

修 士 論 文 の 和 文 要 旨

研究科・専攻	大学院 情報数理学研究科 情報・ネットワーク工学専攻 博士前期課程		
氏 名	高松 駿一	学籍番号	1731096
論 文 題 目	DMIによる反転電流低減のシミュレーション解析		
要 旨	<p>現在使用されているメモリの多くは揮発性メモリであるため、電力の供給がなくなると保持している情報を失ってしまう問題がある。一方、磁気抵抗メモリなどの不揮発性メモリは、常に電力の供給が無くても情報を保持できる。磁気抵抗メモリの一種の STT-MRAMは、メモリセルサイズを小さくすると書き込み電流を小さくできるため、大容量メモリの実現が期待されている。しかしメモリセルサイズが小さくなると、熱安定性が保たれない問題がある。そこで STT-MRAMに対し、DMIによる磁性現象の変化によって上記の問題を解決できる可能性を考えた。本論文ではシミュレーションを用い、DMIによる STT-MRAM の反転電流密度低減効果を、従来型の単層構造及び ECC構造に対して検討した。単層構造では反転電流密度は、パルス幅が短く、損失定数が小さいほど低減し、最大低減率はパルス幅が1ns及び10nsの時、33%及び10%であった。この結果は、先行研究で掲出された反転電流値の実験式から解析することができ、シミュレーションの妥当性を示すことができた。次に ECC 構造では層間交換結合定数を小さくすることで、特定の値までは反転電流値は減少するが、小さくし過ぎると反転電流密度は増大することがわかった。ECC構造で最適な層間交換結合定数を用いた場合、全てのパルス幅、損失定数、DMI定数において、単層構造の場合より3割~4割反転電流密度が低減した。また、ECC構造で最適な層間交換結合定数の場合、パルス幅1ns及び10nsの時、単層構造でDMIの無い場合より、最大72%及び80%反転電流値が低減した。よって、層間交換結合定数を調整すれば、単層構造に比べて熱安定性を保ったまま、反転電流密度の更なる低減が可能であることがわかった。以上の結果より、DMI 効果と ECC 構造は STT-MRAM の高速動作時における反転電流の低減に有効であることがわかった。</p>		

DMIによる反転電流低減のシミュレーション解析

平成31年3月10日

情報・ネットワーク工学専攻

情報数理工学プログラム

学籍番号 1731096

高松駿一

指導教員 仲谷栄伸

概要

現在使用されているメモリの多くは揮発性メモリであるため、電力の供給がなくなると保持している情報を失ってしまう問題がある。一方、磁気抵抗メモリなどの不揮発性メモリは、常に電力の供給が無くても情報を保持できる。磁気抵抗メモリの一種の STT-MRAM は、メモリセルサイズを小さくすると書き込み電流を小さくできるため、大容量メモリの実現が期待されている。しかしメモリセルサイズが小さくなると、熱安定性が保たれない問題がある。そこで STT-MRAM に対し、DMI による磁性現象の変化によって上記の問題を解決できる可能性を考えた。本論文ではシミュレーションを用い、DMI による STT-MRAM の反転電流密度低減効果を検討した。研究では、従来型の単層構造及び ECC 構造に対して調査した。

まず単層構造で DMI による反転電流密度の変化を調査した。各 DMI 定数に対して熱安定性が保てる異方性定数値を求め、得られた値を用いてシミュレーションを行ったところ、反転電流密度はパルス幅が短く、 α が小さいほど低減することがわかった。DMI による反転電流密度の低減率は、パルス幅が 1ns のとき最大 33%、パルス幅が 10ns のとき最大 10%であった。この結果は、先行研究で掲出された反転電流値の実験式から解析することができた。 α が大きい場合、熱安定性を維持するために K_u を増加させたために、反転電流密度が増大することがわかった。また α が小さい場合、DMI による初期磁化角度 θ_0 が増加したため、反転電流密度が減少することがわかった。

次に ECC 構造で DMI による反転電流密度の変化を調査した。層間交換結合定数を変化させない場合、反転電流密度の低減率は単層の場合と同様であることが分かった。層間交換結合定数を小さくすると、特定の値までは反転電流値は減少するが、小さくし過ぎると反転電流密度は増大することがわかった。ECC 構造で最適な層間交換結合定数を用いた場合、全てのパルス幅、損失定数、DMI 定数において、単層構造の場合より 3 割～4 割反転電流密度が低減した。また、ECC 構造で最適な層間交換結合定数の場合、単層構造で $D = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ の場合より、パルス幅 $t_p=1\text{ns}$ の時最大約 72 %、パルス幅 $t_p=10\text{ns}$ の時最大約 80 % 反転電流値が低減した。よって、層間交換結合定数を調整すれば、単層構造に比べて熱安定性を保ったまま、反転電流密度の更なる低減が可能であることがわかった。

以上の結果より、DMI 効果と ECC 構造は STT-MRAM の高速動作時における反転電流の低減に有効であることがわかった。

目次

第 1 章	はじめに	7
1.1	研究の背景	7
1.1.1	コンピュータの記憶装置	7
1.1.2	不揮発性メモリ	7
1.1.3	MRAM(磁気抵抗型ランダムアクセスメモリ)	7
1.1.4	STT-MRAM(Spin Transfer Torque - Magnetoresistive Random Access Memory)	7
1.1.5	Dzyaloshinskii - Moriya interaction(DMI)	8
1.1.6	Exchange 足 Coupled Composite(ECC) 構造	9
1.2	本研究の目的	9
1.3	本論文の構成	9
第 2 章	基本事項	11
2.1	磁極と磁気モーメント	11
2.2	LLG 方程式	11
2.3	実効磁界	12
2.3.1	異方性磁界	12
2.3.2	交換磁界	12
2.3.3	静磁界	13
2.3.4	外部磁界	13
2.3.5	スピントルク	13
2.4	熱安定性	13
2.4.1	エネルギーバリア	14
2.4.2	熱揺らぎ	14
2.4.3	熱安定性指数	14
2.5	Dzyaloshinskii - Moriya interaction(DMI)	14
2.6	Exchange - Coupled Composite (ECC) 構造	15
第 3 章	数理モデル	17
3.1	シミュレーションモデル	17
3.1.1	マイクロマグネティックモデル	17
3.2	LLG 方程式の数値解法	18
3.2.1	LLG 方程式	18
3.2.2	4 次の Runge-Kutta 法	19
3.2.3	実効磁界	20
3.2.4	境界条件	24
3.3	熱安定性	24
3.3.1	エネルギーバリア	25
3.3.2	熱安定性指数	25
3.4	材料定数	25

第 4 章	単層構造における反転電流値の DMI 依存性	27
4.1	エネルギーバリアの DMI 依存性	27
4.2	K_u と DMI の組み合わせの決定	28
4.3	反転電流の DMI 依存性	28
4.3.1	考察	31
4.4	まとめ	36
第 5 章	ECC 構造における反転電流値の DMI 依存性	37
5.1	エネルギーバリアの K_u 比依存性	37
5.2	反転電流の K_u 比依存性	41
5.3	エネルギーバリアの A_{inter} 依存性	45
5.4	反転電流の A_{inter} 依存性	46
5.5	まとめ	56
第 6 章	まとめ	59

第1章 はじめに

この章では、研究の背景、本研究の目的、本論文の構成について記す。

1.1 研究の背景

1.1.1 コンピュータの記憶装置

情報が諸資源と同等の価値を有しており、コンピューターなどによる情報システムの利用が政治、文化、教育、日常生活など様々な場面に広く市民生活や企業活動に浸透し、情報の生産・収集・伝達・処理を中心として社会・経済が発展していく社会のことを情報化社会という。近年では、スマホを含む携帯電話の普及により、その身近さが増している。情報化社会において、コンピューターの性能は情報の操作能力に直結しており、コンピューターの性能向上無くして情報化社会の発展はあり得ない。コンピューターは、記憶装置にデータを保持する。その中でも、主記憶装置はCPUなどのプロセッサが直接アクセスすることのできる記憶装置で、現在は半導体メモリが使用されている。その中でも、DRAMは集積度が高いために、現在の多くのコンピューターはDRAMを主記憶装置として利用している。しかしながらDRAMは常に電力の供給がないと情報が失われる性質(揮発性)があり、コンピューターの起動時間や消費電力などの問題点が指摘されている。そこで、これらの問題を解決するために、MRAM(磁気抵抗メモリ)などの不揮発性メモリについて研究が行われている。

1.1.2 不揮発性メモリ

不揮発性メモリとは、電力の供給が途絶えても内容を保持し続けるメモリのことである。揮発性メモリとは異なり、記録の読み書きの時にのみ電力が必要である。磁気抵抗ランダムアクセスメモリ(MRAM)、抵抗変化型ランダムアクセスメモリ(ReRAM)、強誘電体ランダムアクセスメモリ(FerRAM)などがある。本論文では、MRAMを扱う。

1.1.3 MRAM(磁気抵抗型ランダムアクセスメモリ)

磁気抵抗型ランダムアクセスメモリ(Magnetoresistive Random Access Memory)とは、磁気を利用したメモリである。情報は磁性体中の磁化構造を用いて表し、外部磁界より磁化構造を変化させることで情報の書き換えを行う。磁性体中の磁化状態を利用することで、電源を遮断してもデータが保存される不揮発性により、常に電力を流す必要がなくなるため、消費電力が抑えられる。しかし、セルを微細化していくと、書き込みに必要な電流が増加する問題がある。

1.1.4 STT-MRAM(Spin Transfer Torque - Magnetoresistive Random Access Memory)

強磁性体にスピン電流を流すと、電荷とともに電子の持つスピンの流れ、そのスピンから、強磁性体のスピンヘスピン角運動量が受け渡され、その結果回転力が生じる。この回転力をスピントルクと呼ぶ。このスピントルクを用いて磁極の向きを反転させることをスピン注入磁化反転といい、これを用いて情報の書き換えを行うMRAMをSTT-MRAMという。STT-MRAMはSTT-RAM, SpinRAMとも呼ばれる。

図1.1に示すように、STT-MRAMはMRAMと比べ、メモリサイズを小さくすると書き込み電流値を下げることができ、書き込み電流値の低下と記録密度の向上の両方を達成することができるメリットがある。

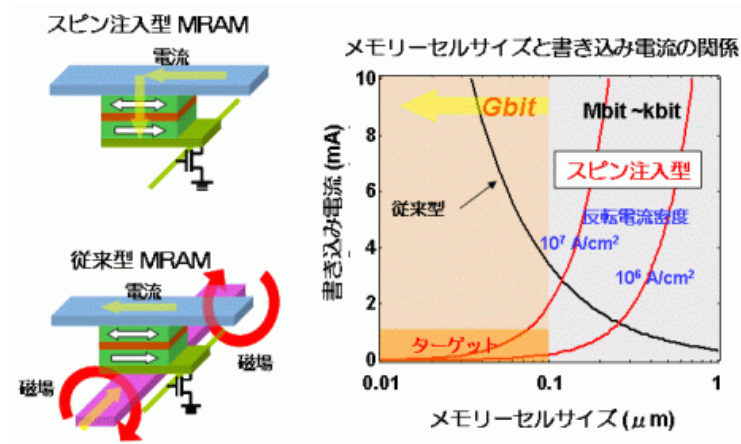


図 1.1: MRAM と STT-MRAM の比較 [1]

しかしながら、記録密度を向上させるにあたり、メモリサイズが小さくなると、熱安定性が損なわれるため、自由にサイズを小さくすることはできない。一方でメモリサイズが大きくなると、反転電流密度が大きいため、熱安定性を保ったまま反転電流密度を小さくできないという問題点がある。

これまでの研究でメモリサイズと反転電流密度の関係は調べられており、STT-MRAM の反転電流の大きさはメモリサイズを含む式 1.1 で表された。[2]

$$I_{sw} = \frac{2eM_s V}{\mu_B g P} \left(\alpha \gamma H_k + \frac{C_1}{t_p} \right) \quad (1.1)$$

$$C_1 = \frac{[\ln(1 - \cos(\theta_{crit})) / (1 + \cos(\theta_{crit})) - \ln(1 - \cos(\theta_{init})) / (1 + \cos(\theta_{init}))]}{2} \quad (1.2)$$

この先行論文では、反転電流値は式 1.1 の括弧内の第 1 項と第 2 項の和によって表されることが示されている。

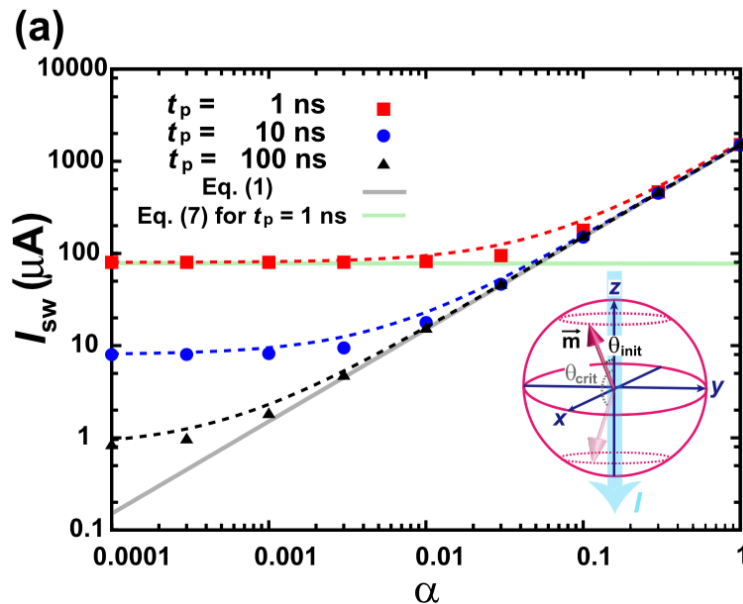
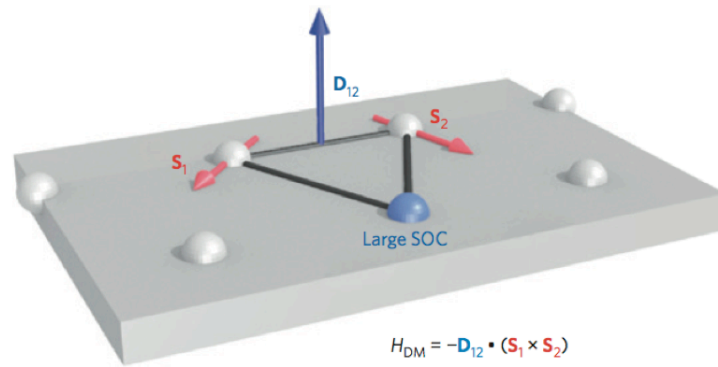


図 1.2: 先行研究における、損失定数による反転電流値の変化 [2]

1.1.5 Dzyaloshinskii - Moriya interaction(DMI)

Dzyaloshinskii - Moriya interaction(以下、DMI) は、隣接する原子磁気モーメント同士がねじれやすくする作用である。よって、DMIにより磁化構造が変化する。近年、DMIが注目されるようになってきており、研究が進められている。



Albert Fert, *et. al*, Nat. Nanotechnol. **8**,
152–156(2013)

図 1.3: DMI の概念図 [5]

1.1.6 Exchange Coupled Composite(ECC) 構造

ECC 構造は、記録層に磁化反転しやすい軟質層と反転しづらい硬質層の二層から構成される構造である。元来 HDD のために提案されていたが、近年、STT-MRAM において有用である可能性があり、研究が進められている。[3]

1.2 本研究の目的

STT-MRAM ではメモリサイズを小さくすると、反転電流は小さくなるが、熱安定性も損なわれるため、これを解決しない限り STT-MRAM の実現が困難とされている。本論文では DMI による STT-MRAM の反転電流密度低減の可能性をシミュレーションを用いて調査した。対象とした STT-MRAM は、従来型の単層構造と ECC 構造の二種類の構造とした。

1.3 本論文の構成

本論文は以下の章によって構成されている。

第 2 章 基本事項

本研究におけるシミュレーションの基本事項について記す。

第 3 章 数理モデル

本研究におけるシミュレーションに使用した数理モデルや計算手法について記す。

第 4 章 単層構造における反転電流値の DMI 依存性

単層構造において、DMI 効果による熱安定性と反転電流密度の変化を調べる。

第 5 章 ECC 構造における反転電流値の DMI 依存性

ECC 構造において、DMI 効果による熱安定性と反転電流密度の変化を調べる。

第 6 章 まとめ

本研究のまとめを記す。

第2章 基本事項

この章では、本論文でのシミュレーションの基本事項として、LLG 方程式や LLG 方程式で用いる原子磁気モーメントと実効磁界、熱安定性、DMI、ECC 構造について記す。

2.1 磁極と磁気モーメント

磁性体には、磁極 (magnetic pole) と呼ばれる磁界を作り出すものが存在すると考えることができる。この磁極は、+のものと、-のものがああり、単独では存在せず、常に対で存在する。この、磁極の対を表す物理量として、磁気モーメントがある。

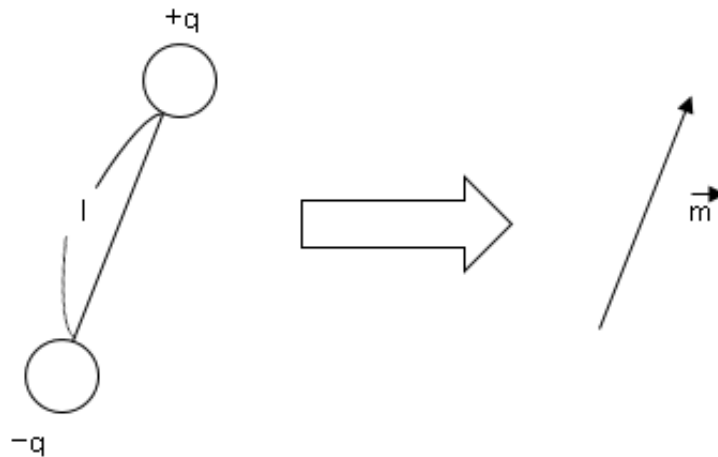


図 2.1: 磁気モーメント

図 2.1 のように、距離 l 離れた $+q$ の磁極と $-q$ の磁極がある時、

$$|\vec{m}| = ql \text{ [emu]} \quad (2.1)$$

として、このモーメントを表す。

原子磁気モーメントとは、原子が持つ磁気モーメントで、通常単位面積当たりの原子磁気モーメントの量で表される。単位は emu/cm^3 となる。

2.2 LLG 方程式

Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式 (以下、LLG 方程式) は磁界による原子磁気モーメントの運動を表す方程式である。LLG 方程式は 2.2 式で表される。[7]

$$\dot{\vec{M}} = -|\gamma| (\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M} (\vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \quad (2.2)$$

ここで、 \vec{M} は原子磁気モーメント、 \vec{H} は原子磁気モーメントに加わる実効磁界、 γ は磁気回転比、 α は損失定数、 M は原子磁気モーメントの大きさ ($|\vec{M}|$) である。

2.3 実効磁界

原子磁気モーメントは、様々な影響を受ける。この影響は、磁界に換算することが出来、それによって LLG 方程式で扱うことが出来る。本論文では、異方性磁界、交換磁界、静磁界、外部磁界、スピントルク、DMI を磁界換算したものを対象とする。

2.3.1 異方性磁界

磁気異方性とは、原子磁気モーメントがある特定の軸方向 (磁化容易軸) に向こうとする性質である。本論文では、磁性膜に垂直な方向を磁化容易軸とする垂直磁気異方性を扱う。異方性磁界は、異方性エネルギーから求めることができる。垂直磁気異方性エネルギーは、2.3 式で表される。

$$\epsilon^K = K_u(1 - m_z^2) \quad (2.3)$$

ここで、 K_u は異方性定数であり、単位は emu/cm^3 である。垂直磁気異方性エネルギーを変分することにより、異方性磁界を求める。

$$\begin{aligned} \vec{H}^K &= -\frac{\delta\epsilon^K}{\delta\vec{M}} \\ &= -\frac{1}{M_s} \frac{\delta\epsilon^K}{\delta\vec{m}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

式 2.4 を x, y, z 成分ごとに分解する。

$$H_x^K = -\frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^K}{\partial m_x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial y} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial z} \right)} \right) \right) \quad (2.5)$$

$$H_y^K = -\frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^K}{\partial m_y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial x} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial y} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial z} \right)} \right) \right) \quad (2.6)$$

$$H_z^K = -\frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^K}{\partial m_z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial x} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial y} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^K}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial z} \right)} \right) \right) \quad (2.7)$$

式 2.5,2.6,2.7 に式 2.3 を代入し、整理すると式 2.8,2.9,2.10 と表される。

$$H_x^K = 0 \quad (2.8)$$

$$H_y^K = 0 \quad (2.9)$$

$$H_z^K = \frac{2K_u}{M} m_z \quad (2.10)$$

この式 2.8,2.9,2.10 より異方性磁界は式 2.11 で表される。

$$\vec{H}^K = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2K_u}{M} m_z \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

2.3.2 交換磁界

交換磁界とは、隣接した原子磁気モーメント同士が、お互いに同じ向きに揃えようとする磁界である。交換磁界は、交換エネルギーから求めることができる。交換エネルギーは、2.12 式で表される。

$$\epsilon^A = A(\nabla\vec{m})^2 = A \left\{ \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (2.12)$$

ここで、 A は交換スティッフネス定数である。単位は erg/cm である。交換エネルギーを変分することにより、交換磁界を求める。

$$\begin{aligned}\vec{H}^A &= -\frac{\delta\epsilon^A}{\delta\vec{M}} \\ &= -\frac{1}{M_s} \frac{\delta\epsilon^A}{\delta\vec{m}}\end{aligned}\quad (2.13)$$

式 2.13 を x, y, z 成分ごとに分解する。

$$H_x^A = -\frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^A}{\partial m_x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial y} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial z} \right)} \right) \right) \quad (2.14)$$

$$H_y^A = -\frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^A}{\partial m_y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial x} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial y} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial z} \right)} \right) \right) \quad (2.15)$$

$$H_z^A = -\frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^A}{\partial m_z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial x} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial y} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial z} \right)} \right) \right) \quad (2.16)$$

式 2.14,2.15,2.16 に式 2.12 を代入し、整理すると式 2.17,2.18,2.19 と表される。

$$H_x^A = \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} + \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_x}{\partial y^2} + \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} \quad (2.17)$$

$$H_y^A = \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_y}{\partial x^2} + \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} + \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2} \quad (2.18)$$

$$H_z^A = \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_z}{\partial x^2} + \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_z}{\partial y^2} + \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} \quad (2.19)$$

2.3.3 静磁界

静磁界とは、磁性体によって作られる磁界である。静磁界は磁性体内部の磁化構造によって変化するため、静磁界は一般的には解析的に求めることができず、数値的に求める必要がある。

2.3.4 外部磁界

外部磁界とは、磁石を近づけるなど、磁性体に対して外部から印加された磁界のことである。

2.3.5 スピントルク

強磁性体に電流を流すと、電荷とともに電子の持つスピンの流れ、そのスピンから強磁性体のスピンへスピン角運動量が受け渡され、その結果回転力が生じる。この回転力をスピントルクと呼ぶ。スピン電流によって厚さ d の薄膜中の磁気モーメントに加わるスピントルクは 2.20 式で示される。[9]

$$\begin{aligned}-\tau^{-1}\eta(\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p})) \\ -\tau^{-1} &= \frac{g|\mu_B| \cdot 4\pi \cdot I_e}{2M_s \cdot 125.6637 \cdot |e|}\end{aligned}\quad (2.20)$$

ここで、 \vec{p} をスピン電流の方向ベクトル、 g は gyromagnetic splitting factor、 μ_B はボーア磁子、 e は電気素量、 η はスピン分極率、 I_e は電流密度である。

2.4 熱安定性

本論文で扱う熱安定性とは、メモリの熱に対する情報保持の強さをいう。

2.4.1 エネルギーバリア

図 2.2 のように、垂直磁気異方性を有する単磁区の磁性体では、磁気モーメントが面内方向を向いて収束した状態 (エネルギー最大状態) と面直方向を向いて収束した状態 (エネルギー最小状態) の差がエネルギーバリアである。このエネルギーは、磁化反転する際に必要な最小限のエネルギーとなっている。エネルギーバリアより、熱安定性を求めることができる。

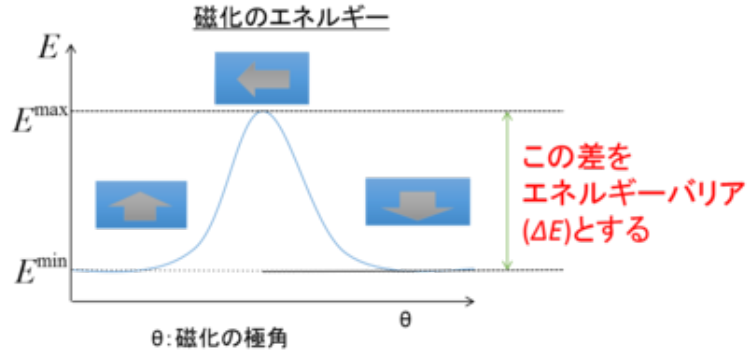


図 2.2: 垂直磁気異方性の磁性体におけるエネルギーバリア

2.4.2 熱揺らぎ

熱エネルギーにより、磁性体中の原子磁気モーメントが振動してしまうことを熱揺らぎと言う。熱エネルギーがエネルギーバリアよりも大きい場合、熱揺らぎにより磁化が反転してしまい、MRAM の場合、情報が失われてしまう。

2.4.3 熱安定性指数

熱安定性を、数値的に表したものを熱安定性指数という。MRAM の場合、熱安定性指数が 60 程度以上あると、10 年間リフレッシュなしで記録情報の維持が可能とされている [6]。

2.5 Dzyaloshinskii - Moriya interaction(DMI)

Dzyaloshinskii - Moriya interaction(以下、DMI) は、隣接する原子磁気モーメントを、ねじれやすくする作用である [11][12]。DMI により磁化構造が変化すると、エネルギーが減少する。

DMI エネルギーは 2.21 式で表される。

$$E^{DMI} = -\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j) \quad (2.21)$$

2.21 式からわかるように、DMI エネルギーは $D > 0$ のときマイナスの値をとる。よって、MRAM の場合、図 2.3 のように、面内方向を向いているときのエネルギーが減少するためエネルギーバリアが低下し、熱安定性が低下してしまう可能性がある。しかし、同時に反転電流も低下する可能性が考えられる。

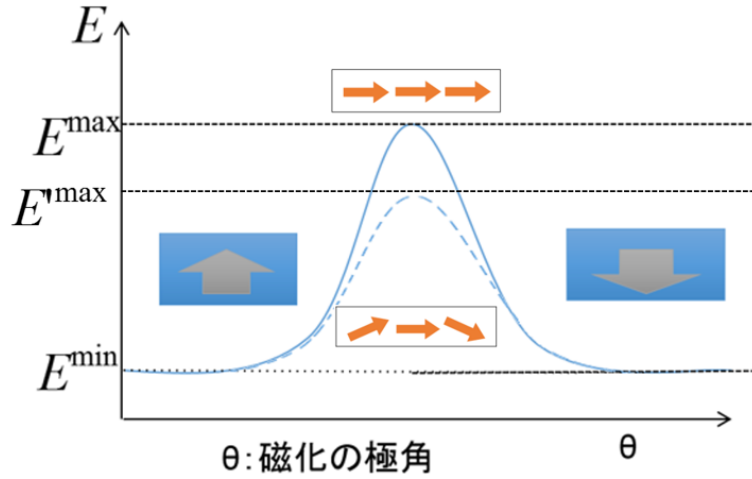


図 2.3: DMI を考慮した垂直磁気異方性の磁性体におけるエネルギーバリア

DMI 磁界は、DMI 効果によるエネルギーから求める。2.21 式より、薄膜の界面での DMI エネルギーは 2.22 式で表される。

$$\epsilon^{DMI} = -D \left\{ \left(m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} - m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} \right) + \left(m_y \frac{\partial m_z}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \right\} \quad (2.22)$$

2.22 式を変分することによって DMI 磁界を得る。

$$\mathbf{H}^{DMI} = \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \mathbf{M}} \quad (2.23)$$

$$= \frac{1}{M_s} \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \mathbf{m}} \quad (2.24)$$

2.24 式を各成分に分解すると、2.25、2.26、2.27 式が得られる。

$$H_x^{DMI} = \frac{1}{M_s} \left[\frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial m_x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} \right)} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial y} \right)} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_x}{\partial z} \right)} \right\} \right] \quad (2.25)$$

$$H_y^{DMI} = \frac{1}{M_s} \left[\frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial m_y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial x} \right)} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial y} \right)} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_y}{\partial z} \right)} \right\} \right] \quad (2.26)$$

$$H_z^{DMI} = \frac{1}{M_s} \left[\frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial m_z} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial x} \right)} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial y} \right)} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \left(\frac{\partial m_z}{\partial z} \right)} \right\} \right] \quad (2.27)$$

2.25、2.26、2.27 式に 2.22 式を代入して整理すると、2.28、2.29、2.30 式が得られる。

$$H_x^{DMI} = -\frac{2D}{M_s} \frac{\partial m_z}{\partial x} \quad (2.28)$$

$$H_y^{DMI} = -\frac{2D}{M_s} \frac{\partial m_z}{\partial y} \quad (2.29)$$

$$H_z^{DMI} = \frac{2D}{M_s} \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \quad (2.30)$$

2.6 Exchange - Coupled Composite (ECC) 構造

ECC 構造は、記録層に磁化反転しやすい軟質層と反転しづらい硬質層の二層で構成される。軟質層には異方性定数の低い材料を、硬質層には異方性定数の高い材料を用いる。もともとは磁気記録媒体のために提案された構造であるが、STT-MRAM でも有効であると考えられている [4]。磁化反転の際には軟質層が硬質層の反転をアシストし、情報の保持には硬質層が軟質層の反転を抑える役割を持つ。この構造を用いることで、STT-MRAM において高い熱安定性と小さな反転電流が実現できるとされている。

第3章 数理モデル

この章では、本研究においてシミュレーションモデルとして用いたマイクロマグネティックモデル、シミュレーションにおける磁化の運動をシミュレートするための LLG 方程式、LLG 方程式を計算するための数値解法である 4 次の Runge-Kutta 法、LLG 方程式に用いる実効磁界、熱安定性の計算手法や各実験に共通するパラメータについて記す。

3.1 シミュレーションモデル

本研究で使用した、マイクロマグネティックモデルについて記す。

3.1.1 マイクロマグネティックモデル

マイクロマグネティックモデルは、磁性体内に複数の原子磁気モーメントを配置して、磁化構造の変化を動的に解析するモデルである。計算領域は、図 3.1 のように直方体で分割する。このモデルの単層構造のものは図 3.1.1、ECC 構造のものは図 3.1.1 とする。

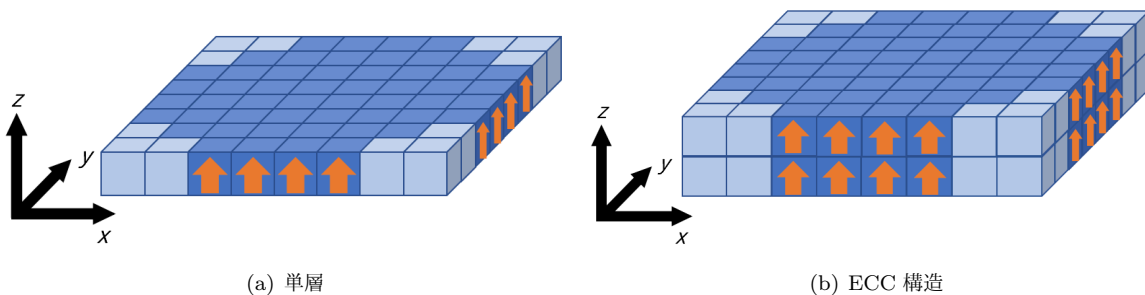


図 3.1: マイクロマグネティックモデル

本論文では、円形状の素子についてシミュレーションする。しかし、計算領域を直方体状に分割しているため、図 3.2 のように、きれいな円は描けない。そこで、疑似的な円形を作り出すために、各領域の中心点の、計算領域全体の中心からの距離を計算し、その距離が円の半径よりも短い場合、つまり、図 3.2 で円の内部にセルの中心点があるセル、図 3.3 での太線となっている領域のみ計算することで、疑似的な円形を作成した。

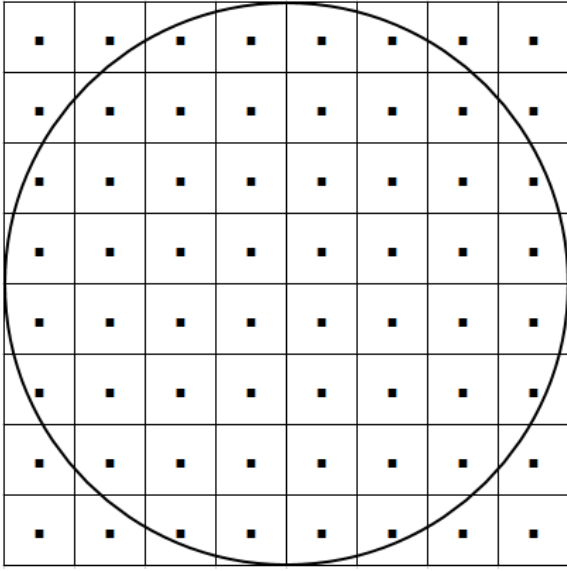


図 3.2: 円形状の計算領域

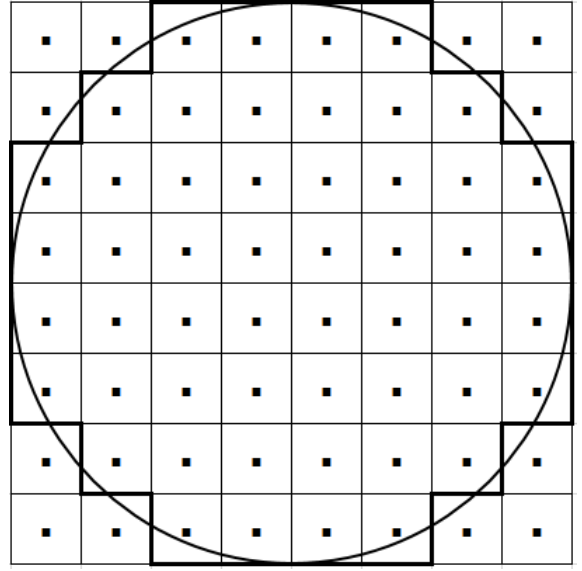


図 3.3: 直方体セルによる計算領域

3.2 LLG 方程式の数値解法

3.2.1 LLG 方程式

ここでは、LLG 方程式を数値的に解くための準備をする。LLG 方程式 (式 2.2) を再掲する。

$$\dot{\vec{M}} = -|\gamma| (\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M} (\vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \quad (3.1)$$

3.1 式を見てみると、両辺に原子磁気モーメントの変化量 ($\dot{\vec{M}}$) が存在するため、このままでは方程式を解くことが出来ず、計算することが出来ない。

よって、2.2 式の両辺に左から \vec{m} を外積でかけて、式変形する。

$$\begin{aligned} \dot{\vec{M}} &= -|\gamma| (\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M} (\vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \\ M\dot{\vec{m}} &= -|\gamma|M (\vec{m} \times \vec{H}) + \alpha M (\vec{m} \times \dot{\vec{m}}) \\ \dot{\vec{m}} &= -|\gamma| (\vec{m} \times \vec{H}) + \alpha (\vec{m} \times \dot{\vec{m}}) \\ \vec{m} \times \dot{\vec{m}} &= -|\gamma|\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) + \alpha\vec{m} \times (\vec{m} \times \dot{\vec{m}}) \\ &= -|\gamma| \left\{ (\vec{m} \cdot \vec{H}) \vec{m} \right\} + \alpha \left\{ (\vec{m} \cdot \dot{\vec{m}}) \vec{m} - (\vec{m} \cdot \vec{m}) \dot{\vec{m}} \right\} \\ &= (\vec{m} \cdot \vec{m}) (|\gamma|\vec{H} - \alpha\dot{\vec{m}}) + \left\{ -|\gamma| (\vec{m} \cdot \vec{H}) + \alpha (\vec{m} \cdot \dot{\vec{m}}) \right\} \vec{m} \\ &= |\vec{m}|^2 |\gamma| \vec{H} - \alpha |\vec{m}|^2 \dot{\vec{m}} + \left\{ -|\gamma| (\vec{m} \cdot \vec{H}) + \alpha (\vec{m} \cdot \dot{\vec{m}}) \right\} \vec{m} \\ &= |\gamma| \vec{H} - \alpha \dot{\vec{m}} - |\gamma| (\vec{m} \cdot \vec{H}) \vec{m} \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここで、3.2 式に 3.3 式を代入すると、3.4 式が得られる。

$$\begin{aligned} \dot{\vec{m}} &= -|\gamma| (\vec{m} \times \vec{H}) + \alpha |\gamma| \vec{H} - \alpha^2 \dot{\vec{m}} - \alpha |\gamma| (\vec{m} \cdot \vec{H}) \vec{m} \\ \dot{\vec{m}} &= \frac{|\gamma| \left\{ \alpha \vec{H} - \vec{m} \times \vec{H} - \alpha (\vec{m} \cdot \vec{H}) \vec{m} \right\}}{\alpha^2 + 1} \\ &= -\frac{|\gamma|}{\alpha^2 + 1} \left[\vec{m} \times \vec{H} + \alpha \left\{ (\vec{m} \cdot \vec{H}) \vec{m} - \vec{H} \right\} \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで、 $\vec{m} \cdot \vec{H}$ 、 $\vec{m} \times \vec{H}$ はそれぞれ 3.5、3.6 式で表される。

$$\vec{m} \cdot \vec{H} = m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z \quad (3.5)$$

$$\vec{m} \times \vec{H} = \begin{pmatrix} m_y H_z - m_z H_y \\ m_z H_x - m_x H_z \\ m_x H_y - m_y H_x \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

3.6 式を 3.4 式に代入して各成分に分けると、3.7、3.8、3.9 式が得られる。

$$\dot{m}_x = -\frac{|\gamma|}{\alpha^2 + 1} \left[(m_y H_z - m_z H_y) + \alpha \{ (m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) m_x - H_x \} \right] \quad (3.7)$$

$$\dot{m}_y = -\frac{|\gamma|}{\alpha^2 + 1} \left[(m_z H_x - m_x H_z) + \alpha \{ (m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) m_y - H_y \} \right] \quad (3.8)$$

$$\dot{m}_z = -\frac{|\gamma|}{\alpha^2 + 1} \left[(m_x H_y - m_y H_x) + \alpha \{ (m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) m_z - H_z \} \right] \quad (3.9)$$

3.2.2 4 次の Runge-Kutta 法

LLG 方程式を解くにあたり、Euler 法と計算精度の向上のために用いる 4 次の Runge-Kutta 法について記す。

3.2.2.1 Euler 法

Euler 法とは、常微分方程式の解法の一つで、3.2.2.1 式で表される。

$$\vec{m}(t + \Delta t) = \vec{m}(t) + \Delta t \cdot \dot{\vec{m}}(t) \quad (3.10)$$

ここで Δt は時間刻みである。

式を各成分に分解すると、3.11、3.12、3.13 式が得られる。

$$m_x(t + \Delta t) = m_x(t) + \Delta t \dot{m}_x(t) \quad (3.11)$$

$$m_y(t + \Delta t) = m_y(t) + \Delta t \dot{m}_y(t) \quad (3.12)$$

$$m_z(t + \Delta t) = m_z(t) + \Delta t \dot{m}_z(t) \quad (3.13)$$

計算精度は 1 次であり、計算精度としては十分ではない。

3.2.2.2 4 次の Runge-Kutta 法

4 次の Runge-Kutta 法とは、微分方程式の初期値問題に対して近似解を与える方法である。 $f(\vec{m}(t)) = \dot{\vec{m}}(t)$ とすると、式 3.14 で表される。

$$\vec{m}(t + \Delta t) = \vec{m}(t) + \frac{1}{6} \left(\vec{k}_1 + 2\vec{k}_2 + 2\vec{k}_3 + \vec{k}_4 \right) \quad (3.14)$$

$$\vec{k}_1 = \Delta t \cdot f(\vec{m}(t)) \quad (3.15)$$

$$\vec{k}_2 = \Delta t \cdot f(\vec{m}(t + \Delta t/2) + \vec{k}_1/2) \quad (3.16)$$

$$\vec{k}_3 = \Delta t \cdot f(\vec{m}(t + \Delta t/2) + \vec{k}_2/2) \quad (3.17)$$

$$\vec{k}_4 = \Delta t \cdot f(\vec{m}(t + \Delta t) + \vec{k}_3) \quad (3.18)$$

ここで各 k は、 $t \rightarrow t + \Delta t$ の区間での各位置の勾配である。計算精度は 4 次である。

3.2.3 実効磁界

LLG 方程式 (2.2 式) で使われている実効磁界 (\vec{H}) は、原子磁気モーメントが受ける様々な影響を磁界に換算したものである。本論文では、異方性磁界、交換磁界、静磁界、外部磁界、スピントルク、DMI を磁界換算したものとした。よって、2.2 式における実効磁界は、3.19 式で表される。

$$\vec{H} = \vec{H}^K + \vec{H}^A + \vec{H}^D + \vec{H}^{EXT} + \vec{H}^S + \vec{H}^{DMI} \quad (3.19)$$

3.2.3.1 異方性磁界

異方性磁界については離散化を行う必要がないため、異方性磁界は 2.11 式で得られる。

3.2.3.2 交換磁界

式 2.17, 2.18, 2.19 を $\frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2}$, $\frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2}$, $\frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2}$ について Taylor 展開より離散化を行うと、3.20 3.28 式が得られる。

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} \approx \frac{m_{x_{i+1,j,k}} - 2m_{x_{i,j,k}} + m_{x_{i-1,j,k}}}{dx^2} \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial y^2} \approx \frac{m_{x_{i,j+1,k}} - 2m_{x_{i,j,k}} + m_{x_{i,j-1,k}}}{dy^2} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} \approx \frac{m_{x_{i,j,k+1}} - 2m_{x_{i,j,k}} + m_{x_{i,j,k-1}}}{dz^2} \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial^2 m_y}{\partial x^2} \approx \frac{m_{y_{i+1,j,k}} - 2m_{y_{i,j,k}} + m_{y_{i-1,j,k}}}{dx^2} \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} \approx \frac{m_{y_{i,j+1,k}} - 2m_{y_{i,j,k}} + m_{y_{i,j-1,k}}}{dy^2} \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2} \approx \frac{m_{y_{i,j,k+1}} - 2m_{y_{i,j,k}} + m_{y_{i,j,k-1}}}{dz^2} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial^2 m_z}{\partial x^2} \approx \frac{m_{z_{i+1,j,k}} - 2m_{z_{i,j,k}} + m_{z_{i-1,j,k}}}{dx^2} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial^2 m_z}{\partial y^2} \approx \frac{m_{z_{i,j+1,k}} - 2m_{z_{i,j,k}} + m_{z_{i,j-1,k}}}{dy^2} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} \approx \frac{m_{z_{i,j,k+1}} - 2m_{z_{i,j,k}} + m_{z_{i,j,k-1}}}{dz^2} \quad (3.28)$$

式 3.20 から式 3.28 を式 2.17, 2.18, 2.19 に代入すると、交換磁界は式 3.29 で表される。

$$\begin{aligned} \vec{H}^A &= -\frac{\delta\epsilon^A}{\delta\vec{M}} \\ &\approx \frac{2A}{M_s dx^2} \begin{bmatrix} m_{x_{i-1,j,k}} - 2m_{x_{i,j,k}} + m_{x_{i+1,j,k}} \\ m_{y_{i-1,j,k}} - 2m_{y_{i,j,k}} + m_{y_{i+1,j,k}} \\ m_{z_{i-1,j,k}} - 2m_{z_{i,j,k}} + m_{z_{i+1,j,k}} \end{bmatrix} \\ &+ \frac{2A}{M_s dy^2} \begin{bmatrix} m_{x_{i,j-1,k}} - 2m_{x_{i,j,k}} + m_{x_{i,j+1,k}} \\ m_{y_{i,j-1,k}} - 2m_{y_{i,j,k}} + m_{y_{i,j+1,k}} \\ m_{z_{i,j-1,k}} - 2m_{z_{i,j,k}} + m_{z_{i,j+1,k}} \end{bmatrix} \\ &+ \frac{2A}{M_s dz^2} \begin{bmatrix} m_{x_{i,j,k-1}} - 2m_{x_{i,j,k}} + m_{x_{i,j,k+1}} \\ m_{y_{i,j,k-1}} - 2m_{y_{i,j,k}} + m_{y_{i,j,k+1}} \\ m_{z_{i,j,k-1}} - 2m_{z_{i,j,k}} + m_{z_{i,j,k+1}} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.29)$$

3.2.3.3 静磁界

静磁界は磁性体内部の磁化構造によって変化するため、静磁界は解析的には求めることができなくなり、数値的に求める必要がある。ここでは数値的に静磁界を求める方法を図 3.4 を用いて説明する。

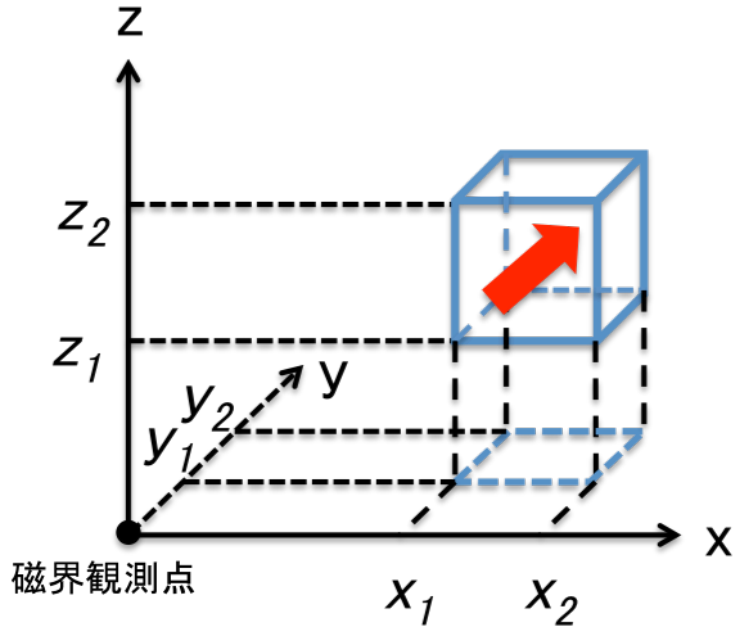


図 3.4: 静磁界の計算

一つの計算セル領域内の原子磁気モーメントがセル中心点での原子磁気モーメントと同じ方向を向くと仮定する。この仮定により、計算領域内では磁化はセルの表面にのみ現れる。したがって、ひとつの観測点での静磁界は、計算領域内のすべての磁荷がいま考えている観測点に作り出す静磁界の和として求めることができる。計算セルの各面は xy, yz, zx 平面に平行であり、それぞれ面密度が $\pm M_z, \pm M_x, \pm M_y$ で磁化が分布しているものとする。これらの6つの面を xy 面に平行な面、 xz 面に平行な面、 yz 面に平行な面に分け、それぞれの面に現れる磁荷が観測点に作る静磁界を求める。

まず、 yz 面に平行な右側の面を考える。観測点から (x_1, y, z) 離れたこの面上の微小領域が観測点に作り出す磁界は、3.30 式で表される。

$$\begin{cases} \Delta H_x = -\frac{M_x}{r^2} \frac{x_1}{r} \Delta y \Delta z \\ \Delta H_y = -\frac{M_y}{r^2} \frac{y}{r} \Delta y \Delta z \\ \Delta H_z = -\frac{M_z}{r^2} \frac{z}{r} \Delta y \Delta z \\ r = \sqrt{x_1^2 + y^2 + z^2} \end{cases} \quad (3.30)$$

対象とする面上の磁荷が観測点に作り出す磁界は、これらの磁界を扱う面にわたる積分により求められ、3.31 式で示される。

$$H_x = \int_{z_1}^{z_0} \int_{y_1}^{y_0} \Delta H_x, \quad H_y = \int_{z_1}^{z_0} \int_{y_1}^{y_0} \Delta H_y, \quad H_z = \int_{z_1}^{z_0} \int_{y_1}^{y_0} \Delta H_z, \quad (3.31)$$

同様に yz 面に平行な左側の面上の磁荷が作り出す磁界を求め、これらの式をまとめる。同様の操作を xy 面に平行な面と xz 面に平行な面で行ってそれぞれをまとめると、計算セル上の磁荷が観測点に作り出す磁界は、3.32 式で表される。[13]

$$\begin{cases} H_x = q_{xx} \cdot m_x + q_{xy} \cdot m_y + q_{xz} \cdot m_z \\ H_y = q_{yx} \cdot m_x + q_{yy} \cdot m_y + q_{yz} \cdot m_z \\ H_z = q_{zx} \cdot m_x + q_{zy} \cdot m_y + q_{zz} \cdot m_z \end{cases} \quad (3.32)$$

各計算セルは同じ大きさかつ同じ間隔で規則的に並んでいるため、ある計算点を計算セルが他の計算点に作り出す静磁界を求めるために使う静磁界係数は、これらの点の間隔だけで決まる。このことより、第 (i, j) 番目の計算

点での静磁界は 3.33~3.35 式で表される。このときの静磁界の計算量は $O(n^2)$ となる。

$$H_x(i, j) = \sum_{i'=1}^{nx} \sum_{j'=1}^{ny} q_{xx}(i' - i, j' - j) \cdot m_x(i', j') + q_{xy}(i' - i, j' - j) \cdot m_y(i', j') + q_{xz}(i' - i, j' - j) \cdot m_z(i', j') \quad (3.33)$$

$$H_y(i, j) = \sum_{i'=1}^{nx} \sum_{j'=1}^{ny} q_{yx}(i' - i, j' - j) \cdot m_x(i', j') + q_{yy}(i' - i, j' - j) \cdot m_y(i', j') + q_{yz}(i' - i, j' - j) \cdot m_z(i', j') \quad (3.34)$$

$$H_z(i, j) = \sum_{i'=1}^{nx} \sum_{j'=1}^{ny} q_{zx}(i' - i, j' - j) \cdot m_x(i', j') + q_{zy}(i' - i, j' - j) \cdot m_y(i', j') + q_{zz}(i' - i, j' - j) \cdot m_z(i', j') \quad (3.35)$$

convolution 演算 静磁界の計算量は $O(n^2)$ と他の各磁界の計算量 $O(n)$ に比べて多く、大規模計算時に計算時間の大部分を占めてしまう。そこで、静磁界計算の高速化のために、convolution 演算において離散高速フーリエ変換を用いた計算を行う。

$$A(i) = \sum_{j=1}^n C(j-i) \cdot B(j), \quad i = 1, \dots, n \quad (3.36)$$

上記の演算について考える。

ここで、 A, B はそれぞれ長さ n のベクトル、 C は長さ $2n-1$ のベクトル、 n は 2 の累乗の数とする。この演算は Convolution 演算と呼ばれ、 $A(1), \dots, A(n)$ 全てを求めるために必要な計算量は $O(n^2)$ となる。

次に、 B 及び C が周期 n の周期関数である場合を考える。周期性より、 C は長さ n のベクトルで表すことができる。この時、式 3.36 は、離散フーリエ変換を用いて、以下の手順で計算することができる。

I. B および C のフーリエ成分 Br (B のフーリエ成分の実数部)、 Bi (B のフーリエ成分の虚数部)、 Cr (C のフーリエ成分の実数部)、 Ci (C のフーリエ成分の虚数部) を求める。

II. 求めたフーリエ成分の各成分を直接掛け合わせ、結果をそれぞれ Ar, Ai とする。

$$Ar(i) = Br(i) \cdot Cr(i) - Bi(i) \cdot Ci(i), \quad (3.37)$$

$$Ai(i) = Br(i) \cdot Ci(i) + Bi(i) \cdot Cr(i), \quad i = 1, \dots, n \quad (3.38)$$

III. Ar, Ai を逆フーリエ変換する。このとき得られたものの実数部が求めるべき A である。

上記の手順に従い計算を行ったときの計算時間を見積もる。手順 I および III は長さ n のベクトルの離散フーリエ変換及び逆変換であるため、離散高速フーリエ変換の手法を用いれば、 $O(n \log(n))$ になる。手順 II は n に比例する計算時間で計算をすることができる、従って、全ての計算は $O(n \log(n))$ で行うことができると考えられる。

ここまでは周期構造を持つ場合のみの手法であったが、以下に述べるゼロパディング手法を用いることで周期構造を持たない一般の場合にも適用することが出来る。

まず、長さ n のベクトル B 及び C を以下のように長さ $2n$ のベクトルに拡張し、それぞれ B', C' とする。

$$B' : B(1), B(2), \dots, B(n), 0, 0, \dots, 0$$

$$C' : 0, C(-n+1), C(-n+2), \dots, C(0), C(1), \dots, C(n-1)$$

ベクトル B' は、 B にたいして要素が 0 の n 個の成分を付け加えたものとする。ベクトル C' は一つの 0 の成分と、ももとの Convolution 演算に必要な $2n-1$ の要素からなるものとする。このように得られた B', C' に対して、前節の手順に従い演算を行う。得られたベクトルを A' とすると、 $A'(n+1), \dots, A'(2n)$ の成分が求める演算の解である。

計算対象が 2 次元構造を持つ場合は、図 3.5、3.6 の従ってもとのデータを拡張する。以降の手順は 1 次元構造と同様である。

0	0	0	0	0	0	0	0	0								
0	0	0	0	0	0	0	0	0								
0	0	0	0	0	0	0	0	0								
0	0	0	0	0	0	0	0	0								
B(1,4)	B(2,4)	B(3,4)	B(4,4)	0	0	0	0	0								
B(1,3)	B(2,3)	B(3,3)	B(4,3)	0	0	0	0	0								
B(1,2)	B(2,2)	B(3,2)	B(4,2)	0	0	0	0	0								
B(1,1)	B(2,1)	B(3,1)	B(4,1)	0	0	0	0	0								

図 3.5: B' 要素の拡張

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

図 3.6: C' 要素の拡張

なお、要素数 n が 2 の累乗でない場合は、 n より大きい 2 の累乗の中で最上のもを求め、この数を新たに n として計算を行う。その際にベクトル B の拡張された領域の要素は 0 とする。

3.2.3.4 スピントルク

スピントルクによる影響を計算するため、スピントルクの項を LLG 方程式に加える。2.20 式を LLG 方程式 (3.1 式) に加えると 3.39 式になる。

$$\dot{\vec{m}} = -|\gamma| (\vec{m} \times \vec{H}) + \alpha (\vec{m} \times \dot{\vec{m}}) - \tau^{-1} \eta (\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p})) \quad (3.39)$$

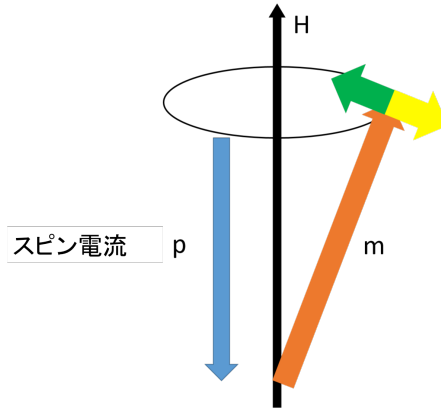


図 3.7: 磁化の運動の様子

図 3.7 は磁化の運動の様子に対してかかる力を示したものである。3.39 式の第 2 項が緑の矢印、第 3 項、つまりスピントルクによる追加された項、が橙の矢印で表される。また、3.39 は以下のように式変形できる。

$$\dot{\vec{m}} = -|\gamma| \left[\vec{m} \times \left\{ \vec{H} + \frac{\tau^{-1} \eta}{|\gamma|} (\vec{m} \times \vec{p}) \right\} \right] + \alpha (\vec{m} \times \dot{\vec{m}}) \quad (3.40)$$

3.40 式を見てみると、実効磁界に新たにスピントルクの式を足すことで元々の LLG 方程式にスピントルクを加えた式へ導くことができる。本論文では、3.40 式に従って計算している。また、本論文では簡易な条件のため、 $\eta = 1$ としている。

3.2.3.5 DMI 磁界

式 2.28, 2.29, 2.30 を $\frac{\partial}{\partial x} m_x$, $\frac{\partial}{\partial y} m_y$, $\frac{\partial}{\partial x} m_z$, $\frac{\partial}{\partial y} m_z$ について Taylor 展開より離散化を行うと、3.41、3.42、3.43、3.44 式が得られる。

$$\frac{\partial m_x}{\partial x} \approx \frac{m_{x_{i+1,j,k}} - m_{x_{i-1,j,k}}}{2dx} \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial y} \approx \frac{m_{y_{i,j+1,k}} - m_{y_{i,j-1,k}}}{2dy} \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial x} \approx \frac{m_{z_{i+1,j,k}} - m_{z_{i-1,j,k}}}{2dx} \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial y} \approx \frac{m_{z_{i,j+1,k}} - m_{z_{i,j-1,k}}}{2dy} \quad (3.44)$$

3.41、3.42、3.43、3.44 式を 2.28、2.29、2.30 式に代入して、DMI 磁界は 3.45、3.46、3.47 式で表される。

$$H_x^{DMI} \approx -\frac{2D}{M_s} \frac{m_{z_{i+1,j,k}} - m_{z_{i-1,j,k}}}{2dx} \quad (3.45)$$

$$H_y^{DMI} \approx -\frac{2D}{M_s} \frac{m_{z_{i,j+1,k}} - m_{z_{i,j-1,k}}}{2dy} \quad (3.46)$$

$$H_z^{DMI} \approx \frac{2D}{M_s} \left(\frac{m_{x_{i+1,j,k}} - m_{x_{i-1,j,k}}}{2dx} + \frac{m_{y_{i,j+1,k}} - m_{y_{i,j-1,k}}}{2dy} \right) \quad (3.47)$$

3.2.4 境界条件

計算領域の端のセルでは、例えば交換磁界など、計算領域外を参照するような計算も存在する。本論文では、計算領域端では、自由境界条件を用いる。

DMI 効果が存在する場合、境界が多少傾くという現象が起こるため、DMI を考慮した自由境界条件 [14] を用いる。DMI を考慮した自由境界条件の式は式 3.48 で表される。

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{n}} = \frac{D}{2A} (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{n}) \times \mathbf{m} \quad (3.48)$$

式 3.48 の \mathbf{n} に $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}$ を代入すると、式 3.49, 3.50 が得られる。

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \hat{\mathbf{x}}} = \frac{D}{2A} (\hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{x}}) \times \mathbf{m} = \frac{D}{2A} \begin{bmatrix} m_z \\ 0 \\ -m_x \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \hat{\mathbf{y}}} = \frac{D}{2A} (\hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{y}}) \times \mathbf{m} = \frac{D}{2A} \begin{bmatrix} 0 \\ m_z \\ -m_y \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

式 3.49 より x 軸方向の自由境界条件は 1 次の差分より 3.51 式で、3.50 より y 軸方向の自由境界条件は 1 次の差分より 3.52 式で表される。計算領域は 0 番目から $n-1$ 番目とした。

$$\begin{cases} m_x^{-1} = m_x^0 - dx \cdot m_z^0 \cdot \frac{D}{2A} \\ m_y^{-1} = m_y^0 \\ m_z^{-1} = m_z^0 + dx \cdot m_x^0 \cdot \frac{D}{2A} \\ m_x^n = m_x^{n-1} + dx \cdot m_z^{n-1} \cdot \frac{D}{2A} \\ m_y^n = m_y^{n-1} \\ m_z^n = m_z^{n-1} - dx \cdot m_x^{n-1} \cdot \frac{D}{2A} \end{cases} \quad (3.51)$$

$$\begin{cases} m_x^{-1} = m_x^0 \\ m_y^{-1} = m_y^0 - dy \cdot m_z^0 \cdot \frac{D}{2A} \\ m_z^{-1} = m_z^0 + dy \cdot m_x^0 \cdot \frac{D}{2A} \\ m_x^n = m_x^{n-1} \\ m_y^n = m_y^{n-1} + dy \cdot m_z^{n-1} \cdot \frac{D}{2A} \\ m_z^n = m_z^{n-1} - dy \cdot m_x^{n-1} \cdot \frac{D}{2A} \end{cases} \quad (3.52)$$

3.3 熱安定性

エネルギーバリアの計算方法とそれを用いた熱安定性指数の計算方法を記す。

3.3.1 エネルギーバリア

エネルギーバリアの計算にあたり、磁気エネルギーの計算をする必要がある。本論文では、エネルギーは異方性エネルギー、交換エネルギー、静磁エネルギー、DMI エネルギーの和とした。全磁気エネルギーの式は 3.57 式となる。

$$\epsilon^K = K_u(1 - m_z^2) \quad (3.53)$$

$$\epsilon^A = A(\nabla\vec{m})^2 \quad (3.54)$$

$$\epsilon^D = -\frac{1}{2}M\vec{m} \cdot \vec{H}^D \quad (3.55)$$

$$\epsilon^{DMI} = -D \left\{ \left(m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} - m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} \right) + \left(m_y \frac{\partial m_z}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \right\} \quad (3.56)$$

$$E = (\epsilon^K + \epsilon^A + \epsilon^D + \epsilon^{DMI}) V \quad (3.57)$$

$$V = dx \cdot dy \cdot dz \quad (3.58)$$

エネルギーバリアの基本的な計算式は、3.59 式となる。

$$E_{Barrier} = E_{Max} - E_{Min} \quad (3.59)$$

3.3.2 熱安定性指数

熱安定性指数 (Δ) は 3.60 式で表される。

$$\Delta = \frac{\Delta E}{k_B T} \left(= \frac{K_u V}{k_B T} \right) \quad (3.60)$$

ここで、 ΔE はエネルギーバリア、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。

3.4 材料定数

本論文内でのマイクロマグネティックモデルにおける全実験の共通材料定数は、式 3.61 の通りである。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{飽和磁化} : M_s = 600.0 \text{ emu/cm}^3 \\ \text{交換スティフネス定数} : A = 1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm} \\ \text{磁気回転比} : \gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)} \\ \text{スピン方向ベクトル} : \vec{p} = \{0.0, 0.0, 1.0\} \\ \text{gyromagnetic splitting factor} : g = 2.0 \times 1.001159657 \\ \text{ボーア磁子} : \mu_B = 9.27408 \times 10^{-21} \text{ J/T} \\ \text{電気素量} : e = 1.602189 \times 10^{-19} \text{ C} \\ g \text{ 関数} : \eta = 1.0 \\ \text{ボルツマン定数} : k_B = 1.380658 \times 10^{-16} \text{ erg/K} \\ \text{絶対温度} : T = 300 \text{ K} \end{array} \right. \quad (3.61)$$

計算条件は、式 3.62 の通りである。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{格子間隔} : dx = dy = 1.875 \text{ nm} \\ \text{膜厚 (単層)} : dz = 2.0 \text{ nm} \\ \text{膜厚 (ECC 構造)} : dz = 1.0 \text{ nm} \\ \text{計算点数} : nx = ny = 16 \end{array} \right. \quad (3.62)$$

第4章 単層構造における反転電流値のDMI依存性

本章では、単層構造 STT-MRAM において DMI 効果によって熱安定性と反転電流密度に与える影響を調べる。まずマイクロマグネティックモデルを用いて、エネルギーバリアを各 DMI 定数において調べ、エネルギーバリアの DMI 定数変化を示す。さらに、各 DMI 定数に対して熱安定性の保たれる K_u を調査する。得られた K_u と D の組み合わせを用いてスピン注入磁化反転シミュレーションを行い、最小反転電流密度を調べ、各パルス幅における反転電流密度の DMI 定数変化を示す。

4.1 エネルギーバリアの DMI 依存性

熱安定性を計測するため、エネルギーバリアを計測するシミュレーションを行う。シミュレーションに用いた計算条件は、以下のものである。

$$\begin{cases} \alpha = 1.0 \\ \vec{m} = (1.0, 0.0, 0.0) \\ t_p = 8.0 \text{ ns} \end{cases} \quad (4.1)$$

ここで、 t_p は計算時間である。

また、以下のパラメータを用いてシミュレーションを行った。

$$\begin{cases} D = 0.0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0 \text{ erg/cm}^2 \\ K_u = 3.0 \sim 6.0 \text{ Merg/cm}^3 \end{cases} \quad (4.2)$$

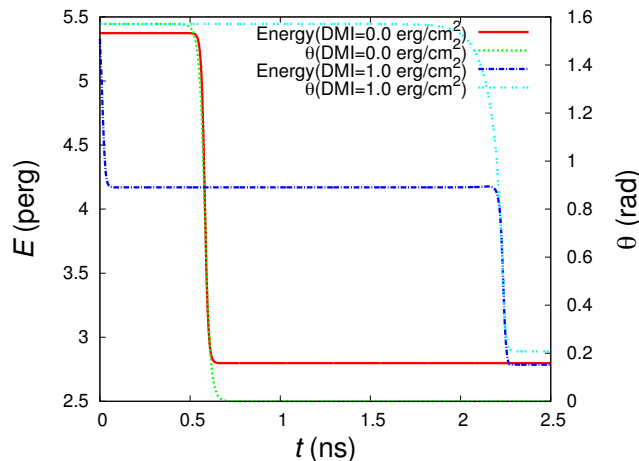


図 4.1: エネルギーと極角の時間変化の例

DMI 効果があるときには、図 4.1 のように、面内方向からの平衡状態が、面直方向からの平衡状態にならず、エネルギーが高いまま平衡状態になってしまうことがある。その場合、エネルギーバリアの計算には、この 2 つの平衡状態のエネルギーの差とする。

図 4.1 において、DMI によってエネルギーバリア、すなわち熱安定性指数が変化している様子が確認された。

4.2 K_u と DMI の組み合わせの決定

次に、 K_u を変えることにより、熱安定性指数が各 D 値に対して十分な値 ($\Delta \geq 60$) となるようにし、その組み合わせで反転電流密度の変化をシミュレーションで調べた。結果を図 4.2 に示す。

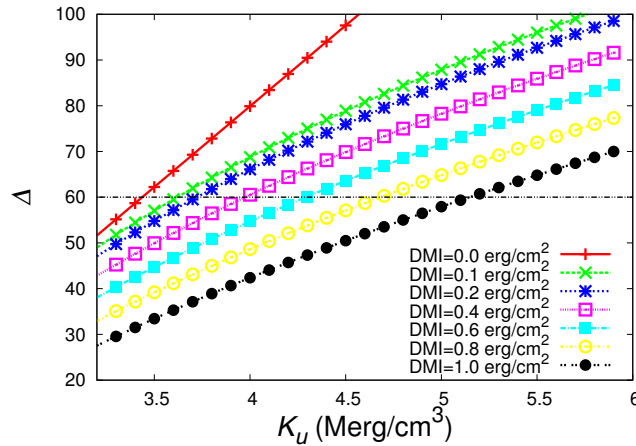


図 4.2: DMI と K_u による熱安定性指数 Δ の変化

図 4.2 より求めた、各 DMI 値における、 Δ が 60 以上となる K_u を表 4.2 に示す。

表 4.1: 各 DMI 値における $\Delta \geq 60$ となる最小の K_u

$D(\text{erg}/\text{cm}^2)$	$K_u(\text{Merg}/\text{cm}^3)$
0.0	3.44
0.1	3.62
0.2	3.72
0.4	3.97
0.6	4.29
0.8	4.68
1.0	5.15

4.3 反転電流の DMI 依存性

前節にて決定した K_u と D の組み合わせを用いて最小反転電流密度を調べた。

初期磁化構造は、外部磁界を x 軸方向に $10e$ だけかけたときの平衡状態 (垂直下向き) とした。この時の初期磁化角度 θ_0 を用いて、磁化反転基準角度 $\theta' = \pi - \theta_0$ を設定し、パルス印加後に磁化の角度がこの角度を超えているかどうかで反転の有無を判断した。

結果を図 4.3 に示す。

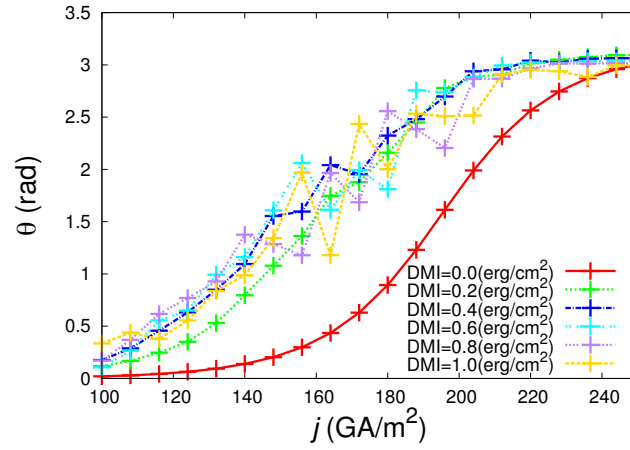


図 4.3: 電流密度による最終磁化角度の変化 ($\alpha = 0.001, t_p = 1.0\text{ns}, H_x^{EXT} = 1.00\text{Oe}$)

図 4.3 などから、最小反転電流密度を求めた。以下のパラメータを変更してシミュレーションを行った。

$$\begin{cases} \alpha = 0.001, 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 1.0 \\ t_p = 1.0, 3.0, 10.0 \text{ ns} \end{cases} \quad (4.3)$$

この時の結果の一例を図 4.4 に示す。

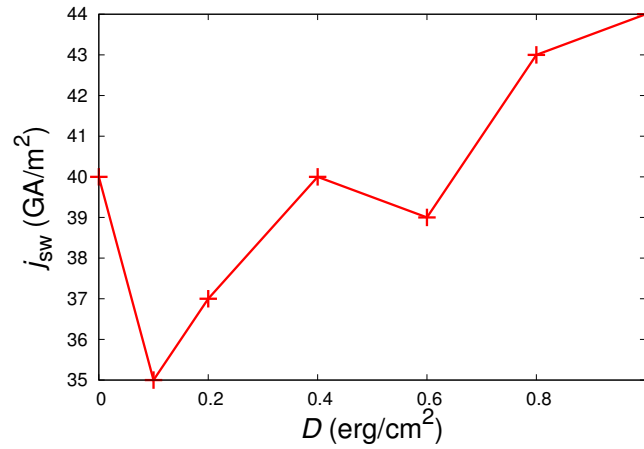


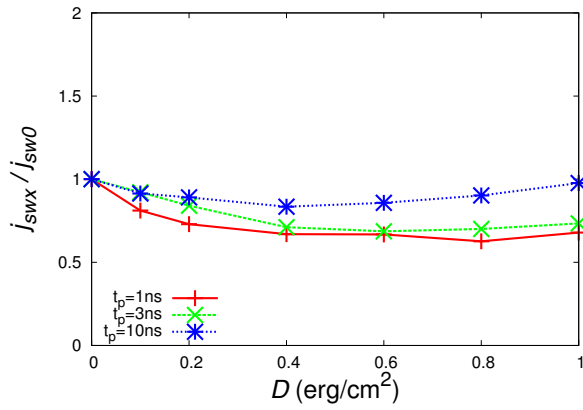
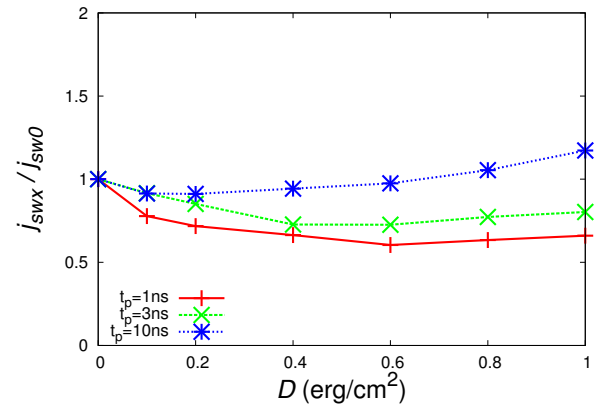
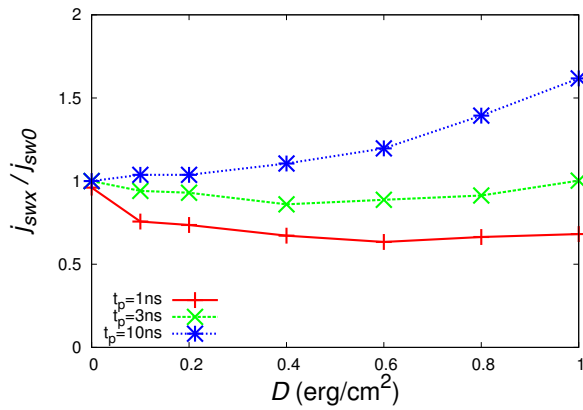
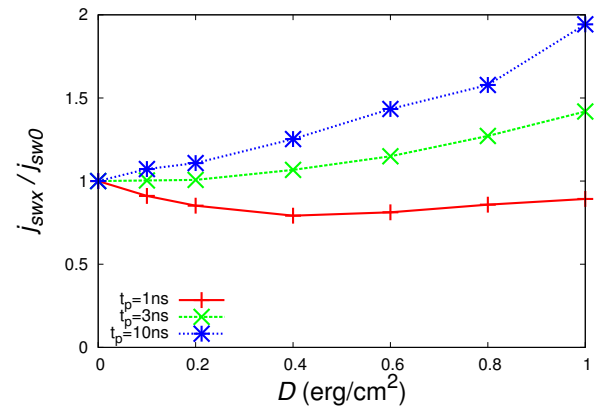
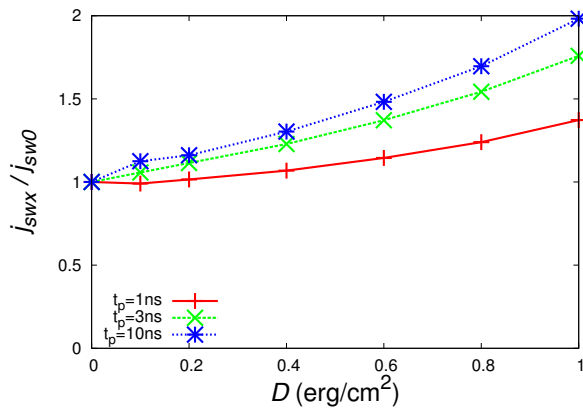
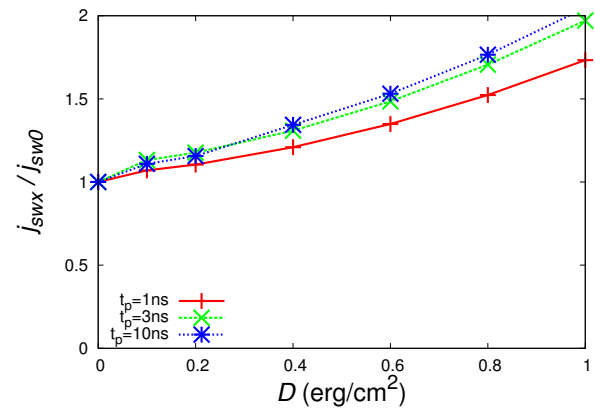
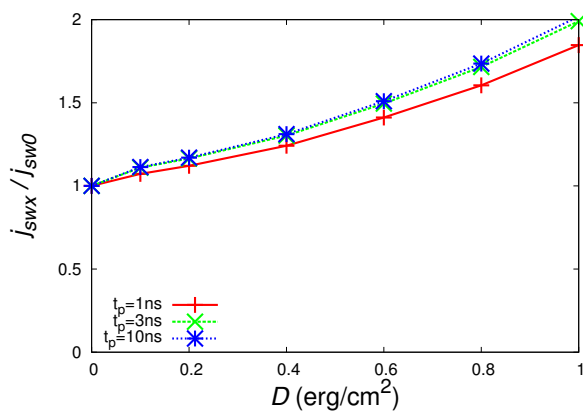
図 4.4: DMI による j_{sw} の変化の例 ($\alpha = 0.003, t_p = 10.0 \text{ ns}, H_x^{EXT} = 1.00 \text{ Oe}$)

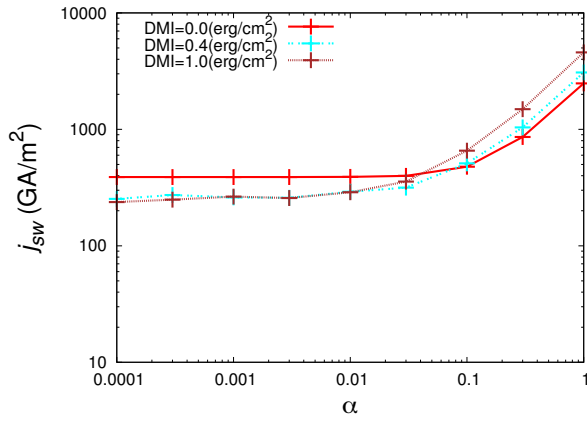
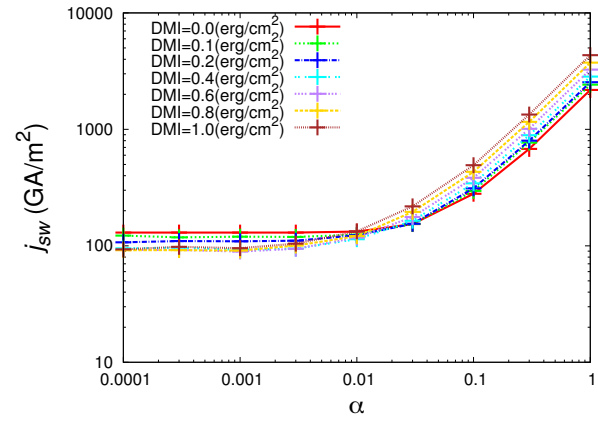
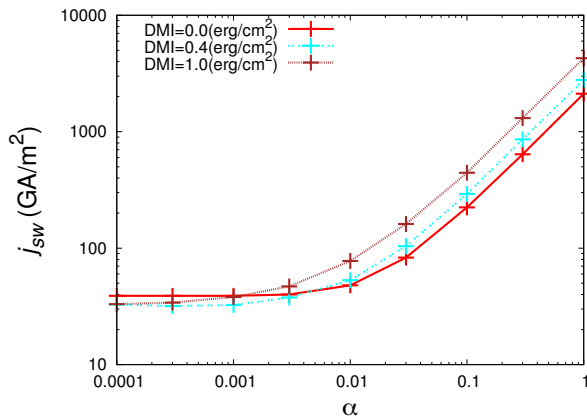
図 4.4 では極端な例ではあるが、グラフに凹凸があり、結果を読み取るのに適切なものとは言えなかった。そこで、初期磁化構造を作成する際に加えている x 軸方向の外部磁界の大きさを $0.95\text{Oe} \sim 1.05\text{Oe}$ の 11 通りに変化させ各初期磁化構造を用いて反転電流値を求め、その平均を取ることにした。

以下のパラメータを変更してシミュレーションを行った。

$$\begin{cases} \alpha = 0.001, 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 1.0 \\ t_p = 1.0, 3.0, 10.0 \text{ ns} \\ H_x^{EXT} = 0.95 \sim 1.05 \text{ Oe} \end{cases} \quad (4.4)$$

この時の結果を図 4.5, 4.6 に示す。

(a) 損失定数 $\alpha = 0.001$ (b) 損失定数 $\alpha = 0.003$ (c) 損失定数 $\alpha = 0.01$ (d) 損失定数 $\alpha = 0.03$ (e) 損失定数 $\alpha = 0.1$ (f) 損失定数 $\alpha = 0.3$ (g) 損失定数 $\alpha = 1$ 図 4.5: DMI 及び α による反転電流の変化

(a) パルス幅 $t_p = 1$ ns(b) パルス幅 $t_p = 3$ ns(c) パルス幅 $t_p = 10$ ns図 4.6: α 、DMI、パルス幅による反転電流密度の変化

α が小さい時、DMI によって反転電流密度が低減する傾向にあった。逆に α が大きい時、DMI によって反転電流密度が増大する傾向にあった。また、パルス幅が短いほど、DMI によって反転電流密度が低減する α の範囲が広がる傾向にあった。さらに、パルス幅が短いほど、DMI による減少率が大きいことがわかった。パルス幅 1ns 及び 10ns での反転電流密度の最大低減率は、33%及び 10%であった。

4.3.1 考察

ここで、先行研究を用いて結果の考察を行う。
図 1.2、式 1.1 を再掲する。

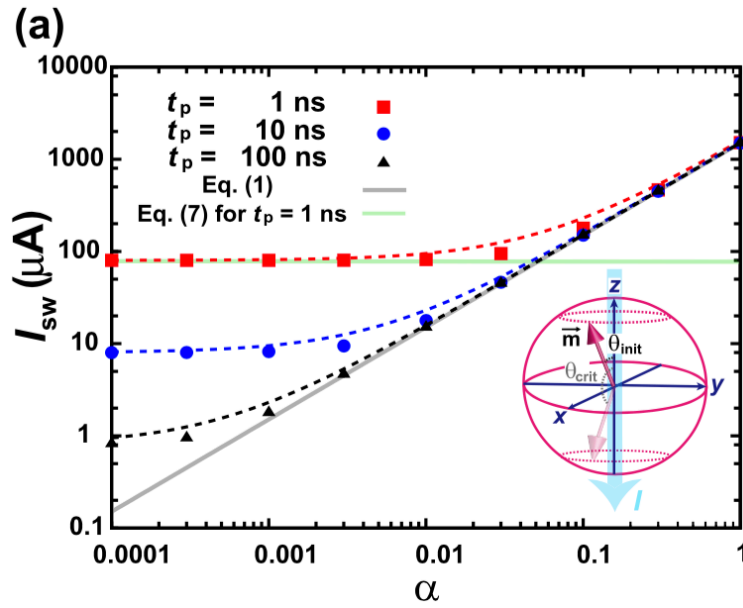


図 4.7: 先行研究における、損失定数による反転電流値の変化

$$\begin{aligned}
 I_{sw} &= \frac{2eM_s V}{\mu_B g P} \left(\alpha \gamma H_k + \frac{C_1}{t_p} \right) \\
 &= \frac{2eM_s V}{\mu_B g P} \left(\alpha \gamma \frac{2K_u}{M_s} + \frac{C_1}{t_p} \right) \\
 C_1 &= \frac{1}{2} \left[\ln(1 - \cos(\theta_{crit})) / (1 + \cos(\theta_{crit})) - \ln(1 - \cos(\theta_{init})) / (1 + \cos(\theta_{init})) \right]
 \end{aligned}$$

先行研究の結果では、反転電流値は損失定数とパルス幅に依存しており、損失定数が閾値以下では反転電流値が一定であることが示された。また、図 1.2 の黒線にあたる式 1.1 の第 1 項と、緑線に当たる式 1.1 の第 2 項の和で反転電流値が決まる、ということであった。式 1.1 の第 1 項は K_u が比例しており、第 2 項は式 1.2 より初期磁化角度 θ_0 が関係している。

まず、第 1 項について考える。表 4.2 にあるように、DMI 定数が大きくなるにつれ、 K_u も大きくする必要があった。そのため、第 1 項は増大してしまう。次に、第 2 項について考える。まず、各 DMI 定数毎の平衡状態での磁化の平均角度を求めた。結果を図 4.8 に示す。

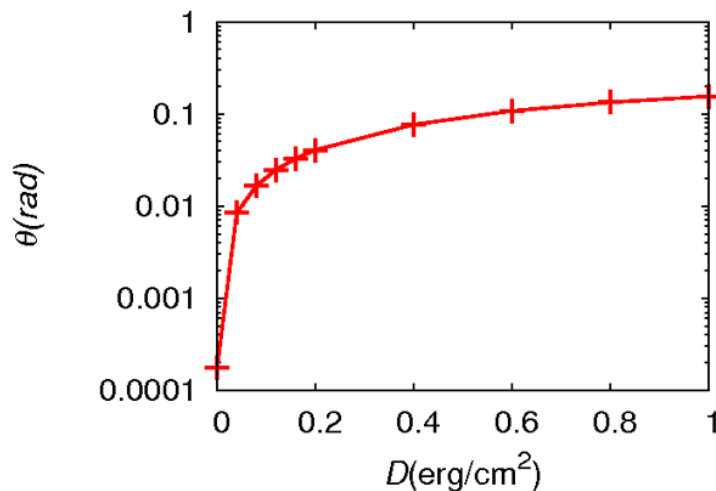


図 4.8: DMI 定数による平均初期磁化角度の変化

図 4.8 から、DMI 定数が増えるにつれ、 θ_{init} は増大することがわかった。この結果を式 1.2 に代入すると、DMI 定数が増えるにつれ、 C_1 は減少する。よって、DMI 定数が増えるにつれ、第 2 項は減少する。これらの結果より、DMI=0 に比べ、DMI> 0 の場合のグラフは図 4.9 のようになることが推測される。

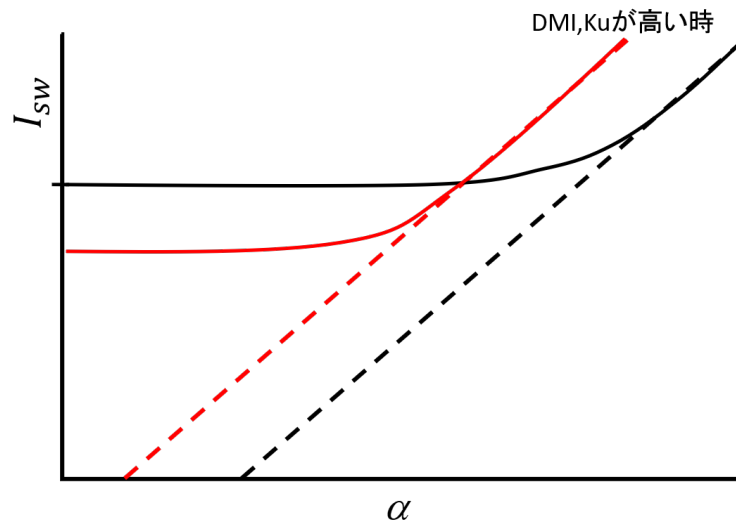


図 4.9: DMI による反転電流グラフの変化の推測

さらに具体的なパルス幅、損失定数を考えると、図 4.10,4.11 のようになる。

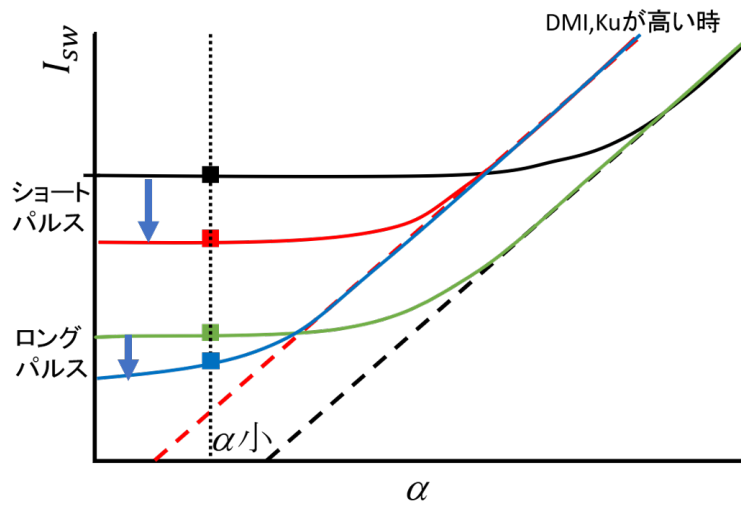


図 4.10: DMI による反転電流グラフの変化の推測 (損失定数小)

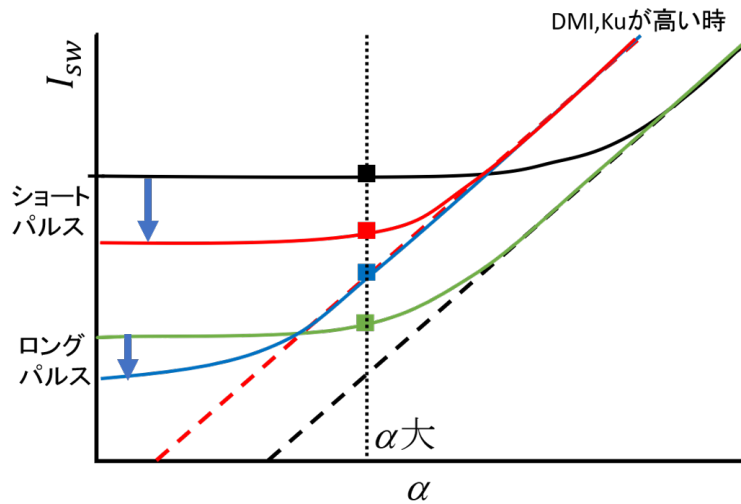


図 4.11: DMI による反転電流グラフの変化の推測 (損失定数大)

パルス幅が短い場合黒線のグラフから赤線のグラフに、パルス幅が長い場合緑線から青線に、それぞれ DMI によって変化すると推測される。図 4.10 のように損失定数が小さい場合、どちらのパルス幅の場合も反転電流値は減少する。一方、図 4.11 のように損失定数が大きい場合、短いパルス幅の場合は反転電流値は減少するが、長いパルス幅の場合は反転電流値が増大する、と考えることができる。

この結果を数値的に求めることができなから考察した。そこで、DMI による実効的な K_u^{eff} と θ_0 の変化を調べた。第 1 項の方は異方性定数がキーとなっていた。しかし、磁気モーメントが垂直方向を向いている場合、向いている方向とは逆の方向に静磁界が加わる。よって、実効的な異方性磁界は減少する。そこで、 H_k^{eff} = 異方性磁界-静磁界と考えた。よって、

$$\begin{aligned}
 H_k^{\text{eff}} &= H_{kz} - H_{dz} \\
 \frac{2K_u^{\text{eff}}}{M_s} &= \frac{2K_u}{M_s} - H_{dz} \\
 K_u^{\text{eff}} &= K_u - \frac{M_s}{2} H_{dz}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

と考えた。そこで、各平衡状態 (= 初期磁化構造) での H_{dz} を使用して、DMI=0 の場合に対する各 DMI 値での割合を求めた。

式 4.5 での結果を図 4.12, 4.13 に示す。

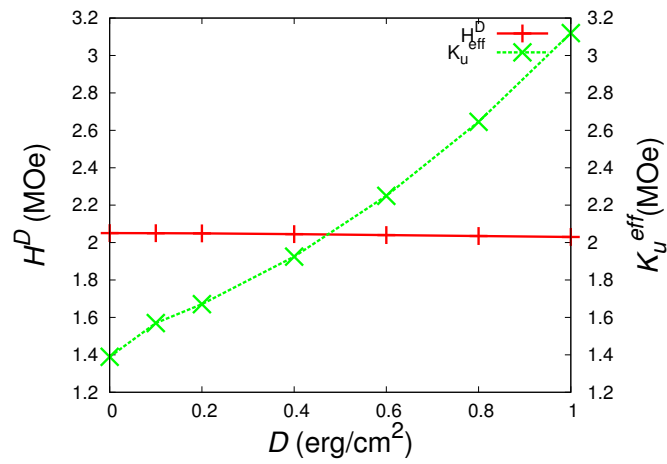


図 4.12: DMI による H^D, K_u^{eff} の変化 ($\alpha = 1.0$)

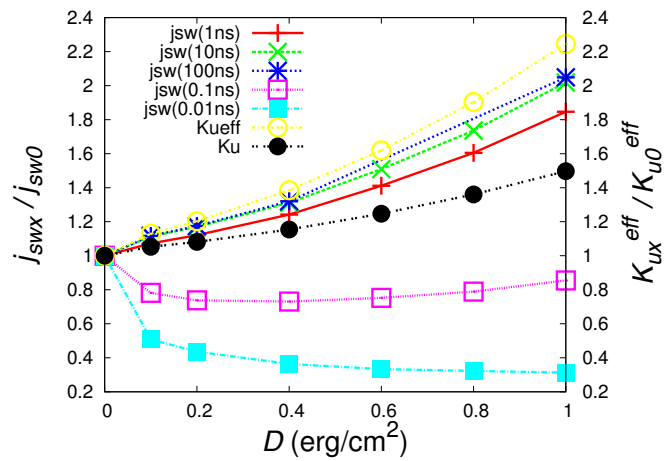


図 4.13: DMI による K_u^{eff} と反転電流密度の変化 ($\alpha = 1.0$)

赤線はパルス幅 1ns での反転電流値の割合、緑線はパルス幅 10ns での反転電流値の割合、黒線は各 DMI 値の時の K_u の割合、黄線は今回計算した K_u^{eff} の割合を表している。

次に、初期磁化構造から θ_0 を実際に求め、式 1.2 に代入して C_1 を求めた。結果を図 4.14 に示す。

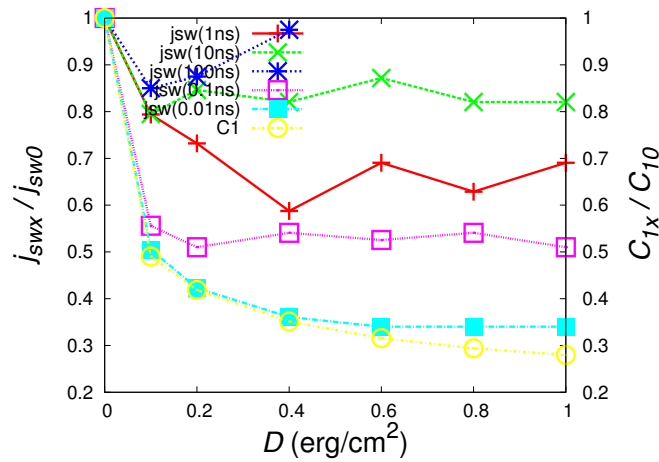


図 4.14: D 変化による C_1 の変化 ($\alpha = 0.0001$)

図 4.13 より、第 1 項側ではパルス幅が無限大に近づけば近づくほど、DMI=0 に対しての反転電流密度の割合が考えた K_u^{eff} に近づいた。図 4.14 より、第 2 項側ではパルス幅が 0 に近づくほど、DMI=0 に対しての反転電流密度の割合が C_1 の計算値に近づいた。

このことから、式 1.1 に図 4.13, 4.14 から得られた値を代入することによって、近似的に反転電流値が求まることになる。よって、DMI によって第 1 項側では K_u^{eff} が増大したため反転電流値が増大し、第 2 項側では C_1 が減少したため反転電流値が減少したことが定量的に確認できた。

4.4 まとめ

本章ではシミュレーションを用いて、DMI による熱安定性と反転電流密度の変化を調べた。

パルス幅が短く、 α が小さい場合、DMI によって反転電流を低減できた。DMI による反転電流密度の低減率は、パルス幅が 1ns のとき最大 33%、パルス幅が 10ns のとき最大 10%であった。よって、パルス幅を短くすれば、熱安定性を保ったまま、反転電流密度の低減が可能であることがわかった。この結果は、先行研究で掲出された反転電流値の実験式から解析することができた。

第5章 ECC構造における反転電流値のDMI依存性

本章では、ECC構造におけるDMI効果と層間交換定数による熱安定性と反転電流密度の変化を調べる。単層の場合と同じく、マイクロマグネティックモデルを用いて、エネルギーバリアを各DMI定数において調べ、エネルギーバリアのDMI定数変化、層間交換定数変化を求め、その結果より、各DMI定数、層間交換定数における熱安定性の保たれる K_u を求める。得られた K_u 、 D 、 A_{inter} の組み合わせを用いてスピン注入磁化反転シミュレーションを行い、最小反転電流密度を調べ、各パルス幅における反転電流密度のDMI定数変化、層間交換定数変化を示す。最後に、DMIを含む層を変化させ、その影響を調査した。

5.1 エネルギーバリアの K_u 比依存性

ECC構造は、ソフト層とハード層から構成される。DMIは、界面に表れる効果であるため、2層構造であるECC構造では片層のみにDMIがあるものとする。ソフト層とハード層の2層の K_u を変えることにより、熱安定性指数が各 D 値に対して十分な値($\Delta \geq 60$)となるようにし、その組み合わせで反転電流密度の変化を調べる。ここでは、必要となる K_u と D の値の組み合わせを決定する。

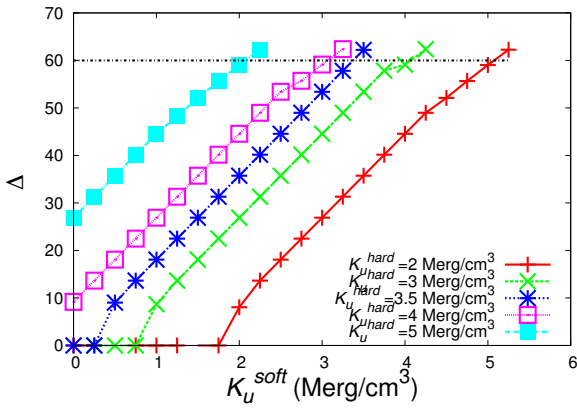
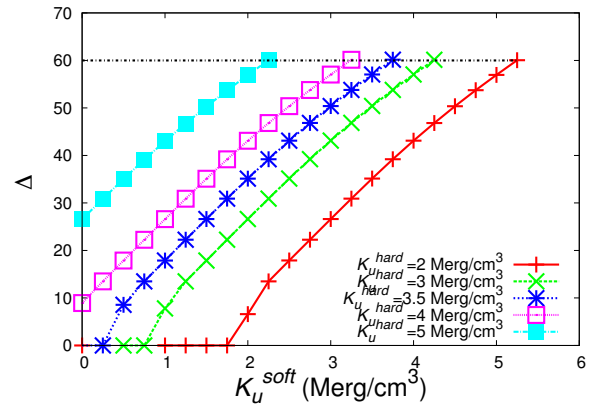
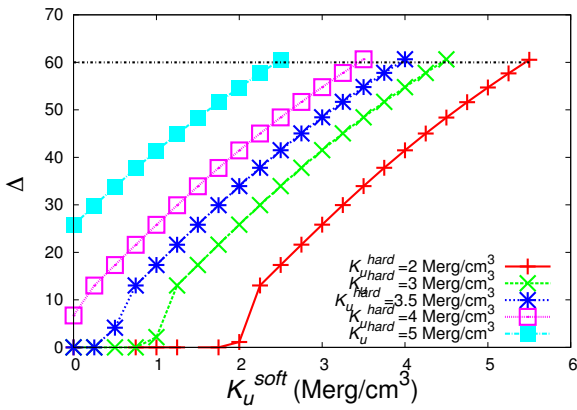
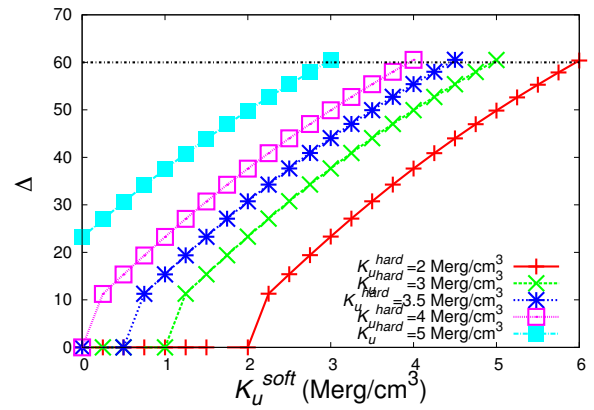
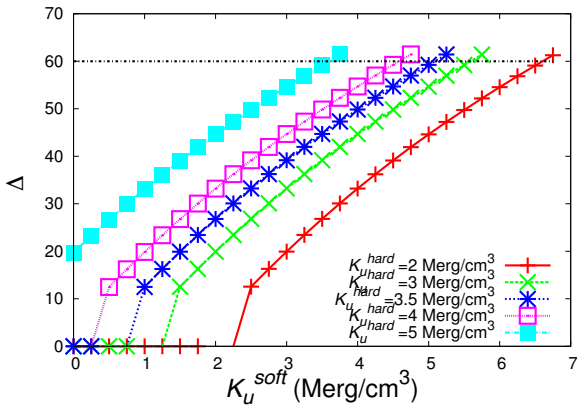
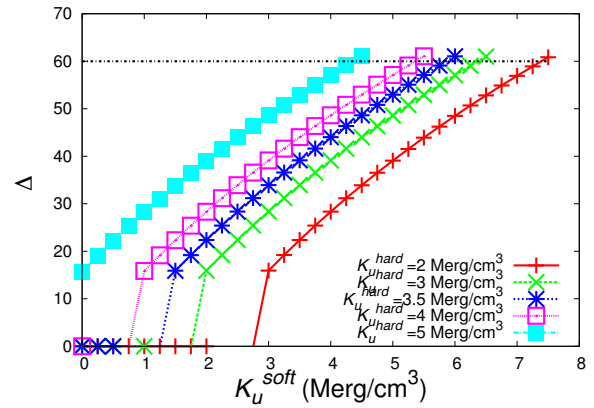
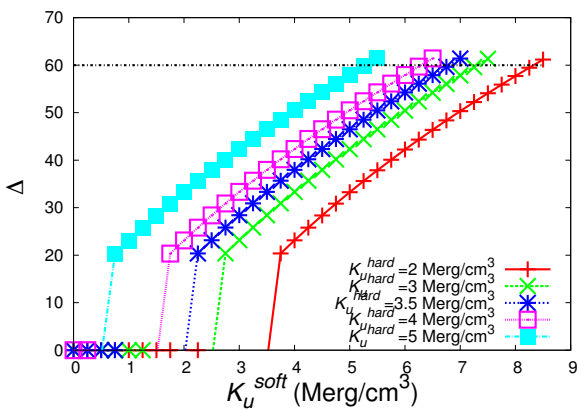
エネルギーバリアの計測のシミュレーションに用いた計算条件を、以下に示す。

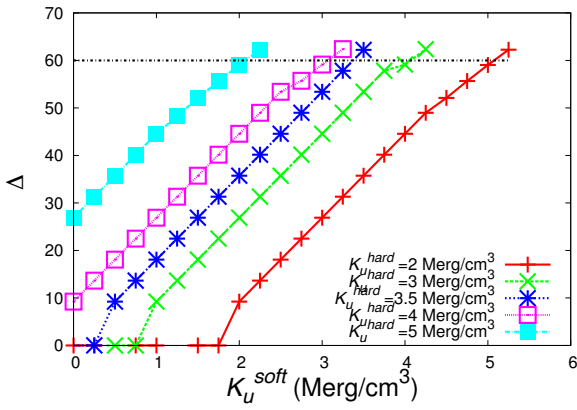
$$\begin{cases} \alpha = 1.0 \\ \vec{m} = (1.0, 0.0, 0.0) \\ t_p = 8.0 \text{ ns} \\ A_{\text{inter}} = 1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm} \end{cases} \quad (5.1)$$

以下のパラメータを変更してシミュレーションを行った。

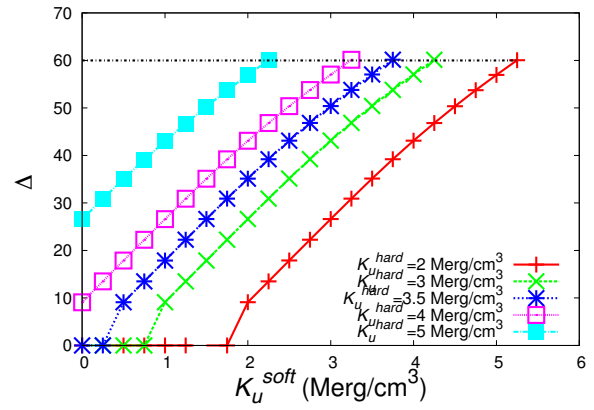
$$\begin{cases} DMI = 0.0 \sim 1.0 \text{ erg/cm}^2 \\ K_u^{\text{hard}} = 0.0 \sim 15.0 \text{ Merg/cm}^3 \\ K_u^{\text{soft}} = 0.0 \sim 15.0 \text{ Merg/cm}^3 \end{cases} \quad (5.2)$$

結果を図5.1,5.2に示す。

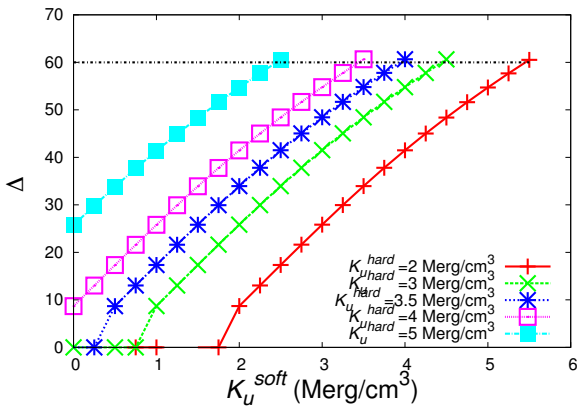
(a) $DMI = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ (b) $DMI = 0.1 \text{ erg/cm}^2$ (c) $DMI = 0.2 \text{ erg/cm}^2$ (d) $DMI = 0.4 \text{ erg/cm}^2$ (e) $DMI = 0.6 \text{ erg/cm}^2$ (f) $DMI = 0.8 \text{ erg/cm}^2$ (g) $DMI = 1.0 \text{ erg/cm}^2$ 図 5.1: DMI、 K_u^{hard} 、 K_u^{soft} による熱安定性指数 Δ の変化の例 (DMI ハード層)



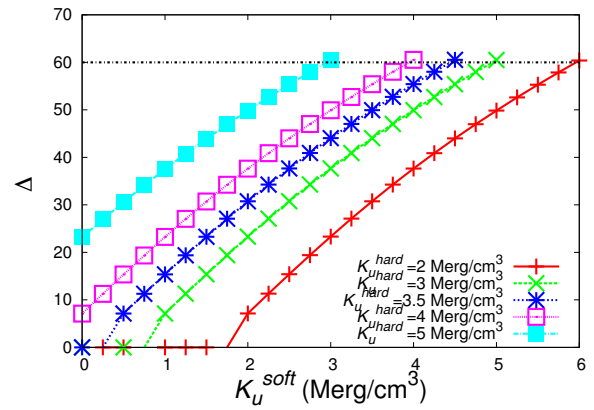
(a) $DMI = 0.0 \text{ erg/cm}^2$



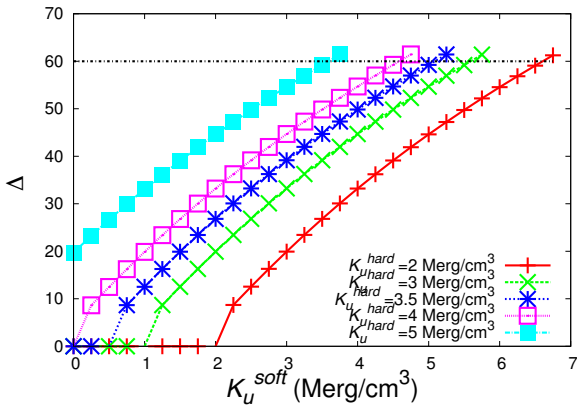
(b) $DMI = 0.1 \text{ erg/cm}^2$



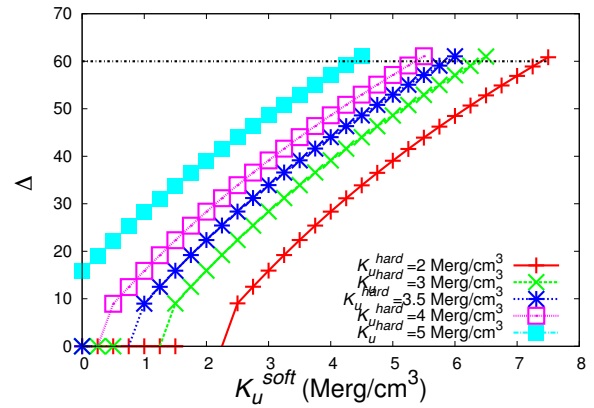
(c) $DMI = 0.2 \text{ erg/cm}^2$



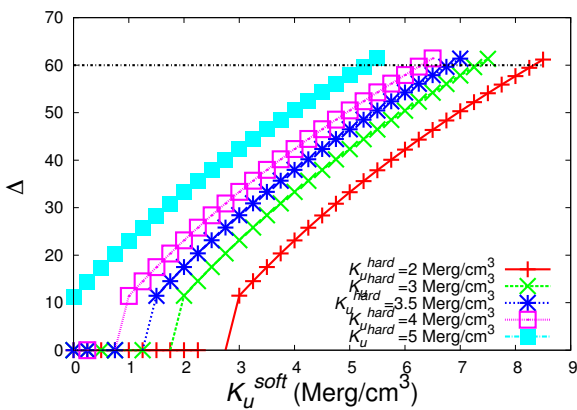
(d) $DMI = 0.4 \text{ erg/cm}^2$



(e) $DMI = 0.6 \text{ erg/cm}^2$



(f) $DMI = 0.8 \text{ erg/cm}^2$



(g) $DMI = 1.0 \text{ erg/cm}^2$

図 5.2: DMI 、 K_u^{hard} 、 K_u^{soft} による熱安定性指数 Δ の変化の例 (DMI ソフト層)

図 5.1,5.2 から、熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる K_u^{hard} と K_u^{soft} と D の値の組み合わせを決定する。結果を図 5.3,5.4 に示す。

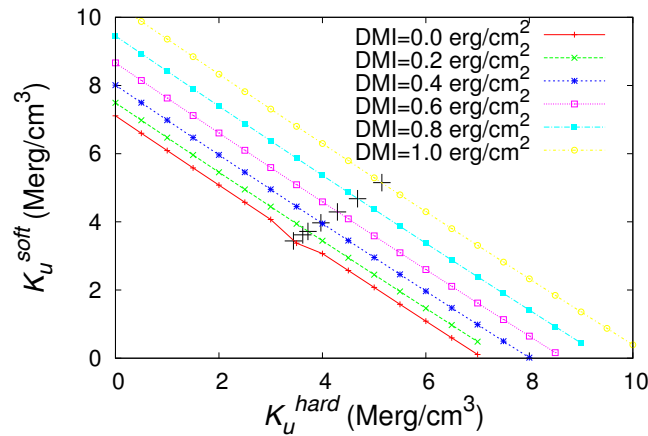


図 5.3: 熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる最小の異方性定数 K_u の組み合わせ (DMI ハード層)

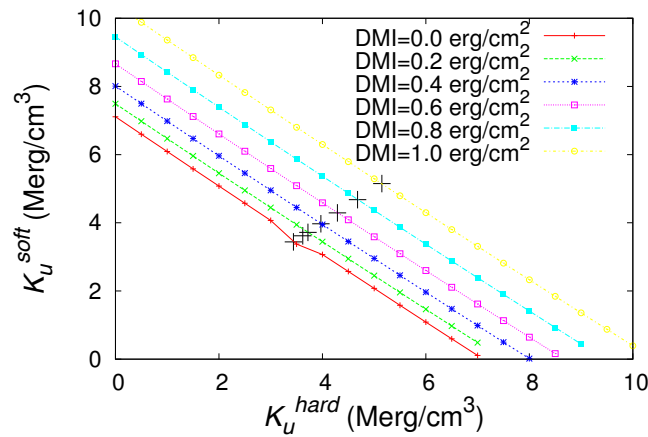


図 5.4: 熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる最小の異方性定数 K_u の組み合わせ (DMI ソフト層)

図 5.3,5.4 において、十字点は各 DMI 定数における単層時の異方性定数を表している。図 5.3,5.4 より、基本的にはハード層とソフト層のそれぞれの異方性定数の和が一定であれば熱安定性が保たれていることがわかった。よって、熱安定性は、ハード層とソフト層の異方性定数の和に比例することが分かった。ただし、両層の異方性定数が同一な値付近では、必要な異方性定数は下がること分かった。また、その値は単層時の異方性定数と同一となること分かった。

また図 5.3,5.4 より、各 DMI 値において必要な熱安定性を満たす K_u^{hard} と K_u^{soft} を表 5.1 に示す。

表 5.1: 各 DMI 値における $\Delta \geq 60$ となる最小の K_u (erg/cm²)

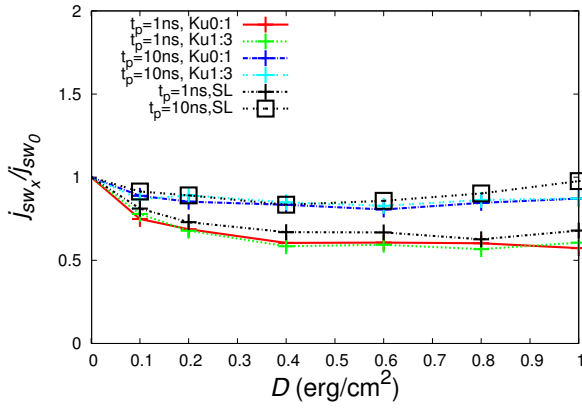
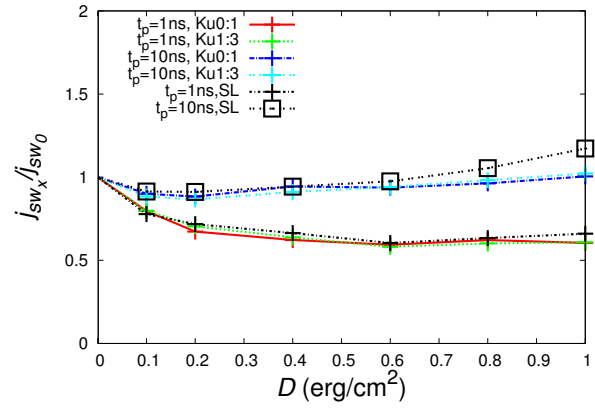
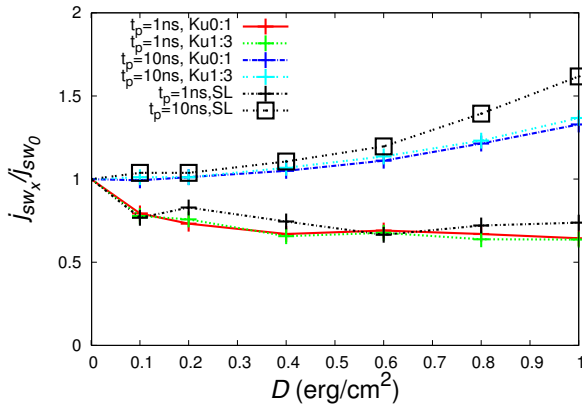
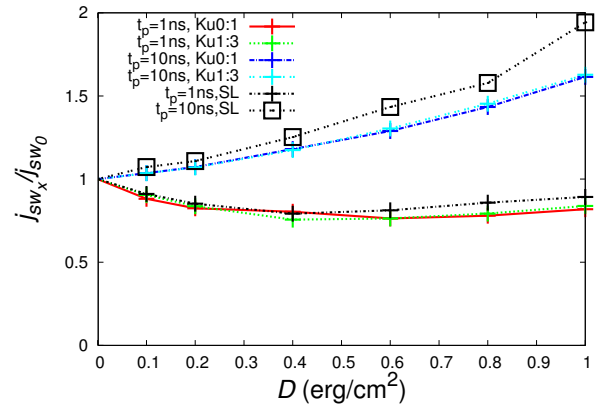
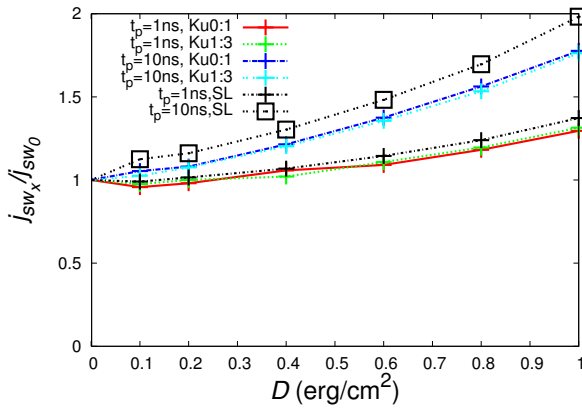
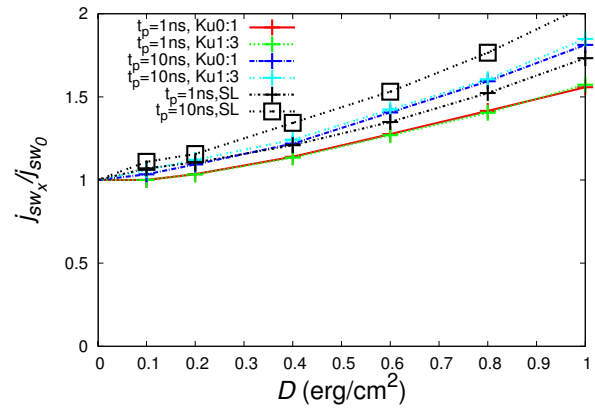
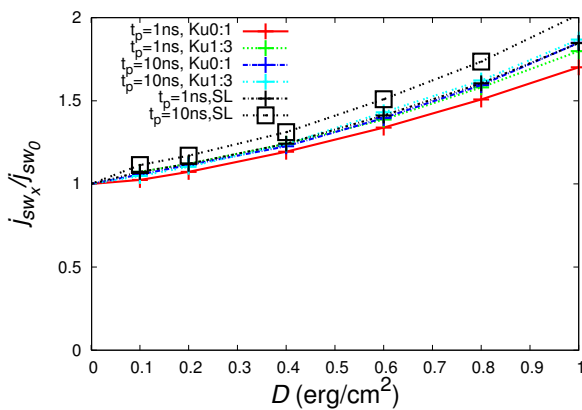
$D(\text{erg/cm}^2)$	DMI ハード層 K_u 比 3:1	DMI ハード層 K_u 比 1:0	DMI ソフト層 K_u 比 3:1	DMI ソフト層 K_u 比 1:0
0.0	5.34,1.78	7.12,0.00	5.31,1.77	7.11,0.00
0.1	5.46,1.82	7.29,0.00	5.46,1.82	7.29,0.00
0.2	5.61,1.87	7.49,0.00	5.61,1.87	7.50,0.00
0.4	6.00,2.00	8.02,0.00	6.00,2.00	8.02,0.00
0.6	6.51,2.17	8.68,0.00	6.48,2.16	8.67,0.00
0.8	7.08,2.36	9.45,0.00	7.05,2.35	9.46,0.00
1.0	7.77,2.59	10.4,0.00	7.77,2.59	10.41,0.00

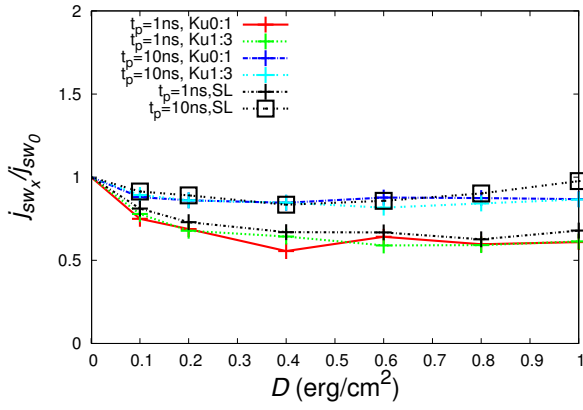
5.2 反転電流の K_u 比依存性

前節にて決定した K_u^{hard} と K_u^{soft} と D の組み合わせを用いて最小反転電流密度を調べた。以下のパラメータを変更してシミュレーションを行った。

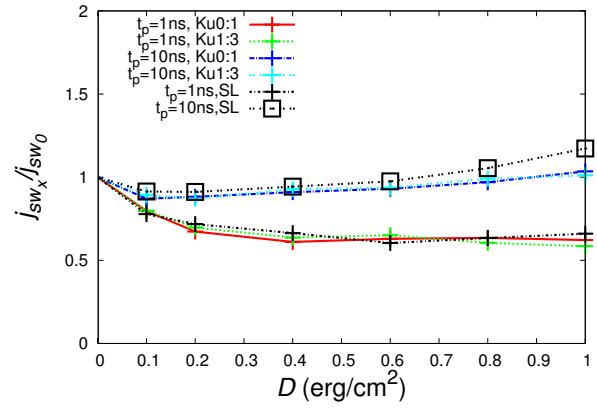
$$\begin{cases} \alpha = 0.001, 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 1.0 \\ t_p = 1.0, 3.0, 10.0 \text{ ns} \\ H_x^{\text{EXT}} = 0.95 \sim 1.05 \text{ Oe} \end{cases} \quad (5.3)$$

結果を図 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 に示す。

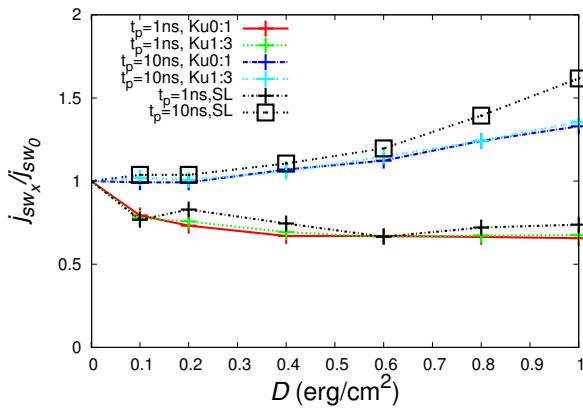
(a) 損失定数 $\alpha = 0.001$ (b) 損失定数 $\alpha = 0.003$ (c) 損失定数 $\alpha = 0.01$ (d) 損失定数 $\alpha = 0.03$ (e) 損失定数 $\alpha = 0.1$ (f) 損失定数 $\alpha = 0.3$ (g) 損失定数 $\alpha = 1$ 図 5.5: ECC 構造における DMI 及び α による反転電流密度の変化 (DMI ハード層)



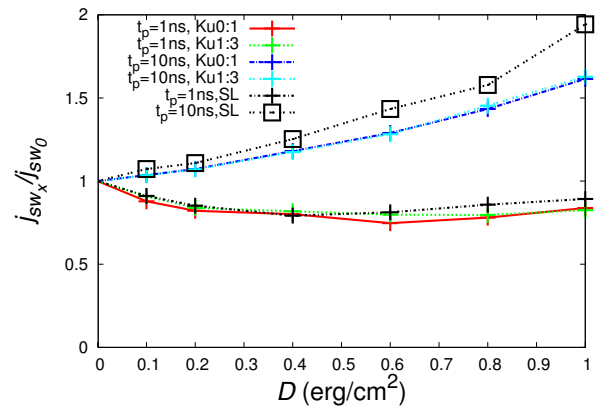
(a) 損失定数 $\alpha = 0.001$



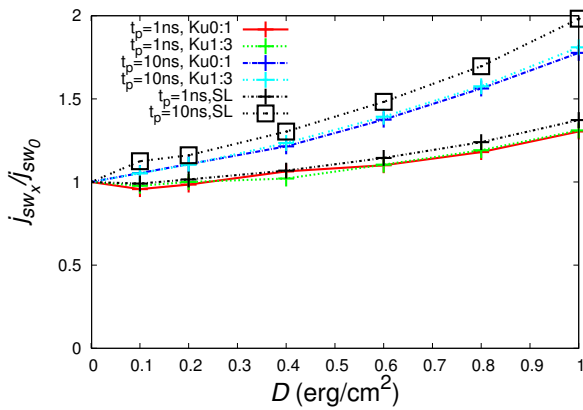
(b) 損失定数 $\alpha = 0.003$



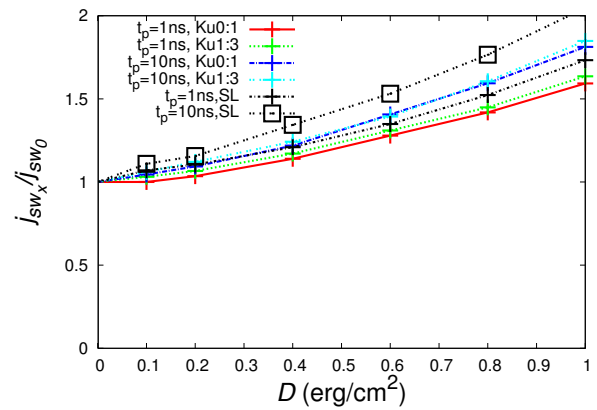
(c) 損失定数 $\alpha = 0.01$



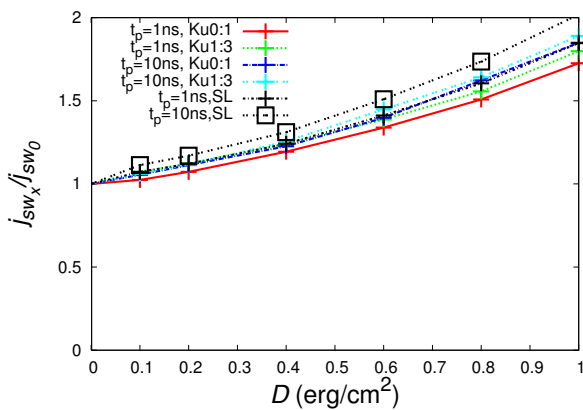
(d) 損失定数 $\alpha = 0.03$



(e) 損失定数 $\alpha = 0.1$

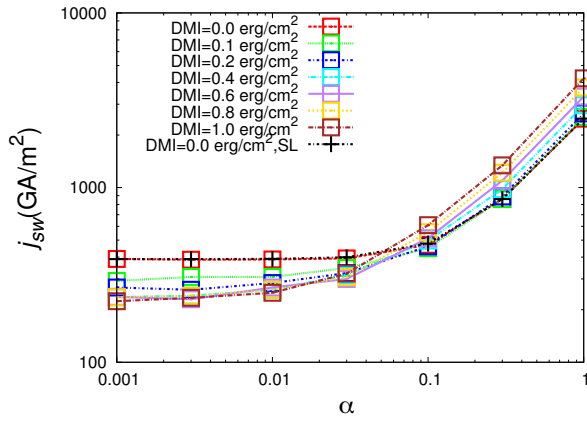
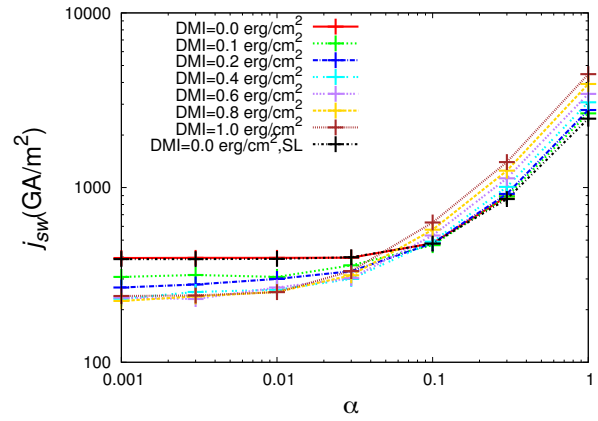
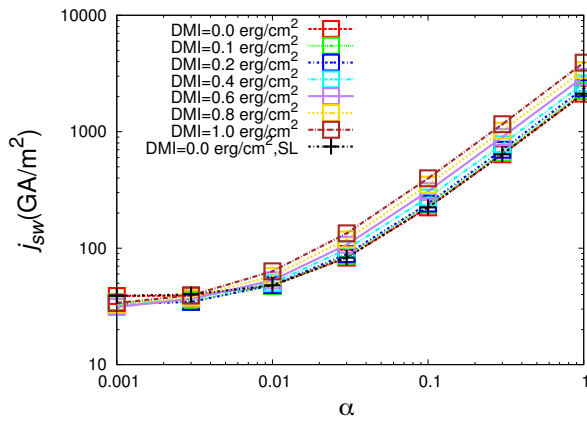
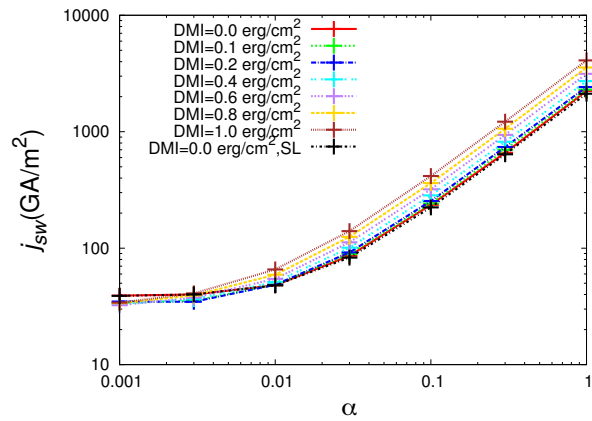


(f) 損失定数 $\alpha = 0.3$



(g) 損失定数 $\alpha = 1$

図 5.6: ECC 構造における DMI 及び α による反転電流密度の変化 (DMI ソフト層)

(a) パルス幅 $t_p = 1$ ns, K_u 比 0:1(b) パルス幅 $t_p = 1$ ns, K_u 比 1:3(c) パルス幅 $t_p = 10$ ns, K_u 比 0:1(d) パルス幅 $t_p = 10$ ns, K_u 比 1:3図 5.7: α 、DMI、パルス幅、 K_u 比での反転電流密度の変化 (DMI ハード層)

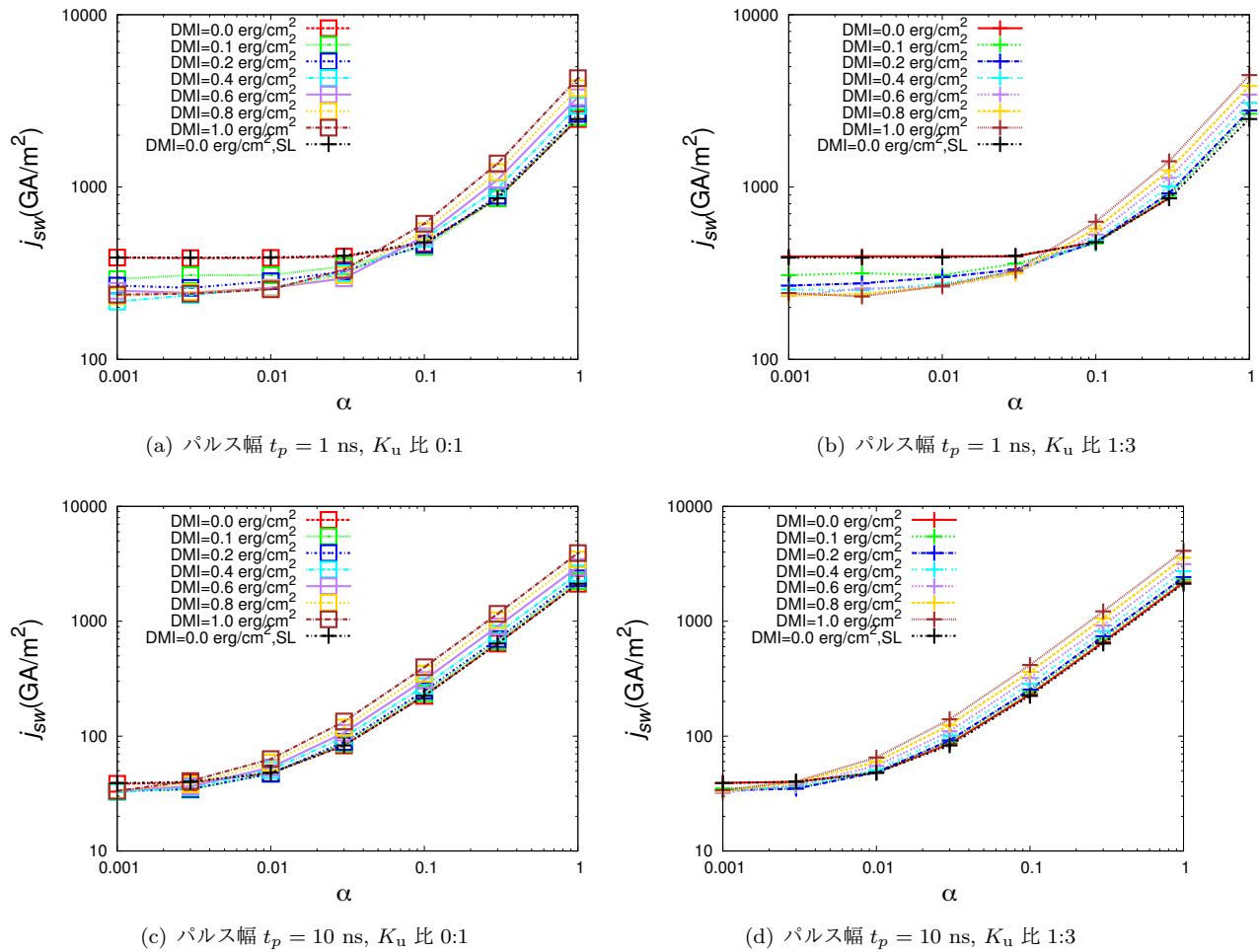


図 5.8: α 、DMI、パルス幅、 K_u 比での反転電流密度の変化 (DMI ソフト層)

図 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 において、プロットされていない点は反転基準を見たまなかった条件である。図 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 より、 K_u 比率が 1:3 と 0:1 では反転電流密度にほとんど差が見られないことがわかった。また、DMI を含む層の変化でも反転電流密度にほとんど差が見られないことがわかった。また、 α が小さい時、DMI によって反転電流密度が低減する傾向にあった。逆に α が大きい時、DMI によって反転電流密度が増大する傾向にあった。また、パルス幅が短いほど、DMI によって反転電流密度が低減する α の範囲が広がる傾向にあった。さらに、パルス幅が短いほど、DMI による減少率が大きいことがわかった。パルス幅 1ns 及び 10ns の最大反転電流密度低減率は、40% 及び 10% であった。ここで、単層の場合と ECC 構造の場合を比較する。図 5.5, 5.6 より、ECC 構造における DMI による増減率は、単層構造の場合より悪くなることなかった。具体的には、反転電流が低減する場合はあまり変わりなく、増大する場合は単層構造よりもあまり増大しない傾向にあった。

5.3 エネルギーバリアの A_{inter} 依存性

5.2 節では、層間交換結合が強く単層と同一のものを扱ったことと同じであった。そのため、単層構造と ECC 構造の結果が同一となってしまい、ECC 構造によるメリットが無かった。ECC 構造ではソフト層にスピンを流し反転させ、ハード層がソフト層につられて反転する、という流れであることから、ある程度は層間交換結合が弱いものを使用した方が良くと推測できる。そこで、この節からは層間交換結合定数 A_{inter} を小さくしたものを使用し、その影響を調べる。まず熱安定性指数が保持できる異方性定数の組合せを求めた。

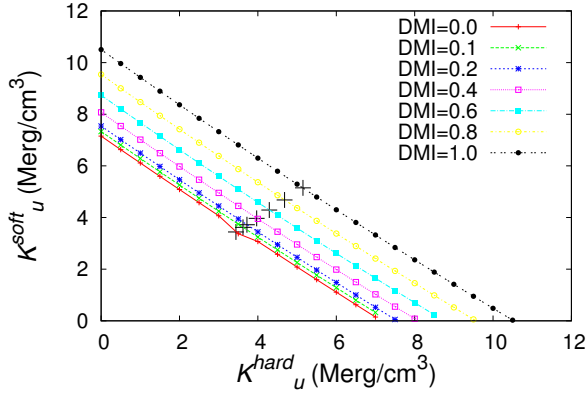
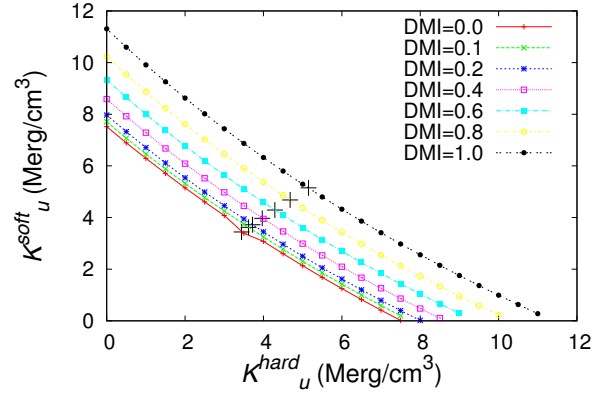
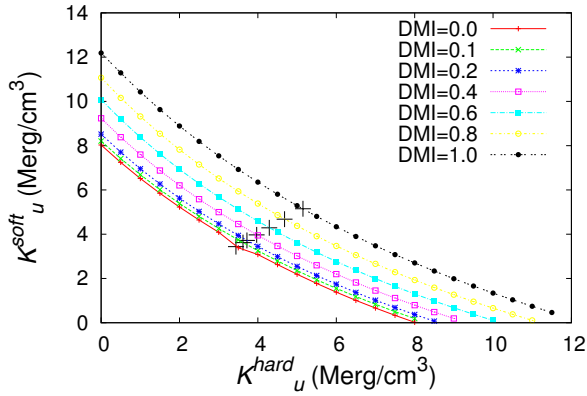
(a) 層間交換結合定数 $A_{\text{inter}} = 0.5 \mu\text{erg/cm}$ (b) 層間交換結合定数 $A_{\text{inter}} = 0.1 \mu\text{erg/cm}$ (c) 層間交換結合定数 $A_{\text{inter}} = 0.05 \mu\text{erg/cm}$ 図 5.9: 熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる最小の異方性定数 K_u の組み合わせの A_{inter} 変化 (DMI ハード層)

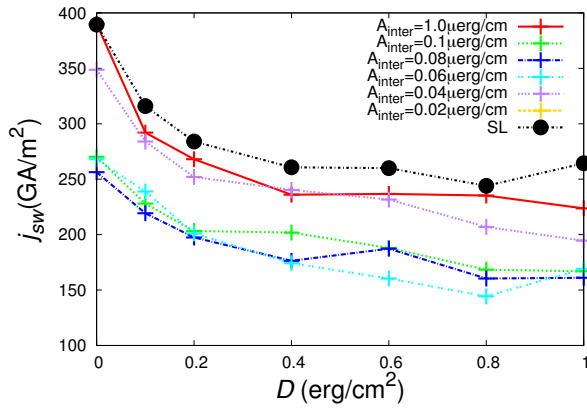
図 5.9 において、十字点は各 DMI 定数における単層構造時の異方性定数を表している。 $A_{\text{inter}} = 1.0 \mu\text{erg/cm}$ に比べて、 A_{inter} を下げると、グラフが次第に直線から曲線に形を変えた。 K_u 比率を極端にするほど、必要な K_u の和が増大した。しかし、十字点は必ず通っていた。

5.4 反転電流の A_{inter} 依存性

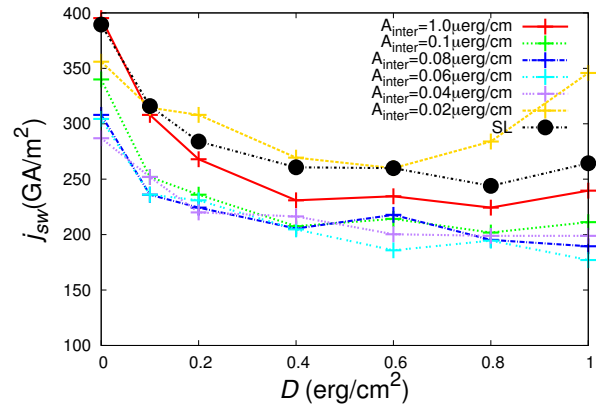
前節にて決定した K_u^{hard} と K_u^{soft} と D の組み合わせを用いて最小反転電流密度を調べた。以下のパラメータを変更してシミュレーションを行った。

$$\begin{cases} \alpha = 0.001, 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 1.0 \\ t_p = 1.0, 10.0 \text{ ns} \\ A_{\text{inter}} = 1.0, 0.3, 0.1, 0.09, 0.08, 0.07, 0.06, 0.05, 0.04, 0.03, 0.02, 0.01 \text{ erg/cm} \\ H_x^{\text{EXT}} = 0.95 \sim 1.05 \text{ Oe} \end{cases} \quad (5.4)$$

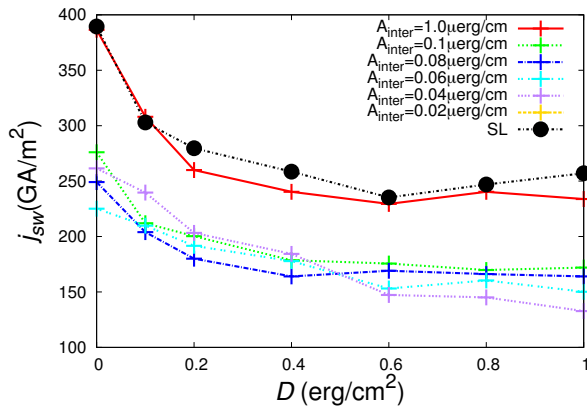
結果を図 5.10～5.17 に示す。



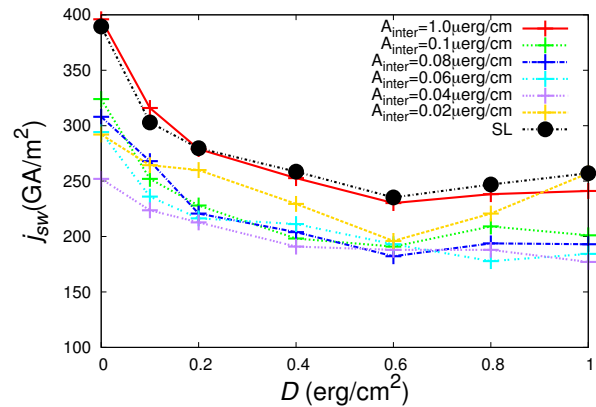
(a) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 0:1



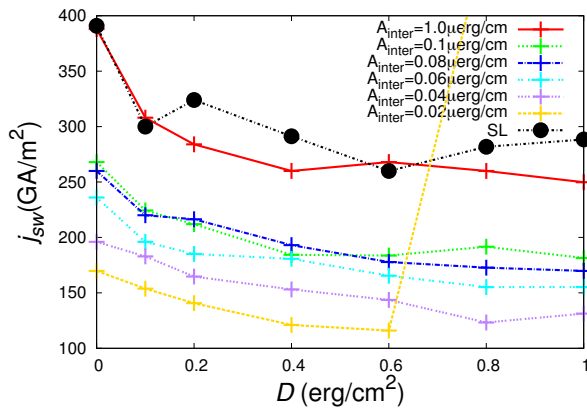
(b) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 1:3



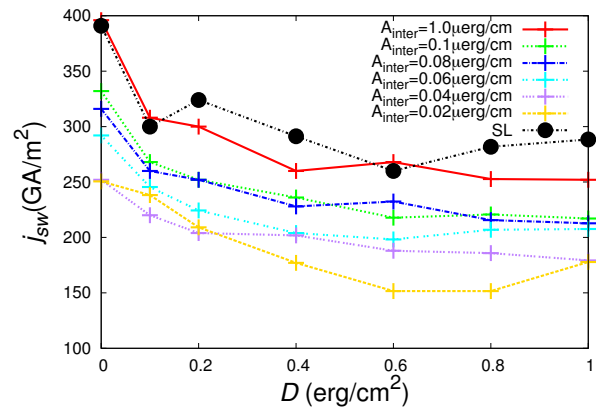
(c) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 0:1



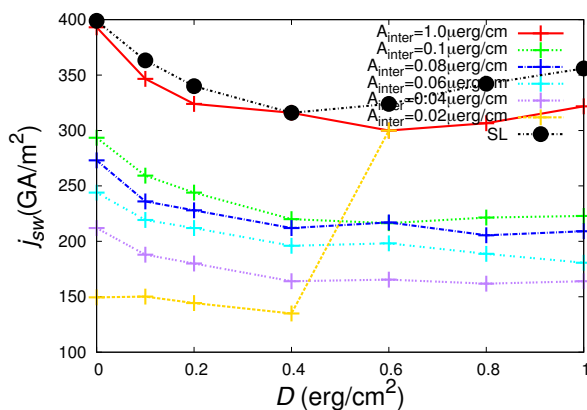
(d) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 1:3



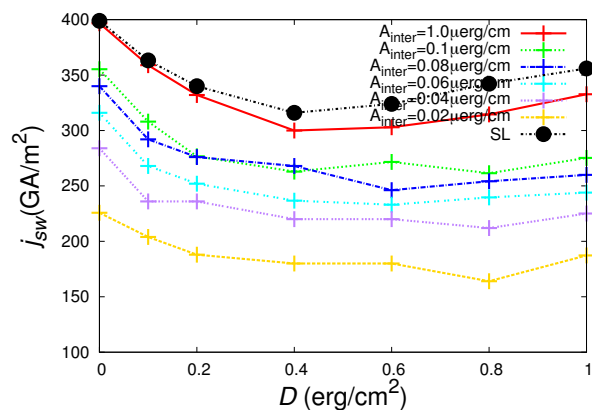
(e) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 0:1



(f) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 1:3



(g) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 0:1



(h) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 1:3

図 5.10: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ハード層、損失定数 $\alpha = 0.001 \sim 0.03$, パルス幅 $t_p = 1$ ns)

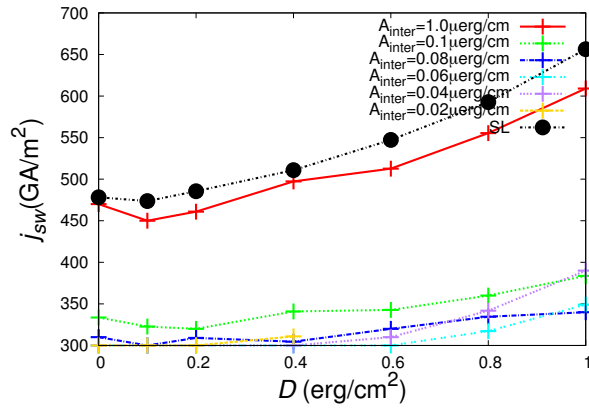
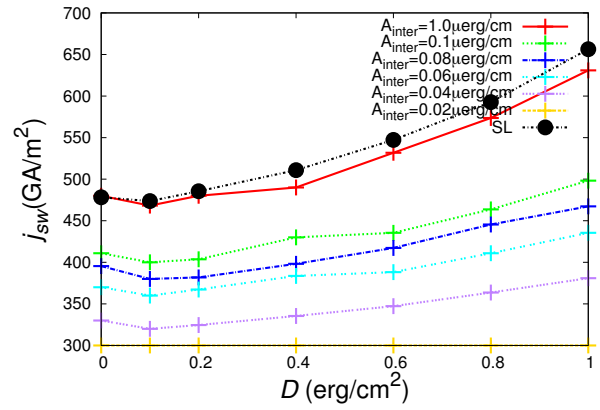
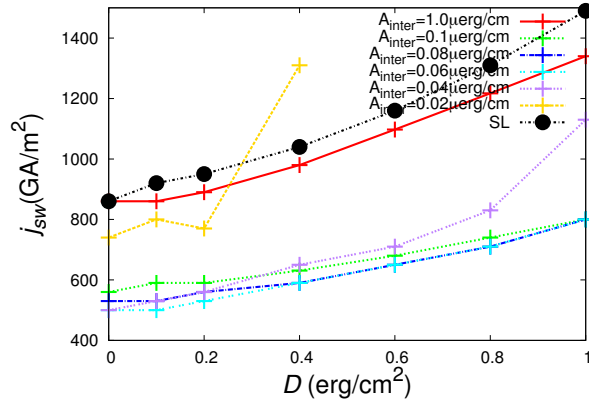
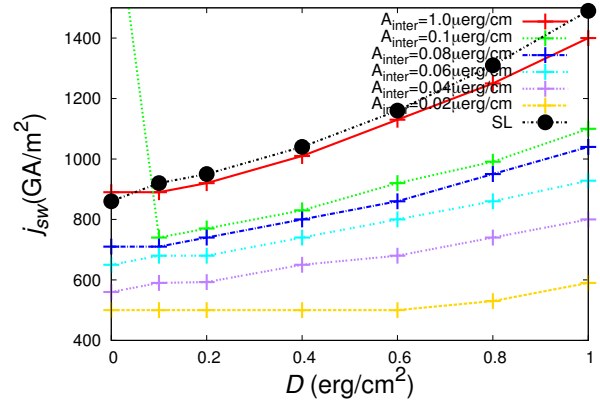
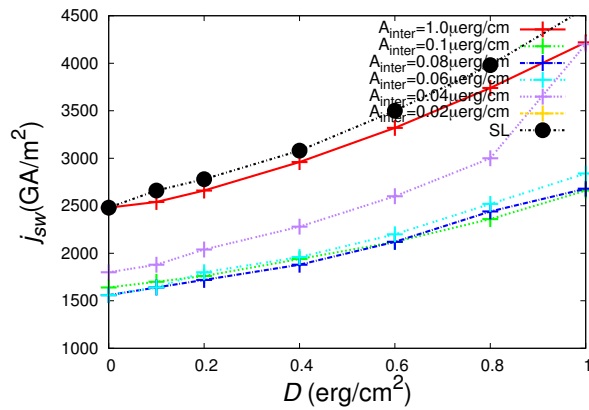
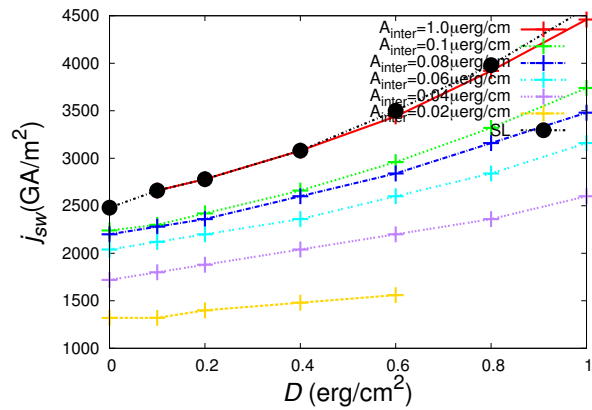
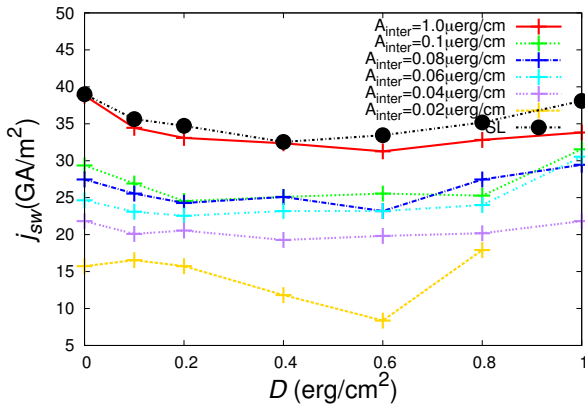
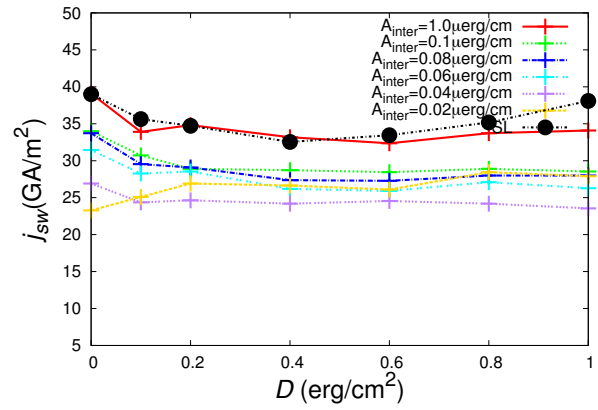
(a) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 0:1(b) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 1:3(c) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 0:1(d) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 1:3(e) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 0:1(f) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 1:3

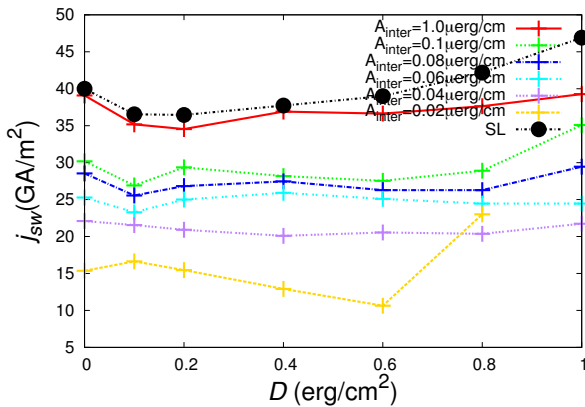
図 5.11: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ハード層、損失定数 $\alpha = 0.1 \sim 1.0$, パルス幅 $t_p = 1$ ns)



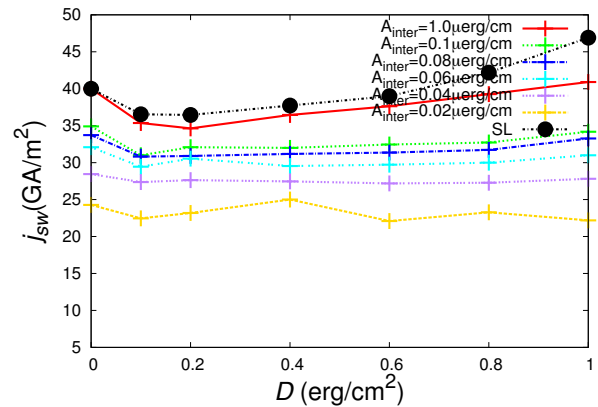
(a) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 0:1



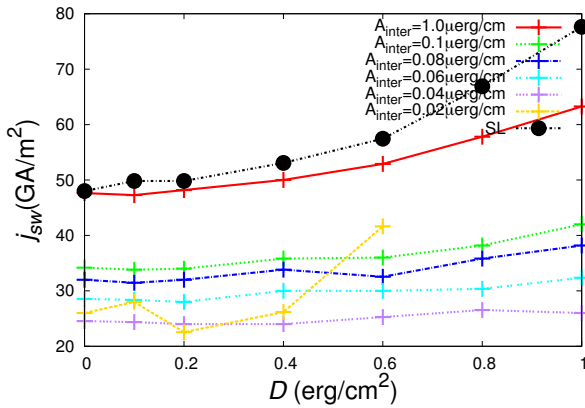
(b) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 1:3



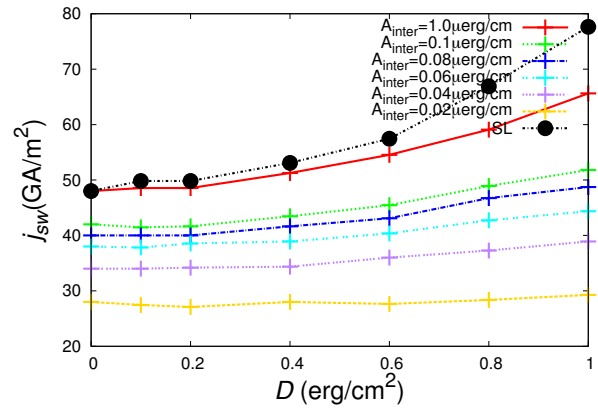
(c) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 0:1



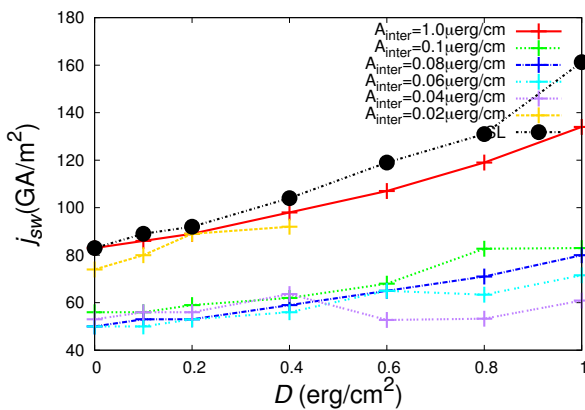
(d) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 1:3



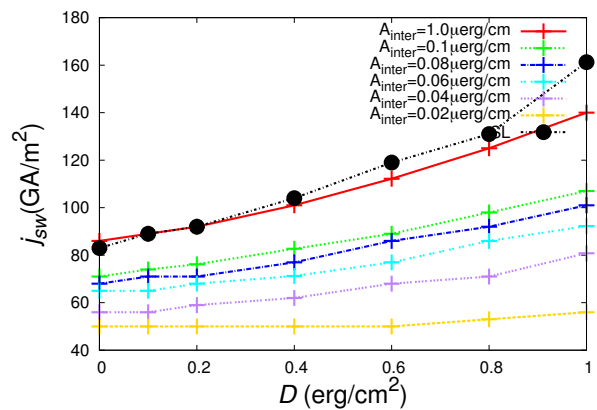
(e) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 0:1



(f) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 1:3



(g) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 0:1



(h) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 1:3

図 5.12: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ハード層、損失定数 $\alpha = 0.001 \sim 0.03$, パルス幅 $t_p = 10$ ns)

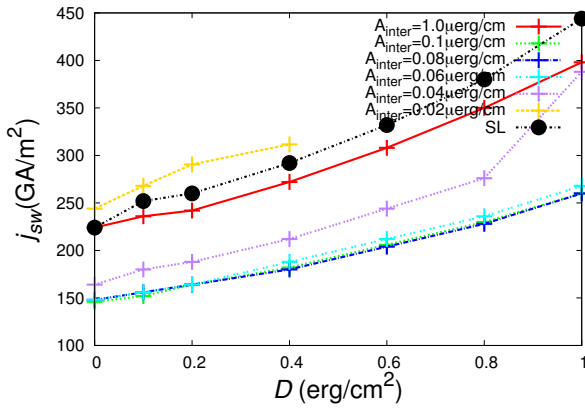
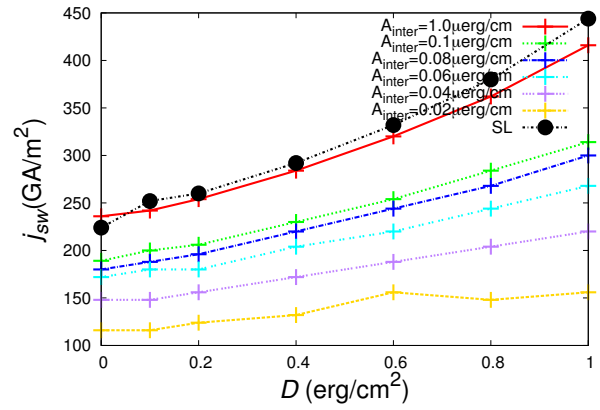
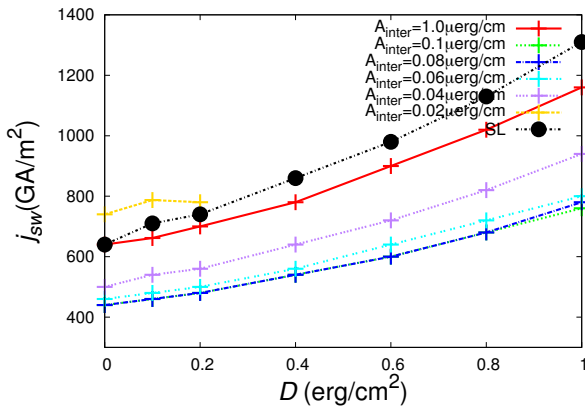
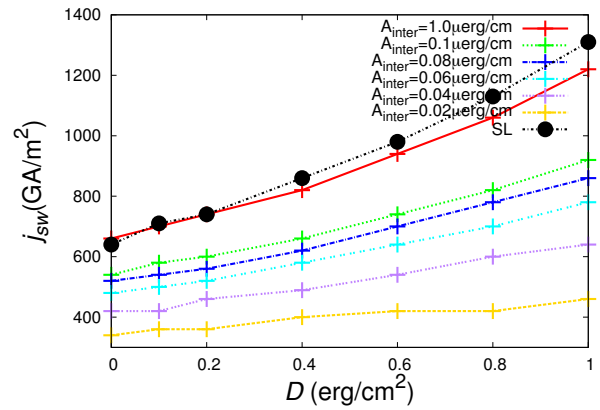
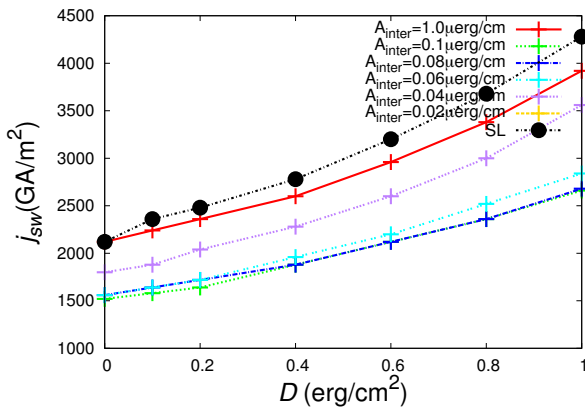
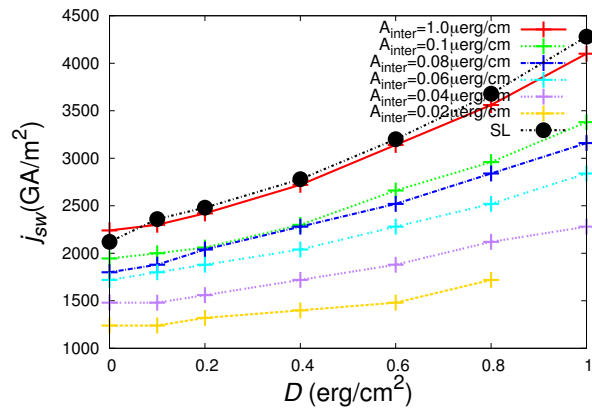
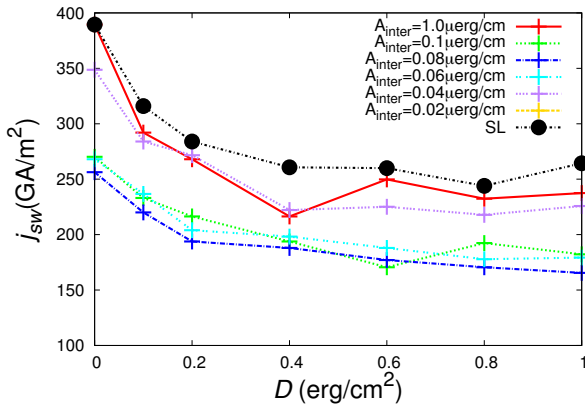
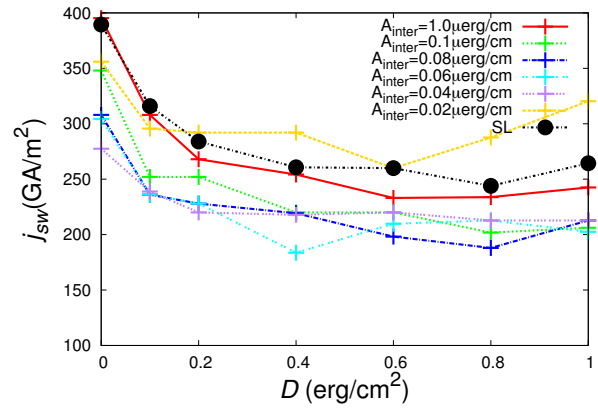
(a) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 0:1(b) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 1:3(c) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 0:1(d) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 1:3(e) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 0:1(f) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 1:3

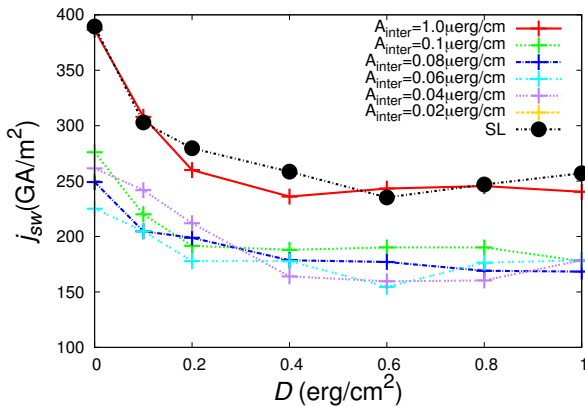
図 5.13: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ハード層、損失定数 $\alpha = 0.1 \sim 1.0$, パルス幅 $t_p = 10$ ns)



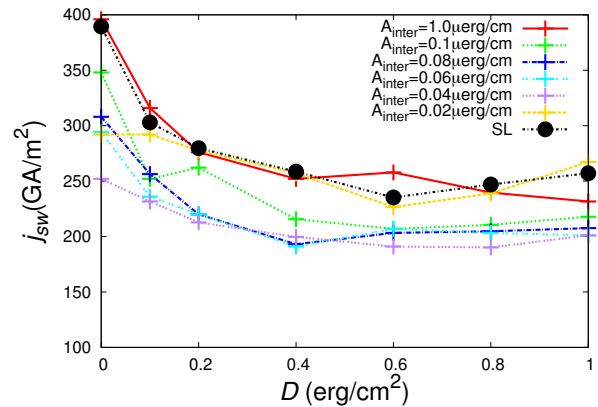
(a) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 0:1



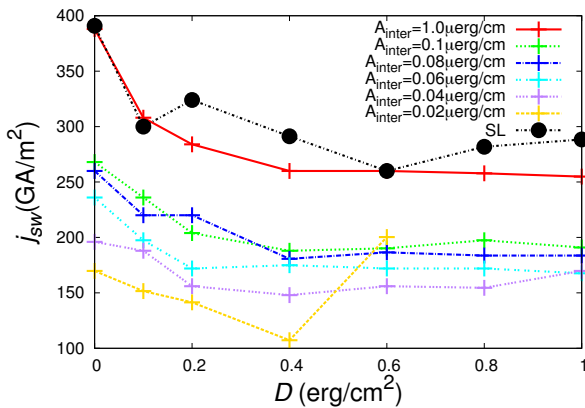
(b) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 1:3



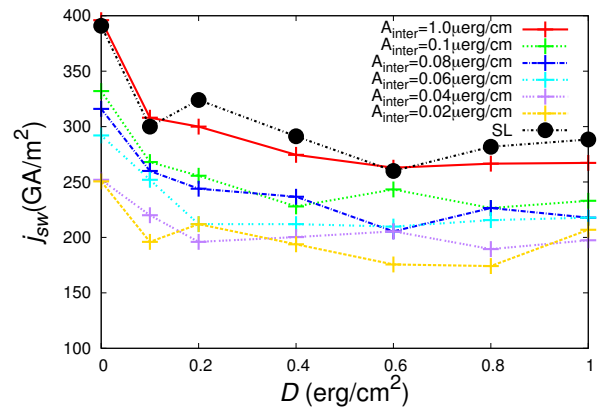
(c) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 0:1



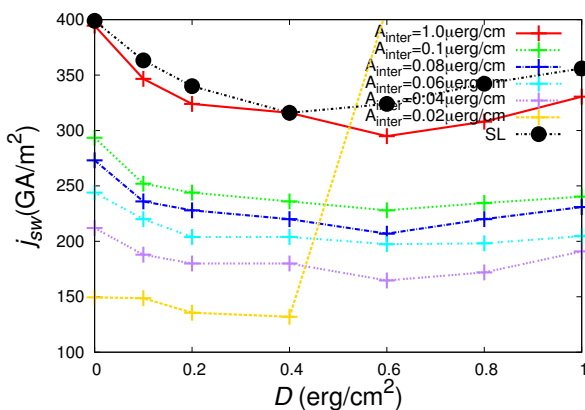
(d) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 1:3



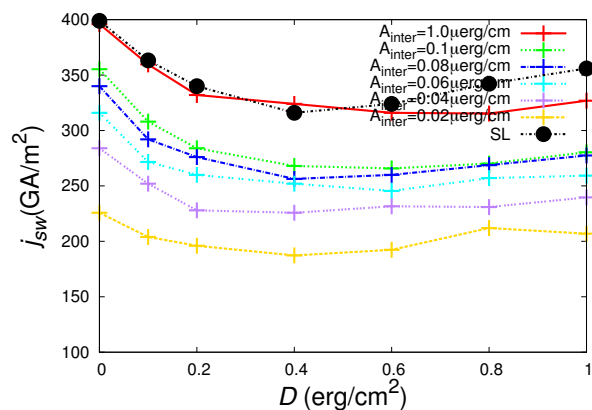
(e) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 0:1



(f) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 1:3



(g) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 0:1



(h) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 1:3

図 5.14: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ソフト層、損失定数 $\alpha = 0.001 \sim 0.03$, パルス幅 $t_p = 1$ ns)

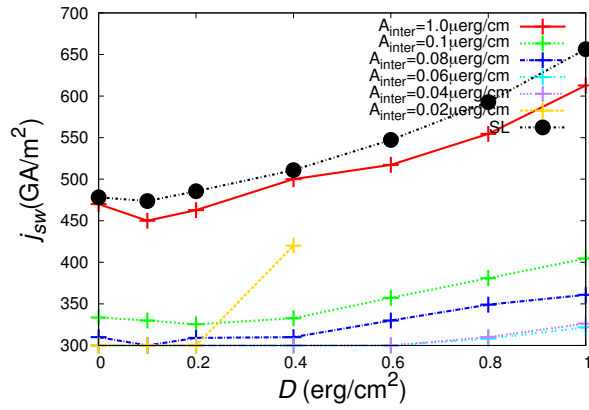
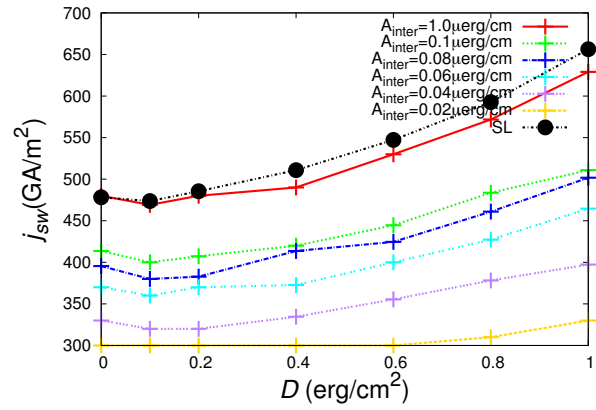
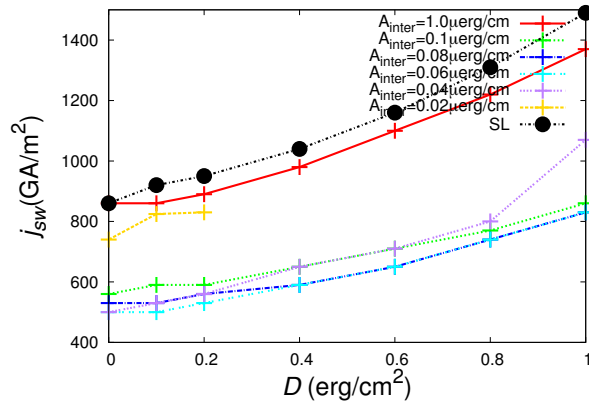
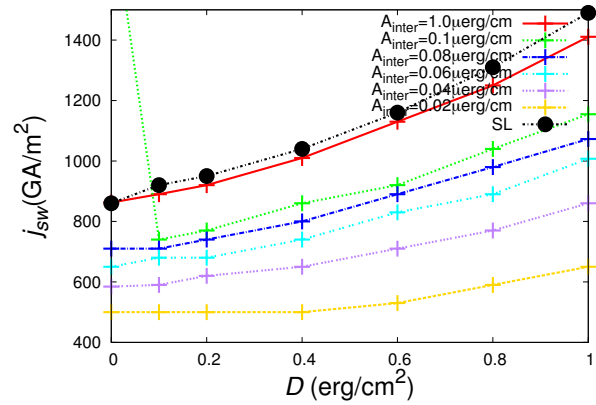
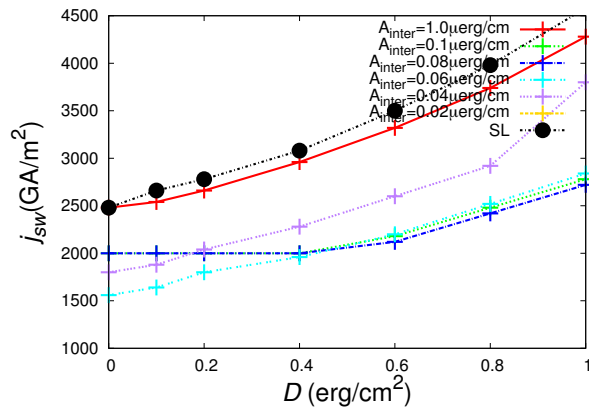
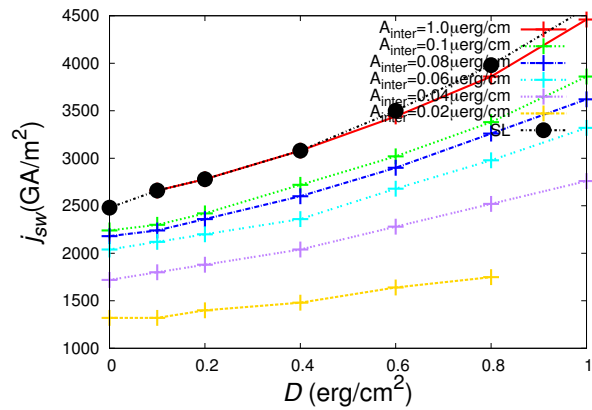
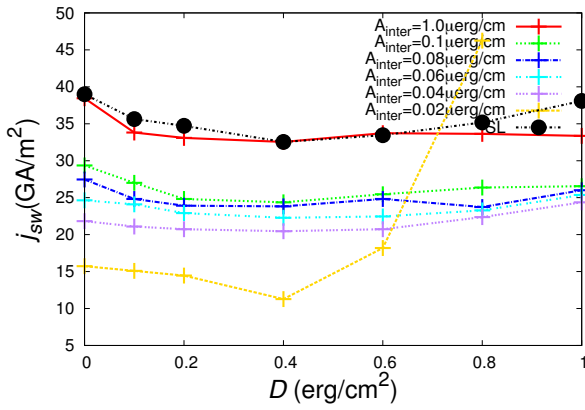
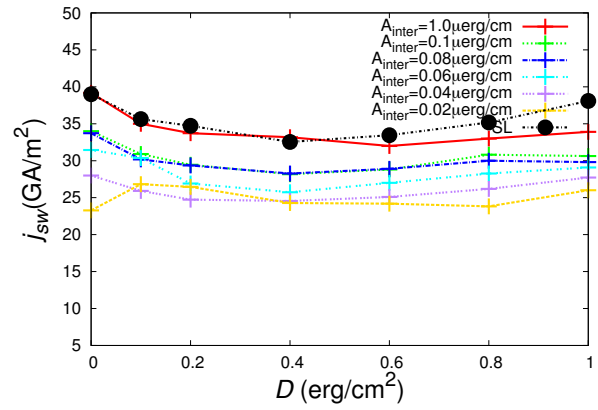
(a) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 0:1(b) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 1:3(c) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 0:1(d) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 1:3(e) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 0:1(f) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 1:3

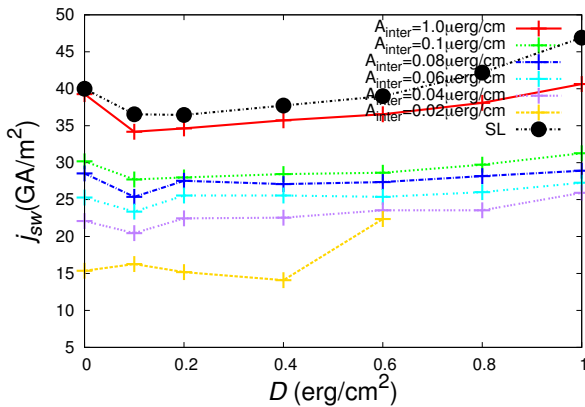
図 5.15: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ソフト層、損失定数 $\alpha = 0.1 \sim 1.0$, パルス幅 $t_p = 1$ ns)



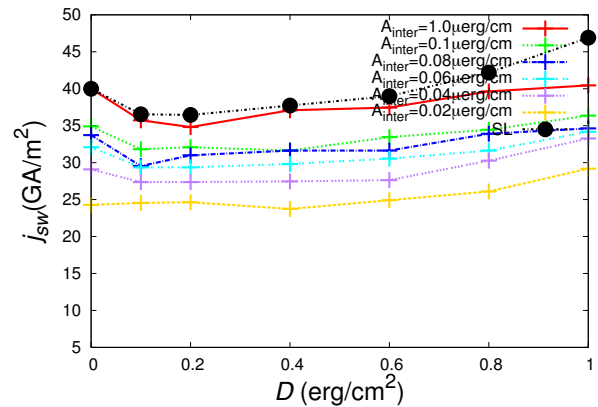
(a) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 0:1



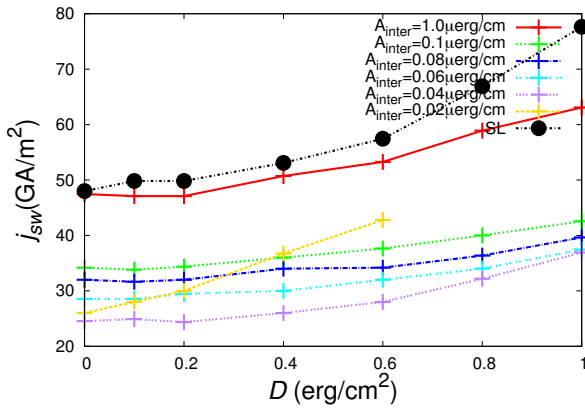
(b) 損失定数 $\alpha = 0.001, K_u$ 比 1:3



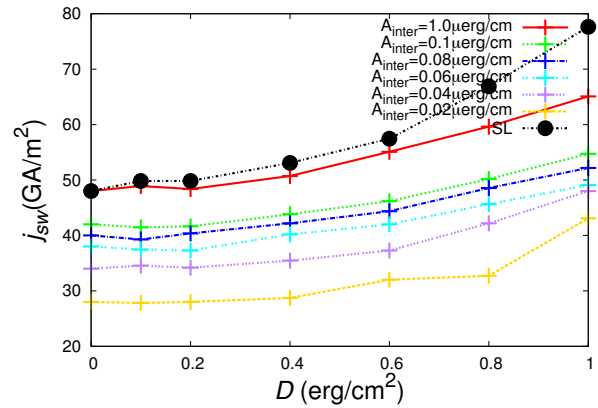
(c) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 0:1



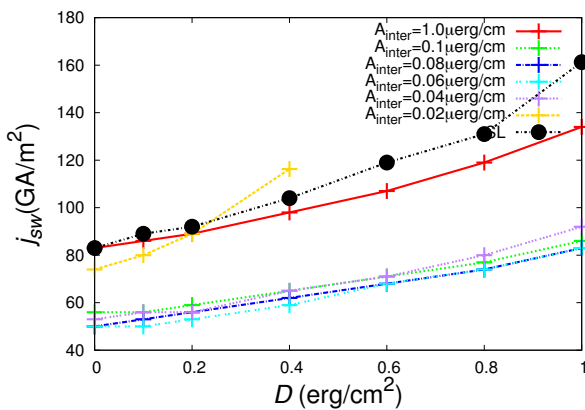
(d) 損失定数 $\alpha = 0.003, K_u$ 比 1:3



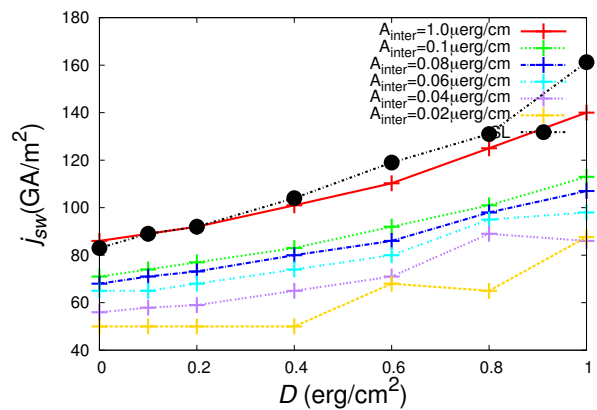
(e) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 0:1



(f) 損失定数 $\alpha = 0.01, K_u$ 比 1:3



(g) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 0:1



(h) 損失定数 $\alpha = 0.03, K_u$ 比 1:3

図 5.16: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ソフト層、損失定数 $\alpha = 0.001 \sim 0.03$, パルス幅 $t_p = 10$ ns)

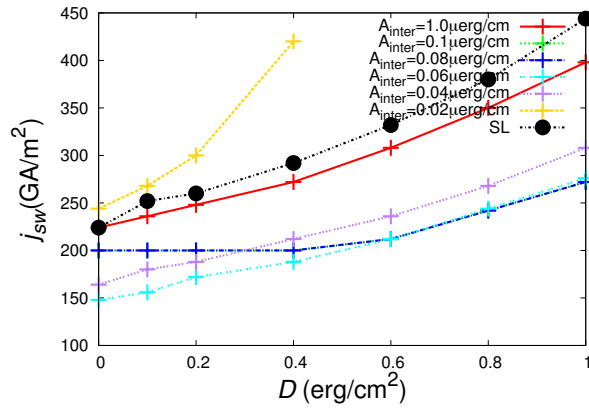
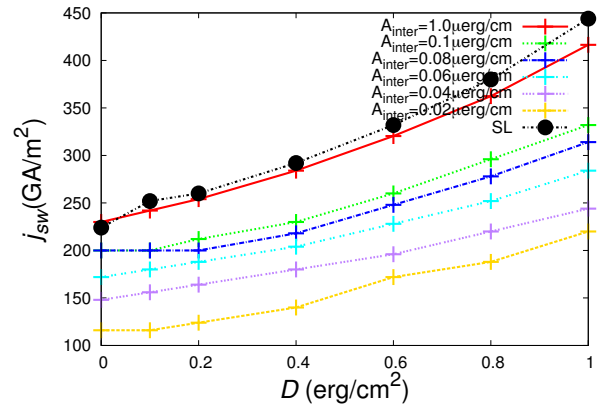
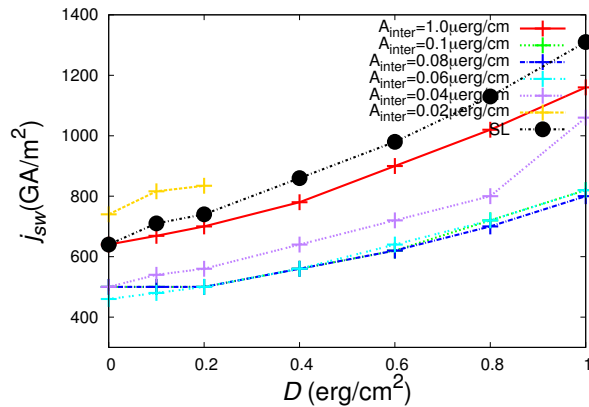
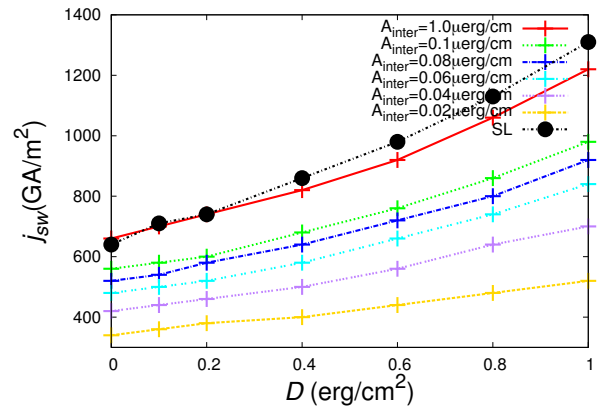
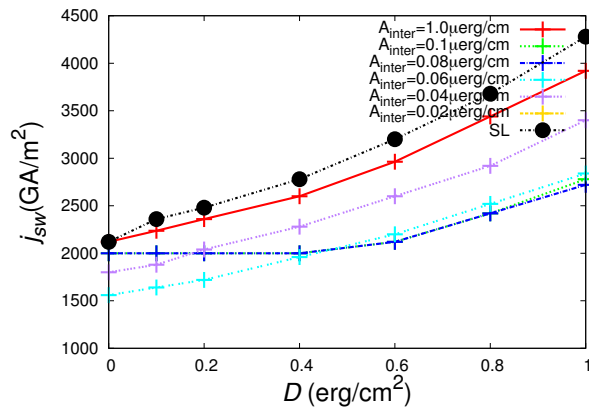
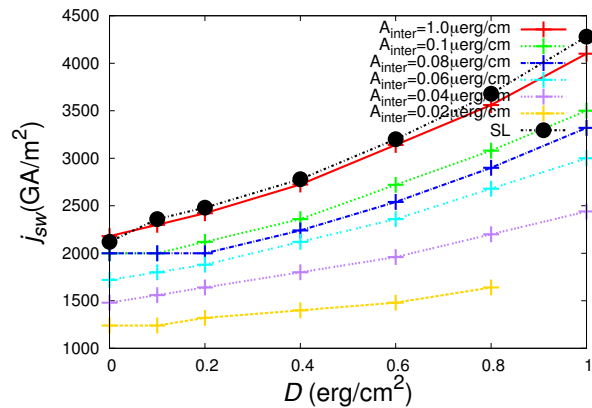
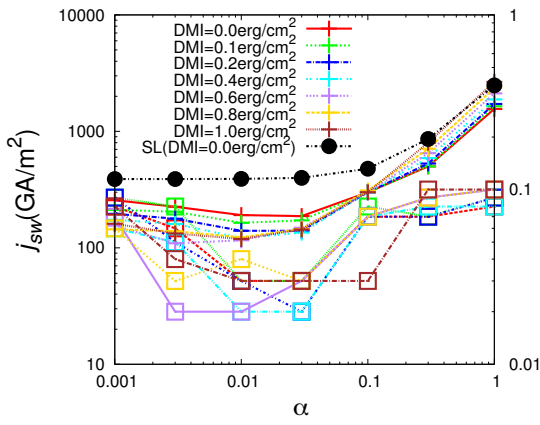
(a) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 0:1(b) 損失定数 $\alpha = 0.1, K_u$ 比 1:3(c) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 0:1(d) 損失定数 $\alpha = 0.3, K_u$ 比 1:3(e) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 0:1(f) 損失定数 $\alpha = 1.0, K_u$ 比 1:3

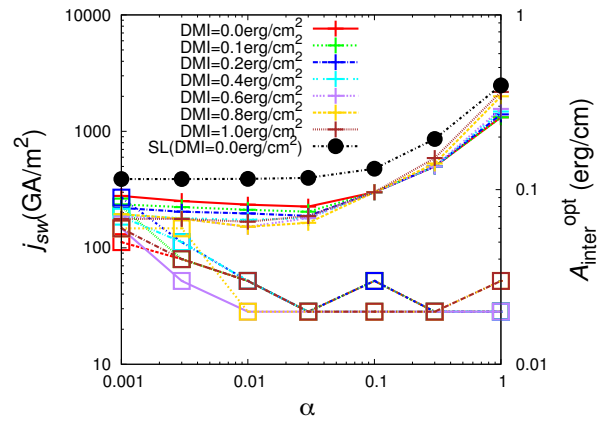
図 5.17: ECC 構造における DMI、 α 、 K_u 比率、 A_{inter} による反転電流密度の変化 (DMI ソフト層、損失定数 $\alpha = 0.1 \sim 1.0$, パルス幅 $t_p = 10$ ns)

図 5.10～5.17 において、プロットされていない点は反転基準を見たさなかった条件である。5.2 節で使用した $A_{\text{inter}} = 1.0 \mu\text{erg/cm}$ に比べ、 A_{inter} を下げていった場合、反転電流値は低減していった。しかし、 A_{inter} を下げ過ぎると反転電流密度が増大するようになり、やがては反転しなくなる傾向になった。

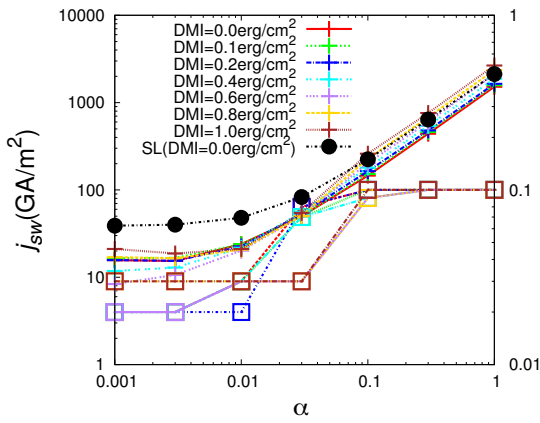
図 5.10～5.13 より、最も反転電流密度が低い場合の A_{inter} を抽出し、単層構造のものと比較した。結果を図 5.18 に示す。



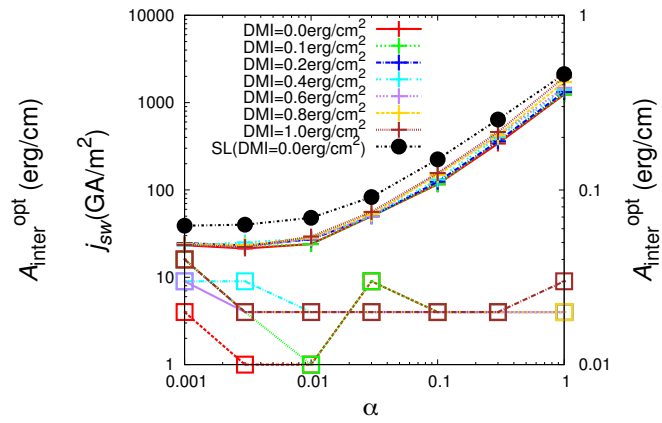
(a) K_u 比 0:1, パルス幅 $t_p = 1$ ns



(b) K_u 比 1:3, パルス幅 $t_p = 1$ ns



(c) K_u 比 0:1, パルス幅 $t_p = 10$ ns



(d) K_u 比 1:3, パルス幅 $t_p = 10$ ns

図 5.18: 最適な層間結合交換定数での α 、DMI、パルス幅、 K_u 比での反転電流密度の変化 (DMI ハード層)

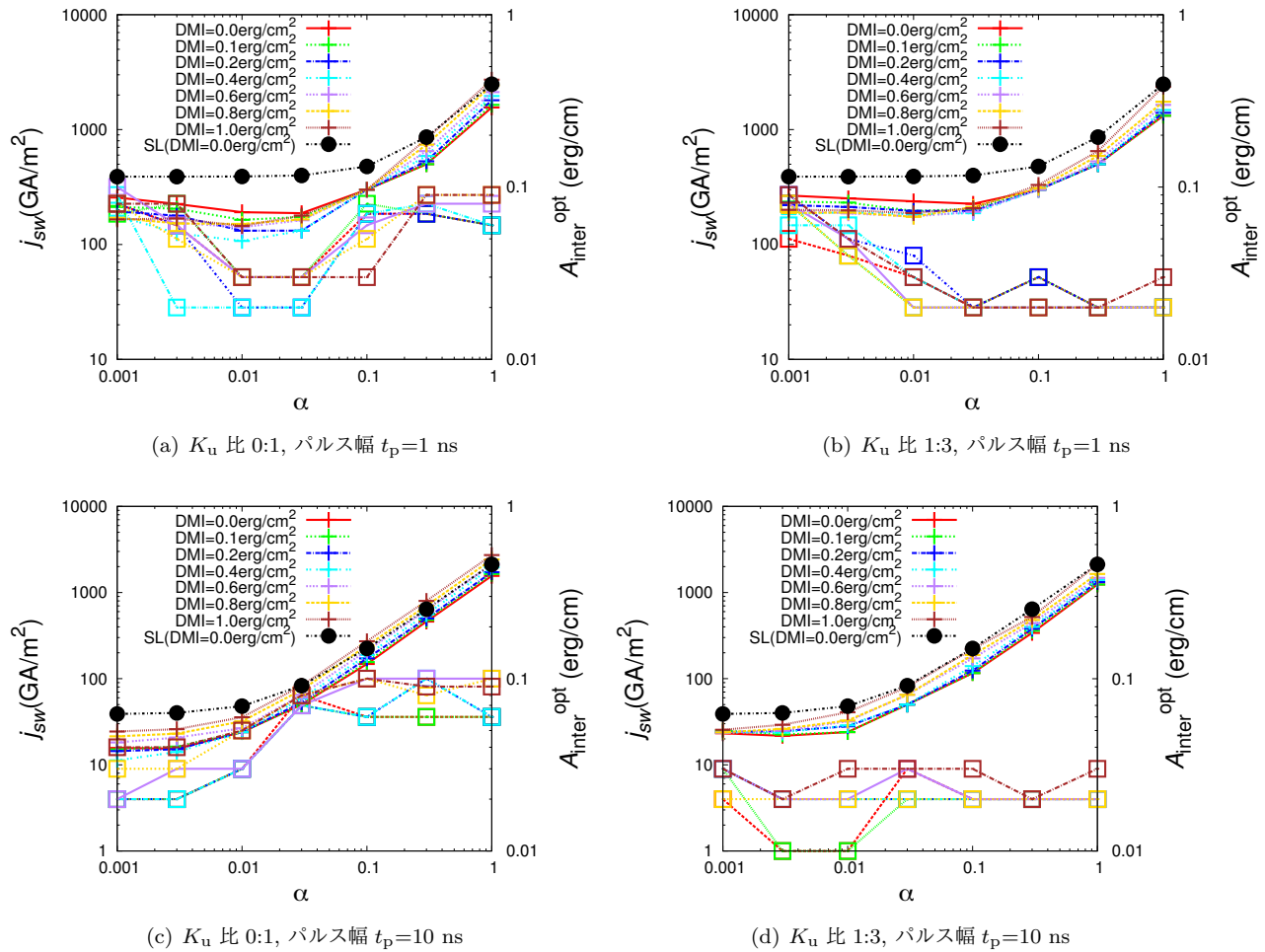


図 5.19: 最適な層間結合交換定数での α 、DMI、パルス幅、 K_u 比での反転電流密度の変化 (DMI ソフト層)

図 5.18, 5.19 において、十字点は反転電流密度を、四角点は十字点と同じ色の DMI 値における最適な A_{inter} を表している。大きい層間交換結合定数の場合 K_u 比率であり違いはないが、小さい層間交換結合定数の場合、 K_u 比率が 0:1 の場合の方が 1:3 の場合より反転電流密度がより下がっている。しかし、 K_u 比率が 1:3 の場合の方が、反転電流密度が下がる層間交換結合定数の範囲が広く、その分最適な層間交換結合定数の場合、 K_u 比率 1:3 の場合の方が反転電流密度が低くなる時があった。図 5.10~5.19 より、全てのパルス幅、損失定数、DMI 定数において、ECC 構造で最適な層間交換結合定数の場合単層構造の場合より 3 割以上反転電流密度が低減した。また、ECC 構造で最適な層間交換結合定数の場合単層構造で DMI 定数 $D = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ の場合より、パルス幅 $t_p=1\text{ns}$ の時最大約 72%、パルス幅 $t_p=10\text{ns}$ の時最大約 80% 反転電流密度が低減した。

5.5 まとめ

本章ではシミュレーションを用いて、ECC 構造における熱安定性と反転電流密度に与える影響を調べた。単層構造と同じく、パルス幅が短く、 α が小さいと DMI 効果によって反転電流が低減できた。熱安定性指数 $\Delta \geq 60$ となる最小の K_u にしたとき、パルス幅 1ns 及び 10ns の最大反転電流密度低減率は、40% 及び 10% であった。よって、パルス幅を短い場合、反転電流密度の低減が可能であることがわかった。また、 K_u 比率や DMI を含む層の変化によっては反転電流密度はほとんど変わらなかった。

次に、層間交換定数の効果を調べた。 A_{inter} を下げると、特定の値までは反転電流密度は減少するが、小さくしすぎると反転電流値は増大することがわかった。全てのパルス幅、損失定数、DMI 定数において、ECC 構造で最適な層間交換結合定数の場合、単層構造の場合より 3 割以上反転電流値が低減した。また、ECC 構造で最適な層間交換結合定数の場合、単層構造で DMI 定数 $D = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ の場合より、パルス幅 1ns 及び 10ns の最大反転電流密度低減率は、72% 及び 80% であった。パルス幅 $t_p=1\text{ns}$ の時最大約 72%、パルス幅 $t_p=10\text{ns}$ の時最大約 80%

%反転電流値が低減した。よって、 A_{inter} を調整すれば、単層構造に比べて熱安定性を保ったまま、反転電流密度の更なる低減が可能であることがわかった。

第6章 まとめ

現在使用されているメモリの多くは揮発性メモリであるため、電力の供給がなくなると保持している情報を失ってしまう問題がある。一方、磁気抵抗メモリなどの不揮発性メモリは、常に電力の供給が無くとも情報を保持できる。磁気抵抗メモリの一種の STT-MRAM は、メモリセルサイズを小さくすると書き込み電流を小さくできるため、大容量メモリの実現が期待されている。しかしメモリセルサイズが小さくなると、熱安定性が保たれない問題がある。そこで STT-MRAM に対し、DMI による磁性現象の変化によって上記の問題を解決できる可能性を考えた。さらに、本論文ではシミュレーションを用い、DMI によって STT-MRAM の反転電流密度低減効果を検討した。研究では、従来型の単層構造及び ECC 構造に対して調査した。

まず単層構造で DMI による反転電流密度の変化を調査した。各 DMI 定数に対して熱安定性が保てる異方性定数値を求め、得られた異方性定数値を用いてシミュレーションを行ったところ、反転電流密度はパルス幅が短く、 α が小さいほど低減することがわかった。DMI による反転電流密度の低減率は、パルス幅が 1ns のとき最大 33%、パルス幅が 10ns のとき最大 10%であった。この結果は、先行研究で掲出された反転電流値の実験式から解析することができた。 α が大きい場合、熱安定性を維持するために K_u を増加させたために、反転電流密度が増大することがわかった。 α が小さい場合、DMI による初期磁化角度 θ_0 が増加するために反転電流密度が減少することがわかった。

次に ECC 構造で DMI による反転電流密度の変化を調査した。層間交換結合定数を変化させない場合、反転電流密度の低減率は単層の場合と同様であることが分かった。層間交換結合定数を小さくすると、特定の値までは反転電流値は減少するが、小さくし過ぎると反転電流密度は増大することがわかった。全てのパルス幅、損失定数、DMI 定数において、ECC 構造で最適な層間交換結合定数を用いた場合、単層構造の場合より 3 割～4 割反転電流値が低減した。また、ECC 構造で最適な層間交換結合定数の場合単層構造で DMI 定数 $D = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ の場合より、パルス幅 $t_p=1\text{ns}$ の時最大約 72 %、パルス幅 $t_p=10\text{ns}$ の時最大約 80 %反転電流値が低減した。よって、層間交換結合定数を調整すれば、単層構造に比べて熱安定性を保ったまま、反転電流密度の更なる低減が可能であることがわかった。

以上の結果より、DMI 効果と ECC 構造は STT-MRAM の高速動作時における反転電流の低減に有効であることがわかった。

参考文献

- [1] 東北大学大学院応用物理学専攻 安藤研究室,<http://www.apph.tohoku.ac.jp/spin/spinram.html>, 2017年1月31日アクセス
- [2] K. Yamada, *et.al.*, Appl. Phys. Lett. 106, 042402(2016)
- [3] A. Berger, *et.al.*, Appl. Phys. Lett., **93**, 122502(2008)
- [4] A. Oyama, T. Komine, and R. Sugita, EPJ Web of Conferences, **40**, 07003(2013)
- [5] Albert Fert, *et.al.*, Nature Nanotechnology **8**,152156(2013)
- [6] 福田昭 「福田昭のストレージ通信 次世代メモリ、STT-MRAMの基礎 (5) : 磁気メモリが「不揮発性メモリ」であるための条件 (2/2)」 [福田昭, EE Times Japan],http://eetimes.jp/ee/articles/1605/09/news033_2.html,2016年10月5日アクセス
- [7] Y Nakamura, et. al, J.J.A.P., 28, pp.2485-2507(1989)
- [8] W. Wernsdorfer, *et.al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1791(1997)
- [9] J.Miltat, *et.al.*, " Spin transfer into an inhomogeneous magnetization distribution ", J.Appl. Phys. **89**, 6982-6984(2001)
- [10] Y.Suzuki, *et.al.*, " Nanomagnetism and Spintronics " CHAPTER3 " Spin-Injection Phenomena and Applications " , ELSEVIER, 121(2009)
- [11] I. E. Dzialoshinskii, Sov. Phys. **5**, 1259 (1957).
- [12] T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960).
- [13] Y. Nakatani, Y. Uesaka, and N. Hayashi, J.J.A.P., **28**, 2485-2507(1989)
- [14] S. Rohart, A. Thiaville, APS Physics **28**, 184422 (2013)

謝辞

本研究において最後まで指導頂きました電気通信大学 仲谷 栄伸教授に心から感謝の言葉を申し上げます。また、同研究室 2016 年度修士修了生 穂積繁氏、2017 年度修士修了生 平野安彦氏は研究における多くの知識や示唆において、2018 年度修士修了生 久保田圭祐氏は研究における議論において御協力頂きました。ここに感謝の意を表します。