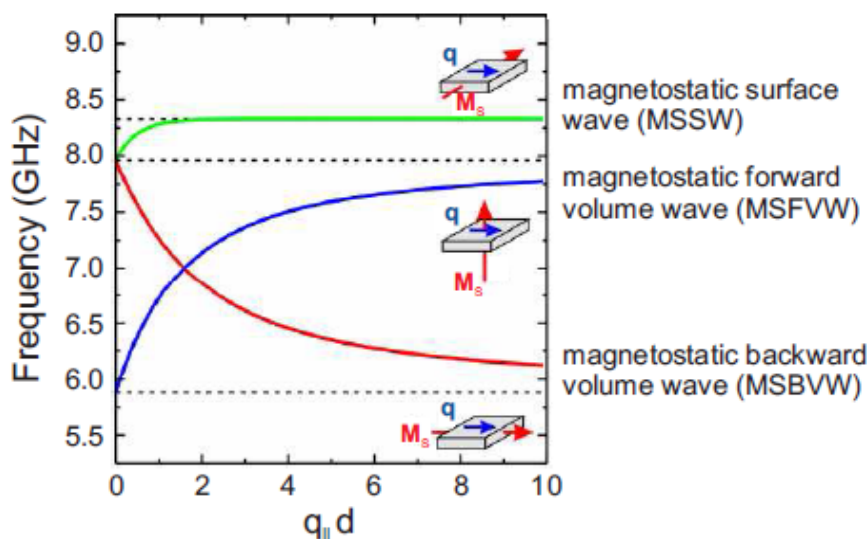


図1.6 磁化 $M_s(I)$ と面内波数ベクトル $q_{\parallel}$ の向きと3種類のスピン波静磁モードとの関係。

## 1.4 小括と本研究の目的

ナノサイズ強磁性体の磁区構造は、系のエネルギーの総和を最小にするよう決定され、その形状や大きさに応じた固有のエネルギー状態を持っている。ナノサイズ強磁性体のスピンドYNAMICSはLLG方程式に従い、その大きさや形状によって系に固有な振動数を持っている。また、ナノサイズ強磁性体は、高速動作性能を持つスピントロニクス素子の単一セルとして機能するため、そのスピンドYNAMICSについての研究の必要性が高まっている。さらに、強磁性共鳴を利用したマイクロ波の発振や検波、スピンプンピングによるスピン流の生成など、スピンドYNAMICSの研究は基礎物理学的な面からも工学的な応用の面からもますます重要な課題となっている。

ナノサイズ強磁性体のスピンドYNAMICSを研究する手法は二つある。一つは、ダイナミクス of 時間依存性を調べる手法 (time domain) である。この手法の代表例として、時間分解磁気カー効果測定法 (TR-MOKE: Time Resolved Magneto-optical Kerr Effect microscopy) が挙げられる。この手法は、系のダイナミクスが誘起されたばかりの非平衡状態から平衡状態へ移行するまでの過程を実時間で観測することができるため、ダイナミクス of 緩和過程の測定に適している。もう一つは、ダイナミクス of 周波数依存性を調べる手法 (frequency domain) である。この手法は、外部磁場を固定して周波数を掃引できるので、磁区構造を保ったままその系に固有な周波数を調べることができるため、系のダイナミクス of 共鳴現象を直接的に調べるのに適している。本研究では、観測するスピンドYNAMICSの種類に応じて、両手法を使い分けて調べた。

## 第2章 磁気抵抗効果を用いた単一磁気円盤の強磁性共鳴の検出

微小磁性体は、高密度記録媒体やスピントロニクス素子におけるメモリセルとしての利用が期待されており、これらの高速磁化ダイナミクスを理解することは不可欠である。動的特性を周波数領域で検出する代表的な手段として、ネットワークアナライザによるインピーダンス測定法が知られている。しかし、この手法を微小磁性体に適用するためには、十分な信号強度をえるために導波路上に多数の磁性体を並べる必要があり、単一磁性体の特性は平均化されてしまうという問題がある。そこで本研究では、ブリッジ法を用いた異方性磁気抵抗効果測定により、単一の磁気円盤における強磁性共鳴を検出することを目的とした。

微小磁性体では、その大きさや形状を反映して反磁場の影響が大きくなり、バルクや薄膜とは異なる磁区構造を示す。本研究では、微小磁性体の形状として円盤を選び、まず、単一磁気円盤の共鳴周波数の外部磁場依存性について調べた。次に、外部印加磁場に対して垂直な方向と平行な方向の二種類の連結磁気円盤について調べた。さらに、隣接した円盤が作る磁場の大きさの分だけ有効磁場が変化すると仮定して、実験結果と有効磁場の仮定が妥当なものであるかを検証した。

### 2.1 本研究の背景

#### 2.1.1 強磁性共鳴 (FMR: Ferromagnetic resonance)

強磁性共鳴とは、強磁性体に外部直流磁場を印加して一様に磁化させた状態で、直流磁場と垂直な面内に交流磁場を印加したとき、強磁性体の固有振動数（共鳴周波数）が交流磁場の極性反転周期に一致するとき、強磁性体中のスピンのが一斉に同じ位相で歳差運動をする現象である。この節では、はじめに磁化率  $\chi$  と強磁性共鳴の関係について説明する。次に、共鳴周波数と外部直流磁場との間の関係式（Kittel の式[10]）を導く。

まず、磁化率  $\chi$  と強磁性共鳴の関係について説明する。強磁性体の磁区構造が消失して一様に磁化するまで外部静磁場を印加すると、磁化  $\mathbf{I}$  は外部静磁場と並行になる。このとき、磁化に垂直な方向に交流磁場を印加すると、磁化は有効磁場からトルクを受けて、有効磁場を軸とした首振り運動（歳差運動）をし始める。このとき、外部静磁場の大きさと比べて交流磁場の振幅の大きさは十分小さいとする。ここで、交流磁場を  $\mathbf{h} = h_0 \exp(j\omega t)$  とすると、磁化の交流磁場面内成分  $\mathbf{I}$  は、交流磁場の変化に追いつけず位相が遅れる。位相の遅れ角を  $\delta$  とすると、 $\mathbf{I} = I_0 \exp(j\omega t - \delta)$

と表される。これらを使うと、磁化率  $\chi$  は式(2.1)で表される。

$$\chi = \frac{I}{h} = \frac{I_0 \exp(j\omega t - \delta)}{h_0 \exp(j\omega t)} = \frac{I_0}{h_0} \exp(-\delta) = \frac{I_0}{h_0} \cos \delta - j \frac{I_0}{h_0} \sin \delta \quad (2.1)$$

ここでそれぞれ実数成分、虚数成分を 式(2.2)とおく。

$$\chi' = \frac{I_0}{h_0} \cos \delta \quad (2.2)$$

$$\chi'' = \frac{I_0}{h_0} \sin \delta$$

すると、複素磁化率  $\chi$  は式(2.3)のように表される。

$$\chi = \chi' + j\chi'' \quad (2.3)$$

ここで  $\chi'$  は交流磁場と同位相にある磁化の成分に関する磁化率で、一般的な意味での（直流的）磁化率に相当する。もし、 $\delta=0$  で位相に遅れがなければ、 $\chi=\chi'$  であるが、位相の遅れがあると、 $\chi$  は  $\cos \delta < 1$  によって低下する。一方、 $\chi''$  は交流磁場と位相が  $\pi/2$  だけ遅れた磁化の成分に関する磁化率で、エネルギーの損失分に相当する。

強磁性共鳴とは、強磁性体の固有振動数（共鳴周波数）、すなわち磁化回転の固有振動数が、交流磁場の極性反転周期に一致するとき、磁化の交流磁場方向の成分の位相が交流磁場に比べて  $\delta = \pi/2$  だけ遅れ、歳差運動の振幅が最大となる現象であると言える。つまり、強磁性共鳴が起きるとき、 $\chi'$  は 0、 $\chi''$  は最大値をとる。図 2.1 は、強磁性共鳴の前後における磁化と交流磁場の位相差と磁化の振幅との間の関係を模式的に描いたものである。

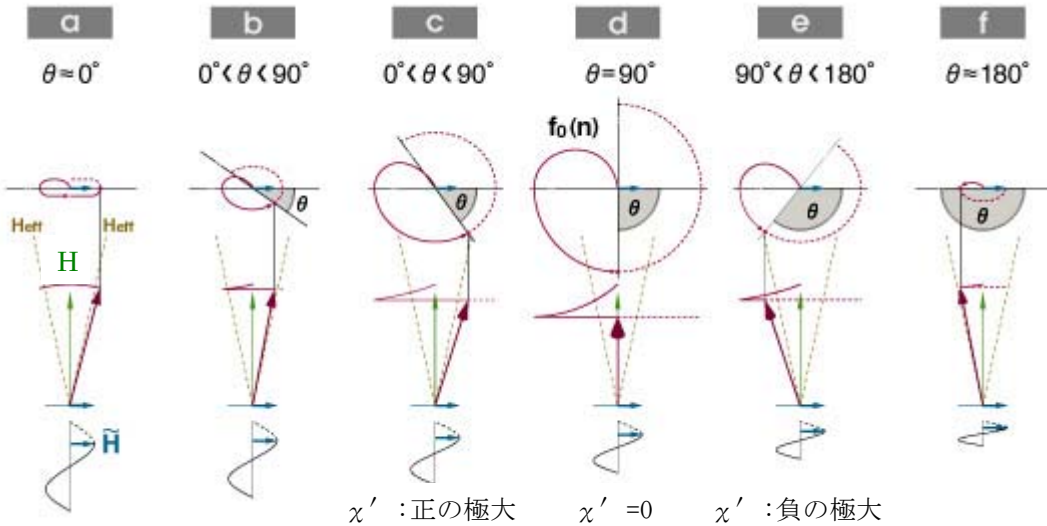


図 2.1 強磁性共鳴の前後における磁化と交流磁場の位相差と磁化の振幅との間の関係。ただし、緑は外部印加磁場、青は交流磁場、赤は磁化、 $\theta$  は交流磁場と磁化との間の位相差を表す。

次に、共鳴周波数と外部静磁場との間の関係式である Kittel の式を導く。強磁性共鳴が起きているときの磁化の運動は、Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式により式(2.4)のように表される。

$$\frac{d\mathbf{I}}{dt} = -\gamma(\mathbf{I} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (2.4)$$

ここで、 $\gamma$  はジャイロ磁気比、 $\mathbf{I}$  は単位体積当りの磁化、 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  は磁化にかかる有効磁場で、式(2.5)で表される。

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{h}(t) + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_A \quad (2.5)$$

ここで、 $\mathbf{H}_{\text{ex}}$  は外部静磁場、 $\mathbf{h}(t)$  は交流磁場、 $\mathbf{H}_d$  は反磁場、 $\mathbf{H}_A$  は異方性磁場である。ここで、 $\mathbf{H}_{\text{ex}} = (0, 0, H)$  のように  $z$  方向にかけることにすると、 $\mathbf{h}(t)$  は交流磁場で  $\mathbf{H}_{\text{ex}}$  に対して垂直にかけるから  $z$  成分は持たない。反磁場  $\mathbf{H}_d$  は試料表面に生じる磁極によるもので、 $\mathbf{H}_d = -(N/\mu_0)\mathbf{I}$  と表される。ここで反磁場係数  $N$  はテンソルであるが、簡単のため回転楕円体試料をとり、その主軸が  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向にあるとすれば、 $N_x$ 、 $N_y$ 、 $N_z$  の三つだけになる。異方性磁場  $\mathbf{H}_A$  も形式的に  $\mathbf{H}_A = -(A/\mu_0)\mathbf{I}$  とおけるが、反磁場と同様に主軸成分  $A_x$ 、 $A_y$ 、 $A_z$  のみを使うことにする。

$\mathbf{H}_{\text{eff}}$  を成分に分けて書くと、式(2.6)のようになる。

$$\begin{aligned} H_x &= h_x - \frac{1}{\mu_0}(N_x + A_x)I_x \\ H_y &= h_y - \frac{1}{\mu_0}(N_y + A_y)I_y \\ H_z &= H - \frac{1}{\mu_0}(N_z + A_z)I_z \end{aligned} \quad (2.6)$$

次に、式 (2.6) を式 (2.4) に代入して各成分を計算する。ただし、ここでは  $\mathbf{I}(t) = \mathbf{I}e^{i\omega t}$  において計算する。また、 $h_x$ 、 $h_y$ 、 $I_x$ 、 $I_y$  は  $H$ 、 $I_z$  に比べて小さいと仮定し、その積は無視する。また、 $I_z$  は時間に対して不変であり、 $I_z \approx I_s$  と近似する。さらに、系の固有振動数は  $\mathbf{h}(t)$  に関係なく決まるものだから、 $\mathbf{h}(t) = 0$  の場合を考え、 $I_x$ 、 $I_y$  が解を持つための必要十分条件として、これらの連立方程式の係数行列が作る行列式が 0 になるという条件式を用いて整理すると、式(2.7)を得る。

$$\omega_r = \gamma \left[ \left\{ H_{\text{ex}} + \frac{1}{\mu_0}(N_y - N_z)I_s + (H_{Az} - H_{Ay}) \right\} \times \left\{ H_{\text{ex}} + \frac{1}{\mu_0}(N_x - N_z)I_s + (H_{Az} - H_{Ax}) \right\} \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

ここで、異方性磁場の項は  $\mathbf{H}_A = -(A/\mu_0)\mathbf{I}$  を用いて書き直した。パーマロイ合金のように、異方性磁場が小さく無視できる場合、(2.7)式は(2.8)式のように書ける。

$$\omega_r = \gamma \left[ \left\{ H_{\text{ex}} + \frac{1}{\mu_0}(N_y - N_z)I_s \right\} \times \left\{ H_{\text{ex}} + \frac{1}{\mu_0}(N_x - N_z)I_s \right\} \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

本研究で用いるような薄い円盤の形状をした試料を  $yz$  面に置いた場合、反磁場係数は  $N_x = 1$ 、 $N_y = N_z = 0$  であるから、式(2.8)は式(2.9)のように表される。

$$\omega_r = \gamma [H_{ex} (H_{ex} + I_s / \mu_0)]^{1/2} \quad (2.9)$$

### 2.1.2 異方性磁気抵抗効果 (AMR: Anisotropic magnetoresistance)

磁気抵抗効果とは、電流磁気効果の一種であるとされ、電流と磁場の大きさとそれらのなす角度に依存して、電流と磁場のそれぞれのベクトルの作る面内に電界が発生する現象として知られている。強磁性体でなく、非磁性体に磁場を印加すると抵抗率が変化する現象は、正常磁気抵抗効果と呼ばれる。これに対して、強磁性体のように自発磁化を持つ物質に磁場を印加し、その磁化状態に対応して抵抗率が変化する現象は、異常磁気抵抗効果と呼ばれる。異常磁気抵抗効果の中で、自発磁化の向きに依存して抵抗が変化する現象を、特に異方性磁気抵抗効果と呼ぶ。異方性磁気抵抗効果の起源の一つは、スピン軌道相互作用であると言われている。

一般に、電流磁気効果は式(2.10)で表される。

$$\mathbf{E} = \rho_{\perp} \mathbf{J} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) (\mathbf{a} \cdot \mathbf{J}) \mathbf{a} + \rho_H \mathbf{a} \times \mathbf{J} \quad (2.10)$$

ここで、 $\mathbf{E}$  は電流磁気効果によって生じる電場、 $\rho_{\parallel}$ 、 $\rho_{\perp}$ 、 $\rho_H$  は図 2.2 でそれぞれ  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向の比抵抗、 $\mathbf{a}$  は磁場方向の単位ベクトル、 $\mathbf{J}$  は電流である。今、図 2.2 のように  $\mathbf{J} = (J_x, 0, 0)$ 、

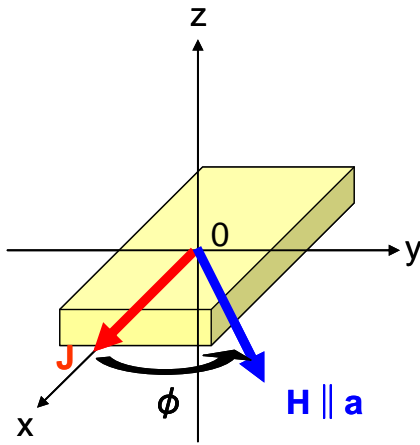


図2.2 電流磁気効果における電流 $\mathbf{J}$  と磁場 $\mathbf{H}$  との関係。

$\mathbf{a} = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$  とすると、 $\mathbf{E}$  の各成分は式 (2.11) のように表される。

$$E_x = \rho_{\perp} J_x + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \phi \cdot J_x$$

$$E_y = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin 2\phi \cdot J_x / 2 \quad (2.11)$$

$$E_z = -\rho_H \sin \phi \cdot J_x$$

ここで、 $\phi$  は  $\mathbf{J}$  と  $\mathbf{H}$  のなす角度である。式 (2.11) において、電場の  $x$  成分、 $y$  成分は、それぞれ異方性磁気抵抗効果 (AMR : Anisotropic magnetoresistance) とプレーナーホール効果 (PHE : Planer Hall effect) と

して知られている。前者は電流と磁化のなす角度に依存して抵抗が変化する効果であり、後者は内部磁化の存在により抵抗率の非対角成分に起因する横方向電圧が発生する効果である。いずれにしても、伝導電子と磁気モーメントの相互作用によって発生する強磁性体に特有な効果である。



## 2.2 実験方法

### 2.2.1 試料作製

本研究では、リフトオフ法と呼ばれる微細加工技術を用いて試料を作製した。このセクションでは、【1】リフトオフ法、【2】露光、【3】真空蒸着法またはスパッタ法を用いた薄膜作製技術、の三段階に分けて説明する。その後、【4】本研究で用いた試料についての具体的な作製方法について述べる。

#### 【1】 リフトオフ法

目的の大きさに切り出した基板を洗浄した後、スピンコーターを用いてレジストを基板の表面に薄く均一に塗布する。レジストを塗布した後、ベーキングをしてレジスト中の有機物を追い出す。次に、描画したいパターンの部分に紫外線や電子線を露光し、その部分のレジストを変質させる。続いて、現像とリンスを行い、露光した部分を基板から除去する。最後に、その試料の表面全体に金属を堆積させ、剥離剤を使ってレジストを溶解、除去することにより、レジストの上に堆積した金属も同時に除去し、金属のパターンを得る。

#### 【2】 露光

本研究では、露光の方法として[1]光源に紫外線を用いるフォトリソグラフィ法、[2]光源に電子線を用いる電子線リソグラフィ法の二種類を目的に応じて使い分けた。フォトリソグラフィ法は、コプラナー・ウェーブガイドなどの大きな構造を作製するのに利用した。一方、電子線リソグラフィ法は、数  $\mu\text{m}$  から数 100 nm の大きさの円盤や細い電極を作製するのに利用した。以下では、それぞれの手法について説明する。

##### [1]フォトリソグラフィ法

本研究では、レジストとして OFPR を用いた。OFPR は感光した部分が現像液によって溶解するポジ型のレジストである。また、紫外線による露光には、マスクアライナー装置を用いた。マスクアライナー装置は、図 2.3 のように基板とマスクの間を水平に保ちながら、フォトマスクの位置を基板の目的の位置に調節し、その上から紫外線を照射することができる装置である。

まず、基板となる GaAs または Si/SiO<sub>2</sub> 上に、レジストの密着性（ぬれ性）を良くするために、まずスピンコーターを用いて HMDS を均一に塗布する。続いて同様に OFPR レジストを均一に塗布する。その後、ホットプレートにより 90℃で 2 分間ベークを行った。露光後、現像する前に、表面硬化のためクロロベンゼンに 1 分間漬けた後、窒素ブローした。続いて、現像液に NMD-3 を用い、1 分間現像した後、純水によってリンスした。

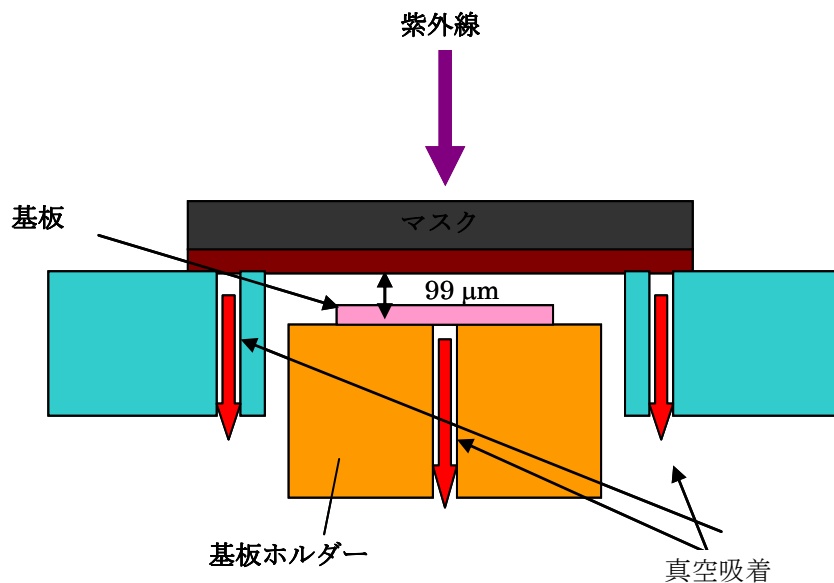


図 2.3 マスクアライナー装置の原理。基板とマスクとは水平に保たれ、その間隔は約  $100\mu\text{m}$  に設定されている。

## [2]電子線リソグラフィー法

本研究では、レジストとして、MMA/PMMA による二層レジストを用いた。MMA および PMMA はポジ型のレジストである。電子線の露光には、エリオニクス社製の電子線描画装置 ELS-6600 を用いた。電子線描画装置は、超高真空内で電子線を放出させ、用意した基板上の任意の位置に電子線を照射できる装置である。

まず基板となる GaAs または Si/SiO<sub>2</sub> 上にスピナーを用いて MMA を均一に塗布した後、ホットプレートにより 180℃ で 5 分間ベークした。続いて、同様に PMMA を塗布し、180℃ で 5 分間ベークした。電子線による露光は、微小なパターンの場合は電流値 460 pA でドーズ時間 0.1 [μs/dot]、比較的大きなパターンの場合は電流値 4 nA でドーズ時間 0.22 [μs/dot] となるように行った。現像液には、MIBK と IPA を 1:3 で混合したものを用い、30 秒の現像後、IPA によってリンスした。このとき、PMMA に比べて MMA は感度が高いため、下側の方が大きく削れたアンダーカット構造が形成される。アンダーカット構造は、リフトオフ法において金属堆積後のレジスト剥離を容易にする。

## 【3】真空蒸着法およびスパッタ法を用いた物質堆積

本研究において、金属の体積は主に 3 つの高真空装置を用いて行った。

強磁性体である Py(Ni-Fe) の堆積には、図 2.4 の真空蒸着装置を用い、電子線加熱蒸着法により蒸着した。蒸着前の真空到達度は、ロードロックチャンバー(LL チャンバー)が  $1 \times 10^{-7}$  Torr、メインチャンバーが  $1 \times 10^{-9}$  Torr であった。

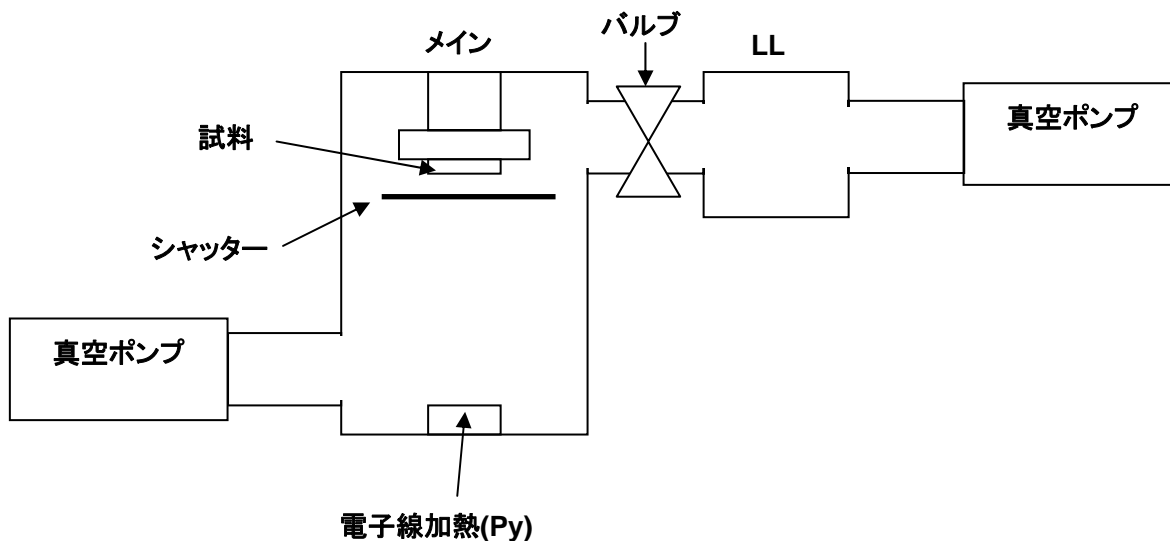


図 2.4 電子線加熱蒸着装置の模式図。

Ti/Au の堆積には、図 2.5 に示す真空蒸着装置を用い、抵抗加熱蒸着法により蒸着した。この装置では、一つのチャンバー内に蒸着物を載せるための複数のポートが取り付けられており、加熱するポートを切り替えることにより、試料を外に取り出すことなく連続して複数の金属を蒸着することができる。初めに Ti を蒸着し、続いて Au を蒸着した。蒸着前の真空到達度は、LL チャンバーが  $2 \times 10^{-6}$  Torr、メインチャンバーは  $6 \times 10^{-9}$  Torr であった。

Cu の堆積には、図 2.5 と同様の真空蒸着装置を用い、抵抗加熱蒸着法により蒸着した。蒸着前の真空到達度も同じである。

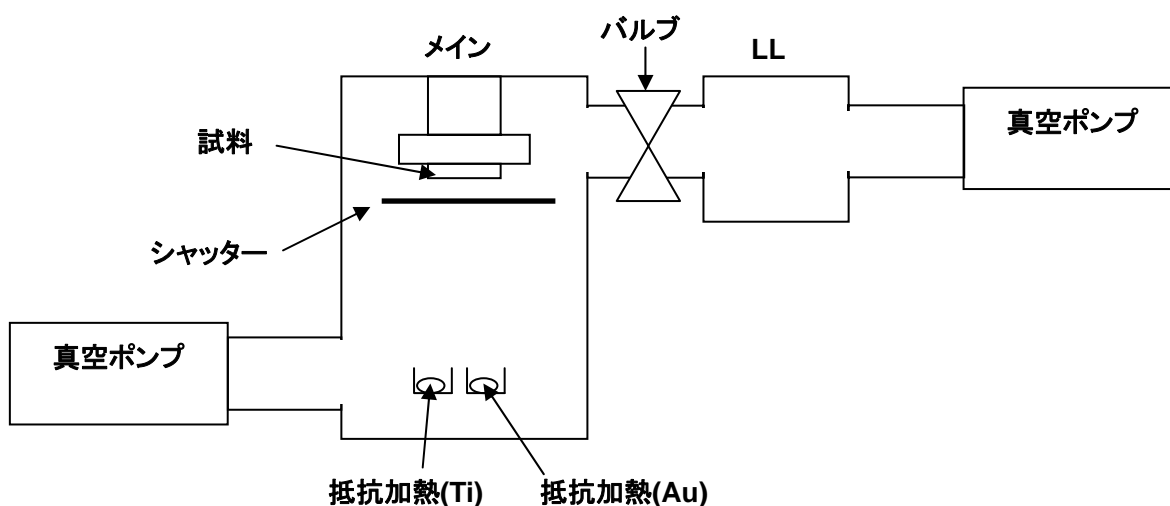


図 2.5 抵抗加熱蒸着装置の模式図。

$\text{Al}_2\text{O}_3$  の堆積には、図 2.6 に示す高周波マグネトロンスパッタ装置を用いた。スパッタ前の真空度は  $3 \times 10^{-7} \text{ Torr}$  であり、スパッタは  $6 \times 10^{-3} \text{ Torr}$  の Ar 雰囲気下で行った。

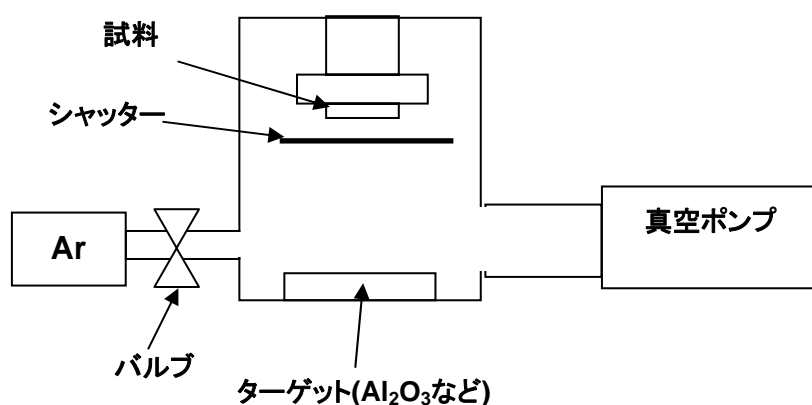


図 2.6 高周波マグネトロンスパッタ装置の模式図。

#### 【4】 本研究で用いた試料素子の作製方法

素子の作製方法は、四段階から成り、それぞれ(1) コプラナー・ウェーブガイド(CPW)の作製、(2)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  絶縁層の成膜、(3) Py 円盤の作製、(4) Cu 電極の作製の順である。以下、それぞれの方法について具体的に説明する。

##### (1) コプラナー・ウェーブガイドの作製

本作製過程は、大きく分けると、[1]フォトリソグラフィ法を用いたパターニング、[2]抵抗加熱蒸着法による成膜の二つの工程から成る。[1]の工程では、GaAs 基板の上に OFPR(240 nm)と呼ばれるレジストを均一に塗布したものに、コプラナー・ウェーブガイドをパターニングしたマスクを当て、紫外線露光した後現像する。[2]の工程では、抵抗加熱蒸着法を用いて Ti シード層(3 nm)を成膜し同じチャンバー内で連続して Au 層(100 nm)を成膜した後に、リフトオフすることでコプラナー・ウェーブガイドを作製した。

##### (2) アルミナ絶縁層の成膜

(1)の工程の後、基板全体に  $\text{Al}_2\text{O}_3$  絶縁層(40 nm)をスパッタ法により成膜した。

##### (3) パーマロイ円盤の作製

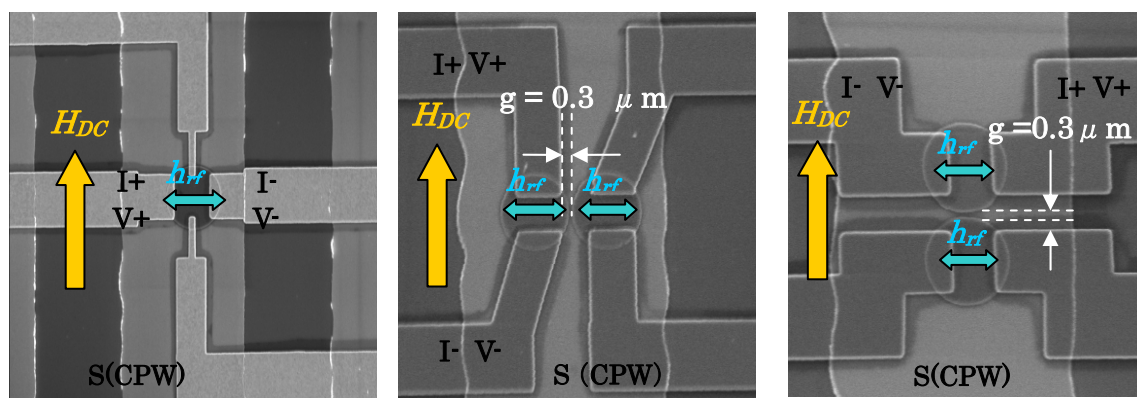
(2)の工程の後、スピナーを用いて MMA(300 nm) と PMMA(200 nm)の二層レジストを塗布してから、電子線リソグラフィ法によりコプラナー・ウェーブガイドのシグナルラインの上に円盤を描画して、現像した。その上から、電子線蒸着法により Py 層(50 nm)を成膜した。その後、アセトンにつけてリフトオフすることで Py 円盤(直径  $2\mu\text{m}$ )を作製した。

##### (4) 銅電極の作製

(3)の工程の後、スピナーを用いて(3)と同様の二層レジストを塗布した後、電子線リソグラフィ法により電極パターンを描画して、現像した。その上から、電子線蒸着法により Cu 層(100 nm)を成膜した。その後、アセトンにつけてリフトオフすることで Cu 電極を作製した。

## 2.2.2 測定方法

高周波磁場により励起した微小磁気円盤の動的特性を評価するため、本研究ではCPWの上に絶縁層を介して磁気円盤を作製することで円盤の面内方向に高周波磁場を印加し、この状態で直流静磁場の大きさを変化させながら、個々の磁気円盤の磁気抵抗変化を測定した。図2.7に作製した素子の電子線顕微鏡像を示す。(a)孤立した円盤、(b)水平方向に連結した円盤、(c)垂直方向に連結した円盤の3種類について、それぞれ円盤両端の磁気抵抗を測定した。連結した円盤については、2つの円盤のうち片方の円盤両端の磁気抵抗を測定した。実際には、(b)では左側の円盤、(c)では上側の円盤を測定した。



(a)単一の磁気円盤 (b)水平方向に連結した磁気円盤 (c)垂直方向に連結した磁気円盤  
(直径 2  $\mu\text{m}$ , 厚さ 50 nm) (直径 2  $\mu\text{m}$ , 厚さ 50 nm) (直径 2  $\mu\text{m}$ , 厚さ 50 nm)

図 2.7 作製試料の電子線顕微鏡像。

図 2.8 に孤立した円盤の測定回路の断面図とブリッジ法を用いた測定回路図を示す。ブリッジ回路を用いることで、円盤そのものの抵抗を除くことができ、異方性磁気抵抗効果による微小な信号変化を高感度に検出することが可能になる。作製した試料には、高周波磁場を印加するために高周波プローバーを利用した。高周波電源に $\pi$ フィルタと呼ばれるローパスフィルタを接続し、さらに 5.6k $\Omega$ の抵抗を接続した。測定回路に並列に 5.6k $\Omega$ の抵抗を接続した後、可変抵抗を接続して円盤そのものの抵抗値に一致させた。円盤間の電圧信号は、差動式プリアンプを使って 100 倍に増幅し、ロックインアンプにより検出した。測定周波数には 173kHz を利用した。電磁石を用いて 1000 Oe から 1000 Oe の範囲で外部磁場を変化させ、さらに高周波電流の周波数も掃引しながら円盤両端の異方性磁気抵抗を周波数と外部磁場の関数として測定した。

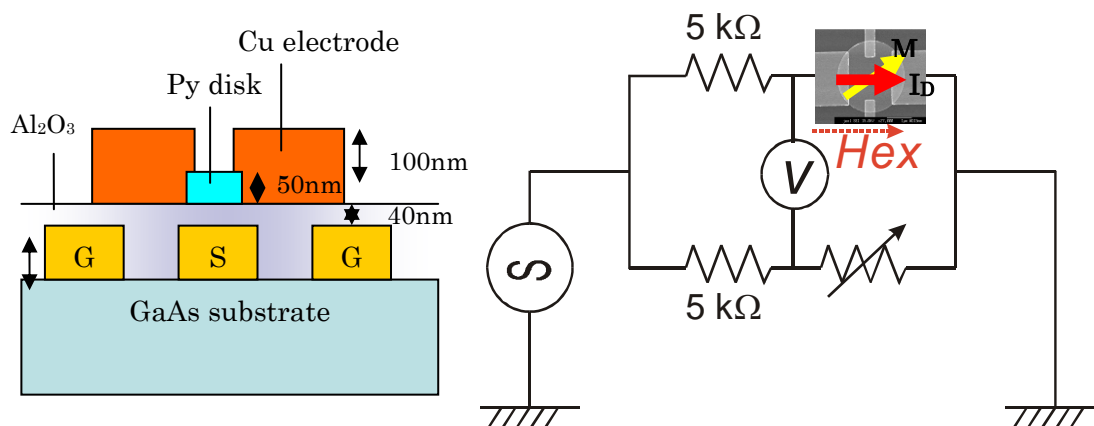


図 2.8 単一磁気円盤の測定回路の模式図。左は素子部分の断面図、右はブリッジ法を用いた回路図。

## 2.3 実験結果

図 2.9～2.11 に、3 種類の磁気円盤における強磁性共鳴(FMR)スペクトルを示す。図中の濃淡は、異方性磁気抵抗の大きさを表す。低磁場における大きな抵抗変化は、多磁区構造に起因した共鳴によるものと考えられる。磁場が大きくなると、磁化が一様に磁場方向に揃い、FMR による抵抗値の変化がみられているものと考えられる。右の図は、それぞれの 7GHz におけるスペクトルの断面図であり、丸で囲まれた部分が FMR に起因した磁気抵抗変化である。本来、FMR は磁場に対して対称であるが、実験結果には電磁石のヒステリシスによる非対称性がみられている。このために、観測された正負の共鳴磁場の平均値を共鳴磁場値とした。例えば 7GHz においては、共鳴磁場  $H_r$  の値はそれぞれ(a) 616 Oe、(b) 706 Oe、(c) 558 Oe である。

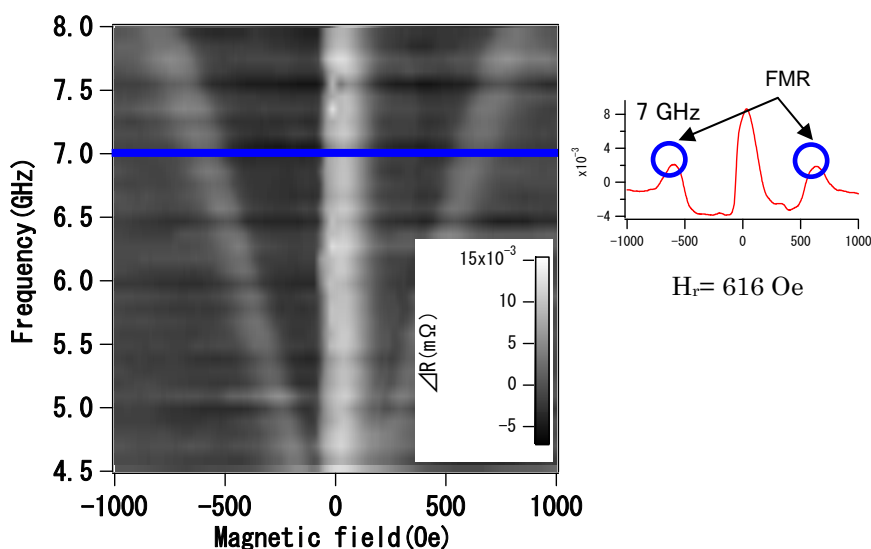


図 2.9 単一磁気円盤の強磁性共鳴スペクトル。

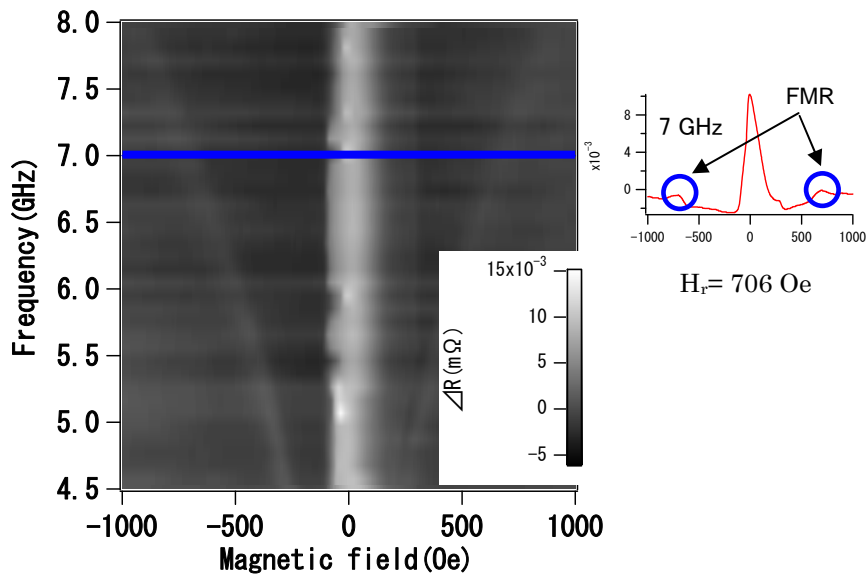


図 2.10 水平方向に連結した磁気円盤の強磁性共鳴スペクトル。

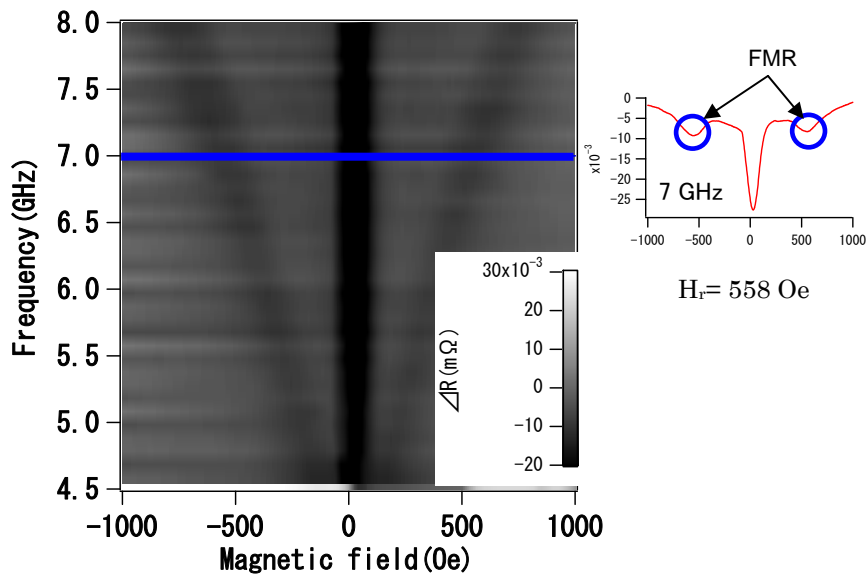


図 2.11 垂直方向に連結した円盤の強磁性共鳴スペクトル。

図2.12に、3種類の円盤における共鳴周波数の外部磁場依存性を示す。ここで、各点は実験結果、実線はマイクロマグネティックシミュレーションの結果を表す。実験結果から、各円盤の共鳴周波数を同じ外部磁場の値について比較すると、(水平方向に連結した円盤)<(単一の円盤)<(垂直方向に連結した円盤)の順に大きくなるのがわかる。

さらに、マイクロマグネティクス計算は LLG simulator を用いて行った。共鳴現象の計算は、微小な交流磁場（数 Oe 程度）を試料中に印加し、交流磁場に対する磁化の応答を計算することで共鳴現象に対する実数部および虚数部を見積もった。シミュレーション結果は、実験結果を定性

的には再現しているが、その絶対値は大きく異なっている。これについては、次節で考察する。

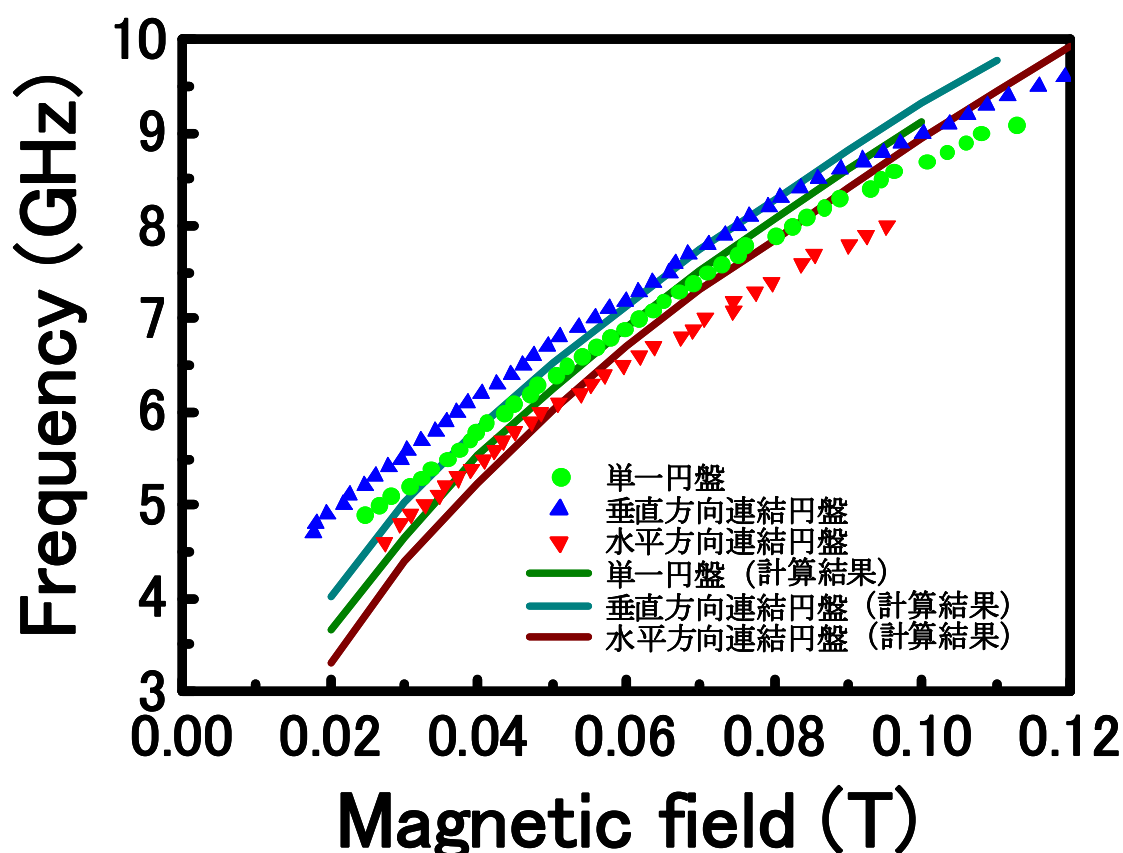


図2.12 3種類の磁気円盤におけるFMR周波数の磁場依存性。  
点は実験結果、線はマイクロマグネティクス計算の結果を表す。

## 2.4 考察

はじめに、単一磁気円盤の結果について議論する。その共鳴周波数依存性を式 (2.9) の Kittel の式を利用してフィッティングを行った。実験値を再現するには、飽和磁化値 1 T、ジャイロ磁気定数 173 GHz/T、反磁場係数  $N_x=0.067$ 、 $N_y=0.081$ 、 $N_z=0.851$  を用いる必要があった。試料の形状は円盤型であるために、面内方向には形状異方性はないはずであるが、実験値を再現するためには面内形状異方性を入れる必要があった。この反磁界についての定量的な評価は困難であるために、実験結果の解析にはマイクロマグネティクス計算を利用することにした。

マイクロマグネティクス計算には、パーマロイの一般的な値である飽和磁化値 1T、異方性磁界 20e を利用した。結果は図 2.12 に示すように、実験値と計算値は異なる値を示している。この主な原因としては、円盤の表面の平坦性が考えられる。一般的に、100nm 程度の金薄膜の表面の凹凸は大きい。多結晶薄膜においては、その凹凸の大きさは膜厚の増加と共に増加する。また、今



回の実験では、高周波磁界を印加するための信号線と強磁性間を絶縁するために、40nm 厚のアルミナ薄膜を作製した。このような酸化物薄膜を金属薄膜上に平坦に作製することは非常に困難である。これらのことから、本手法で作製したパーマロイ円盤は平坦ではないことが考えられる。パーマロイ円盤が平坦でなければ、円盤内部の磁化が一様に磁場方向を向いて歳差運動するという仮定は成り立たなくなる。平坦でない部分では、隣り合うスピン同士に向きのずれが生じ、一様モードとは異なるスピン波が生じてしまう。その結果、円盤の共鳴周波数は Kittel の式から外れ、マイクロマグネティクス計算においてもその再現は難しい。

次に、連結磁気円盤の共鳴周波数の磁場依存性については、隣接円盤間の静磁的相互作用を考慮することで以下のように理解できる。図 2.13(a)～(c)に、円盤間に働く静磁的な相互作用の概念図を示す。図 2.13(a)のように、水平方向に近接して連結した円盤の場合、例えば右側の円盤に注目すると、図のように左側の円盤の表面磁極によって作られる磁場が外部磁場方向と反対向きに貫通することになる。そのため、共鳴磁場の大きさは外部磁場の大きさから左側の円盤が作る磁場の大きさを引いたものになる。その結果、孤立した円盤よりも共鳴磁場は小さくなると考えられる。一方、図 2.13(b)のように垂直方向に連結した円盤の場合、例えば上側の円盤に注目すると、下側の円盤の表面磁極が作る磁場が外部磁場と同じ向きに貫通する。そのため、共鳴磁場の大きさは、外部磁場の大きさから下側の円盤が作る磁場の大きさを加えたものになる。その結果、共鳴磁場は孤立した円盤のものよりも大きくなると考えられる。

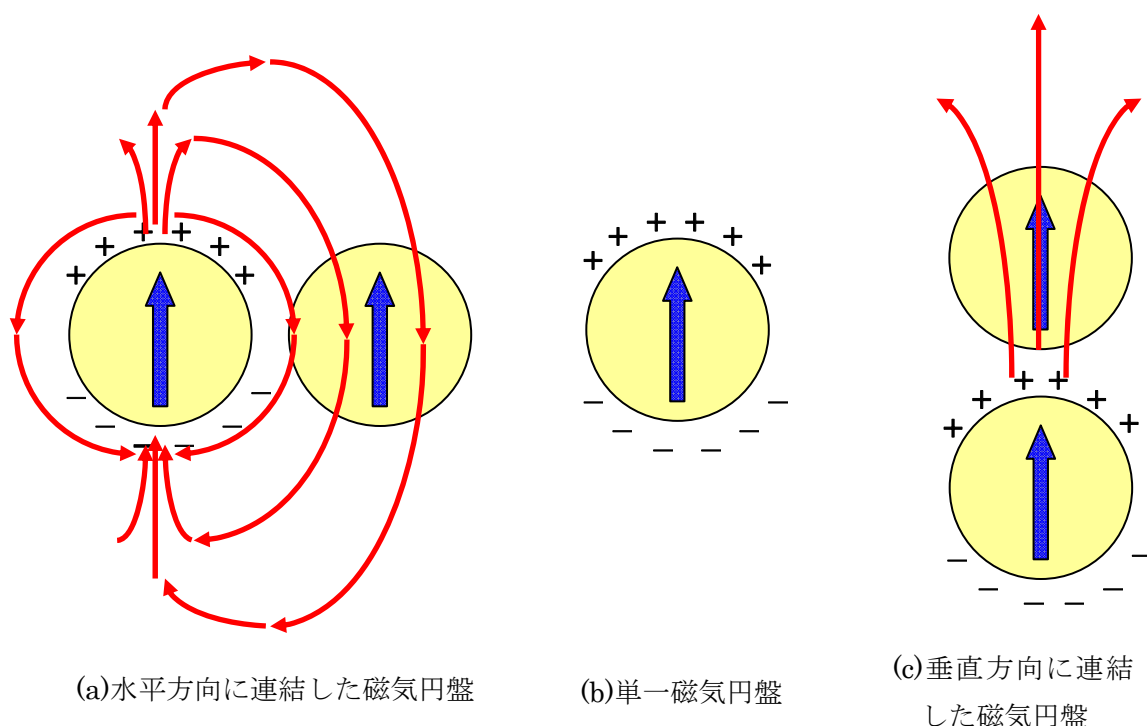


図 2.13 連結磁気円盤における静磁的相互作用の概念図。

次に、図 2.14 のような解析モデルを使って、隣接円盤が隣の円盤位置に作る磁場の大きさを見積もった。簡単のため、このモデルでは薄い円盤の代わりに外部印加磁場方向に一様に磁化した正方形薄板を考え、表面磁極が作る磁場の大きさを計算した。図 2.14 のように正方形の中央を原点に取り、座標軸を設定した。ここで、正方形の一辺の長さは  $a=2$  [ $\mu\text{m}$ ]、厚みは  $t=50$  [ $\text{nm}$ ]、真

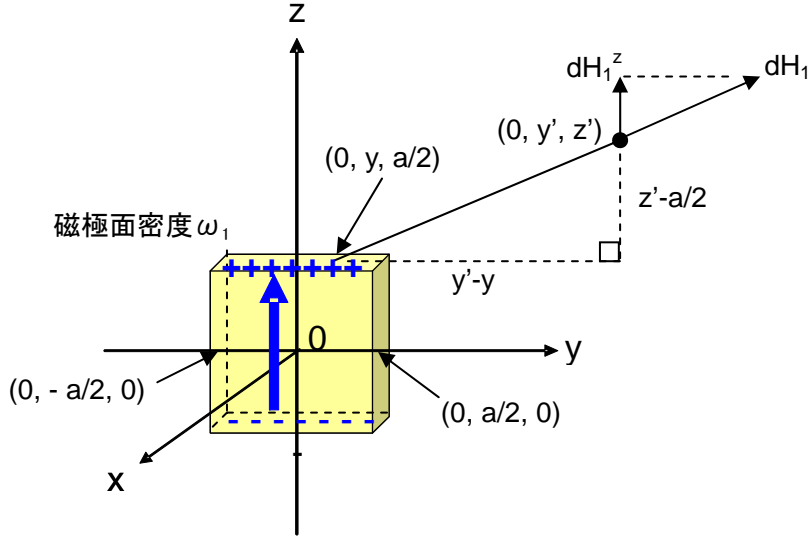


図2.14 解析モデルの概念図。

空中の透磁率は  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  [H]、磁極面密度  $\omega_1$  は Py の典型的な飽和磁化の値 1[T]とした。また、表面磁極は z 方向に一次元的に分布しているとし、磁場は yz 面内に二次元的に分布するものだけを考えて。

まず、点  $(0, y, a/2)$  近傍の微小面積における表面磁極が点  $(0, y', z')$  に作る磁場の大きさ  $dH_1$  の z 成分  $dH_1^z$  を求め、これを  $(-a/2, a/2)$  の範囲で積分した。二点間の距離を  $r$  とすると、正の表面磁極が点  $(0, y', z')$  の位置に作る磁場の z 成分の大きさ  $H_1^z(0, y', z')$  は、式 (2.12) のように表される。

$$H_1^z(0, y', z') = \frac{\omega_1 t}{4\pi\mu_0} \left( z' - \frac{a}{2} \right) \int_{-a/2}^{a/2} \frac{dy}{r^3}$$

$$= \frac{\omega_1 t}{4\pi\mu_0} \frac{1}{(z' - a/2)} \left[ \frac{y' + a/2}{\left[ (y' + a/2)^2 + (z' - a/2)^2 \right]^{1/2}} - \frac{y' - a/2}{\left[ (y' - a/2)^2 + (z' - a/2)^2 \right]^{1/2}} \right] \quad (2.12)$$

同様に負の表面磁極が点  $(0, y', z')$  の位置に作る磁場の z 成分の大きさ  $H_2^z(0, y', z')$  は、式 (2.13) で表される。

$$H_2^z(0, y', z') = \frac{\omega_1 t}{4\pi\mu_0} \left( z' - \frac{a}{2} \right) \int_{-a/2}^{a/2} \frac{dy}{r^3}$$

$$= \frac{-\omega_1 t}{4\pi\mu_0} \frac{1}{(z' + a/2)} \left[ \frac{y' + a/2}{\left[ (y' + a/2)^2 + (z' + a/2)^2 \right]^{1/2}} - \frac{y' - a/2}{\left[ (y' - a/2)^2 + (z' + a/2)^2 \right]^{1/2}} \right] \quad (2.13)$$

したがって、正負両方の表面磁極が点  $(0, y', z')$  の位置に作る磁場の  $z$  成分の大きさ  $H^z(0, y', z')$  は、式 (2.14) で表される。

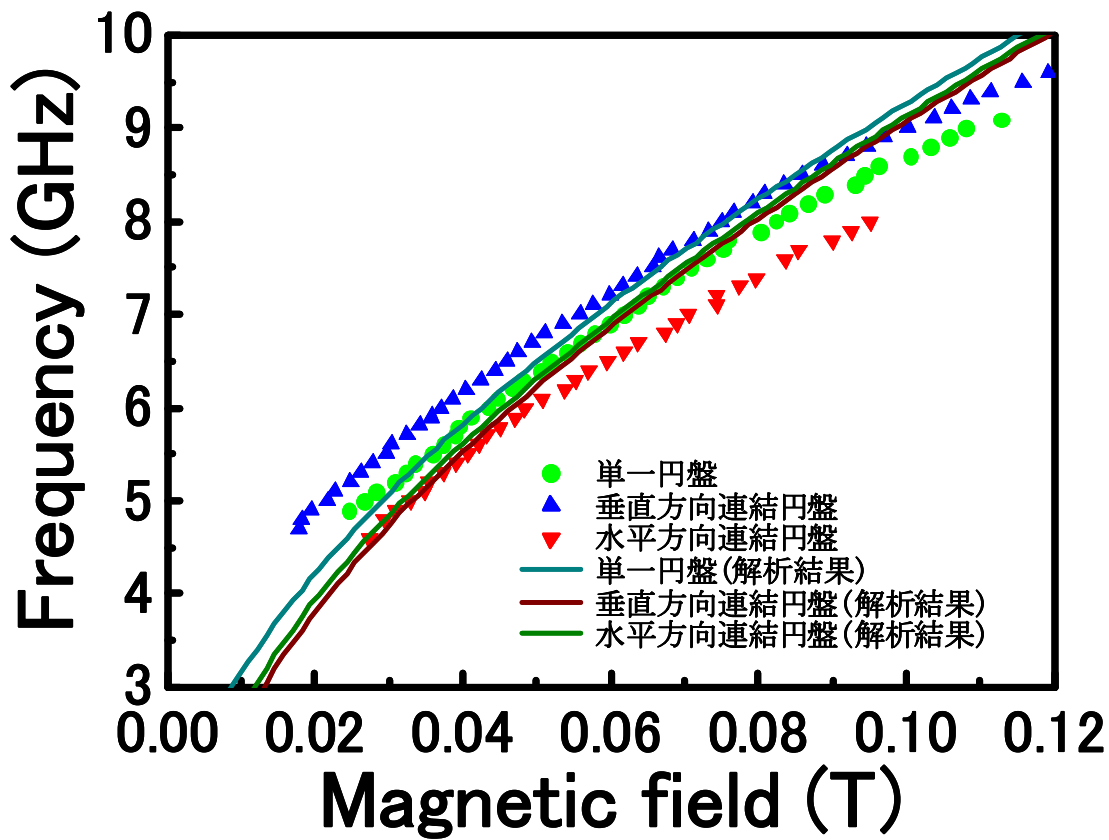
$$H^z(0, y', z') = H_1^z(0, y', z') + H_2^z(0, y', z') \quad (2.14)$$

式 (2.14) に上述の値を代入して計算した結果は、以下の通りである。

①  $(x', y', z') = (0, 2.3, 0)$  [ $\mu\text{m}$ ] の位置における磁場の大きさは、 $H_1 = -0.0013$  [T]。

②  $(x', y', z') = (0, 0, 2.3)$  [ $\mu\text{m}$ ] の位置に作る磁場の大きさは、 $H_2 = 0.0030$  [T]。

①、②で得られた磁場の値を、それぞれ Kittel の式に繰り込んだものと、実際の実験結果とを比較したグラフが、図 2.15 である。



**図2.15** 3種類の磁気円盤におけるFMR周波数の磁場依存性。  
点は実験結果、線は解析モデルを用いた計算結果を表す。

結果は図 2.15 に示すように、実験値と計算値は異なる値を示している。ただし、単一円盤に関しては、マイクロマグネティクス計算の結果と Kittel の式とはよく一致するため、マイクロマグネティクス計算においては、理想的な強磁性共鳴の一樣モードが再現されていると考えられる。

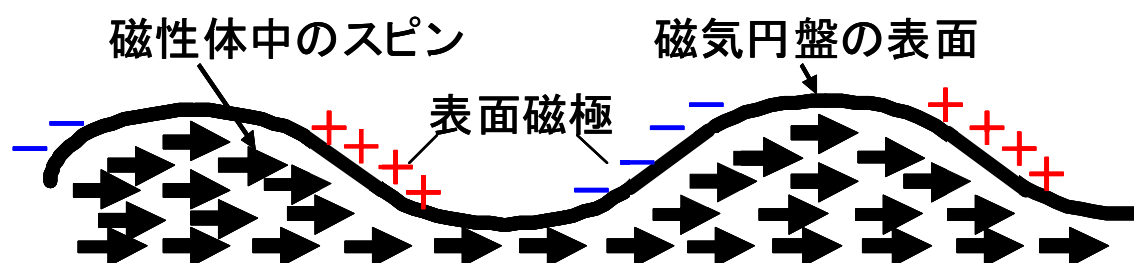
次に、垂直方向連結円盤と水平方向連結円盤について、マイクロマグネティクス計算による単一円盤からの磁場のシフトの大きさと、実験結果から見積もられる磁場のシフトの大きさは、大体  $H_1, H_2 \sim 4 \times 10^{-3}$  T 程度であり、両者から見積もられた有効磁場の値はほぼ一致している。

一方で、解析モデルを用いた磁場のシフトの大きさも、図のような単純化したモデルであるに

も関わらず、磁場のシフトの大きさのオーダーは数値計算および実験結果と一致している。以上のことから、連結磁気円盤の共鳴周波数のシフトについては、隣接円盤間の静磁的相互作用を考慮することで理解することができることがわかる。

## 2.5 まとめ

本研究では、ブリッジ法を用いた異方性磁気抵抗効果測定により、単一磁気円盤における強磁性共鳴を検出することに成功した。まず単一磁気円盤の共鳴周波数の外部磁場依存性について調べ、 Kittel の式およびマイクロマグネティクス計算によりその実験結果の再現を試みたが困難であった。これには、図 2.16 のように、磁気円盤の表面形状が凹凸しているため、表面に磁極が生じて新たな磁場を生じ、共鳴周波数が変調されたということが考えられる。



**図 2.16** 磁気円盤の表面形状が凸凹していると、円盤表面に正負の磁極が生じる。表面に生じた磁極間には、新たな磁場が生じる。その影響により、円盤中のスピンの共鳴周波数は、変調されることが予想される。

次に、外部印加磁場に対して垂直な方向と平行な方向の二種類の連結磁気円盤についても同様に調べた。さらに、実験結果と有効磁場の仮定が妥当なものであるかどうか解析モデルを用いた計算結果と比較した。その結果、図 2.15 のように、連結円盤の共鳴周波数の磁場依存性は、隣接円盤間の静磁的相互作用の影響を考慮することで説明され、同じ大きさの外部磁場の下で(水平方向に連結した円盤) < (単一の円盤) < (垂直方向に連結した円盤) の順に大きくなることがわかった。これらの傾向は、実験結果と一致する。

今後の課題は、磁性体試料表面の凸凹を無くし、平坦にすることである。図 2.17 の左図のように、今回の試料の作製プロセスにおいては、平らな基板の上に金→酸化アルミニウム→パーマロイ（磁性体円盤）の順に金属を堆積させている。凸凹した金と酸化アルミニウムから成る CPW の表面上に、薄膜状の磁性円盤を作製すれば、円盤表面は当然凸凹になっていると考えられる。

一方、図 2.17 の右図のように、改善後の作製プロセスにおいては、改善前とは逆の順番に金属を堆積させている。まず、初めに平坦な基板の上に薄膜上の磁性体円盤を作製することで、円盤表面の平坦性を保つことができる。その後、酸化アルミニウム→金の順に堆積させ、円盤の真上に CPW を作製する。したがって、磁性体円盤の表面を平坦に保ちながら、本研究と同様の測定

を行うことが可能となる。そのため、外部印加磁場が大きいときは、磁性体中の磁化は一樣に同じ方向を向いて一斉に歳差運動（強磁性共鳴）をすると予想される。このような改善後のプロセスで試料を作製すれば、磁気円盤の共鳴周波数は、キッテルの式から予想される値とほぼ一致すると考えられる。さらに、図 2.12 のようなマイクロマグネティクス計算からのずれはなくなり、実験から得られた値とマイクロマグネティクス計算から得られた値とは、ほぼ一致すると考えられる。

本研究から、本研究の手法を用いることにより、単一微小磁性体の周波数依存性を測定できることがわかった。同手法は、原理的にはさらに小さな磁性体の測定にも使えるので、今後は同手法をより小さな磁性体の測定に応用できる。さらに、この測定系に高速オシロスコープを組み合わせれば、磁化ダイナミクスの周波数依存性だけでなく、時間依存性についても測定することができるため、本手法は単一微小磁性体の磁化ダイナミクスの研究手法として、非常に有効な手段となり得る可能性がある。今後は、本研究の結果を踏まえて、本測定手法により、より小さな磁性体における磁化ダイナミクスの周波数・時間依存性を調べたいと思っている。

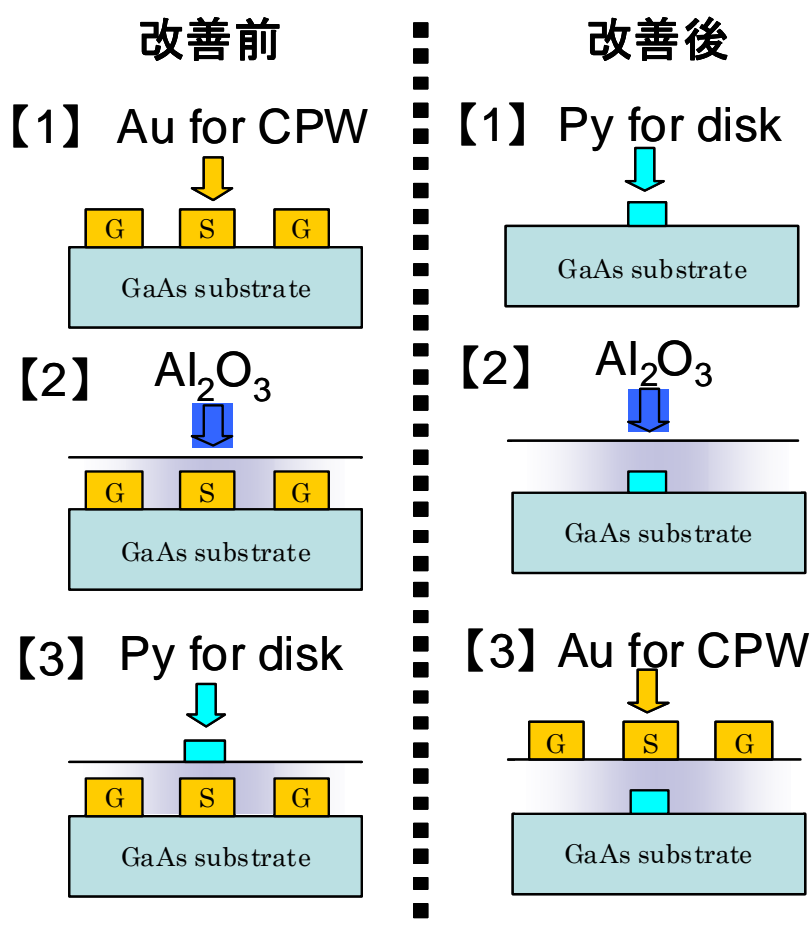


図2.17 サンプル作製方法の改善点。左は、本研究で用いた作製手法。金のCPWとアルミナ絶縁層の上にパーマロイの磁気円盤を作製するので、表面が凸凹になってしまう。右は、改善後の作製手法。平坦な基板上にパーマロイ円盤を作製した上に、絶縁層と金CPWを作製するので、円盤表面は平坦である。

## 第3章 時間分解磁気カー効果を用いた磁化歳差運動の検出

近年、ハードディスクの高密度化や磁気ランダムアクセスメモリの出現にともない、ナノサイズ磁性体の磁化ダイナミクスの理解およびその高速制御方法を確立することが重要となってきた。そこで本研究では、時間分解磁気カー効果測定装置を用いて強磁性細線構造における磁化ダイナミクスを検出した。そして、磁化反転の際に印加するパルス磁場のパルス幅を厳密に制御し、その強磁性細線のもつ固有振動数の周期に完全に一致させることで、磁化歳差運動を抑制することに成功した。

### 3.1 本研究の背景

#### 3.1.1 磁化歳差運動の抑制

この節では、パルス磁場のパルス幅をその強磁性細線構造の固有振動数の整数倍に一致させることで、パルス磁場を取り去った後の磁化歳差運動を抑制する手法について紹介する。図 3.1 は、ガドリウム・ガリウム・ガーネットの強磁性薄膜細線構造(厚さ  $1.5\mu\text{m}$ 、幅  $1\times 1\text{mm}^2$ )において、それぞれ異なるパルス幅を持つパルス磁場により誘起された磁化歳差運動の時間発展を表している。

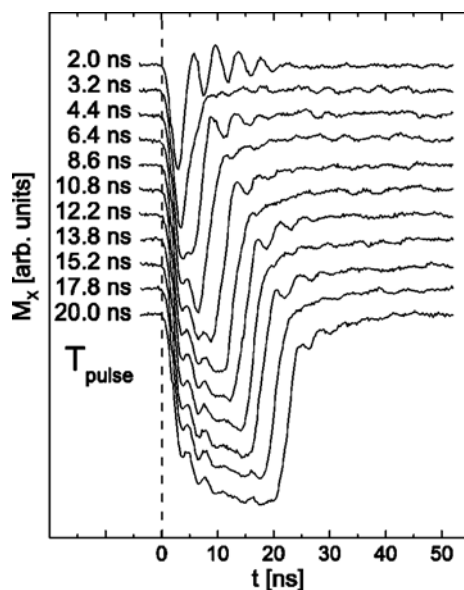


図3.1 パルス幅の変調による磁化歳差運動の抑制。

る。パルス幅が最も小さい  $T_{\text{pulse}} = 2.0\text{ ns}$  の場合では、パルス磁場を取り去られた後の歳差運動は顕著である。しかし、 $T_{\text{pulse}} = 3.2, 6.4, 10.8, 13.8, 17.8\text{ ns}$  ではパルス磁場を取り去られた後の歳差運動は抑制されている様子がわかる。この実験では、およそ  $3.2\text{ ns}$  の周期で周期的に歳差運動が抑制されており、 $3.2\text{ ns}$  がこの細線の固有振動数の周期であると考えられる。

このような磁化歳差運動の抑制は、次のような三段階からなっていると見なせる。(i)パルス磁場を印加する前は、磁化は外部印加磁場  $H_{\text{static}}$  の方向を向いている。(ii) いったんパルス磁場  $H_{\text{pulse}}$  を印加すると、磁化は新しい有効磁場  $H_{\text{eff}}$  を軸としてその周りを歳差運動し始める。(iii) ダンピングが小さいとき

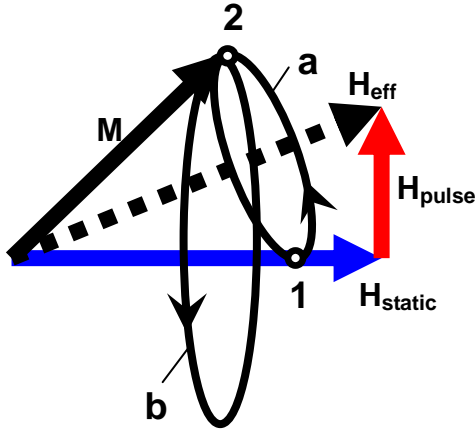


図3.2 パルス磁場印加前、印加中、印加後における磁化の運動。

は、磁化ベクトルは歳差運動の周期ごとに初期位置に戻ってくる(点 1)。瞬間的にパルス磁場を取り去ると、歳差運動の新しい軸は外部静磁場  $H_{\text{static}}$  の方向になり、その後の歳差運動において磁化と外部静磁場  $H_{\text{static}}$  の方向がなす角度は、パルス磁場が取り去られたときの磁化の方向に依存して決まる。もし、磁化が点 2 の位置に来るタイミングでパルス磁場が取り去られると、磁化は軌道 **b** に沿って大きな振幅で歳差運動する。このときパルス磁場のゼーマンエネルギーは最大である。しかし、もし磁化が点 1 の位置に来るタイミングでパルス磁場が取り去られる

と、磁化はすでに外部静磁場方向を向いているので、歳差運動は起こらない。言い換えると、パルス磁場を取り去った後の磁化歳差運動を抑制するためには、磁化の運動がゼーマンエネルギーの最小となる位置でパルス磁場を除去すればよく、それは歳差運動の周期の倍数ごとに一致することになる。

本研究では、図 3.3 のようなストリップライン上に強磁性細線を作成し、細線方向に外部静磁場を印加して細線方向に磁化を固定し、ストリップラインにパルス電流を印加することで、細線位置にパルス磁場を印加して歳差運動を励起した。細線中央付近では、磁化の分布は空間的に一樣なので、歳差運動は無限に広がった薄膜の場合と同じように振舞うと考えられる。この場合の有効磁場は、反磁場は膜厚方向の成分だけ持つと考えて ( $N_x=1$ ,  $N_y=N_z=0$ )、異方性磁場は細線に沿った方向の形状異方性磁場だけを考えればよい。細線中央付近の歳差運動の周波数は、式(3.1)のように表される。

$$\omega_r = \gamma \left[ (H_{\text{ex}} + H_{\text{Ax}})(H_{\text{ex}} + H_{\text{Ax}} + I_s/\mu_0) \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

ここで、 $\gamma$  はジャイロ磁気比、 $H_{\text{ex}}$  は外部静磁場、 $I_s$  は単位体積当りの磁化、 $H_{\text{Ax}}$  は細線に沿った方向の異方性磁場である(詳しくは第 2 章 2.1.1 節を参照)。

しかし、実際のマイクロメートルサイズの細線構造では反磁界の分布が生じ、さまざまな種類のスピン波が立つことが知られている。このため、試料端部と中心付近とでは磁化歳差運動の周期が異なること予想される。反磁場の効果を考慮すると、歳差運動の周期は式(3.2)のように表される。

$$\omega_r = \gamma \left[ \left\{ H_{\text{ex}} + \frac{1}{\mu_0} (N_y - N_z) I_s + H_{\text{Ax}} \right\} \times \left\{ H_{\text{ex}} + \frac{1}{\mu_0} (N_x - N_z) I_s + H_{\text{Ax}} \right\} \right]^{1/2} \quad (3.2)$$



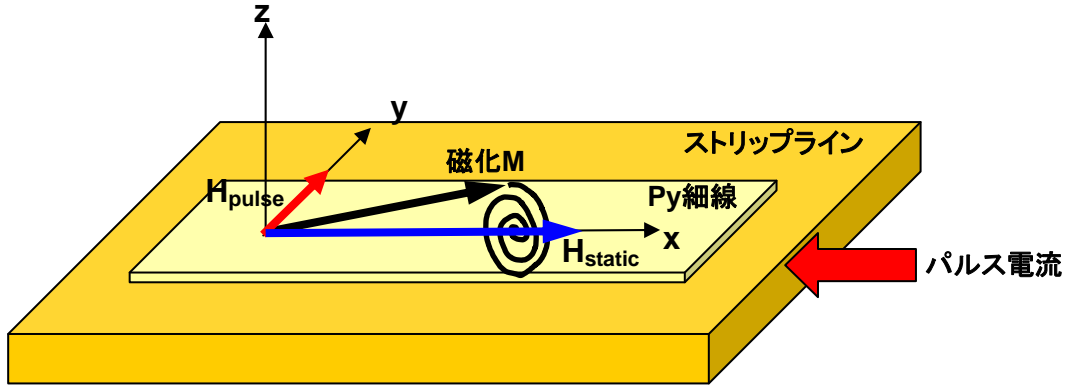


図3.3 磁化歳差運動励起のための配置図。

もし場所によって歳差運動の周期が異なるならば、歳差運動が抑制されるパルス幅も異なると考えられる。本研究では、磁化歳差運動が抑制されるパルス幅が細線短軸方向の場所に依存するかどうかについても調べた。

### 3.1.2 磁気カー効果

この節では、まず磁気カー効果について説明し、次に本研究で用いた縦カー効果について説明する。

磁気カー効果とは、強磁性体の薄膜などの磁化を持つ物質に直線偏光を入射すると、反射光の左右円偏光では位相と振幅の両方に差が生じて、主軸の向きが入射直線偏光の向きから傾いた楕円偏光が反射される現象である。このとき、主軸の回転角はカー回転角  $\theta_K$ 、反射された楕円偏光の短軸と長軸の比はカー楕円率  $\eta_K$  と呼ばれる。 $\theta_K$  は反射光の右円偏光と左円偏光に対する位相量の差に対応し、 $\eta_K$  は左右円偏光に対する反射率の違いから生じる。このような左右円偏光に対する物質の応答の差は、複素誘電率テンソルの非対角成分の存在によって生じる。例えば強磁性体が  $z$  軸方向に磁化しているとする、 $z$  軸が異方軸となる一軸異方性が生じる。このとき複素誘電率テンソルは、 $z$  軸の回りの回転対称性を考慮することにより、式(3.3)のように表される。

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}(M) & \epsilon_{xy}(M) & 0 \\ -\epsilon_{xy}(M) & \epsilon_{xx}(M) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}(M) \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

式(3.3)をマックスウェル方程式に代入すると、非対角成分  $\epsilon_{xy}$  の存在により、左右円偏光が固有関数となることが導かれる。その結果、 $\theta_K$  と  $\eta_K$  はいずれも複素誘電率テンソルの非対角成分を用いて表され、磁化に比例する。



次に、縦カー効果について説明する。磁気カー効果は、図 3.4 のように磁化と入射直線偏光の幾何学的配置によって次の 3 種類に分けられる。極カー効果では、検出される磁化の向きは薄膜

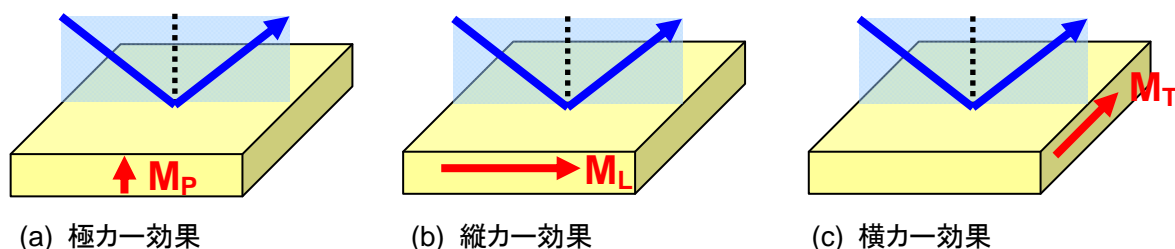


図 3.4 異なる 3 種類のカー効果。

に垂直である。一方、縦カー効果と横カー効果では、検出される磁化は薄膜の面内にあり、それぞれ磁化の向きは光の入射面に平行または垂直である。

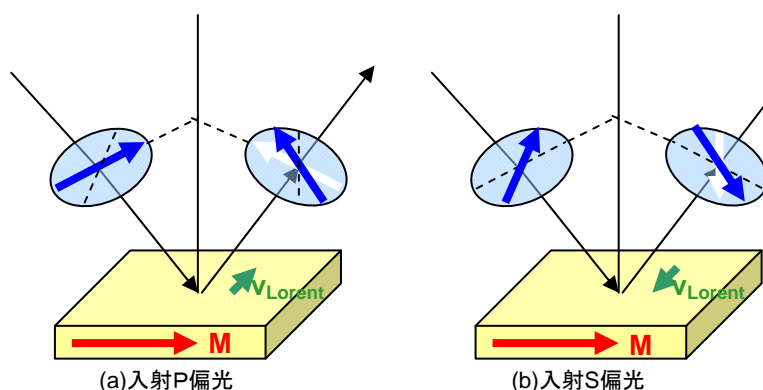


図 3.5 縦カー効果の概念図。

縦カー効果は、磁化の向きが反射面内にある、かつ光の入射面に平行な場合である。図 3.5(a)のように、電場が入射面に平行に偏光している光(P 偏光)が入射すると、反射光の位相は表面の反射によって $\pi$ だけずれて逆向きになる。それに加えて、磁化中の振動電子に働くローレンツ力により、わずかに S 成分(入射面に垂直に振動する成分)

が生じる。したがって、反射光は $\pi$ だけ位相のずれた P 成分とわずかに生じた S 成分の和となり、元の偏光面から回転する。磁化の反転によって回転は P 面について対称な方向に起きる。同様の効果は、図 3.5(b)のように入射光が S 偏光の場合にも起き、この場合のカー回転、楕円率は S 面について対称な方向におきる。また、これらの効果の大きさは、入射角度に依存する。

### 3.1.3 時間分解測定法の原理(ストロボ法)

この節では、時間分解測定法の原理であるストロボ法について説明する。図 3.6 は、ストロボ法の概念図である。はじめ平衡状態 1 にある系に、時刻  $t=0$  においてポンプパルスを加えて、系を非平衡状態に励起する。その後、非常に短い時間  $\Delta t$  後に、系の状態を検出するためにプローブパルスを加える。 $\Delta t$  の間隔は、遅延発生器などを用いてポンプパルスに対してプローブパルスを遅らせることにより、自由に変化させることができる。このとき、目的の変数  $\phi$  は、ポンプパルスによって、平衡状態 1 での値から非平衡状態の値に励起される。プローブパルスは、 $t=\Delta t$

の時刻における  $\phi$  の値を検出する。次に  $\Delta t$  の値を変化さて、ポンプパルスとプローブパルスを繰り返し系に印加すると、別の時刻における  $\phi$  の値を検出することができる。これを繰り返すことで、平衡状態 1 から平衡状態 2 に至るまでの間の  $\phi$  の値を遅延時間の関数として得ることができる。

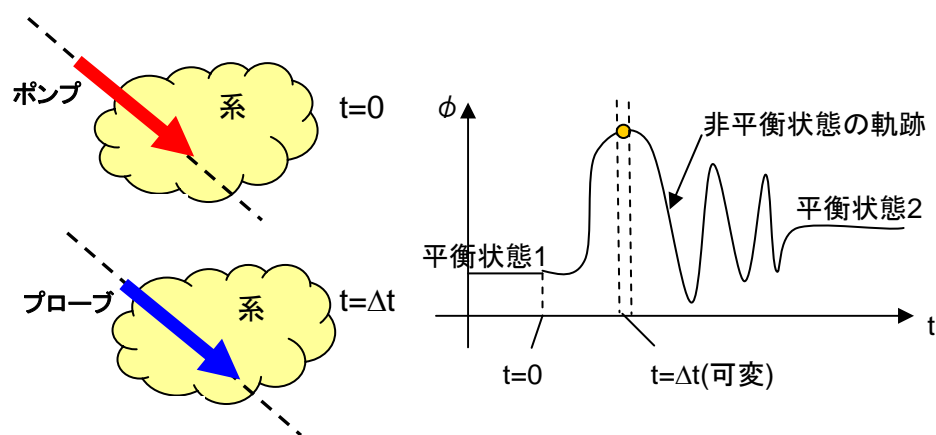


図3.6 ストロボ法の概念図。

## 3.2 実験方法

### 3.2.1 試料作製

素子の作製方法は、三段階からなり、それぞれ(1) ストリップラインの作製、(2)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  絶縁層の成膜、(3) Py 細線の作製である。以下、それぞれの方法について具体的に説明する。

#### (1) ストリップラインの作製

本作製過程は、大きく分けると、[1]フォトリソグラフィ法をリフトオフパターンの作製、[2]電子線加熱蒸着法による Ti/Au の作製、の二つの工程から成る。[1]の工程では、Si/SiO<sub>2</sub> 基板のポジレジストを均一に塗布したものに、露光後、現像した。[2]の工程では、電子線加熱蒸着法を用いて Ti(5nm)/Au 層(100 nm)を成膜した後に、リフトオフすることでストリップラインを作製した。

#### (2) $\text{Al}_2\text{O}_3$ 絶縁層の成膜

(1)の工程の後、基板全体に  $\text{Al}_2\text{O}_3$  絶縁層(5 nm)をスパッタ法により成膜した。

#### (3) Py 細線の作製

(2)の工程の後、スピナーを用いて MMA/PMMA レジストを塗布してから、電子線リソグラフィ法によりストリップライン上に細線構造を描画して、現像した。その上から、電子線蒸着法により Py 層(30 nm)を成膜した。その後、アセトンにつけてリフトオフすることで様々な Py 細線構造を作製した。その後、表面保護のため、試料の表面全体に MgO 層(5 nm)を蒸着により成膜した。

### 3.2.2 測定方法

この節では、まず本研究で用いた磁気カー効果顕微鏡について説明し、次に時間分解磁気カー効果測定装置の測定系について説明する。

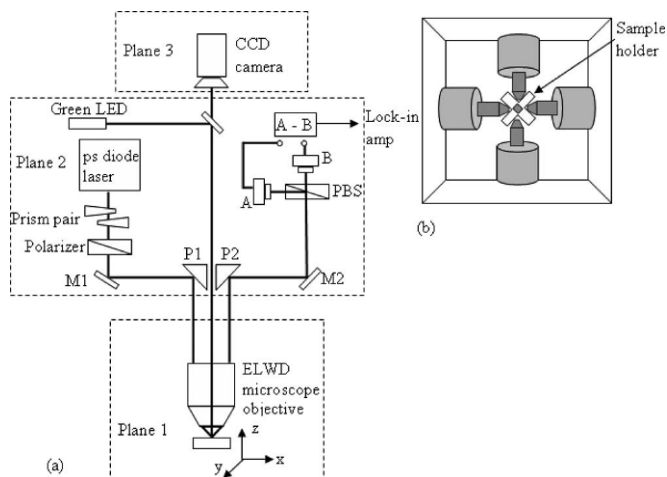


図3.7 (a) 磁気カー効果顕微鏡の概念図。(b) 電磁石のポールピースの間に設置されたサンプルホルダーの上面図。

P1によって、平面2から平面1へと折り畳まれる。さらに、縦カー効果を測定するために、対物レンズ(開口数 0.55)の有効径内の中心より端にレーザーを入射させ、斜め入射によりサンプル上に焦点を絞る。試料とレーザースポットは、平面3に設置された緑色光発光ダイオードにより照射され、Hamamatsu社製の高空間分解能電荷結合素子(CCD)カメラ(型番 C4742-98)によって直接観察する。CCDカメラにより、レーザースポットを試料の所望の位置に合わせることができる。レーザーの反射光は、対物レンズによって再び平行にされ、プリズムP2と鏡M2によって折り畳まれて平面2に戻り、差動式光ダイオード検出器に送られる。光ダイオード検出器は、位相ビームスプリッター(PBS)と二つの整流式シリコン光ダイオードから成る。PBSは反射光をS成分とP成分に分け、光ダイオードがそれぞれの成分を検出する。カー回転角信号は、このS成分とP成分の差分の信号に比例する。ここで、PBSは $45^\circ$ に設置されているので、直線偏光(カー回転角がない場合)が入射した場合は、S成分とP成分の光量は等しくなる(この状態をS成分とP成分のバランス状態と呼ぶ)。磁気カー効果測定を始める前は、まずPBSを回してS成分とP成分のバランス状態を実現する。初めにこの操作を施すことで、カー回転角を検出する際に、S成分とP成分の差分を高感度に検出できる。図3.7(b)は、試料面内に外部磁場を印加するための電磁石である。向かい合うコイルが一組となり、コイルに印加する電流を調整することにより、面内x方向、y方向に任意の磁場を印加することができる。静的な磁化曲線測定では、外部トリガーを用いてレーザーの発振周波数を100 kHzにし、レーザーダイオードのトリガー出力からロックインアンプに参照信号を入力して、同時に反射光のカー回転角をロックインアンプに入力して検出した。

図3.7は磁気カー効果顕微鏡の概念図である。光源には、Advanced Laser Diode System社製のレーザーダイオードを用いた。レーザーの波長は408 nm、パルス幅は $\sim 42$  ps、スペクトル幅は $\sim 7$  nm、平均出力パワーは $\sim 5$   $\mu$ W、発振周波数は最高1 MHzである。プリズムペアは、レーザーがわずかに楕円偏光であるのを直線偏光に近づけるために使用した。レーザー光線は、さらに偏光子を通過した後に完全な直線偏光になる。光路は鏡M1とプリズム

図 3.8 は時間分解磁気カー効果測定系の概念図である。時間分解測定には、試料に超高速なパルス磁場を印加する必要がある。Picosecond Pulse Labs 社製のパルス発生器(型番 10,060A)は、立ち上がり時間が 55 ps、立ち下がり時間 115 ps、パルス幅は 100 ps~10ns の間で可変、パルス

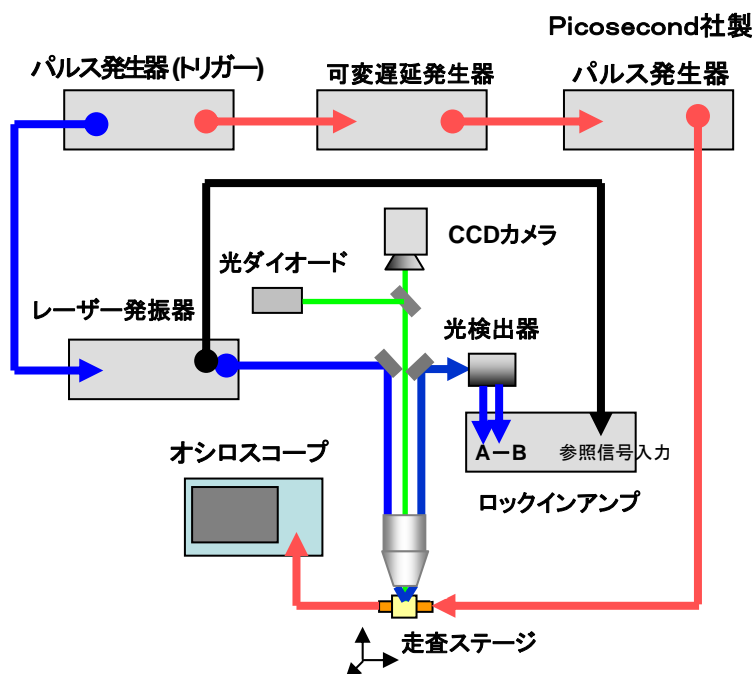


図3.8 時間分解磁気カー効果測定系の概念図。

振幅は最大+10 V である。パルス発生器からストリップラインにパルス電流を印加することにより、ストリップライン上に作製された Py 細線位置にパルス磁場を印加した。電磁石により細線方向には 20 Oe の外部磁場が印加されている。ポンプパルス磁場により誘起された磁化歳差運動は、ストロボ法により、磁化の縦カー成分を遅延時間の関数として得ることにより検出した。ポンプパルスとプローブパルスのタイミングを合わせるため、装置内部の遅れや

同軸ケーブルによる遅れを考慮し、最終的に Agilent 社製のパルス発生器(型番 81110A)のトリガー出力 1 と出力 2 の間の遅延時間を調整することでゼロ遅延時間(ポンプパルスとプローブパルスの入射タイミングが一致する時間)を調節した。さらにゼロ遅延時間から、ポンプパルスとプローブパルスの間に遅延時間を置いてこれらを同期させるため、Colby Instruments 社製の可変遅延時間発生器(型番 PDL30A)を用いた。この可変遅延時間発生器では、0.5 ps 刻みで最長遅延時間 40 ns まで置ける。

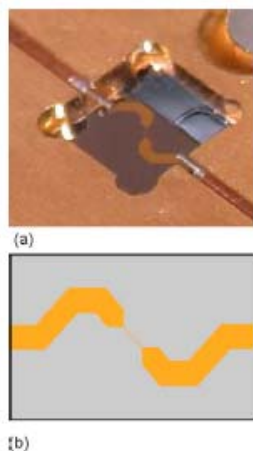


図3.9 (a) 試料ステージ部分の拡大写真。 (b) ストリップラインの模式図。

図 3.9(a)は試料部分の拡大写真である。写真のように、2本のセミリジッド同軸ケーブルをストリップラインのパッド部分に押し付けて接触させている。この方法により、接触によるキャパシタンスを小さくし、パルス発生器とストリップラインの間のインピーダンス整合が 50  $\Omega$  で取れる。図 3.9(b)はストリップラインの模式図である。図のようにストリップラインを折り畳むことで、比較的長い構造とパッド部分を大きく取ることが可能になる。また、試料の上でレーザースポットを  $\mu\text{m}$  単位で位置合わせするときは、Thorlabs 社製の 3 軸ピエゾ電子走査ステージ(型番 MDT693)を用いて試料ステージを走査した。

### 3.3 実験結果

(1) 幅  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $100\ \mu\text{m}$  の Py 細線における磁化歳差運動の抑制

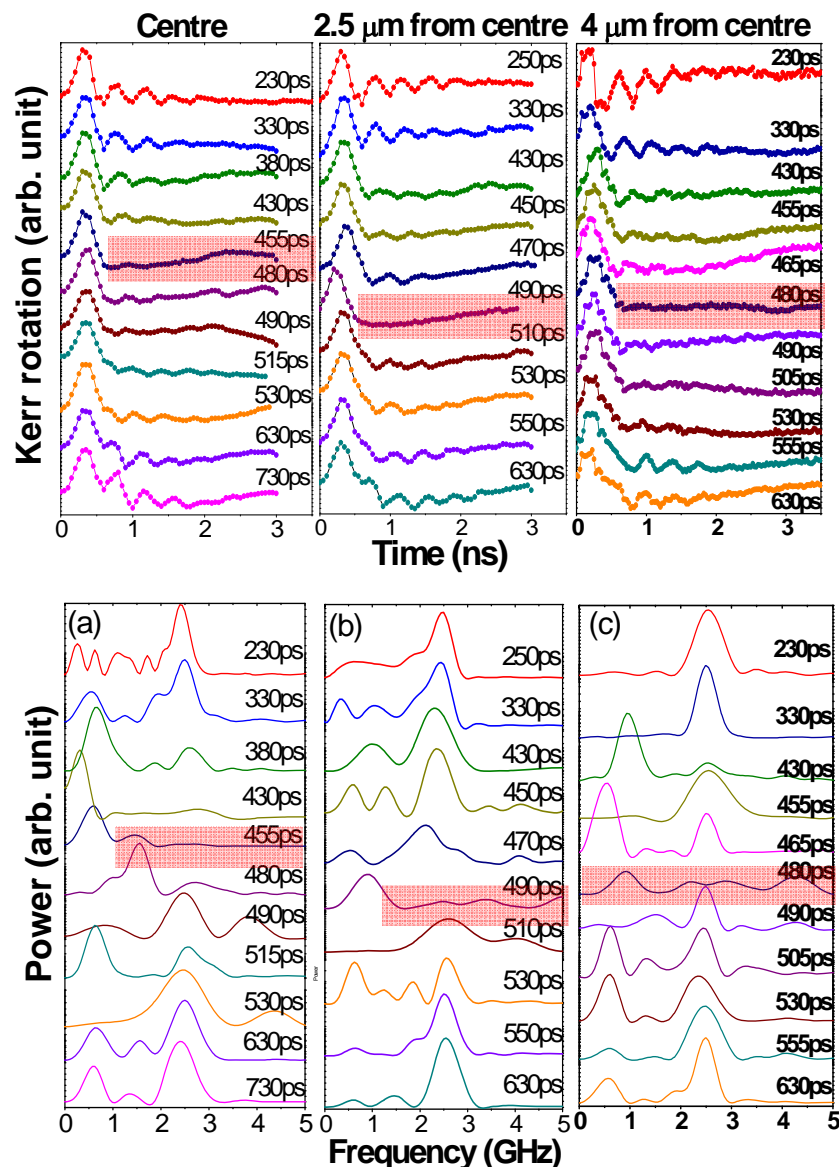


図3.10 上図は、時間分解カー回転角のパルス幅依存性。下図は、FFT変換スペクトル。(a)細線中心。(b)細線中心から $2.5\ \mu\text{m}$ 離れた位置。(c)細線中心から $4\ \mu\text{m}$ 離れた位置。

している。 $\Delta T_{\text{pulse}} = 455\ \text{ps}$ の前後では、パルス幅 $\Delta T_{\text{pulse}}$ が $455\ \text{ps}$ より長いときは、周波数 $2.5\ \text{GHz}$ に歳差運動の固有振動数を表していると考えられるメインピークが見られるが、パルス幅 $\Delta T_{\text{pulse}}$ が $455\ \text{ps}$ に近づくと、メインピークの振幅は小さくなり、 $\Delta T_{\text{pulse}} = 455\ \text{ps}$ で消失する。さらにパルス幅 $\Delta T_{\text{pulse}}$ が $455\ \text{ps}$ より小さくなると、再び $2.5\ \text{GHz}$ にメインピークが現れ、その振幅は徐々に大きくなっていく様子が見て取れる。検出位置が、細線短軸方向に中心から $2.5\ \mu\text{m}$ 、中

図 3.10 の上図は、細線幅  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $100\ \mu\text{m}$  の細線に印加するパルス磁場のパルス幅を変えて、それぞれのパルス幅について時間分解カー回転角を遅延時間の関数として検出した結果である。さらにこれを、(a)細線中心、(b)細線短軸方向に中心から  $2.5\ \mu\text{m}$  離れた位置、(c) 細線短軸方向に中心から  $4\ \mu\text{m}$  離れた位置の異なる 3 箇所において、それぞれの位置にレーザースポットを絞り、同様な測定をした。下図は、それらを高速フーリエ変換(FFT)し、周波数分解した結果である。図 3.10(a)から、パルス幅 $\Delta T_{\text{pulse}}$  が  $455\ \text{ps}$  より長くても短くても、パルス磁場が取り去られた後に磁化の歳差運動が見られる。しかし、 $\Delta T_{\text{pulse}} = 455\ \text{ps}$  の時は、パルス磁場が取り去られた後の歳差運動はほぼ完全に抑制されている。下図の FFT の結果も、このような歳差運動の抑制を示

心から  $4\text{ }\mu\text{m}$  離れた位置においても、それぞれ  $\Delta T_{\text{pulse}} = 480\text{ ps}$ 、 $490\text{ ps}$  において同様な磁化歳差運動の抑制が起きている。ここで、FFT の結果から、周波数  $2.5\text{ GHz}$  の位置に見られるメインピークは、この細線の固有振動数を表していると考えられるが、位置による差はほとんど見られないことがわかる。

(2) 幅  $5\text{ }\mu\text{m}$ 、長さ  $100\text{ }\mu\text{m}$  の Py 細線における磁化歳差運動の抑制

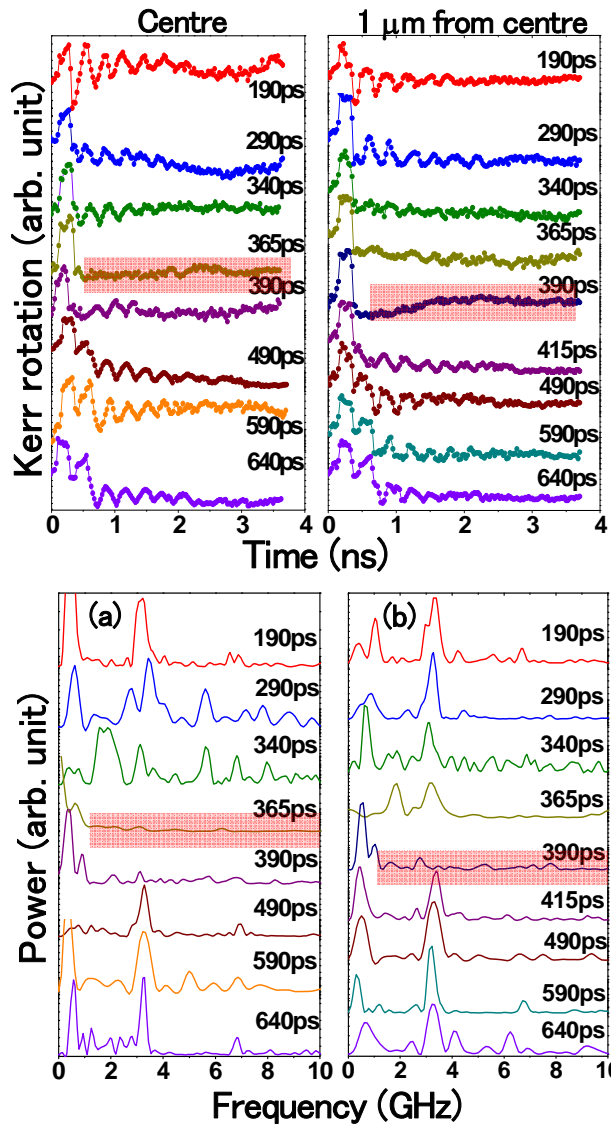


図3.11 上図は、時間分解カー回転角のパルス幅依存性。下図は、FFT変換スペクトル。(a)中心。(b)細線中心から $1\text{ }\mu\text{m}$ 離れた位置。

図 3.11 の上図は、細線幅  $5\text{ }\mu\text{m}$ 、長さ  $100\text{ }\mu\text{m}$  の細線に印加するパルス磁場のパルス幅を変えて、それぞれのパルス幅について時間分解カー一回転角を遅延時間の関数として検出した結果である。さらにこれを、(a)細線中心、(b)細線短軸方向に中心から  $1\text{ }\mu\text{m}$  離れた位置の異なる 2 箇所において、それぞれの位置にレーザースポットを絞り、同様な測定をした。

細線中心、細線短軸方向に中心から  $1\text{ }\mu\text{m}$  離れた位置のそれぞれにおいて、 $\Delta T_{\text{pulse}} = 365\text{ ps}$ 、 $390\text{ ps}$  で磁化歳差運動の抑制が起きている。FFT の結果から、周波数  $3.2\text{ GHz}$  の位置に見られるメインピークは、この細線の固有振動数を表していると考えられるが、位置による差はほとんど見られないことがわかる。



(3) 細線幅 10  $\mu\text{m}$ 、長さ 20  $\mu\text{m}$  の細線における磁化歳差運動の抑制

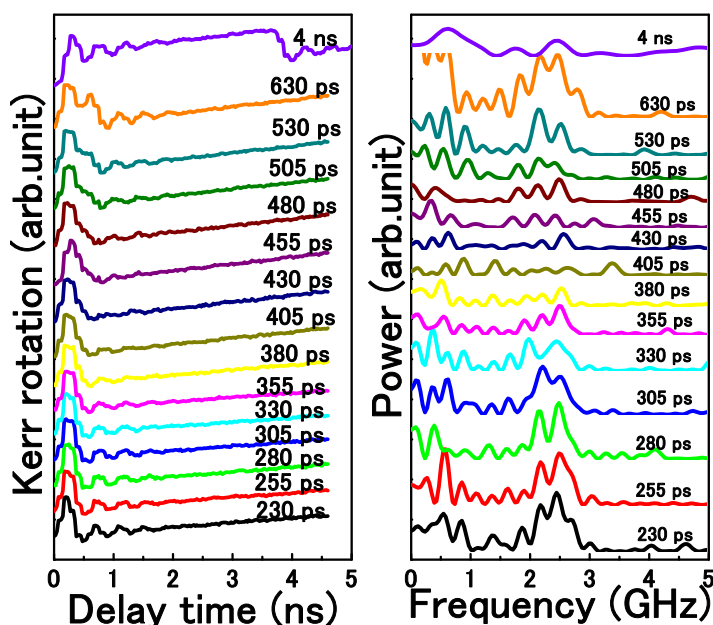


図3.12 左図は、時間分解カー回転角のパルス幅依存性。

右図は、F F T変換スペクトル。

図 3.12 の上図は、細線幅 10  $\mu\text{m}$ 、長さ 20  $\mu\text{m}$  の細線に印加する磁場のパルス幅を変えて、それぞれのパルス幅について時間分解カー回転角を遅延時間の関数として検出した結果である。 $\Delta T_{\text{pulse}} = 405 \text{ ps}$  付近で磁化歳差運動の抑制が起きている。本測定においては、比較的長いパルス磁場 (4ns) を印加し、この細線の固有振動数を見積もった。FFT の結果から、周波数 2.5GHz であることがわかる。

### 3.4 考察

まず、歳差運動が抑制されるパルス幅の細線幅依存性について考察する。細線中の磁化歳差運動の抑制が起きるパルス幅は、長さ $\times$ 幅=100 $\mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ では細線中心で 450 ps、100 $\mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ で 365 ps、20 $\mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ で 405 ps であり、試料の形状異方性に依存して変化していることがわかる。これは、たとえば、細線が細くなると、細線構造の固有振動数の平均値が大きくなることから理解できる(細線幅 10  $\mu\text{m}$  では 2.5 GHz、細線幅 5  $\mu\text{m}$  では 3.2 GHz)。これは、細線中の固有振動数は(3.2)式のように表され、細線に沿った方向の異方性磁場が大きくなることから理解できる。

$$\omega_r = \gamma \left[ \left\{ H_{ex} + \frac{1}{\mu_0} (N_y - N_z) I_s + H_{Ax} \right\} \times \left\{ H_{ex} + \frac{1}{\mu_0} (N_x - N_z) I_s + H_{Ax} \right\} \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

また、歳差運動の抑制がおこるパルス幅はその固有振動数の振動数とほぼ一致しており、このような比較的大きな数十  $\mu\text{m}$  サイズの試料でも磁化の歳差運動が制御可能であることがわかった。

次に、細線中の場所依存性について考察する。細線幅 10  $\mu\text{m}$  の細線においては、中心位置、短軸方向に沿って中央から 2.5  $\mu\text{m}$  離れた位置、中心から 4  $\mu\text{m}$  離れた位置について、パルス幅が固有振動数の周期に等しいとして計算した値は、2.2 GHz、2.0 GHz、2.1 GHz である。FFT の結果から、この試料における固有振動数は 2.5 GHz 程度と考えられるが、磁化の歳差運動に必要な磁場のパルス幅はやや異なっていることがわかる。これは、試料にパルス磁場を印加した時に、試料の磁化は短軸方向に向き、様々なモードのスピนว生じるためと考えられる。パルス磁場の大きさは 800e 程度、試料に印加している長軸方向の静磁場は 200e である。実際に、FFT の結果から様々な周波数成分のスピนวが生じていることがわかる。このようなスピนวが磁化の歳差運動にも大きな影響を与えており、このために試料中心と端部とでは歳差運動の抑制に必要なパルス磁場の印加時間がことなっているものと考えられる。

### 3.5 まとめ

本研究では、時間分解カー効果測定装置を利用し、磁化の歳差運動を検出することに成功した。更に、パルス磁場のパルス幅を調整することにより、強磁性細線中の磁化歳差運動を抑制することに成功した。試料サイズは数十  $\mu\text{m}$  程度であり、様々なモードのスピนวが観測されたが、印加磁場のパルス幅を厳密に制御することで、その磁化の歳差運動を抑制できることを明らかにした。このような結果は、様々なサイズの磁性体素子で高速磁化反動作が可能であることを示しており、大変興味深い現象であると考えられる。



## 第4章 結論

### 本研究の成果

本研究では、単一微小磁性体の磁化ダイナミクスを検出するために、高周波磁場を強磁性体中に印加することで磁化の歳差運動を引き起こし、その共鳴状態における磁気抵抗の変化を高周波磁場の周波数を変化させながら検出する周波数ドメイン法、およびストロボ法を利用した時間分解カー効果測定による時間ドメイン法の両手法を用いて行った。

ブリッジ回路を用いることで、共鳴状態における微小なパーマロイ ( $2\mu\text{m}$  の磁気円盤) からの磁気抵抗の微小な抵抗変化分の検出に成功した。更に、静磁結合した磁気円盤を作製し、その静磁結合に起因した共鳴周波数のシフトを観測した。その結合方向として印加磁場に対して、平行方向に連結した円盤、垂直方向に連結した円盤を作製し比べたところ、(垂直方向に連結した円盤) < (単一の円盤) < (平行方向に連結した円盤) の順に共鳴周波数が大きくなることを明らかにした。この磁気円盤の配置方向に依存する共鳴周波数のシフトは、単一磁区構造を仮定した数値解析モデルおよびマイクロマグネティクス計算により説明できたが、その共鳴周波数の印加磁場依存性を全て定量的に説明することは困難であった。これは試料構造に起因した表面の凹凸により、共鳴時に一様モードではなく異なるスピン波が生じていることが問題であると考えられた。このために、CPW 上に試料を作製するのではなく、まず Si 基板上に微小強磁性体構造を作製し、その上に CPW を作製するプロセスを開発する必要があると考えられる。

時間分解カー効果を利用し、パーマロイ細線の磁化ダイナミクスを観測した。様々なサイズの細線、長さ×幅= $100\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$  を作製し、その固有振動数は試料の形状異方性の増加とともに増加することがわかった。印加するパルス磁場の印加時間を変化させ、試料の固有振動数とほぼ同じ時間幅のパルス磁場を利用することで、磁場を取り除いた後の磁化の歳差運動を抑制できることを明らかにした。今回の試料は数十  $\mu\text{m}$  の比較的大きな試料であり、パルス磁場の大きさは  $80\text{Oe}$  と比較的大きいことから、細線短軸方向に磁化反転が生じ、様々なスピン波がみられた。このようなスピン波は、細線中で歳差運動の抑制に必要なパルス印加時間の場所依存性を生じさせたが、細線の中心付近や端部においてパルス幅を  $\pm 10\text{ps}$  精度で厳密に制御することで、その磁化の歳差運動を抑制できることを明らかにした。このような結果は、様々なサイズの磁性体素子において高速磁化反転動作が可能であることを示している。

## 参考文献

- [1] R. H. Koch, J. G. Deak, D. W. Abraham, P. L. Trouilloud, R. A. Altman, Yu Lu, and W. J. Gallagher, Phys.Rev. Lett. **81**, 4512-4515 (1998).
- [2] J. C. Slonczewski et al. J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [3] Berger L, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [4] S. Takahashi and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **88**, 116601 (2002).
- [5] Saitoh E, Ueda M, Miyajima H and Tataru G, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- [6] R. H. Silsbee, A. Janossy, and P. Monod, Phys. Rev. B **19**, 4382 (1979).
- [7] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472–2475 (1988).
- [8] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, Nature **425**, 380 (2003).
- [9] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and S. Yuasa, Nature **438**, 339 (2005).
- [10] C. Kittel, Phys. Rev. **73**, 155 (1948); **76**, 743 (1949).

# 謝辞

本研究の全般にわたってご指導いただきました大谷義近教授に深く感謝いたします。大谷教授から広く温かいお心で成長を見守っていただいたおかげで、素晴らしい研究生活を送ることができました。木村崇博士には、主に修士課程の前半の研究においてご指導をいただきました。福間康裕博士には、本研究の全般にあたって多大なご指導をいただきました。福間康裕博士からは、ものごとを理解するとはどういうことかということから、研究の進め方まで、わかりやすく丁寧に教えていただきました。私の初歩的な質問にも丁寧に答えていただき、家族のように温かくしていただき、日常的にも大変お世話になりました。物性研究所の大西紘平先輩、諸田美砂子さん、七海裕貴さん、杉本聡志君には、物性研究所での実験から学生生活の全般において大変お世話になりました。理化学研究所の Oksana Geier 博士、遊龍博士、王楽さん、井土宏君には、理化学研究所での研究においてご協力いただくだけでなく、楽しい研究生活を送るうえでとてもお世話になりました。また、物性研究所の家研究室・勝本研究室の皆様には、電子線リソグラフィ装置や微細構造形成室のミリング装置を使わせていただくなど、大変お世話になりました。秘書の川村順子さん、押森広美さん、石鍋道子さんには、事務手続きだけでなく、優しいお心遣いをいただきました。最後に、経済的・精神的な面で支えてくれた私の家族に心から感謝したいと思います。

本研究をまとめることができましたのも、ひとえに大谷義近教授を始とする大谷研究室の皆様のおかげであることを痛感し、改めてここに感謝を述べさせていただきたいと思います。