

Title	リング型磁性メモリセルの研究
Author(s)	佐々木, 勲
Citation	大阪大学, 2008, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/23437
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

工甲 12624

博士学位論文

リング型磁性メモリセルの研究

2008 年

佐々木 勲

博士学位論文

リング型磁性メモリセルの研究

2008 年

佐々木 勲

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 磁性ランダムアクセスメモリ	1
1.3 リングドットを用いたメモリセル	6
1.4 リングドットに関するこれまでの研究	7
1.5 リングドットを用いたメモリセルを実現するための課題	15
1.6 本研究の目的	17
1.7 本論文の構成	17
参考文献	19
第2章 実験方法	23
2.1 はじめに	23
2.2 微細加工プロセス	23
2.2.1 電子線リソグラフィ法	24
2.2.2 リフトオフ法	26
2.2.3 イオンミリング法	27
2.3 薄膜の形成方法	28
2.3.1 イオンビームスパッタリング法	28
2.3.2 DC マグネトロンスパッタリング法	30
2.3.3 試料の積層構造	30
2.4 磁場中熱処理方法	32
2.5 各種評価方法	34
2.5.1 微小磁性体の形状評価	34
2.5.2 磁気特性の評価	34
2.5.2.1 振動試料型磁力計	35
2.5.2.2 磁気光学カー効果測定装置	35
2.5.2.3 磁気力顕微鏡	37
2.5.2.4 磁場スイープ磁気力顕微鏡	38
2.5.3 結晶構造の評価	39
2.5.4 マイクロマグネティクスシミュレーションによる磁化反転過程の解析	39
参考文献	41
第3章 強磁性層からなる非対称リングドットの磁化反転過程	43
3.1 はじめに	43
3.2 実験結果	44

3.2.1	リングの幅が非対称リングドットの磁化反転過程に及ぼす影響	44
3.2.1.1	非対称リングドットの形状	44
3.2.1.2	非対称リングドットの磁化過程	45
3.2.1.3	非対称リングドットの磁化状態	48
3.2.1.4	シミュレーションによる磁化反転過程の解析	54
3.2.2	リングの外径が非対称リングドットの磁化状態に及ぼす影響	58
3.2.2.1	非対称リングドットの形状	59
3.2.2.2	非対称リングドットの磁化過程	60
3.2.2.3	非対称リングドットの磁化状態	62
3.2.2.4	シミュレーションによる磁化反転過程の解析	65
3.3	リングの幅が磁化反転過程に及ぼす影響	68
3.4	結言	70
	参考文献	72
第4章	強磁性層からなる非対称リングドットにおける vortex state から onion state への磁化反転過程	73
4.1	はじめに	73
4.2	実験結果	74
4.2.1	非対称リングドットの形状	74
4.2.2	非対称リングドットの磁化反転過程	75
4.3	リングの幅が vortex core の挙動に及ぼす影響	90
4.4	結言	91
	参考文献	93
第5章	強磁性層／反強磁性層からなる正方形ドットにおける交換磁気異方性	94
5.1	はじめに	94
5.2	実験結果	95
5.2.1	薄膜の結晶構造および磁気特性	95
5.2.2	正方形ドットの形状	97
5.2.3	正方形ドットにおける交換磁気異方性	98
5.3	ドットサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響	101
5.4	結言	102
	参考文献	104
第6章	強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットの磁化反転過程	105
6.1	はじめに	105
6.2	実験結果	106

6.2.1	非対称リングドットの形状	106
6.2.2	非対称リングドットの磁化過程	106
6.2.3	非対称リングドットの磁化状態	108
6.2.4	シミュレーションによる磁化反転過程の解析	110
6.3	非対称リングドットの磁化反転過程	112
6.4	結言	113
	参考文献	114
第7章 総括		115
謝辞		117
本研究に関する成果		118

第1章 序論

1.1 本研究の背景

ユビキタス社会の到来が予想されている。ユビキタス社会とは、電子機器を通じて、コンピュータネットワークに、「いつでも、どこでも」接続できる社会である。コンピュータネットワークに「いつでも、どこでも」接続できる社会を実現するためにメモリデバイスに要求される特性は、不揮発性、低消費電力、大容量、高速動作、書き換えに対する高い繰り返し耐性などである⁽¹⁻¹⁾。現在使用されているメモリデバイスの主流は、SRAM (Static Random Access Memory)、DRAM (Dynamic Random Access Memory)、フラッシュメモリ⁽¹⁻²⁾などの半導体メモリ⁽¹⁻³⁾である。これらの半導体メモリは、上記特性を全て満足するメモリとはなり得ない。SRAM は、高速で動作するメモリであるが、高集積化が困難であり、大容量メモリとしては不向きである。DRAM は、大容量という利点を有するが、電源を切ると記憶が失われる揮発性メモリであることに加え、動作中にデータが消えないよう常にリフレッシュが必要である。このため、DRAM は、消費電力が大きいという欠点を有する。フラッシュメモリは、不揮発性メモリではあるものの、書き込みに時間がかかり、また書き換え回数にも制限があり、高速で無限に書き換えが必要な用途には向かない。不揮発性、低消費電力、大容量、高速動作、書き換えに対する高い繰り返し耐性など、ユビキタス社会で必要とされる特性をすべて併せ持つメモリデバイスは、まだ世の中に存在しない。それを可能にすると期待されているメモリデバイスが、磁性ランダムアクセスメモリ (Magnetic Random Access Memory, MRAM)⁽¹⁻⁴⁻⁷⁾である。

1.2 磁性ランダムアクセスメモリ

MRAM では、強磁性体の磁化の向きによって情報を記憶する。MRAM のメモリセルの構造⁽¹⁻⁵⁾を Fig. 1.1 に示す。MRAM のメモリセルは、絶縁体層もしくは非磁性層からなる中間層と、それを挟む2つの強磁性層によって構成されている。

メモリセルにおける一方の強磁性層は磁化固定層とよばれ、その磁化の向きは磁氣的に固定されている。この磁化の向きの固定には、強磁性層に隣接して反強磁性層を積層したときに界面に発生する、交換磁気異方性⁽¹⁻⁸⁻¹³⁾が用いられる。交換磁気異方性は、強磁性層／反強磁性層からなる系を、強磁性層のキュリー点 (T_C) よりも低く反強磁性層のブロッ

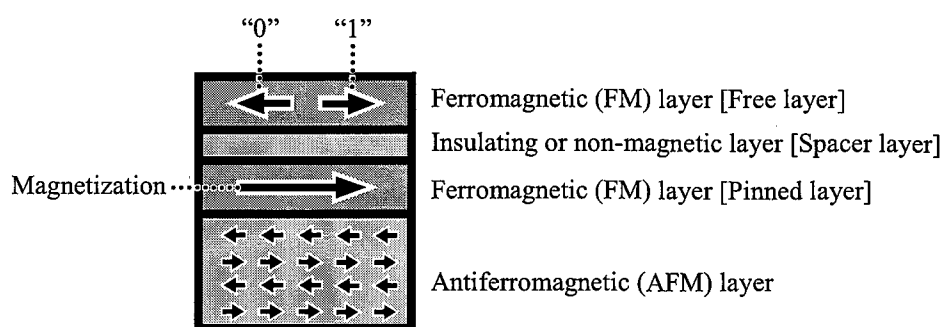


Fig. 1.1. Structure of the memory cell of the MRAM.

キング温度 (T_B) よりも高い温度から、磁場中で T_B 以下まで冷却した時に得られる現象である。温度 T が $T_B < T < T_C$ の条件を満たした状態で、強磁性層／反強磁性層からなる系に磁場を印加すると、強磁性層のスピンは一方向を向くが、反強磁性層のスピンの方向はランダムなままである [Fig. 1.2- (i)]. 温度が T_B 以下になると、界面における交換結合によって、強磁性層のスピんに隣接する反強磁性層のスピンの配列が転写される [Fig. 1.2- (ii)]. 上述のプロセスにより、交換磁気異方性を用いた磁化固定層を得ることができる。なお、界面における交換結合は、スピンの平行な場合にエネルギーが低くなると仮定している。

次に、磁化固定層に磁場中熱処理時とは逆向きの磁場を印加した場合の界面におけるスピンの配列について述べる。この磁化固定層においては、 $T < T_B$ において強磁性層／反強磁性層からなる系に印加される外部磁場の向きが磁場中冷却時のものと逆になると、強磁性層のスピンは反転する。これに対して、反強磁性層のスピンの向きはほとんど変化しない。この結果、界面における強磁性層のスピンの配列と反強磁性層のスピンの配列は、反平行に配列することとなり、界面での交換エネルギーが上昇する [Fig. 1.2- (iv)]. 界面における交換エネルギーは、強磁性層のスピンの向きが、Fig. 1.2- (ii) に示す状態にあるときに最も低い。したがって、強磁性層のスピンは、一方向の異方性を示す。一方向の異方性を有する強磁性層のヒステリシス曲線は、Fig. 1.2 に示すように、磁場軸と平行な方向にシフトする。以上が交換磁気異方性の説明である。ただし、この説明は定性的に交換磁気異方性を理解するためのものである。交換磁気異方性のメカニズムに関しては、いくつかのモデルが提案されてはいるが、完全な理解には至っていない⁽¹⁻¹⁴⁻¹⁷⁾。

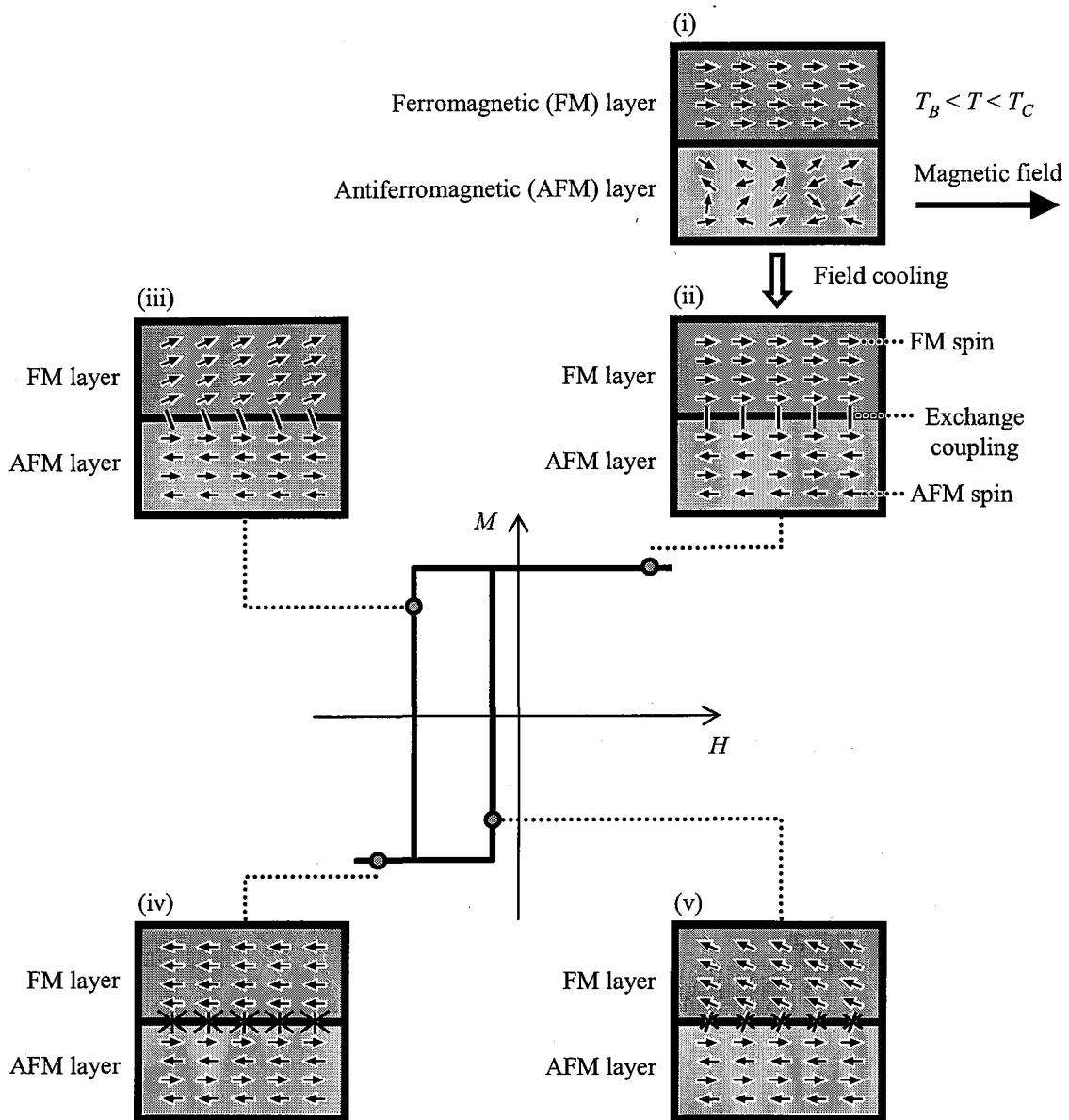


Fig. 1.2. Schematic diagram of the spin configurations of a ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer. In this diagram, ferromagnetic interaction at the interface is assumed.

メモリセルにおけるもう一方の強磁性層は磁化自由層と呼ばれ、その磁化の向きによって「0」と「1」のデジタル情報を記憶する。記憶された情報は、磁化自由層の磁化の向きを外部磁場によって反転させることで、書き換えることができる。情報の読み出しは、トンネル磁気抵抗効果 (Tunnel Magnetoresistance Effect, TMR Effect) ⁽¹⁻¹⁸⁻²⁰⁾ もしくは巨大磁気抵抗効果 (Giant Magnetoresistance Effect, GMR Effect) ⁽¹⁻²¹⁻²³⁾ を利用して行う。TMR 効果、GMR 効果とは、磁化自由層と磁化固定層の磁化の向きの相対的な関係によって電気抵抗が

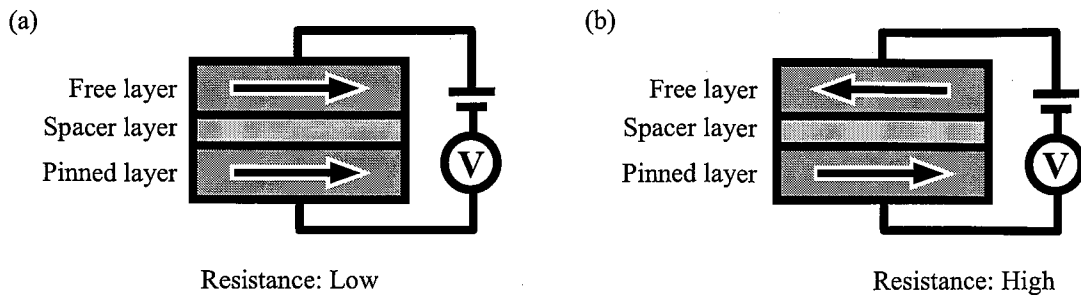


Fig. 1.3. Principle of the reading operation in the MRAM.

変化する現象である。情報の読み出し原理を図で示すと、Fig. 1.3 の通りである。2つの強磁性層の磁化の向きが平行な場合 [Fig. 1.3 (a)] の電気抵抗は、2つの強磁性層の磁化の向きが反平行な場合 [Fig. 1.3 (b)] の電気抵抗よりも低い。この電気抵抗の差を検出することにより、メモリセルに記憶された情報を電氣的に読み出すことができる。

前述の説明は、単一のメモリセルに対する情報の書き込みと、それを読み出すための原理である。実際のデバイスでは、メモリセルが2次元的に配列されているため、メモリセルへの選択的な情報の書き込みと、情報の読み出しを行う必要がある。このため、MRAMはFig. 1.4に示すように、ビット線とワード線とよばれる配線、MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor)⁽¹⁻³⁾などのトランジスタ、磁性メモリセルによって構成されている⁽¹⁻⁵⁾。メモリセルへ情報を書き込むには、メモリセルの上下に配列されたビット線とワード線のそれぞれに電流を流した時に発生する合成磁場を用いる。合成磁場による

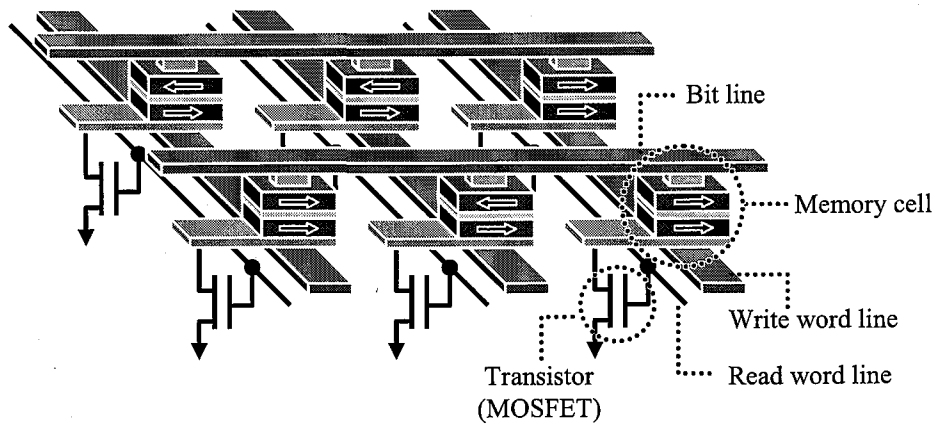


Fig. 1.4. Architecture of the MRAM.

磁化自由層の磁化反転は、Fig. 1.5 に示すアステロイド曲線⁽¹⁻²⁴⁾によって説明される。アステロイド曲線とは、一軸磁気異方性を有する単磁区構造の磁性体が一斉回転するという仮定のもとに、磁化反転に必要な外部磁場を計算し得られた曲線である。 H_x および H_y はそれぞれ、外部磁場の x 方向の成分および y 方向の成分である。 H_{Kx} および H_{Ky} はそれぞれ x 方向および y 方向のメモリセルの異方性磁場である。異方性磁場の値は、磁化自由層の一軸磁気異方性や形状に依存する⁽¹⁻²⁰⁾。 H_x と H_y の合成磁場がアステロイド曲線の内側に位置しているとき、メモリセルの磁化反転は起こらない。 H_x と H_y の合成磁場がアステロイド曲線の外側に位置すると、メモリセルの磁化反転が起こる。 MRAM における書き込みでは、メモリセルの選択性を確保しなければならない。したがって、ビット線とワード線の交点に位置するメモリセルでのみ磁化が反転するように、配線に流す電流を制御する。ビット線とワード線の交点に位置する、対象となるメモリセルには、斜め向きの合成磁場が印加されることとなり [Fig. 1.5- (i)], 磁化が反転する⁽¹⁻⁵⁾。この時、単独の配線が発生させる磁場は、Fig. 1.5 の (ii) もしくは (iii) となり、対象としないメモリセルの磁化は反転しない。情報の読み出しの際は、ビット線とワード線を介してメモリセルの膜面垂直方向に電流を流し、メモリセルの電気抵抗を検出する。メモリセルの電気抵抗は、上述の通り、2つの強磁性層の磁化の向きの相対的な角度に依存して変化する。従って、ある基準値より

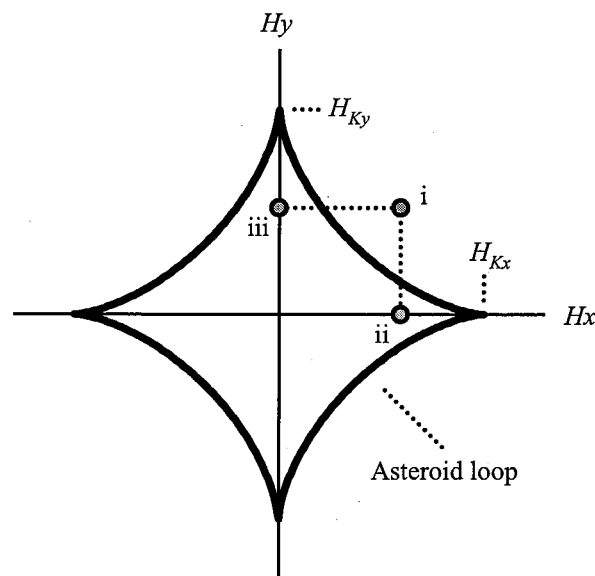


Fig. 1.5. Threshold curve of an external magnetic field for reversing the magnetization direction of the free layer.

電気抵抗が高いか低いかを検出し、書き込まれている情報が「0」か「1」かを判断する。情報の読み出しを行うメモリセルを選択するには、MOSFET⁽¹⁻³⁾などのトランジスタを利用する。トランジスタをスイッチとして利用することで、目的とするメモリセルにのみ電流を流すことが可能となるため、情報を選択的に読み出すことが可能となる⁽¹⁻⁶⁾。

上に述べた MRAM は、1つのメモリセルに1つのトランジスタが配置されている。この構造は、メモリセルが中間層として絶縁体層を用いた MTJ (Magnetic Tunnel Junction) の場合、1T/1MTJ (1 Transistor / 1 Magnetic Tunnel Junction) 構造⁽¹⁻⁷⁾と呼ばれている。これに対し、メモリセルにトランジスタを配置しない構造も考えられている。この構造はクロスポイント構造⁽¹⁻⁷⁾と呼ばれている。クロスポイント構造では、トランジスタが不要であり、1 bit あたりの面積を縮小できる。このため、クロスポイント構造はメモリセルの高集積化という点で有利である。しかしながら、クロスポイント構造では、非選択のメモリセルが電氣的に分離されていないため、非選択セルを介したリーク電流が避けられない。リーク電流による信号は、選択セルの信号に重畳されるため、選択セルのみの抵抗変化を効率よく検出することが難しく、高速動作が困難となる⁽¹⁻⁷⁾。以上のように、クロスポイント構造は高集積化には有利ではあるが、高速動作が困難になるという欠点を有する。

1.3 リングドットを用いたメモリセル

MRAM は1つのメモリセルが1 bit の情報を記憶するメモリデバイスである。MRAM を大容量化するには、小さなメモリセルの高密度な配列、つまり、メモリセルの高集積化が必要である。しかしながら、従来までに考えられてきた、長方形のメモリセルの場合、メ

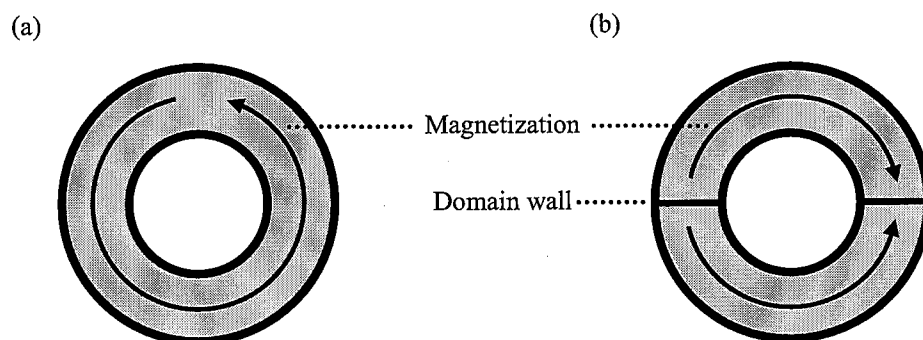


Fig. 1.6. (a) The vortex state and (b) the onion state of the ring dots.

メモリセルを高集積化すると問題が発生する。その問題は、メモリセル間の静磁気的な相互作用⁽¹⁻²⁵⁾によって生じる。MRAM のメモリセルは強磁性体によって構成されているため、メモリセルからは磁束が漏洩する。漏洩した磁束が隣接するメモリセルに流入すると、情報を書き換えるために必要な、書き込み磁場が不均一になってしまう。また、書き込み動作を行わなくても、情報が書き換えられるという問題が発生する。これらの問題は、メモリデバイスとしての信頼性を低下させる。

メモリセル間の静磁気的な相互作用を本質的に解決する方法として、リング形状の磁性体（リングドット）を用いたメモリセルが提案されている^(1-26,27)。リングドットは、ゼロ磁場近傍において、Fig. 1.6 (a)に示すように、磁気モーメントが円周方向に配列した vortex state と呼ばれる磁化状態を形成する⁽¹⁻²⁸⁾。この vortex state では、磁束が磁性体内で還流しており、磁性体の外部に漏洩することがない。このため、リングドットを高集積化しても、ドット間での静磁気的な相互作用が起こらない。以上の理由から、リングドットは、高集積化が可能な新構造磁性メモリセルとなる可能性をもち、近年、その研究が注目を集めている。

1.4 リングドットに関するこれまでの研究

前節に述べた理由から、近年、リングドットに関する研究が注目を集めている。リングドットに関する研究には、磁化状態や磁化反転過程を解明するという目的のもとに行われている基礎研究と、リングドットをMRAMのメモリセルに利用するという目的のもとに行われている応用研究がある。本節では、リングドットに関する過去の研究についてまとめ、これまで明らかになっている点を確認する。

リングドットの基礎研究は、主にリングドットの特徴的な磁化状態、磁化反転過程を解明することを目的としている⁽¹⁻²⁸⁻⁴⁰⁾。リングドットの特徴的な磁化状態は、Bland らのグループによって最初に確認された⁽¹⁻²⁸⁻³¹⁾。リングドットの特徴的な磁化状態のうち代表的なものは、vortex state と onion state と呼ばれる状態である⁽¹⁻²⁸⁾。vortex state とは、前節に述べたとおり、磁気モーメントが円周方向に配列した状態 [Fig. 1.6 (a)]、つまり、磁束が磁性体内で閉じた状態である。磁性体の円周方向に沿った磁気モーメントの配列は、円盤形状の磁性体でも確認されている⁽¹⁻⁴¹⁻⁴³⁾。ただし、円盤形状の磁性体の場合、磁性体の中央付近の磁気モーメントは、Fig. 1.7 に示すように膜面垂直方向を向いている。この膜面垂直方向の成分は vortex core と呼ばれている。vortex core の形成は、以下のように理解できる。円盤形

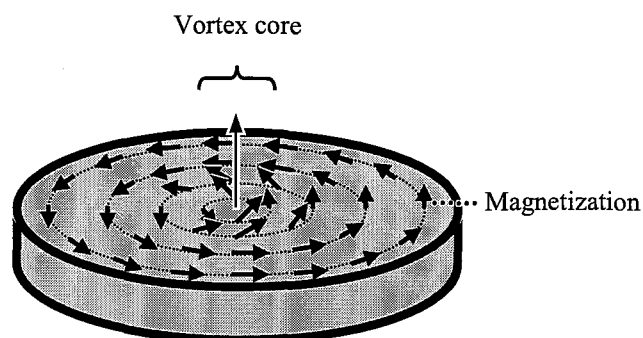


Fig. 1.7. Vortex core in the vortex state of the circular dots.

状の磁性体では、磁性体中央付近で磁気モーメントが円周方向に還流すると、磁気モーメント間の相対的な角度が大きくなり、交換エネルギーが大幅に上昇する。交換エネルギーが上昇すると、磁気モーメントの円周方向に配列した状態が不安定になる。このため、円盤形状の磁性体では、磁性体中央付近における磁気モーメント間の相対的な角度が小さくなるように、磁性体中央付近の磁気モーメントは膜面垂直方向を向いている。ただし、磁気モーメントが膜面垂直方向を向くと、磁性体から磁束が漏洩し、静磁エネルギーが上昇する。このため、円盤形状の磁性体における vortex state では、円盤中心において vortex core がエネルギーの上昇を招く。リングドットにおいては、円盤形状の磁性体とは異なり、磁性体の中央が切り取られているため、vortex core を形成することはない。このことは、リングドットの vortex state が円盤形状の磁性体のそれよりも、よりエネルギー的に安定であることを意味する。

リングドットのもう1つの特徴的な磁化状態である onion state は、Fig. 1.6 (b) に示すように、2つの磁区から構成されており、リングの両端に磁壁をもつ状態である。この磁壁は 180° 磁壁であり、リングの幅や厚さに依存して2種類の磁気モーメントの配列を形成する。リングの幅が広く、膜厚が厚い場合、磁壁内部の磁気モーメントは、Fig. 1.8 (a) に示すように還流構造を形成する^(1-28, 32, 44-50)。この磁壁は vortex wall と呼ばれている。一方、リングの幅が狭く、膜厚が薄い場合、磁壁内部の磁気モーメントは、Fig. 1.8 (b) に示すようにリングの円周方向に対して垂直方向を向いている^(1-28, 32, 44, 46-49, 51)。この磁壁は transverse wall と呼ばれている。リングの幅や膜厚に依存して、磁壁内部の磁気モーメントの配列が変化する現象は、交換エネルギーと静磁エネルギーを考えることで理解できる⁽¹⁻²⁸⁾。vortex wall

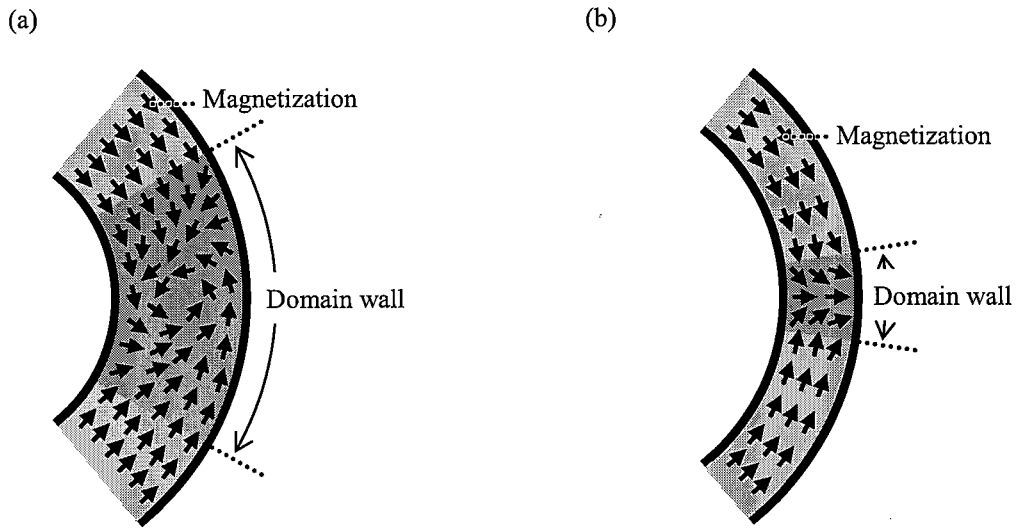


Fig. 1.8. Two types of domain wall in the onion state: (a) the vortex wall, (b) the transverse wall.

は transverse wall と比較して，磁気モーメント間の相対的な角度が大きくなるが，磁性体外部へ漏洩する磁束が少なくなる状態である．つまり，vortex wall は，交換エネルギーの上昇と引き換えに，静磁エネルギーを低く抑えた状態である．一方，transverse wall は静磁エネルギーの上昇と引き換えに，交換エネルギーを低く抑えた状態である．リングの膜厚が厚い場合，磁性体の体積が増加するため，vortex wall を形成することによる静磁エネルギーの利得が大きい．また，リングの幅が広い場合，磁気モーメント間の相対的な角度を小さく抑えることができるので，vortex wall を形成することによる交換エネルギーの上昇も低く抑えることができる．これらのことから，リングの幅が広く，膜厚が厚い場合，vortex wall が優先的に形成される．一方，リングの膜厚が薄い場合には，vortex wall を形成しても，静磁エネルギーの利得が小さい．また，リングの幅が狭い場合，vortex wall を形成すると，磁気モーメント間の相対的な角度が大きくなるので交換エネルギーが大きく上昇する．したがって，リングの膜厚が薄く，幅が狭いリングドットは，transverse wall を形成する．以上のように，リングドットは vortex state や onion state などの特徴的な磁化状態を形成する．また，onion state における磁壁内部の磁気モーメントの配列は，リングの膜厚や幅に依存して変化する．

次に，リングドットの磁化反転過程について述べる^(1-28,38,49,52-58)．リングドットの膜面内に均一磁場を印加した時の磁化反転過程を Fig. 1.9 (a) に示す．十分に高い右向きの磁場を

印加すると、リングドットは、磁化が右向きに飽和した単磁区状態を形成する。この状態から磁場を低下させると、単磁区状態で一方向を向いていた磁気モーメントは、リングの円周方向に添って配列し始め、リングドットは onion state [Fig. 1.9 (a) - (i)] を形成する。onion state の形成により磁気モーメントが円周方向を向くと、静磁エネルギーが低下する。また、全体的な磁化の向きと、磁場の向きが平行であるため、ゼーマンエネルギーも低い状態にある。さらに磁場が低下し、ゼロ磁場近傍になり、ゼーマンエネルギーの寄与が小さくなると、リングドットの磁化状態は、onion state から vortex state [Fig. 1.9 (a) - (ii)] へと変化する。この変化は、onion state において存在する磁壁がリングの外周に沿って移動し、2つの磁壁が重なり合い、消滅することによって達成される。ここで形成された vortex state では、磁化が円周方向に配列しており、磁性体からの磁束の漏洩がない。このため、vortex state は、静磁エネルギーが低い、非常に安定な磁化状態である。磁場がさらに低下して左向きの成分が強くなり、磁化の向きが左向きの時にゼーマンエネルギーが大きく低下するようになると、vortex state は安定な磁化状態ではなくなる。この時、リングドットの磁化状態は、vortex state から、最初とは逆向きの onion state [Fig. 1.9 (a) - (iii)] へと変化する。この変化は、逆磁区の発生によって進行する。以上のように、磁場を掃引すると、リングドットの磁化状態は、onion state から、ゼロ磁場付近で安定な vortex state を経て、最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと2段階に変化する。このため、リングドットのヒステリシス曲線は、Fig. 1.9 (a) に示すように、磁化状態が変化する磁場で急激な変化を示し、階段状のステップを2つ形成する。

上述の2つのステップをもつヒステリシス曲線がリングドットの代表的な磁化反転過程であるが、リングの幅^(1-28,36,39,48,54,58-65)やリングの膜厚^(1-28,48,58,60-62,65,66)を系統的に変化させた研究が進み、これとは異なる磁化反転過程も明らかになっている。リングの幅が狭い場合、vortex state を形成することによる静磁エネルギーの利得がほとんどない。このため、リングの幅が狭い場合、onion state における2つの磁壁は同じ向きへ回転し、onion state [Fig. 1.9 (b) - (i)] から、逆向きの onion state [Fig. 1.9 (b) - (ii)] まで、vortex state を経由せずに磁化状態が変化する^(1-44,48,58,62,65)。このため、ヒステリシス曲線は、Fig. 1.9 (b) に示すように、onion state から最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと磁化状態が変化する磁場で急激な変化を示し、ステップを1つ形成する。リングの幅が広い場合、vortex state から onion state への磁化反転過程において、Fig. 1.9 (c) の (iii) に示すように、リングドットは

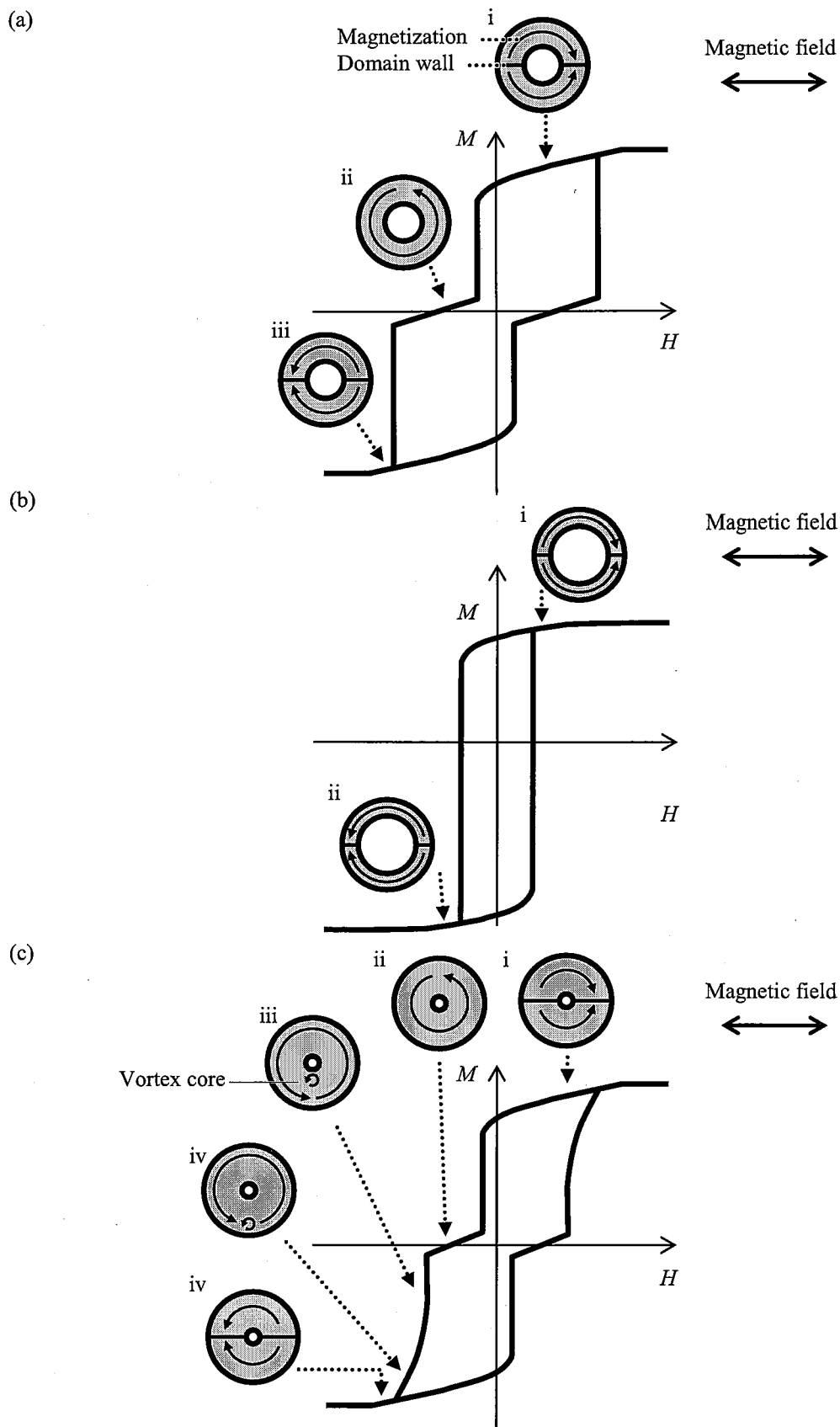


Fig. 1.9. (a) Typical magnetization reversal process of the ring dots. (b) Magnetization process of the ring dots with narrow ring width. (c) Magnetization process of the ring dots with wide ring width.

リング内周付近で vortex core を形成する^(1-44,48,58,64,65)。リング内周付近で発生した vortex core は、Fig. 1.9 (c) の (iii) から (iv) に示すように、磁場を掃引することでリング外周へ向けて移動する。この場合のヒステリシス曲線は、onion state から vortex state への急激な変化と、vortex core の移動を伴う vortex state から onion state への緩やかな変化を示す [Fig. 1.9 (c)]。

以上に述べたのは、磁化状態や、磁化反転過程の解明などの基礎研究である。これに対し、リングドットを MRAM のメモリセルへ応用するという目的のもと、応用研究も行われている。応用研究の中で代表的なものは、vortex state における磁化の回転する向きを制御に関する研究である^(1-26,67-70)。磁化の回転する向きを制御するために、これまでに3つの方法が提案されている。1つめの方法は、Prinz らのグループによって提案されている⁽¹⁻²⁶⁾。この方法では、リングドットの膜面に対して垂直方向に電流を流し、円周方向の磁場を発生させ、vortex state における磁化の回転する向きを制御する。ただし、Prinz らの提案した方法は、MRAM に応用することは困難である。MRAM のメモリセルが MTJ の場合、メモリセルの中間層は絶縁体である⁽¹⁻⁵⁾。この場合、膜面垂直方向に、情報を書き換えるために必要な電流を流すことはできない。このため、情報の書き換えのために流す電流の方向は、膜面内に限られる。そのような電流が発生させる磁場は、膜面内の均一磁場となる。膜面内の均一磁場を用いた、MRAM のメモリセルに応用可能な方法は、以下に述べる、2つめと3つめの方法である。2つめの方法は、Bland らのグループによって提案されている⁽¹⁻⁶⁷⁾。この方法では、リング内周の一部にノッチを入れ、リングに一部幅の狭い部分を導入する。このノッチの入ったリングドットに、膜面内の均一磁場を印加する。この時の磁場の方向は、ノッチ部分と、リング内周をはさんでノッチと対称になる部分に対し、数度傾けて印加する。以上のように磁場を印加することで、onion state において存在する磁壁のうち一方は、ノッチ部分にピン止めされる。もう一方の磁壁は、膜面内の均一磁場で、その移動する向きが制御される。以上のように、2つめの方法では、onion state から vortex state への磁化反転過程において、一方の磁壁をピン止めし、もう一方の磁壁の移動する向きを制御することで、磁化の回転する向きを制御する。しかしながら、磁壁のピン止めはエッジ部分のラフネスなどの影響を強く受けるため、Bland らの方法は、信頼性の点で問題がある。この問題を解決する方法が、3つめの Nakatani らのグループによって提案されている方法である^(1-68,69)。この方法では、リング外周の一部を直線化し、リングの形状に非対称性を導入する (Fig. 1.10)。非対称性を導入したリングドット (非対称リングドット) の磁化反転過程

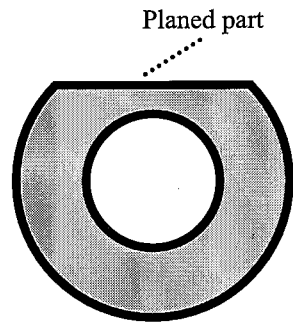


Fig. 1.10. Structure of the asymmetric ring dot.

と磁化状態を Fig. 1.11 に示す. 非対称性リングドットに膜面内の均一磁場を印加すると, onion state から vortex state への磁化反転の際に, 2つの磁壁はリングの外周を直線化した部分へ向けて移動する [Fig. 1.11- (ii), (iv)]. これは, 磁壁がリングの直線化した部分へ移動することで, 静磁エネルギーが低下するからである. 外部磁場を印加した向きに関わらず, 磁壁はリング外周を直線化した部分へ向けて移動する. このため, 右向きの磁場を印加したあとの vortex state [Fig. 1.11- (iii)] と, 左向きの磁場を印加したあとの vortex state

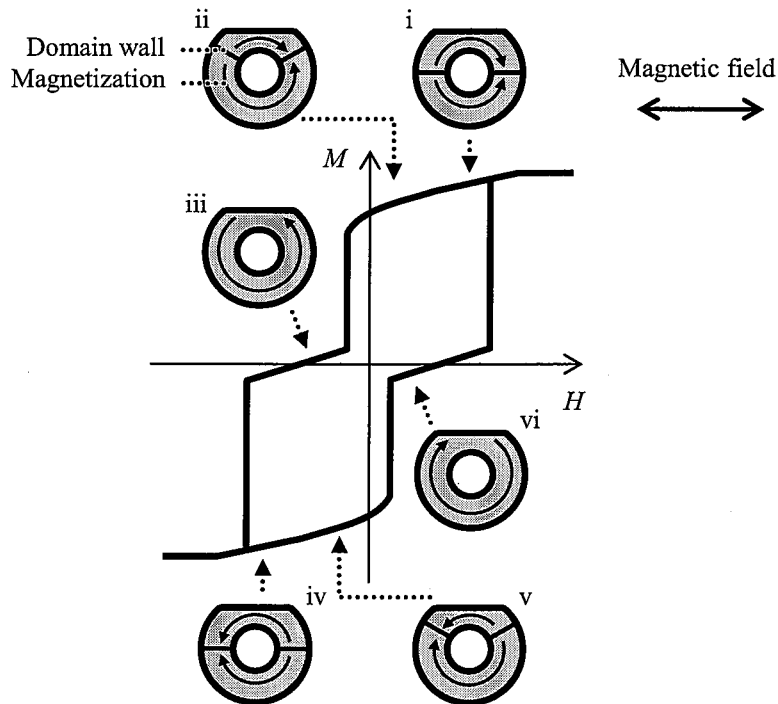


Fig. 1.11. Magnetization process and magnetic configurations of the asymmetric ring dots.

[Fig. 1.11- (vi)] では、磁化の回転する向きが異なる。以上のように、3つめの方法では、形状の非対称性によって、磁壁の移動する向きを制御することで、磁化の回転する向きを制御する。

上述の磁化の回転する向きを制御する技術によって、リング形状の磁化自由層に情報を書き込むことが可能となる。一方、情報を読み出すためには、磁化の回転する向きが固定された磁化固定層が必要となる。磁化の回転する向きを固定する技術は、Nakatani らのグループによって提案されている⁽¹⁻⁷⁰⁾。この方法では、強磁性層と反強磁性層の交換磁気異方性によって、非対称リングドットに円周方向の磁気異方性を導入し、vortex state における磁化の回転する向きを固定する。円周方向の磁気異方性を導入する方法は以下の通りである。強磁性層/反強磁性層からなる非対称リングドットを反強磁性層のブロッキング温度まで加熱する。非対称リングドットに外部磁場を印加する。この時、強磁性層のスピンは外部磁場の方向を向くが、反強磁性層のスピンはランダムな方向を向いている [Fig. 1.12- (i)]。

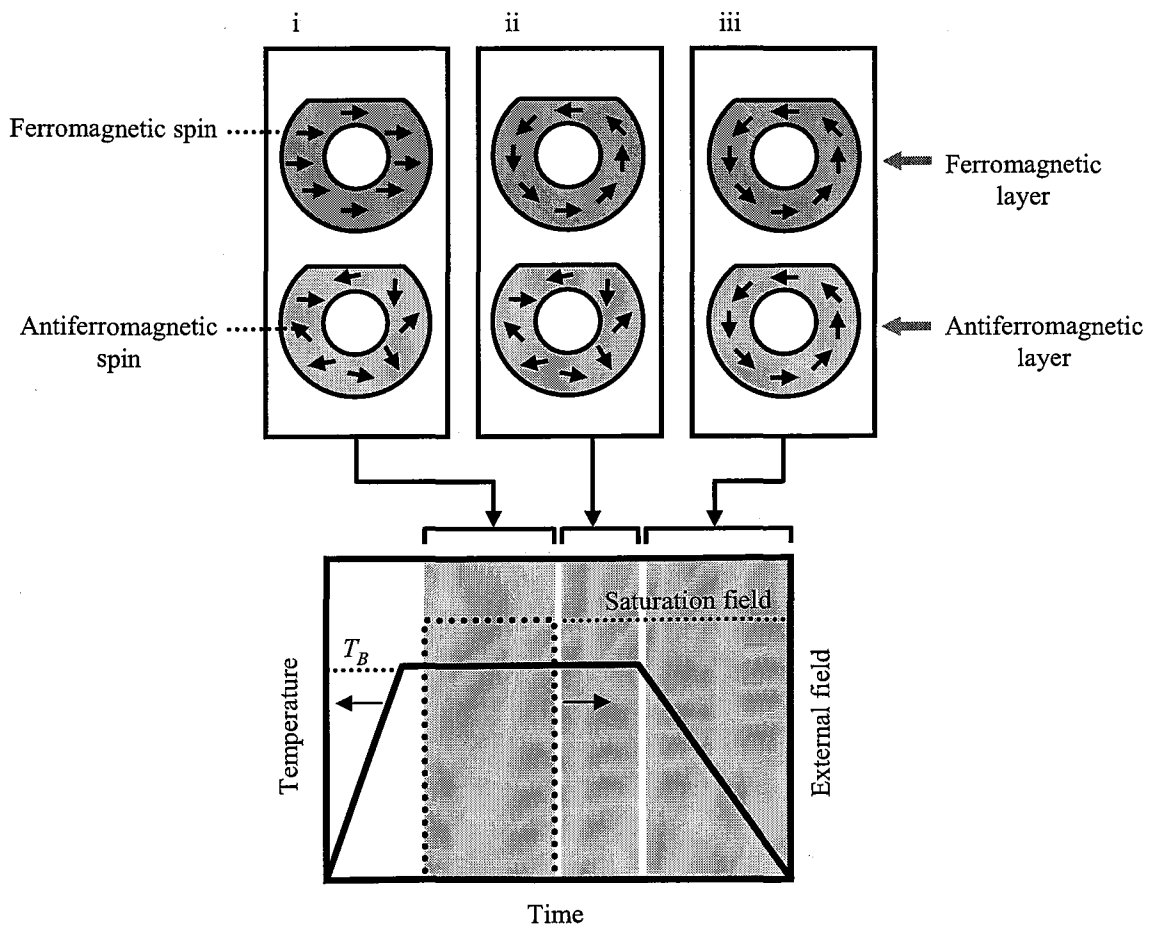


Fig. 1.12. Procedure of the heat treatment of the asymmetric ring dots with antiferromagnetic layers.

次に、外部磁場を取り去り、強磁性層の磁化状態を vortex state にする [Fig. 1.12- (ii)]. 強磁性層が vortex state を形成している状態で、非対称リングドットを反強磁性層のブロッキング温度以下まで冷却し、強磁性層のスピンの配列を、反強磁性層のスピンの配列に転写する [Fig. 1.12- (iii)]. 以上の熱処理によって、非対称リングドットに、円周方向の交換磁気異方性を導入することが可能となる。

以上が、リングドットに関するこれまでの研究の概略である。基礎研究により、リングドットの特徴的な磁化状態や、磁化反転過程が明らかにされている。また、応用研究により、vortex state における磁化の回転する向きを制御する方法が報告されている。

1.5 リングドットを用いたメモリセルを実現するための課題

リングドットを MRAM のメモリセルに用いる場合、「0」と「1」のデジタル情報を vortex state における磁化の回転方向（時計回りと反時計回り）に対応させる⁽¹⁻²⁶⁾。このため、情報の書き込みを行うには、磁化の回転する向きの制御できる磁化自由層が必要である。また、情報の読み出しを行うには、磁化の回転する向きの固定された磁化固定層が必要である。本節では、リング形状のメモリセルを実現するために必要な、情報の書き込みと読み出しに関する要素技術、つまり、磁化自由層と磁化固定層に関する技術について説明する。また、それらを確立するための課題についてまとめる。

磁化自由層への情報の書き込みには、一般的に外部磁場が用いられる。この外部磁場は、メモリセル周辺に配置されたビット線とワード線に電流を流したときに発生する。このため、書き込みに利用できる磁場は、膜面内の均一磁場である。つまり、リングドットへ情報を書き込むには、膜面内の均一磁場によって vortex state における磁化の回転する向きを制御しなければならない。これは、前節で述べた、Nakatani らの方法^(1-68,69)が有効であることを意味する。彼らの提案した非対称リングドットでは、膜面内の均一磁場で磁化の回転する向きが制御できる。これは、非対称リングドットを用いることで、磁化自由層への情報の書き込みが可能であることを意味する。しかしながら、磁化自由層に対応する積層構造を有する非対称リングドットの磁化反転過程は、シミュレーションでは明らかになっている⁽¹⁻⁶⁸⁾ものの、実験的にはまだ明らかになっていない。情報の書き換えは、vortex state と onion state の間での磁化反転を伴うため、両者の間での磁化反転過程を実験によって明らかにする必要があり。また、非対称リングドットの磁化状態や磁化反転過程は、リングの幅

やリングの外径に依存して変化することが予想される。このため、磁化自由層に対応する積層構造を有する非対称リングドットのリングの幅や外径を変化させた場合の磁化状態、磁化反転過程も明らかにする必要がある。以上のように、非対称リングドットを用いた磁化自由層に関する技術を確立するには、非対称リングドットの磁化反転過程、リングの幅、リングの外径が磁化状態、磁化反転過程に及ぼす影響を明らかにすることが課題となる。

MRAMのメモリセルからの情報の読み出しは、TMR効果もしくはGMR効果を利用して行う。これらの磁気抵抗効果は、1.2節で述べたとおり2つの強磁性層の磁化の向きがなす相対的な関係に依存して電気抵抗に差が生じる現象である。リング形状のメモリセルの場合、磁化自由層の磁化は、時計回りもしくは反時計回りに回転している。したがって、リング形状のメモリセルにおいて、磁化固定層の磁化は常に一定の回転方向に固定されていなければならない。しかしながら、リングドットの磁化の固定に関する研究は、ほとんど行われていない^(1-70~73)。特に、円周方向に還流した磁化の固定に関する研究は、前節で述べたNakataniらの報告⁽¹⁻⁷⁰⁾のみである。Nakataniらの提案した方法を用いれば、交換磁気異方性によって、非対称リングドットの磁化の回転する向きを固定することが可能となる。しかしながら、リング形状のメモリセルにおける磁化固定層に関する技術に関しては、2つの問題がある。2つの問題とは、(1)微小な磁性体における交換磁気異方性が明らかでない点⁽¹⁻¹³⁾と、(2)磁化固定層に対応する積層構造を有する非対称リングドットの磁化反転過程が明らかでない点である。まず、1つめの問題について説明する。交換磁気異方性は、強磁性体と接する反強磁性体のスピン配列が、外部磁場の影響をほとんど受けないことに起因している。このため、磁性体サイズが交換磁気異方性に及ぼす影響を考える場合、反強磁性体サイズがそのスピン配列に及ぼす影響を考慮しなければならない。強磁性体の場合、磁性体のサイズの低下は磁気モーメントの熱ゆらぎを顕著にする。反強磁性体においても、磁性体サイズの低下とともに熱ゆらぎの影響が顕著となり、反強磁性体スピンの配列が変化し、交換磁気異方性が低下する可能性がある。特に、リングドットでは、磁性体の幅が比較的狭いので、磁性体のエッジ部分で反強磁性体スピンの配列が変化する可能性がある。このため、MRAMのメモリセルのように、高容量化のためにそのサイズを縮小する必要がある系で交換磁気異方性を利用するならば、磁性体サイズと交換磁気異方性の関係について明らかにする必要がある。以上に述べたのが、リング形状のメモリセルにおける磁化固定層を実現するための、1つめの問題である。

次に、2つめの問題、つまり磁化固定層に対応する積層構造を有する非対称リングドット

の磁化反転過程が明らかでない点について説明する。磁化固定層の磁化状態は、磁化自由層に記憶された情報を書き換える際に、onion state と vortex state の間で変化する。しかしながら、磁化固定層に対応する非対称リングドットの磁化反転過程は明らかになっていないので、これを明らかにする必要がある。以上のように、非対称リングドットを用いた磁化固定層に関する技術を確立するには、磁性体のサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響を明らかにすることが課題となる。また、磁化固定層に対応する積層構造を有する非対称リングドットの磁化反転過程を明らかにすることが課題となる。

1.6 本研究の目的

前節までに述べた背景から、本研究では超高集積磁性メモリセルを実用化するための要素技術を確立することを目的として、以下の事項について検討した。

(1) リング形状の磁性メモリセルに情報を書き込むための技術を確立する必要がある。この課題を解決するために、強磁性層からなる非対称リングドットを作製し、onion state と vortex state の間で起こる磁化反転過程を明らかにする。また、非対称リングドットのリングの幅、リングの外径が磁化状態、磁化反転過程に及ぼす影響についても明らかにする。

(2) 磁性体サイズが交換磁気異方性に及ぼす影響を明らかにする必要がある。この課題を解決するために、強磁性層／反強磁性層からなる正方形の磁性体ドットを作製し、磁性体サイズが交換磁気異方性に及ぼす影響を明らかにする。磁性体の形状を正方形にした理由は、正方形ドットの磁化反転過程が比較的単純だからである。

(3) リング形状の磁性メモリセルから、情報を読み出すための技術を確立する必要がある。この課題を解決するために、強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットを作製し、onion state と vortex state の間で起こる磁化反転過程を明らかにする。

1.7 本論文の構成

本論文の構成は、以下の通りである。

第 1 章では、本研究の背景、本研究に関係するこれまでの状況、本研究の目的、本論文の構成について述べた。

第 2 章では、磁性体ドットの作製方法（微細加工技術、製膜方法、熱処理方法）について述べる。また、磁性体ドットの磁化状態、磁化反転過程の観測方法について述べる。さ

らに、マイクロマグネティクスシミュレーションの方法について述べる。

第 3 章では、磁化自由層に対応する積層構造を有する非対称リングドットの磁化状態、磁化反転過程について述べる。また、リングの幅、リングの外径が磁化状態、磁化反転過程に及ぼす影響について述べる

第 4 章では、磁化自由層に対応する積層構造を有する非対称リングドットの磁化状態が vortex state から onion state へと遷移する過程において、vortex core の生成する場所について検討した結果について述べる。また、リングの幅が vortex core の挙動に及ぼす影響について述べる。

第 5 章では、正方形ドットにおいて、磁性体のサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響について述べる。

第 6 章では、磁化固定層に対応する積層構造を有する非対称リングドットの磁化状態、磁化反転過程について述べる。

第 7 章では、本論文の総括について述べる。

参考文献

- (1-1) 映像情報メディア学会 編, *情報ストレージ技術* (東京, コロナ社, 2007) pp. 23-27.
- (1-2) F. Masuoka, M. Asano, H. Iwahashi, and T. Komuro, *IEEE IEDM Tech. Digest* (1984) 464.
- (1-3) 高橋寛 監修, 大西一功, 藤田実 共著, *半導体デバイス* (東京, オーム社, 2002) .
- (1-4) J. M. Daughton, *Thin Solid Films* 216 (1992) 162.
- (1-5) S. Tehrani, J.M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi, and M. DeHerrera, *IEEE Trans. Magn.* 35 (1999) 2814.
- (1-6) 宮崎照宣, *スピントロニクス* (東京, 日刊工業新聞社, 2004) pp. 123-139.
- (1-7) 猪俣浩一郎 編著, *不揮発性メモリ MRAM* (東京, 工業調査会, 2005) .
- (1-8) W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* 102 (1956) 1413.
- (1-9) J. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 192 (1999) 203.
- (1-10) A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999) 552.
- (1-11) R.L. Stamps, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 (2000) R247.
- (1-12) M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* 234 (2001) 584.
- (1-13) J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suriñach, J.S. Muñoz, and M.D. Baró, *Phys. Rep.* 422 (2005) 65.
- (1-14) A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* 35 (1987) 3679.
- (1-15) N.C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 4865.
- (1-16) T.C. Schulthess, and W.H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 4516.
- (1-17) C. Mitsumata, A. Sakuma, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B* 68 (2003) 014437.
- (1-18) M. Julliere, *Phys. Lett.* 54 A (1975) 225.
- (1-19) T. Miyazaki and N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.* 139 (1995) L231.
- (1-20) J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.W. Wong, and R. Merservey, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 3273.
- (1-21) M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N.V. Dau, F. Retroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 2472.
- (1-22) D.H. Mosca, F. Petroff, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr, and R. Loloee, *J. Magn. Magn. Mater.* 94 (1991) L1.
- (1-23) S.S.P. Parkin, R. Bhadra, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2152.
- (1-24) G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism* (New York, Academic Press, 1998) pp. 228-236.

- (1-25) K.J. Kirk, J.N. Chapman, S. McVitie, P.R. Aitchison, and C.D.W. Wilkinson, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 5105.
- (1-26) J.G. Zhu, Y. Zheng, and G.A. Prinz, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 6668.
- (1-27) W. Jung, F.J. Castaño, C.A. Ross, R. Menon, A. Patel, E.E. Moon, and H.I. Smith, *J. Vac. Sci. Technol. B* 22 (2004) 3335.
- (1-28) M. Kläui, C.A.F. Vaz, L. Lopez-Diaz, and J.A.C. Bland, *J. Phys.: Conds. Matter* 15 (2003) R985.
- (1-29) J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C.A.F. Vaz, A. Bleloch, J.A.C. Bland, Z. Cui, and R. Speaks, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1098.
- (1-30) L. Lopez-Diaz, J. Rothman, M. Kläui, and J.A.C. Bland, *IEEE Trans. Magn.* 36 (2000) 3155.
- (1-31) L. Lopez-Diaz, J. Rothman, M. Kläui, and J.A.C. Bland, *J. Appl. Phys.* 89 (2001) 7579.
- (1-32) S. P. Li, D. Peyrade, M. Natali, A. Lebib, Y. Chen, U. Ebels, L.D. Buda, and K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1102.
- (1-33) R. Nakatani, N. Takahashi, T. Yoshida, and M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 41 (2002) 7359.
- (1-34) R. Nakatani, H. Aso, N. Takahashi, Y. Kawamura, and M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 (2003) 5024.
- (1-35) X. Zhu, P. Grutter, V. Metlushko, Y. Hao, F.J. Castaño, C.A. Ross, B. Ilic, and H.I. Smith, *J. Appl. Phys.* 93 (2003) 8540.
- (1-36) F. J. Castaño, C.A. Ross, and A. Eilez, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36 (2003) 2031.
- (1-37) J. Bekaert, D. Buntinx, C.V. Haesendonck, V.V. Moshchalkov, J.D. Boeck, G. Borghs, and V. Metlushko, *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002) 3413.
- (1-38) U. Welp, V.K. Vlasko-Vlasov, J.M. Hiller, N.J. Zaluzec, V. Metlushko, and Ilic, *Phys. Rev. B* 68 (2003) 054408.
- (1-39) F. J. Castaño, C.A. Ross, A. Eilez, W. Jung, and C. Frandsen, *Phys. Rev. B* 69 (2004) 144421.
- (1-40) F.Q. Zhu, G.W. Chern, O. Tchernyshyov, X.C. Zhu, J.G. Zhu, and C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 027205.
- (1-41) T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* 289 (2000) 930.
- (1-42) R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye, M.E. Welland, and D.M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 1042.
- (1-43) M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001) 3113.
- (1-44) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, T.L. Monchesky, J. Unguris, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, A. Locatelli, L.J. Heyderman, and Z. Cui, *Phys. Rev. Lett.* 68 (2003) 134426.
- (1-45) M.F. Lai, Z.H. Wei, C.R. Chang, J.C. Wu, J.H. Kuo, and J.Y. Lai, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 104419.

- (1-46) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Pavlovska, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, and A. Locatelli, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 5637.
- (1-47) M. Kläui, C.A.F. Vaz, W. Wernsdorfer, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, A. Locatelli, G. Faini, E. Cambril, L.J. Heyderman, and J.A.C. Bland, *Physica B* 343 (2004) 343.
- (1-48) M. Kläui, C.A.F. Vaz, T.L. Monchesky, J. Unguris, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, A. Locatelli, L.J. Heyderman, Z. Cui, and J.A.C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* 272-276 (2004) 1631.
- (1-49) T. Uhlir and J. Zweck, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 047203.
- (1-50) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, and L.J. Heyderman, *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005) 032504.
- (1-51) L. J. Heyderman, M. Kläui, R. Schäublin, U. Rüdiger, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, and C. David, *J. Magn. Magn. Mater.* 290-291 (2005) 86.
- (1-52) S. P. Li, W.S. Lew, J.A.C. Bland, M. Natali, A. Lebib, and Y. Chen, *J. Appl. Phys.* 92 (2002) 7397.
- (1-53) U. Welp, V.K. Vlasko-Vlasov, G.W. Crabtree, J. Hiller, N. Zaluzec, V. Metlushko, and B. Ilic, *J. Appl. Phys.* 93 (2003) 7056.
- (1-54) M. Steiner and J. Nitta, *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004) 939.
- (1-55) H. Rolf, W. Pfützner, C. Heyn, and D. Grundler, *J. Magn. Magn. Mater.* 272-276 (2004) 1623.
- (1-56) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, E.H.C.P. Sinnecker, A.P. Guimarães, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L.J. Heyderman, and C. David, *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004) 951.
- (1-57) T.A. Moore, T.J. Hayward, D.H.Y. Tse, J.A.C. Bland, F.J. Castaño, and C.A. Ross, *J. Appl. Phys.* 97 (2005) 063910.
- (1-58) J.J. Torres-Heredia, F. López-Urías, and E. Muñoz-Sandoval, *J. Magn. Magn. Mater.* 294 (2005) e1.
- (1-59) Y. Chen, A. Lebib, S.P. Li, M. Natali, D. Peyrade, and E. Cambril, *Microelectronic Eng.* 57-58 (2001) 405.
- (1-60) M. Kläui, L. Lopez-Diaz, J. Rothman, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, and Z. Cui, *J. Magn. Magn. Mater.* 240 (2002) 7.
- (1-61) C.A.F. Vaz, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, J. Rothman, A. Bleloch, Z. Cui, R. Speaks, and J.A.C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* 249 (2002) 208.
- (1-62) Y. G. Yoo, M. Kläui, C.A.F. Vaz, L.J. Heyderman, and J.A.C. Bland, *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) 2470.
- (1-63) C.A.F. Vaz, M. Kläui, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, and F. Nolting, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 6732.
- (1-64) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, C. David, E.H.C.P. Sinnecker, and A.P. Guimarães, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 6639.
- (1-65) M. Kläui, C.A.F. Vaz, L.J. Heyderman, U. Rüdiger, and J.A.C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* 290-291

- (2005) 61.
- (1-66) C.C.Chang, Y.C. Chang, J.C. Wu, Z.H. Wei, M.F. Lai, C.R. Chang, and J.H. Kuo, *J. Magn. Magn. Mater.* 282 (2004) 351.
- (1-67) M. Kläui, J. Rothman, L. Lopez-Diaz, C.A.F. Vaz, and J.A.C. Bland, *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001) 3268.
- (1-68) R. Nakatani and M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 (2003) 100.
- (1-69) R. Nakatani, T. Yoshida, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuriowa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 6714.
- (1-70) R. Nakatani, T. Yoshida, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuriowa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *J. Magn. Magn. Mater.* 286 (2005) 31.
- (1-71) Z. B. Guo, Y.K. Zheng, K.B. Li, Z.Y. Liu, P. Luo, Y.T. Shen, and Y.H. Wu, *J. Appl. Phys.* 93 (2003) 7435.
- (1-72) Z. B. Guo, Y.K. Zheng, K.B. Li, Z.Y. Liu, P. Luo, and Y.H. Wu, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 4918.
- (1-73) W. Jung, F.J. Castaño, D. Morecroft, C.A. Ross, R. Menon, and H.I. Smith, *J. Appl. Phys.* 97 (2005) 10K113.

第2章 実験方法

2.1 はじめに

本章では、磁性体ドットの作製方法および各種評価方法について述べる。磁性体ドットの作製方法として、微細加工プロセス、薄膜の形成方法、磁場中での熱処理方法について述べる。各種評価方法として、磁性体ドットの形状、磁気特性、結晶構造の評価方法、また、マイクロマグネティクスシミュレーションによる磁化反転過程の解析方法について述べる。

2.2 微細加工プロセス

磁性体ドットの作製には様々な微細加工プロセスが用いられている。微細加工プロセスは、(1) 微細なパターンを基板や試料に転写・描画するリソグラフィプロセスと、(2) そのパターンを用いて希望の材料を基板上に成形するエッチングプロセスに大別することができる。主な微細加工プロセスと、それぞれの方法の特徴を Table 2.1 にまとめる⁽²⁻¹⁾。こ

Table 2.1. Various micro-fabrication techniques and the features.

Technique	Method	Minimum size	Advantage	Disadvantage	Ref.	
Lithography process	Photo-lithography	Light	50 nm	High throughput	A mask is necessary Low resolution	2-2
	X-ray lithography	X-ray	90 nm	High throughput High resolution	A mask is necessary Extensive equipment	2-3~5
	Interference lithography	Coherent laser	30 - 60 nm	High throughput High resolution	A mask is necessary There is a limit to shape	2-6~8
	Nanoimprint	Mold	25 nm	High throughput High resolution	A Mold is necessary	2-9~11
	Electron beam lithography	Electron beam	20 - 50 nm	Arbitrary shape High resolution	Low throughput	2-12~14
Etching process	Reactive ion etching	-	-	Precise fabrication	Narrow range of materials	2-1,15
	Ion milling	-	-	Wide range of materials	High damage	2-1
	Lift-off	-	-	Low damage Wide range of materials	A surface of a substrate is not clean	2-1

これらの方法にはそれぞれ一長一短があり、目的に応じた使い分けがなされている。

リソグラフィープロセスでは、モールド（金型）、光、X線、電子線などを用いて、目的とするドットパターンを、基板や試料に転写・描画する。光リソグラフィ法⁽²⁻²⁾、X線リソグラフィ法^(2-3~5)、レーザー干渉法^(2-6~8)、ナノインプリント法^(2-9~11)などの方法は、大面積に一括で転写・描画を行うため、スループットが高いという利点を有する。ただし、これらの方法は金型やマスクを必要とするため、転写・描画するパターンの形状が制限される。一方、電子線リソグラフィ法^(2-12~14)は、描画速度が遅く、スループットの面で問題があるが、描画する形状の自由度、分解能が高いという利点を有する。

エッチングプロセスは、リソグラフィープロセスで基板や試料に転写・描画されたパターンに基づき、薄膜を目的とする形状に成形するプロセスである。このプロセスに利用される方法としては、反応性イオンエッチング法^(2-1,15)、イオンミリング法⁽²⁻¹⁾、リフトオフ法⁽²⁻¹⁾などがある。反応性イオンエッチング法は、試料とプラズマの化学反応を利用する方法である。この方法は、精度の良い加工ができる方法ではあるが、加工できる材料が限られていることが欠点として挙げられる。イオンミリング法は、電場によって加速したイオンを試料に入射し、試料を物理的に加工する方法である。この方法は、加工する材料を選ばないが、イオンを試料へ直接入射するため、試料へ与えるダメージが大きい方法である。リフトオフ法は、試料へのダメージは小さく、加工する材料を選ばない方法ではあるが、薄膜の製膜時に基板の清浄表面を得難いという欠点を有する。

本研究では、様々な形状やサイズの磁性体ドットを、精度良く作製する必要がある。また、様々な種類の材料を加工する必要がある。これらの理由から、本研究では、リソグラフィープロセスとしては、描画する形状の自由度と分解能が高い電子線リソグラフィ法を、エッチングプロセスとしては、様々な種類の材料を加工できるリフトオフ法およびイオンミリング法を採用した。

2.2.1 電子線リソグラフィ法

電子線リソグラフィ法^(2-12~14)は、前節で述べたように、高分解能でドットパターンを描画できる方法である。また、設計する形状の自由度も高い。電子線リソグラフィ法では、電子銃で発生した電子は、高電圧で加速され、磁界レンズによって収束され電子線となる。この電子線は、設計されたパターン形状に従ってレジスト膜表面を走査し、レジストを感

光させる。

本研究で用いた電子線リソグラフィー装置（エリオニクス製 ELS-7300TFE 特型）の概略図を Fig. 2.1 に示す。本装置の電子銃には、電界放出型電子銃を具備している。電子線の加速電圧は 20 kV、ビーム電流は 20 pA とした。本装置は真空排気装置として、ロータリーポンプ、ターボ分子ポンプ、スパッタイオンポンプを具備している。本装置の真空チャンバーは、試料導入チャンバー、中継チャンバー、描画チャンバーの 3 つから構成されている。試料導入チャンバーは、ロータリーポンプおよびターボ分子ポンプによって、 1.0×10^{-4}

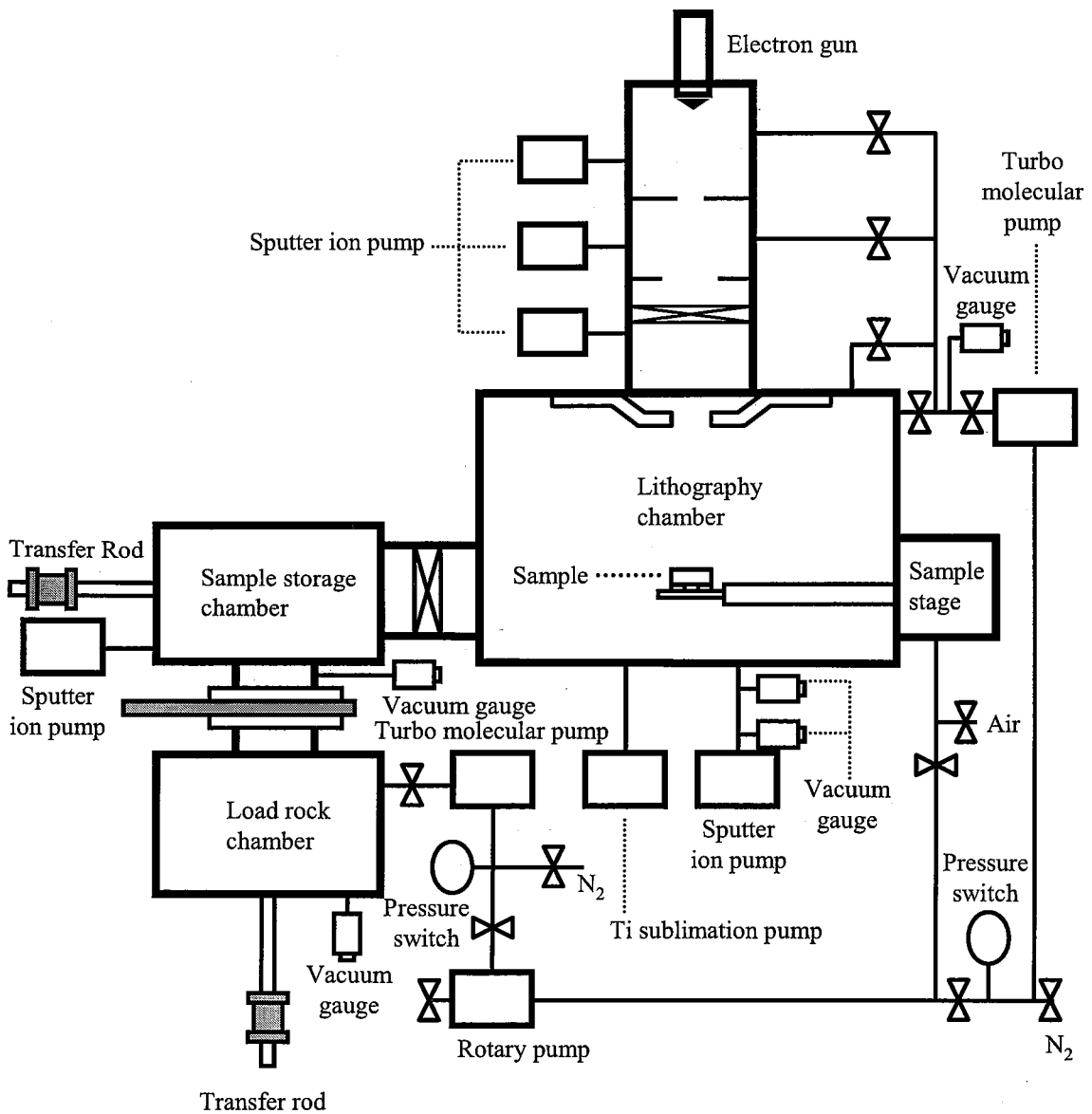


Fig. 2.1. Schematic illustration of the electron beam lithography system.

Pa 程度まで真空排気がなされる。中継チャンバーおよび描画チャンバーは、スパッタイオンポンプによって 1.0×10^{-7} Pa 以下の真空度に保たれている。

2.2.2 リフトオフ法

リフトオフ法⁽²⁻¹⁾は、前述のように、試料へのダメージが小さく、様々な種類の材料を加工できる方法である。本研究で採用したリフトオフ法を用いた微細加工プロセスを Fig. 2.2 に示す。まず、アセトンを用い Si (100) 基板を超音波洗浄した。次に、エタノールを用い Si(100)基板を超音波洗浄した。超音波洗浄によって表面が清浄になった Si (100) 基板上に、スピナーを用い、シンナー（日本ゼオン製 ZEP-S）で希釈したレジスト（日本ゼオン製 ZEP520A）を均一に塗布した[Fig. 2.2(i)]. 本研究で使用したレジストである ZEP520A はポジ型のレジストである。Si (100) 基板の上に塗布したレジスト膜厚は、100 ~ 150 nm 程

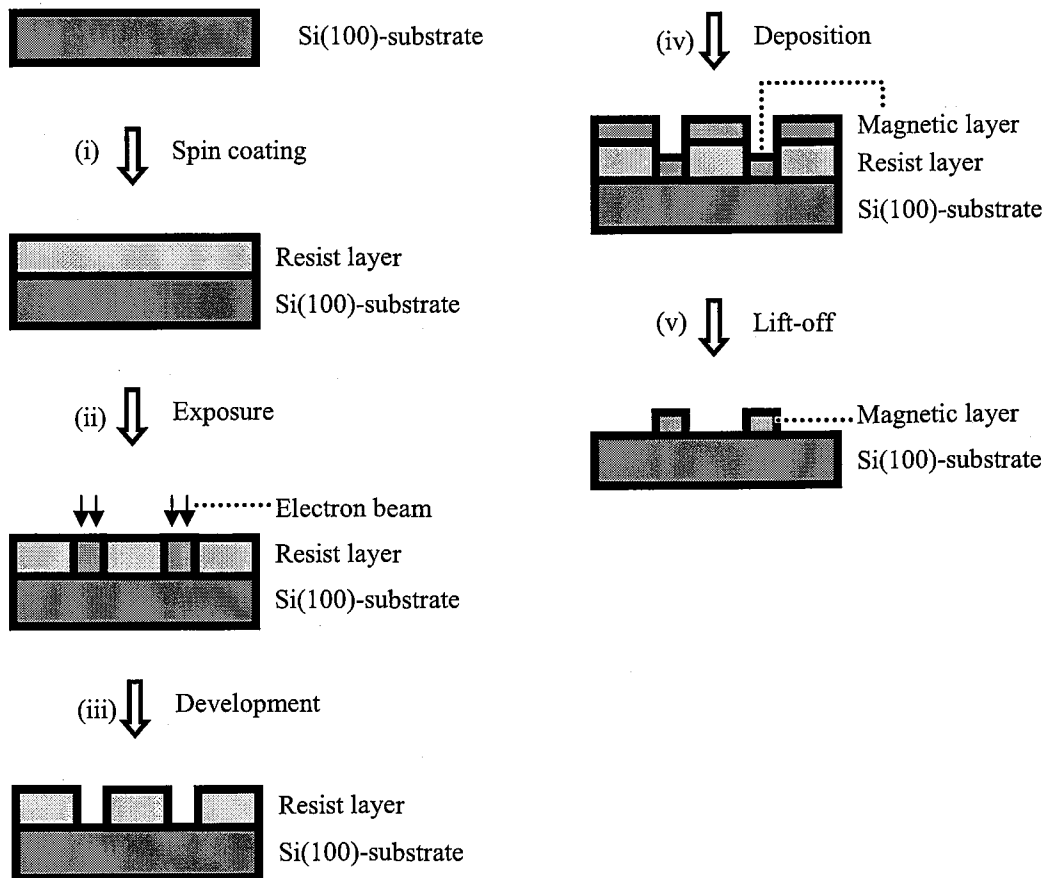


Fig. 2.2. Schematic diagrams of the micro-fabrication process with the lift-off procedure.

度とした。レジストを塗布した後に、180 °Cで120 sのプリベークを行った。これにより、レジストの揮発成分が除去される。プリベークの後に、レジストを塗布したSi (100) 基板をリソグラフィー装置に導入し、CAD (Computer Aided Design) によって設計したドットパターンを電子線で描画した [Fig. 2.2 (ii)]. この時の描画エリアは、200 x 200 μm^2 である。電子線でドットパターンを描画した後に、Si (100) 基板をリソグラフィー装置から取り出し、現像液 (日本ゼオン製 ZED-N50) に120 ~ 300 s 浸し現像を行った。これにより、レジストの電子線によって感光した部分のみが溶解し、基板表面が露出する [Fig. 2.2 (iii)]. 次に、現像によってレジストパターンが転写されたSi (100) 基板上に、薄膜を製膜した [Fig. 2.2 (iv)]. 最後に、レジストをリフトオフ液 (日本ゼオン製 ZDMAC) で溶解し、レジスト上に製膜された薄膜を除去した [Fig. 2.2 (v)]. 以上の微細加工プロセスによって、Si (100) 基板上に磁性体ドットのパターンを形成した。

2.2.3 イオンミリング法

イオンミリング法⁽²⁻¹⁾は、前述の通り、様々な種類の材料を加工できる方法である。また、レジストを塗布するプロセスの前に薄膜の製膜を行うため、清浄基板上に薄膜を製膜できることが特徴である。本研究で採用したイオンミリング法を用いた微細加工プロセスを Fig. 2.3 に示す。まず、アセトンを用い Si (100) 基板を超音波洗浄した。次に、エタノールを用い Si(100)基板を超音波洗浄した。超音波洗浄によって表面が清浄になった Si(100)基板上に薄膜を製膜した [Fig. 2.3 (i)]. 薄膜の製膜後、スピコーターを用い、ネガ型のレジストを薄膜の表面に均一に塗布した [Fig. 2.3 (ii)]. レジストを塗布した Si (100) 基板をリソグラフィー装置に導入し、CAD によって設計したドットパターンを電子線で描画した [Fig. 2.3 (iii)]. 電子線でドットパターンを描画した後に、Si (100) 基板をリソグラフィー装置から取り出し、現像液に浸し現像を行った [Fig. 2.3 (iv)]. これにより、レジストの電子線によって感光していない部分のみが溶解し、薄膜の表面が露出する。続いて、残留したレジストをマスクとして加速電圧 600 V、傾角 30 ° の条件でイオンミリングを行い、レジストによって被覆されていない薄膜を除去した [Fig. 2.3 (v)]. 最後に、残留したレジストをアセトンで除去した [Fig. 2.3 (vi)]. 以上の微細加工プロセスによって、Si (100) 基板上に、磁性体ドットのパターンを形成した。

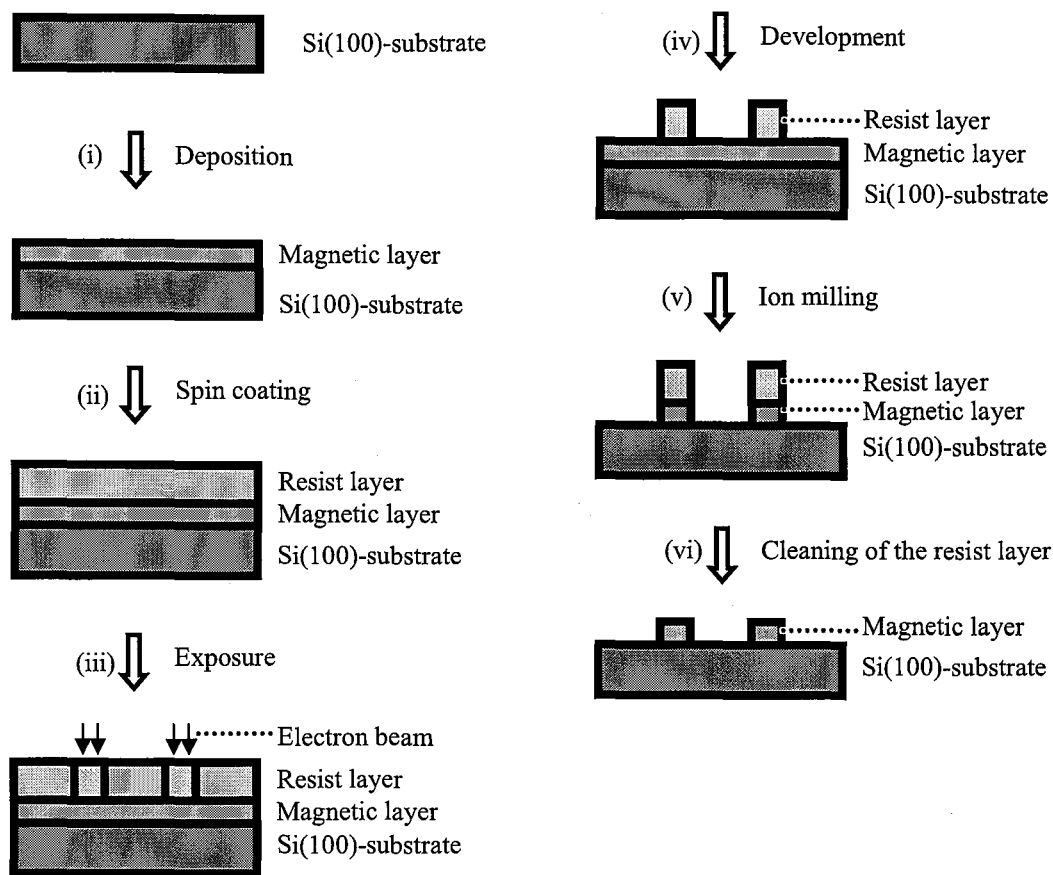


Fig. 2.3. Schematic diagrams of the micro-fabrication process with the ion milling procedure.

2.3 薄膜の形成方法

薄膜の形成には、イオンビームスパッタリング (Ion Beam Sputtering, IBS) 法⁽²⁻¹⁶⁾および DC マグネトロンスパッタリング法⁽²⁻¹⁷⁾を用いた。

2.3.1 イオンビームスパッタリング法

IBS 法⁽²⁻¹⁶⁾は、イオン源によって生成された正イオンを加速し、ターゲットに衝突させた際に、ターゲットから放出されるスパッタ粒子を基板上に堆積し、薄膜を形成する方法である。この方法では、イオン生成室とスパッタ室が分離されている。このため、IBS 法ではターゲットや基板の周辺の真空度を他のスパッタリング法と比べて高くすることができるので、スパッタ粒子の飛行途中でのガス原子との衝突が少なく、スパッタ粒子の平均自由

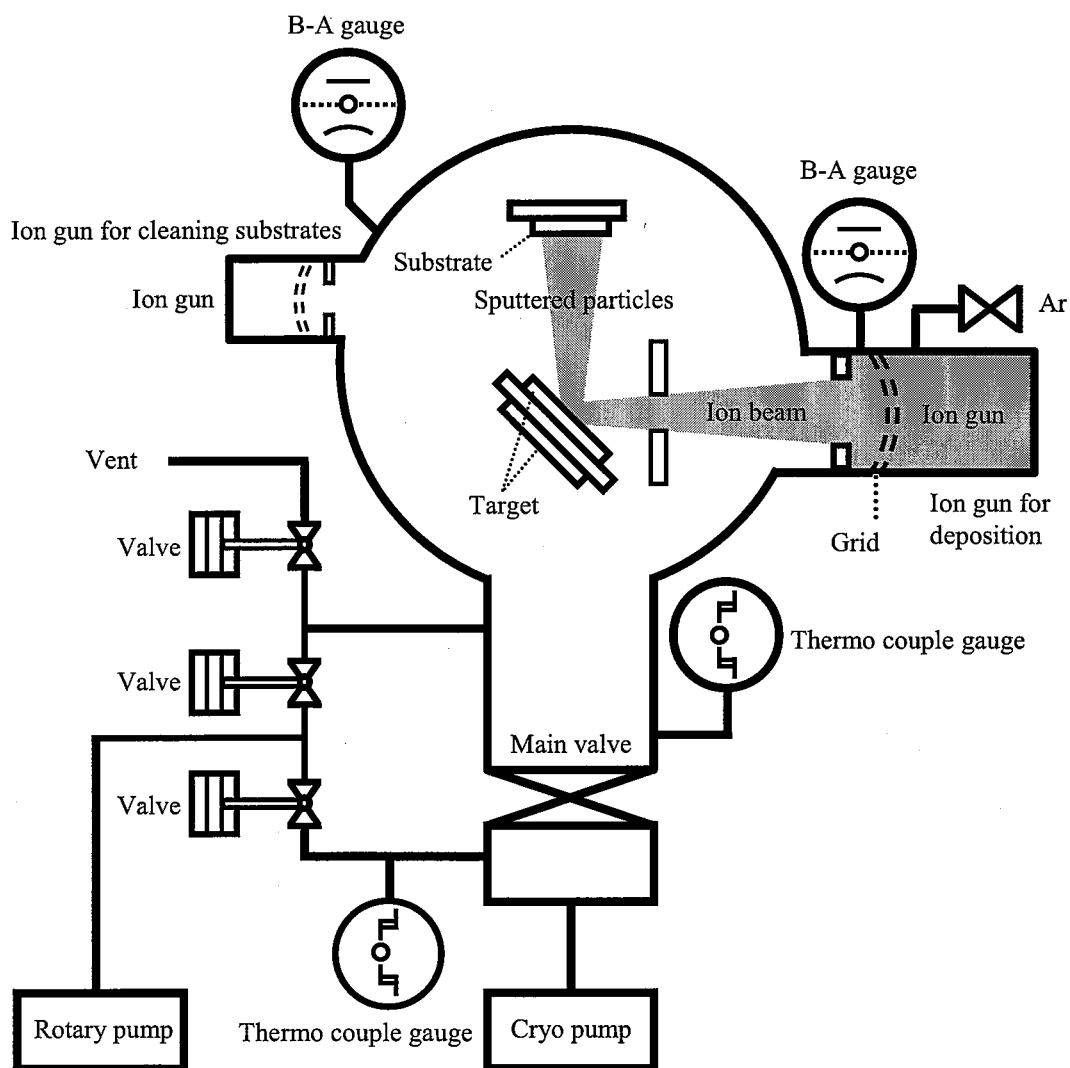


Fig. 2.4. Schematic illustration of the ion beam sputtering system.

行程が長い。また、雰囲気ガスのスパッタ膜への混入が少ない点が利点として挙げられる。

本研究では、日立製作所中央研究所で作製された IBS 装置を用いた。装置の概略図を Fig. 2.4 に示す。本装置では、最大 4 個のターゲットを設置することができる。ターゲットと基板の間の距離は約 120 mm である。本装置に具備されているイオン源は、カウフマン型のイオンガンである。ターゲットのスパッタリングを行う正イオンには Ar イオンを用いている。真空排気装置としては、ロータリーポンプおよびクライオポンプが具備されている。製膜前の到達真空度は 3.0×10^{-4} Pa 以下とした。製膜中の雰囲気は 2.0×10^{-2} Pa に保持した。Ar イオンの加速電圧は 600 V、イオン電流は 60 mA とした。なお、第 3 章で磁気特性を評価し

た正方形ドットの作製時には、基板表面に平行な方向に約 400 Oe の磁場を印加した。

2.3.2 DC マグネトロンスパッタリング法

DC マグネトロンスパッタリング法⁽²⁻¹⁷⁾とは、グロー放電によって発生したプラズマを利用して薄膜を形成する手法である。プラズマの生成には、アルゴン雰囲気中で電極間に数 kV の直流電圧を印加することによって起こるグロー放電を利用する。グロー放電によって生成したアルゴンプラズマは、電場によって加速され、ターゲットに到達する。アルゴンプラズマがターゲットに衝突すると、ターゲット原子は叩き出される。このターゲット原子を基板上に堆積させることで、薄膜を作製することができる。

2.3.3 試料の積層構造

本研究では、磁化自由層に対応する積層膜および、磁化固定層に対応する積層膜を作製した。磁化自由層に対応する積層膜は、IBS 法によって作製している。IBS 法によって作製した磁化自由層に対応する積層膜の構造は、Hf(5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(20 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate [Fig. 2.5 (a)] である。下部の Hf 層は、Ni-Fe 層の配向性を制御するためのバッファ層である⁽²⁻¹⁸⁾。Hf 層の上に強磁性体である Ni-Fe 層を積層することで、(111) 配向した fcc 構造の Ni-Fe 層が得られる。上部 Hf 層は Ni-Fe 層の酸化防止のためのキャップ層である。この積層構造は、第 3 章で磁化反転過程を検討した磁化自由層に対応する積層構造を有する非対称リングドットに採用した。

磁化固定層に対応する積層膜は、IBS 法および DC マグネトロンスパッタリング法によって作製している。IBS 法によって作製した試料の積層構造は、Hf(5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(15 nm)/Fe₆₀Mn₄₀(10 nm)/Cu(5 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate [Fig. 2.5 (b)] である。下部 Hf 層は、Cu 層の配向性を制御するためのバッファ層である⁽²⁻¹⁸⁾。Hf 層の上に Cu 層を積層することで、(111) 配向した fcc 構造の Cu 層が得られる。また、(111) 配向した Cu 層の上に Fe-Mn 層を積層することで、(111) 配向した fcc 構造の Fe-Mn 層 (γ 構造) が得られる。 γ 構造を有する Fe-Mn 層は、室温で反強磁性を示す⁽²⁻¹⁸⁾。上部 Hf 層は、強磁性体である Ni-Fe 層の酸化防止のためのキャップ層である。この積層構造は、第 5 章でドットサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響を検討した正方形ドットに採用した。

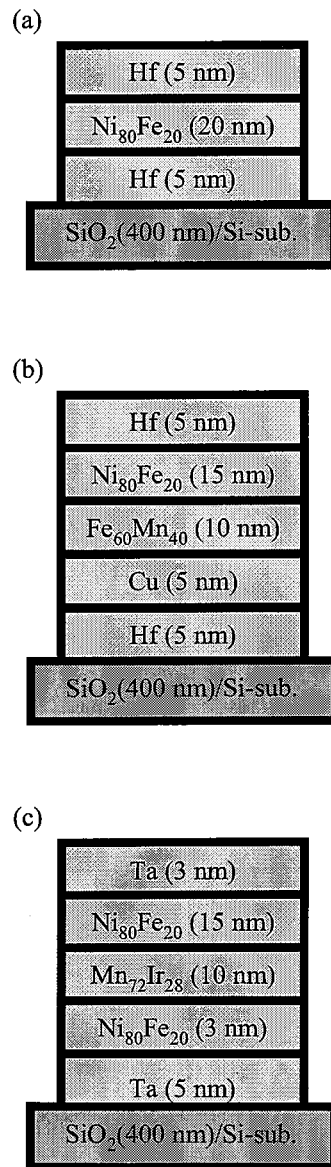


Fig. 2.5. Stacking structures of the (a) free layers and (b, c) pinned layers.

DC マグネトロンスパッタリング法によって作製した試料の積層構造は、Ta(3 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(15 nm)/Mn₇₂Ir₂₈(10 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(3 nm)/Ta(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate [Fig. 2.5 (c)]である。下部 Ta 層は、下部 Ni-Fe 層の配向性を制御するためのバッファ層である⁽²⁻¹⁸⁾。Ta 層の上に Ni-Fe 層を積層することで、(111) 配向した fcc 構造の Ni-Fe 層が得られる。また、(111) 配向した Ni-Fe 層の上に Mn-Ir 層を積層することで、(111) 配向した fcc 構造の Mn-Ir 層 (γ 構造) が得られる。 γ 構造を有する Mn-Ir 層は、室温で反強磁性を示す⁽²⁻¹⁹⁾。上

部 Ta 層は、強磁性体である Ni-Fe 層の酸化防止のためのキャップ層である。この積層構造は、第 6 章で磁化反転過程を検討した磁化固定層に対応する積層構造を有する非対称リングドットに採用した。

2.4 磁場中熱処理方法

磁化固定層に対応する積層構造を有する磁性体ドットには、任意の方向に交換磁気異方性を導入するため、磁場中での熱処理を行った。第 5 章でドットサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響を検討した正方形ドットには、一方向の交換磁気異方性を、第 6 章で磁化反転過程を検討した非対称リングドットには、円周方向の交換磁気異方性を導入した。以下に、正方形ドットおよび非対称リングドットの磁場中熱処理方法について述べる。

最初に、正方形ドットに一方向の交換磁気異方性を導入するための熱処理方法について述べる。まず、試料を反強磁性層のブロッキング温度まで加熱した。試料の温度を反強磁

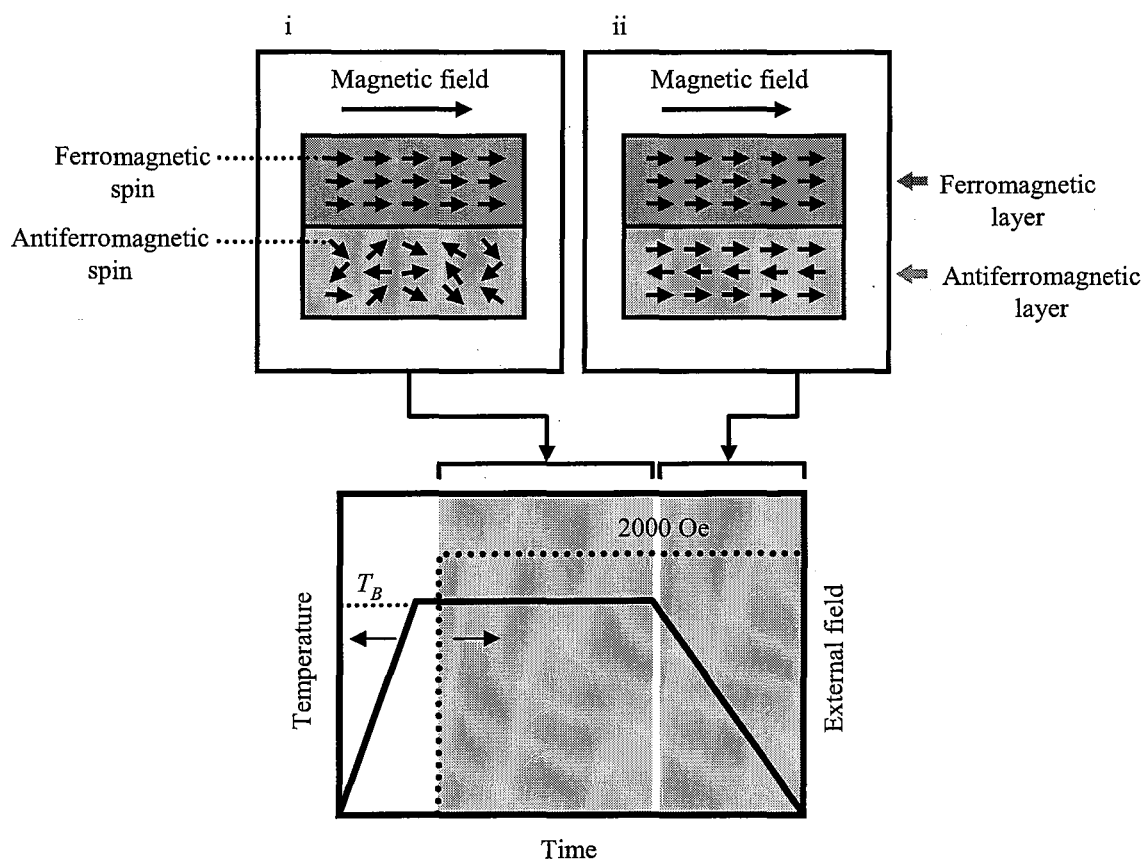


Fig. 2.6. Procedure of the heat treatment of the square dots with antiferromagnetic layers.

性層のブロッキング温度以上に保持した状態で、正方形ドットのエッジと平行な方向に 2000 Oe の外部磁場を印加した。この時、強磁性層のスピンは外部磁場の方向を向くが、反強磁性層のスピンはランダムな方向を向いている [Fig. 2.6- (i)]. 外部磁場の印加開始から 15 min 保持した後に、外部磁場を印加したままの状態、試料の温度を反強磁性層のブロッキング温度以下まで冷却した。この冷却過程において、強磁性層のスピンスピンと反強磁性層のスピンスピンが交換結合するため、強磁性層のスピンスピン配列を、反強磁性層のスピンスピン配列に転写することができる [Fig. 2.6- (ii)]. 以上の熱処理によって、正方形ドットに、一方向の交換磁気異方性を導入した。

次に、非対称リングドットに円周方向の交換磁気異方性を導入するための熱処理方法について述べる。まず、試料の温度を反強磁性層のブロッキング温度まで上昇させ、1500 Oe

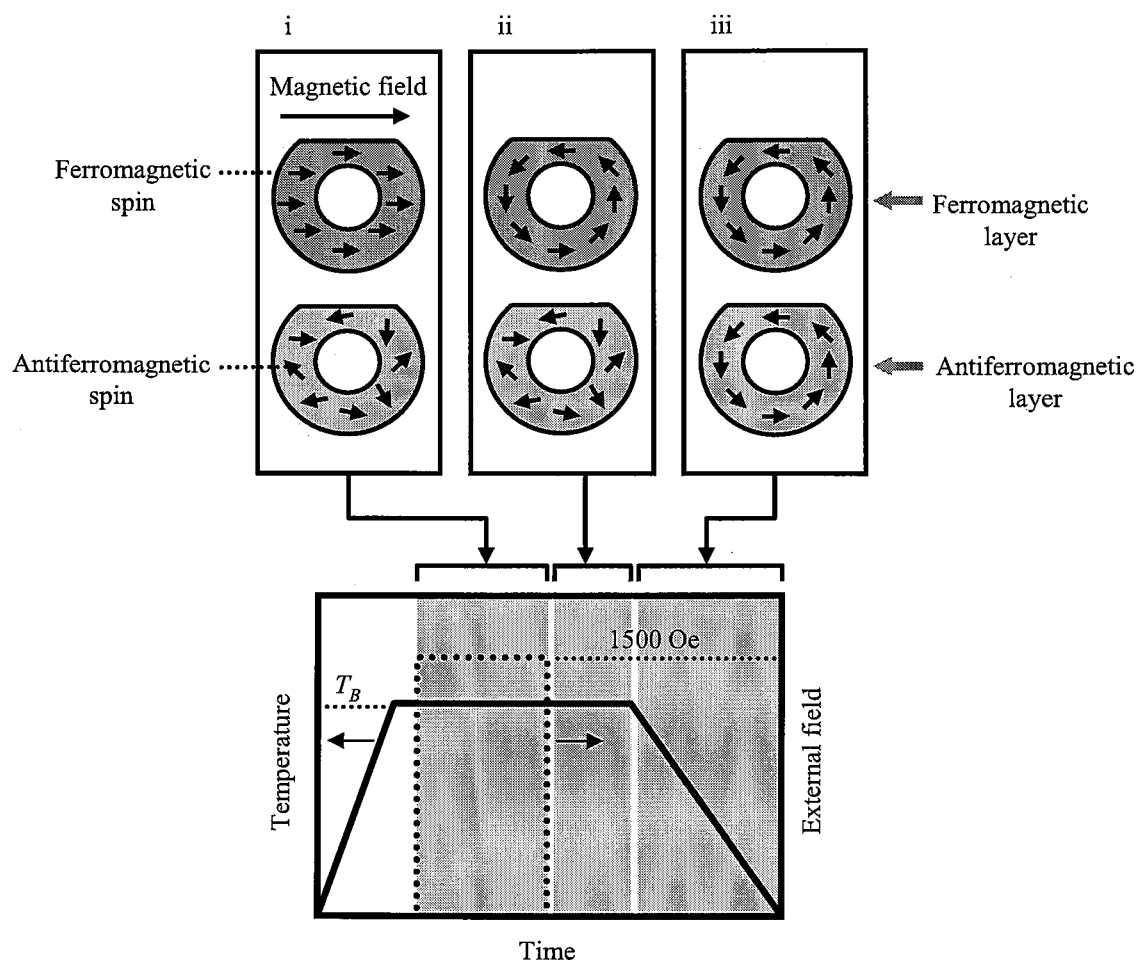


Fig. 2.7. Procedure of the heat treatment of the asymmetric ring dots with antiferromagnetic layers.

の磁場を、非対称リングドットの直線化した部分と平行に印加した。この時、試料の温度が反強磁性層のブロッキング温度より高いため、反強磁性層のスピンはランダムな方向を向いている。一方、強磁性層のスピンは外部磁場の方向を向いている [Fig. 2.7- (i)]. 外部磁場の印加開始から 15 min 保持した後に、外部磁場を取り去り、強磁性層の磁化状態を vortex state にした [Fig. 2.7- (ii)]. 強磁性層が vortex state を形成している状態で、非対称リングドットを反強磁性層のブロッキング温度以下まで冷却した。この冷却により、強磁性層のスピンの配列を、反強磁性層のスピンの配列に転写できる [Fig. 2.7- (iii)]. 以上の熱処理によって、非対称リングドットに、円周方向の交換磁気異方性を導入した。

本研究で用いた反強磁性体は、Fe-Mn (γ 構造) と Ir-Mn (γ 構造) である。Fe-Mn および Ir-Mn のブロッキング温度は、それぞれ $107\sim 207\text{ }^{\circ}\text{C}$ ⁽²⁻²⁰⁾ および $120\sim 247\text{ }^{\circ}\text{C}$ ^(2-19,21) と報告されている。このため、Fe-Mn を積層した試料は $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ で、Ir-Mn を積層した試料は $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ で熱処理を行った。本研究で行った磁場中熱処理は全て、 $1.0 \times 10^{-4}\text{ Pa}$ 以下の真空中で行った。

2.5 各種評価方法

2.5.1 磁性体ドットの形状評価

微細加工プロセスによって作製した磁性体ドットの形状評価には、電界放出型走査型電子顕微鏡 (Field Emission - Scanning Electron Microscopy, FE-SEM, 日本電子製 JSM-6500) を用いた。この装置では、電界放出型電子銃から放出された電子を、高電圧で加速し、磁界レンズによって収束させ、試料表面を 2 次元的に走査させる。この時、試料から放出される 2 次電子を映像信号として検出することで、試料表面の拡大像を得ることができる。本研究では、電子の加速電圧は 15 kV として真空中で観察を行った。

2.5.2 磁気特性の評価

本節では、磁気特性の評価方法について説明する。磁化曲線の測定には、振動試料型磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer, VSM, 理研電子社製 VSM-HT800)⁽²⁻²²⁾ および磁気光学カー効果 (Magneto-optical Kerr Effect, MOKE, ネオアーク製 BH-620LPO) 測定装置⁽²⁻²³⁾ を用いた。VSM は、微細加工を施していない薄膜の磁化曲線を測定するために用いた。一方、MOKE 測定装置は、微細加工プロセスによって作製した磁性体ドットの磁化曲線を測

定するために用いた。磁化状態の観察には、(Magnetic Force Microscopy, MFM, セイコーインスツルメンツ社製 SPI-4000) ^(2-24,25)を用いた。磁性体ドットの局所点における磁化反転過程の測定には、磁場スイープ (Magnetic Field Sweeping, MFS) -MFM 測定法⁽²⁻²⁶⁾を用いた。

2.5.2.1 振動試料型磁力計

微細加工を施していない薄膜の磁化曲線の測定には、VSM⁽²⁻²²⁾を用いた。VSM は電磁石で発生させた均一磁場中においた試料を一定の周波数、振幅で振動させ、試料付近に設置したサーチコイルに生じる誘導起電力を信号として読み取り、磁化を測定する装置である。磁場を掃引しながら、ホール素子で磁場を読み取り、サーチコイルで磁化を読み取ることによって、磁化曲線を測定する。本研究では、印加磁場の方向は試料の膜面内とし、室温で測定を行った。最大印加磁場は 1000 Oe とした。なお、実験結果で示す磁化曲線では、測定された磁化の値からバックグラウンドである試料ホルダ、基板の磁化値を差し引いた磁化の値を示す。

2.5.2.2 磁気光学カー効果測定装置

微細加工プロセスによって作製した磁性体ドットの磁化曲線の測定には、MOKE 測定装置⁽²⁻²³⁾を用いた。MOKE とは、強磁性体の表面に直線偏光を入射したときに、強磁性体の磁化の向きに応じて、反射光が楕円偏光になり、その主軸の方向が入射光の偏光の方向から回転する現象である。この時の偏光面の回転角をカー回転角、楕円偏光の短軸と長軸の比をカー楕円率という。強磁性体に入射する直線偏光は、右円偏光と左円偏光に分解することができる。MOKE による偏光面の回転は、磁性体で光が反射する際に、右円偏光と左円偏光の位相に差が生じるために起こる。一方、MOKE により直線偏光が楕円偏光となるのは、磁性体で光が反射する際に、右円偏光と左円偏光に対する吸光度に差が生じるためである。この吸光度の差を磁気円二色性 (Magnetic Circular Dichroism, MCD) と呼ぶ。カー楕円率は、MCD と簡単な比例関係にある。

カー回転角および MCD は、光の入射角や、光の磁性体への進入深さに依存する。このため、MOKE を利用した磁化曲線の測定は、磁化の絶対値を評価するのには向かない方法である。しかしながら、この測定法は、磁性体ドットの磁化曲線を測定する場合、有効な方法となる。なぜなら、この測定法では、磁性体ドットパターンの面積が、入射する光のス

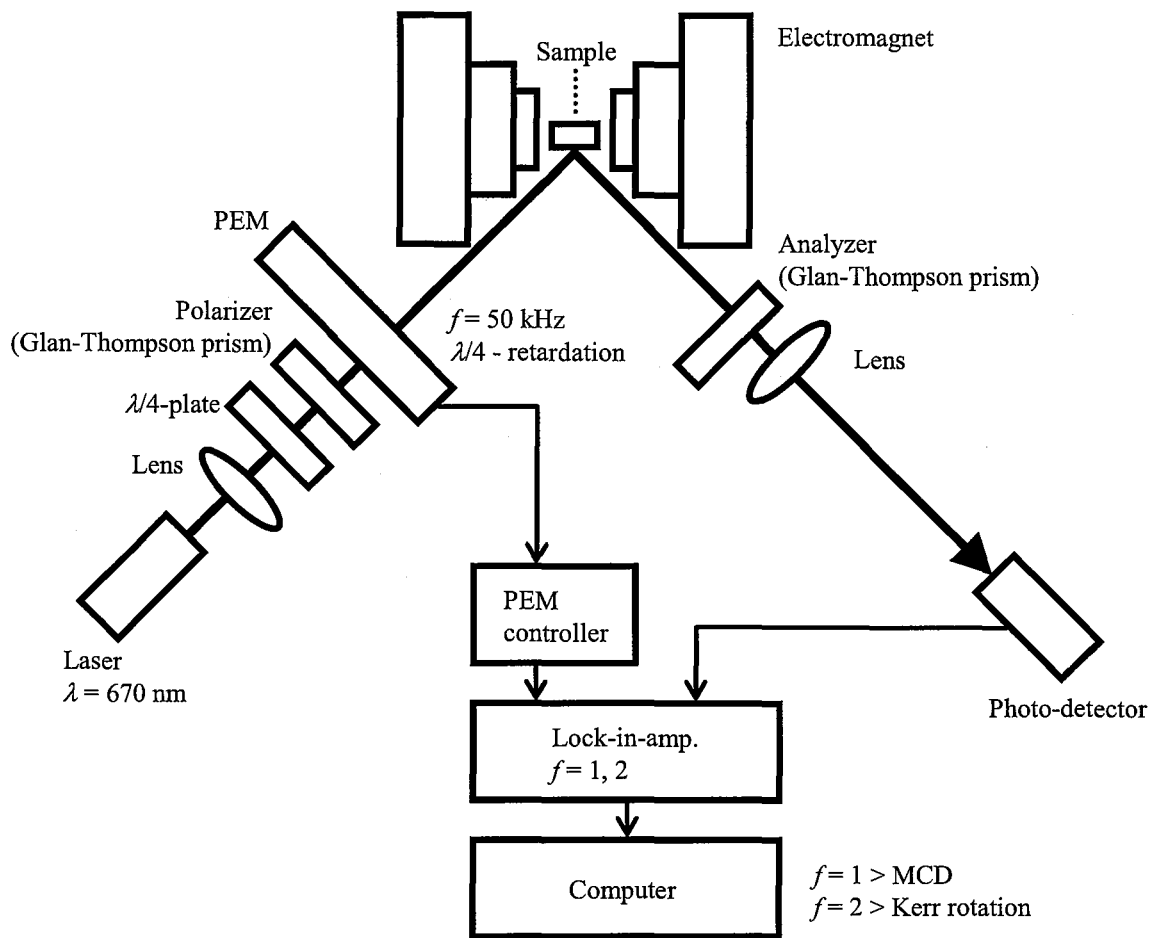


Fig. 2.8. Schematic illustration of the magneto-optical Kerr effect magnetometry.

ポット径程度であればよいため、微小な領域にドットパターンを作製することで、磁性体ドットの磁化曲線を測定することができる。以上の理由から、本研究では、磁性体ドットの磁化曲線の測定には、MOKE測定装置を用いた。

本研究で用いたMOKE測定装置の概略図をFig. 2.8に示す。本装置では円偏光変調法⁽²⁻²⁷⁾により、MCDを測定する。また、磁化が反射面内にあつて、かつ、磁化が光の入射面に含まれる場合の、縦カー効果を測定する。測定に用いたレーザーの波長は670 nmである。レーザーのスポット径は1 mm以下である。印加磁場の方向は試料の膜面内とし、室温で測定を行った。最大印加磁場は1000 Oeとした。

2.5.2.3 磁気力顕微鏡

磁性体ドットの磁化状態の観察には、MFM^(2-24,25)を用いた。以下にMFMの動作原理について説明する。磁気力顕微鏡は、原子間力によって形状を観察する、原子間力顕微鏡 (Atomic Force Microscopy, AFM) を応用した装置である。AFMでは、Si製もしくはSi₃N₄製のカンチレバーとよばれる板バネによって支えられた非常に鋭い探針を用いて試料表面を走査し、探針と試料の間に働く原子間力を検出する。探針を2次的に走査させることにより、試料表面の形状像が得られる。AFMでは、試料表面を走査する際の探針の動作方式として3つのモードがある。1つめのモードは、探針を試料表面に接触させて、カンチレバーの変位から表面形状を測定するContact-modeである。2つめのモードは、カンチレバーの共振周波数で振動させた探針を試料表面に周期的に接触させ、カンチレバーの振動振幅の変位から表面形状を測定するTapping-modeである。3つめのモードは、カンチレバーの共振周波数で振動させた探針を試料表面に接触させず、カンチレバーの振動周波数、位相の変化から表面形状を測定するNon-contact-modeである。

MFMでは、厚さ数十ナノメートルの磁性薄膜によってコーティングされたカンチレバー

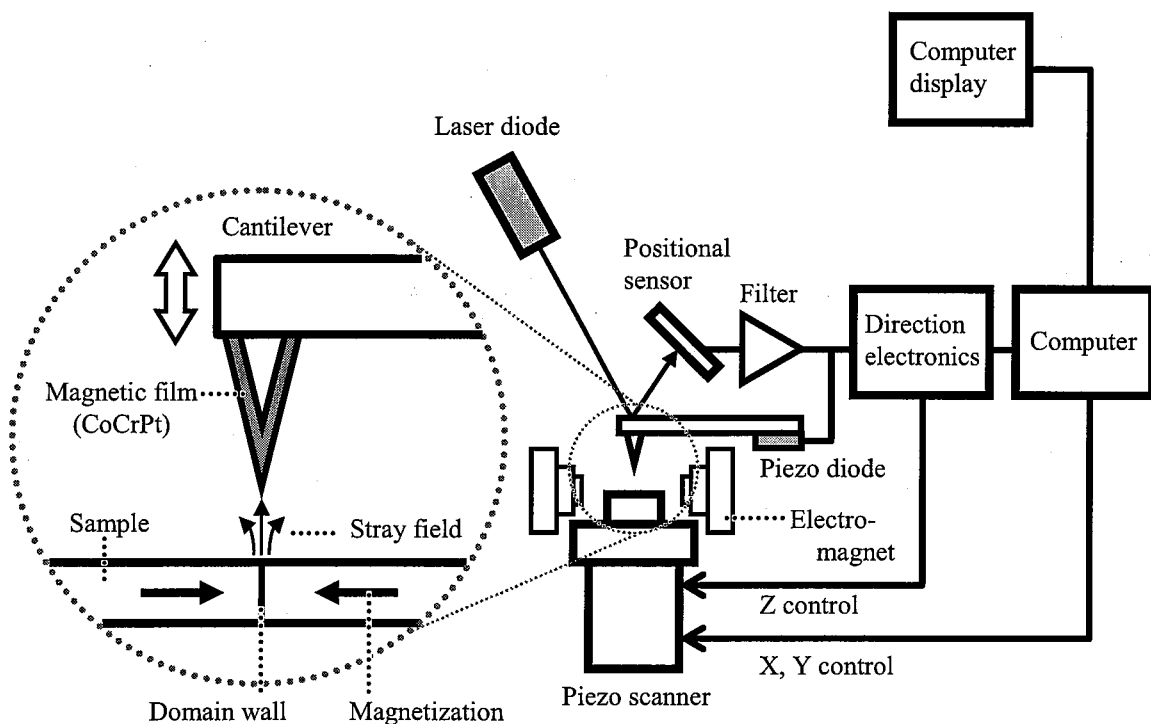


Fig. 2.9. Schematic illustration of the magnetic force microscopy.

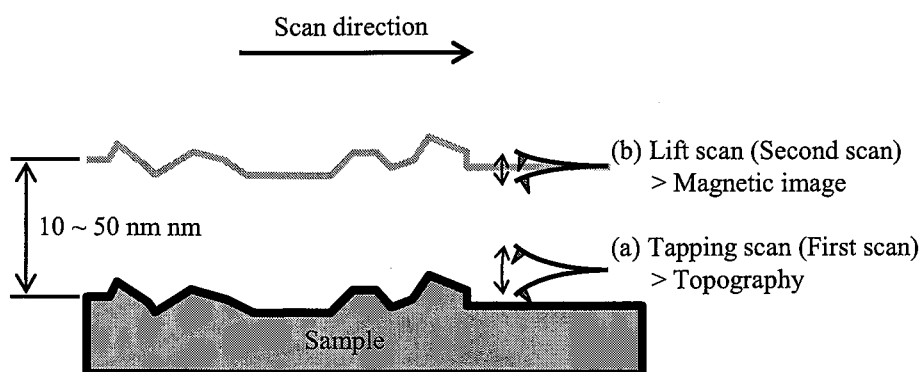


Fig. 2.10. Principle of the tapping-lift mode.

を用い、試料表面からの漏洩磁場と、カンチレバーの間に作用する、磁気力を検出する。ここで検出される磁気力とは、試料表面からの漏洩磁場の2階微分である。MFM測定を行う際のカンチレバーは、Non-contact-modeで試料表面を走査し、振動するカンチレバーの振動周波数もしくは位相の変化を検出する。

本研究で用いたMFMの概略図をFig. 2.9に示す。本研究におけるMFM観察は 10^{-1} Paの真空中で行った。チャンバー内には電磁石を具備しており、磁場を印加した状態での観察が可能である。印加した最大の磁場は、1000 Oeとした。使用したMFM探針は、AFM用のカンチレバーに、厚さ約30 nmのCoCrPtをコーティングしたものである。本研究で用いたMFMの動作原理をFig. 2.10に示す。まず、試料の表面をTapping-modeで走査し、試料の凹凸を検出する[Fig. 2.10 (a)]。次に、得られた凹凸の情報に基づき、MFM探針を一定の高さ(10~50 nm)リフトさせ、Non-contact-modeで走査し、位相の変化を検出する[Fig. 2.10 (b)]。なお、Non-contact-modeで試料表面を走査する時は、カンチレバーの振動振幅を減少させている。このように、試料の凹凸に基づくフィードバックをかけて試料と探針の間の距離を一定に保ちながら磁気力を検出することで、試料の形状がMFM像に及ぼす影響を最小限に留めることができる。

2.5.2.4 磁場スイープ磁気力顕微鏡

磁性体ドットの局所点における磁化反転過程の測定には、MFS-MFM測定法⁽²⁻²⁶⁾を用いた。本方法は、MFM探針を試料の測定場所に固定し、磁場をスイープさせることにより、測定

点での試料からの漏洩磁場により、MFM 探針が受ける力の勾配（位相）を検出する方法である。従って、得られる磁場-位相曲線は、測定点近傍の試料からの漏洩磁場の垂直成分の変化と対応する。本方法では、従来型の MFM（磁場を固定し、MFM 探針をスキャンさせ、試料の磁気像を得る方法）と比較して、測定中に MFM 探針が試料表面に直接接触れない、あるいは、極めて近づくことがないため、探針からの漏洩磁場により、試料の磁化状態が変化することを避けることができる。また、従来型の MFM では、外部磁場の値を固定し、その時の磁化状態を観察する。従って、測定時の外部磁場の値はディスクリットである。これに対し、MFS-MFM 測定法では、外部磁場を連続的に変化させることができる。以上のような理由のため、MFS-MFM 測定法を用いることにより、磁性体の局所領域での磁化反転過程を正確に求めることができる。そして、この測定では、位相の値が低下する（負の大きな値に変化する）場合、探針と測定点との間には引力が働いていることを示す。これに対し、探針と測定点との間に斥力が働く時には、位相の値が増加する（絶対値の小さい負の値となる）。MFM 探針を試料表面から 10 nm リフトさせた状態で測定を行った。測定は、 10^{-1} Pa の真空中かつ室温にて行い、印加磁場の最大値を 500 Oe、磁場スイープ時間を 30 s とした。

2.5.3 結晶構造の評価

試料の結晶構造の評価には、X 線回折 (X-Ray Diffraction, XRD, リガク製 ATX-E システム)⁽²⁻²⁸⁾を利用した。本研究では、Cu-K α 線 (X 線の波長 = 0.15418 nm) を X 線に用い、 θ - 2θ 法 (θ : X 線の入射角) によって測定を行った。

2.5.4 マイクロマグネティクスシミュレーションによる磁化反転過程の解析

磁性体ドットの磁化反転過程を解析するために、ランダウ・リフシッツ・ギルバート (Landau-Lifshitz-Gilbert, LLG) 方程式を用いたマイクロマグネティクスシミュレーションを行った⁽²⁻²⁹⁻³¹⁾。シミュレーションに用いたコンピュータはワークステーションであり、計算用のソフトウェアには市販のプログラム⁽²⁻³²⁾を用いた。このプログラムでは、磁性体を微小な領域 (セル) に分割し、各セルの磁気モーメントが、

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_G \mathbf{m} \times \left(\mathbf{H}_{eff} - \alpha_G \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right) = \gamma_G \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} - \gamma_G \alpha_G \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$ (\mathbf{M} : magnetization, M_S : saturation magnetization), t : time,

$\gamma_G = \mu_0\gamma$ (γ : gyromagnetic factor, μ_0 : permeability of the vacuum),

\mathbf{H}_{eff} : effective field, α_G : Gilbert damping constant

式 (2.1) に示す LLG 方程式に従って運動すると仮定し、磁気エネルギーを最低にするような磁気モーメントの向きを求める。以上の方法で各セルの磁気モーメントの向きを求めることで、磁性体全体の磁化状態を解析する。本研究での計算における詳細な条件は、以下の通りである。セルのサイズは、 $(X, Y, Z) = (10 \text{ nm}, 10 \text{ nm}, 10 \text{ nm})$ もしくは $(X, Y, Z) = (10 \text{ nm}, 10 \text{ nm}, 5 \text{ nm})$ とした。ここで、 X 方向および Y 方向は膜面内方向、 Z 方向は膜面垂直方向である。 γ および α_G はそれぞれ 17.6 MHz/Oe および 1.0 とした。強磁性体として用いた Ni-Fe の飽和磁化、交換定数、一軸磁気異方性定数は、それぞれ、 800 emu/cm^3 , $1.05 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$, 1000 erg/cm^3 とした。

参考文献

- (2-1) J.I. Martín, J. Nogués, K. Liu, J.L. Vicent, and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 256 (2003) 449.
- (2-2) 応用物理学会 編, 徳山巍 編著, *超微細加工技術* (東京, オーム社, 1997) pp. 13-76.
- (2-3) Y. Chen, R.K. Kupka, F. Rousseaux, F. Carcenac, D. Decanini, M.F. Ravet, and H. Launois, *J. Vac. Sci. Technol. B* 12 (1994) 3959.
- (2-4) F. Rousseaux, D. Decanini, F. Carcenac, E. Cambriel, M.F. Ravet, C. Chappert, N. Bardou, B. Bartenlian, and P. Veillet, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13 (1995) 2787.
- (2-5) J.P. Silverman, *J. Vac. Sci. Technol. B* 15 (1997) 2117.
- (2-6) M.L. Schattenburg, R.J. Aucoin, and R.C. Fleming, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13 (1995) 3007.
- (2-7) T.A. Savas, M. Farhoud, H.I. Smith, M. Hwang, and C.A. Ross, *J. Appl. Phys.* 85 (1999) 6160.
- (2-8) M. Farhoud, J. Ferrera, A.J. Lochtefeld, T.E. Murphy, M. Schattenburg, J. Carter, C.A. Ross, and H.I. Smith, *J. Vac. Sci. Technol. B* 17 (1999) 3182.
- (2-9) S.Y. Chou, P.R. Kraus, W. Zhang, L. Guo, and L. Zhuang, *J. Vac. Sci. Technol. B* 15 (1997) 2897.
- (2-10) W. Wu, B. Cui, X.Y. Sun, W. Zhang, L. Zhuang, L. Kong, and S.Y. Chou, *J. Vac. Technol. B* 16 (1998) 3825.
- (2-11) S.P. Li, A. Lebib, D. Peyrade, M. Natali, and Y. Chen, *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000) 2743.
- (2-12) J.F. Smyth, S. Schultz, D. Kern, H. Schmid, and D. Yee, *J. Appl. Phys.* 63 (1988) 4237.
- (2-13) P.B. Fischer and S.Y. Chou, *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 2989.
- (2-14) R.M.H. New, R.F.W. Pease, and R.L. White, *J. Vac. Sci. Technol. B* 12 (1994) 3196.
- (2-15) 応用物理学会 編, 徳山巍 編著, *超微細加工技術* (東京, オーム社, 1997) pp. 216-225.
- (2-16) 日本表面科学会 編, *薄膜技術* (東京, 培風館, 1999) p. 38.
- (2-17) 日本表面科学会 編, *薄膜技術* (東京, 培風館, 1999) pp. 40-42.
- (2-18) R. Nakatani, K. Hoshino, S. Noguchi, and Yutaka Sugita, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (1994) 133.
- (2-19) K. Hoshino, R. Nakatani, H. Hoshiya, and Y. Sugita, *Jpn. J. Appl. Phys.* 35 (1996) 607.
- (2-20) J. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 192 (1999) 203.
- (2-21) A.J. Devasahayam, P.J. Sides, and M.H. Kryder, *J. Appl. Phys.* 83 (1998) 7216.
- (2-22) 近桂一郎, 安岡弘志 編, *磁気測定I* (東京, 丸善, 2000) pp. 66-73.
- (2-23) 佐藤勝昭 著, *光と磁気 改訂版* (東京, 朝倉書店, 2001) pp. 47-50.
- (2-24) Y. Martin and H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett.*, 50 (1987) 1455.

- (2-25) A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic domain* (Berlin: Springer, 1998) pp. 11-106.
- (2-26) Y. Endo, H. Fujimoto, Y. Kawamura, R. Nakatania, and M. Yamamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* 310 (2007) 2436.
- (2-27) K. Sato, *Jpn. J. Appl. Phys.* 20 (1981) 2403.
- (2-28) B.D. Cullity, *Elements of X-ray diffraction 2nd ed.* (Massachusetts, Addison-Wesley Publishing Company, 1978) p. 99.
- (2-29) W.F. Brown Jr., *Phys. Rev.* 124 (1961) 1348.
- (2-30) A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism* (Oxford, Oxford University Press, 1996) pp. 133-182.
- (2-31) G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism* (New York, Academic Press, 1998) pp. 163-187.
- (2-32) M.R. Scheinfein and J.L. Blue, *J. Appl. Phys.* 69 (1991) 7740.

第3章 強磁性層からなる非対称リングドットの磁化反転過程

3.1 はじめに

第1章で述べたように、磁性ランダムアクセスメモリ (Magnetic Random Access Memory, MRAM) のメモリセルとして、リングドットが注目を集めている^(3-1,2)。リングドットは、ゼロ磁場付近において、磁化が円周方向に還流した vortex state とよばれる磁化状態を形成する^(3-3,4)。この vortex state では、磁束が磁性体内で閉じているため、磁性体からの漏洩磁場がなく、ドット間での相互作用が働かない。このため、リングドットをメモリセルとして用いると、MRAMの高集積化が可能となる。

リング形状のメモリセルにおいて、デジタル情報は vortex state における磁化の回転する向きに対応する。従って、メモリセルに情報を書き込むには、vortex state における磁化の回転する向きを制御する必要がある。vortex state における磁化の回転方向を制御する方法としては、Nakatani らが提案した、リングドットの形状を非対称にする方法が有効である^(3-5,6)。非対称リングドットでは、膜面内の磁場を印加する向きを変えることで、vortex state における磁化の回転する向きを制御することができる。この結果は、リングの形状を非対称にすることで、リング形状のメモリセルにおける磁化自由層への情報の書き込みが可能となることを意味する。しかしながら、リング形状のメモリセルにおける磁化自由層に関する技術を確立するには、情報の書き換えの際に起こる onion state と vortex state の間での磁化反転過程を明らかにしなければならない。この磁化反転過程については、シミュレーションを用いた検討⁽³⁻⁵⁾がなされてはいるものの、実験による詳細な検討はなされていない。また、非対称リングドットの磁化反転過程は、リングの幅やリングの外径に依存して変化することが予想される。このため、リングの幅、リングの外径を変化させた非対称リングドットの磁化反転過程を明らかにする必要がある。

本章では、リング形状のメモリセルに情報を書き込むための技術を確立することを目的とする。この目的を達成するために、リングの幅、リングの外径を系統的に変化させた強磁性層からなる非対称リングドットを作製し、onion state と vortex state の間で起こる磁化反転過程を明らかにする。また、リングの幅、リングの外径が磁化状態、磁化反転過程に及ぼす影響を明らかにする。

3.2 実験結果

非対称リングドットの onion state と vortex state の間で起こる磁化反転過程を明らかにするためには、非対称リングドットの磁化過程、磁場が変化した時の磁化状態の変化を明らかにする必要がある。本節では、微細加工プロセスによって作製した非対称リングドットの形状、磁気光学カー効果 (Magneto-optical Kerr Effect, MOKE) 測定装置によって測定したヒステリシス曲線、磁気力顕微鏡 (Magnetic Force Microscopy, MFM) によって観察した磁化状態について述べる。また、実験結果を補足するために行ったマイクロマグネティクスシミュレーションの結果について述べる。

3.2.1 リングの幅が非対称リングドットの磁化反転過程に及ぼす影響

3.2.1.1 非対称リングドットの形状

微細加工プロセスによって、リングの幅を約 200 nm から約 400 nm まで変化させた試料を作製した。積層構造は、Hf(5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(20 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate である。

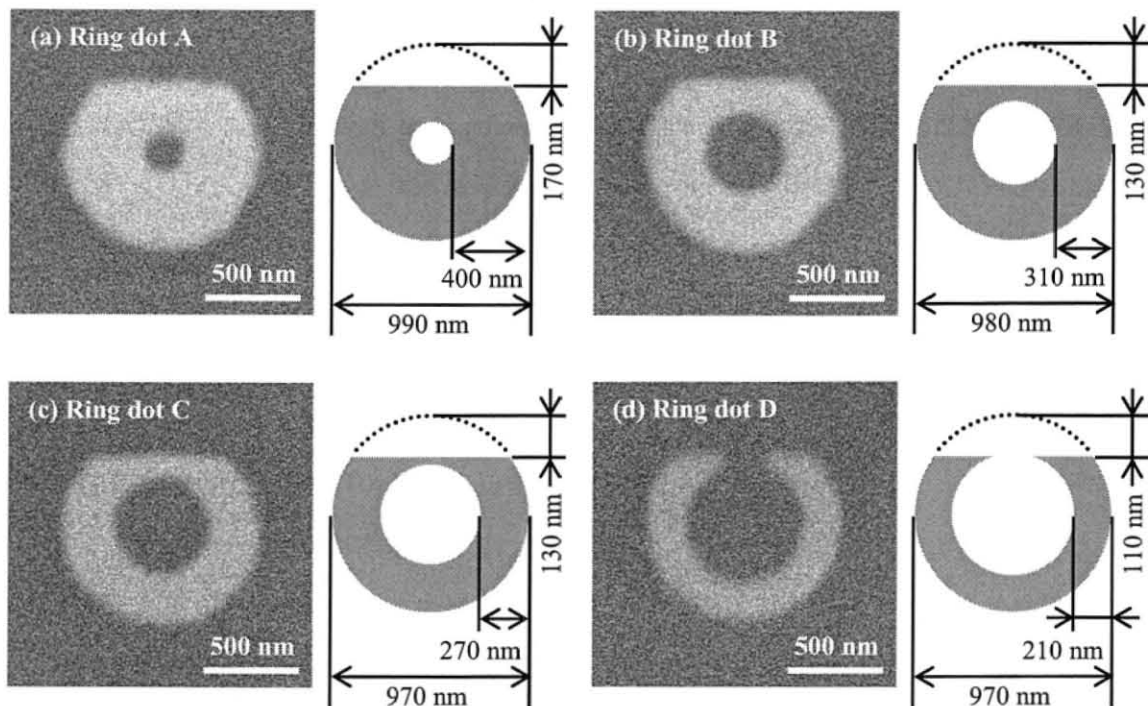


Fig. 3.1. SEM images of the asymmetric ring dots (Ring dot A ~ D) with various ring widths. The ring widths of the asymmetric ring dots are (a) 400 nm, (b) 310 nm, (c) 270 nm, and (d) 210 nm.

非対称リングドットの走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscopy, SEM) 像, その模式図, SEM 像から求めたサイズを Fig. 3.1 に示す. リングの外径は約 1000 nm に, 非対称性を導入するために直線化した部分の半径方向の長さ (以下, 切り欠き部分の長さと呼ぶ) は約 150 nm に固定している. また, ドット間の距離は約 1000 nm とした. Fig. 3.1 (a) ~ (d) に示すリングの幅の実測値は, 210 nm から 400 nm である. また, リングの外径は 970 nm から 990 nm の範囲にあり, 切り欠き部分の長さは 110 nm から 170 nm の範囲にある. これらのことから, リングの幅を系統的に変化させた試料がほぼ作製できていることがわかる. 以下では, Fig. 3.1 (a) ~ (d) に示す非対称リングドットを Ring dot A ~ D と, それぞれ呼称する.

3.2.1.2 非対称リングドットの磁化過程

Fig. 3.2 (a) は, MOKE 測定装置によって測定した, リングの幅が 400 nm と最も広い Ring

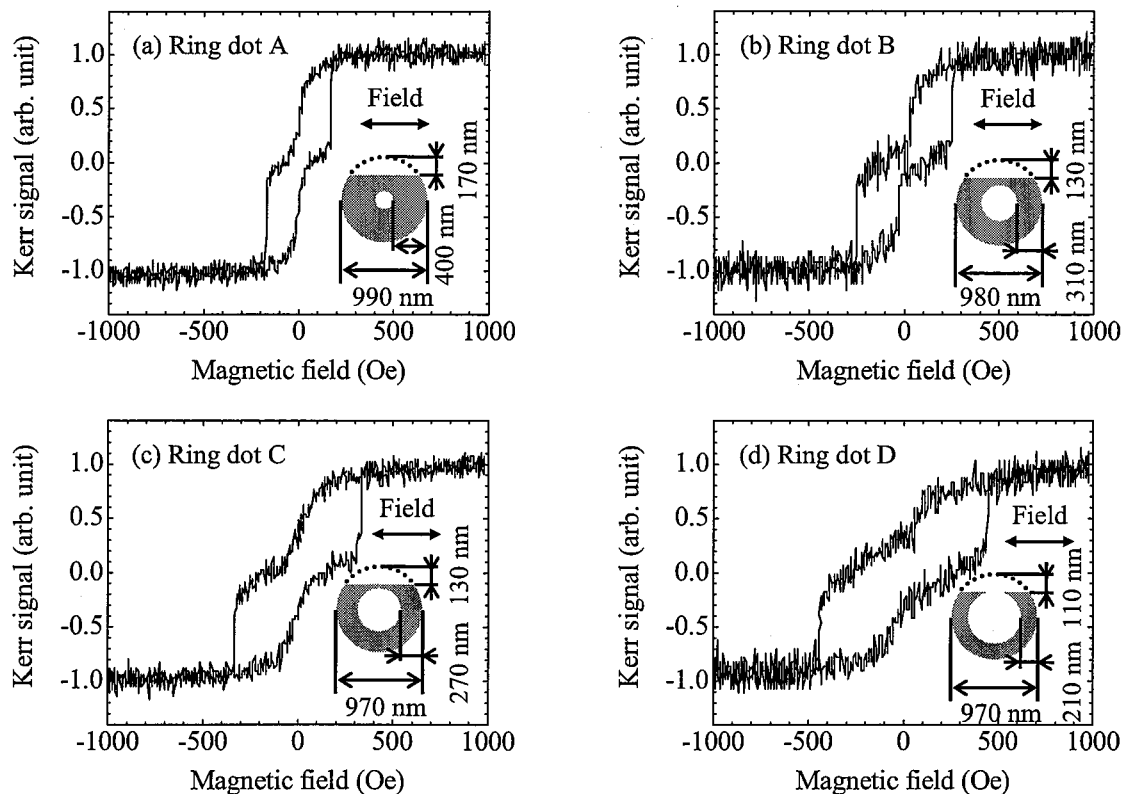


Fig. 3.2. MOKE hysteresis loops of the asymmetric ring dots (Ring dot A ~ D) with various ring widths. The ring widths of the asymmetric ring dots are (a) 400 nm, (b) 310 nm, (c) 270 nm, and (d) 210 nm.

dot A のヒステリシス曲線である。磁場を印加した方向は、非対称性を導入するために直線化した部分と平行な方向とし、図中、右向きの磁場をプラス磁場、左向きの磁場をマイナス磁場とした。まず、プラス磁場からマイナス磁場へ掃引した場合のシグナルの変化について説明する。1000 Oe の磁場を印加した状態では、磁化はほぼプラスの向きに飽和している。この状態から磁場を取り去っていくと、200 Oe 付近からシグナルが緩やかに低下していき、ゼロ磁場付近で急激に低下する。ゼロ磁場付近ではシグナルが 0 に近い値となっており、リングドットの磁化状態は、磁化が円周方向に還流した vortex state になっていると推察できる。さらにマイナスの向きに磁場を掃引すると、シグナルは緩やかに低下する。このシグナルが緩やかに低下する磁場の領域では、vortex state が保持されていると考えられる。-170 Oe ~ -180 Oe の磁場で、シグナルは急激に低下し、これよりマイナスの磁場ではマイナスの向きに磁化が飽和した状態となっている。次に、マイナス磁場からプラス磁場へ掃引した場合のシグナルの変化について説明する。この場合も、プラス磁場からマイナス磁場へ掃引した場合と同様にゼロ磁場付近および 170 Oe ~ 180 Oe でシグナルが急激に変化している。また、ゼロ磁場付近で、シグナルはほぼ 0 の値を示している。これらのことから、マイナス磁場からプラス磁場へ掃引した場合も、ゼロ磁場付近においてリングドットは、磁化が円周方向に還流した vortex state を形成していると推察できる。

次に、ヒステリシス曲線から磁化反転磁場 H_{SW} を評価した結果について述べる。ここで評価した磁化反転磁場 H_{SW} は、vortex state から onion state への磁化反転が起こる磁場である。Fig. 3.3 に示すように、磁化反転が開始する磁場を $H_{SW\ start}$ 、磁化反転が完了する磁場を $H_{SW\ end}$ とし、磁化反転磁場を $H_{SW} = (|H_{SW\ start}| + |H_{SW\ end}|) / 2$ と定義した。なお、磁場の値を読み取るために配置したホール素子の位置のずれ、および、電磁石のポールピースのヒステリシスに起因する結果のばらつきを抑えるために、磁化反転磁場 H_{SW} の値は、プラスからマイナスの磁場へ掃引した時の値と、マイナスからプラスの磁場へ掃引した時の値の平均値とした。以上の方法で求めた、Ring dot A の vortex state から onion state への磁化反転磁場 H_{SW} は 174 Oe である。

Fig. 3.2 (b) ~ (d) は Ring dot B ~ D のヒステリシス曲線である。Ring dot B, C, D のリング幅は、それぞれ 310 nm, 270 nm, 210 nm である。いずれの場合も、ヒステリシス曲線は 2 段階のステップを形成している。また、ゼロ磁場付近において、シグナルが 0 付近で緩やかに変化している。これらのことから、リングの幅が 210 nm から 310 nm の試料でも、リングの幅が 400 nm の試料と同様に、ゼロ磁場近傍での磁化状態は vortex state であると考え

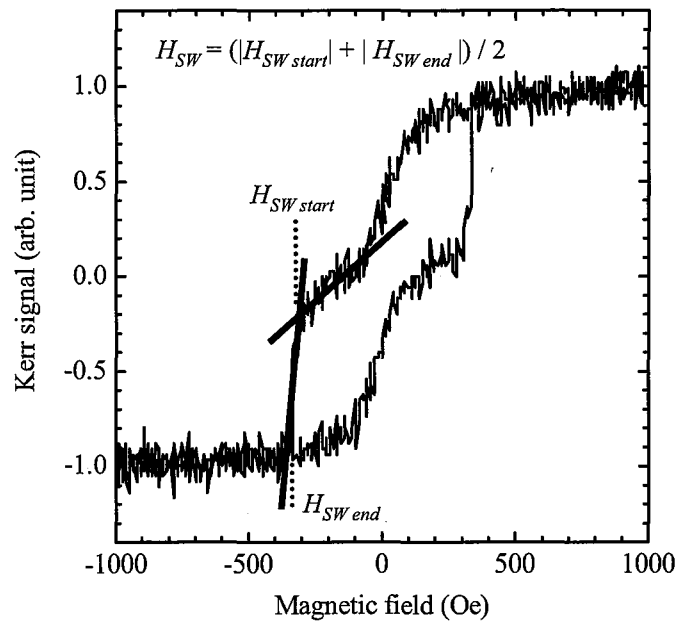


Fig. 3.3. Estimation of the switching field of the transition from the vortex state to the onion state. (In the case of Ring dot C)

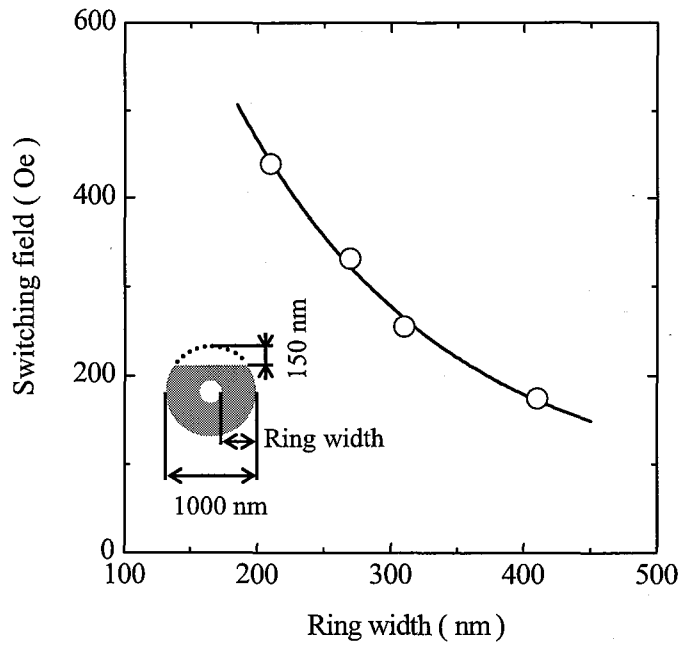


Fig. 3.4. Effects of the ring width on the switching field of the transition from the vortex state to the onion state.

られる。ただし、vortex state から onion state への磁化反転磁場 H_{SW} は、リングの幅に依存して変化している。ヒステリシス曲線から求めた Ring dot B ~ D および前述した Ring dot A の磁化反転磁場 H_{SW} を Fig. 3.4 に示す。リングの幅が減少するに従い、磁化反転磁場 H_{SW} は高くなる。この現象については、3.3 節で考察を行う。

3.2.1.3 非対称リングドットの磁化状態

リングの幅が磁化反転過程に及ぼす影響を明らかにするために、様々なリング幅を有する非対称リングドットの MFM 観察を行った。Fig. 3.5 は、リングの幅が 400 nm と最も広い Ring dot A の MFM 像である。MFM 像における白いスポットは、MFM チップと試料の間に斥力が、黒いスポットは引力が働いていることを意味する。MFM 観察を行う際の磁場の印加方向は、非対称性を導入するために直線化した部分と平行な方向とし、図中、右向きの磁場をプラス磁場、左向きの磁場をマイナス磁場とした。図中に示す矢印は磁化の向きを、直線は磁壁の位置を表している。まず、プラス磁場からマイナス磁場へ掃引した場合に観察した結果 [Fig. 3.5 (a) ~ (f)] について説明する。1000 Oe の磁場を印加した状態では、Fig. 3.5 (a) に示すように、リング外周においては、右側のエッジが黒くなっており、左側のエッジが白くなっている。また、リング内周においては、右側のエッジが白くなっており、左側のエッジが黒くなっている。このため、1000 Oe ではプラスの向きに磁化が飽和していることがわかる。プラスの向きに磁化が飽和した状態から磁場を低下させていき、200 Oe の磁場を印加した状態では、Fig. 3.5 (b) に示すように、リング両端に見える白と黒のスポットの縦方向の長さが短くなっている。これは、非対称リングドットが、リング両端に磁壁を持つ onion state を形成し、磁性体から磁束が漏洩する領域が局在化したことを意味する⁽³⁻⁷⁾。さらに磁場が低下して 150 Oe になると、Fig. 3.5 (c) に示すように、リング両端に見える白黒のスポットは僅かにリング上部へ向けて移動しており、リング両端の磁壁がリング上部へ向けて移動したことが確認できる。ゼロ磁場になると、Fig. 3.5 (d) に示すように、リングの直線化した部分の左側に白、右側に黒のスポットが確認できる。これは、リングドットの磁化状態が、磁化の円周方向に還流した vortex state であることを意味する。また、この時の磁化の回転する向きは、白と黒のスポットの位置関係から、反時計回りであることがわかる。磁場が低下し -100 Oe になっても、この vortex state は保持されている [Fig. 3.5 (e)]。さらに磁場が低下し、-200 Oe になると、Fig. 3.5 (f) に示すように、非対称リン

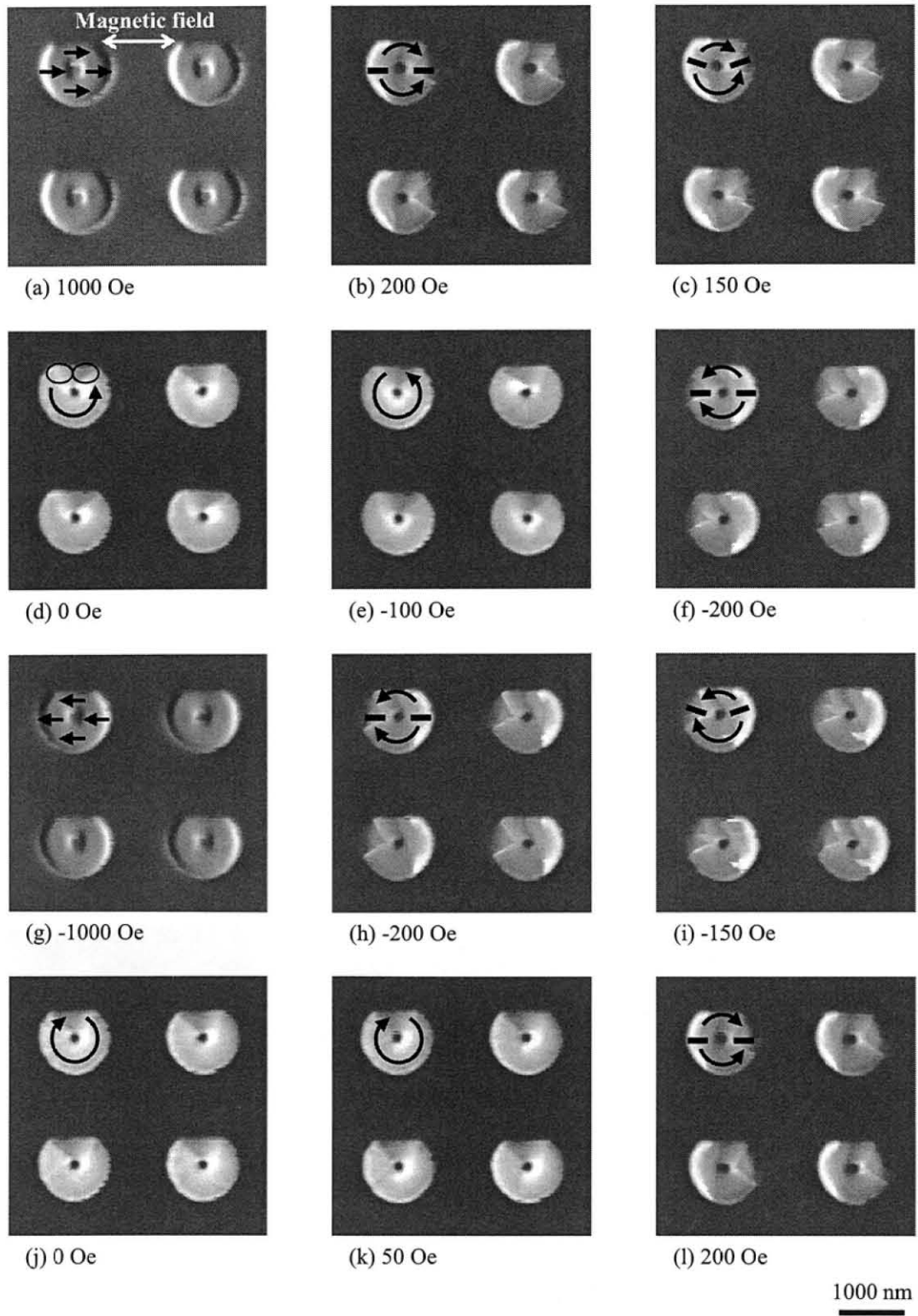


Fig. 3.5. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot A) with a 400 nm ring width. Images (a) - (f) are observed in the sweep of the magnetic field from 1000 Oe to -1000 Oe, and images (g) - (l) are observed in the sweep of the magnetic field from -1000 Oe to 1000 Oe.

グドットの磁化状態は、マイナスの向きの磁化を持つ onion state となる。vortex state [Fig. 3.5 (e)] から onion state [Fig. 3.5 (f)] への磁化反転は、これまでの報告⁽³⁻⁸⁾によると、リングの内周部で vortex core が発生し、外周部へ向けて移動、消滅することで進行すると報告されている。しかしながら、Fig. 3.5 に示す MFM 観察の結果からは、vortex core の発生を伴いこの磁化反転が進行しているかどうかを判断することができない。vortex core が実際に発生しているかどうかについては、第 4 章で検討する。

次に、マイナス磁場からプラス磁場へ掃引した場合に観察した結果 [Fig. 3.5 (g) ~ (l)] について説明する。-1000 Oe の磁場を印加した状態では、Fig. 3.5 (g) に示すように、磁化がマイナスの向きに飽和している。この状態から磁場を上昇させていき、-200 Oe の磁場を印加した状態では、Fig. 3.5 (h) に示すように、非対称リングドットはマイナスの向きの磁化を持つ onion state を形成する。さらに磁場が上昇して-150 Oe になると、Fig. 3.5 (i) に示すように、磁壁はリング上部へ向けて移動する。ゼロ磁場になると、Fig. 3.5 (j) に示すように、非対称リングドットの磁化状態は、時計回りの磁化を持つ vortex state となっている。この vortex state は、Fig. 3.5 (k) に示すように、50 Oe の磁場を印加した状態でも保持されている。さらに磁場が上昇し、200 Oe になると、Fig. 3.5 (l) に示すように、非対称リングドットの磁化状態は、プラス向きの磁化を持つ onion state となっている。以上に述べた Fig. 3.5 に示す結果からわかるように、非対称リングドットの磁化状態は、磁場を掃引することにより、onion state から vortex state、さらに、最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと変化する^(3-5,7)。onion state から vortex state への磁化反転は、磁壁がリング上部へ向けて移動し、消滅することで進行する。また、磁壁が常にリング上部へ向けて移動するため、vortex state における磁化の回転する向きは、磁場を印加する向きによって変化する⁽³⁻⁵⁻⁷⁾。

Fig. 3.6 ~ 3.8 は、Ring dot B ~ D の MFM 像である。Ring dot B, C, D のリングの幅は、それぞれ 310 nm, 270 nm, 210 nm である。磁場を掃引すると、これらの試料の磁化状態は、onion state から vortex state、さらに最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと変化する。また、onion state から vortex state への磁化反転は、磁壁がリング上部へ向けて移動し、消滅することで進行する。さらに、プラスの向きに磁化を飽和させた状態から磁場を取り去った後の vortex state における磁化の回転する向きは反時計回りであり、マイナスの向きに磁化を飽和させた状態から磁場を取り去った後の vortex state における磁化の回転する向きは時計回りである。以上のように、Ring dot B ~ D が示す磁化状態が変化する過程は、前述の Ring dot A の場合と一致している。しかしながら、リングの幅が狭いほど、ゼロ磁場付近で観察され

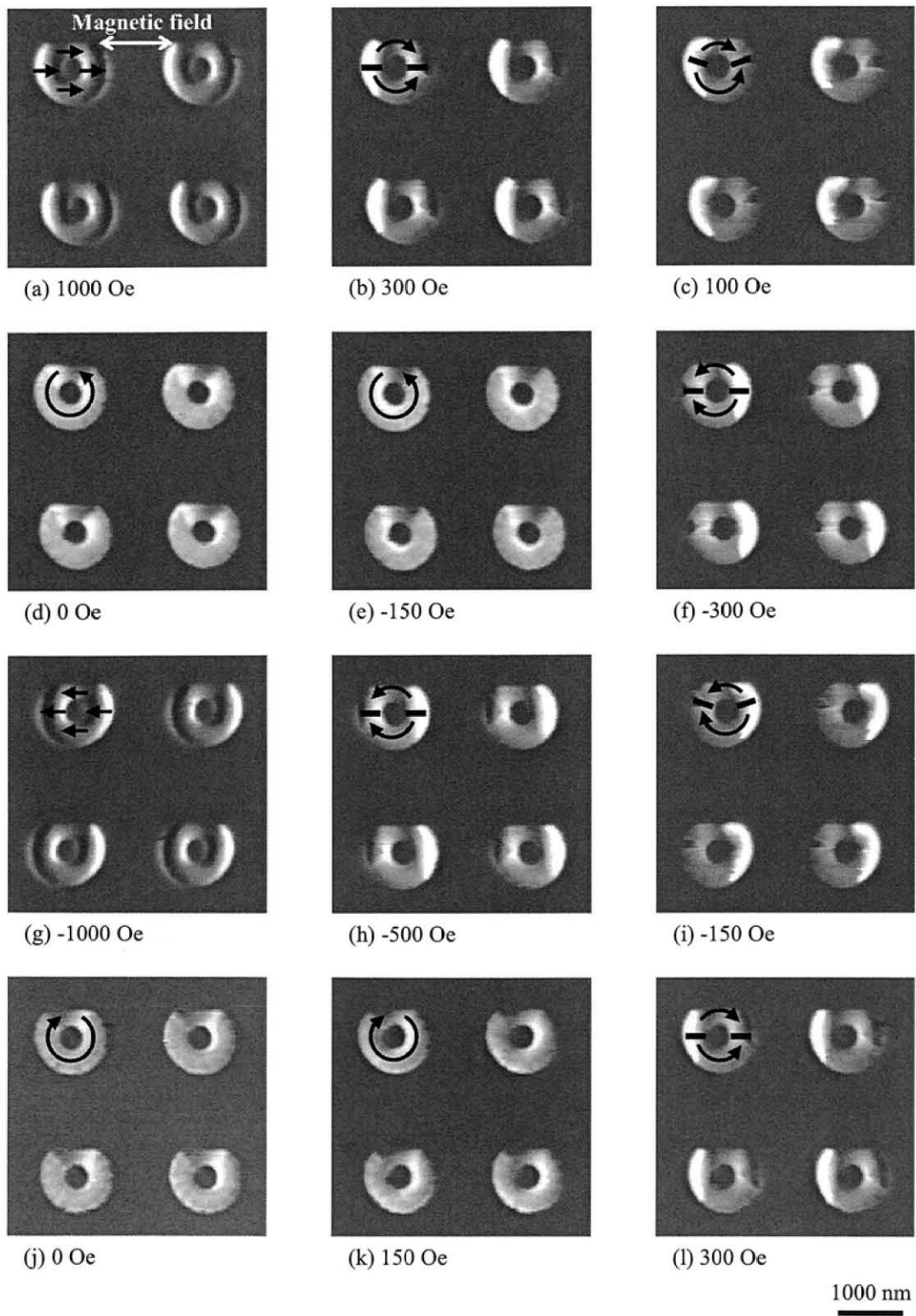


Fig. 3.6. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot B) with a 310 nm ring width. Images (a) -(f) are observed in the sweep of the magnetic field from 1000 Oe to -1000 Oe, and images (g) - (l) are observed in the sweep of the magnetic field from -1000 Oe to 1000 Oe.

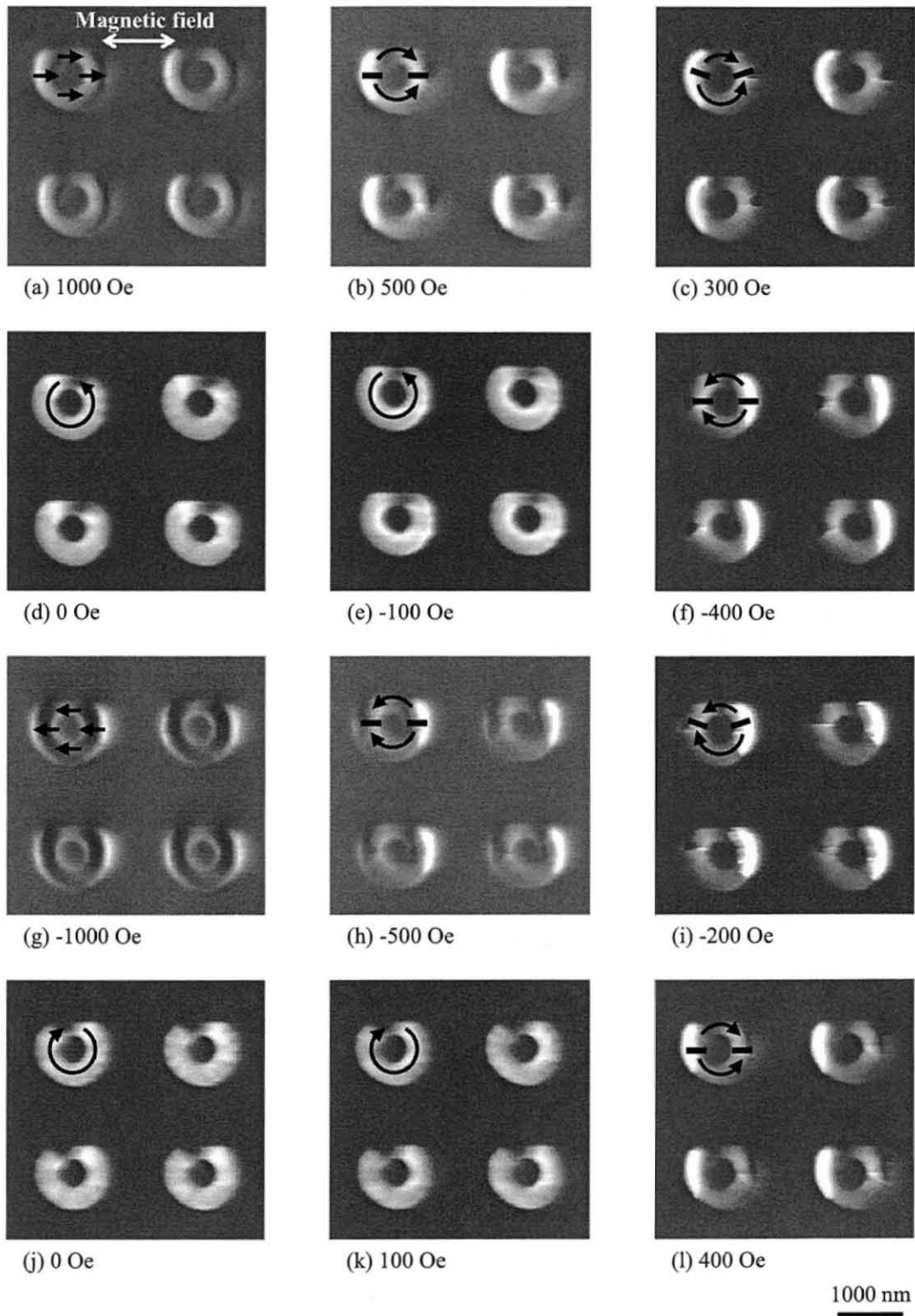


Fig. 3.7. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot C) with a 270 nm ring width. Images (a) -(f) are observed in the sweep of the magnetic field from 1000 Oe to -1000 Oe, and images (g) - (l) are observed in the sweep of the magnetic field from -1000 Oe to 1000 Oe.

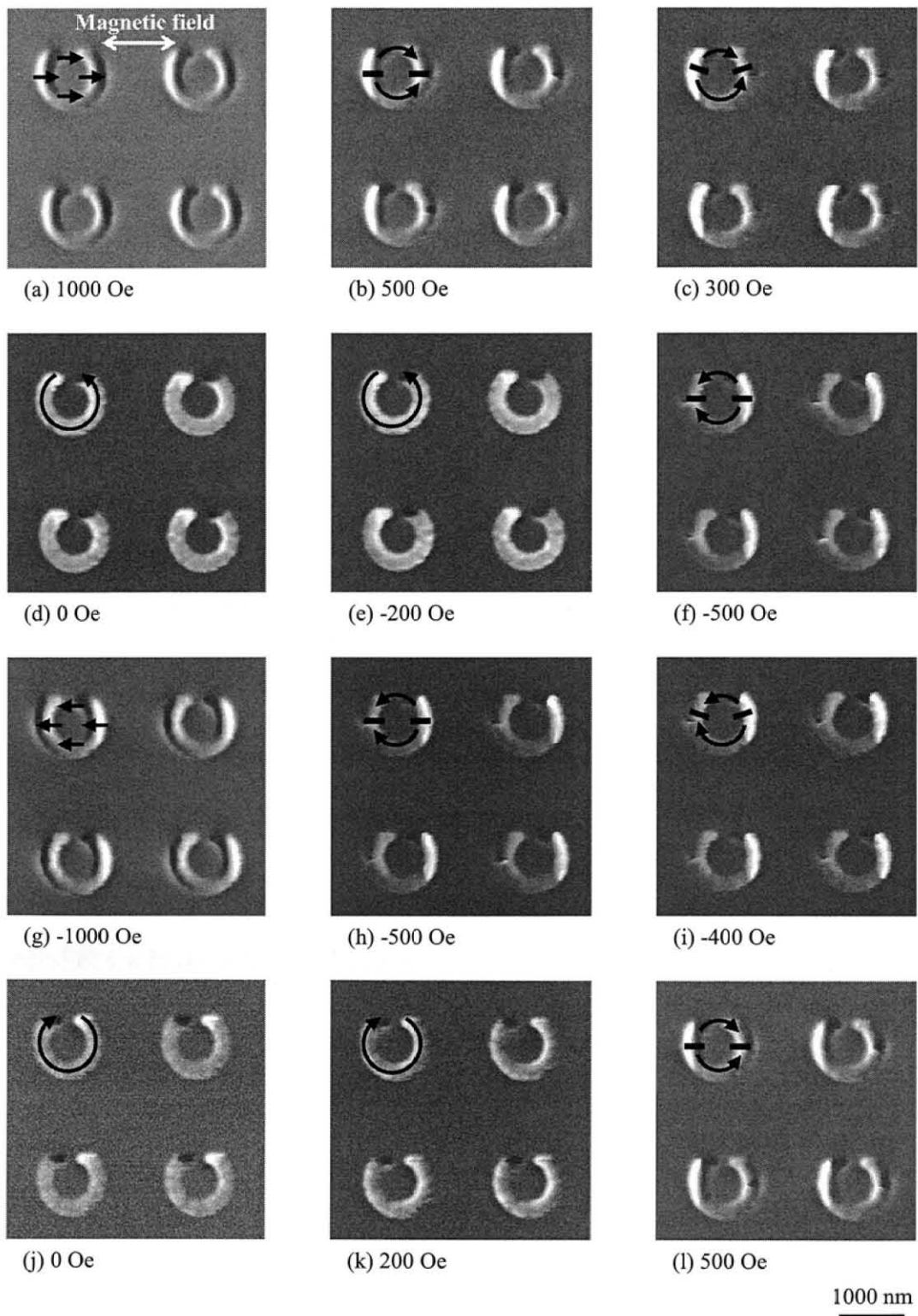


Fig. 3.8. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot D) with a 210 nm ring width. Images (a) -(f) are observed in the sweep of the magnetic field from 1000 Oe to -1000 Oe, and images (g) - (l) are observed in the sweep of the magnetic field from -1000 Oe to 1000 Oe.

る vortex state での、切り欠き部分で見られる白と黒のコントラストが強くなっている。コントラストに差が生じたのは、リングの幅が異なると、磁束が空間に漏洩した時の膜面垂直方向の成分の量が異なるからであると考えられる。ただし、この理由については不明である。

3.2.1.4 シミュレーションによる磁化反転過程の解析

前述の実験結果より得られた磁化反転過程の妥当性を検証するため、また、実験結果からは明らかにできなかった vortex state から onion state への遷移過程を明らかにするために、シミュレーション⁽³⁻⁹⁾による磁化反転過程の解析を行った。計算を行ったリングの形状は、リングの幅が最も広い Ring dot A と、リングの幅が比較的狭い Ring dot C に対応する形状とした。Ring dot C はリングの幅が 2 番目に狭い試料であり、最もリング幅の狭い試料は、Ring dot D である。ただし、この試料は切り欠き部分で磁性体が分断されている。この場合も、実験結果から、リングが分断されていない場合と同様の磁化反転過程が得られることがわかっているが、より一般的な場合の磁化反転過程を解析するため、リングが分断されていない試料の中で最もリングの幅が狭い Ring dot C を解析の対象とした。なお、セルサイズは、 $(X, Y, Z) = (10 \text{ nm}, 10 \text{ nm}, 10 \text{ nm})$ とした。

Fig. 3.9 は、リングの幅が 400 nm と最も広い Ring dot A の磁化反転過程を計算した結果である。磁場の印加方向は、直線化した部分と平行な方向とし、図中、右向きの磁場をプラス磁場、左向きの磁場をマイナス磁場とした。図中に示す小さい矢印は、5 x 5 個のセルにおける磁化の平均の向きを、大きい矢印は小さい矢印から推測した、全体的な磁化の向きを表したものである。直線は磁壁の位置を表している。まず、プラス磁場からマイナス磁場へ掃引した際の磁化状態の変化について説明する。1000 Oe の磁場を印加した状態では、Fig. 3.9 (a) に示すように、磁化がプラスの向きにほぼ飽和している。この状態から磁場を低下させていくと、200 Oe の磁場を印加した状態で、Fig. 3.9 (b) に示すように、非対称リングドットの磁化状態は、リングの両端に磁壁を持つ onion state となっている。さらに磁場を低下させ、磁場が 100 Oe になると、Fig. 3.9 (c) に示すように、リング両端の磁壁は、リング上部へ向けて移動する。さらに磁場を低下させていくと、磁壁はリング上部で消滅し、ゼロ磁場において非対称リングドットの磁化状態は vortex state となる [Fig. 3.9 (d)]。この時の磁化の回転する向きは、反時計回りである。以上の onion state から vortex state への遷

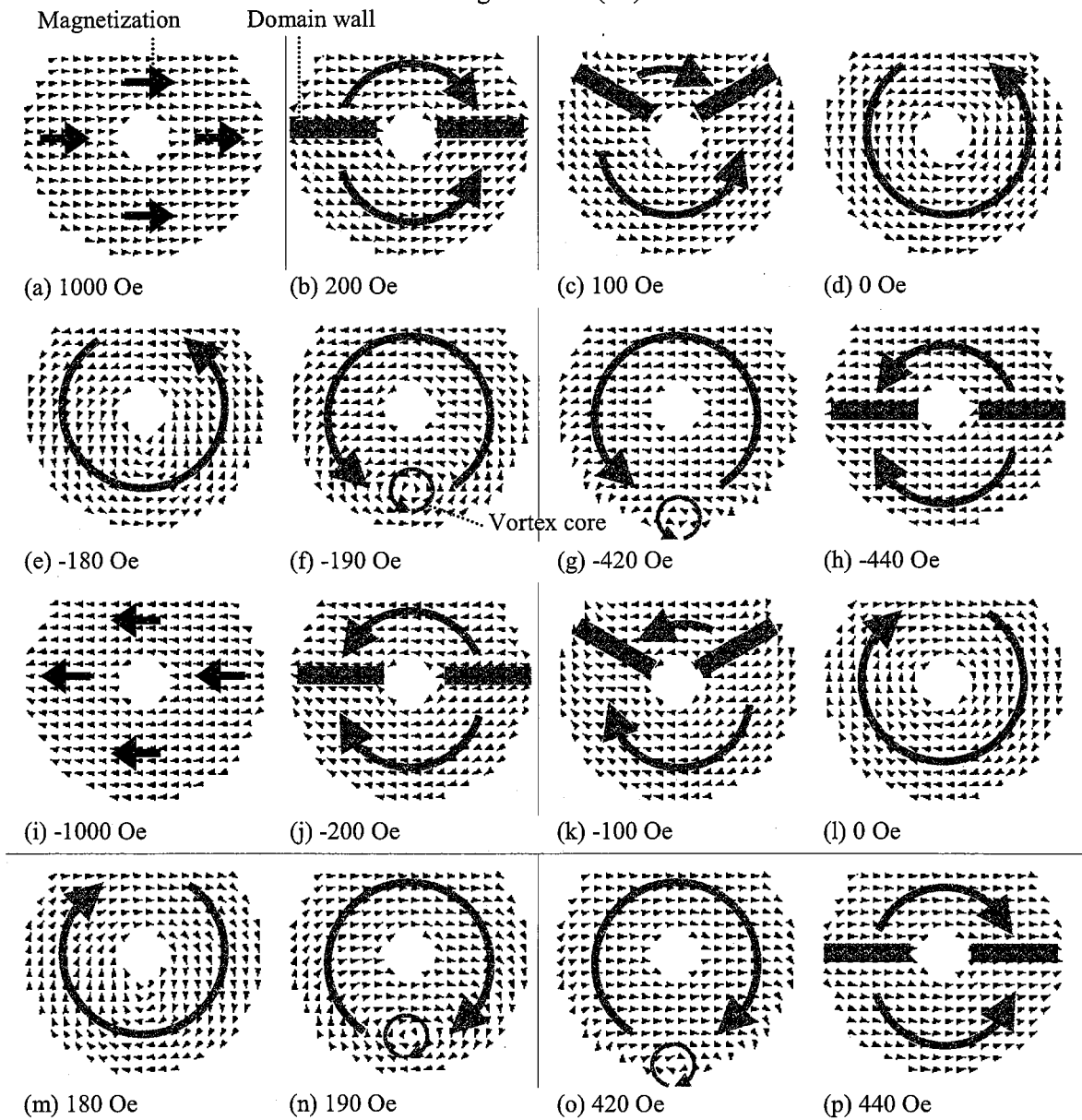
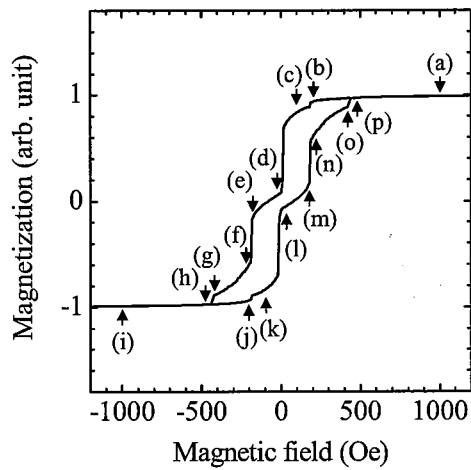


Fig. 3.9. Simulated hysteresis loop and magnetic configurations of the asymmetric ring dots. The size of the asymmetric ring dot is the same as that of the Ring dot A (Ring width = 400 nm). Magnetic configurations (a) ~ (h) are obtained in the sweep of the magnetic field from positive field to negative field, and magnetic configurations (i) ~ (p) are obtained in the sweep of the magnetic field from negative field to positive field.

移過程, および vortex state での磁化の回転する向きは, 実験で得られた結果と同じである. さらに磁場が低下し-180 Oe になっても, 磁化状態は vortex state のままである [Fig. 3.9 (e)]. 磁場が-190 Oe になると, Fig. 3.9 (f) に示すように, リングの下側において, 磁化が膜面垂直方向を向いた vortex core⁽³⁻⁸⁾が発生する. ただし, この結果からは, vortex core がどの位置で発生するかはわからない. これについては第4章で検討する. リング下側で発生した vortex core は, さらに磁場が低下すると, リング外周部へ向けて移動する [Fig. 3.9 (g)]. vortex core がリング外周部で消滅すると, 非対称リングドットの磁化状態は, Fig. 3.9 (h) に示すように, マイナスの向きの磁化を有する onion state となる. 次に, マイナス磁場からプラス磁場へ掃引した際の磁化状態の変化について説明する. -1000 Oe の磁場を印加した状態では, Fig. 3.9 (i) に示すように, 磁化がマイナスの向きにほぼ飽和している. この状態から磁場を上昇させていくと, -200 Oe の磁場を印加した状態で, Fig. 3.9 (j) に示すように, 非対称リングドットの磁化状態は onion state となっている. さらに磁場を上昇させ, 磁場が-100 Oe になると, Fig. 3.9 (k) に示すように, リング両端の磁壁は, リング上部へ向けて移動する. さらに磁場を上昇させていくと, 磁壁はリング上部で消滅し, ゼロ磁場において非対称リングドットの磁化状態は, 時計回りに磁化が還流した vortex state となる [Fig. 3.9 (l)]. この vortex state は, 磁場が上昇し 180 Oe になっても保持されている [Fig. 3.9 (m)]. 磁場が 190 Oe になると, Fig. 3.9 (n) に示すように, リングの下側で vortex core が発生する. この vortex core は, さらに磁場が上昇すると, リング外周部へ向けて移動する [Fig. 3.9 (o)]. vortex core がリング外周部で消滅すると, 非対称リングドットの磁化状態は, Fig. 3.9 (p) に示すように, プラスの向きの磁化を有する onion state となる. 以上の計算結果からわかるように, 非対称リングドットの磁化状態は, 磁場を掃引することにより, onion state から vortex state, さらに最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと変化する. onion state から vortex state への磁化反転は, onion state において存在する磁壁がリング上部へ向けて移動し, 消滅することで進行する. また, vortex state から onion state への磁化反転は, リング下側で vortex core が発生し, その vortex core がリング外周部へ向けて移動し, 消滅することで進行する. 以上のように, MFM 観察から判断した磁化反転過程は, 妥当であることが分かった. また, MFM 観察で明らかにできなかった vortex state から onion state への遷移が, vortex core の発生と消滅によって進行することが明らかとなった.

Fig. 3.10 は, リングの幅が 270 nm と狭い Ring dot C の磁化反転過程を計算した結果である. この場合も, リングの幅が広い Ring dot A と同様に, 磁化状態は onion state から vortex

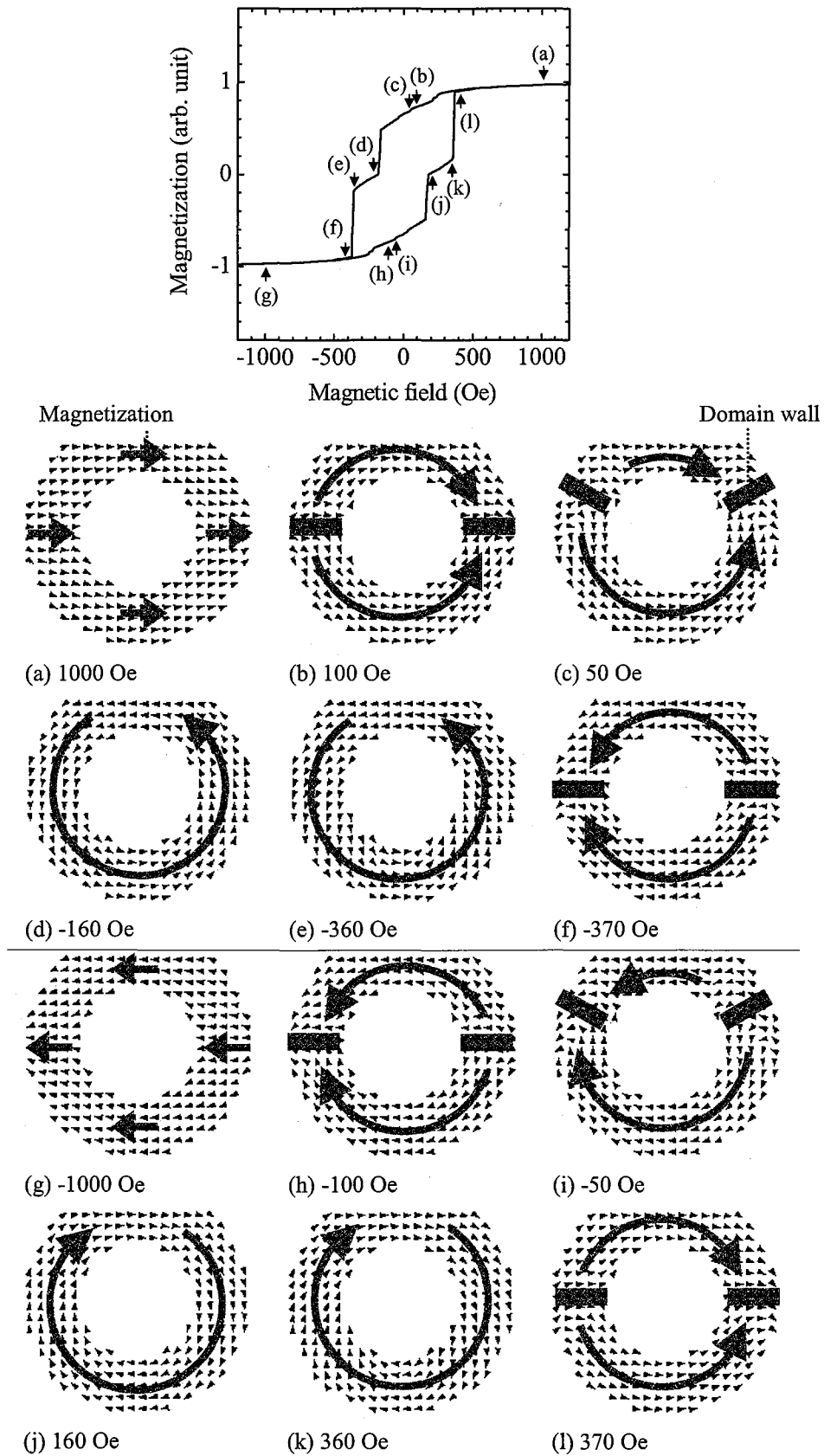


Fig. 3.10. Simulated hysteresis loop and magnetic configurations of the asymmetric ring dots. The size of the asymmetric ring dot is the same as that of the Ring dot C (Ring width = 270 nm). Magnetic configurations (a) ~ (f) are obtained in the sweep of the magnetic field from positive field to negative field, and magnetic configurations (g) ~ (l) are obtained in the sweep of the magnetic field from negative field to positive field.

state, さらに, 最初とは逆向きの磁化を有する onion state へと変化する. onion state から vortex state への磁化反転は, 2つの磁壁がリング上部へと移動し, 消滅することで進行する. ただし, リングの幅が狭い場合, vortex state から onion state への遷移過程において, vortex core の発生が確認できない.

3.2.2 リングの外径が非対称リングドットの磁化状態に及ぼす影響

前節で述べたように, リング外径が約 1000 nm である非対称リングドットはゼロ磁場付近において vortex state を形成する. 非対称リングドットがゼロ磁場付近で vortex state を形成する原因は次のように理解できる. 磁性体の磁化状態は, ゼーマンエネルギー, 交換エネルギー, 静磁エネルギー, 異方性エネルギーの競合によって決定する. これら 4つのエネルギーの総和が最低になる磁化状態が, 安定な磁化状態である. 本章で検討するリングドットがゼロ磁場付近で vortex state を形成する原因を考える場合, ゼロ磁場付近での寄与が小さいゼーマンエネルギーは考えなくてよい. また, 本章で作製した試料を構成する Ni-Fe は, 結晶磁気異方性エネルギーおよび誘導磁気異方性エネルギーが低い材料である. このため, 異方性エネルギーも考えなくてよい. なお, 形状磁気異方性エネルギーは, 静磁エネルギーとして考慮している. 従って, 交換エネルギーおよび静磁エネルギーを考慮することで, リングドットが vortex state を形成する原因を理解できる.

vortex state においては, 磁気モーメントが円周方向に沿って配列しているため, 各磁気モーメントの間には若干の角度差がある. このため, vortex state は単磁区状態と比較して交換エネルギーが若干高い状態である. しかしながら, vortex state では磁束が磁性体内で閉じており, 漏洩する磁束がほとんどない. このため, vortex state は静磁エネルギーが非常に低い状態である. つまり, リングドットの vortex state は, 交換エネルギーが若干高いものの, 静磁エネルギーが非常に低い状態であるため, エネルギー的に安定な磁化状態となる.

磁性メモリセルへの応用が想定されるリングドットは, 高集積化のために, リングのサイズを小さくする必要がある. しかしながら, リングのサイズを小さくすると, リングのサイズが大きい場合よりも, リング内周および外周の曲率半径が減少するため, vortex state における磁気モーメント間の相対的な角度が大きくなり, 交換エネルギーが上昇する. このため, サイズの小さいリングドットにおいては, vortex state がエネルギー的に不安定になる可能性がある. そこで, リングの外径と内径の比を固定してリングの外径を系統的に変

化させた非対称リングドットを作製し、リングの外径が減少した時においても vortex state が安定な磁化状態であるかどうかについて検討した。

3.2.2.1 非対称リングドットの形状

リングの外径を約 400 nm から約 1200 nm まで変化させた試料を作製した。積層構造は、Hf(5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(20 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate である。非対称リングドットの SEM 像、その模式図、SEM 像から求めたサイズを Fig. 3.11 に示す。リングの内径と外径の

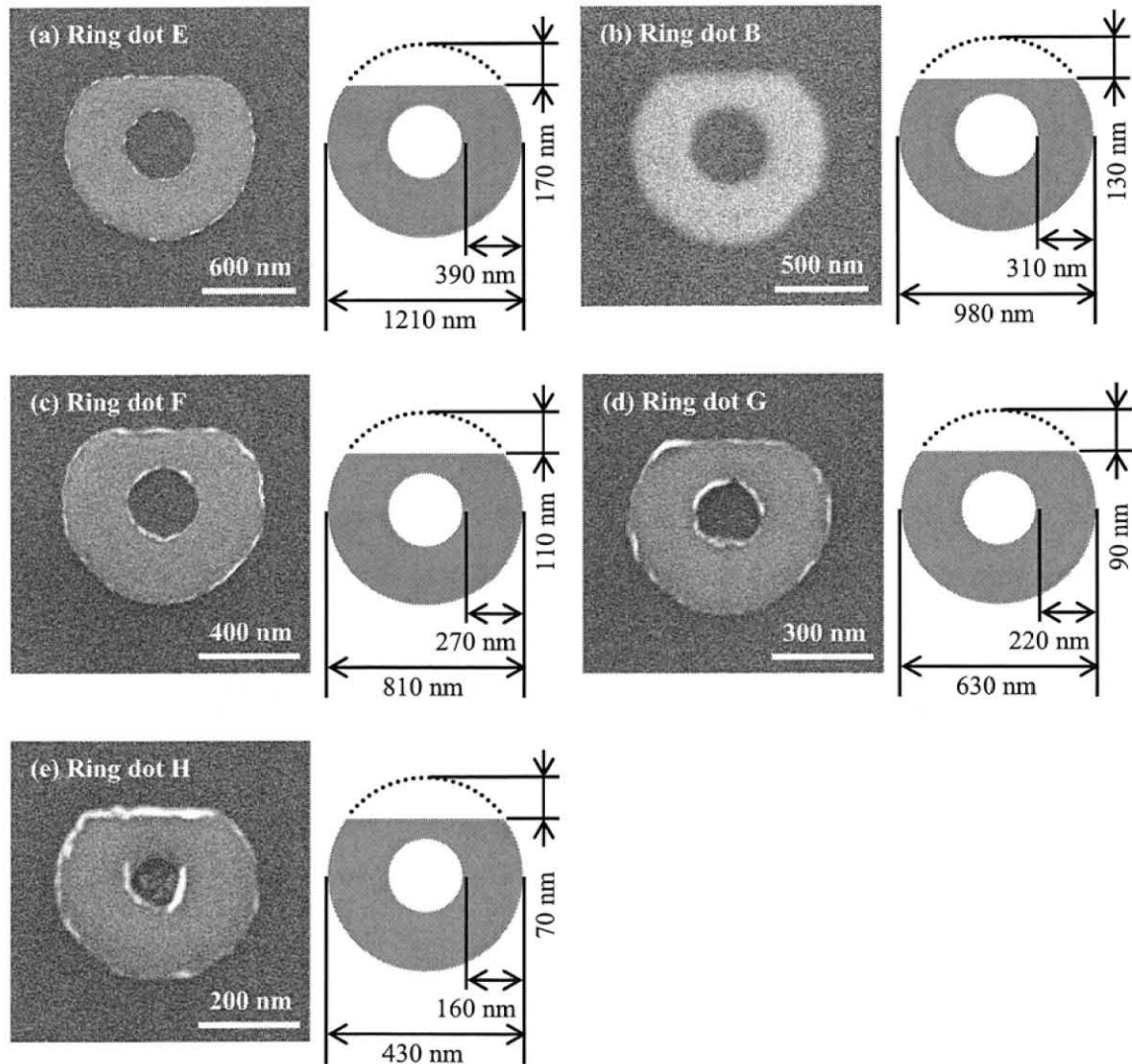


Fig. 3.11. SEM images of the asymmetric ring dots (Ring dot B, E ~ H) with various ring diameters. The ring diameters of the asymmetric ring dots are (a) 1210 nm, (b) 980 nm, (c) 810 nm, (d) 630 nm, and (e) 430 nm.

比, および, 切り欠き部分の長さとのリングの外径の比は, それぞれ約 0.3 (内径/外径) および約 0.15 (切り欠き部分の長さ/外径) に固定している. ドット間の距離はリングの外径と同じ値とした. Fig. 3.11 (a) ~ (e) に示すリングの外径の実測値は, 430 nm から 1210 nm である. また, リングの外径と内径の比 (内径/外径) は 0.32 から 0.37 の範囲にある. 切り欠き部分の長さとのリング外径の比 (切り欠き部分の長さ/外径) は, 0.13 から 0.16 の範囲にある. これらのことから, リングの外径を系統的に変化させた試料がほぼ作製できていることがわかる. 以下では, Fig. 3.11 (a), (c), (d), (e) に示す非対称リングドットを Ring dot E, F, G, H と, それぞれ呼称する. Fig. 3.11 (b) に示した非対称リングドットは, 3.2.1 節で検討した Ring dot B と同じ試料である.

3.2.2.2 非対称リングドットの磁化過程

Fig. 3.12 (a) は, リングの外径が 1210 nm と最も大きい Ring dot E のヒステリシス曲線である. 磁場を印加した方向は, 非対称性を導入するために直線化した部分と平行な方向とし, 図中, 右向きの磁場をプラス磁場, 左向きの磁場をマイナス磁場とした. プラス磁場からマイナス磁場へ掃引した場合のシグナルの変化について説明する. 磁化が飽和した状態から磁場を低下させると, ゼロ磁場付近でシグナルは急激に低下して 0 に近い値となる. さらにマイナスの向きに磁場を掃引すると, -160 Oe 付近までシグナルは 0 に近い値を維持する. シグナルが 0 に近い値を示す磁場の範囲において, 非対称リングドットの磁化状態は vortex state であると推察できる. さらに磁場が低下すると, -160 Oe ~ -170 Oe の磁場においてシグナルは急激に低下し, これよりマイナスの磁場ではマイナスの向きに磁化が飽和している. マイナス磁場からプラス磁場へ掃引した場合も同様に, ヒステリシス曲線はゼロ磁場付近, および 160 Oe ~ 170 Oe で急激なシグナルの変化を示している. また, ゼロ磁場付近において, シグナルは 0 に近い値を示しており, 磁化状態が vortex state であることが推察される. 以上の結果から, Ring dot E はゼロ磁場付近で vortex state を形成していると考えられる.

Fig. 3.12 (b), (c), (d), (e) は, それぞれ Ring dot B, F, G, H のヒステリシス曲線である. Ring dot B, F, G, H のリング外径は, それぞれ 980 nm, 810 nm, 630 nm, 430 nm である. いずれの場合も, ヒステリシス曲線は 2 段階のステップを形成している. また, ゼロ磁場付近において, シグナルが 0 に近い値を示している. 以上のことから, リングの外径が約

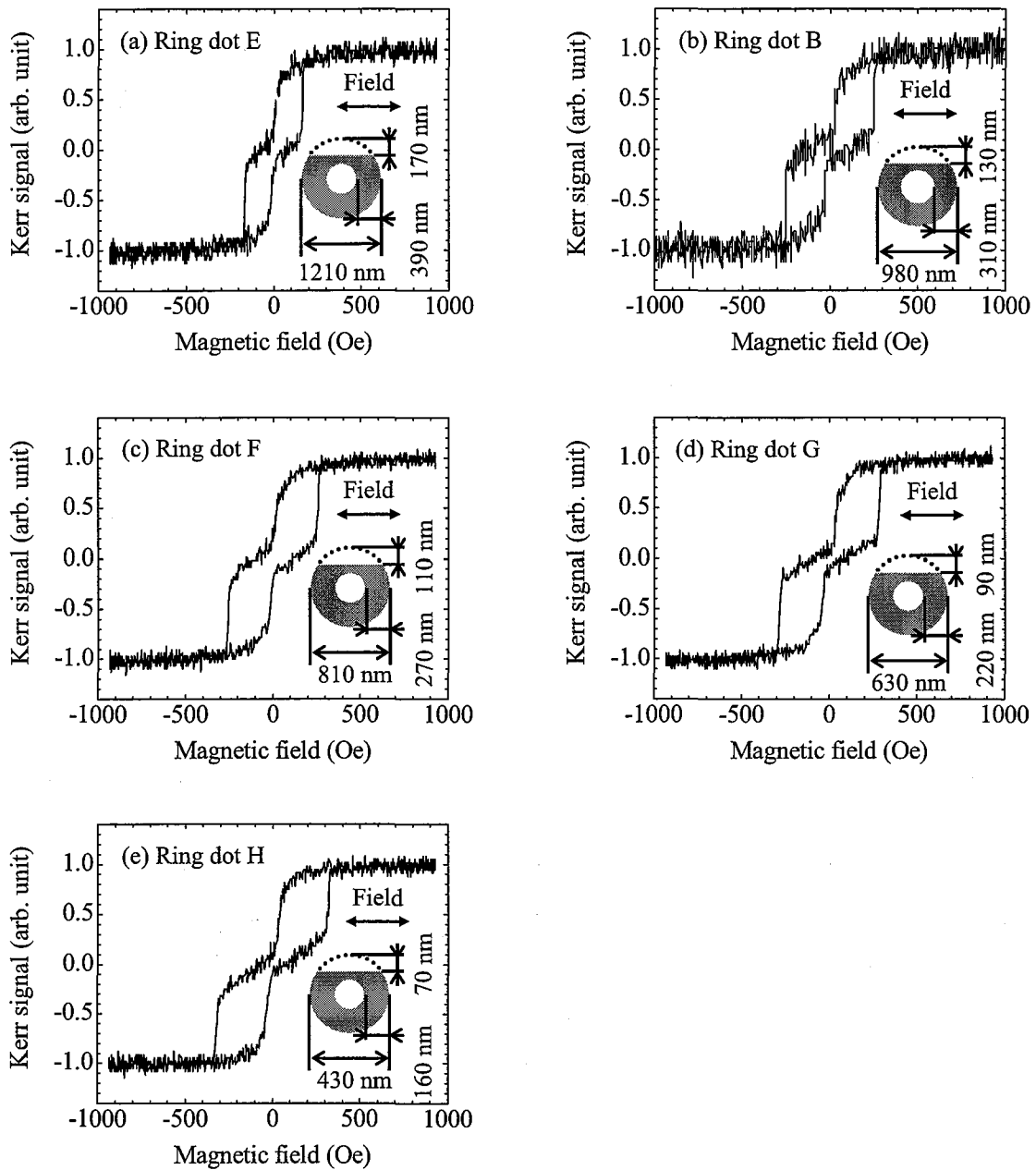


Fig. 3.12. MOKE hysteresis loops of the asymmetric ring dots (Ring dot B, E ~ H) with various ring diameters. The ring diameters of the asymmetric ring dots are (a) 1210 nm, (b) 980 nm, (c) 810 nm, (d) 630 nm, and (e) 430 nm.

400 nm から 1000 nm の試料も、リングの外径が約 1200 nm の試料と同様に、ゼロ磁場付近で vortex state を形成していると考えられる。次に、リングの外径が変化した場合の磁化反転磁場を比較する。Fig. 3.13 は、vortex state から onion state への磁化反転磁場 H_{SW} を、リングの外径に対してプロットしたグラフである。図からわかるように、リングの外径が減少

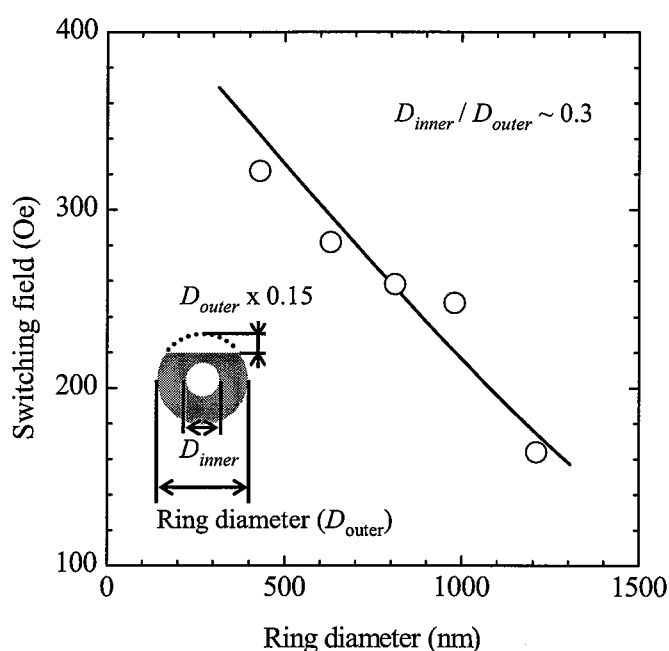


Fig. 3.13. Effects of the ring diameter on the switching field of the transition from the vortex state to the onion state.

するに従い、磁化反転磁場 H_{SW} は高くなる。本節で検討した試料は、リングの外径と内径の比がほぼ一定であるため、リングの外径が減少するとリングの幅も減少する。このため、リングの外径が減少するに従い磁化反転磁場 H_{SW} が上昇した主な原因は、リング幅の減少であると考えられる。

3.2.2.3 非対称リングドットの磁化状態

前節で説明した結果から、外径を 400 nm から 1210 nm まで変化させた非対称リングドットは、ゼロ磁場付近で vortex state を形成していることが推察された。そこで、これらの試料の磁化状態が実際に vortex state であることを確認するため、リングの外径が最も大きい Ring dot E およびリングの外径が最も小さい Ring dot H の MFM 観察を行った。Fig. 3.14 は、リングの外径が 1210 nm と最も広い Ring dot E の MFM 像である。MFM 像における白いスポットおよび黒いスポットは、MFM チップと試料の間に斥力および引力が、それぞれ働いていることを意味する。MFM 観察を行う際の磁場の印加方向は、非対称性を導入するために直線化した部分と平行な方向とし、図中、右向きをプラス磁場、左向きの磁場を

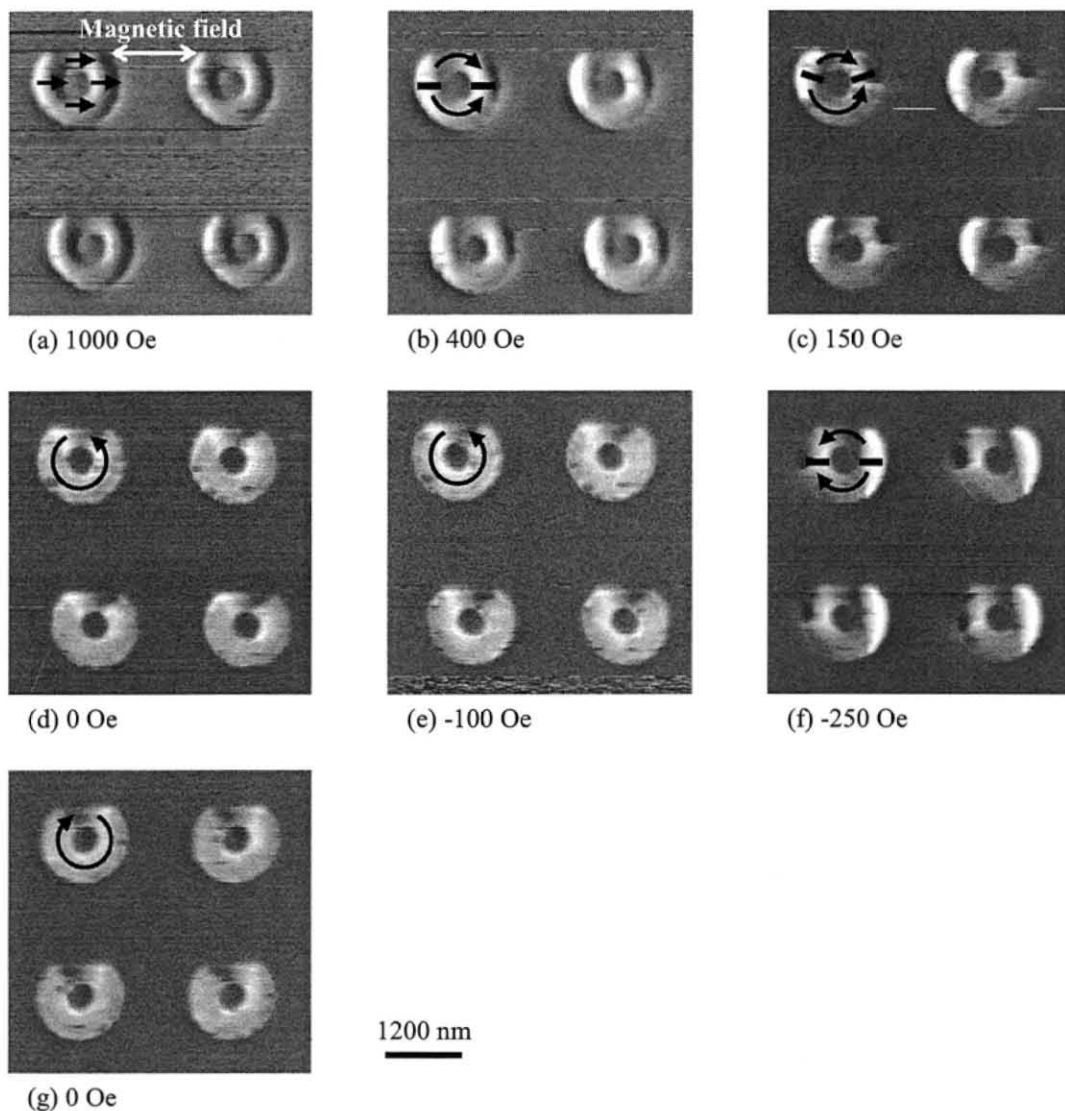


Fig. 3.14. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot E) with a 1210 nm ring diameter. Images (a) - (f) are observed in the sweep of the magnetic field from 1000 Oe to -1000 Oe, and image (g) is observed in the sweep of the magnetic field from -1000 Oe to 1000 Oe.

マイナス磁場とした。図中に示す矢印および直線は、それぞれ磁化の向きおよび磁壁の位置を表している。Fig. 3.14 (a) ~ (f) は 1000 Oe から -1000 Oe へ磁場を掃引する過程において観察した MFM 像である。1000 Oe の磁場では、リング外周においては、右側のエッジが黒くなっており、左側のエッジが白くなっている。また、リング内周においては、右側のエッジが白くなっており、左側のエッジが黒くなっている [Fig. 3.14 (a)]。従って、Fig. 3.14 (a) では、磁化がプラスの向きに飽和していることがわかる。磁場が 400 Oe まで低下すると、リング両端に見える白と黒のスポットの縦方向の長さが短くなっており [Fig. 3.14 (b)],

磁化状態が onion state になっていることがわかる⁽³⁻⁷⁾. さらに磁場が 150 Oe まで低下すると、2つの磁壁はリング上部へ向けて移動する [Fig. 3.14 (c)]. これら2つの磁壁がリング上部で消滅すると、ゼロ磁場において非対称リングドットは反時計回りの vortex state を形成する [Fig. 3.14 (d)]. ゼロ磁場から引き続き磁場が低下しても、-100 Oe において磁化状態は vortex state のままである [Fig. 3.14 (e)]. 磁場が-250 Oe まで低下すると、磁化状態は onion state となる [Fig. 3.14 (f)]. 以上が、プラスからマイナスまで磁場を変化させた時の磁化状態の変化である. これとは逆に、マイナスからプラスまで磁場を変化させた時も、磁化

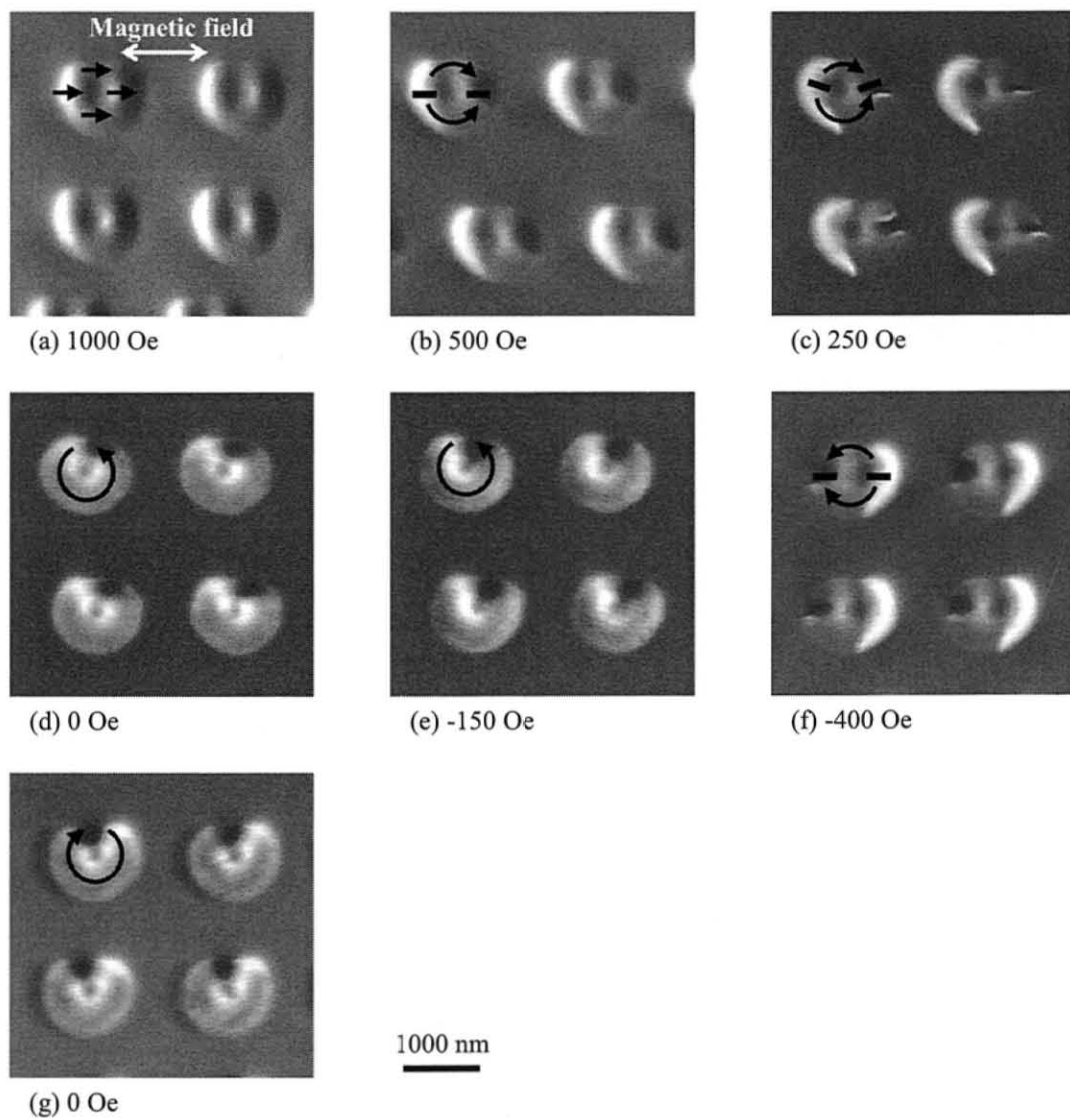


Fig. 3.15. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot H) with a 430 nm ring diameter. Images (a) - (f) are observed in the sweep of the magnetic field from 1000 Oe to -1000 Oe, and image (g) is observed in the sweep of the magnetic field from -1000 Oe to 1000 Oe.

状態は onion state から vortex state, さらに最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと変化する。ただし, この場合の vortex state における磁化の回転する向きは, Fig. 3.14 (g) に示すように時計回りである。以上の結果から, リング外径の最も大きい Ring dot E は, ゼロ磁場付近で vortex state を形成することがわかる。

Fig. 3.15 は, リングの外径が 430 nm と最も小さい Ring dot H の MFM 像である。リングの外径が 430 nm である非対称リングドットの場合でも, 磁場を掃引することで, 磁化状態は onion state から vortex state, さらに最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと変化する。onion state から vortex state への磁化反転は, 磁壁がリング上部へ向けて移動し, 消滅することで進行する。また, プラスの磁場を印加した後のゼロ磁場における磁化の回転する向きは反時計回りであり [Fig. 3.15 (d)], マイナスの磁場を印加した後のゼロ磁場における磁化の回転する向きは時計回りである [Fig. 3.15 (g)]. 以上の結果から, リングの外径が最も小さい Ring dot H でも, ゼロ磁場付近における磁化状態は vortex state であることがわかる。

3.2.2.4 シミュレーションによる磁化反転過程の解析

前節で述べたように, リングの外径が小さい場合でも, 非対称リングドットはゼロ磁場付近で vortex state を形成することが明らかとなった。この結果が妥当であるかどうかを確認するために, マイクロマグネティクスシミュレーションを行った。計算を行ったリングの形状は, リングの外径が最も大きい Ring dot E (リングの外径 = 1210 nm) と, リングの外径が最も小さい Ring dot H (リングの外径 = 430 nm) に対応する形状とした。セルサイズは, $(X, Y, Z) = (10 \text{ nm}, 10 \text{ nm}, 10 \text{ nm})$ とした。

Fig. 3.16 は, リングの外径が 1210 nm と最も大きい Ring dot E の磁化反転過程を計算した結果である。外部磁場はリングの直線化した部分と平行な方向に印加した。以下では, 図中, 右向きの磁場をプラス磁場, 左向きの磁場をマイナス磁場とする。図中に示す小さい矢印は, 6×6 個のセルにおける磁化の平均の向きを, 大きい矢印は小さい矢印から推測した, 全体的な磁化の向きを表したものである。1000 Oe から磁場を低下させると, ドットの磁化状態は一方向に飽和した状態 [Fig. 3.16 (a)] から onion state [Fig. 3.16 (b)] へと変化する。さらに磁場が低下すると, 実験結果と同様に磁壁がリング上部へ向けて移動し [Fig. 3.16 (c)], 磁場が -120 Oe になると, 磁化状態は反時計回りの磁化を有する vortex state となる

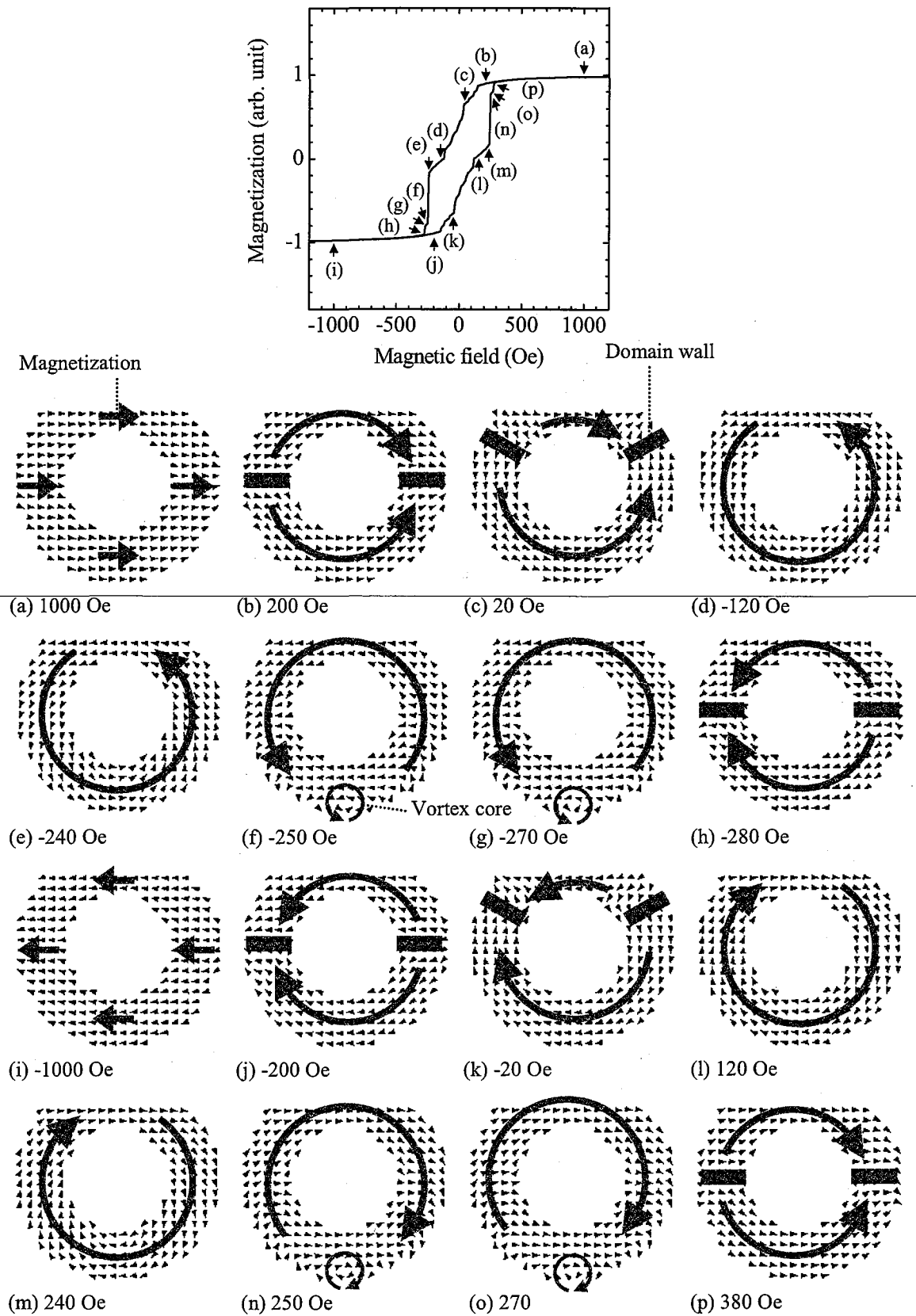


Fig. 3.16. Simulated hysteresis loop and magnetic configurations of the asymmetric ring dots. The size of the asymmetric ring dot is the same as that of the Ring dot E (Ring diameter = 1210 nm). Magnetic configurations (a) ~ (h) are obtained in the sweep of the magnetic field from positive field to negative field, and magnetic configurations (i) ~ (p) are obtained in the sweep of the magnetic field from negative field to positive field.

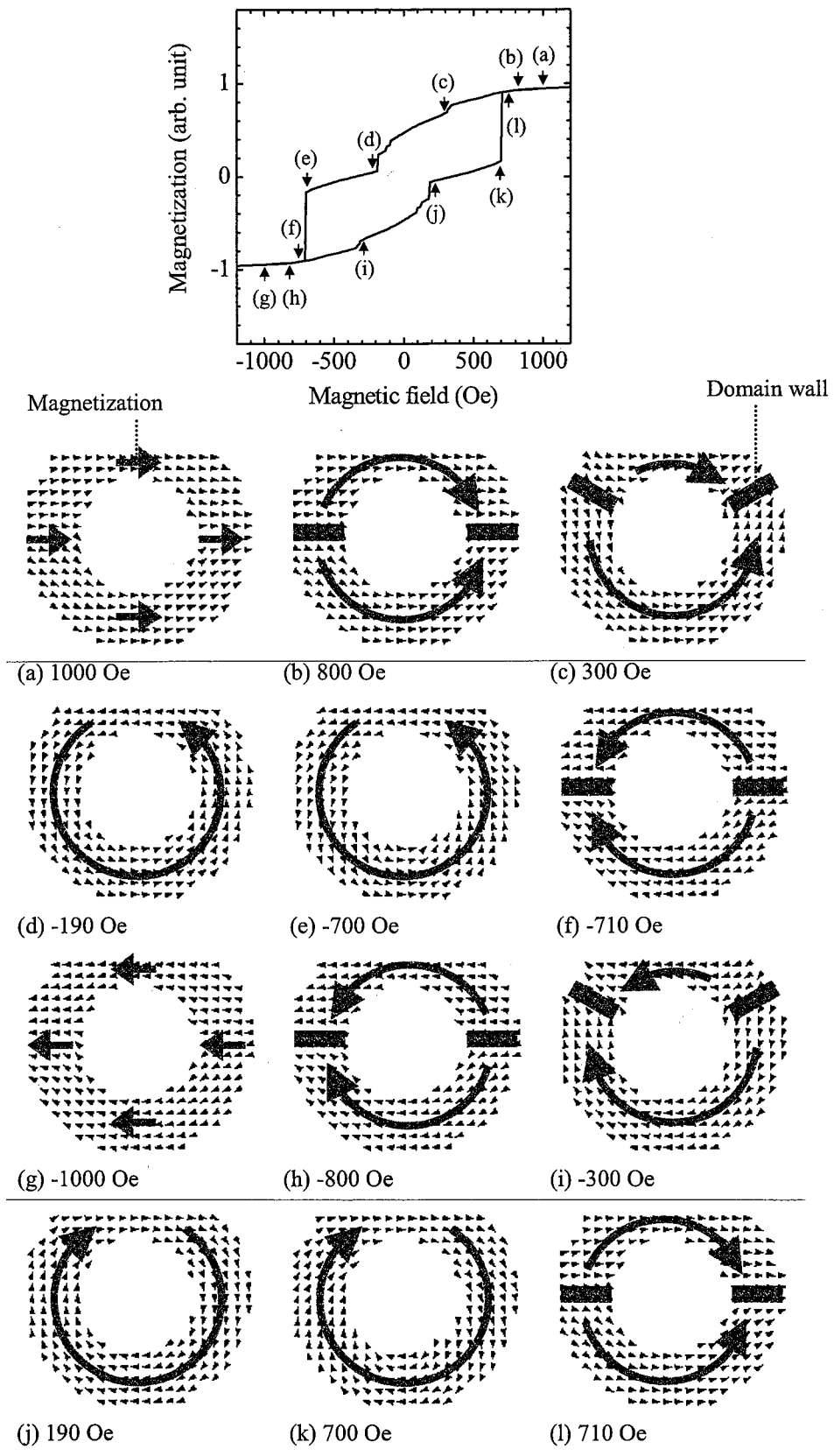


Fig. 3.17. Simulated hysteresis loop and magnetic configurations of the asymmetric ring dots. The size of the asymmetric ring dot is the same as that of the Ring dot H (Ring diameter = 430 nm). Magnetic configurations (a) ~ (f) are obtained in the sweep of the magnetic field from positive field to negative field, and magnetic configurations (g) ~ (l) are obtained in the sweep of the magnetic field from negative field to positive field.

[Fig. 3.16 (d)]. -120 Oe から-240 Oe まで、磁化状態は vortex state のままである [Fig. 3.16 (e)]. 続いて磁場が低下すると、リングの下側で vortex core が発生する [Fig. 3.16 (f)]. この vortex core がリング下側の外周部で消滅すると [Fig. 3.16 (g)], 磁化状態は onion state [Fig. 3.16 (h)] となる. 一方、マイナスからプラスへ磁場を掃引した場合も、Fig. 3.16 (i) ~ (p) に示すように、非対称リングドットの磁化状態は vortex state から onion state, さらに最初とは逆向きの磁化を持つ onion state へと変化する. 以上のように、Ring dot E はゼロ磁場付近で vortex state を形成することがわかる. このため、実験結果より得られた磁化状態が妥当であることがわかる. また、MFM 観察では確認できなかった vortex state から onion state への遷移が、vortex core の発生と消滅によって進行することがわかった. ただし、シミュレーション結果から、vortex core が発生する位置を特定することはできなかった. これについては第 4 章で検討する.

Fig. 3.17 は、リングの外径が 430 nm と最も小さい Ring dot H の磁化反転過程を計算した結果である. 図中に示す小さい矢印は、2 x 2 個のセルにおける磁化の平均の向きを、大きい矢印は小さい矢印から推測した、全体的な磁化の向きを表したものである. リングの幅が最も大きい Ring dot E の場合と同様に、磁場を掃引すると、非対称リングドットの磁化状態は onion state から vortex state, さらに最初とは逆向きの磁化を有する onion state へと変化する. また、onion state から vortex state への磁化反転は、2 つの磁壁がリング上部へと移動し、消滅することで進行する. ただし、リングの外径が小さい場合、リングの外径が大きい場合と異なり、vortex state から onion state への遷移過程で vortex core が確認できない. 以上の結果から、リングの外径が最も小さい Ring dot H においても、ゼロ磁場付近の磁化状態は vortex state であることがわかる.

3.3 リングの幅が磁化反転過程に及ぼす影響

本節では、リングの幅が磁化反転過程に及ぼす影響について考察する. 3.2.1 節で明らかにしたように、リングドットの磁化状態は、onion state から vortex state へと変化する. さらに最初とは逆向きの磁化を有する onion state へと変化する. onion state から vortex state への磁化反転は、2 つの磁壁がリング上部へ向けて移動し、消滅することで進行する. 2 つの磁壁がリング上部へ向けて移動する原因は、磁場の掃引に対するゼーマンエネルギー、交換エネルギー、静磁エネルギー、異方性エネルギーの変化を考えることで理解できる⁽³⁻⁵⁾. ただ

し、磁壁の移動する向きを考える場合、磁壁の移動する方向に対してほぼ対称な変化を示す交換エネルギーは、無視しても差し支えない。また、本章で作製した試料は、結晶磁気異方性エネルギーおよび誘導磁気異方性エネルギーが非常に低い Ni-Fe から構成されている。このため、異方性エネルギーも考慮しなくてよい。なお、形状磁気異方性エネルギーは静磁エネルギーとして考慮している。このため、ここではゼーマンエネルギーおよび静磁エネルギーの変化のみを考えればよい。外部磁場が低下し、ゼーマンエネルギーの寄与が低下すると、静磁エネルギーを低下させるために、ドットの磁化状態は onion state から vortex state へと変化する。この時、リングの上側ではリングの外周を直線化しているため、磁束が漏洩している。つまり、リング上部に位置するドメインでは、リング下部に位置するドメインよりも、単位体積当たりの静磁エネルギーが高い。このため、onion state から vortex state へと磁化反転が進行する際、単位体積当たりの静磁エネルギーが高いリング上部のドメインを減少させるため、磁壁はリング上部へと移動する⁽³⁻⁵⁾。

次に、vortex state から onion state への磁化反転過程について述べる。リングの幅が広い場合、vortex state から onion state への磁化反転は、vortex core がリングの下側で発生し、この vortex core が外周部へ向けて移動して消滅することで進行する。一方、リングの幅が狭い場合、vortex state から onion state への磁化反転過程において vortex core の発生は確認されなかった。リングの幅が狭い場合に vortex core が確認できなかった原因は、vortex core の発生による交換エネルギーおよび静磁エネルギーの変化について考えることで理解できる。なお、ここでは磁化反転が起こる磁場については議論しないため、ゼーマンエネルギーの変化については考慮しなくてもよい。vortex core が発生すると、vortex core が発生した領域では磁気モーメント間の相対的な角度が大きくなるため、その領域での交換エネルギーが上昇する。vortex core が幅の狭いリングで発生すると、磁気モーメント間の角度が小さい領域に対する、磁気モーメント間の角度が大きい領域が比較的広くなるため、リングの幅が広い場合よりも単位体積当たりの交換エネルギーが高くなる⁽³⁻⁴⁾。また、vortex core の周辺領域では、磁気モーメントがリングの幅方向を向いているため、その領域では静磁エネルギーが上昇する。幅の狭いリングの場合、磁気モーメントが幅方向を向いた際の反磁場が高くなるため、リングの幅が広い場合よりも単位体積当たりの静磁エネルギーが大きく上昇する。以上の説明より、リングの幅が狭い場合、リングの幅が広い場合よりも、vortex core の発生により単位体積当たりのエネルギーが大きく上昇するため、vortex core の現れる磁化状態がエネルギー的に不安定であることがわかる。このため、vortex core の発生は、幅の広いリン

グでのみ確認されたと考えられる。ただし, vortex state から onion state への磁化反転過程は, シミュレーションによって明らかになったものであり, 実験結果では確認できなかった。実験による vortex state から onion state への磁化反転過程の検討は, 第 4 章で行う。

次に, Fig. 3.4 に示した, リングの幅が狭いほど, vortex state から onion state への磁化反転磁場が高くなるという結果について考察する。この結果については, 磁化反転が進行する際の静磁エネルギー, 交換エネルギー, ゼーマンエネルギーの変化を考えることで理解できる。前述の通り, リングの幅が狭いほど, 磁化反転が進行する時, 単位体積当たりの交換エネルギーおよび静磁エネルギーが大きく上昇する。つまり, リングの幅が狭いほど, 磁化反転のエネルギー障壁が高くなる。このため, リングの幅が狭いほど, 高磁場まで磁化反転が起こらないと理解できる⁽³⁻⁷⁾。

3.4 結言

リングの幅を系統的に変化させた非対称リングドットを作製し, リングの幅が onion state と vortex state の間で起こる磁化反転過程に及ぼす影響について検討を行った。また, リングの外径と内径の比を固定してリング外径を変化させた試料を作製し, リングの外径が磁化状態に及ぼす影響について検討した。その結果, 以下の知見が得られた。

- (1) 非対称リングドットの磁化反転過程を検討したところ, 磁場を掃引すると, 非対称リングドットの磁化状態は onion state から, vortex state, さらに最初とは逆向きの磁化を有する onion state へと変化することがわかった。
- (2) 非対称リングドットの磁化状態が onion state である時, リング上部に位置するドメインでは, リング下部に位置するドメインよりも, 単位体積当たりの静磁エネルギーが高い。このため, onion state から vortex state へと磁化反転が進行する際, 単位体積当たりの静磁エネルギーが高いリング上部のドメインを減少させるため, 磁壁はリング上部へと移動する。
- (3) マイクロマグネティクスシミュレーションによって, vortex state から onion state への遷移過程を検討したところ, リングの幅が広い場合, リングの下側において, 磁化が膜面垂直方向を向いた vortex core が発生することが明らかとなった。
- (4) リングの幅が vortex state から onion state への磁化反転磁場に及ぼす影響を検討したところ, リングの幅が狭くなるに従い, 磁化反転磁場が高くなることが明らかとなった。

- (5) リングの外径が減少した時においても vortex state が安定な磁化状態であるかどうかについて検討したところ、リングの外径が 430 nm の場合でも、非対称リングドットは vortex state を形成することが明らかとなった。

参考文献

- (3-1) J.G. Zhu, Y. Zheng, and G.A. Prinz, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 6668.
- (3-2) W. Jung, F.J. Castaño, C.A. Ross, R. Menon, A. Patel, E.E. Moon, and H.I. Smith, *J. Vac. Sci. Technol. B* 22 (2004) 3335.
- (3-3) J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C.A.F. Vaz, A. Bleloch, J.A.C. Bland, Z. Cui, and R. Speaks, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1098.
- (3-4) M. Kläui, C.A.F. Vaz, L. Lopez-Diaz, and J.A.C. Bland, *J. Phys.: Conds. Matter* 15 (2003) R985.
- (3-5) R. Nakatani and M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 (2003) 100.
- (3-6) R. Nakatani, T. Yoshida, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuriowa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 6714.
- (3-7) I. Sasaki, R. Nakatani, T. Yoshida, K. Otaki, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuroiwa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *Mater. Sci. Forum* 512 (2006) 171.
- (3-8) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, T.L. Monchesky, J. Unguris, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, A. Locatelli, L.J. Heyderman, and Z. Cui, *Phys. Rev. Lett.* 68 (2003) 134426.
- (3-9) M.R. Scheinfein and J.L. Blue, *J. Appl. Phys.* 69 (1991) 7740.

第4章 強磁性層からなる非対称リングドットにおける vortex state から onion state への磁化反転過程

4.1 はじめに

第3章では、磁化自由層に対応する積層構造を有する、つまり、強磁性層からなる非対称リングドットにおける vortex state と onion state との間で起こる磁化反転過程について検討した。その結果、onion state から vortex state への磁化反転過程において、リング両端の磁壁がリング上部へ向けて移動し、消滅することが明らかになった^(4-1,2)。また、リングの幅が400 nm以上の試料において、vortex state から onion state への磁化反転が進行する時、膜面垂直方向の磁化成分を有する vortex core^(4-3~7)がリングの下側で発生し、外周部へ向けて移動し、消滅することがマイクロマグネティクスシミュレーションより明らかとなった。しかし、vortex core の発生は、実験により確認されていない。さらに、リングの幅が300 nm以下の試料では、vortex state から onion state への磁化反転過程における vortex core の存在および挙動に関する知見がほとんど得られていない。

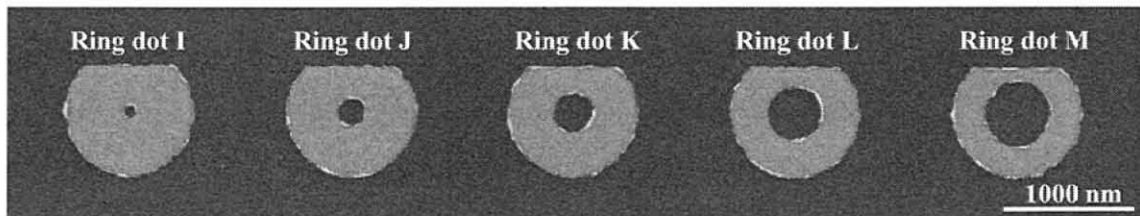
前述の vortex state から onion state へと磁化状態が遷移する過程に関しては、(1) 実験により vortex core の発生を確認すること、(2) vortex core の発生する位置を明らかにすること、(3) リングの幅が狭い場合の知見を得ることが重要である。これら3つの項目を明らかにするために、第3章では、磁気力顕微鏡 (Magnetic Force Microscopy, MFM) を用いた検討を行った。しかし、MFM 観察では MFM チップが試料表面に近接するため、チップから発生する漏洩磁場が試料の磁化状態に影響を及ぼし、vortex state から onion state への遷移過程における磁化状態を明らかにすることができなかった。従って、上記3つの項目を明らかにするには、試料の磁化状態に影響を及ぼさない方法により、磁場を掃引しながら、磁性体の局所点における磁化反転過程を測定する必要がある。以上のような測定を行うために、本章の実験では、遠藤らの開発した磁場スイープ (Magnetic Field Sweeping, MFS) -MFM 測定法^(4-8,9)を用いた。

4.2 実験結果

4.2.1 非対称リングドットの形状

微細加工プロセスによって、リングの幅を 260 nm から 460 nm まで変化させた試料を作製した。非対称リングドットの走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscopy, SEM) 像、その模式図、SEM 像から求めたサイズを Fig. 4.1 に示す。積層構造は、Hf(5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(20 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate である。リングの外径は約 1000 nm に、非対称性を導入するために直線化した部分の半径方向の長さ (以下、切り欠き部分の長さと呼ぶ) は約 150 nm に固定している。ドット間の距離は約 800 nm とした。SEM 像から求めたリングの幅の実測値は、460 nm, 410 nm, 360 nm, 310 nm, 260 nm である。リングの外径および切り欠き部分の長さは、それぞれ 1000 nm ~ 1020 nm および 150 nm ~ 160 nm の範囲にある。これらのことから、リングの幅を系統的に変化させた試料がほぼ作製できていることがわかる。以下では、リングの幅が 460 nm, 410 nm, 360 nm, 310 nm, 260 nm の非対称リングドットを、それぞれ Ring dot I, J, K, L, M と呼称する。

(a)



(b)

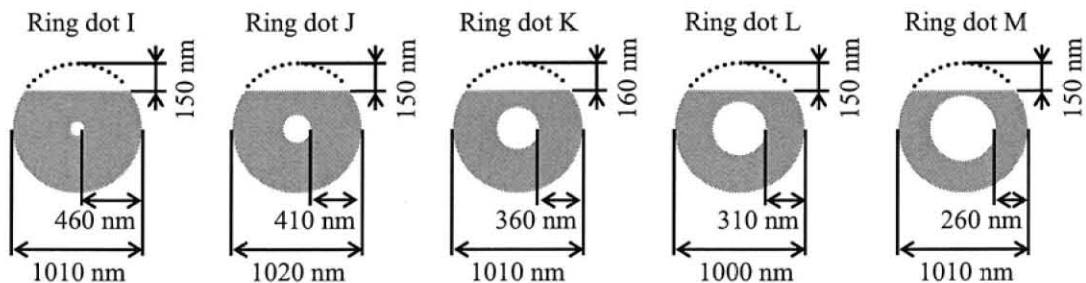


Fig. 4.1. (a) SEM image and (b) schematic illustrations of the asymmetric ring dots. (Ring dot I ~ M)

4.2.2 非対称リングドットの磁化反転過程

本節では、MFS-MFM 測定によって得られた磁場-位相曲線について説明する。Fig. 4.2 は、リングの幅が 460 nm と最も広い Ring dot I の磁場-位相曲線である。最上段の MFM 像には、測定点の位置を示してある。vortex core の発生は、vortex state から onion state へと磁化状態が遷移する際に、磁場の向きと磁気モーメントの向きが反平行になっている部分で起こると推察できる。このため、上記状態となっているリング下部に対して測定を行った。測定点 1 および測定点 10 は、それぞれリング内周側の端部およびリング外周側の端部に設定した。試料ステージのドリフトなどにより測定点の位置がずれた場合でも、ずれた後の測定点は目的とする位置から半径 5 nm 以内の範囲に収まっている。各測定点の間隔は、等間隔であり約 50 nm とした。これらの磁場-位相曲線において、位相の値が低下する場合、探針と試料との間に引力が働いていることを示す。一方、位相の値が上昇する場合、探針と試料との間に斥力が働いていることを示す。印加した磁場の方向は非対称リングドットの直線化した部分と平行な方向とし、図中、右向きの磁場をプラス磁場、左向きの磁場をマイナス磁場としている。

最初に、測定点 1 の結果について述べる。以下は、500 Oe から -500 Oe へ磁場を掃引した時の磁場-位相曲線に関する説明である。500 Oe から磁場が低下すると、位相はゼロ磁場までほとんど変化しない。500 Oe からゼロ磁場までは、第 3 章で述べたように、リング両端の磁壁がリング上部へ向けて移動し、消滅することで、onion state から vortex state への磁化反転が起こる磁場の範囲である。この磁場の範囲では、リング下側の磁気モーメントの配列はほとんど変化しないため、リング下側の測定点 1 において観測した位相が変化しなかったものと考えられる。ゼロ磁場付近からさらに磁場が低下すると、-150 Oe 付近までは位相が緩やかに減少する。ゼロ磁場付近から -150 Oe 付近までの位相の変化から、磁気モーメントの配列が以下に述べるように変化していることがわかる。ゼロ磁場付近においては、Fig. 4.3 (a) に示すように、磁気モーメントが円周方向に沿って配列しているため、漏洩磁場が発生しない。ゼロ磁場付近から磁場が低下すると、位相が緩やかに減少する。これは、磁場の掃引により、リング内周部で膜面垂直方向の成分をもつ漏洩磁場が発生し、その漏洩磁場が少しずつ高くなっていることを示す。この原因は、Fig. 4.3 (b) に示すように、リング内周部で回転半径の比較的小さい磁気モーメントの配列ができつつあり、磁気モーメ

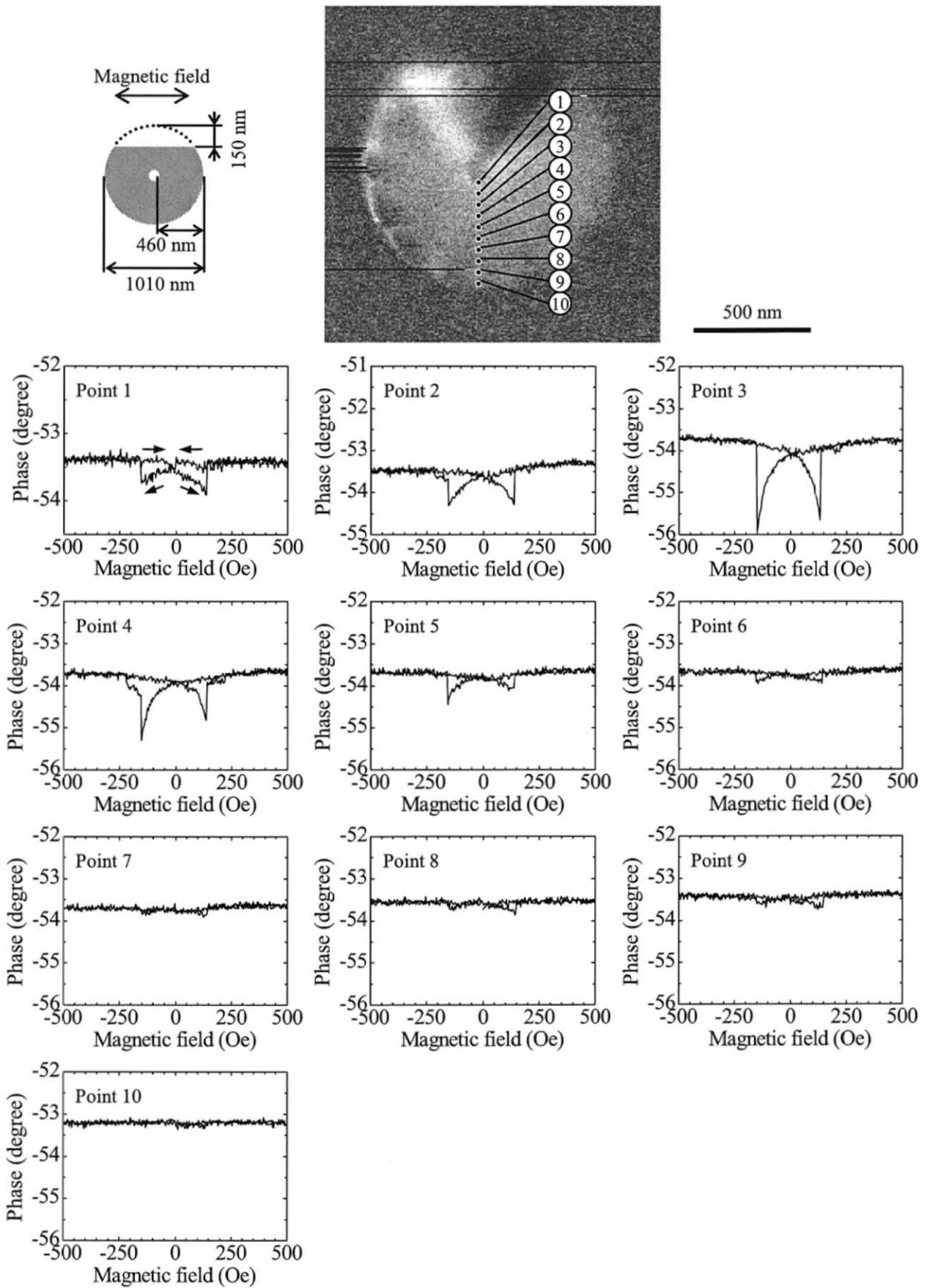


Fig. 4.2. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot I). The ring width is 460 nm. The top image shows the points of the measurements.

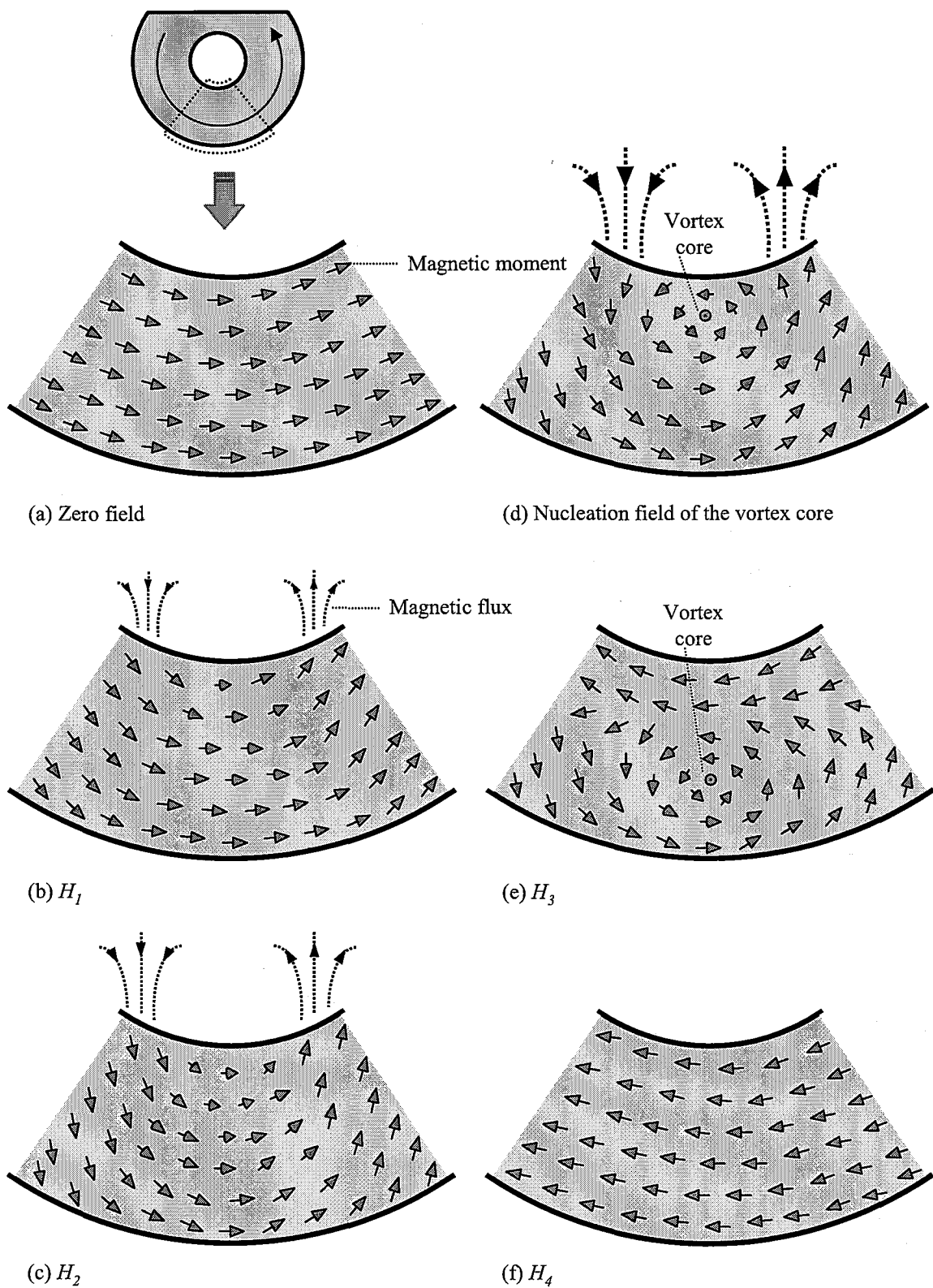


Fig. 4.3. Magnetic configurations in the lower part of the asymmetric ring dots in the sweep from positive fields to negative fields. Image (a) shows the vortex state. Images (b) and (c) show the intermediate state. Image (d) shows the nucleation of the vortex core. Image (e) shows the motion of the vortex core. Image (f) shows the onion state. (Magnetic field : $H_4 < H_3 < \text{Nucleation field} < H_2 < H_1 < \text{Zero field}$)

ント間の交換エネルギーを低減させるために、測定点 1 付近において磁気モーメントが膜面垂直方向の成分をもつようになるためである。また、磁場が低下するに従い、Fig. 4.3 (c) に示すように、磁気モーメントの配列の回転半径はさらに小さくなり、リング内周部における磁気モーメントの配列が vortex core の状態に近づく。さらに磁場が低下すると、-150 Oe 付近において位相が急激に上昇する。この原因は以下のように考えられる。-150 Oe 付近での位相の急激な上昇は、-150 Oe 付近で膜面垂直方向の成分をもつ漏洩磁場が消失したこと、すなわち、磁気モーメントの膜面垂直方向の成分が無くなったことを意味する。従って、-150 Oe では、Fig. 4.3 (d) に示すようにリング内周部の回転半径の小さい磁気モーメントの配列が vortex core がとなり、この vortex core が、狭い磁場の範囲で Fig. 4.3 (e) に示すようにリング外周部へ向けて移動し、消滅したものと考えられる。vortex core がリング外周部で消滅すると、磁気モーメントの配列は Fig. 4.3 (f) に示す、リング内周部から磁束がほとんど漏洩しない状態となる。

一方、-500 Oe から 500 Oe まで磁場を掃引した時も、ゼロ磁場付近から 150 Oe 付近まで位相は緩やかに低下する。これは、膜面垂直方向の成分を持つ漏洩磁場が発生し、その漏洩磁場が少しずつ高くなっていることを意味する。従って、磁場の上昇により、リング内周部で回転半径の小さい磁気モーメントの配列ができ、その半径が少しずつ小さくなっているものと考えられる。さらに磁場が上昇すると、150 Oe 付近で位相は急激に上昇する。これは、150 Oe 付近で膜面垂直方向の成分を有する漏洩磁場が消失したことを意味する。従って、150 Oe 付近になると、回転半径の小さい磁気モーメントの配列が vortex core となり、この vortex core が狭い磁場の範囲でリング外周部へ向けて移動し、消滅したものと考えられる。以上に説明した、Fig. 4.2 の測定点 1 における結果から、vortex state から onion state への磁化反転過程において、vortex core がリング内周部で発生することがわかる。

次に、測定点 2~10 の結果について説明する。測定点 2~9 で得られた結果は、前述の測定点 1 の結果と定性的に一致している。ただし、多少傾向がばらついてはいるものの、外周側の測定点ほど位相の変化量が小さい。最も外周側の測定点 10 の結果では、位相の変化量が測定装置の検出限界以下になり、位相の明瞭な変化を観測できない。以上に述べた測定点 1~10 に関する結果から、vortex state から onion state への磁化反転過程において、vortex core はリング内周部で発生し、リング外周部へ向けて移動し、消滅することがわかる。

次に、vortex core の回転する向きを確認するために、測定点 1 および測定点 10 のほぼ両側に位置するリング端部で測定を行った。上記測定点で得られた結果を、測定点 1 および

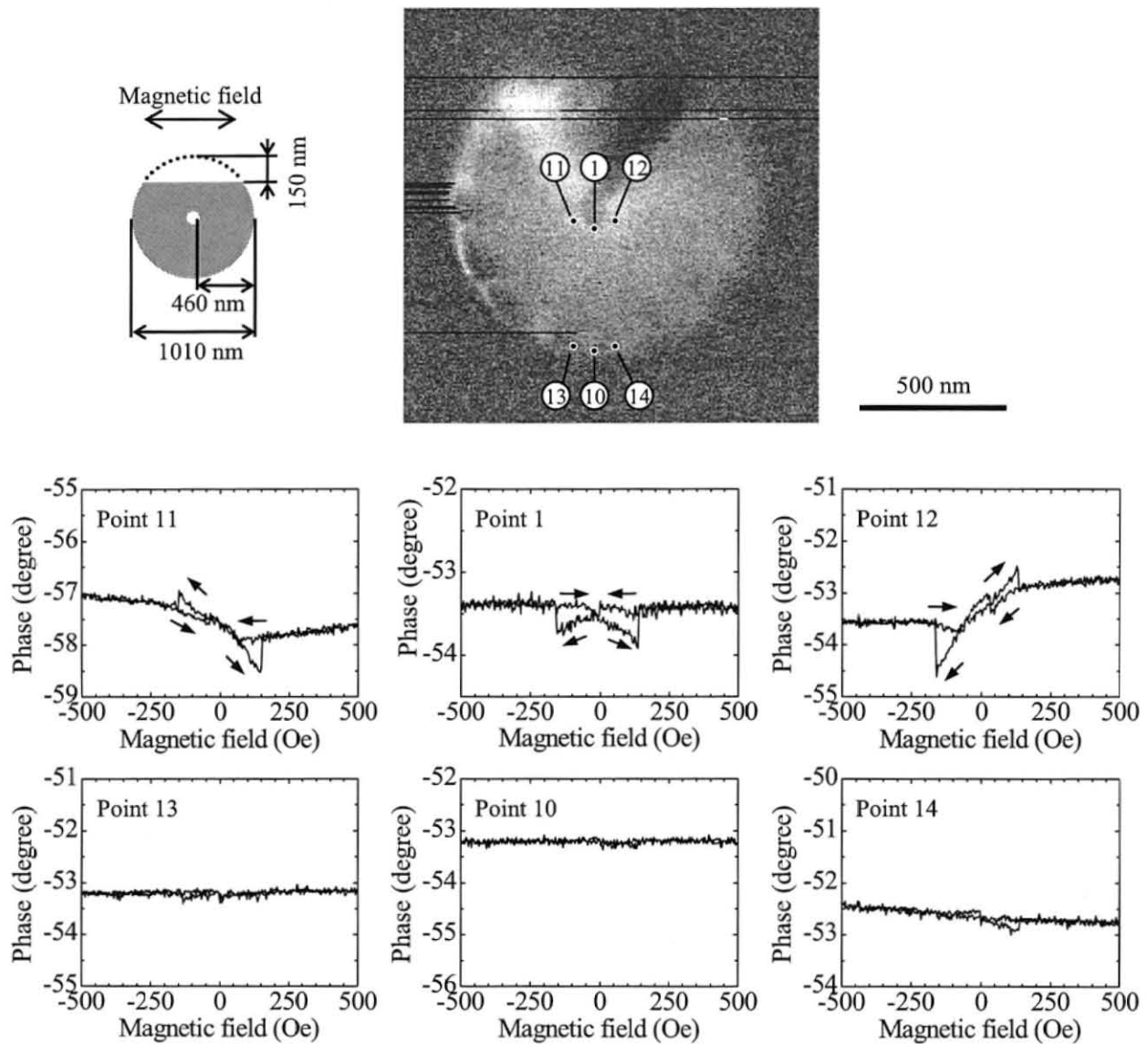


Fig. 4.4. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot I). The ring width is 460 nm. The top image shows the points of the measurements.

測定点 10 の結果と併せて Fig. 4.4 に示す. 最上段の MFM 像には, 測定点の位置を示している. 測定点 11 および測定点 12 は, 測定点 1 からリングの内周側の端部に沿って時計回りおよび反時計回りに約 43° 回転した点である (直線距離で約 30 nm). 測定点 13 および測定点 14 は, 測定点 10 からリングの外周側の端部に沿って時計回りおよび反時計回りに約 4° 回転した点である (直線距離で約 30 nm).

まず、測定点 11 の結果について説明する。測定点 1 では磁場を掃引する向きに対して、対称な磁場-位相曲線が得られているが、測定点 11 では、図のように非対称な磁場-位相曲線が得られている。500 Oe から-500 Oe まで磁場を掃引した場合、位相はゼロ磁場付近から緩やかに上昇し、-150 Oe 付近で急激に減少する。一方、-500 Oe から 500 Oe へ磁場を掃引した場合、位相はゼロ磁場付近から緩やかに減少し、150 Oe 付近で急激に上昇する。以上のように、測定点 11 では、磁場を掃引する向きによって位相の変化する向きが逆転する。この結果より、測定点 11 では、磁場を掃引する向きに依存して、膜面垂直方向に漏洩する磁束の向きが変化することがわかる。これは、以下のように理解できる。ゼロ磁場から-150 Oe へ磁場を掃引すると、Fig. 4.5 (a) に示すように、測定点 11 からは磁束が磁性体に流入する。一方、ゼロ磁場から 150 Oe へ磁場を掃引した場合、Fig. 4.5 (b) に示すように、測定点 11 では磁束が磁性体から流出する。このため、測定点 11 では、磁場を掃引する向きに対して非対称な磁場-位相曲線が得られたと理解できる。

これに対して、測定点 12 の結果では、測定点 11 の結果と比較して位相の変化する向きが逆転している。これは、Fig. 4.5 からわかるように、測定点 11 および測定点 12 の位置では、vortex core の現れる領域を境として、漏洩する磁束の向きが対称になるからである。以上の測定点 11, 12 で得られた結果から、500 Oe から-500 Oe へ磁場を掃引した場合、vortex core の回転する向きは反時計回りであることがわかる。これに対し、-500 Oe から 500 Oe へ磁場を掃引し場合、vortex core の回転する向きは時計回りであることがわかる。

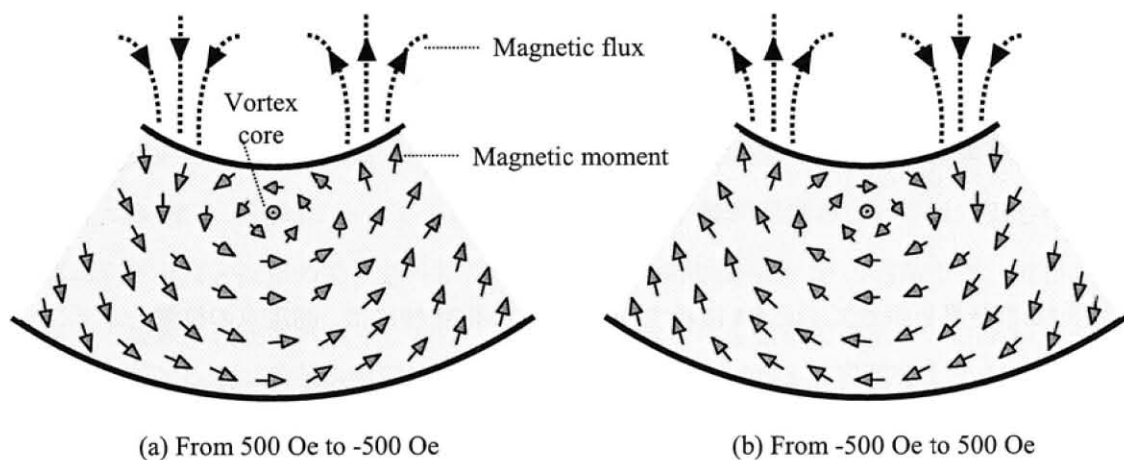


Fig. 4.5. Magnetic configurations in the lower part of the asymmetric ring dots in the sweep of the magnetic field (a) from 500 Oe to -500 Oe, and (b) from -500 Oe to 500 Oe.

最後に、外周側の測定点 13 および 14 の磁場-位相曲線について説明する。測定点 13 および 14 では、測定点 10 の結果と同様に、位相の明瞭な変化が確認できない。測定点 13 および 14 でも、本来、位相の変化が観測されるはずであるが、リングの外周側では位相の変化量が小さくなるので観測できなかつたものと考えられる。以上のように、500 Oe から -500 Oe へ磁場を掃引した時に発生する vortex core の回転する向きは反時計回りであり、-500 Oe から 500 Oe へ磁場を掃引した時に発生する vortex core の回転する向きは時計回りであることがわかった。

次に、リングの幅が 260 nm ~ 410 nm である Ring dot J ~ M の結果について述べる。Fig. 4.6 ~ 4.9 は、Ring dot J ~ M に対し、リング内周部から外周部へ至る半径方向に測定を行った場合の磁場-位相曲線である。Ring dot J, K, L, M のリング幅はそれぞれ、410 nm, 360 nm, 310 nm, 260 nm である。測定点 1 および測定点 10 は、それぞれリング内周側の端部およびリング外周側の端部にほぼ位置する。Ring dot J, K, L, M における各測定点の間隔は、それぞれ約 45 nm, 40 nm, 35 nm, 30 nm とした。Fig. 4.6 ~ 4.9 に示すように、これらの試料においても、ゼロ磁場付近から位相が緩やかに減少していることがわかる。また、位相が緩やかに低下した後に、vortex core が測定点を通過したことに起因する位相の急激な上昇も確認できる。また、リングの外周側の測定点では、位相の明瞭な変化を検出できない。以上の結果は、リング幅が 460 nm の場合に得られた結果と定性的に一致している。このため、リングの幅が 260 nm ~ 410 nm の場合においても、リングの幅が 460 nm の場合と同様に、vortex state から onion state への磁化反転過程において、リング内周部で vortex core が発生し、リング外周部へ移動し、消滅するものと考えられる。なお、vortex core が測定点を通過する磁場は、リングの幅が狭いほど高い磁場となっている。vortex core が測定点を通過する磁場とリング幅の関係については、4.3 節で説明する。

次に、リングの幅が 260 nm ~ 410 nm である Ring dot J ~ M に対し、vortex core の回転する向きを確認した結果について述べる。Fig. 4.10 ~ 4.13 は、Ring dot J ~ M に対し、測定点 1 および測定点 10 のほぼ両側に位置するリング端部で測定を行った結果である。Fig. 4.10, 11, 12, 13 における測定点 11 および測定点 12 は、測定点 1 からリングの内周側の端部に沿って時計回りおよび反時計回りに約 17, 12, 9, 7°, それぞれ回転した点である（直線距離で約 30 nm）。Fig. 4.10 ~ 4.13 における測定点 13 および測定点 14 は、測定点 10 からリングの外周側の端部に沿って時計回りおよび反時計回りに約 4° 回転した点である（直線距離で約 30 nm）。Fig. 4.10 ~ 4.13 に示すように、これらの試料においても、磁場を掃引する向きに対して対称

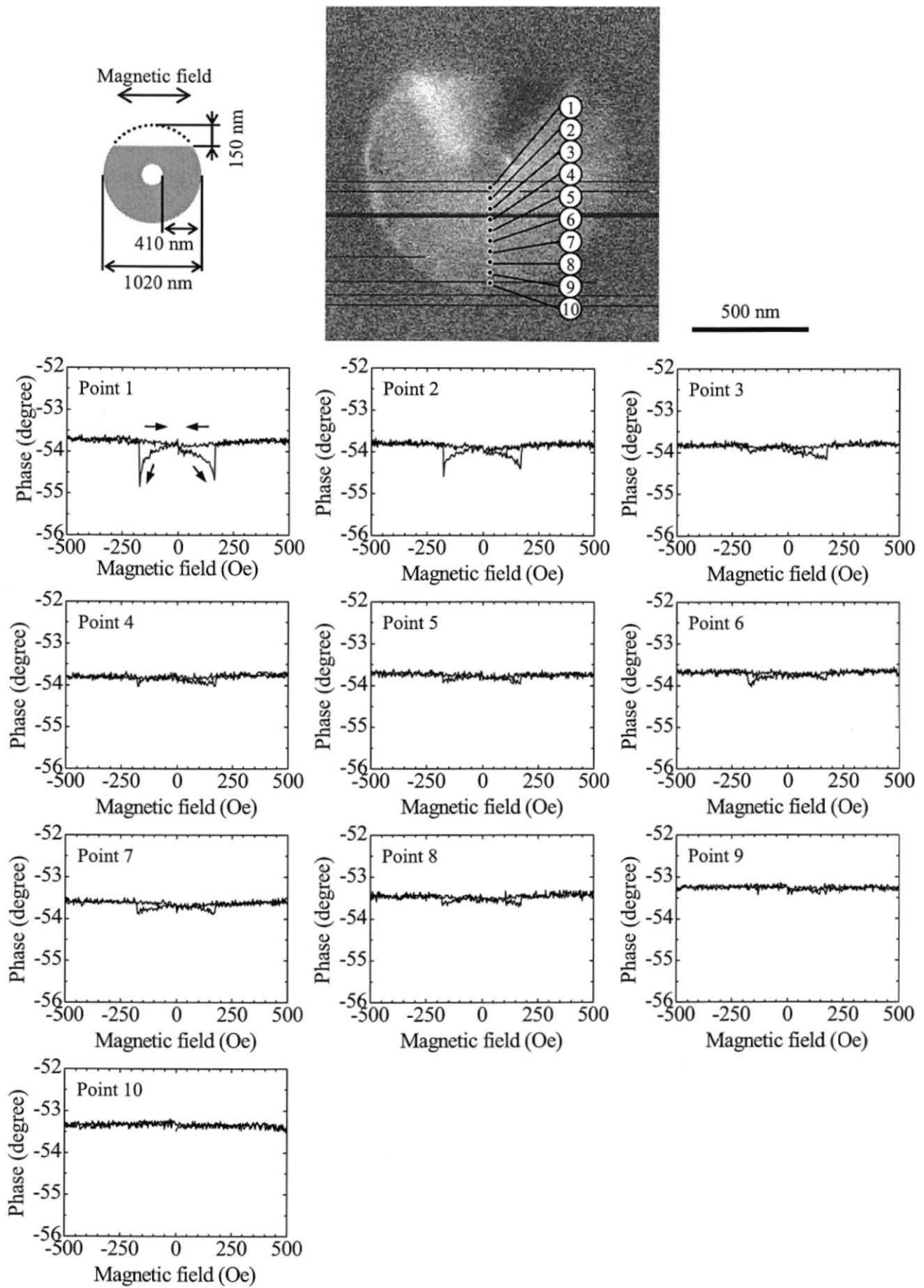


Fig. 4.6. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot J). The ring width is 410 nm. The top image shows the points of the measurements.

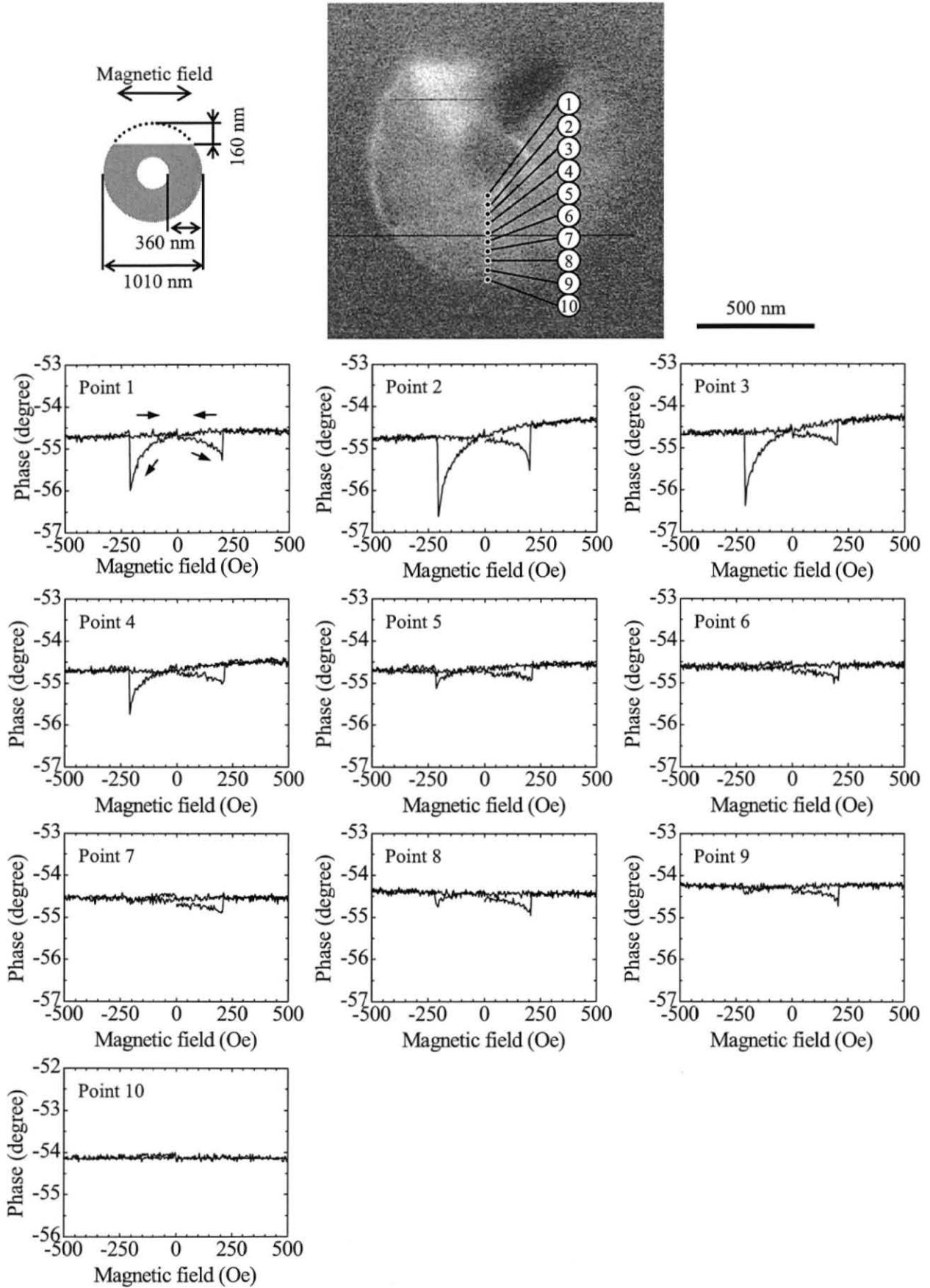


Fig. 4.7. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot K). The ring width is 360 nm. The top image shows the points of the measurements.

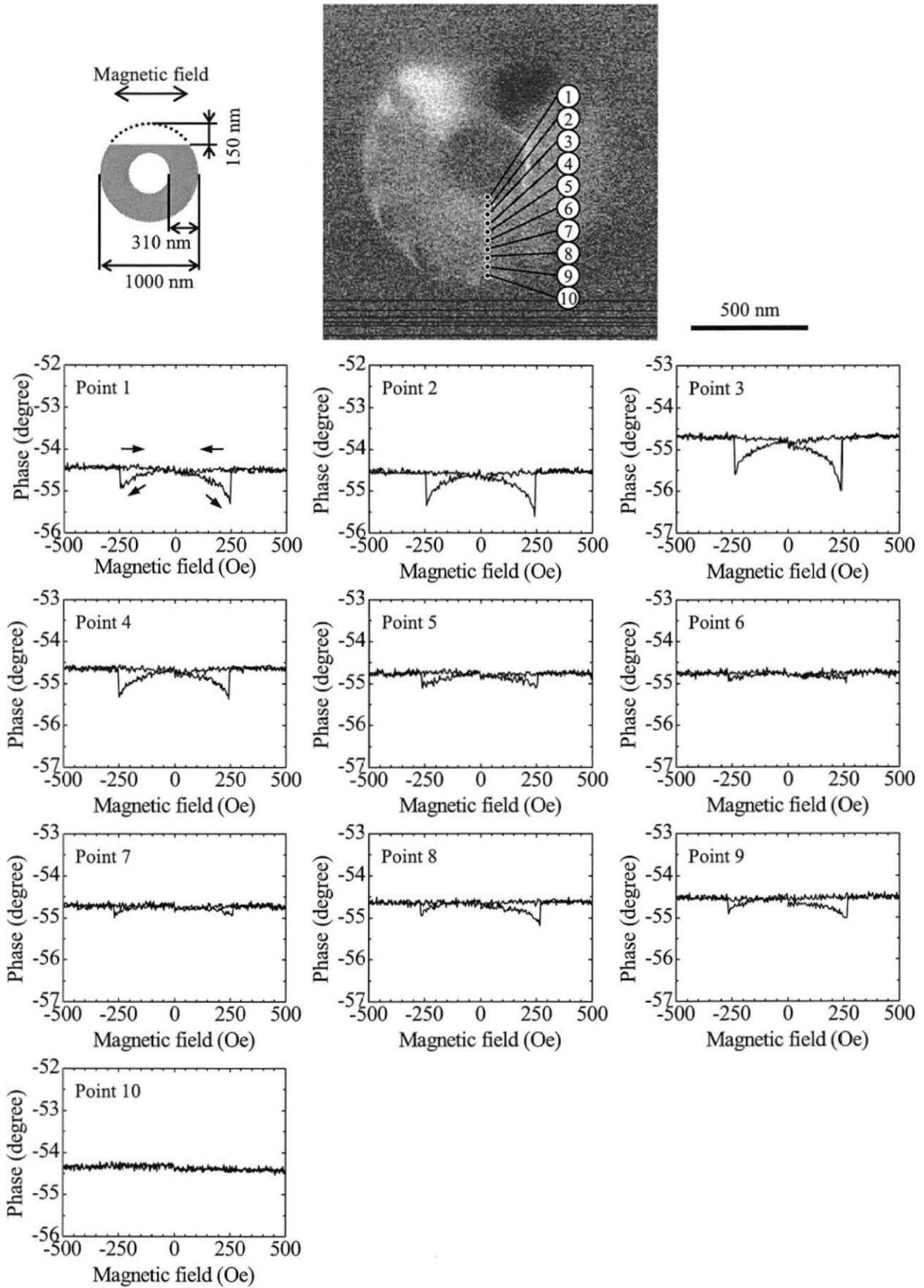


Fig. 4.8. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot L). The ring width is 310 nm. The top image shows the points of the measurements.

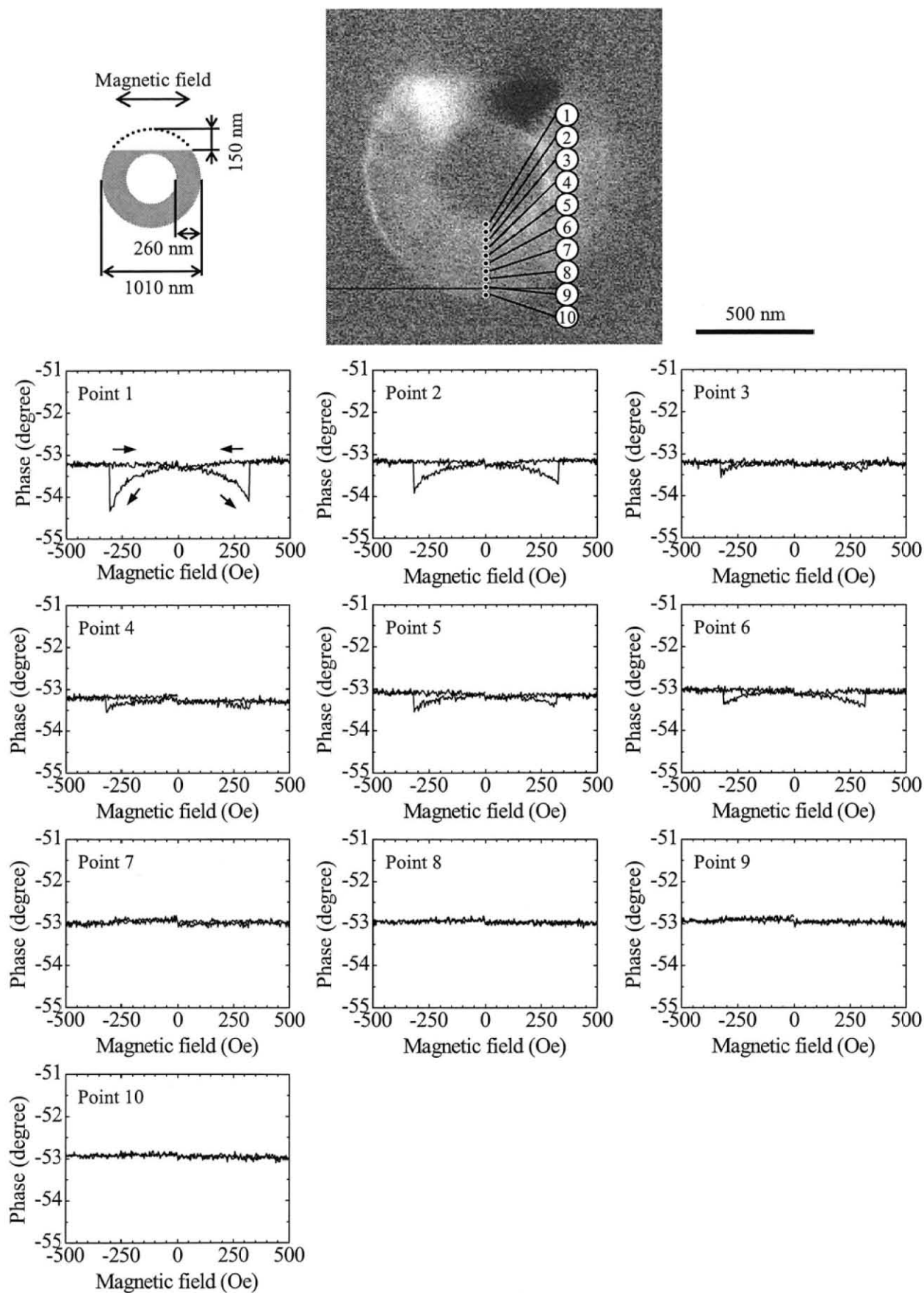


Fig. 4.9. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot M). The ring width is 260 nm. The top image shows the points of the measurements.

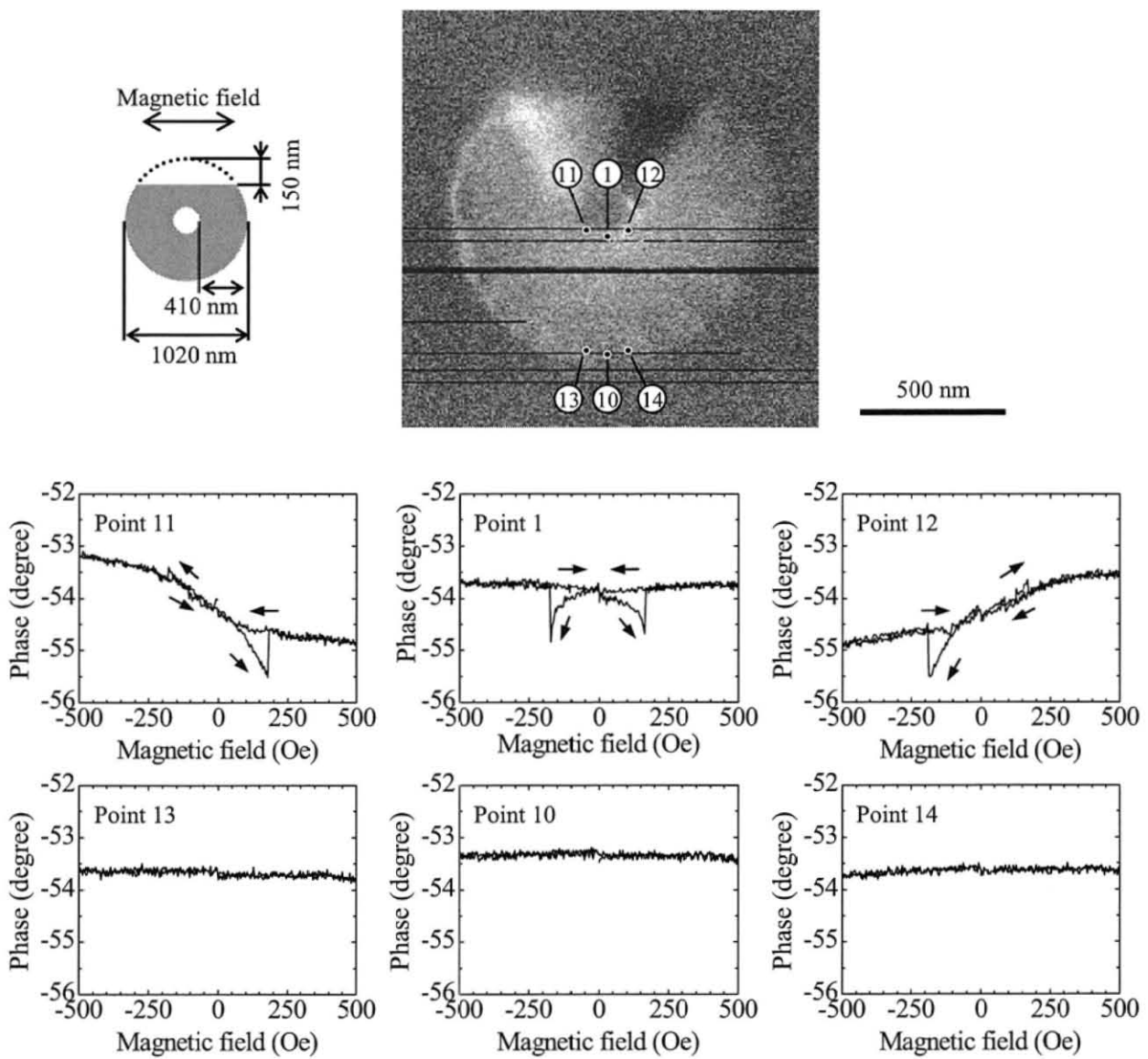


Fig. 4.10. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot J). The ring width is 410 nm. The top image shows the points of the measurements.

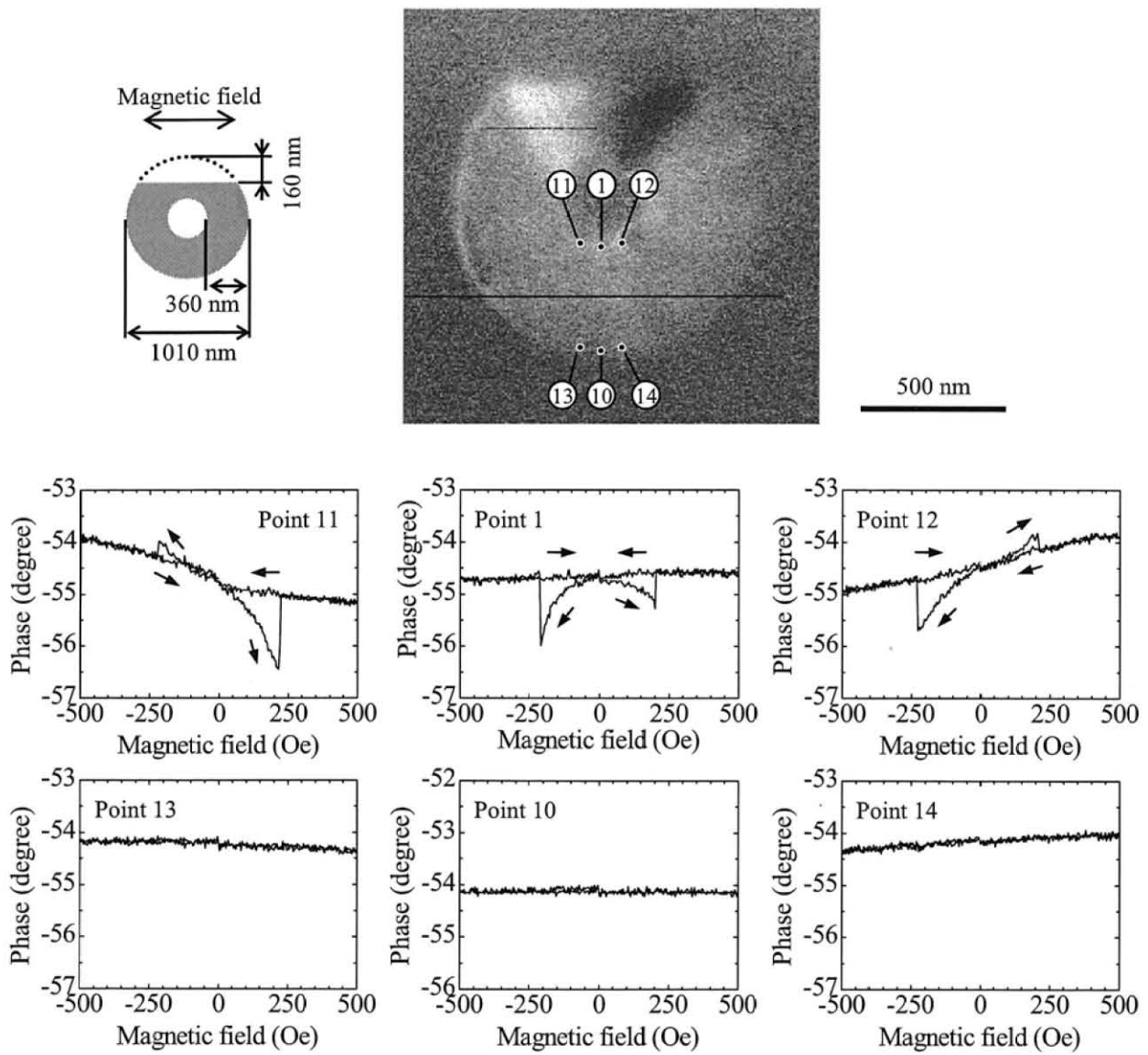


Fig. 4.11. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot K). The ring width is 360 nm. The top image shows the points of the measurements.

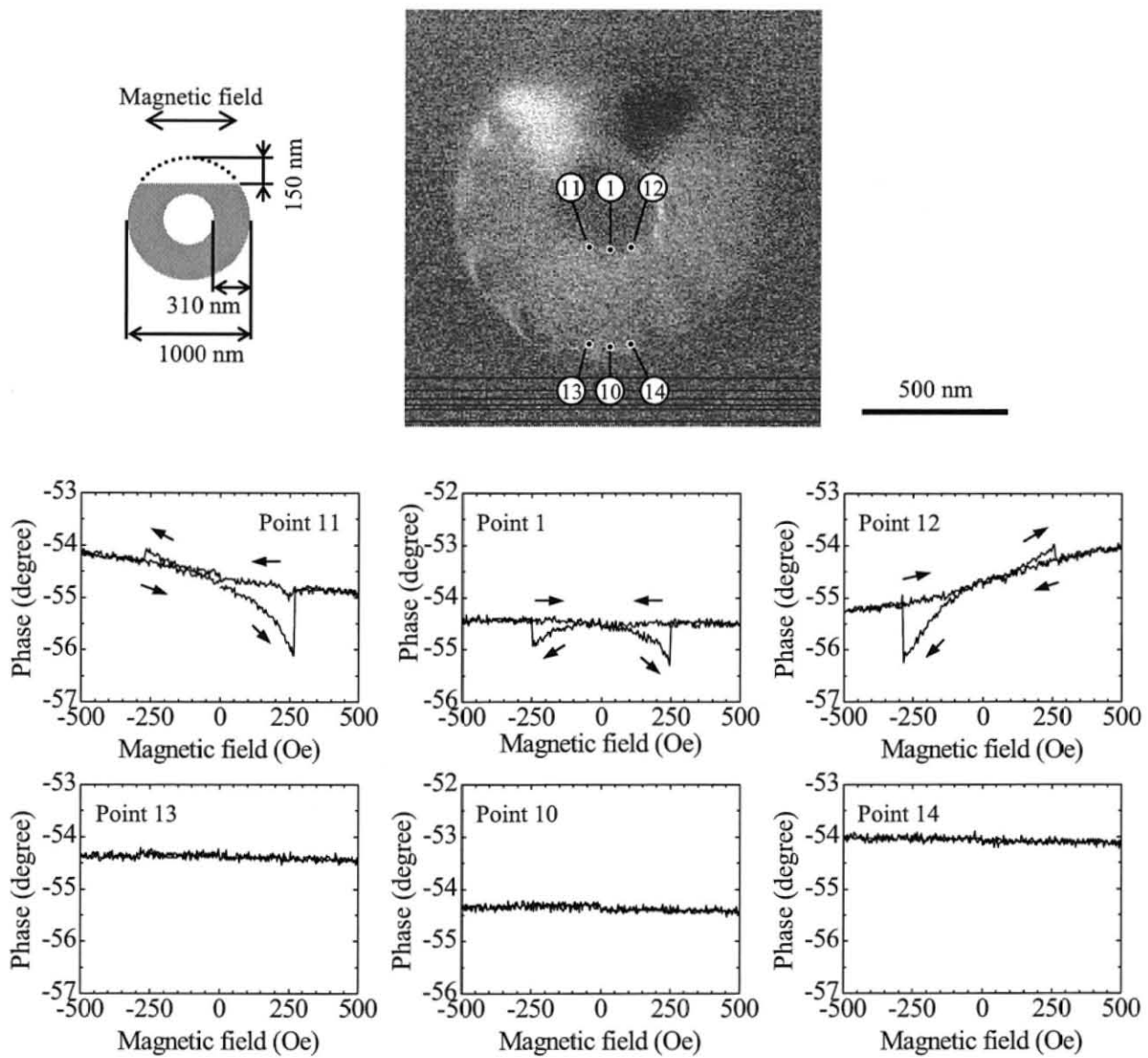


Fig. 4.12. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot L). The ring width is 310 nm. The top image shows the points of the measurements.

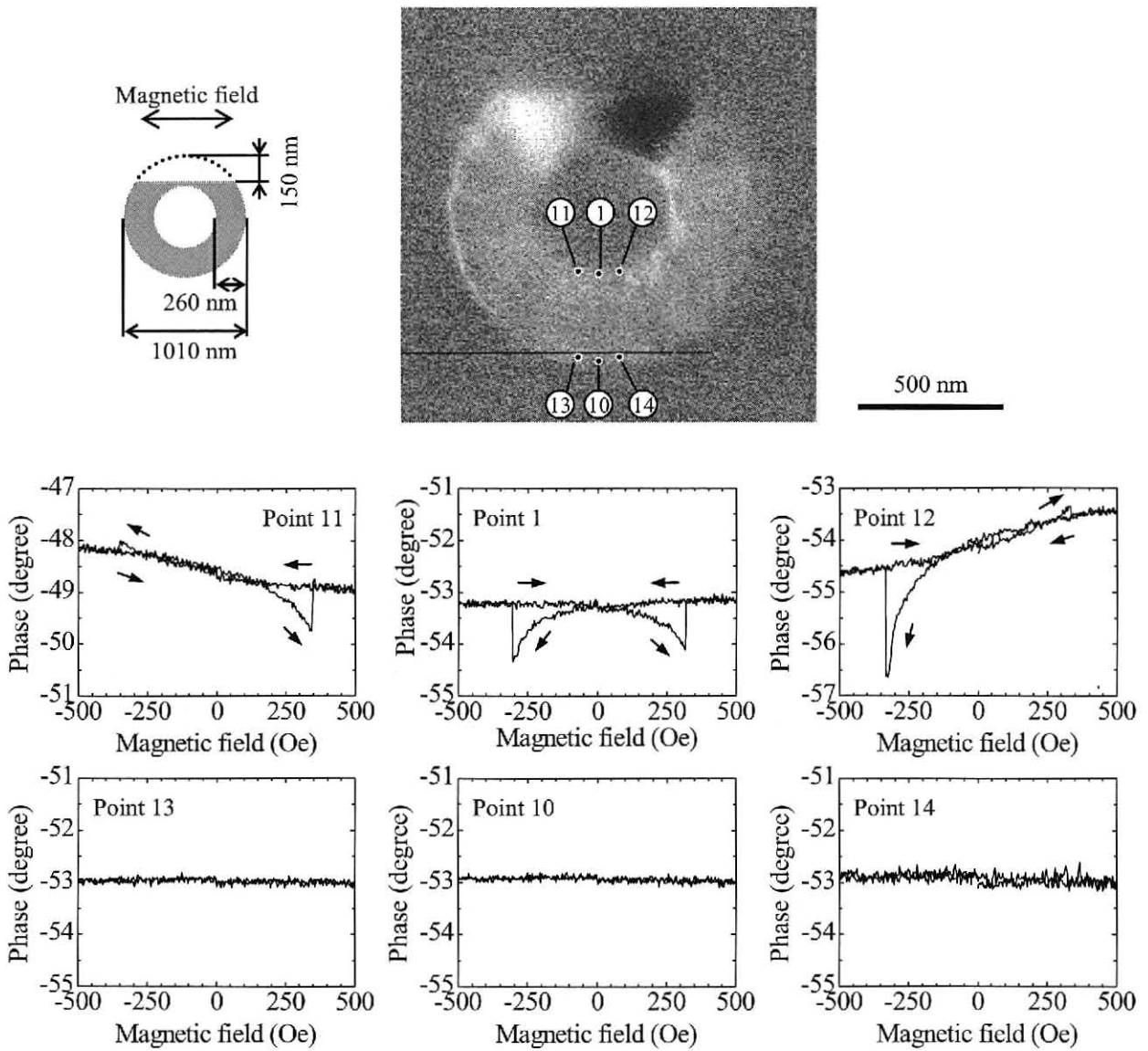


Fig. 4.13. Phase curves vs. magnetic field of the asymmetric ring dots (Ring dot M). The ring width is 260 nm. The top image shows the points of the measurements.

な磁場-位相曲線が得られる測定点 1 とは異なり，測定点 11 の磁場-位相曲線は，非対称であることがわかる．一方，測定点 12 の磁場-位相曲線では，測定点 11 と比較して位相の変化する向きが逆転している．また，測定点 13 および 14 の磁場-位相曲線では，測定点 10 と同様に，位相の明瞭な変化を検出できない．以上のように，リングの幅が 260 nm ~ 410 nm の場合でも，リングの幅が 460 nm の場合と定性的に一致した結果が得られている．従って，リングの幅が 260 nm ~ 410 nm の場合においても，500 Oe から -500 Oe へ磁場を掃引した場合，vortex core の回転する向きは，反時計回りであることがわかる．これに対し，-500 Oe から 500 Oe へ磁場を掃引した場合，vortex core の回転する向きは時計回りであることがわかる．

4.3 リングの幅が vortex core の挙動に及ぼす影響

Fig. 4.14 は，リングの幅が異なる Ring dot I ~ M において，vortex core が Fig. 4.2, 4.6 ~ 4.9 の測定点 1 ~ 10 を通過した磁場を，測定点の位置に対して整理したグラフである．前述のように，vortex core が測定点を通過した磁場は，磁場-位相曲線において位相が急激に変化

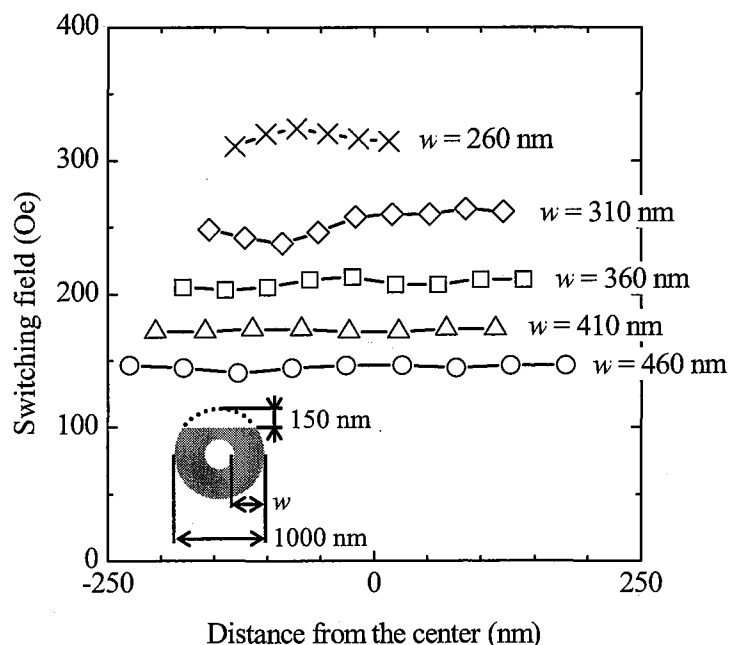


Fig. 4.14. Switching fields are plotted against the position of the measurement points.

する磁場と定義した。測定点の位置は、リング下側における幅方向の中心点の座標を 0, リングの外周側を正の座標として示している。なお、リングの外周側に対応するプロットが欠けているのは、リング外周側で位相の変化量が小さくなり、vortex core が測定点を通過する磁場が読み取れなかったからである。Fig. 4.14 より、リングの幅が狭いほど、vortex core が測定点を通過する磁場が高いことがわかる。vortex core が測定点を通過する磁場は、vortex state から onion state への磁化反転磁場に対応する。このため、第 3 章で述べたように、リングの幅が狭いほど、vortex core の発生により単位体積当たりの交換エネルギーおよび静磁エネルギーが大きく上昇することがわかる。つまり、リングの幅が狭いほど、磁化反転のエネルギー障壁が高くなるため、vortex core が測定点を通過する磁場が高くなったと理解できる⁽⁴⁻²⁾。

次に、vortex core が発生してから消滅するまでの磁場の掃引範囲に注目する。まず、リングの幅が 460 nm の場合について述べる。Fig. 4.14 より、各測定点を vortex core が通過する磁場はほぼ一定であることがわかる。これは、非常に狭い磁場の範囲で、vortex core がリング内周部で発生し、外周部へ向けて移動し、消滅するということを意味する。また、この傾向は、リング幅が 260 nm ~ 410 nm の場合についても同様である。以上の結果から、リングの幅に依存せず、非常に狭い磁場の範囲で、vortex core が発生、移動、消滅すると結論づけることができる。この実験結果は、リングの幅の広い場合、vortex core が比較的広い範囲の磁場で現れるという、第 3 章で得られたシミュレーション結果、および、これまでに報告されているシミュレーション結果^(4-3~7)とは異なっている。ただし、上記相違の原因については不明である。

4.4 結言

強磁性層からなるリングの幅を系統的に変化させた非対称リングドットを作製し、その vortex state から onion state への磁化反転過程について MFS-MFM 測定法による検討を行った。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) 非対称リングドットの vortex state から onion state への磁化反転過程について検討したところ、vortex core がリング内周部で発生し、リング外周部へ向けて移動し、消滅することが明らかとなった。また、シミュレーション結果とは異なり、vortex core は、

リングの幅が広い場合だけでなく、リングの幅が狭い場合にも発生することが明らかとなった。

- (2) リングの幅が vortex core が発生してから消滅するまでの磁場の掃引範囲に及ぼす影響について検討したところ、リングの幅に依存せず、非常に狭い磁場の範囲で、vortex core がリング内周部で発生し、外周部へ向けて移動し、消滅することが明らかとなった。

参考文献

- (4-1) R. Nakatani and M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 (2003) 100.
- (4-2) I. Sasaki, R. Nakatani, T. Yoshida, K. Otaki, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuroiwa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *Mater. Sci. Forum* 512 (2006) 171.
- (4-3) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, T.L. Monchesky, J. Unguris, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, A. Locatelli, L.J. Heyderman, and Z. Cui, *Phys. Rev. Lett.* 68 (2003) 134426.
- (4-4) M. Kläui, C.A.F. Vaz, T.L. Monchesky, J. Unguris, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, A. Locatelli, L.J. Heyderman, Z. Cui, and J.A.C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* 272-276 (2004) 1631.
- (4-5) J.J. Torres-Heredia, F. López-Urías, and E. Muñoz-Sandoval, *J. Magn. Magn. Mater.* 294 (2005) e1.
- (4-6) M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, C. David, E.H.C.P. Sinnecker, and A.P. Guimarães, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 6639.
- (4-7) M. Kläui, C.A.F. Vaz, L.J. Heyderman, U. Rüdiger, and J.A.C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* 290-291 (2005) 61.
- (4-8) Y. Endo, H. Fujimoto, Y. Kawamura, R. Nakatania, and M. Yamamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* 310 (2007) 2436.
- (4-9) Y. Endo, H. Fujimoto, S. Kumano, Y. Matsumura, I. Sasaki, Y. Kawamura, M. Yamamoto, and R. Nakatani, *J. Appl. Phys.* to be published.

第5章 強磁性層／反強磁性層からなる正方形ドットにおける 交換磁気異方性

5.1 はじめに

第1章で述べたように、磁性ランダムアクセスメモリ (Magnetic Random Access Memory, MRAM) ⁽⁵⁻¹⁾のメモリセルは、磁化自由層と磁化固定層によって構成されている。磁化自由層は、その磁化の向きによってデジタル情報を記憶する。これに対して、磁化固定層は、その磁化の向きが磁氣的に固定されており、情報を読み出す際に参照用の磁性層として機能する。磁化固定層における磁化の向きの固定には、交換磁気異方性⁽⁵⁻²⁾が利用される。

交換磁気異方性とは、強磁性体と反強磁性体の界面におけるスピンの交換結合に起因した現象⁽⁵⁻³⁾である。強磁性体／反強磁性体からなる系を、磁場中で反強磁性体のブロッキング温度から、それより低い温度まで冷却すると、反強磁性体スピンの一方向を向いた強磁性体スピンと交換結合した状態で凍結される。ブロッキング温度より低い温度において、反強磁性体スピンは、外部磁場の影響をほとんど受けない。このため、反強磁性体スピンと交換結合した強磁性体スピンは、界面における交換エネルギーを低下させるために、一方向の磁気異方性を示す。

交換磁気異方性は、磁気ディスク装置における再生ヘッドに利用されており、工学的に重要な現象であるため、これまでに多くの研究がなされている⁽⁵⁻²⁻⁶⁾。しかしながら、MRAMのメモリセルのように磁性体サイズが減少した系における交換磁気異方性については、十分な知見が得られていない。これまでの研究では、磁性体サイズが減少すると、熱ゆらぎの影響が顕著になり、交換バイアス磁場が低下するという結果⁽⁵⁻⁷⁾が報告されている。これは、強磁性体微粒子の直径が数 nm 程度まで減少すると、磁気モーメントの熱ゆらぎが顕著になるのと同様に、反強磁性体でもスピンの熱ゆらぎの影響を受け、交換磁気異方性が低下するためであると説明されている。一般的に、反強磁性体の磁気異方性は強磁性体の磁気異方性よりも低い⁽⁵⁻³⁾ため、反強磁性体における熱ゆらぎは強磁性体よりも大きなサイズで顕著になる可能性がある。しかしながら、前述の報告とは異なり、反強磁性層として単結晶を用いると、磁性体サイズが減少しても交換バイアス磁場は低下しないという結果も報告⁽⁵⁻⁸⁾されている。これは、反強磁性層が単結晶の場合、磁気異方性の分散が生じないことで実効的な磁気異方性が低下することなく、熱ゆらぎの影響が現れないためであると説明

されている。以上のように、磁性体サイズが減少した場合の交換磁気異方性については、統一的な見解が得られていない。従って、本研究で目的とする超高集積磁性メモリセルを実現させるためには、磁性体サイズが交換磁気異方性に及ぼす影響を明らかにしなければならない。そこで本章では、ドットサイズを系統的に変化させた強磁性層／反強磁性層からなる正方形ドットを作製し、その交換磁気異方性について検討する。

5.2 実験結果

5.2.1 薄膜の結晶構造および磁気特性

微細加工を施していない Ni-Fe/Fe-Mn 薄膜の結晶構造について調べた。薄膜の積層構造は、Hf(5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(15 nm)/Fe₆₀Mn₄₀(10 nm)/Cu(5 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate である。

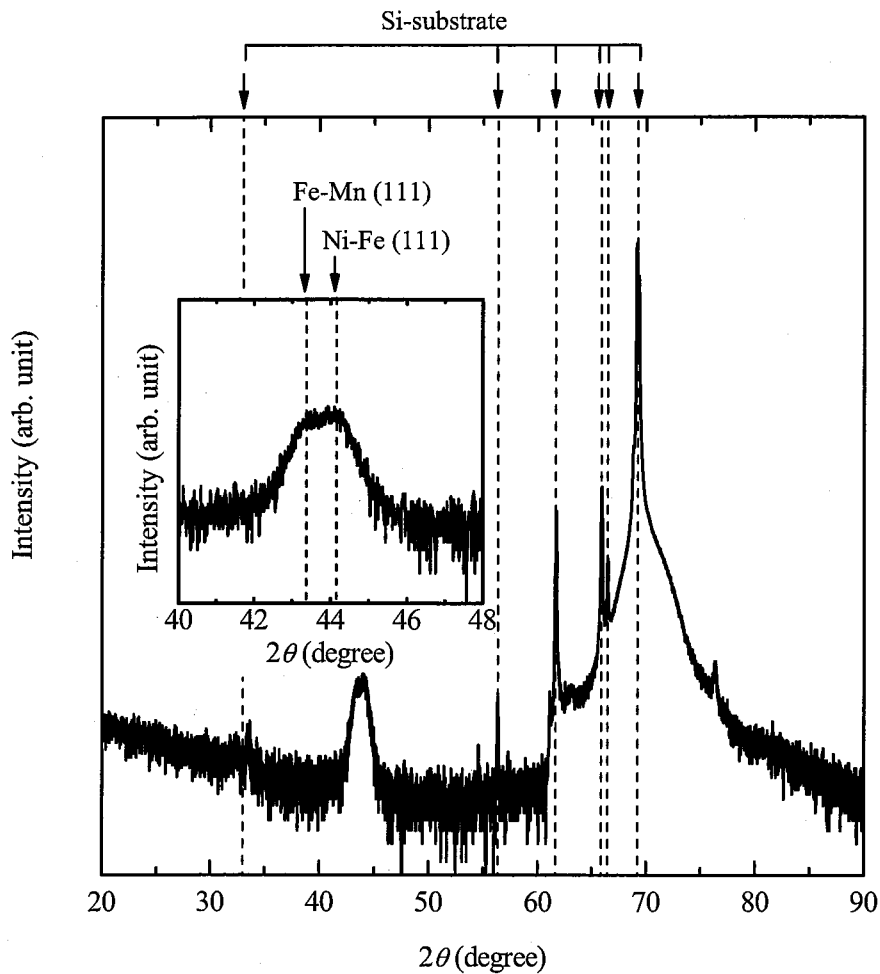


Fig. 5.1. XRD profile of the Hf(5 nm)/Ni-Fe(15 nm)/Fe-Mn(10 nm)/Cu(5 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate film. The inset shows the enlarged XRD profile in the 2θ range from 40 degree to 48 degree.

Fig. 5.1 に Ni-Fe/Fe-Mn 薄膜の X 線回折 (X-ray Diffraction, XRD) プロファイルを示す. 挿入図は, $2\theta = 40 \sim 48^\circ$ (θ : X 線の入射角) における XRD プロファイルである. 図のように, $2\theta = 42 \sim 46^\circ$ の範囲に fcc 構造を有する Fe-Mn (γ 構造) の (111) 面に起因する回折ピーク, および, fcc 構造を有する Ni-Fe の (111) 面に起因する回折ピークが確認できる. 従って, Fe-Mn 層は室温で反強磁性⁽⁶⁻⁹⁾を示す γ 構造を有しているものと考えられる. また, Fe-Mn 層および Ni-Fe 層は (111) 結晶配向性を有している. これらの結果が得られた原因は以下のとおりである. アモルファス構造を有する Hf 層の上に Cu 層を積層すると, Cu 層は (111) 配向した fcc 構造となる⁽⁵⁻⁹⁾. その上に Fe-Mn 層および Ni-Fe 層を積層することで, (111) 配向した fcc 構造の Fe-Mn 層 (γ 構造), および, (111) 配向した fcc 構造の Ni-Fe 層が得られたものと考えられる.

次に, Ni-Fe/Fe-Mn 薄膜の交換磁気異方性について述べる. Fig. 5.2 は, Ni-Fe/Fe-Mn 薄膜の磁化曲線である. この試料は, 一方向の異方性を導入するために, 製膜後に磁場中での熱処理を行っている. 測定の際に磁場を印加した方向は, 磁場中熱処理の際に磁場を印加した方向と平行とした. Fig. 5.2 から, 磁化曲線は磁場軸と平行な方向にシフトしていることがわかる. 磁化曲線のシフト量 (交換バイアス磁場, H_{ex}) は, 約 66 Oe である. この結果

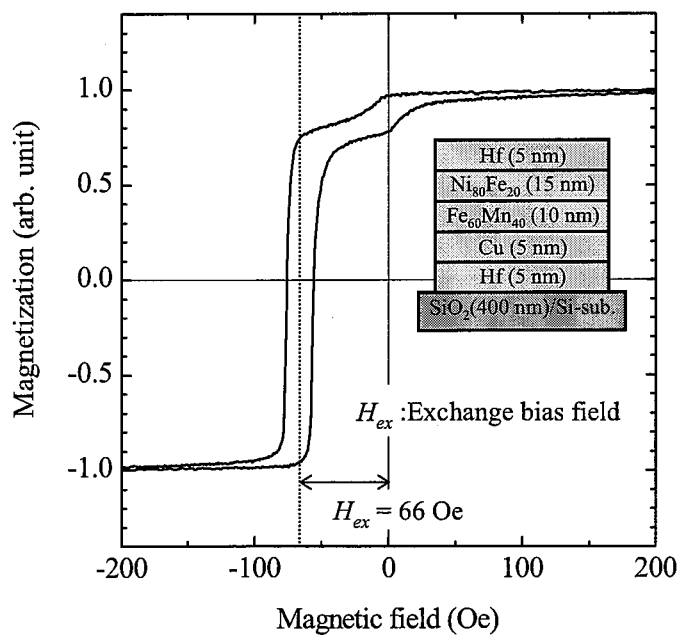


Fig. 5.2. Magnetization curve of the Ni-Fe/Fe-Mn film. The exchange bias field of the Ni-Fe/Fe-Mn film is 66 Oe. The inset shows the stacking structure of the Ni-Fe/Fe-Mn film.

から一方向異方性定数 J ($J = H_{ex} M_s t$, M_s : 強磁性層の飽和磁化, t : 強磁性層の膜厚) を計算すると, 約 0.08 erg/cm^2 となる. この値は, 反強磁性体として Fe-Mn を用いたこれまでの研究^(5-3,10)で報告されている結果とほぼ同等である. 以上の結果から, Ni-Fe/Fe-Mn 薄膜には, 交換磁気異方性が付与されていることがわかる. 以下では, 上述の薄膜と同様の積層構造を有する正方形ドットの交換磁気異方性について検討する.

5.2.2 正方形ドットの形状

微細加工プロセスによって, 一辺の長さを約 100 nm から約 1000 nm まで変化させた正方形ドットを作製した. 積層構造は, Hf(5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(15 nm)/Fe₆₀Mn₄₀(10 nm)/Cu(5 nm)/Hf(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate である. 正方形ドットの走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscopy, SEM) 像, SEM 像から求めたサイズを Fig. 5.3 に示す. 各ドット間の距離は,

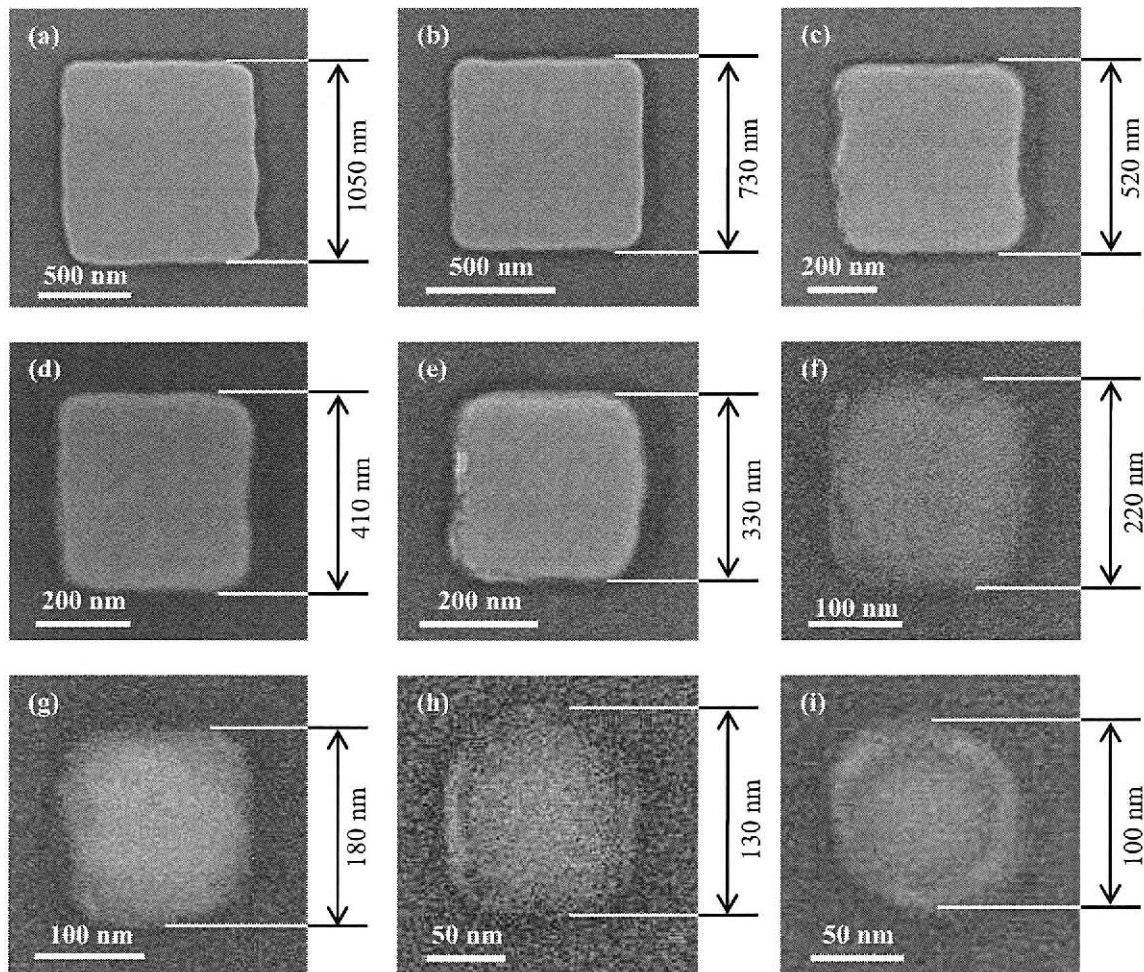


Fig. 5.3. SEM images of the Ni-Fe/Fe-Mn square dots.

500 nm 以上とした. Fig. 5.3 (a) ~ (i) に示す正方形ドットの一辺の長さの実測値は, 100 nm から 1050 nm の範囲にある. 以上の結果より, 一辺の長さを系統的に変化させた正方形ドットがほぼ作製できていることがわかる.

5.2.3 正方形ドットにおける交換磁気異方性

一辺の長さを 100 nm から 1050 nm まで変化させた正方形ドットの MOKE (Magneto-optical Kerr Effect) ヒステリシス曲線を Fig. 5.4 に示す. これらの試料は, 製膜後に磁場中での熱

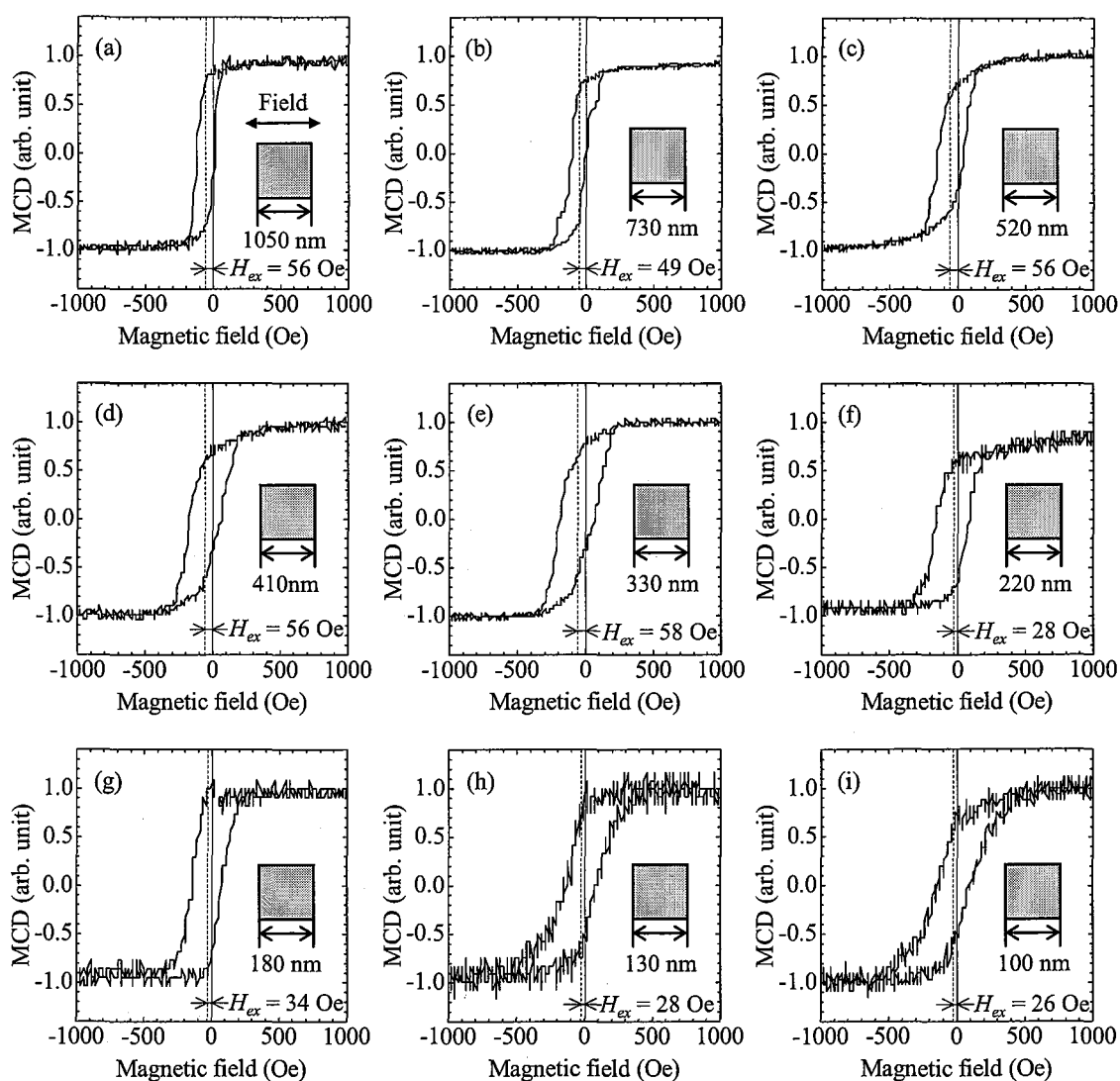


Fig. 5.4. MOKE hysteresis loops of the Ni-Fe/Fe-Mn square dots with various dot sizes. The lateral sizes of the square dots are (a) 1050 nm, (b) 730 nm, (c) 520 nm, (d) 410 nm, (e) 330 nm, (f) 220 nm, (g) 180 nm, (h) 130 nm, and (i) 100 nm.

処理を行っている。測定の際に磁場を印加した方向は、磁場中熱処理の際に磁場を印加した方向（正方形ドットのエッジと平行な方向）と平行であり、図中右向きの磁場をプラス磁場、左向きの磁場をマイナス磁場としている。Fig. 5.4 より、いずれのサイズの試料においても、ヒステリシス曲線は磁場軸と平行な方向にシフトしており、交換磁気異方性が付与されていることがわかる。ただし、それぞれの試料におけるヒステリシス曲線のシフト量、つまり交換バイアス磁場は、ドットのサイズに依存して変化している。

そこで、正方形ドットのサイズと交換バイアス磁場の関係を明確にするために、ドット一辺の長さ（ L ）と交換バイアス磁場の関係を Fig. 5.5 に整理した。図より、一辺の長さが 300 nm 以上の正方形ドットの交換バイアス磁場は、約 50 Oe であることがわかる。これに対し、一辺の長さが 200 nm 以下の正方形ドットの交換バイアス磁場は、一辺の長さが 300 nm 以上の試料の交換バイアス磁場と比較して低下していることがわかる⁽⁵⁻¹¹⁾。以上の結果から、ドットサイズが減少すると、交換バイアス磁場が低下することが明らかとなった。

前述した、交換バイアス磁場の低下は、反強磁性体スピンの熱ゆらぎに起因しているものと考えられる。そこで、この推察が正しいことを確認するために、Ni-Fe/Fe-Mn 正方形ドットのブロッキング温度 (T_B) に及ぼすドットサイズの影響について検討した。正方形ドット

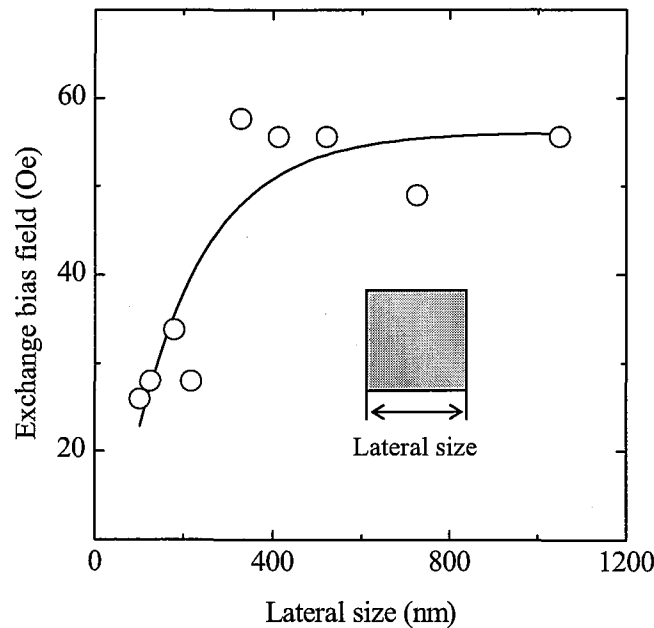


Fig. 5.5. Effects of the dot size on the exchange bias field in the Ni-Fe/Fe-Mn square dots with lateral size from 100 nm to 1050 nm.

トのブロッキング温度を測定するため、以下に述べる方法⁽⁵⁻¹²⁾を用いた。

最初にドットをマイナスの磁場 (-2000 Oe) を印加した状態で、473 K から室温まで冷却した。この熱処理によって、ヒステリシス曲線は右方向へシフトする。ここで、ヒステリシス曲線が右方向へシフトした場合の交換バイアス磁場をマイナスの値と定義する。次に、ドットの温度を 298 K から 413 K まで上昇させ、プラスの磁場 (2000 Oe) を印加した状態で、室温まで冷却した。298 K から 413 K までのそれぞれの温度で熱処理を行った後に、ヒステリシス曲線を測定し、交換バイアス磁場の熱処理温度依存性を求めた。以上の結果を Fig. 5.6 に示す。ここでは、代表的なサイズを有する 6 種類の試料 (ドット一辺の長さ = 100, 220, 330, 520, 730, 1050 nm) について評価した。Fig. 5.6 より、いずれのサイズの試料においても、熱処理温度の上昇に伴い、交換バイアス磁場は、マイナスの値からプラスの値に変化することがわかる。ここで、交換バイアス磁場がゼロになる温度をブロッキング温度 (T_B) と定義し、ドットサイズがブロッキング温度に及ぼす影響を整理した。その結果を Fig. 5.7

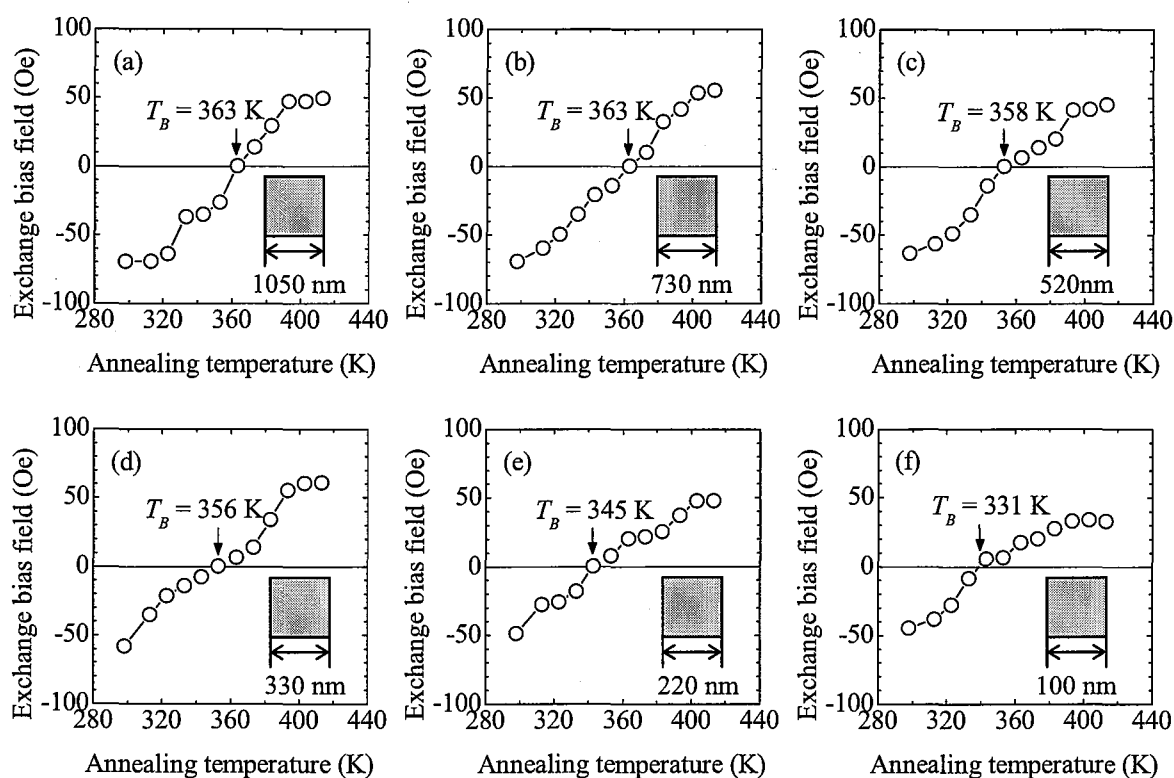


Fig. 5.6. Dependence of the exchange bias field of the Ni-Fe/Fe-Mn square dots on the annealing temperature. The lateral sizes of the square dots are (a) 1050 nm, (b) 730 nm, (c) 520 nm, (d) 330 nm, (e) 220 nm, and (f) 100 nm.

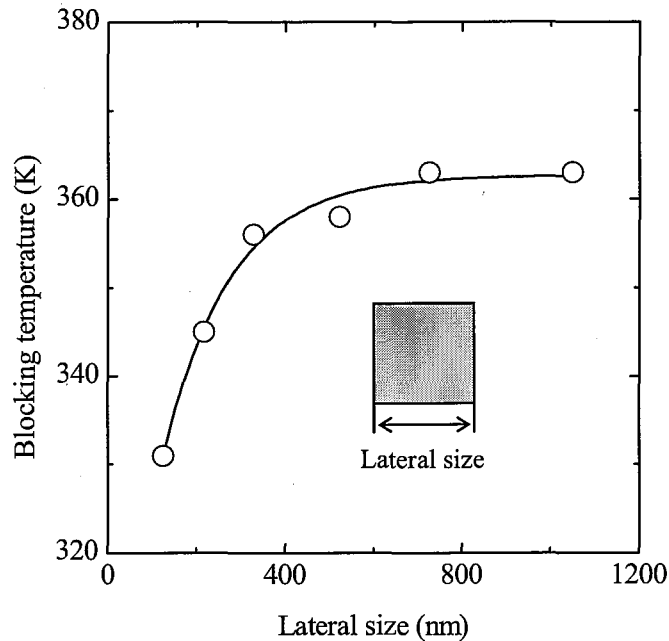


Fig. 5.7. Effects of the dot size on the blocking temperature of the Ni-Fe/Fe-Mn square dots.

に示す。図のように、ドットサイズが減少すると、ブロッキング温度が低下することがわかる⁽⁵⁻¹¹⁾。これは、ドットサイズが減少すると、反強磁性体スピンの熱ゆらぎの影響が顕著になることを意味する。

5.3 ドットサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響

前節で述べたように、Ni-Fe/Fe-Mn 正方形ドットの交換バイアス磁場およびブロッキング温度は、ドットサイズの減少とともに低下することがわかった。本節では、以上の結果が得られた原因について、反強磁性体スピンの熱ゆらぎという観点から考察する。一般的に、反強磁性体の磁区は、結晶粒界を超えて広がることはなく、磁区サイズは結晶粒径以下であることが知られている⁽⁵⁻¹³⁾。磁性体ドットの端部に位置する結晶粒は、ドットのエッジによって空間的な制限を受ける。このため、Fig. 5.8 (a) に示すように、ドット端部に位置する結晶粒は、ドット内部に位置する結晶粒よりもそのサイズが小さいものと考えられる。ドットサイズが減少すると、Fig. 5.8 (b) に示すように、ドット端部に位置する結晶粒の存在比が増加する。このため、サイズの小さなドットの平均結晶粒径、つまり磁区サイズは、

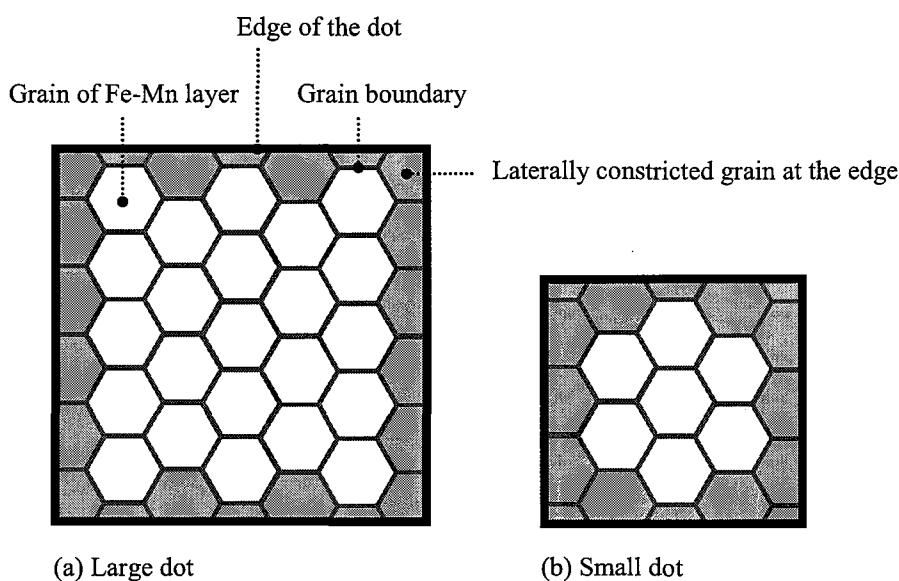


Fig. 5.8. Schematic illustration of the (a) large dot and (b) small dot.

サイズの大きなドットの磁区サイズよりも小さい。そこで、反強磁性体のスピンの室温で熱ゆらぎの影響を受ける結晶粒径を、次の方法により評価した。強磁性体の場合、ある温度 T で磁気モーメントが熱ゆらぎの影響を受ける粒子の体積 v は、 $Kv \sim 25k_B T$ の関係⁽⁵⁻¹⁴⁾で表される。ここで、 K は磁気異方性定数、 k_B はボルツマン定数である。また、緩和時間は 100 sec としている。この関係を反強磁性体にも適用できると仮定し、これまでに報告されている Fe-Mn の結晶磁気異方性定数 ($1.35 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$)⁽⁵⁻¹⁵⁾ から、Fe-Mn 層のスピンの室温で熱的に揺らぐ可能性のある結晶粒径を求めると、約 22 nm という結果が得られた。本章で作製した Fe-Mn 層の結晶粒径は約 20 nm⁽⁵⁻¹⁰⁾ である。このため、ドット端部に位置する結晶粒径が 20 nm 以下である結晶粒においては、反強磁性体スピンの室温で熱的に揺らぐ可能性があることがわかる。従って、ドットサイズの減少に伴い、反強磁性体スピンの熱ゆらぎの影響が顕著となり、交換バイアス磁場およびブロッキング温度が低下したものと考えられる。

5.4 結言

ドットサイズを系統的に変化させた強磁性層／反強磁性層からなる正方形ドットを作製し、ドットサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響について検討を行った。その結果、以下

の知見が得られた。

- (1) ドットサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響について検討したところ、ドットサイズが減少すると、交換バイアス磁場が低下することが明らかとなった。
- (2) ドットサイズがブロック温度に及ぼす影響を検討したところ、ドットサイズが減少すると、ブロック温度が低下することが明らかとなった。

参考文献

- (5-1) S. Tehrani, J.M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi and M. DeHerrera, *IEEE Trans. Magn.* 35 (1999) 2814.
- (5-2) W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* 102 (1956) 1413.
- (5-3) N. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 192 (1999) 203.
- (5-4) A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999) 552.
- (5-5) R.L. Stamps, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 (2000) R247.
- (5-6) M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* 234 (2001) 584.
- (5-7) J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suriñach, J.S. Muñoz, and M.D. Baró, *Phys. Rep.* 422 (2005) 65.
- (5-8) K. Liu, S.M. Baker, M. Tuominen, T.P. Russell, and I.K. Schuller, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 060403.
- (5-9) R. Nakatani, K. Hoshino, S. Noguchi, and Yutaka Sugita, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (1994) 133.
- (5-10) R. Nakatani, H. Hoshiya, K. Hoshino and Y. Sugita, *IEEE Trans. Magn.* 33 (1997) 3682.
- (5-11) I. Sasaki, R. Nakatani, K. Ishimoto, Y. Endo, Y. Shiratsuchi, Y. Kawamura, M. Yamamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* 310 (2007) 2677.
- (5-12) V. Baltz, J. Sort, B. Rodmacq, V. Dieny and S. Landis, *Phys. Rev. B* 72 (2005) 104419.
- (5-13) M. Tsunoda, Y. Tsuchiya, T. Hashimoto and M. Takahashi, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 4375.
- (5-14) 大田恵造 著, *磁気工学の基礎II* (東京, 共立出版, 1973) pp. 334-337.
- (5-15) D. Mauri, E. Kay, D. Scholl and J.K. Howard, *J. Appl. Phys.* 62 (1987) 2929.

第 6 章 強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットの 磁化反転過程

6.1 はじめに

第 1 章で述べたように、磁性ランダムアクセスメモリのメモリセルとしてリングドットを用いることで、超高集積磁性メモリセルを実現できる可能性がある。リング形状のメモリセルにおいて、デジタル情報は磁化の回転する向きに対応する。このため、磁化自由層においては、磁化の回転する向きが任意に選択できなければならない。これを可能にする方法として、Nakatani らは、リングの形状に非対称性を導入する方法を提案した^(6-1,2)。非対称リングドットでは、磁場を印加する向きによって、磁化の回転する向きを制御することが可能となる。非対称リングドットの磁化反転過程については、第 3 章および第 4 章で検討を行った。これにより、onion state から vortex state への磁化反転過程において、磁壁がリング上部へ向けて移動し、消滅することが明らかになった⁽⁶⁻³⁾。また、vortex state から onion state への磁化反転過程において、リング下側の内周部で膜面垂直方向の磁化成分をもつ vortex core が発生し、リング外周部へ向けて移動し、消滅することが明らかになった。以上のように、これまでの研究^(6-1,2)および第 3 章と第 4 章で行った検討により、磁化自由層に情報を書き込むための技術はほぼ確立できている。

これに対し、情報の読み出しを行うには、磁化の回転する向きが固定された磁化固定層が必要である。磁化の回転する向きを固定する方法としては、Nakatani らの提案⁽⁶⁻⁴⁾した、強磁性層と反強磁性層の界面に働く交換バイアス磁場^(6-5,6)を利用する方法が有効である。強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットでは、onion state から vortex state へと磁化状態が遷移する時、円周方向の交換バイアス磁場の効果により、onion state における磁化の向きに関わらず、磁化の回転する向きが一定となる。しかしながら、強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットの、onion state と vortex state との間で起こる磁化状態の遷移過程については知見が得られていない。情報の書き込みを行う場合、磁化自由層だけでなく、磁化固定層の磁化状態も、vortex state と onion state の間で変化する。従って、これら 2 つの磁化状態の間で起こる磁化状態の遷移過程を明らかにする必要がある。そこで本章では、リング形状のメモリセルにおける磁化固定層に関する技術の確立を目的とし、強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットの onion state と vortex state の間で起こる磁化

反転過程について検討した。

6.2 実験結果

6.2.1 非対称リングドットの形状

微細加工プロセスによって、磁化固定層に対応する積層構造を有する非対称リングドットを作製した。積層構造は、Ta(3 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(15 nm)/Mn₇₂Ir₂₈(10 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(3 nm)/Ta(5 nm)/SiO₂(400 nm)/Si-substrate である。非対称リングドットの走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscopy, SEM) 像、その模式図、SEM 像から求めたサイズを Fig. 6.1 に示す。交換バイアス磁場の向きは、模式図に点線の矢印で示したように、時計回りである。なお、円周方向の交換バイアス磁場を導入する熱処理方法については、第 2 章で述べた通りである。ドット間の距離は約 500 nm とした。リングの外径およびリングの幅は、それぞれ 940 nm および 250 nm である。非対称性を導入するために直線化した部分の半径方向の長さ(以下、切り欠き部分の長さと呼ぶ)は 170 nm である。以下では、Fig. 6.1 に示す非対称リングドットを Ring dot N と呼称する。

6.2.2 非対称リングドットの磁化過程

MOKE 測定装置によって測定した Ring dot N のヒステリシス曲線を Fig. 6.2 に示す。1000 Oe 付近において、シグナルはほぼ飽和している。このため、1000 Oe において、リングド

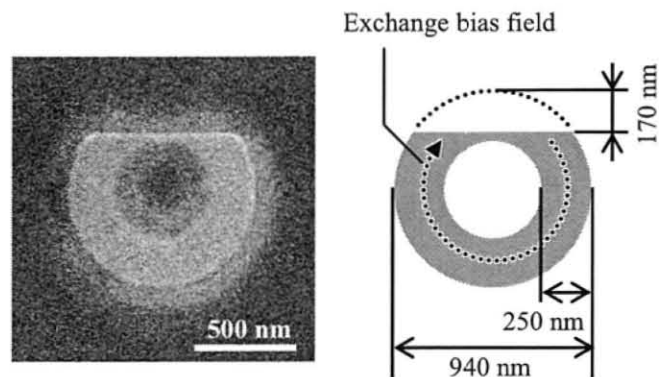


Fig. 6.1. SEM image, schematic illustration, and ring sizes of the asymmetric ring dots (Ring dot N). A dotted arrow on the schematic illustration shows the direction of the exchange bias field.

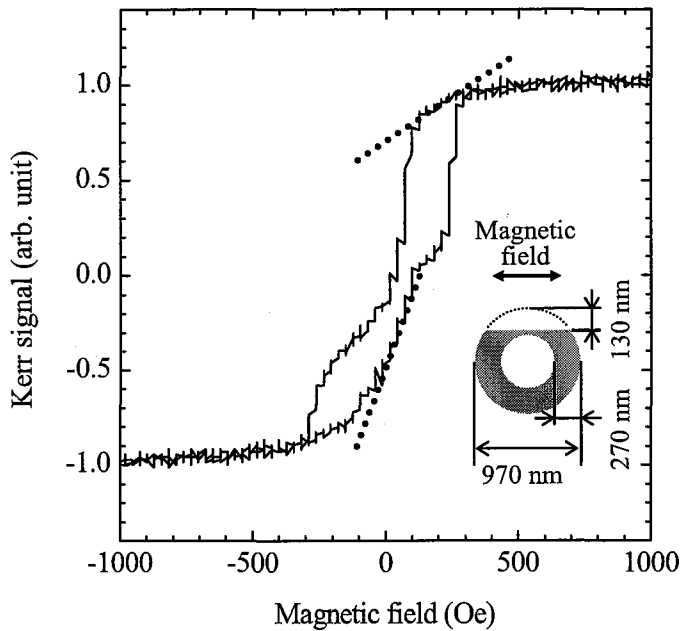


Fig. 6.2. MOKE hysteresis loop of the Ta(3 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(15 nm)/Mn₇₂Ir₂₈(10 nm)/Ni₈₀Fe₂₀(3 nm)/Ta(5 nm) asymmetric ring dots. The inset shows the ring sizes. Magnetic fields were applied along the planed part of the asymmetric ring dots.

ットの磁化がほぼ飽和していることがわかる。1000 Oe から-1000 Oe へ向けて磁場を掃引すると、100 Oe までシグナルは緩やかに低下する。シグナルが緩やかに低下することから、リングドットの磁化状態はこの磁場領域で onion state に移行するものと考えられる。100 Oe 付近でシグナルは急激に低下しほぼ 0 になる。シグナルが 0 に近いということは、磁化状態が vortex state であることを意味する。ただし、ヒステリシス曲線から磁化の回転する向きを判断することはできない。シグナルは 0 Oe から-250 Oe の範囲で緩やかに低下しており、この範囲で vortex state が維持されていることがわかる。さらに磁場が低下すると、シグナルは、-250 Oe でもう一度急激に低下し、-300 Oe 付近から負の飽和値となる-1000 Oe まで緩やかに低下する。シグナルが緩やかに低下することから、磁化状態はこの磁場領域で onion state から単磁区状態へ移行するものと考えられる。また、-1000 Oe から 1000 Oe への掃引においても、シグナルの変化は、onion state と vortex state を経て磁化反転が進行していることを示している。ただし、Fig. 6.2 に点線で示した onion state から vortex state へ磁化反転する直前までの磁場の変化に対するシグナルの変化率は、磁場の掃引方向によって異なる。その結果、ヒステリシス曲線は非対称な形状を示している⁽⁶⁻⁷⁾。非対称なヒステリシスの原因については、次に示す MFM 観察の結果を述べた後に説明する。

6.2.3 非対称リングドットの磁化状態

onion state と vortex state の間での磁化反転過程, および, vortex state における磁化の回転する向きを明らかにするため, 非対称リングドットの MFM 観察を行った. Fig. 6.3 は 1000 Oe から -1000 Oe へ磁場を掃引する過程において観察した MFM 像である. MFM 像における白いスポットは, MFM チップと試料の間に斥力が, 黒いスポットは引力が働いていることを意味する. MFM 観察を行う際の磁場の印加方向は, 非対称性を導入するために直線化した部分と平行な方向とし, 図中, 右向きの磁場をプラス磁場, 左向きの磁場をマイナス磁場とした. 図中に示す矢印は磁化の向きを, 直線は磁壁の位置を表している. Fig. 6.3 (a) に示すように, 1000 Oe の磁場を印加すると, リング外周においては, 右側のエッジが黒くなっており, 左側のエッジが白くなっている. また, リング内周においては, 右側のエッジが白くなっており, 左側のエッジが黒くなっている. このため, 1000 Oe における磁化状態は, 磁化が一方向を向いた単磁区状態であることがわかる. 磁場が 400 Oe まで低下すると Fig. 6.3 (b) に示すように, リング両端に 1 組ずつ存在する白黒のスポットの縦方向の幅が

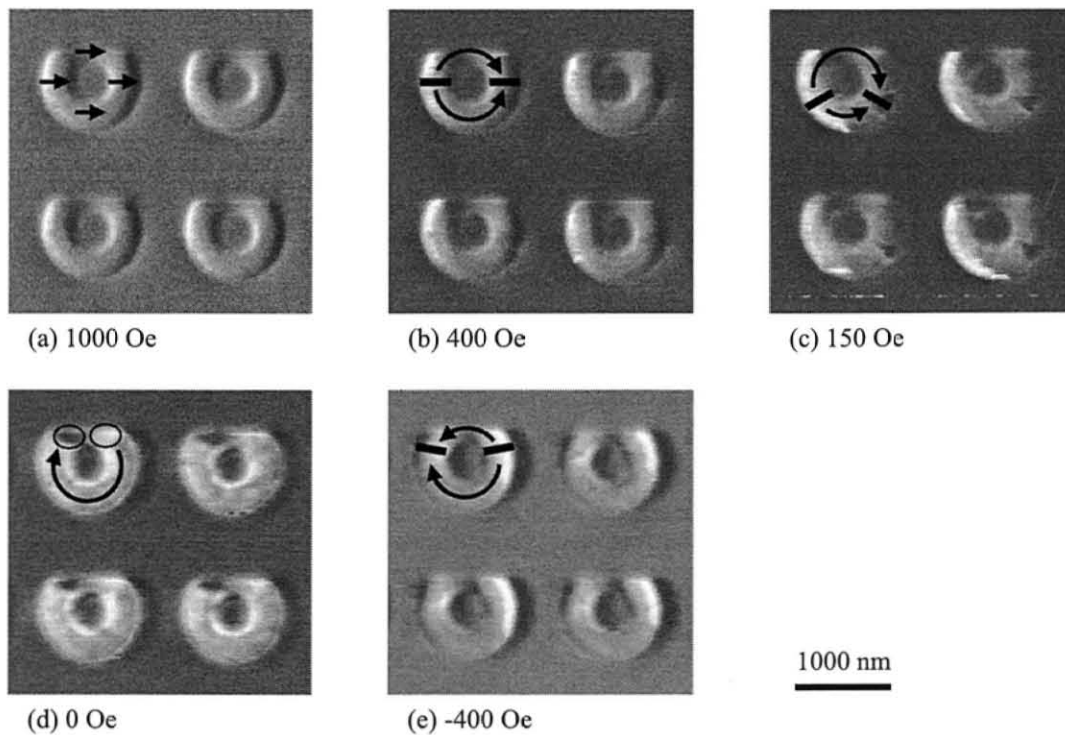


Fig. 6.3. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot N). MFM Images are observed in the sweep of the magnetic field from 1000 Oe to -1000 Oe. Images (a), (b), (c), (d), and (e) were observed at the magnetic field of 1000 Oe, 400 Oe, 150 Oe, 0 Oe, and -400 Oe, respectively.

小さくなる。これは、磁化状態が 2つの磁壁をリング両端に持つ onion state となり、磁束が磁性体から漏れる領域が局在化したことを示す。さらに磁場が 150 Oe まで低下すると、磁壁はリング下部へ向けて移動する [Fig. 6.3 (c)]. ここで明らかとなった磁壁がリング下部へ向けて移動するという結果は、第 3 章で検討した強磁性層からなる非対称リングドットにおいて磁壁がリング上部へ向けて移動するという結果とは異なっている。強磁性層からなる非対称リングドットにおいて磁壁がリング上部へ向けて移動するのは、リング形状の非対称性に起因している。これに対し、強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットにおいて磁壁がリング下部へ向けて移動するのは、界面に働く交換バイアス磁場に起因しているものと考えられる。さらに磁場が低下してゼロ磁場になると、リング下部へ移動した 2つの磁壁が消滅し、磁化状態は vortex state になる [Fig. 6.3 (d)]. この vortex state では、リングの直線化した部分の右に白、左に黒のスポットが確認でき、磁化の回転する向きは時計回りであることがわかる。vortex state を形成後、引き続き磁場が低下すると、-400 Oe において、磁化状態は onion state となる [Fig. 6.3 (e)].

一方、Fig. 6.4 は-1000 Oe から 1000 Oe へ磁場を掃引する過程において観察した MFM 像

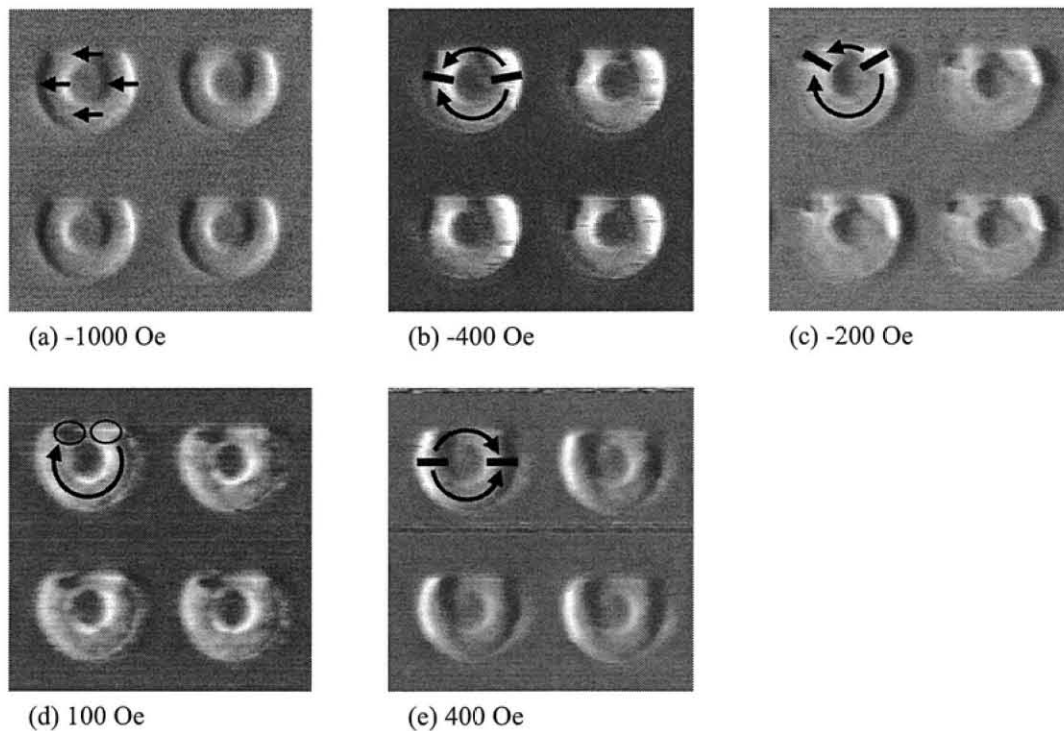


Fig. 6.4. MFM images of the asymmetric ring dots (Ring dot N). MFM Images are observed in the sweep of the magnetic field from -1000 Oe to 1000 Oe. Images (a), (b), (c), (d), and (e) were observed at the magnetic field of -1000 Oe, -400 Oe, -200 Oe, 100 Oe, and 400 Oe, respectively.

である。-1000 Oe の磁場では、磁化がマイナスの向きに飽和している [Fig. 6.4 (a)]. 磁場が-400 Oe まで上昇すると、Fig. 6.4 (b) に示すように、リング両端に1組ずつ存在する白黒のスポットの縦方向の幅が小さくなっており、磁化状態が onion state であることがわかる。さらに磁場が-200 Oe まで上昇すると、第3章で検討した強磁性層からなる非対称リングドットと同様に、2つの磁壁はリング上部へ向けて移動する [Fig. 6.4 (c)]. これら2つの磁壁がリング上部で消滅することにより、100 Oe において、リングドットは vortex state を形成する [Fig. 6.4 (d)]. この vortex state でも、プラス磁場からマイナス磁場への掃引と同様に、磁化の回転する向きは時計回りであることがわかる。プラス磁場からマイナス磁場への掃引とは磁壁の移動する向きが異なるため、磁場を掃引する向きによらず、vortex state における磁化の回転する向きは一定となる^(6,7)。vortex state を形成後、引き続き磁場が 400 Oe まで上昇すると、磁化状態は onion state となる [Fig. 6.4 (e)].

上述のように、onion state においてリング両端に存在する磁壁は、1000 Oe から-1000 Oe へ磁場を掃引した場合、リング下部へ向けて、-1000 Oe から 1000 Oe へ磁場を掃引した場合、リング上部へ向けて移動する^(6,7)。また、単磁区状態から onion state 経て vortex state へ磁化反転する直前までの、磁場の変化に対する磁壁の移動量も、磁場を掃引する向きに依存して異なっている。このように、磁壁の移動する向き、移動量が異なっているのは、強磁性層/反強磁性層の界面に働く交換バイアスに起因しており、Fig. 6.2 に示したヒステリシス曲線の非対称性は、これらの2つの違いによって理解できるものと考えられる。磁壁の移動する向きと移動量が、磁場の掃引する向きに依存して異なる原因については、6.3節で考察する。

6.2.4 シミュレーションによる磁化反転過程の解析

onion state と vortex state との間の磁化反転過程についてさらに理解を深めるため、マイクロマグネティクスシミュレーション^(6,8)を行った。非対称リングドットと同じ積層構造を有する薄膜の交換バイアス磁場は約 80 Oe であった。このため、シミュレーションにおいては、時計回りに 80 Oe の擬似的な静磁場がリングドットに印加されているものとして、時計回りの交換バイアス磁場をシミュレーションに取り入れた。セルサイズは、(X, Y, Z) = (10 nm, 10 nm, 5 nm) とした。

Fig. 6.5 は、シミュレーションにより得られたヒステリシス曲線と磁化状態である。磁場

を印加した方向は、切り欠き部分と平行な方向とし、図中、右向きをプラス磁場、左向きをマイナス磁場としている。図中の小さい矢印は、5 x 5 個のセルにおける磁化の平均の向きを、大きい矢印は小さい矢印から推測した、全体的な磁化の向きを表したものである。直線は磁壁の位置を表している。図のように、シミュレーションにより得られたヒステリシス曲線の形状は、定性的にはあるが実験結果とよく一致しており、ヒステリシス曲線の非対称性が現れている。

次に、磁化状態の遷移過程での磁壁の移動する向きに注目する。プラス磁場から磁場が低下すると、onion state から vortex state への遷移過程において、Fig. 6.5 (b) に示すように、

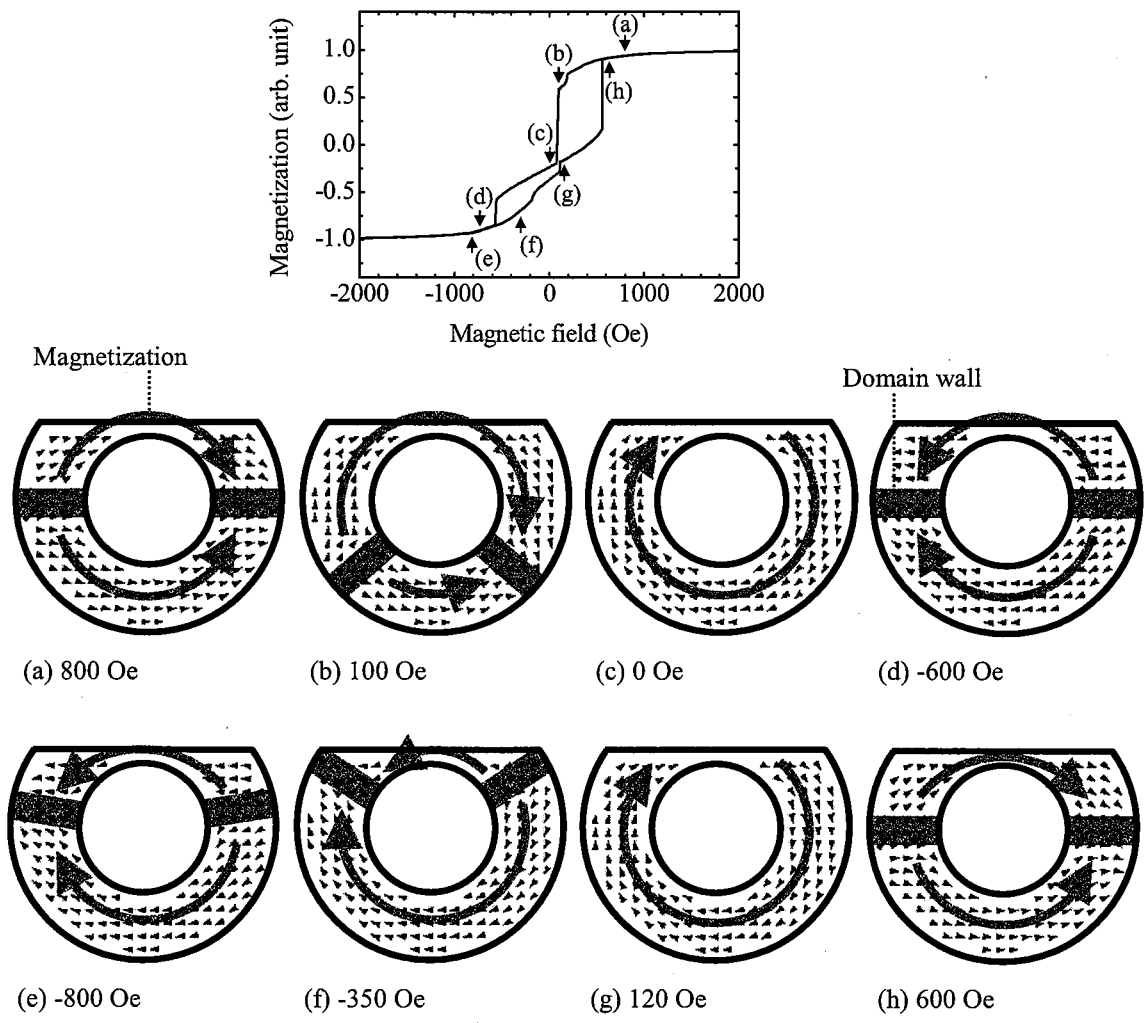


Fig. 6.5. Simulated hysteresis loop and magnetic configurations of the asymmetric ring dots. Magnetic configurations (a) ~ (d) are obtained in the sweep of the magnetic field from positive field to negative field. Magnetic configurations (e) ~ (h) are obtained in the sweep of the magnetic field from negative field to positive field.

磁壁はリング下部へ向けて移動する。これに対し、マイナス磁場から磁場が上昇すると、onion state から vortex state への遷移過程において、Fig. 6.5 (f) に示すように、磁壁はリング上部へ向けて移動する。以上のように、シミュレーションから求めた磁化反転過程は、実験結果とよく一致しており、前節で述べた MFM 像の解析が、妥当であったことがわかる⁽⁶⁻⁷⁾。これらの結果が得られた原因については、6.3 節で考察する。

6.3 非対称リングドットの磁化反転過程

前節で述べたように、onion state から vortex state への磁化反転過程において、磁場を掃引する向きにより磁壁の移動する向き、および、磁場の変化に対する磁壁の移動量が異なることが明らかとなった。本節では、以上の結果が得られた原因について考察する。一般の対称形のリングドットの磁化反転に寄与するエネルギーは、ゼーマンエネルギー、静磁エネルギー、強磁性層内での交換エネルギー、異方性エネルギーである。強磁性層内での交換エネルギーは、これ以外のエネルギーに比べて非常に低く、磁場の掃引方向に対してほぼ対称な挙動を示す。また、Ni-Fe は結晶磁気異方性エネルギーおよび誘導磁気異方性エネルギーの低い材料である。このため、リング形状の磁性体の onion state から vortex state への磁化反転では、ゼーマンエネルギーと静磁エネルギーの競合について考えればよい。

一般的に、リング形状の磁性体は、外部磁場が低くなった時、ゼーマンエネルギーを高くしても、静磁エネルギーを低下させるため、onion state から vortex state へと磁化反転する⁽⁶⁻⁹⁾。反強磁性層をもたない非対称リングドットの場合、磁場の掃引方向に関わらず、磁壁はリング上部へ向けて移動する⁽⁶⁻¹⁻³⁾。これは、第 3 章で述べたように、リング外周を直線化した部分の漏洩磁場のため、リング上部のドメインの単位体積当たりの静磁エネルギーが、リング下部のドメインの単位体積当たりの静磁エネルギーよりも高いためと考えられる^(6-1,2)。これに対し、強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットの磁化反転を考える場合、ゼーマンエネルギーと静磁エネルギーに加え、強磁性層／反強磁性層の交換結合に起因する異方性エネルギーも考えなければならない。マイナスからプラスへ磁場を掃引すると、強磁性層のみから構成される非対称リングドットと同様、Fig. 6.5 のように、静磁エネルギーの低下から磁壁はリング上部へ向けて移動しようとする。また、磁壁がリング上部へ向けて移動し、リング下側の時計回りの磁区が成長すると、強磁性層／反強磁性層の交換結合に起因する異方性エネルギーも低下する。すなわち、静磁エネルギーおよび異

方性エネルギーを低下させるため、磁壁はリング上部に移動しようとする。言い換えれば、磁壁が移動することによる静磁エネルギーおよび異方性エネルギーの低下量が大きく、磁壁が移動することによるゼーマンエネルギーの上昇を相殺するために、磁場低下による磁壁の移動量が大きいものと考えられる。

次に、プラス磁場からマイナス磁場への掃引について考える。この場合も、反強磁性層のない非対称リングドットと同様に、静磁エネルギーの観点からは、磁壁はリング上部へ向かって移動しようとする。しかし、実際には、磁壁はリング下部に向かって移動することから、静磁エネルギーの寄与よりも、強磁性層と反強磁性層との交換結合による異方性エネルギーの寄与の方が大きいことがわかる。しかし、この場合、異方性エネルギーの変化の一部は静磁エネルギーの変化により相殺され、磁壁が下部に移動することによるエネルギーの利得は、比較的小さい。従って、磁壁を下部に移動することによるゼーマンエネルギーの上昇を許可してまで、異方性エネルギーと静磁エネルギーの合計を低下させるメリットはない。このため、マイナスの磁場からプラスの磁場への磁場変化の場合と比較して、磁場低下による磁壁の移動量が小さいものと考えられる。

6.4 結言

強磁性層／反強磁性層からなる非対称リングドットを作製し、onion state と vortex state の間で起こる磁化反転過程について検討した。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) onion state から vortex state への磁化反転過程について検討したところ、強磁性層と反強磁性層の界面に働く交換バイアス磁場により、磁場を掃引する向きに依存して、磁壁の移動する向き、および、磁場の変化に対する磁壁の移動量が異なることがわかった。
- (2) 上述のように、強磁性層と反強磁性層の界面に働く交換バイアス磁場によって、磁場を掃引する向きに依存して、磁壁の移動する向き、および、磁場の変化に対する磁壁の移動量が異なる。このため、onion state から vortex state へ磁化反転する直前までの磁場の範囲において、磁場を掃引する向きに依存してヒステリシス曲線の変化率が異なり、ヒステリシス曲線は非対称になることが明らかになった。

参考文献

- (6-1) R. Nakatani and M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 (2003) 100.
- (6-2) R. Nakatani, T. Yoshida, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuriowa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 6714.
- (6-3) I. Sasaki, R. Nakatani, T. Yoshida, K. Otaki, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuroiwa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *Mater. Sci. Forum* 512 (2006) 171.
- (6-4) R. Nakatani, T. Yoshida, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuriowa, S. Beysen, and H. Kobayashi, *J. Magn. Magn. Mater.* 286 (2005) 31.
- (6-5) W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* 102 (1956) 1413.
- (6-6) N. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 192 (1999) 203.
- (6-7) I. Sasaki, R. Nakatani, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuroiwa, S. Beysen, and Hiroshi Kobayashi, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 08G303.
- (6-8) M.R. Scheinfein and J.L. Blue, *J. Appl. Phys.* 69 (1991) 7740.
- (6-9) M. Kläui, C.A.F. Vaz, L. Lopez-Diaz, and J.A.C. Bland, *J. Phys.: Conds. Matter* 15 (2003) R985.

第7章 総括

本研究では、超高集積磁性メモリセルを実用化するための要素技術を確立することを目的として、磁性体ドットの磁化反転過程および交換磁気異方性について検討を行った。以下に、研究結果の概要を各章ごとにまとめる。

第1章では、次世代のメモリの有力な候補である磁性ランダムアクセスメモリのメモリセルとして、リングドットを用いることで超高集積磁性メモリセルの実現が可能となることを説明した。次に、リングドットに関するこれまでの研究を概説しながら、非対称リングドットを用いることで、メモリセルへの情報の書き込みと、読み出しが可能になることを説明した。また、情報の書き込みと読み出しに関する技術を確立するためには、非対称リングドットの磁化反転過程を明確にすることが必要であることを述べた。

第2章では、磁性体ドットの作製方法および各種評価方法について述べた。磁性体ドットの作製方法として、微細加工プロセス、薄膜の形成方法、磁場中での熱処理方法について説明した。各種評価方法として、磁性体ドットの形状、磁気特性、結晶構造の評価方法、また、マイクロマグネティクスシミュレーションによる磁化反転過程の解析方法について説明した。

第3章では、磁化自由層に対応する、強磁性層からなる非対称リングドットの磁化反転過程について検討した。この検討により、リングの幅が210 nmから400 nmである場合、磁場を掃引すると、非対称リングドットの磁化状態はリング両端に2つの磁壁をもつ onion state から、磁化が円周方向に還流した vortex state、さらに最初とは逆向きの磁化を有する onion state へと変化することがわかった。非対称リングドットの磁化状態が onion state である時、リング上部に位置するドメインでは、リング下部に位置するドメインよりも、単位体積当たりの静磁エネルギーが高い。このため、onion state から vortex state へと磁化反転が進行する際、単位体積当たりの静磁エネルギーが高いリング上部のドメインを減少させるため、磁壁はリング上部へと移動することがわかった。また、vortex state から onion state への磁化状態の遷移過程において、リングの幅が400 nm以上の場合、リング下側で vortex core が発生することがシミュレーションにより明らかになった。しかしながら、vortex core の発生する場所を明らかにすること、および、リングの幅が400 nmより狭い場合の知見を得ることができなかった。次に、リングの幅が vortex state から onion state への磁化反転磁場に及ぼす影響について検討し、リングの幅が狭くなるに従い、磁化反転磁場が高くなること

を明らかにした。これは、リングの幅が狭い場合、磁化反転過程における単位体積当たりの交換エネルギーおよび静磁エネルギーの上昇幅が大きいため、すなわち磁化反転のエネルギー障壁が高くなるためである。

第4章では、vortex state から onion state への磁化状態の遷移過程において、vortex core の生成する場所について磁場スイープ (Magnetic Field Sweeping, MFS) -磁気力顕微鏡 (Magnetic Force Microscopy, MFM) 測定法による検討を行った。その結果、リングの幅が 260 nm ~ 460 nm である場合、vortex state から onion state への磁化反転過程において、リング下側の内周部で vortex core が発生し、リング外周部へ向けて移動し、消滅することが明らかになった。また、リングの幅に依存せず、非常に狭い磁場の範囲で、vortex core が発生し、消滅することが明らかになった。

第5章では、ドットサイズを系統的に変化させた強磁性層/反強磁性層からなる正方形ドットを作製し、ドットサイズが交換磁気異方性に及ぼす影響について検討した。この検討により、ドットサイズが減少すると、反強磁性体スピンの熱ゆらぎが顕著となり、交換バイアス磁場およびブロッキング温度が低下することが明らかになった。

第6章では、磁化固定層に対応する、強磁性層/反強磁性層からなる非対称リングドットを作製し、その磁化反転過程について検討した。その結果、非対称リングドットの磁化状態が onion state から vortex state へと変化する際、強磁性層と反強磁性層の界面に働く円周方向の交換バイアス磁場により、磁場を掃引する向きに依存して、磁壁の移動する向きが変化することが明らかになった。このように、磁場を掃引する向きに依存して、磁壁の移動する向きが変化するため、vortex state における磁化の回転する向きは一定となる。また、上記磁化反転過程において、交換バイアス磁場により磁場を掃引する向きに依存して磁場の変化に対する磁壁の移動量が異なるため、ヒステリシス曲線に非対称性が現れることがわかった。

謝辞

本研究の遂行および本論文の作成にあたりまして、大阪大学大学院工学研究科 中谷亮一教授には、終始、御指導、御鞭撻を賜りました。大阪大学大学院工学研究科 山本雅彦教授（現 福井工業大学教授）には、本研究の遂行にあたりまして、御指導、御鞭撻を頂きました。ここに深く感謝申し上げます。

大阪大学大学院工学研究科 白井泰治教授、大阪大学大学院工学研究科 掛下知行教授には、本論文の内容に関して有益な御討論と御助言を頂きました。ここに深く感謝申し上げます。

本研究の遂行および本論文の作成にあたりまして、御助力、御討論を頂きました、大阪大学大学院工学研究科 遠藤恭助教（現 東北大学工学研究科准教授）に深く感謝申し上げます。

本研究の遂行にあたりまして、御助言、御討論を頂きました、大阪大学大学院工学研究科 白土優助教に深く感謝申し上げます。

本研究における実験装置の操作に関しましては、大阪大学大学院工学研究科 川村良雄技術専門職員に御協力を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

本研究における試料作製に関しましては、三菱電機株式会社 長永隆志氏、綾淳氏、黒岩丈晴博士、Sadeh Beysen 博士、小林浩博士に御協力を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり、終始、励ましを頂きました表界面物性学領域の方々に厚く御礼申し上げます。

本研究に関する成果

発表論文

- (1) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Tetsuo Yoshida, Keiichi Otaki, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Magnetization chirality of Ni-Fe and Ni-Fe/Mn-Ir asymmetric ring dots for high-density memory cells”, *Materials Science Forum*, 512 (2006) pp. 171-176.
- (2) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Transition between onion states and vortex states in exchange-coupled Ni-Fe/Mn-Ir asymmetric ring dots”, *Journal of Applied Physics*, 99 (2006) pp. 08G303 1-3.
- (3) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Kazufumi Ishimoto, Yasushi Endo, Yu Shiratsuchi, Yoshio Kawamura, and Masahiko Yamamoto, “Size effects on exchange bias in polycrystalline Ni-Fe/Fe-Mn square dots”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310 (2007) pp. 2677-2679.
- (4) Yasushi Endo, Hideki Fujimoto, Shinya Kumano, Yusuke Matsumura, Isao Sasaki, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, and Ryoichi Nakatani, “Study on the magnetization reversal process in a magnetic nanowire and a magnetic dot observed by magnetic field sweeping (MFS)-MFM measurements”, *Journal of Applied Physics*, 103 (2008) in press.
- (5) Yasushi Endo, Isao Sasaki, and Ryoichi Nakatani, “Detailed movement of the vortex core in a Ni-Fe circular dot measured by magnetic field sweeping (MFS)-magnetic force microscopy (MFM)”, in preparation for publication.

国際学会発表

- (1) Ryoichi Nakatani, Isao Sasaki, Tetsuo Yoshida, Keiichi Otaki, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Vortex nucleation and annihilation in Ni-Fe annular dots and cup-shaped dots for high-density memory cells”, International Symposium on Advanced Structure and Functional Materials Design, Osaka, Japan, November 10, 2004.
- (2) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Tetsuo Yoshida, Keiichi Otaki, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Magnetization chirality of Ni-Fe and Ni-Fe/Mn-Ir asymmetric ring dots for high-density memory cells”, International Symposium on Advanced Structure and Functional Materials Design, Osaka, Japan, November 11, 2004.
- (3) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, and Masahiko Yamamoto, “Transition between vortex state and onion state in Ni-Fe asymmetric ring dots for high-density memory cells”, 8th SANKEN International Symposium, Osaka, Japan, December 6, 2004.
- (4) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Transition between onion states and vortex states in Exchange-coupled Ni-Fe/Mn-Ir asymmetric ring dots”, 50th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, San Jose, CA, USA, November 1, 2005.
- (5) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Magnetic memory cells for computers”, The 3rd Workshop on Environment and Energy, Osaka, Japan, March 9, 2006.

- (6) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Magnetic configurations in the Ni-Fe and Ni-Fe/Mn-Ir asymmetric ring dots for magnetic memory cells”, International Symposium on Design of Advanced Materials Using Nano Space, Osaka, Japan, August 4, 2006.
- (7) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Control of circular magnetizations in the Ni-Fe and Ni-Fe/Mn-Ir asymmetric ring dots”, 19th International colloquium on Magnetic Films and Surfaces, Sendai, Japan, August 17, 2006.
- (8) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Kazufumi Ishimoto, Yasushi Endo, Yu Shiratsuchi, Yoshio Kawamura, and Masahiko Yamamoto, “Size effects on exchange bias in polycrystalline Ni-Fe/Fe-Mn square dots”, 17th International Conference on Magnetism, Kyoto, Japan, August 22, 2006.
- (9) Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, Kazufumi Ishimoto, Yasushi Endo, Yu Shiratsuchi, Yoshio Kawamura, and Masahiko Yamamoto, “Exchange anisotropy in Ni-Fe/Fe-Mn nanostructures”, First International Symposium on Atomic Technology, Tsukuba, Japan, March 16, 2007.
- (10) Ryoichi Nakatani, Isao Sasaki, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, and Hiroshi Kobayashi, “Magnetic memory cells using asymmetric ring dots”, First International Symposium on Atomic Technology, Tsukuba, Japan, March 17, 2007.

研究会報告

- (1) 佐々木勲, 中谷亮一, 遠藤恭, 川村良雄, 山本雅彦, 長永隆志, 綾淳, 黒岩丈晴, Sadeh Beysen, 小林浩, 「反強磁性バイアスを印加したNi-Fe非対称リングドットの磁化過程」, 電子情報通信学会 磁気記録研究会, 東京, 2006年2月10日.

国内学会発表

- (1) 大滝啓一, 中谷亮一, 佐々木勲, 吉田哲郎, 遠藤恭, 川村良雄, 山本雅彦, 長永隆志, 「Ni-Fe/Mn-Ir非対称リングドットの磁化過程」, 第 135 回日本金属学会秋期大会, 秋田 (秋田大学), 2004 年 9 月 29 日.
- (2) 佐々木勲, 中谷亮一, 遠藤恭, 川村良雄, 山本雅彦, 長永隆志, 綾淳, 黒岩丈晴, Sadeh Beysen, 小林浩, 「Ni-Fe/Mn-Ir交換結合非対称リングの磁化反転過程」, 第 29 回日本応用磁気学会学術講演会, 長野 (信州大学), 2005 年 9 月 20 日.
- (3) 佐々木勲, 中谷亮一, 遠藤恭, 川村良雄, 山本雅彦, 「Ni-Fe/Fe-Mn非対称リングにおける磁化反転の形状依存性」, 第 137 回日本金属学会秋期大会, 広島 (広島大学), 2005 年 9 月 28 日.
- (4) 佐々木勲, 中谷亮一, 石元一史, 遠藤恭, 白土優, 川村良雄, 山本雅彦, 「Ni-Fe/Fe-Mnドットの交換磁気異方性に及ぼすドットサイズの影響」, 第 139 回日本金属学会秋期大会, 新潟 (新潟大学), 2006 年 9 月 18 日.
- (5) 佐々木勲, 遠藤恭, 川村良雄, 中谷亮一, 山本雅彦, 「Ni-Fe非対称リングドットの磁化反転過程」, 第 141 回日本金属学会秋期大会, 岐阜 (岐阜大学), 2007 年 9 月 21 日.
- (6) 遠藤恭, 佐々木勲, 中谷亮一, 山本雅彦, 「磁気渦構造を有する円形Ni-Feドットの磁化過程」, 第 141 回日本金属学会秋期大会, 岐阜 (岐阜大学), 2007 年 9 月 21 日.

