



Title	近接場アシスト磁気記録ヘッドに関する研究
Author(s)	江藤, 秀樹
Citation	大阪大学, 2013, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/26187
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

博士学位論文

近接場アシスト磁気記録ヘッドに関する研究

江 藤 秀 樹

2013 年 6 月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第1章 序論

1.1 本研究の背景	1
1.1.1 情報化社会におけるディスク型メモリの位置付け	1
1.1.2 固体発光技術の進展と光と磁気の融合技術	5
1.1.3 光アシスト磁気記録の概要	8
1.2 本研究の目的	11

第2章 近接場アシスト磁気記録ヘッドの磁界増強用コア材料としての MnZn フェライト薄膜の検討

2.1 MnZn フェライト材料	15
2.2 PLD 装置による薄膜作製	17
2.3 MnZn フェライトの特性	19
2.3.1 MnZn フェライトの結晶構造解析	19
2.3.2 MnZn フェライトのアニールによる組成変化	23
2.3.3 MnZn フェライトの磁気特性	26
2.3.4 MnZn フェライトの電気特性	32
2.4 まとめ	33

第3章 磁気ヘッドシミュレーション

3.1 光アシスト用磁気ヘッドの構造と発生磁界	35
3.2 軟磁性材料による記録磁界の制御	39
3.2.1 ハーフターンコイルの内部への配置	39
3.2.2 ハーフターンコイルの媒体対抗面以外への配置	43

3.3	まとめ	45
第4章 光アシスト磁気記録に向けた集光技術		
4.1	レンズによる平面波の集光	47
4.2	近接場による光の集光	50
4.3	微小開口の光透過計算	52
4.4	SMASH ヘッドの特性	64
4.5	まとめ	67
第5章 記録媒体の温度シミュレーション		
5.1	温度シミュレーション	69
5.2	反復法による連立1次方程式の解法	71
5.3	3次元での離散化	73
5.4	不均等区分方法	74
5.5	定常状態の計算	78
5.6	計算結果	80
5.7	パルス光による媒体加熱	85
5.8	まとめ	87
第6章 スライダーに搭載したレーザの温度に関する検討		
6.1	スライダーへの組込実験	89
6.2	まとめ	92
第7章	結論	94

本論分に関する成果	97
謝辞	99

第 1 章 序論

1. 1 本研究の背景

1. 1. 1 情報化社会におけるディスク型メモリの位置付け

近年、情報化社会の進展は極めて早く、文書、図表、音声、動画までがデジタル化され、データの伝送と保存が容易に行える下地ができた。インターネットの普及と、携帯電話をはじめとする移動体機器の無線通信手段が発達し、扱われるデジタル情報量が更に増えている。図 1.1.1 に、1 月当たりの全世界通信総量を示す。[1-1] 数十エクサバイト以上のデータがネット上を行き来するには、その先に大容量メモリが必要であり、ストレージ技術の更なる高性能化が求められている。

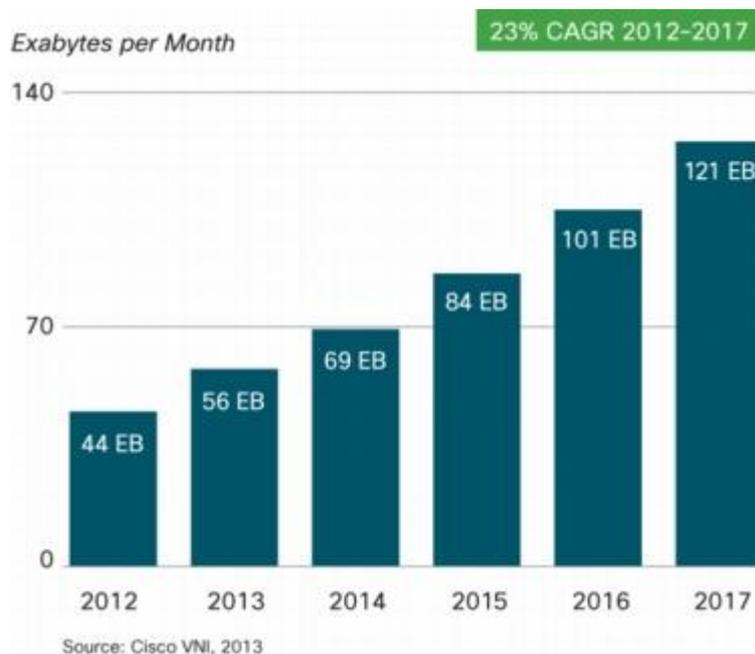


図 1.1.1 全世界の IP トラフィック総量

このようなトラフィックの増大は、従来アナログ信号で扱われてきた画像データがデジタルで処理されるようになったことが大きく影響している。この背景には、

Central Processing Unit(CPU)や Graphic Processing Unit(GPU)をはじめとするデジタル信号処理速度の大幅な向上と利用可能な通信速度の向上、さらには Charge Coupled Device(CCD)や液晶ディスプレイといった画像の入出力デバイスの高精細化があると思われる。

図 1.1.2 に一般的なコンピュータの CPU から見たメモリの階層を示す。第 1 階層は CPU が直接アクセスできる記憶装置で、通常、半導体メモリが使われ、Static Random Access Memory(SRAM)、Dynamic Random Access Memory(DRAM)が使

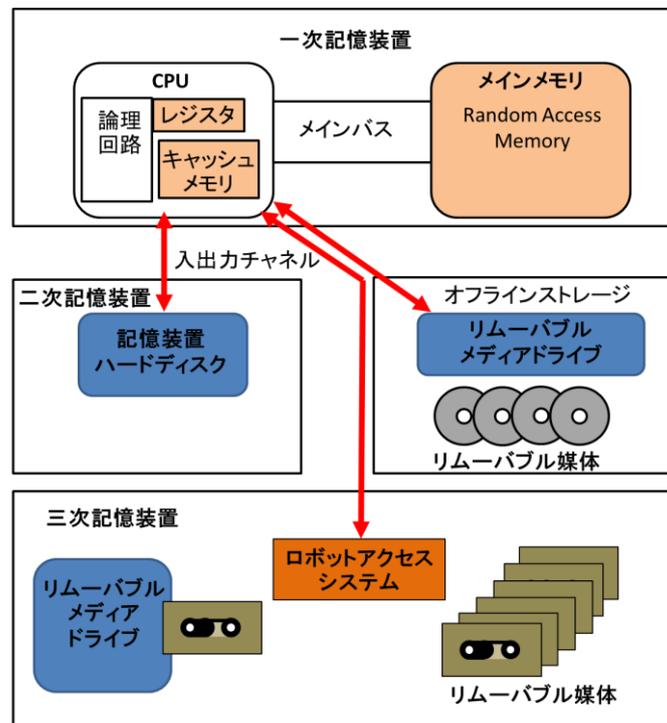


図 1.1.2 CPU から見た記憶装置の階層

われる。第 2 階層には、ハードディスクや Compact Disc(CD)、Digital Versatile Disc(DVD)、Blu-Ray Disc(BD)などの光ディスクがある。第 1 階層ではバスラインで結ばれているが、第 2 層になるとインターフェースを介してのアクセスとなる。第 3 階層になると、オフライン的な要素が強くなり、磁気テープのように通常はド

ライブから機械的に切り離された状態で保管され、記録や再生時にはドライブにセットされて、集中的にデータの記録と再生を行う。

図 1.1.3 には民生分野で広く使われる不揮発性の記憶媒体を示す。当初コンピュータ用に開発された磁気ディスクの中では、民生分野へフロッピーディスクがいち早く導入された。音楽用は、アナログのレコードからデジタルに切り替わる際、光ディスクである CD が導入されている。映像分野では、Video Tape Recorder(VTR)からデジタルに切り替わる際、ディスク型の DVD に変わっている。この中でハードディスクはデジタルの大容量化が進んだところから、情報分野、音楽分野、映像分野で導入されている。いずれの分野でも光ディスクと Hard Disk Drive(HDD)が使われるようになり、最近ではフラッシュメモリの様な半導体メモリが、モバイル分野から次第に主流になりつつある。

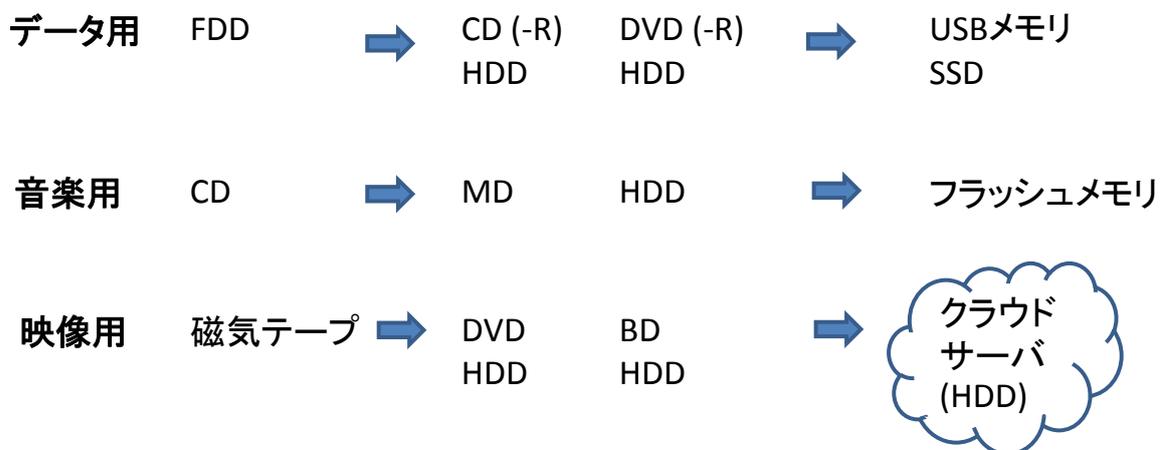


図 1.1.3 不揮発性記憶媒体の変遷

ネットワーク技術と通信情報網構築が進む中、不揮発性メモリの役割はそれぞれ変わってきている。民生分野では磁気テープは、新規に開発されることは無くなっているが、サーバでのバックアップ用途には利用が拡大している。HDD はオンラインメモリとして、ビットコストとアクセス速度のバランスがとれている優位性は変わっていない。また、光ディスクはドライブ装置から外して保管でき、データ長期保存における際立った優位性は変わっていない。

図 1.1.4 に HDD と光ディスクの記録密度の推移を示す[1-2]。光ディスクの場合、記録媒体が記録装置から取り外しが可能であるため、互換性維持から記録密度は規格によって一定に保たれる。これに対し、HDD では、インターフェースが Small Computer System Interface(SCSI)、Integrated Drive Electronics(IDE)、Advanced Technology Attachment(ATA)などある程度固定化した状態で、内部構造を変えていくことができ、新技術の導入が次々となされた。規格で新技術の導入のタイミングが限られる光ディスクに比べ、新技術の導入が随時できたことも連続的に記録密度が向上してきた理由となっている。HDD はその登場から一貫して記録密度を向上させており、1956年に IBM から発表された世界初の RAMAC[1-3]と比較して、その倍率は 10^8 倍とも言われている。

1990年代に入ると、異方性磁気抵抗(Anisotropy Magneto-resistance, AMR)効果による磁気センサ(MR センサ)が HDD に適用され、HDD の記録密度は、年率 60%に及ぶ成長を達成することになる。90年代末には、巨大磁気抵抗(Giant Magneto-resistance, GMR)効果[1-4][1-5]による磁気センサが適用され、年率 100%で成長を続けた。その後、トンネル磁気抵抗効果(Tunnel Magnet-resistance, TMR)[1-6][1-7]による磁気センサ、および、垂直磁気記録[1-8]が製品化され、記録密度の上昇に大きく寄与した。しかし、近年になって HDD の高密度化は頭打ちになりつつあり、高密度化には更なる新技術が必要となっている。

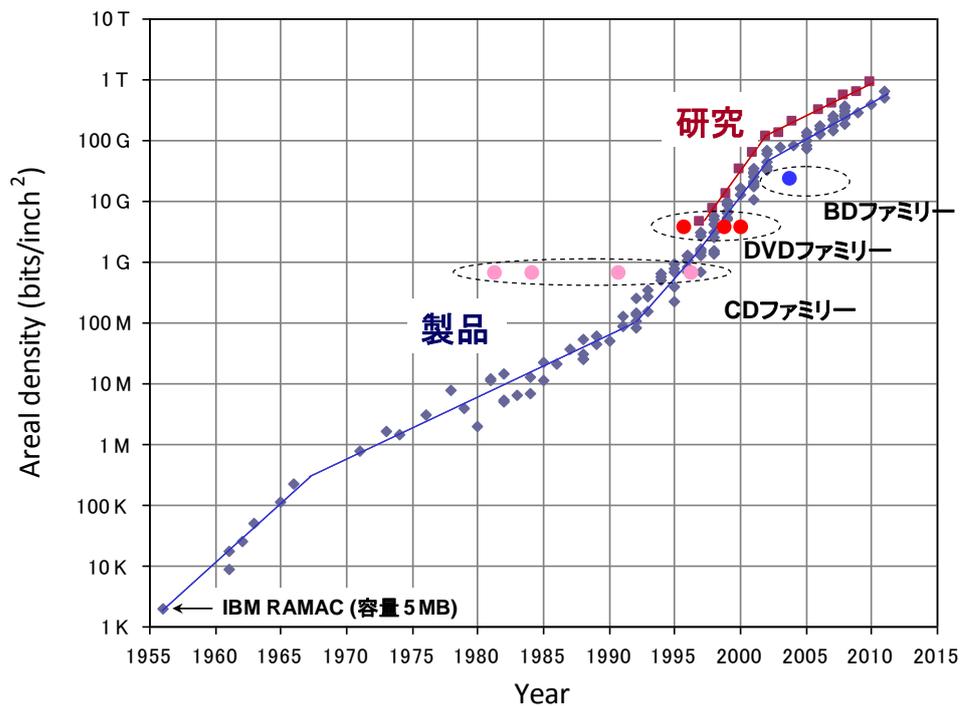


図 1.1.4 磁気記録と光ディスクの記録密度

1.1. 2 固体発光技術の進展と光と磁気の融合技術

高記録密度化のために光と磁気を用いた光アシスト磁気記録方式が提案に至るまでの光を使った技術について述べる。発光源となる固体発光素子は Light Emitting Device(LED)からスタートし、次いでレーザーが登場して、光ディスク用として、CD、DVD、BD 用の光源としてレーザーが開発された。レーザーはディスクの高速化、多層化に応じて高出力が求められ、100 mW 以上の出力を有するものも登場している。図 1.2.1 に光ディスクの主なパラメータを示す。

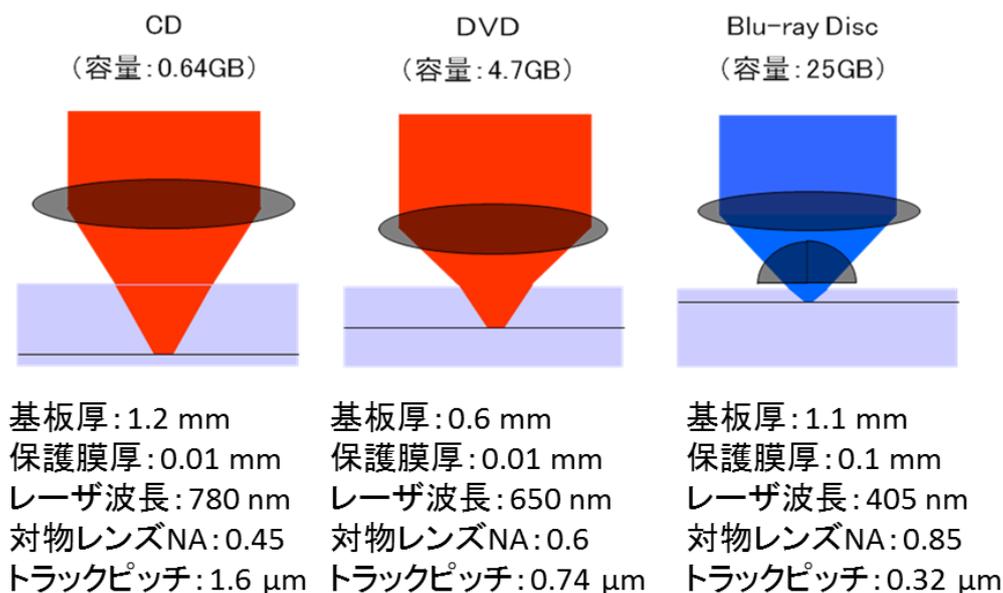


図 1.2.1 各種光ディスクの主仕様値

レーザ波長は CD では 780 nm、DVD では 650 nm、BD では 405 nm となっている。これらは、ディスク直径が 120 又は 80 mm であり、それぞれに再生専用型、追記型、書換型が用意されている。通常、レーザは CAN パッケージに入った状態で提供されており、これに、数 mm 角のプリズム、レンズ、回折格子（グレーティング）等の光学部品を組み合わせ、光ピックアップを構成する。図 1.2.2 に通常使われる光ディスク用ピックアップの光学部品の構成図を示す。CD、DVD、BD の 3 波長に対応するため、光源のレーザパッケージは 2 個になっており、CD、DVD のレーザは 1 つのパッケージに入る。

BDピックアップ光路図

- BD/DVD/CD共通光路による光学系簡素化
- BD多層ディスク(DL、XL)対応

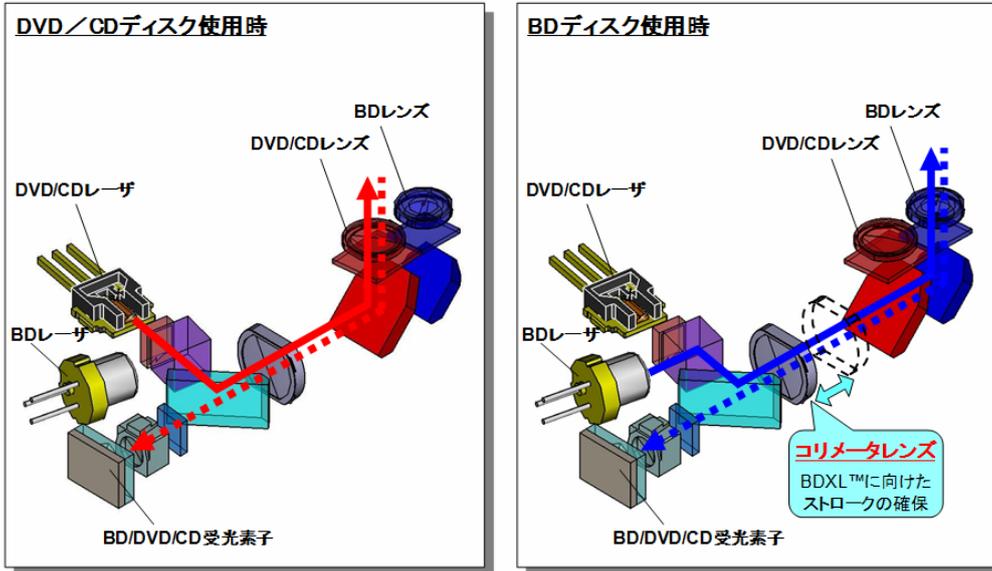


図 1.2.2 光ディスク用ピックアップの構成

これに対し、ディスク直径 64 mm の MiniDisc(MD)はモバイルに特化した音楽用の光ディスクであり、光磁気方式が採用されている。図 1.2.3 に示すように磁気ヘッドは、光ヘッドの反対面の記録媒体の近くに配置される。

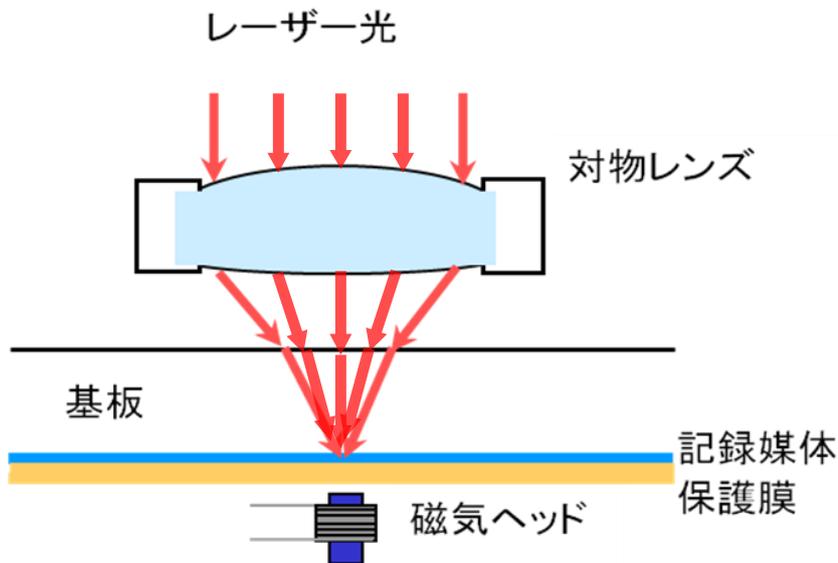


図 1.2.3 光磁気ディスク方式における磁気ヘッドの配置

MD でのデータ記録は、レーザ光を一定とし、磁気ヘッドで磁界変調をかけるため、記録ビットの幅はレーザ光、記録ビットの長さは磁界で決まる。これは光記録と磁気記録の組み合わせ技術とも言えるが、これをさらに推し進め、磁気ヘッドに浮上型の磁気スライダを用い、高い転送レートを実現できる光磁気ディスクが研究・開発され、Advanced Storage Magneto-Optical Disc (ASMO)規格にまとめられている。ASMO では、レーザは記録情報のデータクロックの周期でオン/オフを繰り返して、記録ビットの位置精度の向上につなげている。[1-9]

1.1.3 光アシスト磁気記録の概要

磁気記録媒体における熱安定性は、磁気異方性エネルギー $K_u V$ (K_u : 一軸磁気異方性定数、 V : 磁化反転体積) と熱エネルギー $k_B T$ (k_B : ボルツマン定数、 T : 温度) との兼ね合いで決定される。熱揺らぎによる限界とは、磁気ビットが小さくなってくると熱エネルギーによるスピン攪乱が異方性磁気エネルギーを上回り、情報が年月とともに消失する現象である。磁気記録媒体の高密度化が進み、一つの磁気ビットのサイズが小さくなっていくと、この熱揺らぎにより、記録情報が保持できなくなる。そのため、高い記録密度を達成するためには、高い K_u を持つ磁性体を適用する必要がある。しかし、高い K_u を持つ記録媒体に記録を行うには、それを超える高い磁界を発生する磁気ヘッドが必要になるが、そのように高い磁界を誘導できるかどうかは、材料により決定されるため、上限がある。[1-10][1-11]

そこで、磁気ディスクの高密度化が進み、熱揺らぎにより記録情報が消失してしまう問題を解決する手段として、光アシスト磁気記録技術が提案された。[1-12][1-13][1-14] 図 1.3.1 に光アシスト磁気記録媒体の保磁力の温度依存性を示す。光アシスト磁気記録技術において、記録の際は、記録媒体の一部を昇温することにより、記録領域の保磁力を一時的に低減し、磁気ヘッドから発生する磁界により記録を行う。記録媒体の温度が低い部分は、高保磁力の状態にあるため、磁気ヘッド

から発生する磁界により、記録されることはない。このように、光アシスト磁気記録技術は、極めて高い保磁力の高い記録媒体に記録を行うことが可能となる。

図 1.3.2 には原理実験の配置図を示す。光ヘッドと磁気ヘッドが記録媒体を挟んで対向している。この配置にすると光は通常のレンズにて集光されるため、波長オーダーまで絞ることができる。[1-15]

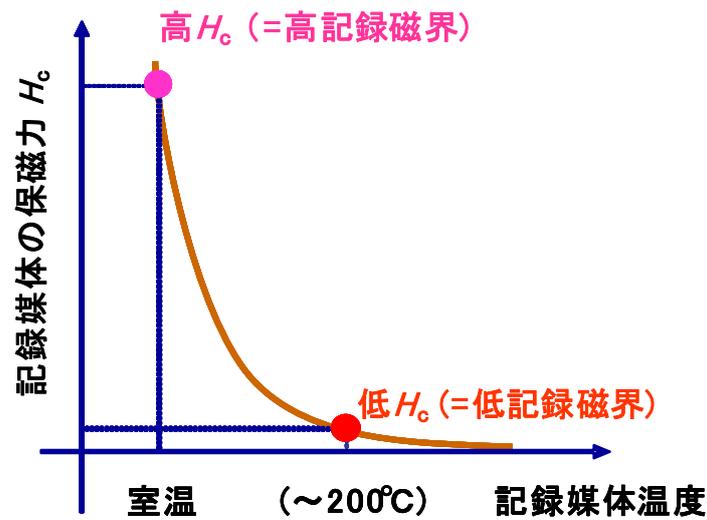


図 1.3.1 記録媒体の保磁力の温度依存性

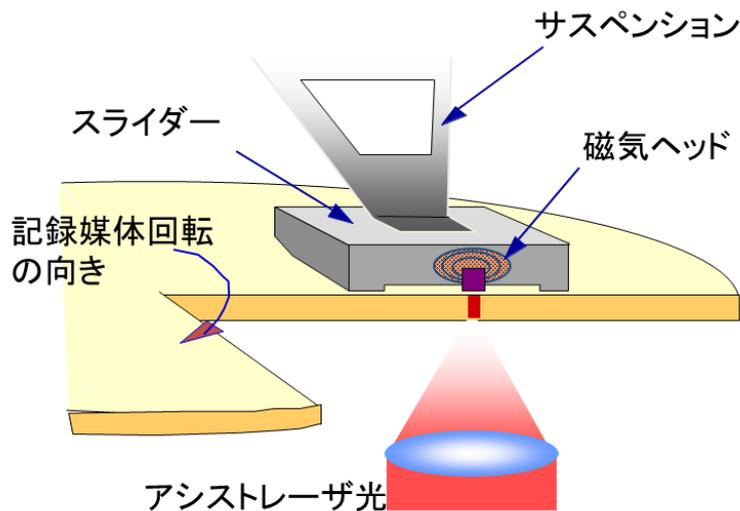


図 1.3.2 光アシスト記録の実験における磁気ヘッドと光の配置図

光アシスト磁気記録では、図 1.2.2 に示した光学部品の内、DVD 用 650 nm 波長

のレーザー光を媒体に導く部分のみが必要になるが、光束径 1 mm 程度の光を幾つかの光学部品を通して対物レンズに導入するため、どうしても光学系の機構は、10 mm から 20 mm の大きさになる。この大きさは、磁気スライダの 1 mm 以下の大きさと比べて十倍以上であり、大きさと重さは、高速アクセスの障害となってしまう。さらに、通常の光学系を使う限り、ビームプロファイルは光ディスクと同等となる。先の図 1.1.4 で説明したように、現時点では、磁気記録方式の面密度が光ディスクより高く、通常の光学系を使用した場合、ビームプロファイルの大きさは、磁気ヘッドの磁極のサイズよりも大きくなってしまふ。光学部品の大きさと、ビームプロファイルの大きさの問題を解決する手段として、近接場光を使う方式が提案されている。[1-16][1-17]一例として、図 1.3.2 に示すように金の薄膜でハーフターンのコイルを形成する手法がある。この手法では、電極に電流を印加すると、ハーフターンコイルの周囲に磁界が発生する。一方、ハーフターンコイルの内部の間隔は、光の波長より短くされており、ハーフターンコイルの内部に光を照射すると、光の照射面と反対側に近接場が発生する。この方式は、簡易な構造で、磁界発生領域と近接場発生領域を近接させることが可能となり、有望な方式の一つである。

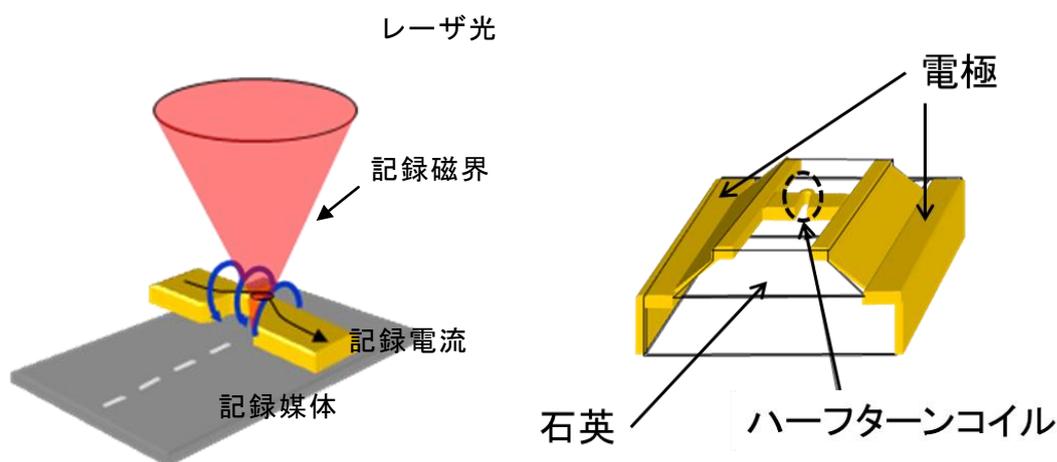


図 1.3.2 ハーフターンコイルによる近接場光と記録磁界発生

1. 2 本研究の目的

光アシスト磁気記録では、Tb/inch²を超えるより高い記録密度を達成することが期待されており、極めて狭い領域に磁界と光を集中させることが求められる。

図 1.3.2 で示したハーフターンコイルを用いる手法は有望な手段の一つであるが、狭窄されたハーフターンコイル状であるため、印加可能な電流量も限られ、また巻き数を増加することが困難であり、発生可能な磁界強度が限られてしまう課題がある。磁界を増強するためには、磁気コアを使うことが有効であるが、光アシスト磁気記録用のヘッドに用いる磁界増強用の磁気コアには、近接場光の生成と伝達に悪影響を与えないことが要求される。MnZn フェライトは、高い M_s [1-18] および高い抵抗[1-19]を備えた透明な磁性材料で、近接場を磁界発生部に発生させる磁気ヘッド用コアの材料の有力候補となる。MnZn フェライトはバルクではコア材料として利用されているが、薄膜の近接場磁気記録用のコア材料としての特性は未知数である。また、MnZn フェライト薄膜は、スパッタ[1-20]、[1-21]や Pulse Laser Deposition 法(PLD 法)[1-22][1-23][1-24]などを用いて製膜されるが、その報告のほとんどが製膜時に加熱する基板加熱が用いられている。薄膜の微細加工にはリソグラフィプロセスが用いられており、その一つの手法としてリフトオフプロセスがある。このプロセスは、マスク用のレジストを塗布し、レジストをパターニング後に、製膜を行った後、パターニングされたレジスト樹脂と共に薄膜を除去するものであり、エッチングが困難な材料等の可能に用いられる。しかし、製膜時に加熱する基板加熱では樹脂であるレジストが変質してしまい、リフトオフにより所望のパターンを得ることができないという問題がある。

このような観点から、本論文では、PLD 法を用い、製膜後アニールによって MnZn フェライト薄膜を作製し、基礎特性を評価し、近接場光の生成と伝達を阻害しない酸化物透明磁性体材料の磁界増強用コアとしての可能性を検討した。第 3 章では、磁界シミュレーションを行い、磁界増強用コアの適切な配置を検討した。第 4 章で

は、シミュレーションと実験により、微小開口に光を照射することで近接場の発生を確認した。第 5 章では、記録媒体の温度シミュレーションにより、コイルから発生した近接場が媒体に与える温度分布について検討した。第 6 章では、近接場発生用の光源としてのレーザダイオードを実際に浮上用スライダに設置し、レーザ発振時に、ディスク上に浮上中レーザダイオードの温度上昇を測定し、温度上昇がレーザ特性の劣化を生じさせる程ではないことを確認した。第 7 章はまとめである。

参考文献

- [1-1] ホワイトペーパー「ゼタバイト時代：トレンドと分析」2013 年 5 月 29 日発表 Cisco(http://www.cisco.com/web/JP/solution/isp/ipngn/literature/VNI_Hyperconnectivity_WP.html) (2013 年 6 月 12 日現在)
- [1-2] 例えば、「最新ストレージ用語辞典(第 2 版)」,371(日経 BP, 東京, 2008)
- [1-3] C.Tsang, M. M. Chen, T. Yogi, and K. Ju, IEEE Trans. Magn. 26, pp1689, 1990
- [1-4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, pp2472, 1988
- [1-5] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D. Mauri, phys. Rev. B 43, pp1297, 1991
- [1-6] S. Maekawa and U. Gefvert, IEEE Trans. Magn. 18, pp707, 1982
- [1-7] T. Miyazaki and N. Tezuka, J. Magn. Magn. Mat. 139, L231, 1995
- [1-8] S. Iwasaki and Y. Nakamura, IEEE Trans. Magn. Mat. 13, pp1272, 1977
- [1-9] 倉田幸夫, ” 大容量光ディスクの動向”, シャープ技報、第 72 号 pp.9-12, 2004
- [1-10] 押木満雅也, 日本応用磁気学会, 第 152 回研究会資料, pp31, 2007
- [1-11] S. Ikeda, Y. Uehara, Y. Miyake, D. Kaneko, H. Kanai, and I. Tagawa, J.

Magn. Soc. Jpn. 28, pp963, 2004

[1-12] H. Nemoto, H. Saga, H. Sakeda and M. Takahashi, J. Magn. Soc. Jpn. 23 Suppl. S1, pp229, 1999

[1-13] B. C. Stipe, T. C. Strand, C. C. Poon, H. Balamane, T. D. Boone, J. A. Katine, J. Li, V. Rawat, H. Nemoto, A. Hirotsune, O. Hellwig, R. Ruiz, E. Dobisz, D. S. Kercher, N. Robertson, T. R. Albrecht and B. D. Terris, Nature Photonics 4, pp484, 2010

[1-14] 片山博之、佐藤純一、濱本将樹、澤村信蔵、荻本泰史、小嶋邦男、太田賢司、橋爪信郎、日本応用磁気学会誌 72, pp592, 2003

[1-15] A. Partovi, D. Peale, M. Wuttig, C. A. Murray, G. Zydzik, L. Hopkins, K. Baldwin, W. S. Hobson, J. Wynn, J. Lopata, L. Dhar, R. Chichester, and J. H-J Yeh, J. Appl. Phys. Lett. 86, pp1515, 1999

[1-16] S. Hasegawa and F. Tawa, J. Appl. Optics 43, pp3085, 2004

[1-17] H. Katayama, S. Sawamura, Y. Ogimoto, J. Nakajima, K. Kojima and K. Ohta, J. Magn. Soc. Jpn. 23 Suppl. S1, pp233, 1999

[1-18] A. K. Singh, T. C. Goel, R. G. Mendiratta, O. P. Thakur and C. Prakash, J. Appl. Phys. 92, 7, pp3872, 2002

[1-19] D. J. Singh, M. Gupta and R. Gupta, J. Appl. Phys. 91, pp7370, 2002

[1-20] S. Nakagaaw, S. Saito, T. Kamiki and S. Kong, J. Appl. Phys. 93, pp7996, 2003

[1-21] H. S. Cho and H. J. Kim, J. Appl. Phys. 78, pp418, 1995

[1-22] R.G. Welch, J. Neamtu, M. S. Rogalski and S. B. Palmer, Mater. Lett. 29, pp199, 1996

[1-23] N. Matsushita, T. Abe, K. Kondo, S. Yoshida and M. Abe, J. Appl. Phys. 97, 10G106, 2005

[1-24] C. M. Williams, D. B. Chrisey, P. Lubits, K. S. Grabowski and M. Cotell, J. Appl. Phys. 75, pp1676, 1994

第2章 光アシスト磁気記録ヘッドの磁界増強用コア材料としての MnZn フェライト薄膜の検討

2.1 MnZn フェライト材料

ソフトフェライトの酸化物磁性体としては、MnZn フェライトと NiZn フェライトがよく用いられる。NiZn フェライトは、高電気抵抗率のため、高周波特性に優れているが、低飽和磁化である。一方、MnZn フェライトは、NiZn フェライトと比較して、低抵抗率であるが、高飽和磁化を示す。[2-1]媒体への記録を行うための十分な磁界を発生可能であることを考え、今回は、高飽和磁化の MnZn フェライトを採用した。MnZn フェライトは、図 2.1.1 に示すようなスピネル構造を持つ磁性材料であり、金属磁性体と比較して、高抵抗率で高周波特性に優れているため、高周波トランスのコア材料として用いられている。[2-2] 図 2.1.2 にフェライトの単位ユニットの図を示す。酸素は表示していない。フェライトの磁気モーメントは、図 2.1.2 に示すように A サイトに入るイオンの磁気モーメントが同じ向きになり、真ん中の B サイトに入るイオンの磁気モーメントが反対の向きになるため、フェライトの単位ユニットのトータルの磁気モーメントの大きさは、A サイトと B サイトに入るイオンにより決まる。[2-3]MnZn フェライトは通常、粉末成型で数十 mm の大きさのトランスや高周波フィルターなどに使われる。一方、磁界を増強する部材として、光アシスト用の磁気ヘッドで使うには、100 nm 以下のサイズが要求され、通常の粉末成型法は適用が困難となる。そこで、MnZn フェライトを薄膜で形成する必要がある。磁界増強用コアとして使用するための材料には、高磁界を発生させるために、高飽和磁化であることが必要である。また、記録のために磁界の向きを高速にスイッチングする必要があり、材料の抵抗が低いと内部に流れる渦電流によりエネルギーロスが生じるため、高抵抗率である必要がある。磁気特性を含めた MnZn フェライトの特性は、結晶状態に強く依存し、結晶を形成するためのアニー

ル条件により、結晶状態は大きく変化する。そのため、今回は、パルスレーザー堆積法（Pulse Laser Deposition 法:PLD 法）で薄膜を作製し、製膜後アニール条件を変え、薄膜特性に与えるアニールの影響を調べた。X線により結晶構造解析と組成分析を行った。また、飽和磁化(M_s)と電気抵抗率の評価を行った。

今回、 H_c の目標値として、1 Oe、 M_s の目標値として 3 kG、電気抵抗率の目標値として $500 \Omega \cdot \text{cm}$ を設定した。 M_s に関しては、磁気的に安定な記録媒体を利用できるので高 M_s の方が有利だが、光アシスト磁気記録では、光により昇温し一時的に記録媒体の H_c を低下させることができる[2-4]。例えば記録媒体にフェリ磁性体の TbFeCo を用いると、温度が 150°C で H_c が 2 kG 以下となるため、記録用磁界としては若干の余裕を見て、3 kG 程度の M_s が必要となる。 H_c に関しては、バルクの MnZn フェライトの H_c と同程度のものを設定した。電気抵抗率に関しては、バルクの MnZn フェライトが $10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ であるのに対し、高周波駆動時の渦電流のロスの抑制を考え、 10^4 倍程度を想定した。

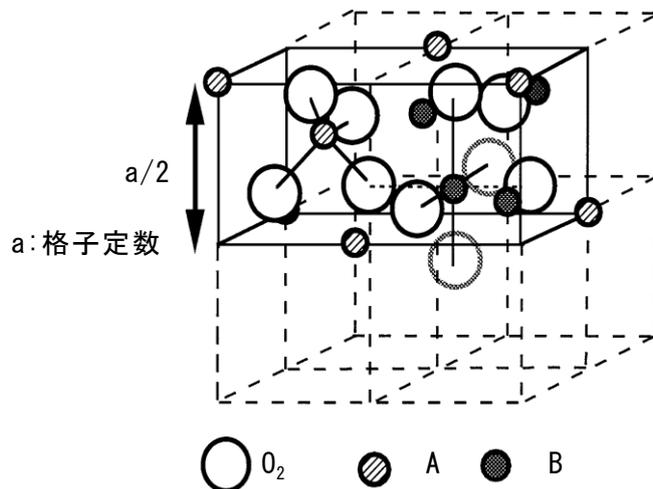


図 2.1.1 スピネル構造

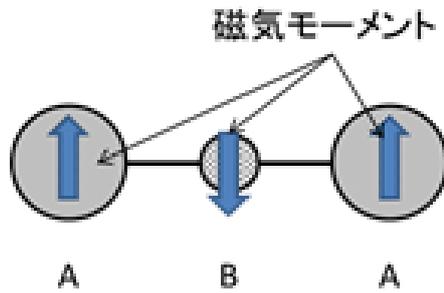


図 2.1.2 フェライトの磁気モーメント

2. 2 PLD 装置による薄膜作製

薄膜作製には PLD 法を用いた。PLD 法はパルスレーザを薄膜の材料となる真空チャンバー内のターゲットに照射することで、材料をプラズマ化させ、ターゲットの対角上に設置した基板に堆積することで薄膜を作製する方法である。構成の概略を図 2.2.1 に示す。PLD 装置は、パルスレーザ、光学系、真空チャンバーから構成され、通常 RHEED のような薄膜測定装置が設置され、リアルタイムで製膜条件をモニタできるようにする。

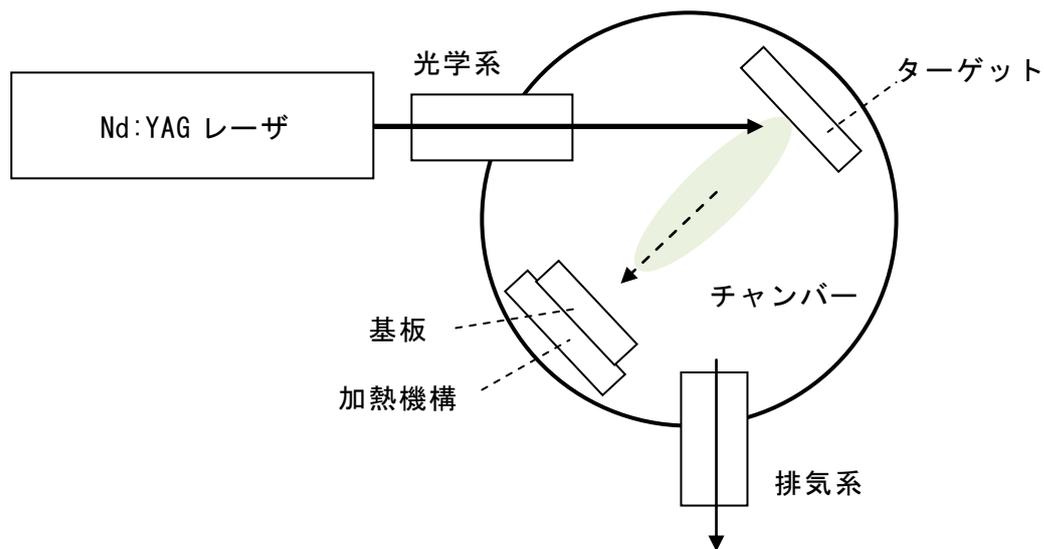


図 2.2.1 PLD 装置の構成

PLD 法では、真空中で材料を加熱して薄膜を作るところは、蒸着法と同じである。蒸着法では、時間をある程度かけて加熱するため、薄膜材料中の各成分の蒸発温度の違いなどにより薄膜材料と同じ組成比の薄膜を作製するのは難しい。しかし、PLD 法ではパルスレーザーにより一瞬でターゲットをプラズマ化させることが可能なため、ターゲット組成と薄膜の組成ずれが抑制され、酸化物等の高融点の材料も製膜可能である。また、レーザーはパルス状に発振させてターゲットにエネルギーを与えているため、パルス数を変えることで、膜厚を制御できる。プラズマ化した薄膜材料はレーザーからのエネルギーを持つため超高真空でなくても薄膜を作製することが出来る。これにより、チャンバー内の雰囲気にある程度の自由度を持たせることが可能で、薄膜内の酸素欠陥などの量をコントロール出来る。本研究では、酸化物磁性体で、磁気特性が組成に敏感な MnZn フェライトの磁気特性を検討するため、高融点の酸化物の製膜が容易で、組成ずれの少ない PLD 法を採用した。

今回は（株）エイコーエンジニアリング社の EK160 PLD 装置を使用した。パルスレーザーには、Continuum 社の SLII-10 Nd:YAG レーザーを使用した。装置の外観とチャンバー内部構成を図 2.2.2 と図 2.2.3 に示す。

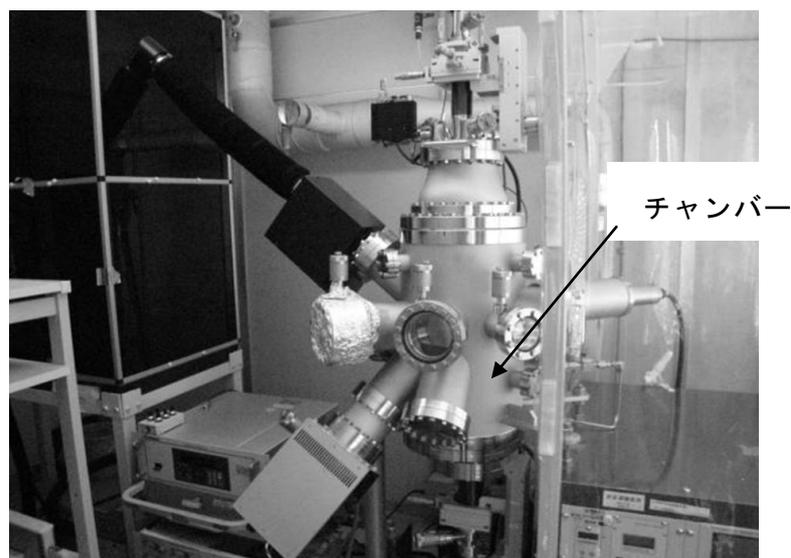


図 2.2.2 PLD 装置の外観

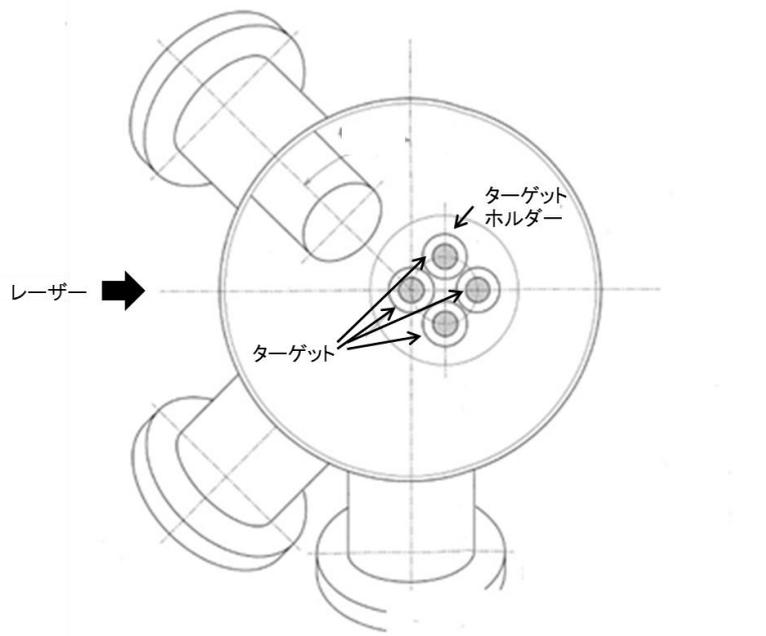


図 2.2.3 チャンバー内部構造

2. 3 MnZn フェライトの特性

2. 3. 1 MnZn フェライトの結晶構造解析

本実験でのMn-Znフェライト薄膜は、図2.4.1に示すようにターゲットは4種類、表2.3.1の条件と図2.4.1に示す条件で薄膜のアニールを行った。

表2.3.1 ターゲットの組成

(a) $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$
(b) $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$
(c) $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$
(d) $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$

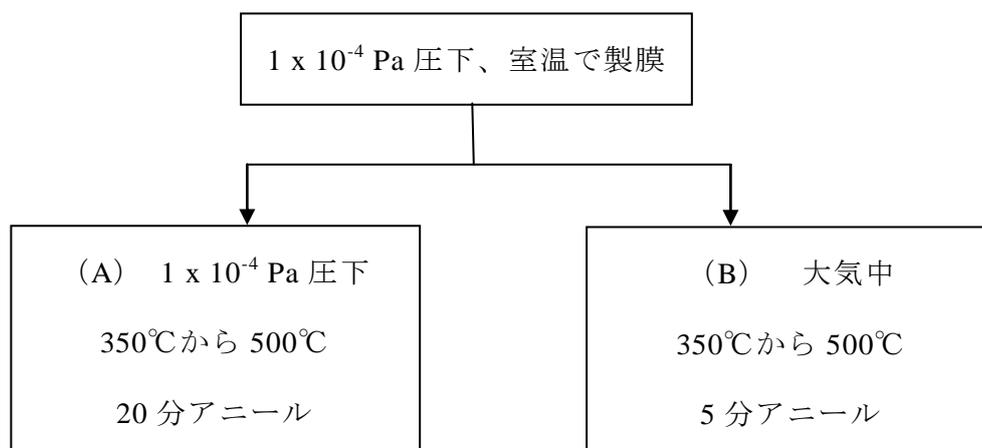
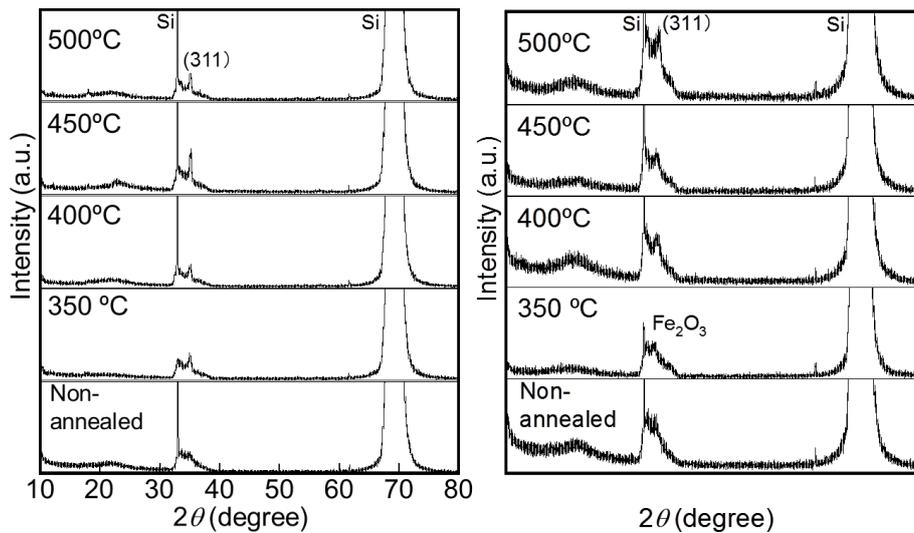


図2.3.1 製膜用ターゲットと熱処理のフロー

図2.3.2に $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを用いて製膜した試料のXRDプロファイルを示す。図2.3.2(A)は、真空中アニールを行った試料の結果で、図2.3.2(B)は、大気中アニールを行った試料の結果である。製膜後にアニールをしていない試料では明確なMnZnフェライトのピークが観察されなかったが、真空中において 350°C 以上でアニールを行った試料では、 35° 付近にピークが観察された。このピークは、スピネル構造のMnZnフェライトの特徴的なピークである(311)のピークである。大気中においてアニールを行った試料でも、 350°C 以上でアニールを行った試料では、 35° 付近にピークが観察された。しかし、大気中でアニールを行った試料のXRDプロファイルにおけるピークは、真空中でアニールを行った試料のXRDプロファイルにおけるピークと比較して強度が低く、ブロードなものとなった。MnZnフェライトの(3 1 1)ピークと Fe_2O_3 のピークは近接しているため、大気中でアニールを行った試料における 35° 付近のピークは、MnZnフェライトの(311)ピークだけでなく、 Fe_2O_3 のピークである可能性が考えられる。以下に、これらについて考察する。MnZn Fe_2O_4 と Fe_2O_3 は、陽イオンあたりそれぞれ1.33個と1.5個の酸素が必要である。今回 1×10^{-4} Pa下で高温になった時に、酸素の供給がないため、結晶化により多くの酸素

が必要な Fe_2O_3 の方が $\text{MnZn Fe}_2\text{O}_4$ より、結晶化が進まなかったと思われる。一方、大気中でアニールを行った場合は、酸素の供給があるため、 Fe_2O_3 の結晶化が進んだと考えられる。



(A) 1×10^{-4} Pa(真空中アニール)

(B) 大気中アニール

図 2.3.2 $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜した MnZn フェライト薄膜の XRD プロファイル

$\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$ と $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$ と $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$ のそれぞれのターゲットを使用して作製したMnZnフェライト薄膜のXRDプロファイルを図2.3.3、図2.3.4、図2.3.5に示す。 $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$ と $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$ のターゲットを使用した試料においては、 $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用した試料と同様の傾向を示した。 $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$ のターゲットを使用した試料のXRDプロファイルにおいて、アニールを行っていない試料でも 35° 付近に低いピークが確認された。アニール温度が上昇するにつれて、 35° 付近のピーク強度も上昇する。この時、大気中アニールを行った試料では、アニール温度が 400°C 以上の時に、 18° 付近と、 37° 付近に低いピ

ークが観察された。これらは、MnZnフェライトの(111)、(222)ピークであると考えられる。大気中でアニールを行った試料では、 $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜したMnZnフェライトの(311)ピーク強度が一番高く、結晶化が進んだと考えられる。他の3つのターゲットを使用して作製した試料では、(311)ピークが観察されたが、ピーク強度が低く、ブロードなものとなった。真空中でアニールを行った試料では、 $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜したMnZnフェライトの(311)ピーク強度が一番低く、結晶化が進んでいないと考えられる。

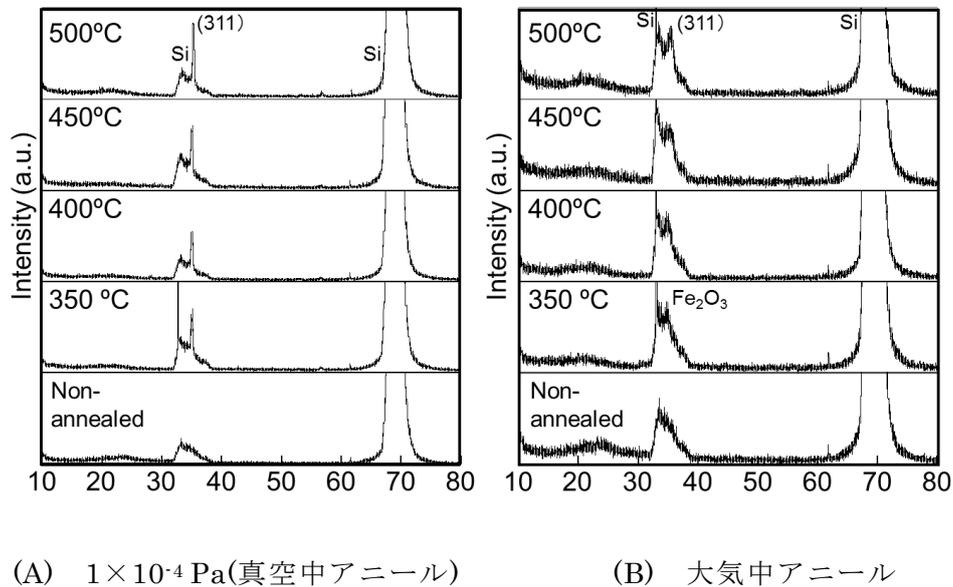


図 2.3.3 $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜した MnZn フェライト薄膜の XRD プロファイル

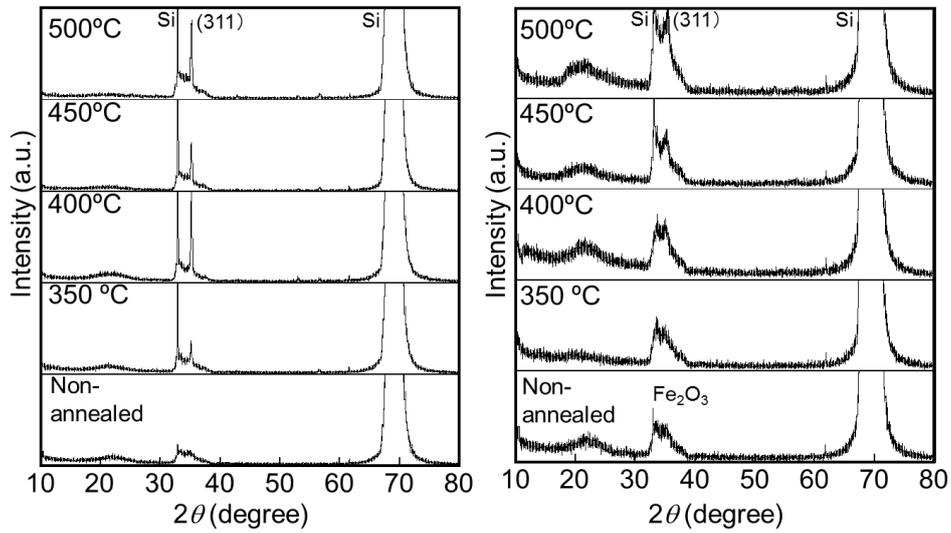


図 2.3.4 $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜した MnZn フェライト薄膜の XRD プロファイル

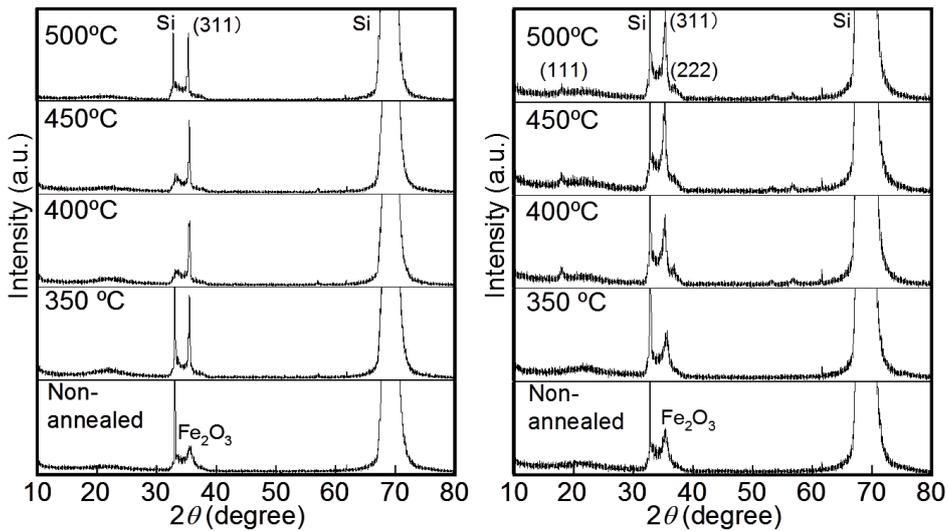


図 2.3.5 $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜した MnZn フェライト薄膜の XRD プロファイル

2. 3. 2 MnZn フェライトのアニールによる組成変化

次に、アニールによる MnZn フェライトの組成の変化を調べた。図 2.3.6 に $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜した試料の組成のアニール温度依存性を示す。組成分析は X-ray Fluorescence (XRF) 分析装置を用いて行った。室温にプロ

ットされているものは、製膜後にアニールを行っていない試料の結果であるが、ターゲット組成とほぼ一致した。しかし、真空中でアニールを行った試料では、アニールを行うと、アニール温度が上昇するのに伴い、Zn 量が減少し、Mn 量と Fe 量は増加する傾向を示した。一方、大気中アニールでは、Zn 量、Mn 量、Fe 量のアニールによる変化は非常に小さかった。Mn_{0.5}Zn_{0.5}Fe₂O_x ターゲット、Mn_{0.76}Zn_{0.76}Fe₂O_x ターゲット、Mn_{0.23}Zn_{0.67}Fe₂O_x ターゲットを使用して作製した MnZn フェライト薄膜の組成を図 2.3.7、図 2.3.8、図 2.3.9 に示す。他の試料についても、製膜後にアニールを行っていない試料の組成は、ターゲットとほぼ一致し、真空中アニールを行った場合はアニール温度が上昇すると、Zn 量が減少し、Mn 量と Fe 量が増加した。いずれの試料も 500℃でアニールをした時は、未アニールの時と比較して Zn 量は 10 at%程度減少し、Mn_{0.7}Zn_{0.3}Fe₂O_x ターゲットを使用して作製した試料では、500℃で真空中アニールを行った場合は、Zn 量が 0 となった。大気中アニールの場合は、いずれの試料も組成の変化があまり見られなかった。以下に、これらについて考察する。Zn、Mn、Fe の沸点は、それぞれ 907℃、2061℃、2862℃であり、Zn の沸点は、Mn、Fe の沸点と比較して非常に低い。このため、真空中でアニールを行った場合、ZnO(固体)→Zn(気体)+1/2O₂ の反応が起こり、Zn が蒸発していると考えられる。一方、大気中のアニールでは、アニール温度と比較して各金属の沸点が十分高いため Zn の蒸発現象ほとんど起こらなかったと考えられる。

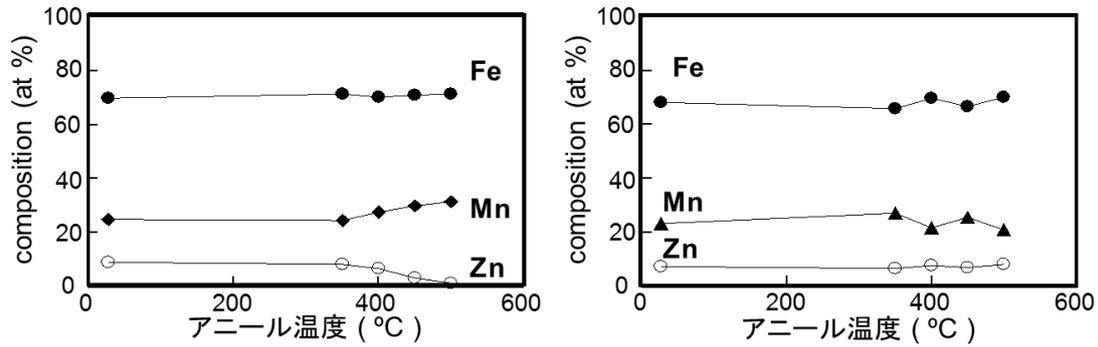


図 2.3.6 $Mn_{0.7}Zn_{0.3}Fe_2O_x$ ターゲットを使用して製膜した $MnZn$ フェライトの組成のアニール温度依存性 (a)真空中アニール、(b)大気中アニール

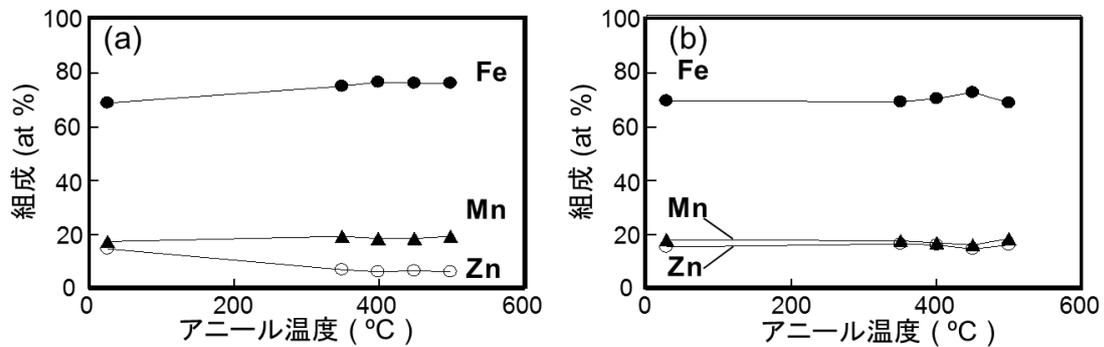


図 2.3.7 $Mn_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_x$ ターゲットを使用して製膜した $MnZn$ フェライトの組成のアニール温度依存性 (a)真空中アニール、(b)大気中アニール

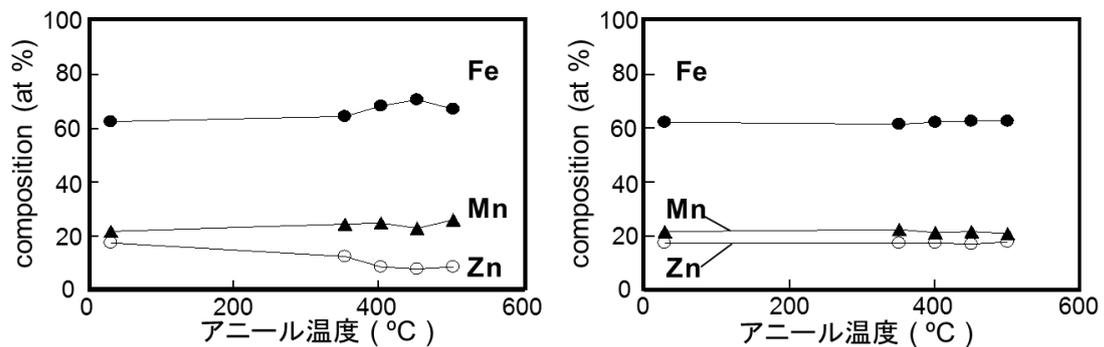


図 2.3.8 $Mn_{0.76}Zn_{0.76}Fe_2O_x$ ターゲットを使用して製膜した $MnZn$ フェライトの組成のアニール温度依存性 (a)真空中アニール、(b)大気中アニール

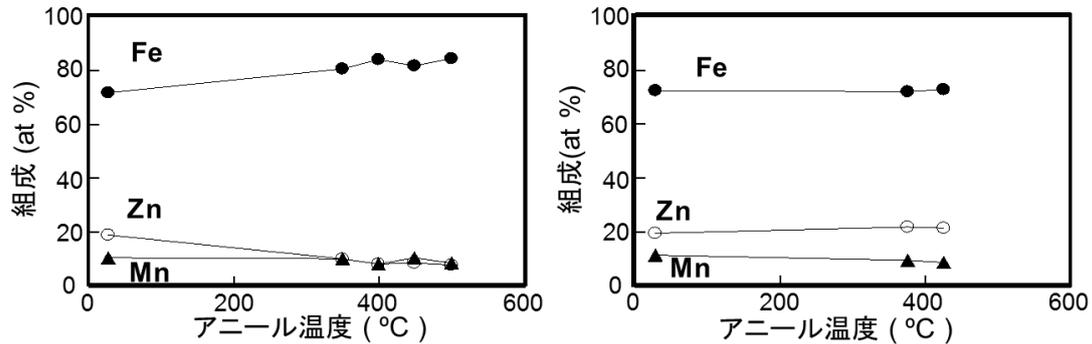


図 2.3.9 $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用して製膜した MnZn フェライトの組成のアニール温度依存性 (a)真空中アニール、(b)大気中アニール

2. 3. 3 MnZn フェライトの磁気特性

図 2.3.10、図 2.3.11 に 4 種類のターゲットを使用して製膜された MnZn フェライト薄膜を真空中でアニールを行った試料と、大気中でアニールを行った試料のヒステリシスループを示す。アニール条件により、ヒステリシスループの形状が変化しており、真空中でアニールを行った試料では、 M_s が高くなるが、 H_c も高い傾向が見られた。一方、大気中でアニールを行った試料は、真空中でアニールを行った試料 M_s は低いが、 H_c も低い傾向となった。

図 2.4.11 に、4 種類のターゲットを使用して製膜された MnZn フェライト薄膜に対する M_s のアニール温度依存性を示す。アニール無しの MnZn フェライトは低い M_s を示した。真空中アニールでは、同じ温度の大気中アニールよりも高い M_s を示した。アニール後の M_s はフェライトの組成により変化した。真空中でアニールされた試料と大気中でアニールされた試料の最高の M_s は、それぞれ 450°C の時の 5.8 kG 、 400°C の時の 2.4 kG であった。両方の値とも、 $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$ ターゲットを使用した試料で観察された。真空中でアニールを行った試料では、最高の M_s は、ターゲットの組成が $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$ 、 $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$ 、 $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$ 、 $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$ の順に低くなった。以下に、この原因を考える。 Mn^{2+} 、 Zn^{2+} 、 Fe^{3+}

の磁気モーメントの大きさはそれぞれ、 $5\mu_B$ 、 $0\mu_B$ 、 $5\mu_B$ である。[2-3] Mn^{2+} 、 Zn^{2+} は、A サイトに入りやすく、 Fe^{3+} は B サイトに入りやすい。図 2.1.2 に示すように、A サイトに入るイオンの磁気モーメントは B サイトに入るイオンの磁気モーメントを打ち消す向きとなる。そのため、真空中でアニールを行った試料では、全体の磁気モーメントを打ち消さないように作用する Zn 量の最も多かった $Mn_{0.23}Zn_{0.67}Fe_2O_x$ ターゲットの試料の M_s が最も高く、Zn 量の最も少なかった試料の M_s が最低であったと考えられる。真空中でアニールを行ったすべての試料で、アニール温度が上昇すると Zn 量が減少しているのにも関わらず、 M_s が高くなっている理由は、アニール温度の上昇による結晶化の進行の影響の方が大きかったためであると考えられる。また、真空中アニールを行った場合、2.3.4 節で述べるように電気抵抗率の結果から Fe_3O_4 が形成され、MnZn フェライトの Fe 量が減少しており、図 2.3.13 の割合から実際の MnZn フェライト中の Zn 割合は変化していると考えられる。しかし、いずれの組成の MnZn フェライトも Fe 量が減少するので、Zn 量の割合の順番は変わらない。そのため、この M_s の上昇は Zn 量の割合で説明できると考えられる。一方、大気中でアニールを行った試料の M_s の高さの順は、Zn 量の割合だけでは説明できない。これは、大気中のアニール時に形成されると考えられる、非磁性体の Fe_2O_3 の影響の可能性があると考えられる。

図 2.4.12 に、4 つのターゲットを使用して製膜された MnZn フェライト薄膜に対する H_c のアニール温度依存性を示す。大気中アニールを行った試料ではアニール温度が上昇するに従って、 H_c が低くなる傾向があった。大気中アニールを行った試料では、 Fe_2O_3 が形成され、MnZn フェライトの粒子一つ一つが磁氣的に分離され、全体的に磁化反転しやすくなったためであると考えられる。真空中アニールを行った試料では、アニール温度が上昇するに従って、 H_c が高くなる傾向があった。真空中アニールでは、Zn が減少することによる、スピネル構造のフェライトの組成が大きく変化し、結晶磁気異方性が大きく変化していることが可能性の一つとして考え

られる。真空中アニールを行った試料の方がすべての組成で、大気中アニールを行った試料よりも H_c が高くなった。 $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$ の 450°C の真空中でアニールを行った時は、全試料中最高の M_s 5.8 kG を示したが、 H_c は 244 Oe と高くなった。一方、 $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$ の 500°C の大気中でアニールを行った時は、 M_s は 1.7 kG であったが、 H_c は全試料中最低の 16 Oe となった。

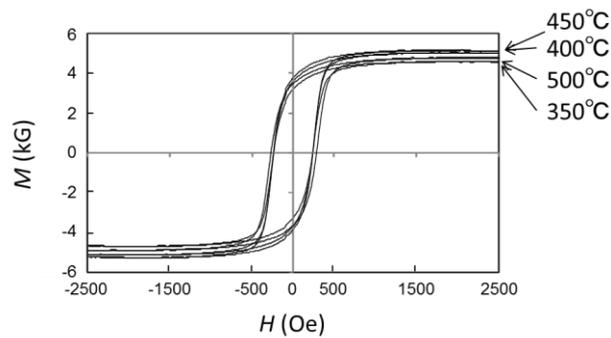
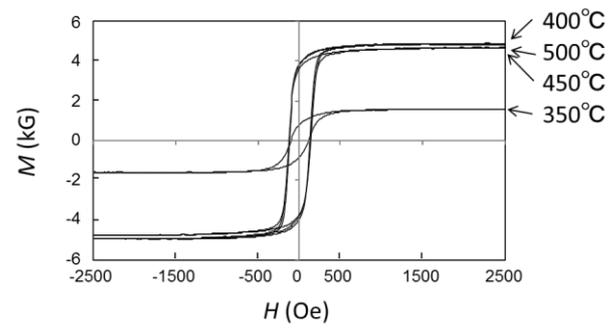
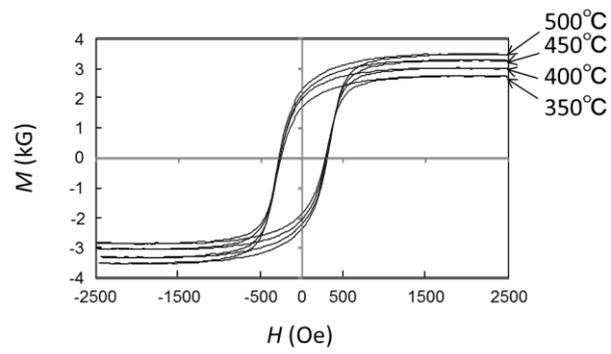
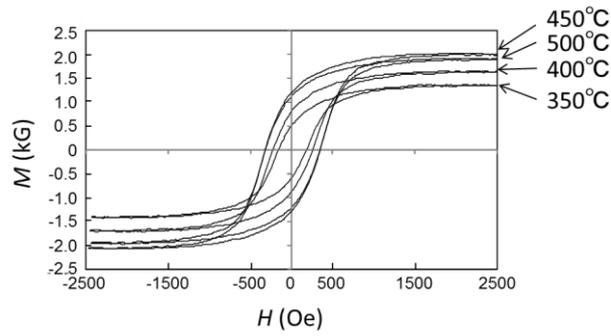


図 2.3.10 真空中アニールを行った MnZn フェライトの磁気ヒステリシスループ

(a) $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (b) $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (c) $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (d) $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$

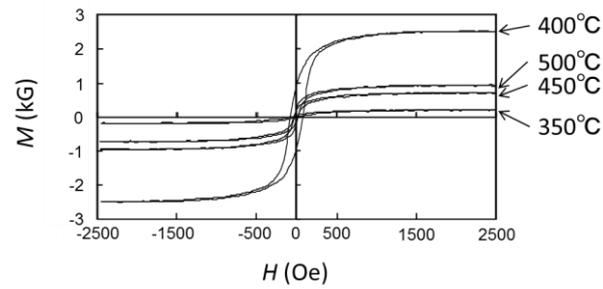
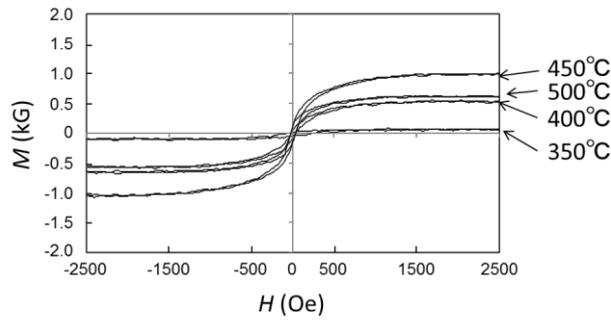
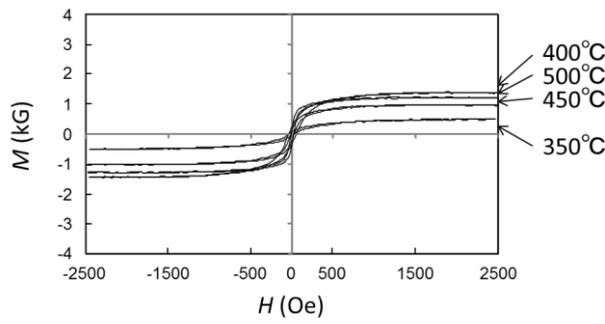
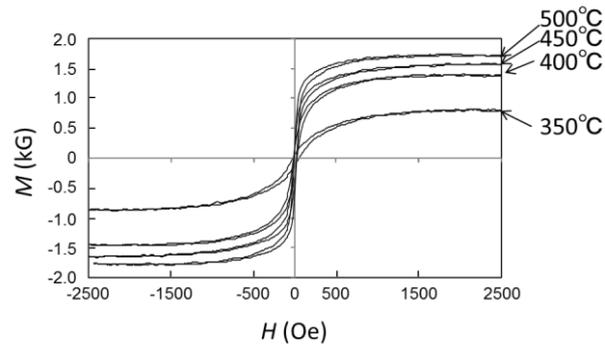


図 2.3.11 大気中アニールを行った MnZn フェライトの磁気ヒステリシスループ
 (a) $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (b) $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (c) $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (d) $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$

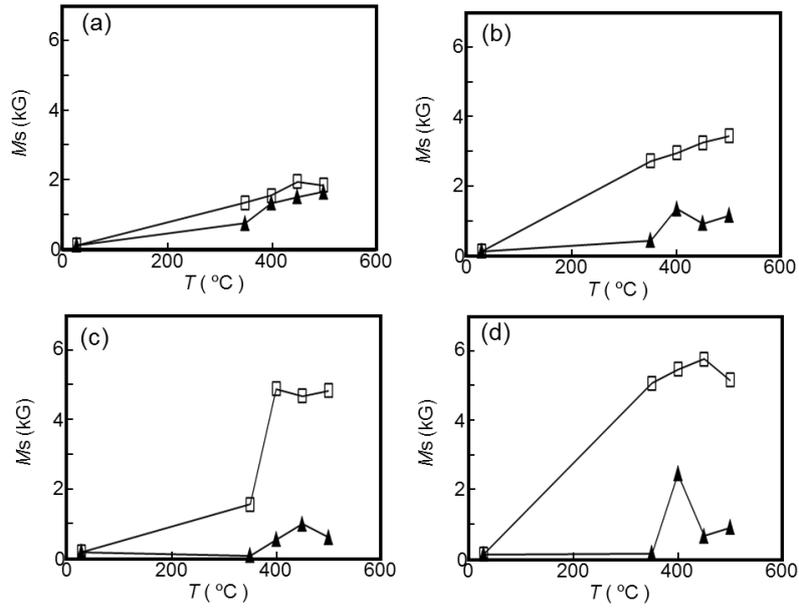


図 2.3.12 MnZn フェライトの M_s のアニール温度依存性

□ : 真空中アニール、▲ : 大気中アニール

(a) $Mn_{0.7}Zn_{0.3}Fe_2O_x$, (b) $Mn_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_x$, (c) $Mn_{0.76}Zn_{0.76}Fe_2O_x$, (d) $Mn_{0.23}Zn_{0.67}Fe_2O_x$

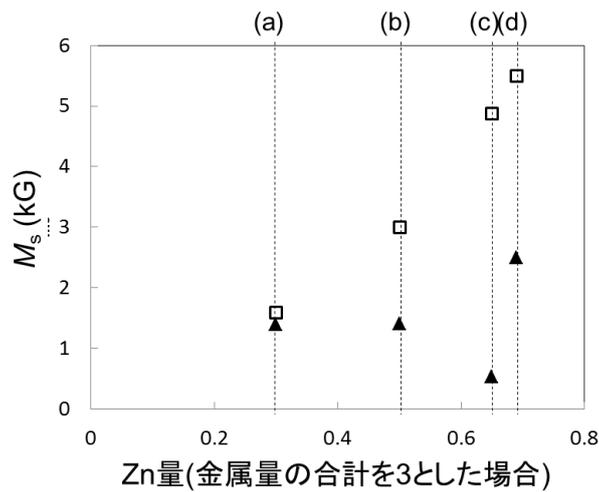


図 2.3.13 アニール温度 400°C 時の M_s の Zn 量依存性

□ : 真空中アニール、▲ : 大気中アニール

(a) $Mn_{0.7}Zn_{0.3}Fe_2O_x$, (b) $Mn_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_x$, (c) $Mn_{0.76}Zn_{0.76}Fe_2O_x$, (d) $Mn_{0.23}Zn_{0.67}Fe_2O_x$

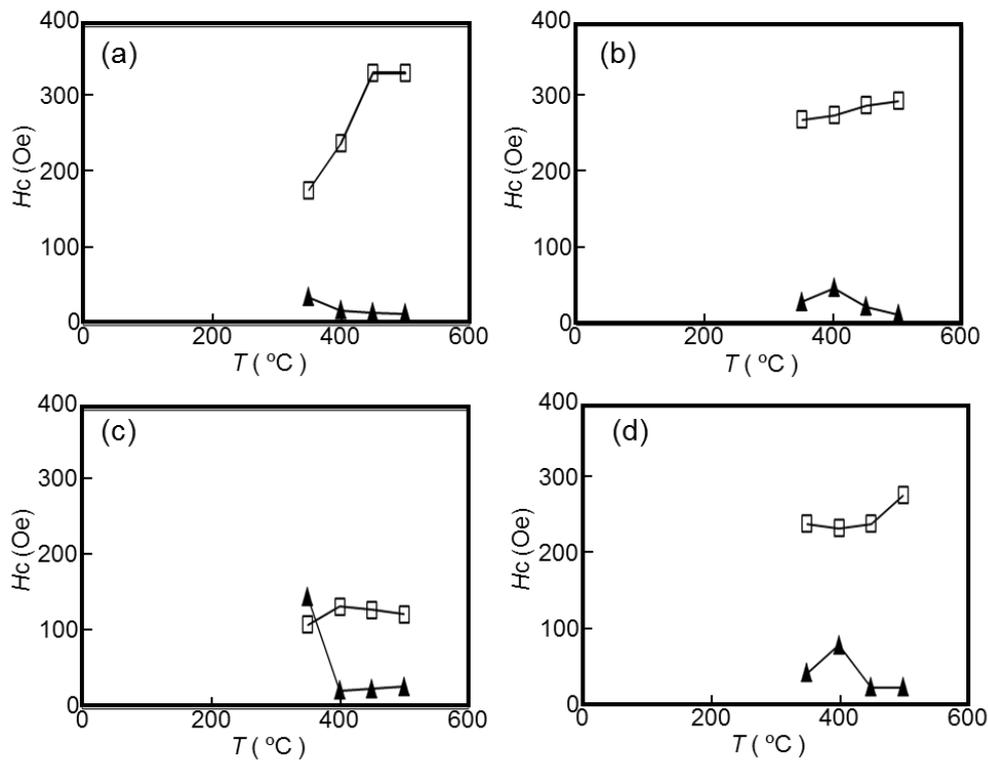


図 2.3.14 MnZn フェライトの H_c のアニール温度依存性

□ : 真空中アニール、▲ : 大気中アニール

(a) $Mn_{0.7}Zn_{0.3}Fe_2O_x$, (b) $Mn_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_x$, (c) $Mn_{0.76}Zn_{0.76}Fe_2O_x$, (d) $Mn_{0.23}Zn_{0.67}Fe_2O_x$

2. 3. 4 MnZn フェライトの電気特性

図 2.3.15 に、4つのターゲットを使用して製膜された MnZn フェライトの電気抵抗率のアニール温度依存性を示す。すべてのターゲット組成の試料において、大気中アニールを行った試料では 450°C 以上では、 $700 \Omega \cdot \text{cm}$ を超す高い電気抵抗率を示した。一方、真空中アニールを行った試料では、低い電気抵抗率を示し、アニール温度が上昇すると逆に、電気抵抗率は低くなる傾向を示した。 Fe_2O_3 の電気抵抗率は 10^6 オーダー[2-5]、 Fe_3O_4 の電気抵抗率は 10^3 オーダーであること[2-6]から、大気中アニールでの電気抵抗率上昇は、部分的に Fe_2O_3 が生成されていること

が原因と考えられる。ただし、XRD 測定の結果では、ピークは低く、しかもブロードに広がっているため、XRD プロファイルからは Fe_2O_3 の存在が明確には確認できていない。一方の真空中でアニールした量の電気抵抗率の低下は、アニール時に電気抵抗率の低い Fe_3O_4 が形成されたためだと考えられる。

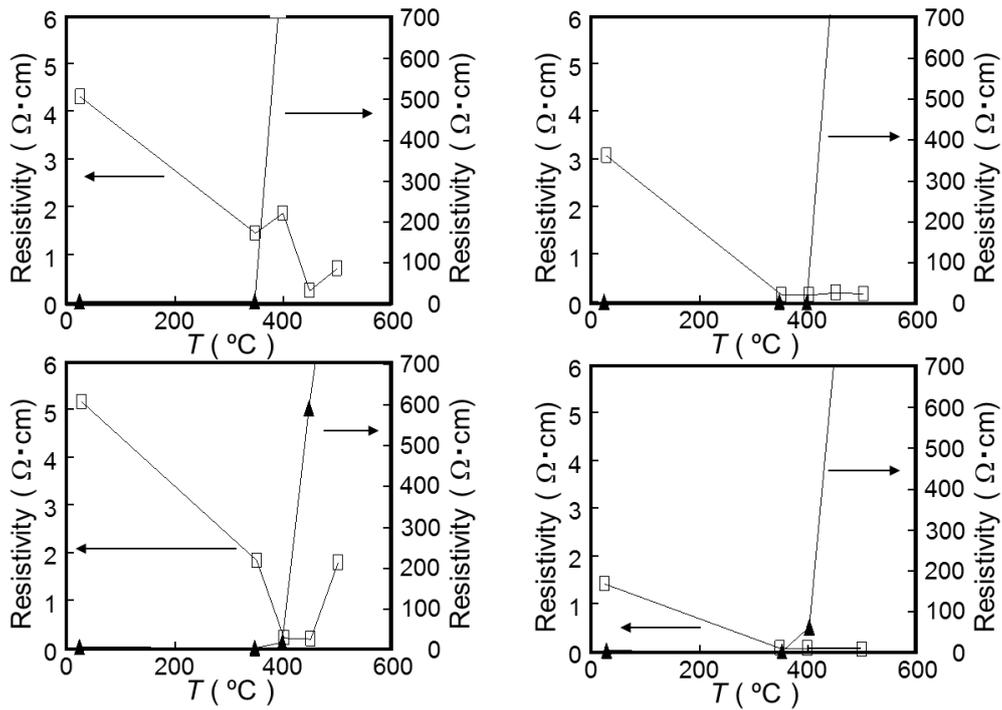


図 2.3.15 MnZn フェライトの M_s のアニール温度依存性

□ : 真空中アニール、▲ : 大気中アニール

(a) $\text{Mn}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (b) $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (c) $\text{Mn}_{0.76}\text{Zn}_{0.76}\text{Fe}_2\text{O}_x$, (d) $\text{Mn}_{0.23}\text{Zn}_{0.67}\text{Fe}_2\text{O}_x$

2. 3 まとめ

様々な組成の MnZn フェライト薄膜を PLD 法を用いて、ポストアニールにより作製し、真空中のアニール、大気中のアニールで M_s と電気抵抗率を調べた結果、

1) 真空中アニールで、5.8 kG の M_s 、244 Oe の H_c と $0.05 \Omega \cdot \text{cm}$ の電気抵抗率を得た。

2) 大気中アニールで、1.7 kG の M_s 、16 Oe の H_c と $700 \Omega \cdot \text{cm}$ 以上の電気抵抗率を得た。

今回の組成、アニール条件では所望の M_s 、 H_c が得られなかった。しかし、特性変化には、アニール雰囲気が大きく影響を与えることがわかった。温度制御とともに、雰囲気(酸素濃度)を制御することにより、目標値に達すると考えられる。

参考文献

[2-1] A. K. Singh, T. C. Goel, R. G. Mendiratta, O. P. Thakur and C. Prakash, J. Appl. Phys. 92, pp3872, 2002

[2-2] 藤田明、後藤聡志、川崎製鉄技報 Vol. 34 No. 3, pp.1-5, 2002

[2-3] G. Dionne, J. Appl. Phys. 61, 1987

[2-4] S. Miyanishi, N. Iketani, K. Takayama, K. Innami, I. Suzuki, T. Kitazawa, Y. Ogimoto, Y. Murakami, K. Kojima and A. Takahashi, IEEE Trans. Magn. 41, pp.2817, 2005.

[2-5] Williams M C, Chrisey B D, Lubits P, Grabowski S K and Cotell M, J. Appl. Phys. 75, pp1676, 1994

[2-6] Kumari S, Tripathi C, Singh P A, Chauhan D, Shrivastav R, Dass S and Satsangi R V Curr. Sci. 91, pp.1062, 2006.

第3章 磁気ヘッドシミュレーション

3.1 光アシスト用磁気ヘッドの構造と発生磁界

ハーフターンコイルの発生する磁界の簡単なモデルで計算し、その概要を示す。断面積の無い線で構成される1ターンの空心コイルが中心に発生する磁場は、電流 I 、半径 a とすると、 $H=I/2a$ となる。ハーフターンの場合、ビオ・サバル法則を使って計算する。 xy 平面に半径 a の半円があるとして、半円内の P 点に z 軸方向にできる磁界 H_z を、

$$H_z = \frac{I}{4\pi} \int \frac{ds \times r}{|r|^2} \quad (3.1)$$

で計算する。 ds は半円状の微小部分を表しており、成分は接線方向となる。この微小部分 ds から点 P へのベクトルを r で表している。

3.1 式の積分を 0 から 2π まで行くと、空心コイルとなり、ハーフターンの半円では、 0 から π までの計算となる。式から予想されるように、中心では、ハーフターンでは、フルターンの半分の強度となる。

フルターンでは円の内部ではほとんど一定の磁界であるのに対し、ハーフターンでは、半円の円周付近では、中心に比べて4割程度、磁界が高くなる。その様子を図 3.1.1 に示す。中心の磁界強度は、電流 1 A あたり、 31400 Oe であるため、この値で規格化して示す。

半径 $a=100\text{ nm}$ として、現在のハードディスク媒体の平均的な保磁力 4500 Oe に必要な電流は、 0.1 A となり、導電性の良い Au の $22\text{ n}\Omega \cdot \text{m}$ を想定しても、大きな発熱と温度上昇が予想される。

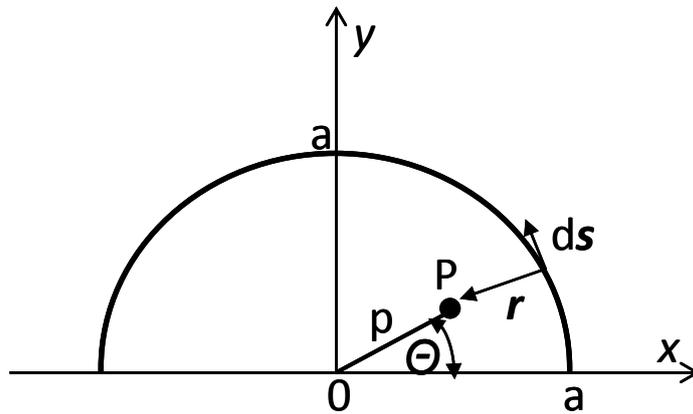


図3.1.1 ハーフターンコイルが半円中の点Pに作る磁界

点Pの位置は $(p \cos \theta, p \sin \theta)$ で $0 < p < a$ 、 $0 < \theta < \pi$

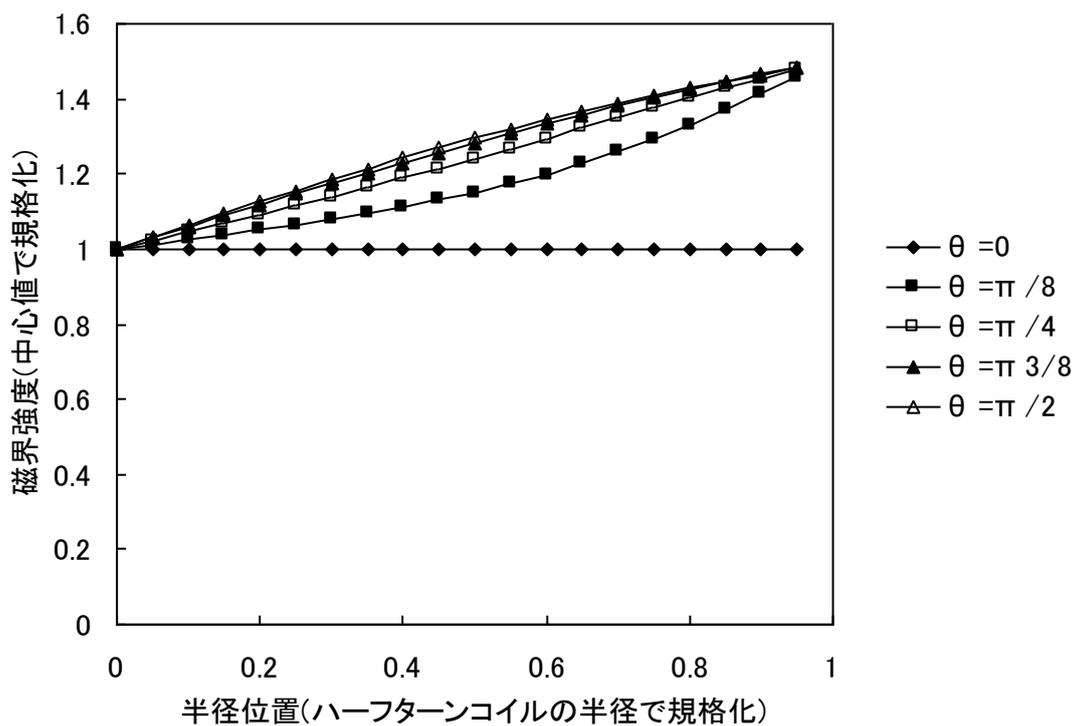


図3.1.2 ハーフターンコイルが発生する磁界

実際のコイルには厚みがあり、断面は矩形となって、半円形状もややデフォルメされるため、より正確な計算は有限要素法を使用した。COMSOL AB 社の COMSOL

Multiphysics で FEM 解析ソフトである。図 3.1.3 にモデリングの形状を示す。モデリングの形状は、電極の膜厚 400 nm、幅 4 μm 、ハーフターンの狭窄部は、膜厚 400 nm、幅 1 μm とした。電流 100 mA を左電極から右電極へ向けて印加した。電極、ハーフターンコイルの材料は金とし、それ以外は空気と設定した。電流密度分布を計算させた結果を図 3.1.4 に示す。幅の広い電極部と比較して狭窄されているハーフターンコイル部で電流密度が上昇している。ハーフターンコイル内部では、内周部の方が外周部よりも電流密度が高くなっている。図 3.1.4 で示す電流要素から、磁界を計算した一例を図 3.1.5 に示す。図 3.1.5 では、ハーフターンコイルの中央部を縦方向に切った平面における磁界強度を示しており、ハーフターンコイルの内側近傍の磁界強度が高くなっている様子がわかり、磁界の最高強度は 721 Oe となった。

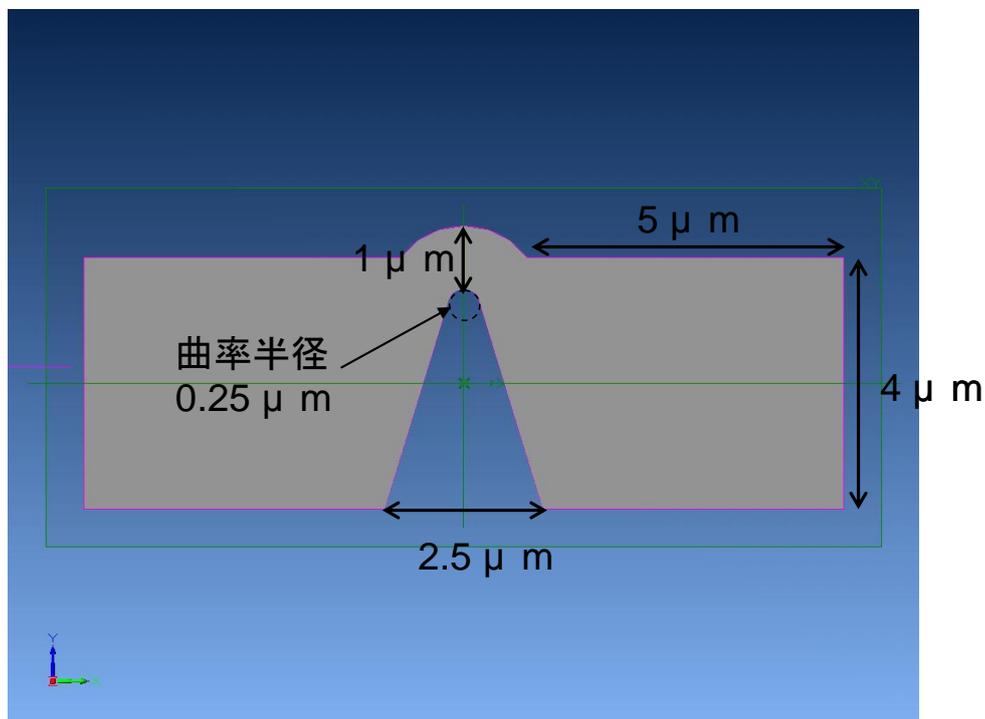


図 3.1.3 ハーフターンコイルによる発生磁界計算用モデリング

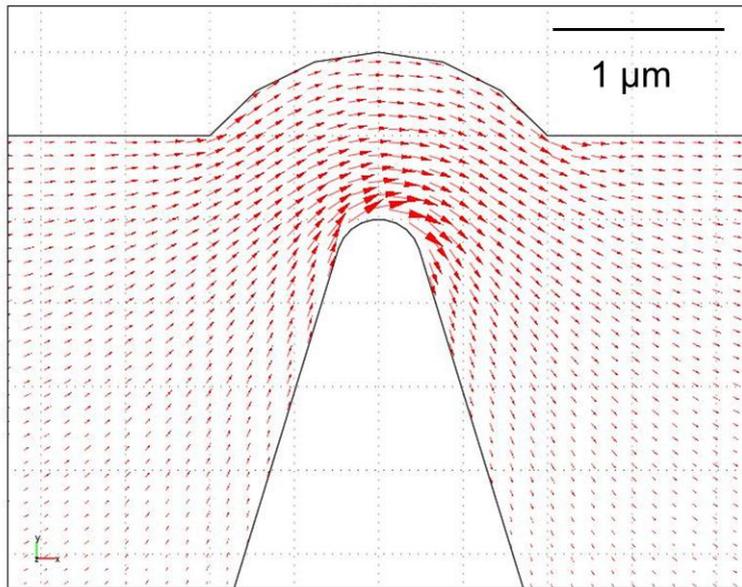


図 3.1.4 ハーフターンコイル中の電流密度計算

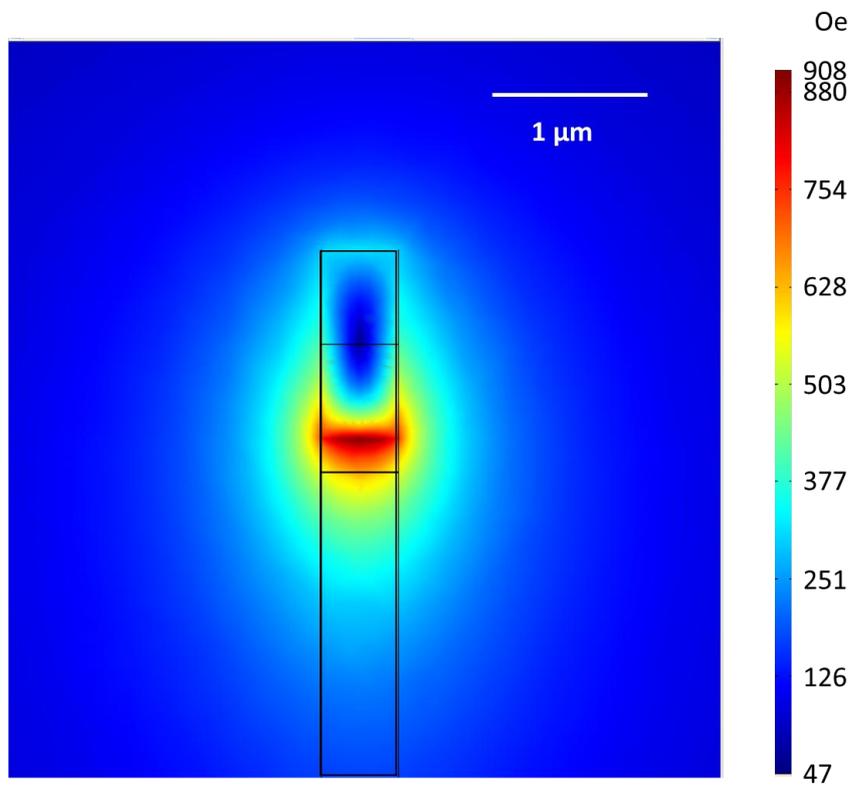


図 3.1.5 ハーフターンコイルの中央断面部における発生磁界計算結果

3. 2 軟磁性材料による記録磁界の制御

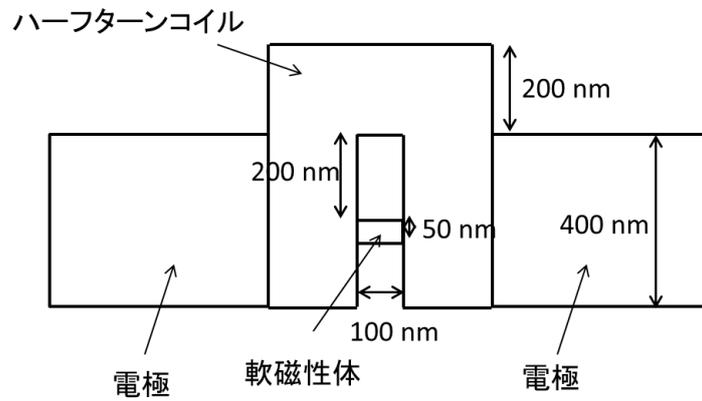
高い記録密度でデータを安定に維持するためには、高い保磁力を有する磁性体を磁気記録媒体として用いる必要がある。そのためコイルから発生する磁界を増強させるために軟磁性材料が用いられる。近接場アシスト磁気記録方式では、近接場発生部と磁界発生部が近接している必要があるため、磁界発生用コイルの形状が制限される。ここでは、近接場発生部かつ磁界発生部として、ハーフターンコイルを想定し、軟磁性材料をハーフターンコイルの一部に配置し、磁界がどのように変化するかを調べた。

3. 2. 1 ハーフターンコイルの内部への配置

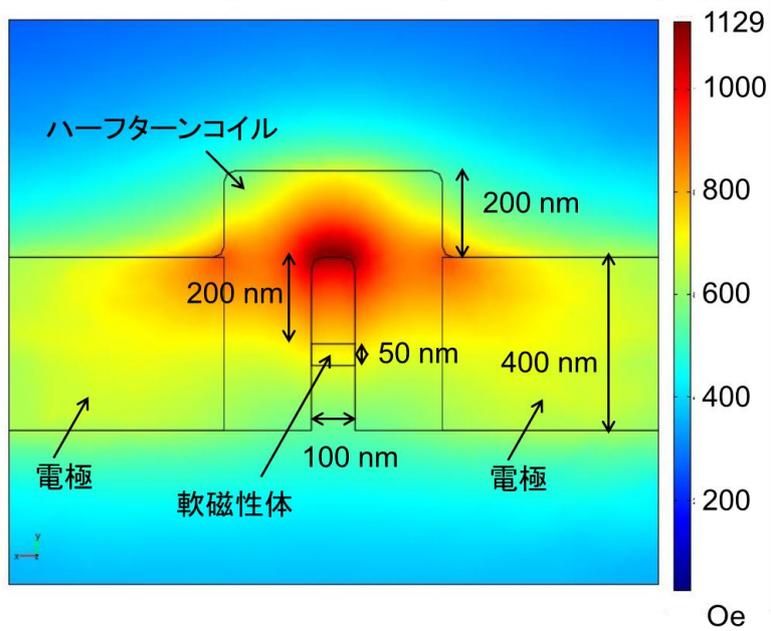
まず、図 3.2.1 のように、ハーフターンコイル内に軟磁性材料を設け、比透磁率を変化させた場合のシミュレーションを行った。[3-1]

簡略化のためハーフターンコイルはコの字型に設定した。ハーフターンコイルの膜厚は、400 nm、材料は金とした。ハーフターンコイルの内部の幅は 100 nm、上下の長さは 400 nm とした。ハーフターンコイルのコの字の側面に電極を設け、電流を左から右に(100 mA) 印加するようにした。軟磁性材料はコの字の内部に設けた。軟磁性体の幅は、ハーフターンコイルの内部の幅と同じ 100 nm、上下の長さは 50 nm、厚さは 400 nm とし、位置は、ハーフターンコイルのコの字の底部から 200 nm の位置とした。(図 3.2.1(a))

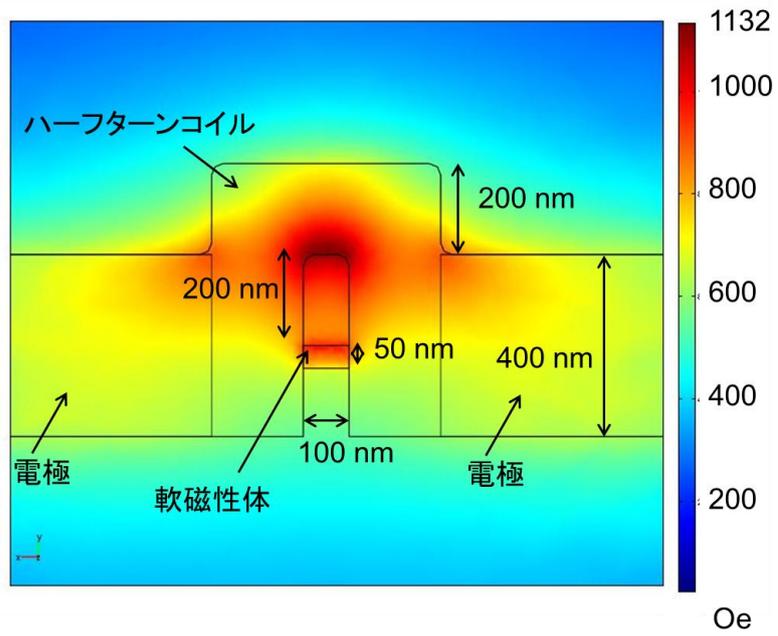
図 3.2.1 の(b)~(f)に軟磁性体の比透磁率を変化させた時の発生磁界強度を示す。比透磁率が 1 の時は、コの字の底部付近が一番磁界強度が高かったが、比透磁率が上昇するにつれて、軟磁性材料部に磁界が集中するようになっている。軟磁性材料の比透磁率が 1、2、10、100、1000 と変化するにつれて、磁界強度の最大値は、それぞれ 1129、1132、1890、2912、3106 Oe と上昇した。



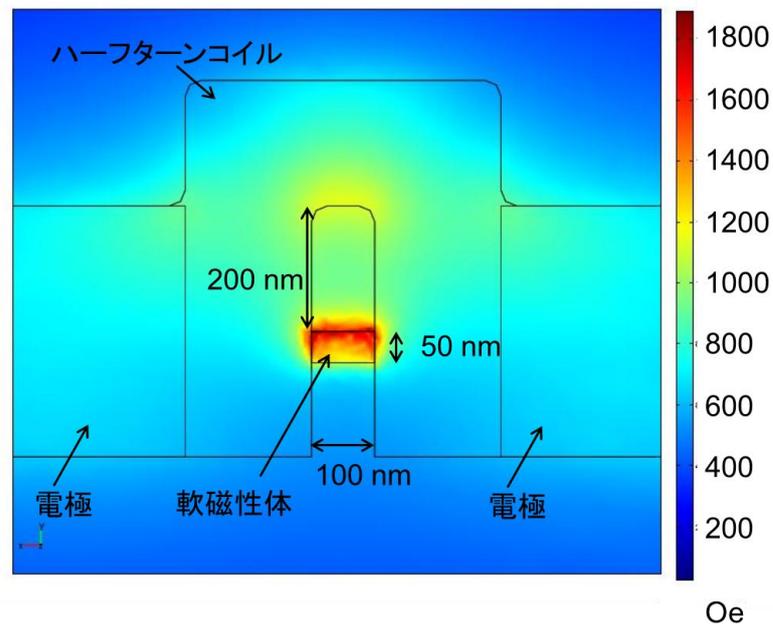
(a) 軟磁性体を設けたハーフターンコイルの模式図



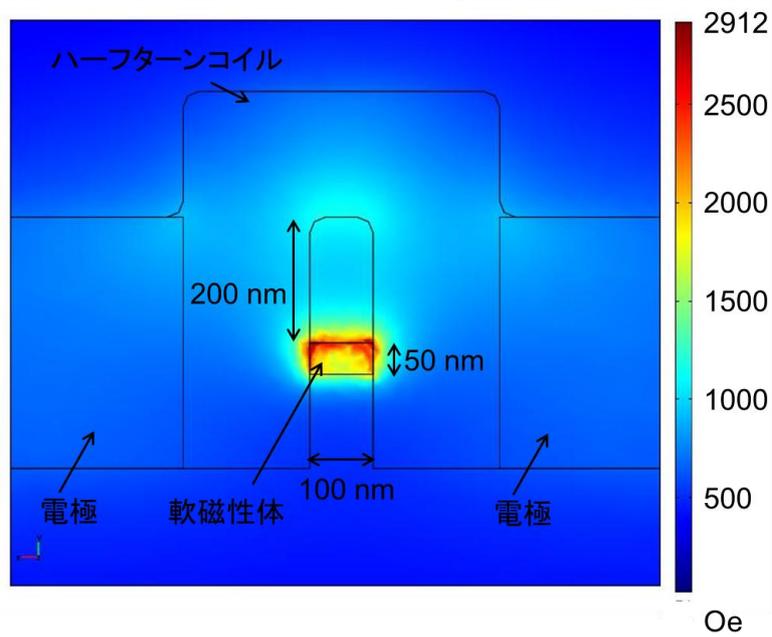
(b) 軟磁性体の比透磁率：1



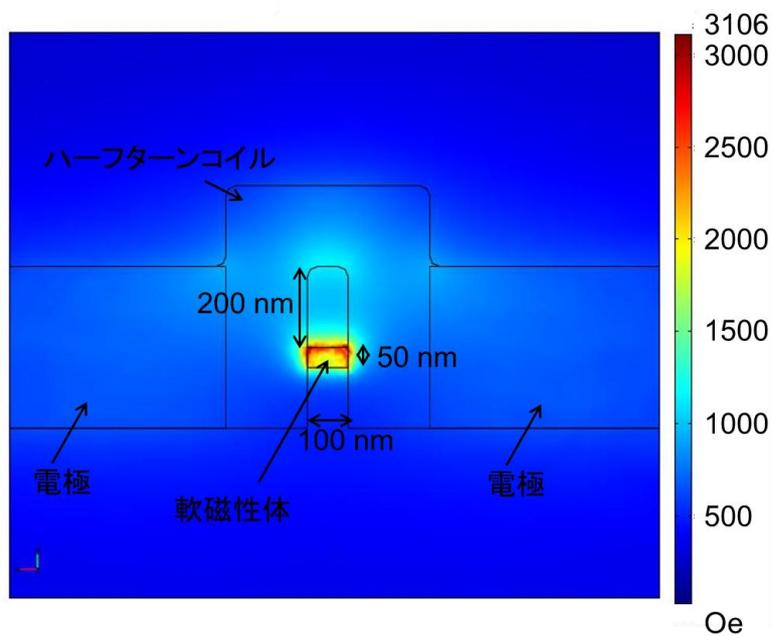
(c) 軟磁性体の比透磁率 : 2



(d) 軟磁性体の比透磁率 : 10



(e) 軟磁性体の比透磁率：100



(f) 軟磁性体の比透磁率：1000

図 3.2.1 軟磁性体による磁界の変化

3. 2. 2 ハーフターンコイルの媒体対抗面以外への配置

ハーフターンコイルで発生する磁界増強のための軟磁性体を内部以外の別の配置にした場合の検討を行った。ここでは、ハーフターンコイルの媒体対抗面以外に軟磁性体を配置した場合の検討を行った。

ハーフターンコイルの媒体対抗面と反対方向と側面に軟磁性体を配置した場合のシミュレーションを行った。図 3.2.2 のように、コの字の側面と上面に軟磁性材料を設けた。図 3.2.2(a)は、配置された軟磁性体とハーフターンコイルを斜め上からの外観である。媒体対抗面は、下面(-Z 軸方向)となる。図 3.2.2(b)は配置された軟磁性体とハーフターンコイルを媒体対抗面から見た図である。図 3.2.2(c)は配置された軟磁性体とハーフターンコイルを横から(-y 軸方向に)見た図である。

各種パラメータを以下のように設定した。図 3.2.2(a)のハーフターンコイルの左部の手前の面から、紙面奥に向かって 20 mA の電流を流した。ハーフターンコイルの膜厚は 400 nm、幅は 200 nm、ハーフターンコイルの内部のコの字型の奥行きは 400 nm とした。ハーフターンコイルの側面に配置された軟磁性体の膜厚は 400 nm、幅は 200 nm で、ハーフターンコイルの側面の 3 面を覆うように配置した。ハーフターンコイルの媒体対抗面と反対の面に配置された軟磁性体の膜厚は 50 nm である。軟磁性体の比透磁率 $\mu_r=1000$ とした。[3-2]

ハーフターンコイルのコの字の奥から 200 nm かつ、ハーフターンコイルの媒体対抗面から 15 nm 離れた位置における軟磁性体を設けた場合の磁界強度は、266 Oe であったのに対し、軟磁性体を設けなかった場合の磁界強度は 241 Oe であった。軟磁性体を設けることにより、ハーフターンコイルから発生する記録用磁界は増強されるが、増強の割合は 10% 程度に留まる。

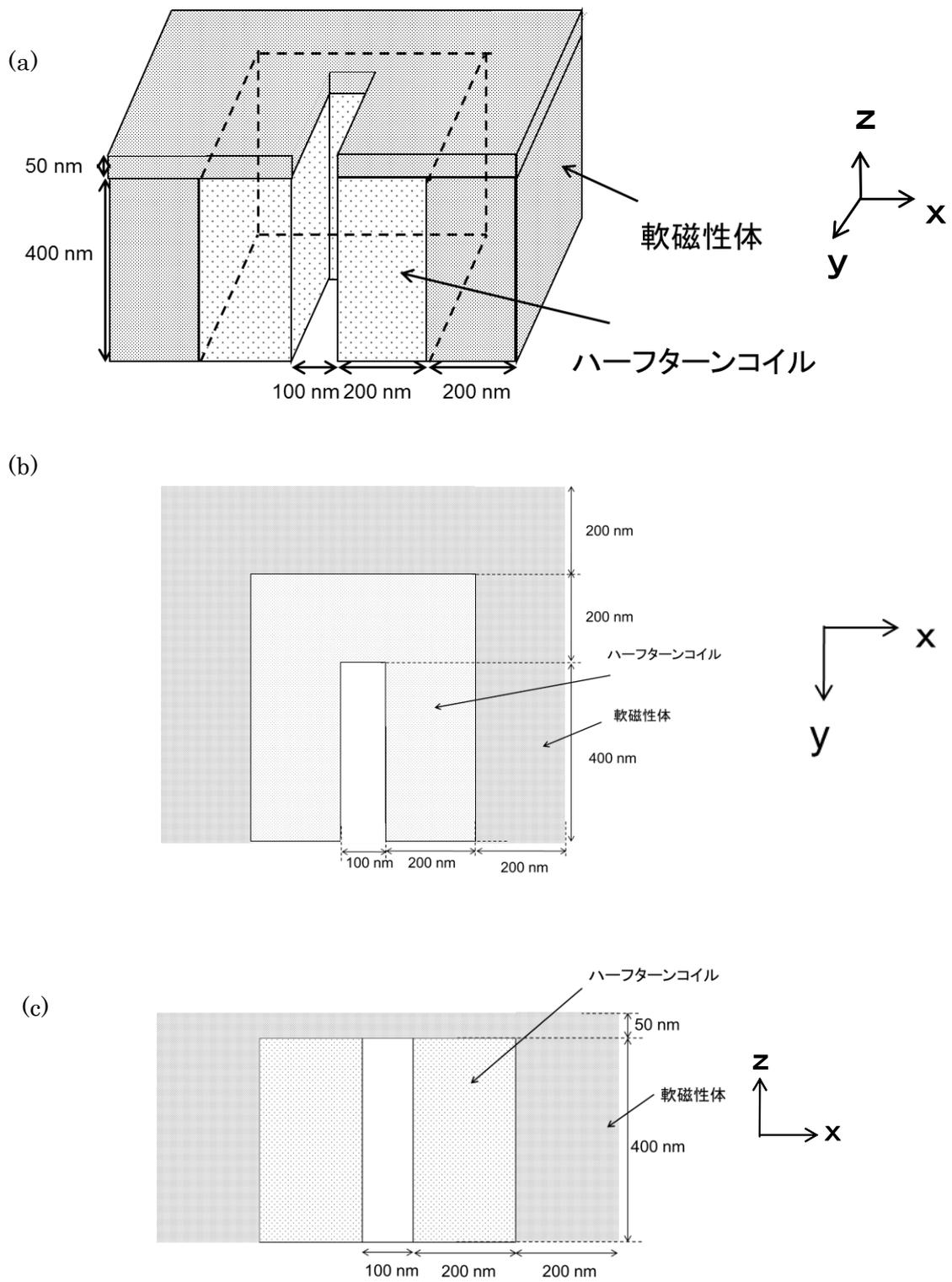


図 3.2.2 ハーフターンコイルの媒体対抗面と反対方向と側面に軟磁性体を配置

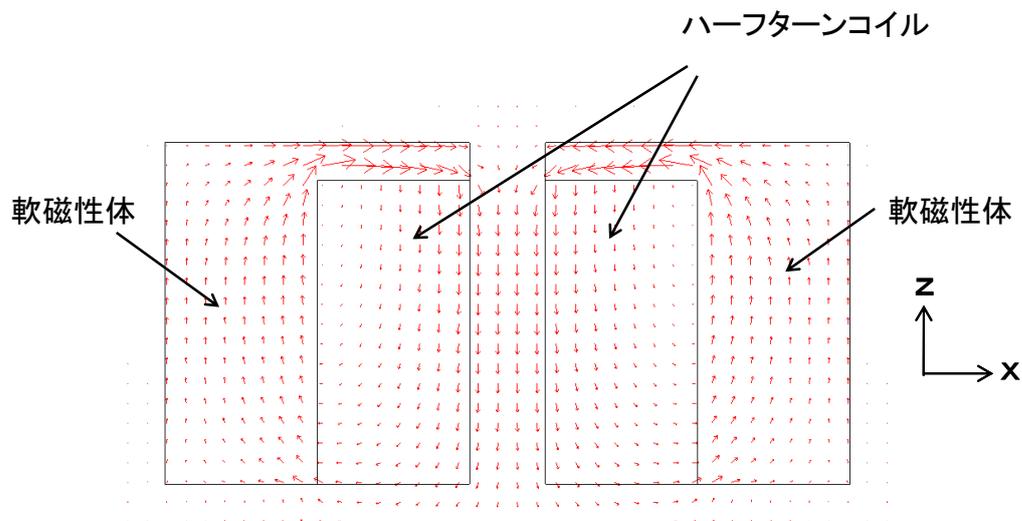


図 3.2.3 ハーフターンコイルの媒体対抗面と反対方向と側面に軟磁性体を配置した場合の磁界分布

3.3 まとめ

狭窄されたハーフターンコイル状の導体に電流を流すことにより磁界を発生するヘッドに対して、軟磁性体を設けることによる磁界の増強についてシミュレーションにより確認した。ハーフターンコイルヘッドの内部に軟磁性体を設けた場合とハーフターンコイルヘッドの媒体対抗面と反対方向と、側面とに軟磁性体を配置した場合とで比較を行った結果、内部に磁性体を設けた場合の方が磁界増強の割合が大きく、磁界増強のためにはハーフターンコイルの内部に軟磁性体を設ける方が有利であることが分かった。近接場光アシスト磁気記録における磁界増強用コア材料として光を透過する軟磁性材料を用いると、磁界増強のための軟磁性体をハーフターンコイルの内部に設けることが可能となるため、近接場アシスト磁気記録ヘッド用の磁界増強用コア材料として酸化物透明磁性体の有効性が確認された。

参考文献

[3-1] 佐藤純一、村上善照、江藤秀樹、日本国公開特許 2009-205789, 2009

[3-2] 岸良健太郎、江藤秀樹、北澤田鶴子、日本国公開特許 2013-8403, 2013

第4章 光アシスト磁気記録に向けた集光技術

4.1 レンズによる平面波の集光

光で物体を加熱する場合、集光してエネルギー密度を高めるのは有効である。記録可能な光ディスクでは、高い Numerical Aperture(NA)を持つレンズで、レーザー光を集光し、記録媒体を局所的に加熱する。集光された光束の半径 r_0 は、波長 λ と NA で決定される。通常で表すと、

$$r_0 = \alpha \frac{\lambda}{NA} \quad (4.1)$$

となる。NA = $\sin \theta$ で、 θ は対物レンズで絞り込まれる光束の最外周部分が光の中心軸となす角度である。したがって、NA の最大値は 1.0 である。比例係数 α は理想的な光学系の場合、1/2 に近い数値となる。したがって、 r_0 の限界値は波長オーダーとなる。

集光状態を計算するには、ホイヘンスの原理を使う。半球の波面から中心への集光することを考え、半球上では光は同じ強度と位相を持つものとし、中心からの距離で、合成された波がどの程度強度が下がるかを見る。図 4.1.1 に示すように、光の進む方向を z 軸、集光される面を x 、 y 軸にして、中心から x 軸に向かっての距離を x とする。半球面上の微小部分を z 軸からの角度 θ と x 、 y 平面上での回転方向 α であらわす。半球面の半径を h とする。

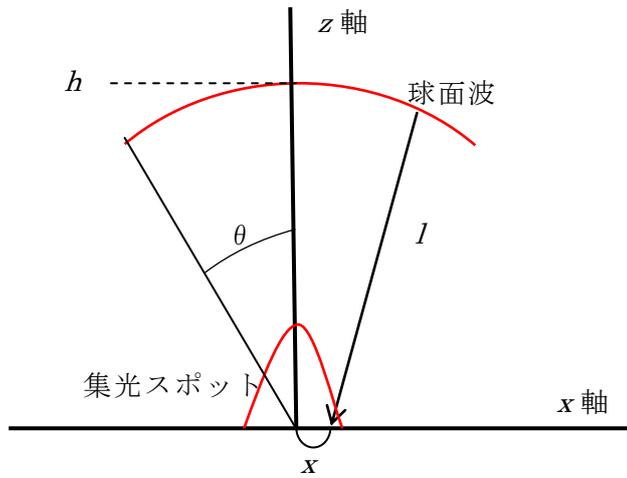


図 4.1.1 球面波の集光計算

θ と α で決められる半球面上の微小部分からの距離 l は

$$l = \sqrt{h^2 - 2xh \sin \theta \cos \alpha + x^2} \quad (4.2)$$

これが、点 $(x,0,0)$ へ到達する時は lh だけ位相がずれる。これを考慮すると、点 $(x,0,0)$ での光の強度は、次の積分を実行すればいいことになる。

$$s = \int_0^{\sin^{-1} NA} \int_0^{2\pi} \exp(i \frac{2\pi}{\lambda} (l-h)) \sin \theta \cos \theta \cos \alpha d\theta d\alpha \quad (4.3)$$

なお、式中の $\sin \theta$ は、半球上の微小部分の面積、 $\cos \theta$ は記録媒体に光が到達する角度の補正項である。CD、DVD、BD のパラメータで計算した中心付近の光強度を図 4.1.2 に示す。計算に使用した波長、NA はそれぞれ、780 nm、0.45、650 nm、0.60、405 nm、0.85 である。

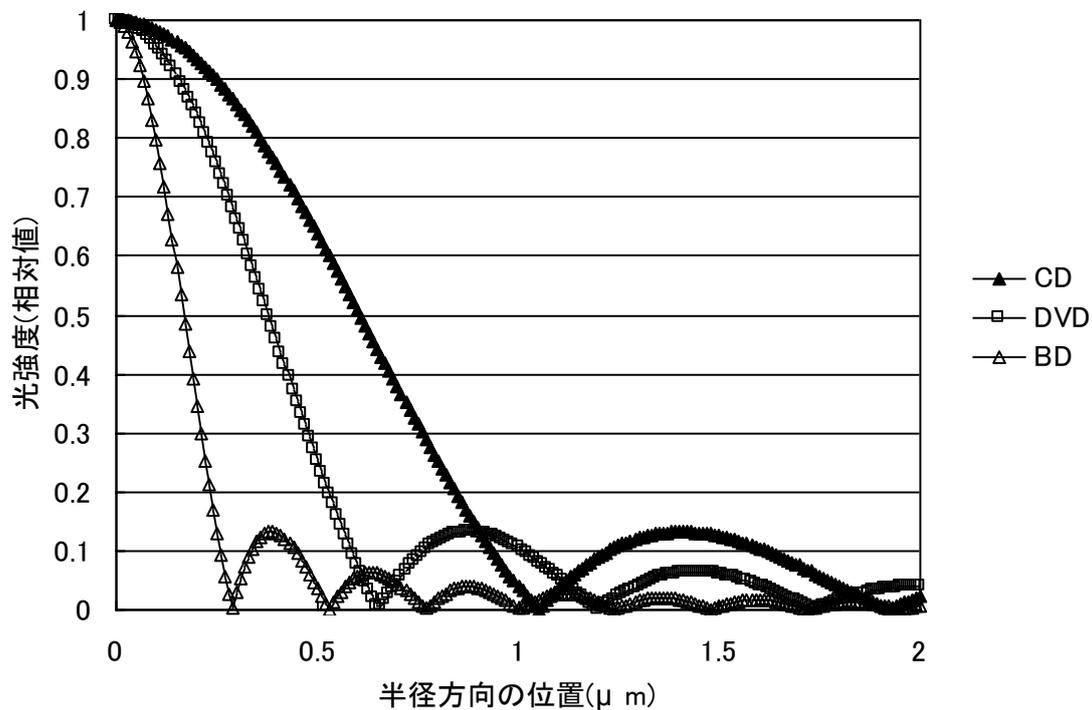


図 4.1.2 各種光ディスクの集光された光の強度プロファイル

ここでは、対物レンズは、平面波を球面波に変換するとして、理想的な光学系として計算している。また、偏光を考慮に入れていない。集光された光束の強度分布は、ガウス分布に近い形をしているため、半径を表すのに中心強度の $1/e^2$ になると半径で光束の太さを表すことが多い。計算結果は、CD、DVD、BD でのパラメータでは、 $r_0=0.90 \mu\text{m}$ 、 $0.56 \mu\text{m}$ 、 $0.25 \mu\text{m}$ となる。実際には、平面波の強度は一定ではなく、ガウス分布に近いプロファイルであり、発光点のレーザの特性と集光の光学系に大きく依存する。実際の対物レンズは非球面レンズとなっている。CD や DVD の場合は、NA が 0.45 から 0.6 であるため、1 枚のレンズで対応できたが、BD のように 0.85 となると、2 枚組レンズも検討される。1 枚レンズで各種の特性を満足させるには、レンズの両面を非球面にすることが行われている。図 4.1.3 に光ディスク用対物レンズの断面図示す。[4-1]



図 4.1.3 CD、DVD、BD 用対物レンズの断面例

4. 2 近接場による光の集光

光ディスクにおける通常光学系では、レンズで平面波から球面波に変換された光は、レンズより空気中に出て空気中を伝搬した後、再び透明保護膜に入射して記録媒体に達する。BD のような 2 枚組レンズでも同様に、媒体面に近い半球状のレンズも空気中にいったん光を出している。

通常、レンズ材料の屈折率は 1 より高く、レンズ中では波長は屈折率分短くなっている。もしレンズ中の波長の短くなったままで、記録媒体に光を届けることができれば、更なる高密度化が狙える。このような思想で Solid Immersion Lens(SIL)方式が検討された。概略図を図 4.1.3 に示す。

空気中の波長を λ_0 とすると、レンズ中の屈折率 n で割った値 λ_0/n が、レンズ中の波長となるため、この方式ではいかに高い屈折率の材料を使うかがポイントとなる。通常の透明材料では TiO_2 の 2.5 程度が高い方に属する。記録密度は波長の 2 乗で効くため、6 倍以上の効果が期待できる。

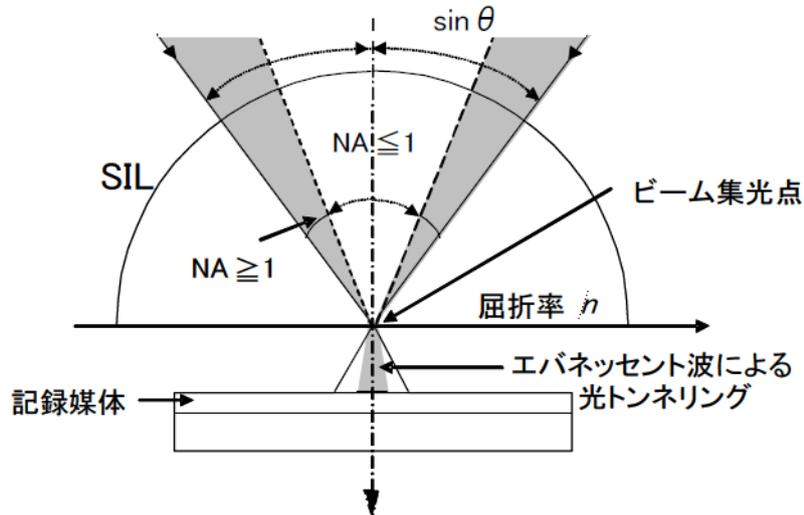


図 4.2.1 SIL 方式の概略図

高い NA でレンズ面から光を取り出そうとすると、全反射条件により、取り出せる光の NA には限界がある。レンズ面と媒体面を近接させると、全反射が抑制され、通常の方法では得られない集光された光が取り出せる。全反射の場合、表面では近接場が発生しており、波長オーダーの距離で減衰する。そこで、レンズ面と媒体面の距離は波長の 1/4 以下にすると、光のエネルギーが媒体に伝搬される。

これは光ディスクの非接触メモリで媒体交換可能という特長を減じてまで、記録密度を優先させる設計思想である。表 4.2.1 に対物レンズ先端から記録媒体の保護膜表面までの距離 Working Distance(WD)を他のパラメータとともに示した。波長と NA は規格で決められているが、WD は特に指定されておらず、製品仕様となる。厳密に言えば、波長、NA もディスクを測定する条件であり、ドライブの必須条件ではない。

実際に SIL タイプで試作を進めていた TeraStor 社の方式を図 4.2.1 に示す。光磁気記録方式を検討していたため、図に示すように、磁界発生用のコイルを SIL 外周

に設置している。

表 4.2.1 光ディスク用対物レンズパラメータ

	CD	DVD	BD
波長	780 nm	650 nm	405 nm
NA	0.45	0.60	0.85
WD	約 1.5 m	約 1.0 mm	約 0.2 mm

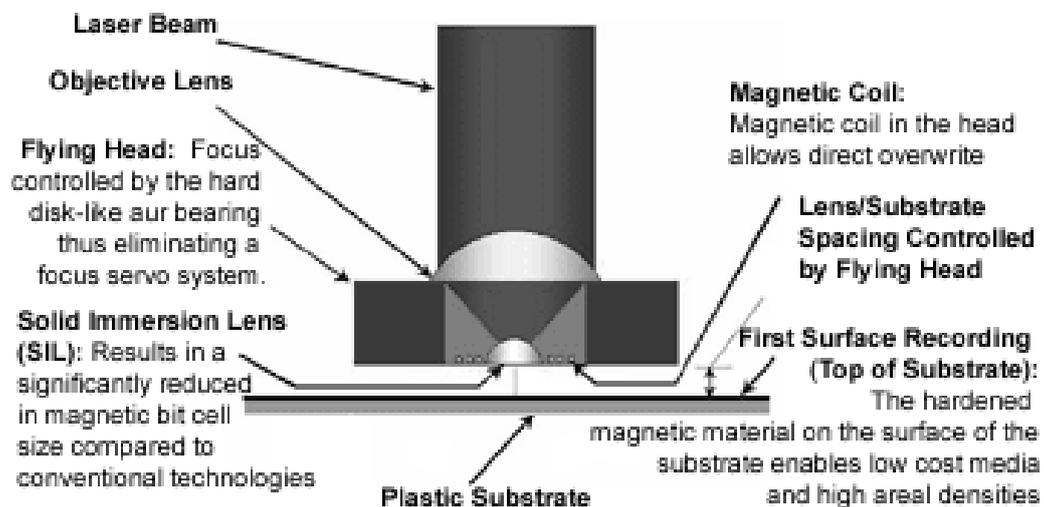


図 4.2.2 TeraStor 社 SIL 方式の光ヘッドの構成

4. 3 微小開口の光透過計算

電磁波は、通常、波長より小さな導体の開口部分は通過できない。この性質を利用すると上記のようなレンズによる集光よりはるかに小さな領域に電磁波のエネルギーを集中させることができる。しかし、光の利用効率はレンズに比べると低下することは避けられない。ここでは、Finite Difference Time Domain(FDTD)法で電磁界解析から光の透過状態を調べる。マクスウェルの方程式から、電束密度 D と磁束密度 B を、代入で消し、電界 E と磁界 H だけで、次の 2 式にまとめる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (4.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4.5)$$

電界と磁界はそれぞれの互いに時間微分と **rot**(回転)の演算の結果となっている。相互に原因と結果の関係になり、ある時刻の電界が分かれば次の時刻の磁界が計算でき、ある時刻の磁界が分かれば、次の時刻の電界が計算できる。 \mathbf{x} 成分を示すと次のようになる。

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} E_x + \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (4.7)$$

右辺は位置微分、左辺は時間微分であり、これを中心差分形式に直す。

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} \quad (4.9)$$

電界と磁界の代表点を $\Delta \mathbf{x}$ の半分ずらして配置し、時間軸でも電界と磁界の計算ポイントが Δt の半分ずらすと、これらの式は差分形式に移しやすい。[4-2]、[4-3]

やや煩雑になるが、磁界の x, y, z 成分と電界の x, y, z 成分を書き出すと、

$$\begin{aligned}
H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})} \times \left[\frac{E_z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \right]
\end{aligned} \tag{4.10}$$

$$\begin{aligned}
H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})} \times \left[\frac{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i+1, j, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta x} \right]
\end{aligned} \tag{4.11}$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)} \times \left[\frac{E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1, k) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta y} \right]
\end{aligned} \tag{4.12}$$

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k) &= \left(\frac{\varepsilon - \frac{\sigma \Delta t}{2}}{\varepsilon + \frac{\sigma \Delta t}{2}} \right) \times E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon + \frac{\sigma \Delta t}{2}} \\
&\times \left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right]
\end{aligned} \tag{4.13}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, k) &= \left(\frac{\varepsilon - \frac{\sigma\Delta t}{2}}{\varepsilon + \frac{\sigma\Delta t}{2}} \right) \times E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon + \frac{\sigma\Delta t}{2}} \\
&\times \left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right]
\end{aligned} \tag{4.14}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1}(i, j, k + \frac{1}{2}) &= \left(\frac{\varepsilon - \frac{\sigma\Delta t}{2}}{\varepsilon + \frac{\sigma\Delta t}{2}} \right) \times E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\varepsilon + \frac{\sigma\Delta t}{2}} \\
&\times \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})}{\Delta y} \right]
\end{aligned} \tag{4.15}$$

ここで、時間ステップの Δt には、発散しないための制限があり、

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max}} \times \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \tag{4.16}$$

とあらわされる。 x, y, z を同じ刻み幅にすると

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{v_{\max} \sqrt{3}} \tag{4.17}$$

となる。

FTDT ではメモリにしても演算にしても多くの計算リソースを必要とするため、

一般には限られた領域のみを計算し、対象とする領域以外は内部にできるだけ影響を与えないような配慮をする。ここでは、Murの吸収境界を採用した。[4-4] 位置を示すインデックス i が 1 と最大値 i_{\max} の時の条件を差分形式で表すと、

$$E_y^{n+1}(1, y, z) = E_y^n(2, y, z) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} (E_y^{n+1}(2, y, z) - E_y^n(1, y, z)) \quad (4.18)$$

$$E_z^{n+1}(1, y, z) = E_z^n(2, y, z) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} (E_z^{n+1}(2, y, z) - E_z^n(1, y, z)) \quad (4.19)$$

$$E_y^{n+1}(i_{\max}, y, z) = E_y^n(i_{\max} - 1, y, z) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} (E_y^{n+1}(i_{\max} - 1, y, z) - E_y^n(i_{\max}, y, z)) \quad (4.20)$$

$$E_z^{n+1}(i_{\max}, y, z) = E_z^n(i_{\max} - 1, y, z) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} (E_z^{n+1}(i_{\max} - 1, y, z) - E_z^n(i_{\max}, y, z)) \quad (4.21)$$

解析領域を立方体にした場合、6 辺のエッジ部分は以下の仮定を置いている。

$$E_y(1, j_{\min}, z) = (E_y(2, j_{\min}, z) + E_y(1, j_{\min} + 1, z))/2 \quad (4.22)$$

電磁波の入力は、特定の面で強制的にサイン波を電界と磁界を加えることとした。

$$E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) = A_0 \sin(2\pi f n \Delta t) + E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) \quad (4.23)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) = A_0 \sin(2\pi f (n + \frac{1}{2}) \Delta t) + H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \quad (4.24)$$

ここで、速度 v は光速 c を屈折率 n で割った値としている。

$$c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}, \quad v = c/\sqrt{\epsilon_r}, \quad n = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\epsilon^* \mu^*} \quad \epsilon^* \mu^* : \text{relative value}$$

ここまでは、誘電率が一定として議論を進めてきたが、実際の金属に電磁波が当たると、表面で電子が集団的な動きをする。ここでは、1 次のドルーデモデル[4-3]を採用する。誘電率は、

$$E = E_0 e^{-i\omega t} \tag{4.25}$$

の電界が加わった時、電子の反応による分極が重なるため、

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon E \tag{4.26}$$

となる。以下単純なモデルで分極を計算する。

$$m\ddot{x} - m\gamma\dot{x} - m\omega_0^2 x = qE_0 e^{i\omega t} \tag{4.27}$$

に対し、 $x = e^{i\omega t}$ と置くと、

$$(\omega_0^2 + i\gamma\omega - \omega^2)x = \frac{q}{m} E_0 e^{i\omega t} \tag{4.28}$$

誘起双極子は

$$p = qx = \frac{q/m}{\omega_o^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} E_0 e^{i\omega t} \quad (4.29)$$

複素誘電率と屈折率の関係

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{Nq^2}{m} \frac{\omega_o^2 - \omega^2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} + i \frac{Nq^2}{m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} \quad (4.30)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{Nq^2}{m} \frac{1}{\omega_o^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \quad (4.31)$$

$$n^2 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (4.32)$$

金属の伝導電子場合、ほぼ $\omega_o=0$ であるので、

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{Nq^2}{m} \frac{1}{\omega^2 - i\gamma\omega} \quad (4.33)$$

電流密度 $J = q \sum v_i$ の電場による加速は、

$$\frac{dJ}{dt} = q \sum \frac{dv_i}{dt} = \frac{Nq^2}{m} E \quad (4.34)$$

となり、

速度に比例した抵抗 $-m\gamma v_i$ による J の変化は、

$$\frac{dJ}{dt} = q \sum \frac{dv_i}{dt} = -\gamma q \sum v_i = -\gamma J \quad (4.35)$$

となる。

(4.34)、(4.35)が打ち消しあうとき $J = \sigma E$ であるから、($\gamma = 1/\tau$ として)

$$\frac{Nq^2}{m} = \gamma \sigma = \frac{\sigma}{\tau}$$

これを(4.33)に代入して変形すると

複素誘電率は、

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\sigma}{i\omega(1+i\omega\tau)} \quad (4.36)$$

これを E に P を加える形で差分形式に変換する。誘電率は電磁波の波長に対して変化する様子の概略は、このモデルで説明できる。ただし、実際には、電子のバンド間遷移等の影響が出るため、単純な形にはならない。

ここでは、FDTD 法に誘電率の分散効果を組み込むのに Recursive Convolution scheme(RC 法)を採用した。[4-5]、[4-6]

$$P^{n-1} = E^{n-1} \Delta\chi^0 + e^{-\nu_c \Delta t} P^{n-2} \quad (4.37)$$

$$\chi^0 = \frac{\omega_p^2}{\nu_c} \left\{ \Delta t - \frac{1}{\nu_c} (1 - e^{-\nu_c \Delta t})^2 \right\} \quad (4.38)$$

$$\Delta\chi^0 = \frac{\omega_p^2}{\nu_c^2} (1 - e^{-\nu_c \Delta t})^2 \quad (4.39)$$

電界の式は、 E と H に P を加えたものになる。

$$E^n = \frac{\varepsilon_\infty - \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon_0}}{\varepsilon_\infty + \chi^0 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon_0}} \times E^{n-1} - \frac{1}{\varepsilon_\infty + \chi^0 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon_0}} P^{n-1} + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_0}}{\varepsilon_\infty + \chi^0 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon_0}} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}}$$

(4.40)

ただし、 $\varepsilon = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty + \chi)$ とする。

図 4.3.1 に、開口部分を有する電極を示す。電極は、図 4.3.1 の下の方が開放されている 1 辺 400nm の 4 角の開口部分を有し、膜厚は 100 nm である。開口部に波長 780 nm の光を照射した時の、光の進行方向の位置における電界強度を図 4.3.2 に示す。図 4.3.1 の紙面から垂直方向上部に 200 nm の位置を基準にとり、40 nm の位置で光の進行方向に電場を発生させている。3 つの代表点、開口の端 1、端 2、中央での電界強度を示している。光の入射の向きは紙面に垂直な方向の一方(z 軸の正の向き)である。開口は x,y 平面にあり、z 軸の 200 nm から 300nm のところに電極が存在する。光は z 方向に進み、電界は x 方向のみに振動している。端 1 の部分では、電極の光の照射面の位置(200 nm)で、電界が上昇し、電極内部を通過する時に一度下降するが、電極の光の出射面の位置(300 nm)で再び電界強度が上昇している。入射面と出射面での光の増強は、電界の振動方向に垂直な電極面で、表面プラズモンが発生することによる増強効果であると考えられる。端 2 の部分では、電極内部では、電界強度が非常に小さくなり、ほとんど光が伝播していない。中央部では、電極内部で、電界強度が減少するが、電極の光の出射面の位置で、入射面での位置の半分程度の電界強度であり、光が伝播していることがわかる。

図 4.3.3 に 1 辺 200 nm の開口の場合を示す。端 2 の部分では、1 辺 400 nm の開口と同様に光が伝播しない。中央部では、1 辺 400 nm の場合と比較して電界強度が速く減衰し、光は伝播しにくくなっている。端 1 では、電極の光の入射面で電

界強度が上昇しているが、1辺 400 nm の場合と比較して小さい。また、1辺 200 nm の場合の端 1 の、電極の出射面では、電界強度は入射面の位置と比較して 2 割程度となっている。

図 4.3.3 の状態から、電極の開口部表面を 20 nm 厚の Ag で覆った場合の電界強度を図 4.3.4 に示す。この場合、 $\omega_p=9.78 \times 10^{15}$ rad/s、 $\nu_c=2.09 \times 10^{15}$ Hz として計算している。この場合、端 1 では、完全導体の場合と比較して電界強度が高くなっている。

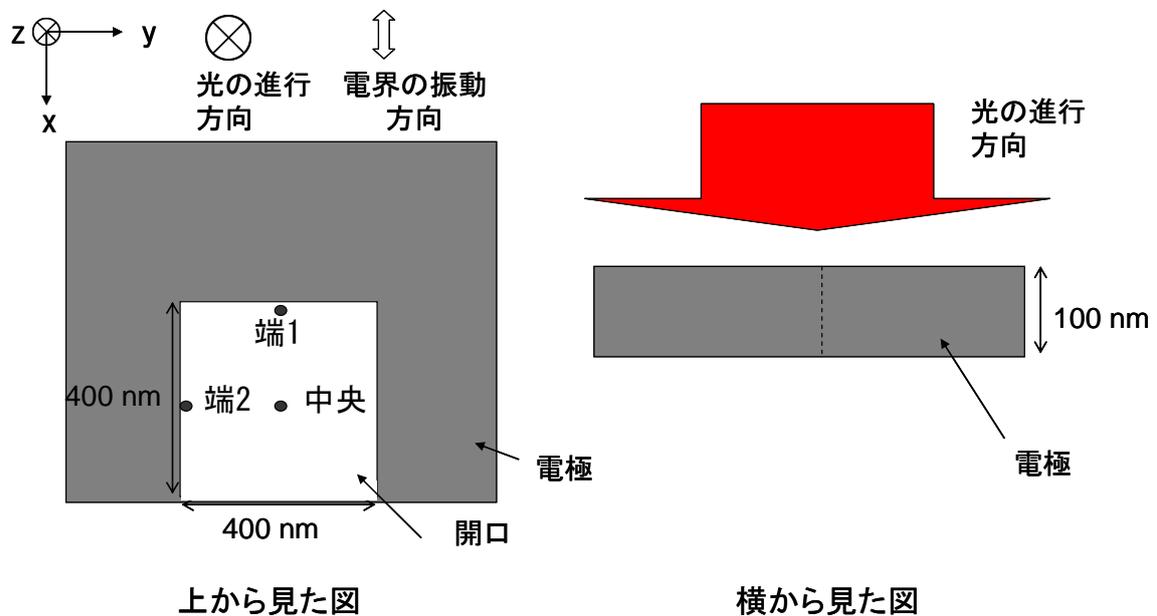


図 4.3.1 4 角の微小開口を有する電極

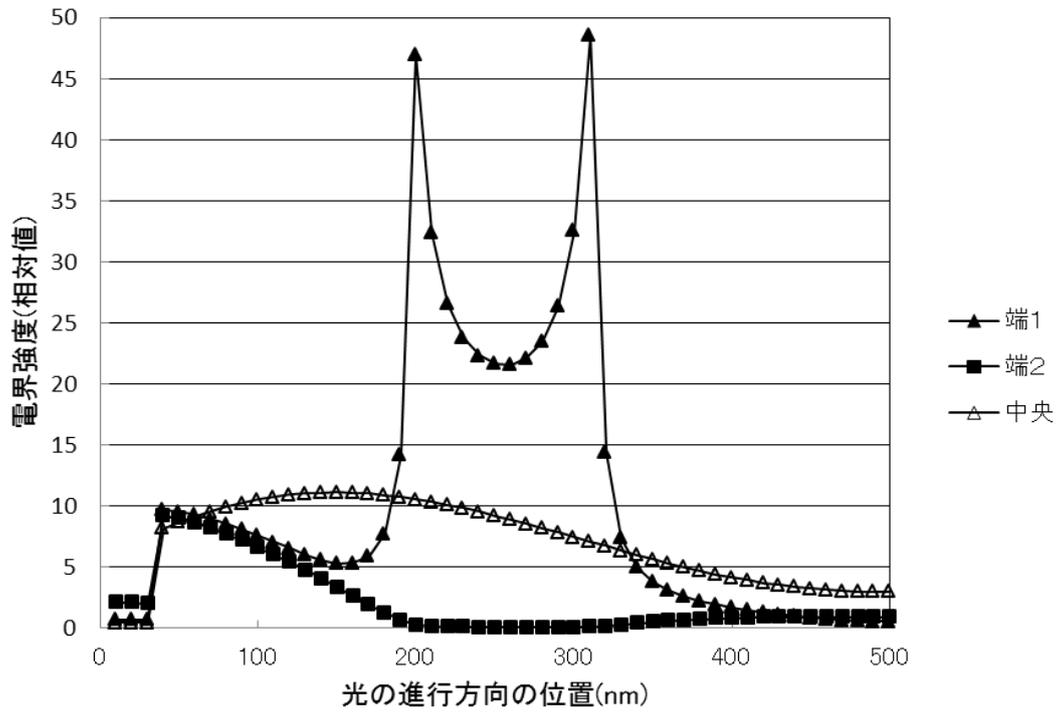


図 4.3.2 波長 780 nm に対する 400 nm の開口の電界の伝搬

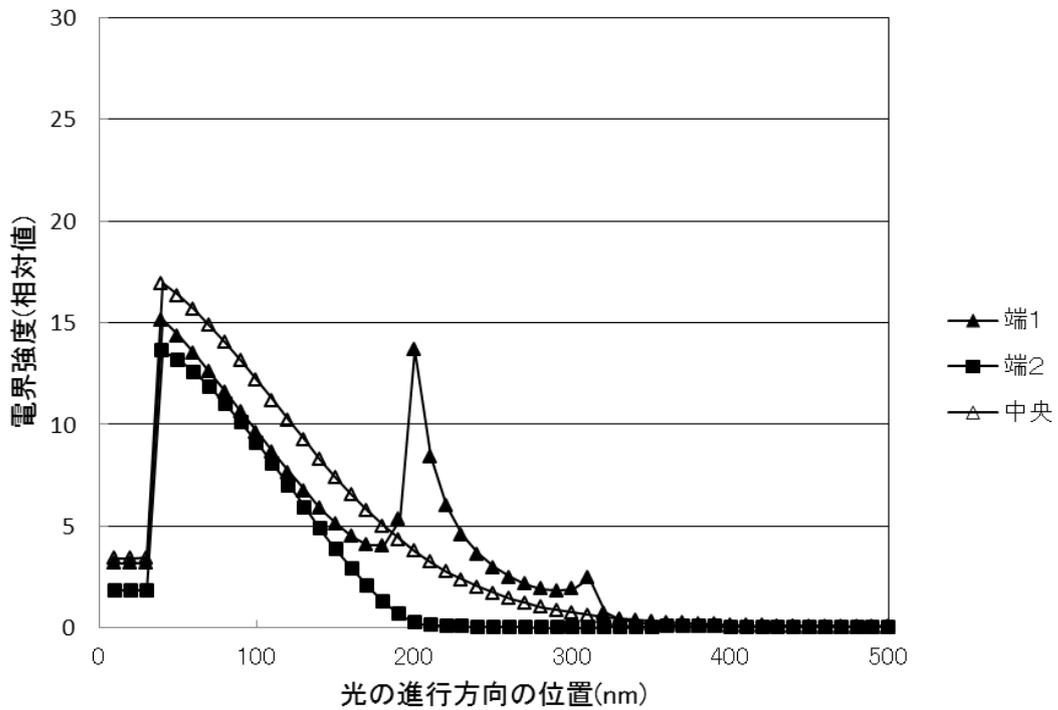


図 4.3.3 波長 780 nm に対する 200 nm の開口の電界強度

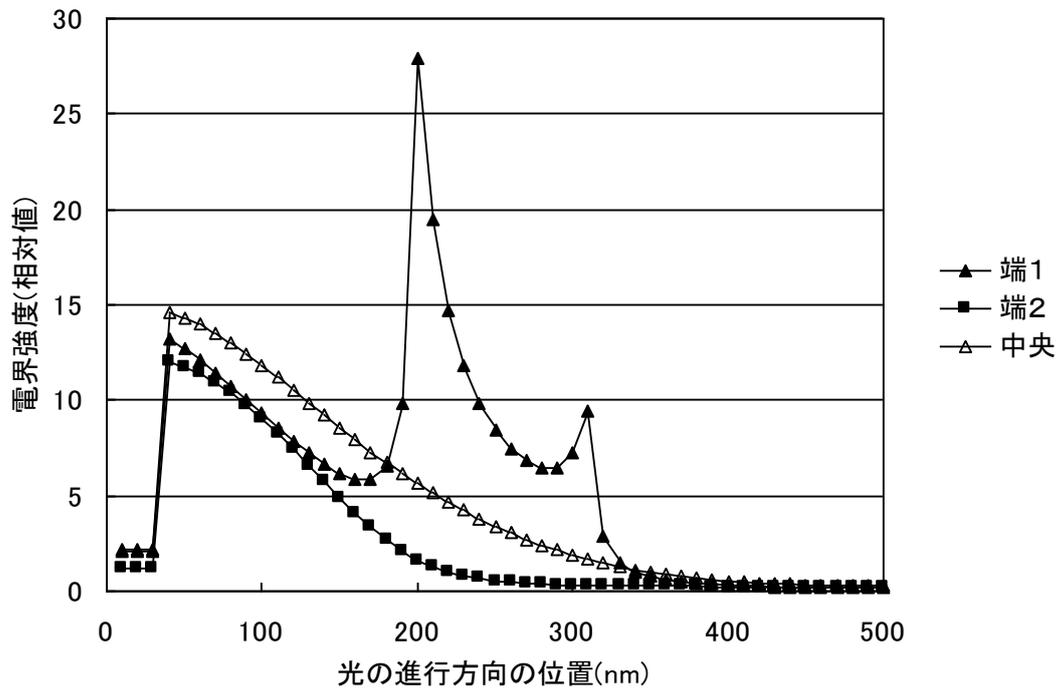


図 4.3.4 開口部内部の電極表面を 20 nm 厚の Ag で覆った 200 nm 開口の波長 780 nm に対する電界強度

図 4.3.5 には、電極が Ag で、1 辺 200 nm の開口部に透明誘電体を配置した場合の電界強度を示す。SiO₂を想定して、 $\epsilon_r = n^2 = 2.25$ としている。開口部が SiO₂ となることで、出射面付近の強度が上昇している。これらのことから、微小開口が単純に空洞であれば、光の入射面から反対側に到達する電界強度は低くなるが、開口部分に金属や誘電体を組み合わせることで、光の入射面から反対側に到達する電界強度を強めることが可能となることがわかる。

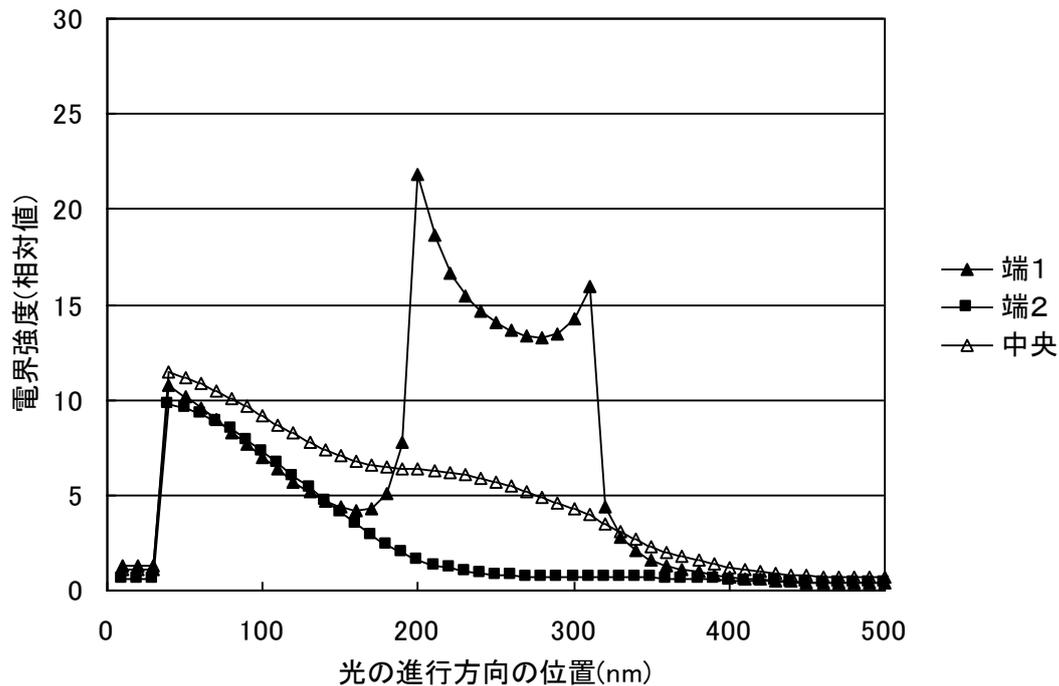


図 4.3.5 開口部内部の電極表面を 20 nm 厚の Ag で覆った 200 nm サイズの SiO₂ 開口の波長 780 nm に対する電界強度

4. 4 SMASHヘッドの特性

光学限界を超えた微小領域に近接場と磁界を発生させるために、Surface Plasmon and Magnetic field Applicable Synchronously Hybridized(SMASH)ヘッドを提案されている。[4-7] 図 1.3.2 に示すように SMASH ヘッドでは、磁界を発生させるために電極が狭窄されており、電極の狭窄部に電磁波を照射することにより、磁界と近接した領域に近接場を発生させる。近接場光の計算には FDTD が用いられることが多い。先に示した図面をモデリングし、計算結果を NMOS の測定と合わせた。図 4.4.1 にモデリングの概略図を示す。図に示すように、Au と SiO₂ の間に密着力強化のために Ti を設け、磁界強化のため、U 字の突起 (Ledge) を設けている。ここでは、富士通製の電磁波解析ソフトウェア Poynting for Optics (FDTD) を使用した。図 4.4.2 に結果を示す。突起上部に近接場が発生し、エネ

ルギーが集中している様子が見える。

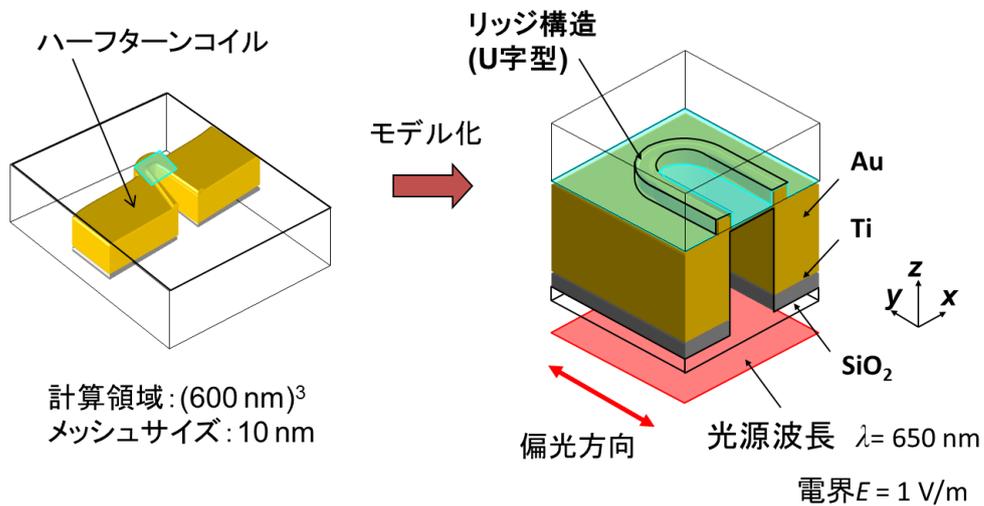


図 4.4.1 FDTD によるモデリング

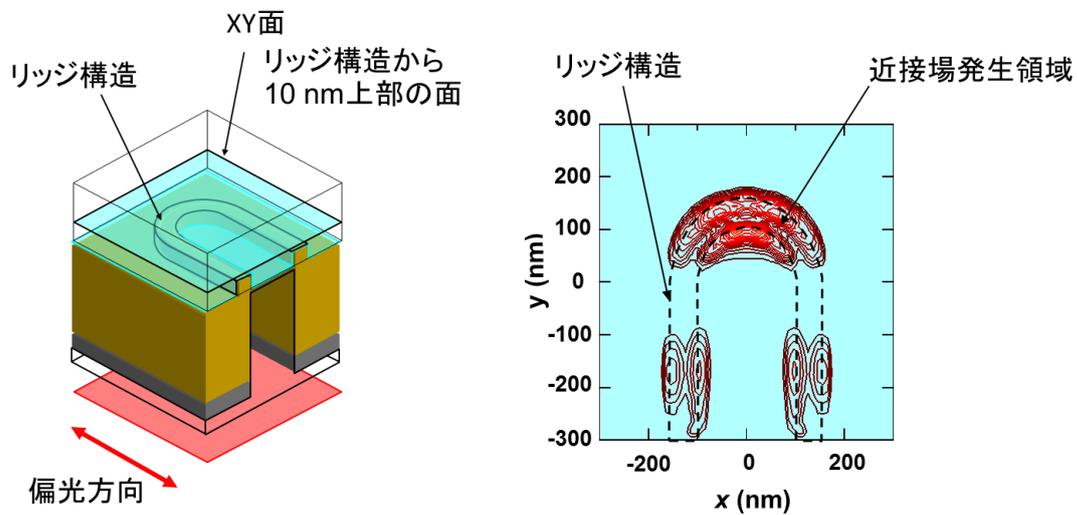


図 4.4.2 近接場光の分布

図 4.4.3 には、近接場光を測定する近接場走査型顕微鏡 (NSOM) の概略図を示す。波長以下の幅に狭窄された電極の狭窄部に電磁波を照射することにより、照射面と反対の面において、近接場が発生する。入射電磁波の波長は 650 nm、光学系

の N.A.は 0.65 で、電磁波の強度が $1/e^2$ になるスポットサイズは約 $1 \mu\text{m}$ 程度となる。原子間力顕微鏡 (AFM) のチップ先端を近接場が存在する領域に接触させ散乱させることにより、局在している近接場を長距離伝搬波に変換する。この長距離伝搬波を光受光素子で検出することにより、近接場を間接的に測定した。

AFM 像、NSOM 像、光受光素子の信号強度の AFM チップ高さ依存性を図 4.4.4 に示す。AFM 像に入射された電磁波のスポットを円で示している。AFM 像の四角で囲んだ領域の NSOM 像から、狭窄部の内側に近接場が発生していることがわかった。AFM のチップの高さを変えた時の、光受光素子の信号強度は指数関数的に変化している。このことは、距離に対して指数関数的に減少する近接場の性質と一致しており、確かに近接場を測定できていると考えられる。

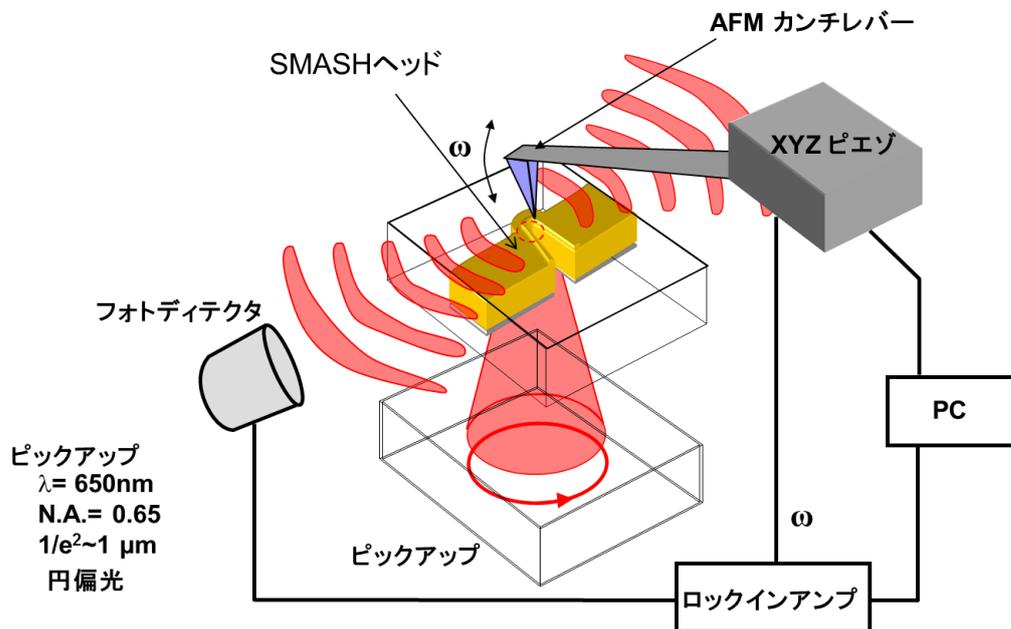


図 4.4.3 近接場顕微鏡

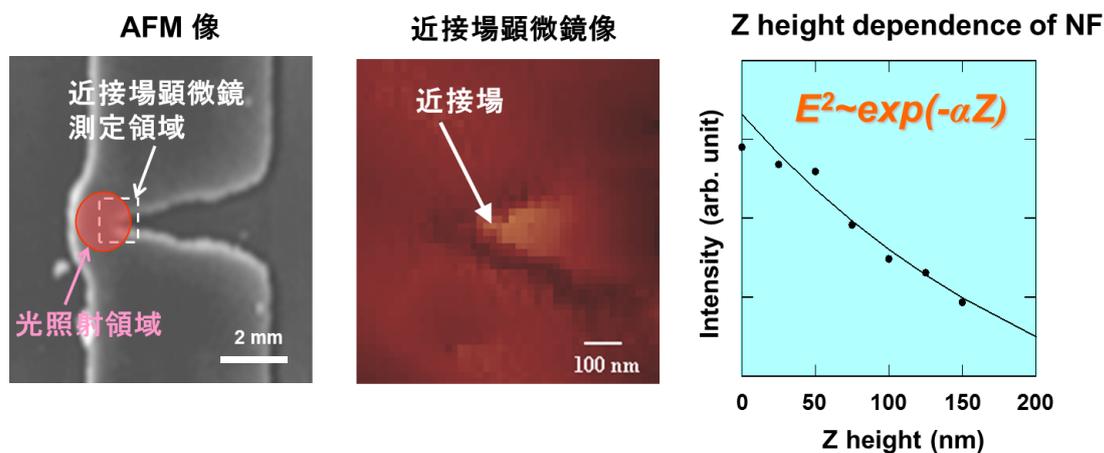


図 4.4.4 近接場光強度の距離依存性

4.5 まとめ

集光のため、微小開口に光を照射して近接場が発生することをシミュレーションにより確認した。入射光の偏光に平行な面よりも、垂直な面で近接場の強度が強いことがわかった。開口部に適切な金属や誘電体を組み合わせることで、開口部の射出面近傍での電界強度を増強することが可能であることがわかった。また、磁界発生と近接場発生を近接する領域に実現するためのシンプルな構造のヘッドを作製し、近接場が発生していることを確認できた。

参考文献

- [4-1] 中村健太郎,木村徹,大和祐一郎,“BD/DVD/CD 互換プラスチック対物レンズの開発”, KONICA MINOLTA TECHNOLOGY REPORT VOL.7, pp.126, 2010.
- [4-2] K. S. Yee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media,” IEEE Trans. Antennas Propagat., 14,4, pp.302, 1966.

- [4-3] 宇野亨, "FDTD法による電磁界およびアンテナ解析," 第1章, pp.1-5.6., コロナ社, 2000.
- [4-4] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equation," IEEE Trans. Electromagnetic Compat., EMC-23, 4, pp.377, 1981.
- [4-5] K. S. Kunz and R. J. Luebbers, The finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, Boca Raton, FL, CRD Press, 1993.
- [4-6] A. Taflov, Computational Electromagnetics, The Finite-Difference Time-Domain Method, Norwood, MA, Artech House, 1995.
- [4-7] Miyanishi S, Iketani N, Takayama K, Innami K, Suzuki I, Kitazawa T, Ogimoto Y, Murakami Y, Kojima K and Takahashi A 2005 IEEE Trans. Magn. 41, pp.2817, 2005.

第5章 記録媒体の温度シミュレーション

5.1 温度シミュレーション

磁性体に光が照射された場合の媒体温度は、対象が極めて小さいため、直接測定することは困難であり、計算予測が有力な手法となる。光磁気記録分野では、いろいろなシミュレーション方法が検討されてきており、本研究でも同様の方法で記録媒体の温度を予測する。

熱伝導方程式は温度の時間に関する1回微分と位置の2回微分に発熱量をくわえたものであり、離散化して差分法で解くことが多い。通常、熱伝導方程式の計算は、有限要素法が使われることが多い。本研究での対象物は単純な平面構造であること、3次元解析が必要なことから、有限要素法は扱いが煩雑になる割には計算時間の短縮にはつがなりにくいいため、差分法が多く用いられる。

最初に熱伝導方程式を差分形式に展開する。[5-1]、[5-2]

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + Q \quad (5.1)$$

ここで、 T は温度、 t は時間、 Q は時間当たりの流入（出）熱量、 ρ は密度、 c は比熱、 λ は熱伝導率である。この式を離散化すると、

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{\lambda}{\rho c} \times \frac{\Delta^2 T}{\Delta x^2} + \frac{Q}{\rho c} \quad (5.2)$$

ここで $\frac{\lambda}{\rho c} \times \frac{\Delta t}{\Delta x^2} = a_2$ 、 $\frac{\Delta t \times Q}{\rho c} = b_2$ 、 $\frac{\Delta^2 T}{\Delta x^2} = \frac{T_1 - T_2}{\Delta x} - \frac{T_2 - T_3}{\Delta x}$ とすると、

$$T_2^{New} - T_2^{Old} = a_2(T_1 + T_3 - 2T_2) + b_2 \quad (5.3)$$

右辺の T_1 、 T_2 、 T_3 に未知(New)か既知(Old)のどちらの値を使うかで、すべて Old なら陽解法、すべて New なら陰解法、中間値を使うとクランクニコルソン法となる。[5・3]数式で表すと以下の表記になる。

$$1) \text{ 陽解法} \quad T_2^{New} = (1 - 2a_2)T_2^{Old} + a_2(T_1^{Old} + T_3^{Old}) + b_2 \quad (5.4)$$

$$2) \text{ 陰解法} \quad (1 + 2a_2) \times T_2^{New} - a_2(T_1^{New} + T_3^{New}) = T_2^{Old} + b_2 \quad (5.5)$$

3) クランクニコルソン法

$$(1 + a_2) \times T_2^{New} - \frac{a_2}{2}(T_1^{New} + T_3^{New}) = (1 - a_2) \times T_2^{Old} + \frac{a_2}{2}(T_1^{Old} + T_3^{Old}) + b_2 \quad (5.6)$$

陽解法は、アルゴリズムが簡単で、左辺に未知数 (New) が表れないため計算が容易で、メモリは要素分の温度と係数の a 、 b の値を保持することで済む。しかし、時間刻みの Δt は、 $a_2 < 1$ の制限があるため、大きな熱伝導率の材料を細かく区分した場合、 Δt は非常に小さな値となる。ちなみに熱伝導率の良い純アルミは熱伝導係数 λ は、200 を超え、解析対象を 5 nm で区分すると Δt は 1 ps 以下に設定する必要がある。

陰解法は、左辺に未知数が現れるため、1 次の連立方程式を解くことになる。そのままと、要素数×要素数のメモリを使用する。しかし、計算が発散しないため、陽解法にくらべて、 Δt の値を大きく取れる。

クランクニコルソン法は陽解法と陰解法の両方の性質を持ち、連立方程式を解く

必要があり、かつ計算の発散を回避するため Δt の値にも制限が出るが、計算精度を高くすることができる。

5.2 反復法による連立1次方程式の解法

計算機上で、連立1次方程式を解くには、ガウスの消去法が良く使われる。しかし、行列の要素数が多くなると、計算量が増大し、計算精度維持に工夫が必要になる。そこで、大規模な連立方程式を解くには、反復法が使われることが多い。連立一次の係数を行列 A と b で表し、未知数を x として、

$$Ax = b \tag{5.7}$$

ここから、 i 行を抜き出すと、

$$a_{i,1}x_1 + a_{i,2}x_2 + a_{i,3}x_3 + \dots + a_{i,n}x_n = b_i \tag{5.8}$$

これを

$$x_i^{(k)} = \{b_i - (a_{i,1}x_1^{(k-1)} + a_{i,2}x_2^{(k-1)} + \dots + a_{i,n}x_n^{(k-1)})\} / a_{i,i} \tag{5.9}$$

として、一つ前の $(k-1)$ の x を使って、 k 番目 x の値を算出することを反復計算し、 k と $k-1$ の差が小さくなるまで計算を繰り返す。このとき、 i より小の x を k の値とするのがガウスザイデル法である。計算上は、単に x 用の配列を1つ用意するだけで実現できる。

$$x_i^{(k)} = \{b_i - (\sum_{j<i} a_{i,j} x_j^{(k)} + \sum_{j>i} a_{i,j} x_j^{(k-1)})\} / a_{i,i} \quad (5.10)$$

SOR 法は、係数 w を用いて、 x の値を前の値と混合して決定する。計算は、

$$x_i^{(k)} = w \times \{b_i - (\sum_{j<i} a_{i,j} x_j^{(k)} + \sum_{j>i} a_{i,j} x_j^{(k-1)})\} / a_{i,i} + (1-w) \times x_i^{(k-1)} \quad (5.11)$$

とするもので、 $a_{i,j}$ の係数によって w を $0 \sim 2$ の間で最適値を設定する必要があるが、計算の収束性は大幅に向上し、場合によっては一桁の計算速度向上が図れる。 $w=1$ がガウスザイデル法に相当する。今回の計算では、 w はおよそ 1.9 から 1.95 付近に最適値があり、このあたりで、計算速度と計算精度のトレードオフが起こった。今回は主に 1.95 を使っている。

本検討では、陽解法と陰解法の双方を試した。陰解法は連立一次方程式を解くのに反復法を用いると、収束条件が課せられることになり、時間刻みやメッシュの切り方に制限が出る。今回の条件では、陰解法のほうがやや速い結果となったが、ほぼ同レベルであった。今回は、メモリに余裕があり、計算時間の方で制限が出たため、反復法では、配列を別に用意して、

$$x_i^{(k)} = w \times \{b_i - (\sum_{j<i} a_{i,j} x_j^{(k-1)} + \sum_{j>i} a_{i,j} x_j^{(k-1)})\} / a_{i,i} + (1-w) \times x_i^{(k-1)} \quad (5.12)$$

として計算し、比較したが、反復法では特に計算時間の短縮にはつながらなかったため、温度に関する配列は一つにした。

5. 3 3次元での離散化

3次元での x, y, z の係数は、

$$\begin{aligned} ax_{i,j,k} &= \frac{\lambda_x}{\rho c} \times \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \\ ay_{i,j,k} &= \frac{\lambda_y}{\rho c} \times \frac{\Delta t}{\Delta y^2} \\ az_{i,j,k} &= \frac{\lambda_z}{\rho c} \times \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \end{aligned} \quad (5.13)$$

となるため、

$$\begin{aligned} T_{i,j,k}^{New} - T_{i,j,k}^{Old} &= ax \times (T_{i-1} + T_{i+1} - 2T_i) + ay \times (T_{j-1} + T_{j+1} - 2T_j) + az \times (T_{k-1} + T_{k+1} - 2T_k) \\ &+ \frac{Q\Delta t}{\rho c} \end{aligned} \quad (5.14)$$

これを陰解法で解く場合、 ax の項は、

$$ax_{i-1} \times (T_{i-1} - T_i) + ax_i \times (T_{i+1} - T_i) \quad (5.16)$$

したがって、

$$\begin{aligned} (1 + ax_{i-1} + ax_i + ay_{j-1} + ay_j + az_{k-1} + az_k) T_{i,j,k}^{New} \\ - ax_{i-1} T_{i-1}^{New} - ax_i T_{i+1}^{New} - ay_{j-1} T_{j-1}^{New} - ay_j T_{j+1}^{New} - az_{k-1} T_{k-1}^{New} - az_k T_{k+1}^{New} = T_{i,j,k}^{Old} + \frac{Q_{i,j,k} \Delta t}{\rho c_{i,j,k}} \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$a0_{i,j,k} = 1 + ax_{i-1} + ax_i + ay_{j-1} + ay_j + az_{k-1} + az_k, \quad b_{i,j,k} = T_{i,j,k}^{old} + \frac{Q_{i,j,k}\Delta t}{\rho c_{i,j,k}} \quad \text{として、}$$

これに、SOR 法を適用すると

$$T_{i,j,k}^{(k)} = \{ (b_{i,j,k} + ax_{i-1}T_{i-1}^{(k-1)} + ax_iT_{i+1}^{(k-1)} + ay_{j-1}T_{j-1}^{(k-1)} + ay_jT_{j+1}^{(k-1)} + az_{k-1}T_{k-1}^{(k-1)} + az_kT_{k+1}^{(k-1)}) / a0_{i,j,k} \} \times w + (1-w)T_{i,j,k}^{(k-1)} \quad (5.18)$$

5.4 不均等区分方法

計算時間短縮のために、以下のように計算領域を設定した。図 5.4.1 に示すように、媒体の円周の方向をトラック方向、中心から外側へ向かう方向を半径方向、媒体の厚みの方向（紙面垂直方向）を膜厚方向とする。図 5.4.2 に示すように、解析対象を 3 次元で区分し、中心位置を中心に、トラック方向、半径方向、膜厚方向ともに、10 nm に区分けする。中心から 5 ブロックはそのままにして、それ以降は、外に行くほど、隣接ブロックより 10% 拡大することで、解析領域を 3 μm 程度にし、更にその外は、最外ブロックの 10 倍の大きさで、温度は 0 として境界条件とした。

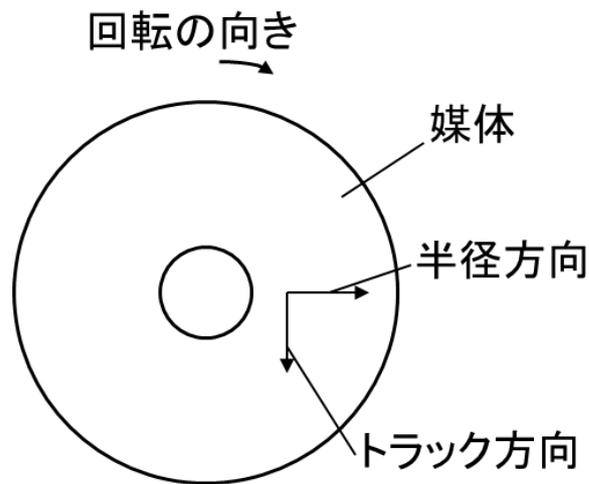


図 5.4.1 ディスクの位置関係

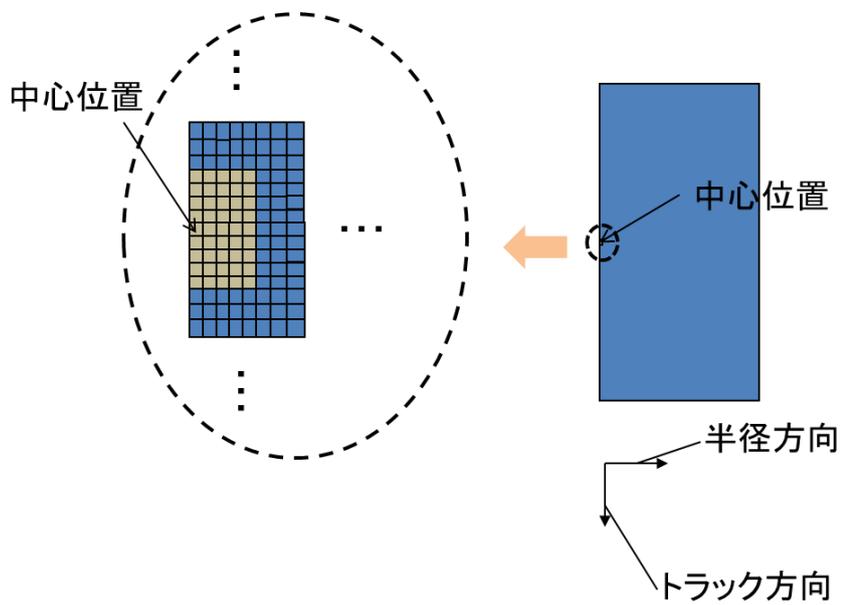


図 5.4.2 シミュレーションの解析領域

計算時間を短縮するため、計算はトラック中心に対称として、半径方向は、半分しか計算していない。中心から半径方向に反対側は、対象ブロックと同じ温度として、センターを挟んでの熱の出入りが無いように設定している。

Δx 、 λ 、 ρ_c が異なる区間の扱いは、
再び移動熱量を算出すると、

$$q = \frac{\lambda_1}{\frac{\Delta x_1}{2}} \times (T_1 - T_2) = \frac{\lambda_2}{\frac{\Delta x_2}{2}} \times (T_2 - T_3)$$

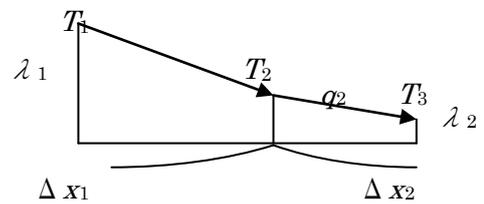


図 5.4.3 ブロック間の温度差

これを整理すると

$$q = \frac{2}{\frac{\Delta x_1}{\lambda_1} + \frac{\Delta x_2}{\lambda_2}} \times (T_1 - T_3) \quad \text{となり、温度変化は } q/(\rho c v) \quad \text{であるから、}$$

$$1 \text{ 側では } \Delta T = \frac{2}{\frac{\Delta x_1}{\lambda_1} + \frac{\Delta x_2}{\lambda_2}} \times \frac{1}{\Delta x_1 \times \rho c_1} \times (T_3 - T_1) \Delta t \quad (5.19)$$

$$2 \text{ 側では } \Delta T = \frac{2}{\frac{\Delta x_1}{\lambda_1} + \frac{\Delta x_2}{\lambda_2}} \times \frac{1}{\Delta x_2 \times \rho c_2} \times (T_1 - T_3) \Delta t \quad (5.20)$$

の温度変化となる。これを 3 次元で表記すると以下のようになる。

$$\begin{aligned} \rho c_i \frac{\Delta T_i}{\Delta t} = & \frac{1}{\Delta x_i} \left(\frac{2}{\frac{\Delta x_{i-1}}{\lambda_{i-1}} + \frac{\Delta x_i}{\lambda_i}} \times (T_{i-1} - T_i) - \frac{2}{\frac{\Delta x_i}{\lambda_i} + \frac{\Delta x_{i+1}}{\lambda_{i+1}}} \times (T_i - T_{i+1}) \right) \\ & + \frac{1}{\Delta y_j} \left(\frac{2}{\frac{\Delta y_{j-1}}{\lambda_{j-1}} + \frac{\Delta y_j}{\lambda_j}} \times (T_{j-1} - T_j) - \frac{2}{\frac{\Delta y_j}{\lambda_j} + \frac{\Delta y_{j+1}}{\lambda_{j+1}}} \times (T_j - T_{j+1}) \right) \\ & + \frac{1}{\Delta z_k} \left(\frac{2}{\frac{\Delta z_{k-1}}{\lambda_{k-1}} + \frac{\Delta z_k}{\lambda_k}} \times (T_{k-1} - T_k) - \frac{2}{\frac{\Delta z_k}{\lambda_k} + \frac{\Delta z_{k+1}}{\lambda_{k+1}}} \times (T_k - T_{k+1}) \right) \\ & + \dot{Q} \end{aligned} \quad (5.21)$$

$$a_1 = \frac{\Delta t}{\rho c_i} \times \frac{1}{\Delta x_i} \times \frac{2}{\frac{\Delta x_{i-1}}{\lambda_{i-1}} + \frac{\Delta x_i}{\lambda_i}} \quad (5.22)$$

$$a_2 = \frac{\Delta t}{\rho c_i} \times \frac{1}{\Delta x_i} \times \frac{2}{\frac{\Delta x_i}{\lambda_i} + \frac{\Delta x_{i+1}}{\lambda_{i+1}}} \quad (5.23)$$

$$a_3 = \frac{\Delta t}{\rho c_j} \times \frac{1}{\Delta y_j} \times \frac{2}{\frac{\Delta y_{j-1}}{\lambda_{j-1}} + \frac{\Delta y_j}{\lambda_j}} \quad (5.24)$$

$$a_4 = \frac{\Delta t}{\rho c_j} \times \frac{1}{\Delta y_j} \times \frac{2}{\frac{\Delta y_j}{\lambda_j} + \frac{\Delta y_{j+1}}{\lambda_{j+1}}} \quad (5.25)$$

$$a_5 = \frac{\Delta t}{\rho c_k} \times \frac{1}{\Delta z_k} \times \frac{2}{\frac{\Delta z_{k-1}}{\lambda_{k-1}} + \frac{\Delta z_k}{\lambda_k}} \quad (5.26)$$

$$a_6 = \frac{\Delta t}{\rho c_k} \times \frac{1}{\Delta z_k} \times \frac{2}{\frac{\Delta z_k}{\lambda_k} + \frac{\Delta z_{k+1}}{\lambda_{k+1}}} \quad (5.27)$$

$$a_0 = a_1 + a_2 + a_3 + a_4 + a_5 + a_6 \quad (5.28)$$

$$\Delta T_{ijk} = T_{ijk}^N - T_{ijk} = a_1 T_{i-1} + a_2 T_{i+1} + a_3 T_{j-1} + a_4 T_{j+1} + a_5 T_{k-1} + a_6 T_{k+1} - a_0 T_{ijk} + \frac{\Delta t}{\rho c_i} Q \quad (5.29)$$

これを陽解法、陰解法、クラנקニコルソン法で書き直すと、

1) 陽解法

$$T_{ijk}^N = a_1 T_{i-1} + a_2 T_{i+1} + a_3 T_{j-1} + a_4 T_{j+1} + a_5 T_{k-1} + a_6 T_{k+1} + (1 - a_0) T_{ijk} + \frac{\Delta t}{\rho c_i} Q \quad (5.30)$$

2) 陰解法

$$(1 + a_0) T_{ijk}^N = a_1 T_{i-1}^N + a_2 T_{i+1}^N + a_3 T_{j-1}^N + a_4 T_{j+1}^N + a_5 T_{k-1}^N + a_6 T_{k+1}^N + T_{ijk} + \frac{\Delta t}{\rho c_i} Q \quad (5.31)$$

3) クランクニコルソン法

$$(1 + \frac{a_0}{2})T_{ijk}^N = \frac{a_1}{2}T_{i-1}^N + \frac{a_2}{2}T_{i+1}^N + \frac{a_3}{2}T_{j-1}^N + \frac{a_4}{2}T_{j+1}^N + \frac{a_5}{2}T_{k-1}^N + \frac{a_6}{2}T_{k+1}^N + as$$

$$as = \frac{a_1}{2}T_{i-1} + \frac{a_2}{2}T_{i+1} + \frac{a_3}{2}T_{j-1} + \frac{a_4}{2}T_{j+1} + \frac{a_5}{2}T_{k-1} + \frac{a_6}{2}T_{k+1} + (1 - \frac{a_0}{2})T_{ijk} + \frac{\Delta t}{\rho c_i}Q$$

(5.32)

5.5 定常状態の計算

今回の計算では、定常状態の計算では、時間刻みを省く計算も試みた。

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{\lambda}{\rho c} \times \frac{\Delta^2 T}{\Delta x^2} + \frac{Q}{\rho c} \quad \text{は、} \quad \Delta T = \frac{\Delta t \lambda}{\rho c} \times \frac{\Delta^2 T}{\Delta x^2} + \frac{\Delta t Q}{\rho c} \quad \text{となるが、}$$

これが定常状態になるには、左辺に媒体移動による熱量出入りにより ΔT がゼロとなると考える。ある速度 v_y である時間 Δt で微小区間に入っていき熱量と出ていく熱量の差でできる温度差とすると

$$j-1 \text{ から入る熱量は } \Delta q_1 = v \Delta t \times \Delta x_i \Delta z_k \times \rho c \times \frac{\Delta y_j T_{j-1} + \Delta y_{j-1} T_j}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \quad (5.33)$$

$$j+1 \text{ へ出ていく熱量は } \Delta q_2 = v \Delta t \times \Delta x_i \Delta z_k \times \rho c \times \frac{\Delta y_{j+1} T_j + \Delta y_j T_{j+1}}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} \quad (5.34)$$

温度変化は、

$$\begin{aligned}
\alpha &= \frac{\Delta q_1 - \Delta q_2}{\rho c \times \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k} = \frac{v \Delta t}{\Delta y_j} \left(\frac{\Delta y_j T_{j-1} + \Delta y_{j-1} T_j}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} - \frac{\Delta y_{j+1} T_j + \Delta y_j T_{j+1}}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} \right) \\
&= \frac{v \Delta t}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} T_{j-1} + \frac{v \Delta t}{\Delta y_j} \left(\frac{\Delta y_{j-1}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} - \frac{\Delta y_{j+1}}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} \right) T_j - \frac{v \Delta t}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} T_{j+1}
\end{aligned} \tag{5.35}$$

Δt で割って、

$$\begin{aligned}
\Delta T &= \frac{\lambda}{\rho c} \times \frac{\Delta^2 T}{\Delta x^2} + \frac{Q}{\rho c} + \frac{v}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} T_{j-1} + \frac{v}{\Delta y_j} \left(\frac{\Delta y_{j-1}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} - \frac{\Delta y_{j+1}}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} \right) T_j \\
&\quad - \frac{v}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} T_{j+1} = 0
\end{aligned} \tag{5.36}$$

こうすることで、時間刻みを式の中から省くことができ、計算時間の短縮につなげる可能性が出てくる。実際には、反復法による計算をするため、収束条件が課せられ、時間刻みが大きな制限になる陽解法と同じように、発散しないパラメータ設定が必要になってくる。今回の計算に用いた条件を以下に示す。

主計算条件

熱伝導率：10.0、1.0 W/mK

比熱×密度： 3.0×10^6 J/m³K

区分：中心から 50 nm まで 10 nm 刻み、それ以降は 1 ブロックにつき 10% 拡大

(第 40 ブロックは、中心から 3 μ m の位置で、刻みは 300 nm 程度)

線速度：1、5、10 m/s

5.6 計算結果

トラック方向が 20 nm、半径方向が 100 nm のサイズで 0.1 mW の近接場光を仮定し、媒体の温度の線速度の依存性を調べた。図 5.6.1 に、媒体の最表面で、半径方向が 0 nm の位置での、トラック方向の位置における温度の線速度依存性を示す。トラック方向 0 nm の位置が近接場光を設定した位置（中心位置）で、トラック方向の位置の正の方向が、中心位置から媒体が回転する方向である。図 5.6.2 は、図 5.6.1 の中心付近の拡大図である。

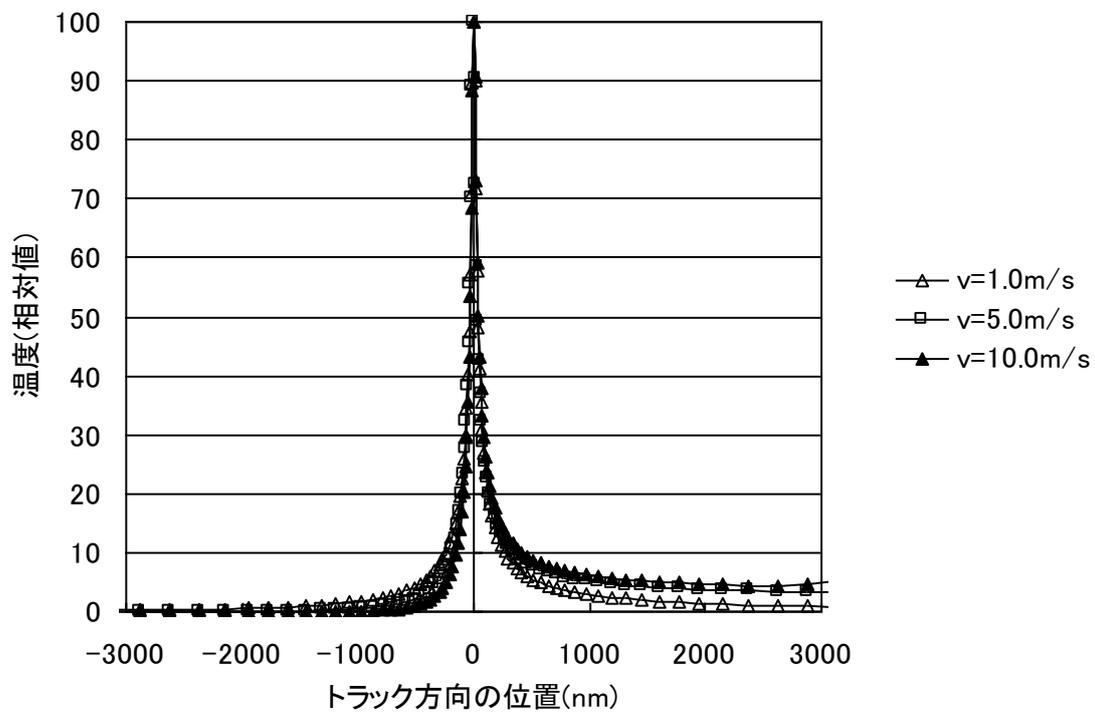


図 5.6.1 媒体の温度の線速度依存性

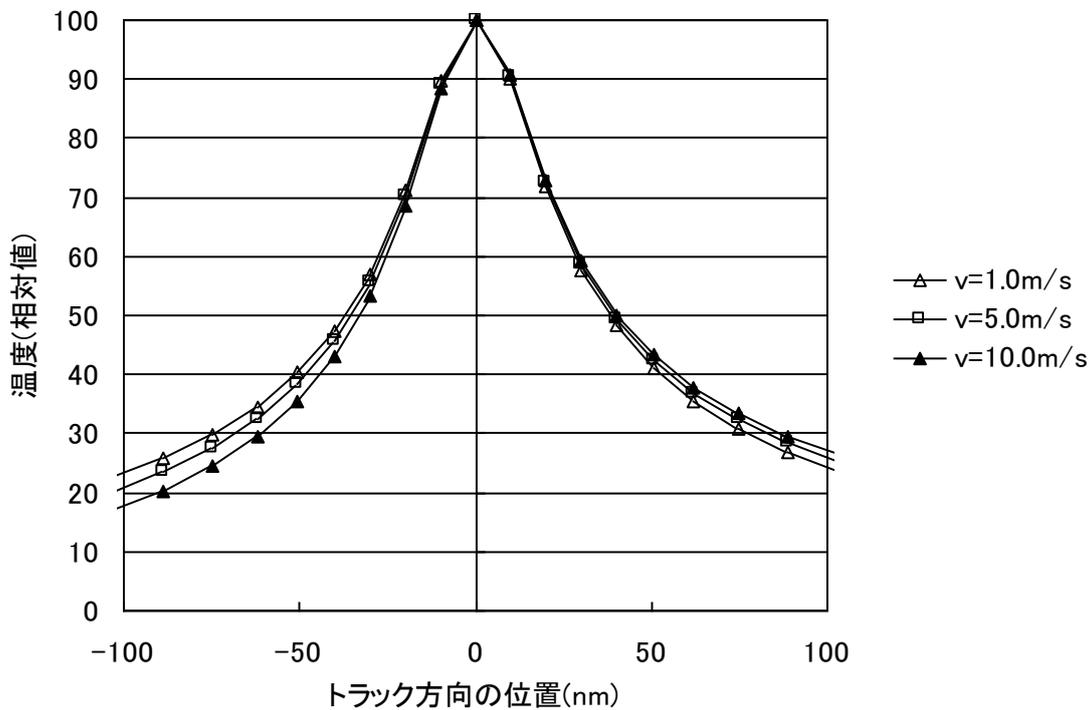


図 5.6.2 媒体の温度の線速度依存性（拡大図）

トラック方向の温度は、中心から離れるに従って減少しているが、中心部に対して非対称となった。中心位置から同じ距離で比較すると、トラック方向正の方が負の位置と比較して若干高くなっている。トラック方向の位置の正の領域では、線速度が遅い方が速い時よりも、中心位置から離れる時に温度の減少が速かった。逆に、トラック方向の負の領域では、線速度が遅い方が速い時よりも、中心位置から離れるときに温度の減少が遅かった。中心到達温度は、 $33.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (1.0m/s)、 $33.2\text{ }^{\circ}\text{C}$ (5.0 m/s)、 $32.6\text{ }^{\circ}\text{C}$ (10.0 m/s)であり、温度分布の形とともに、線速度による差は大きくは出なかった。

次に熱伝導率による差を見るために、媒体の熱伝導率が 10.0 W/sK と 1.0 W/sK の差を見た。中心到達温度 $33.2\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\lambda=10.0\text{ W/mK}$)、 $280.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\lambda=1.0\text{ W/mK}$)である。トラック方向の位置の正の領域では、熱伝導率が高い方が低い時よりも、中心

位置から離れる時に温度の減少が速くなっているが、温度分布に大きな差は出なかった。熱伝導率が 1/10 になっても、温度分布の広がり大きく、20 nm の幅で加熱しているが、半分の温度になる幅は約 70 nm になっており、光だけで記録マークの長さ方向を制限することは難しいと考えられる。

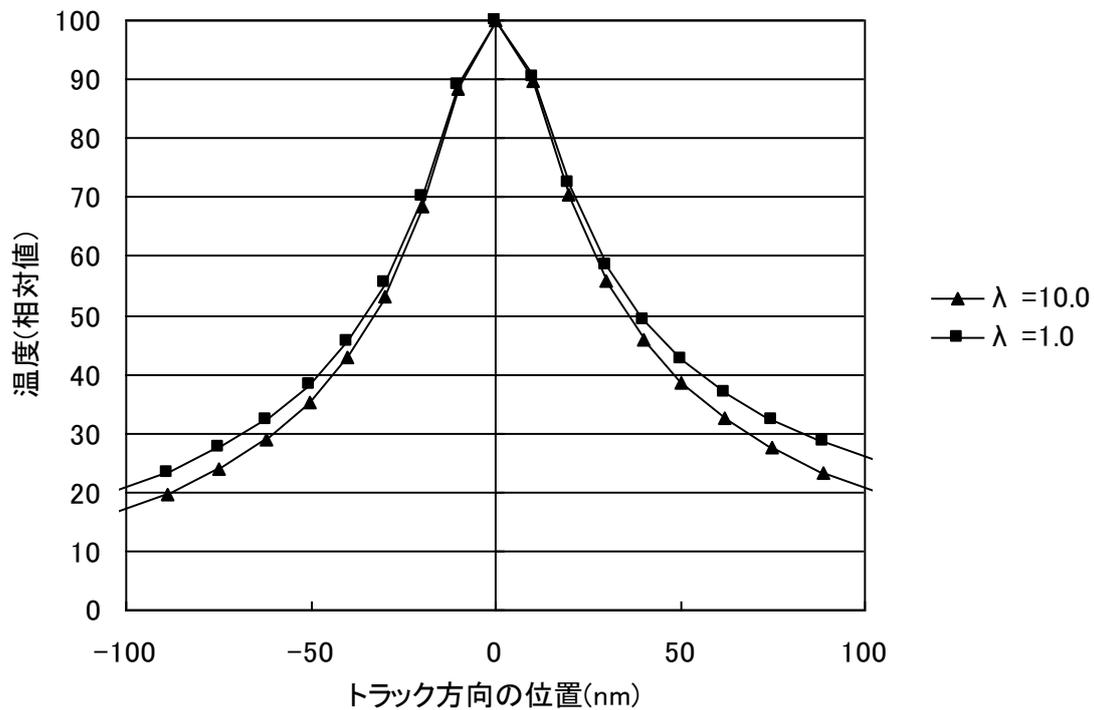


図 5.6.3 熱伝導率による温度分布の差 (中心付近)

熱伝導率 λ が 10 W/mK、1.0 W/mK の場合に、中心位置における深さ方向の温度分布を図 5.6.3、図 5.6.4 に示す。熱伝導率が 10 W/mK の場合、表面から深さ方向に離れるに従って媒体温度は減少し、トラック方向 0 nm の位置で比較すると、深さ方向 40 nm の時の温度は深さ方向 10 nm の時の半分となっている。熱伝導率が 10 W/mK の場合は、温度のピーク位置がトラック方向にほとんど変化していないが、熱伝導率が 1.0 W/mK の場合は、中心付近から深さ方向に離れるに従って、

媒体温度のピークの位置がトラック方向正の方向にシフトしており、深さが 40 nm の場合、媒体温度のピーク位置は 10 nm となった。

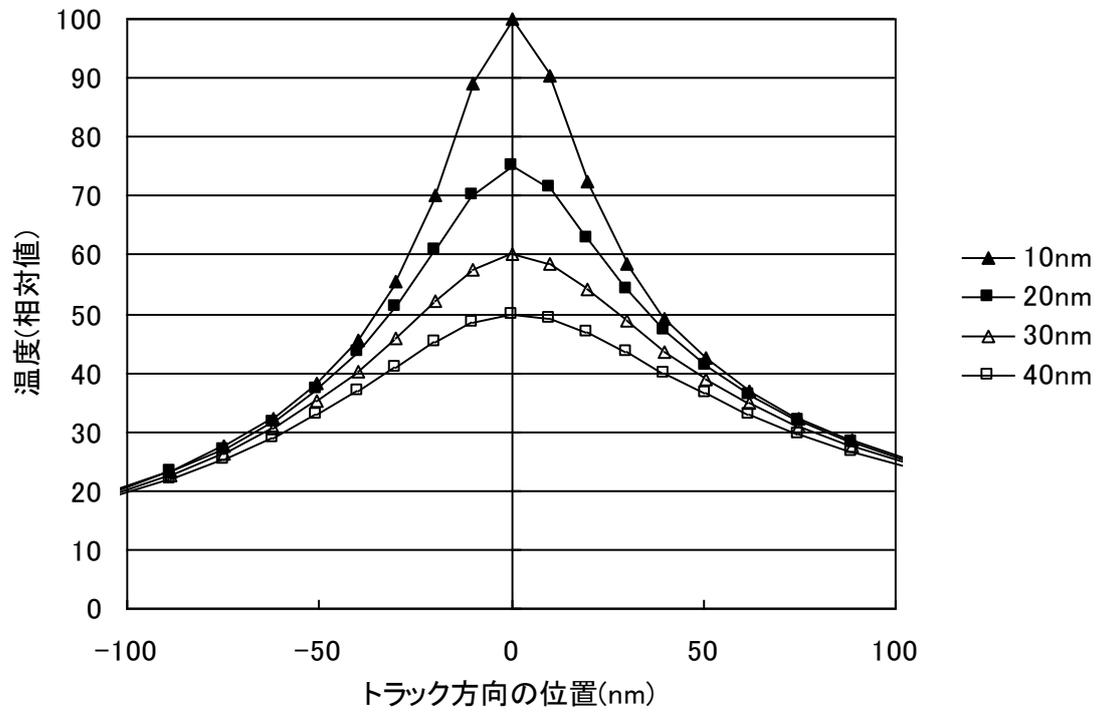


図 5.6.4 $\lambda=10.0 \text{ W/mK}$ での中心の位置における深さ方向の温度分布

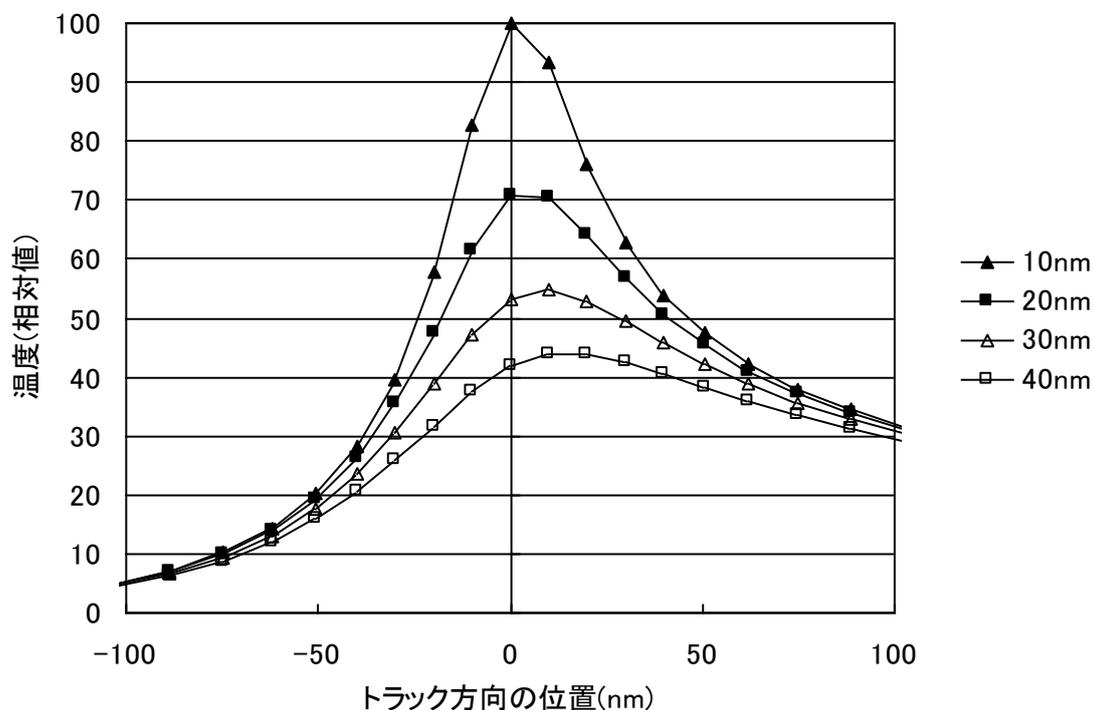


図 5.6.5 $\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$ での中心の位置における深さ方向の温度分布

次に樹脂基板を使用したことを想定してポリカーボネートの物性値として、熱伝導率 0.2 W/mK 、体積当たりの比熱 $1.5 \times 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$ とした計算例を図 5.6.6、図 5.6.7 に示す。比較のため、金属のみとして熱伝導率 10.0 W/mK 、体積あたりの比熱 $3.0 \times 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$ の計算結果も示している。金属のみの場合と、樹脂基板の場合の、それぞれの中心到達温度は、 $33.2 \text{ }^\circ\text{C}$ 、 $88.23 \text{ }^\circ\text{C}$ と 3 倍近い差となった。また、樹脂基板の場合は、トラック方向における、温度の減少の割合が金属基板よりも小さく、分布は更に広がる結果となった。

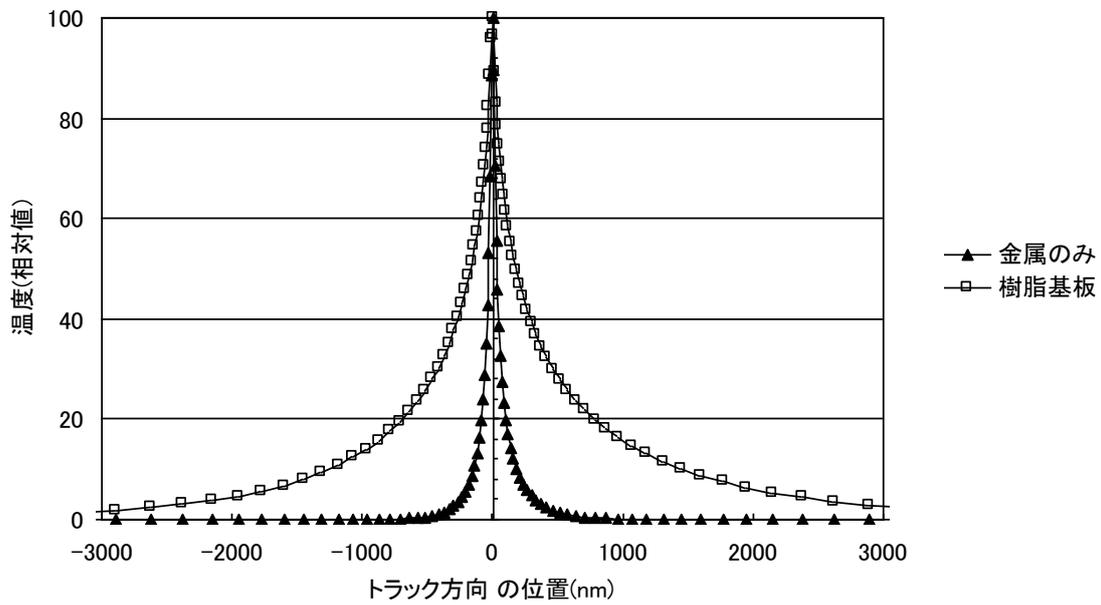


図 5.6.6 樹脂基板と金属基板による温度分布

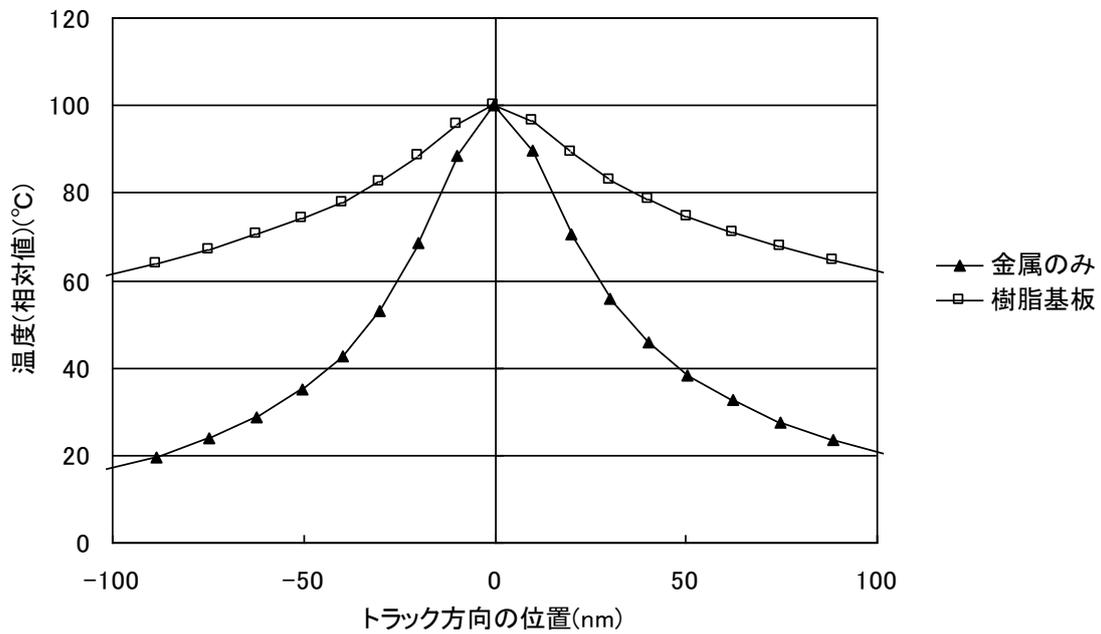


図 5.6.7 樹脂基板と金属基板による温度分布（中心部分）

5.7 パルス光による媒体加熱

ここまでは、レーザー光は直流を想定したが、パルス光での計算結果を図 5.7.1 に

示す。拡大図を図 5.7.2 に示す。光による加熱を周期的にオンとオフを繰り返すと、媒体の温度は極めて迅速に温度を変えており、微小部分での温度変化の速さを示している。計算例は 100 MHz で 50% の duty で行ったが、1 ns でほぼ 90% 以上の温度変化があった。

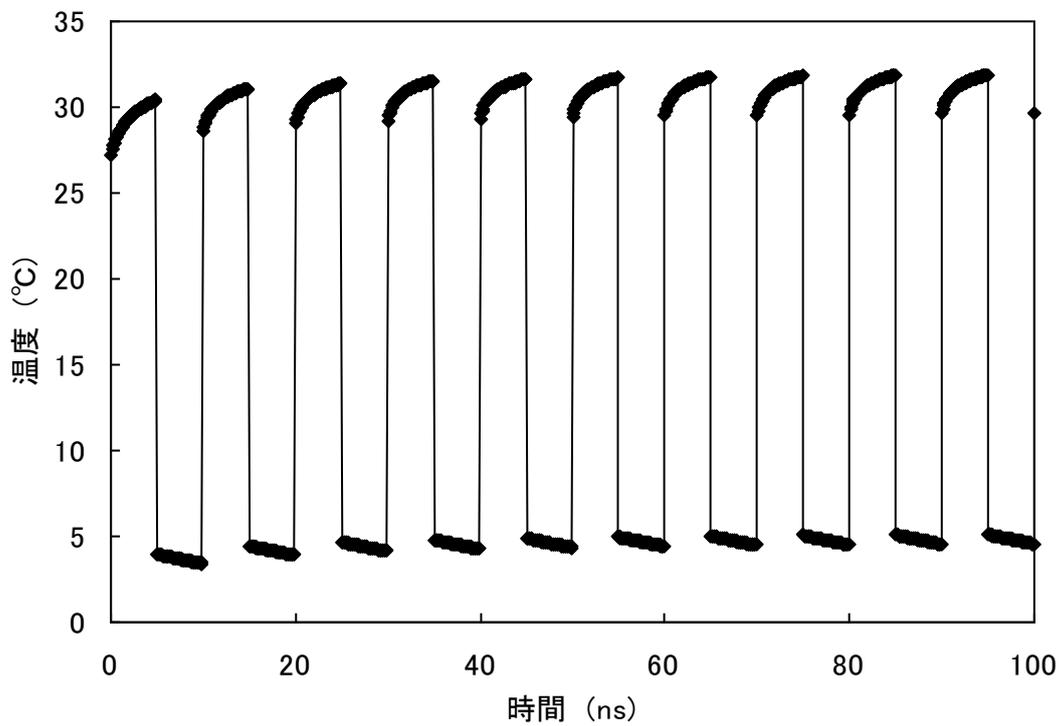


図 5.7.1 周期 10 ns のパルス光による温度変化

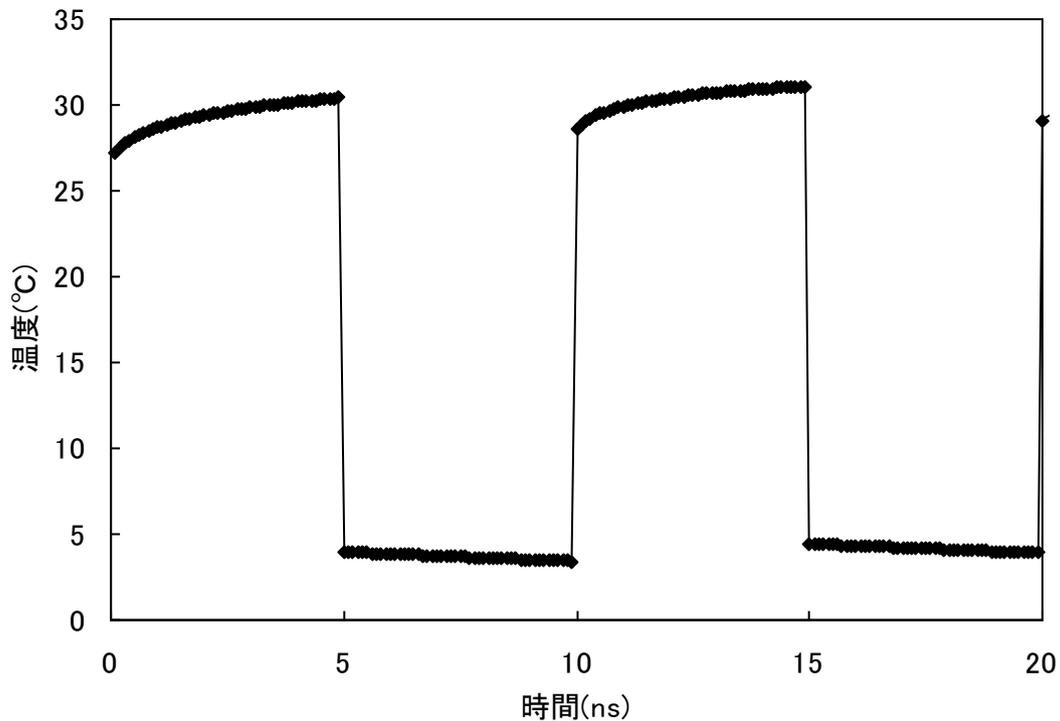


図 5.7.2 パルス光による温度変化(拡大図)

5.8 まとめ

ディスク回転時に光をディスクに照射した場合、ディスクの温度のピークと光のスポットの中心位置差はほとんどないことが分かった。また、温度分布の広がり大きく、20 nm の幅で加熱しているが、半分の温度になる幅は約 70 nm になっており、光だけで記録マークのトラック方向の長さ方向を制限することは難しいと考えられる。光アシスト磁気記録の記録には、磁界と光の両方を最適なタイミングで変調させて、記録する必要があることが分かった。

参考文献

[5-1] 矢川元基、宮崎則幸, "有限要素法による熱応力・クリープ・熱伝導解析," 第7章, pp.115, サイエンス、1985.

[5-2] 宅間薫、濱田昌司、”数値電界計算の基礎と応用”、第 3 章、pp18、東京電機
大学出版局、2006

[5-3] 例えば、<http://toshi1.civil.saga-u.ac.jp/ohgushik/sabun1.pdf> に差分法の解説
が紹介されている。

第 6 章 スライダーに搭載したレーザーの温度に関する検討

6. 1 スライダーへの組込実験

光アシスト記録では、光を使うため、発光デバイスを記録機構中に持ってくる必要がある。磁気ヘッドにレーザーを組み込むには、何らかのガイドで磁気ヘッドのあるスライダーに光のみを導入する方式と、レーザーをスライダーに直接搭載する方式がある。[6-1]

デバイスの安定性の観点からは、レーザーを直接スライダーに搭載する方式に分があるが、極めて小さい領域に磁気ヘッドとレーザーが接近して設置されるため、機械的、電氣的、熱的に干渉することが懸念される。

熱的な干渉を見積もるため、発熱による温度上昇のシミュレーションがなされている。[6-2] B.Xu らは、シミュレーションにより、レーザーの出力が 50 mW の時、20 K 温度が上昇すると予想している。[6-3]

より精度を高めるには、正確な実測が望まれるが、磁気ヘッドもレーザーも小さく、デリケートな素子であり、熱電対を接触させる方法では精度向上が難しい。

また、GMR の磁気抵抗の温度特性を使って磁気ヘッドの温度を推測することは可能であるが、[6-4] レーザの温度測定という観点では間接的になる。

そこで、レーザーの波長シフトが温度依存性を持つことに着目し、光アシスト用の記録ヘッドに組み込まれたレーザーの温度を計測する方法として利用できるかを検討した。

実験は図 6.2.1 に示すように、 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$ 製のスライダーにレーザーをマウントして測定した。レーザーは Au-Sn 合金でスライダー後部に搭載している。発振波長 800 nm, 15 mW クラスのレーザーを使用した。レーザーへの投入電力から光の出力分との差分をとることにより見積もられたレーザーの発熱量は、デューティ比 100%時に 40 mW~50 mW となった。

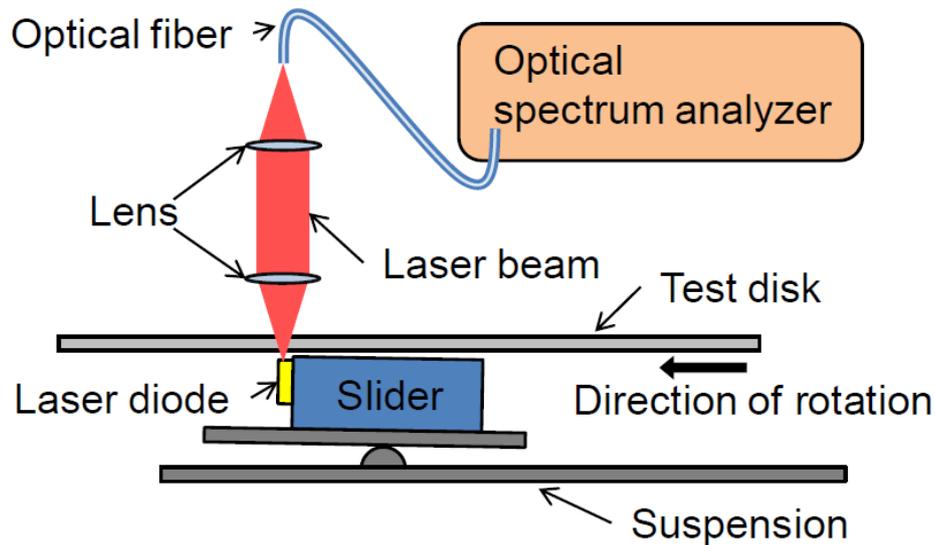


図 6.2.1 スライダー上のレーザの波長測定システムの概略図

図に示すように、スライダは $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$ のピコスライダでリードライトヘッドは搭載していない。フライング高さは 10 nm であり、サスペンションはピコスライダ用の通常のものを使用した。ディスクはガラス基板にスパッタでカーボン薄膜を 5 nm 付けた上に潤滑層 Z-DOL 2000 を塗布した。ヘッドのフライング安定性は CSS テスターを使用して確認した。レーザは電流駆動で動作させ、 1 MHz でデューティ比 20% から 50% で駆動した。レーザ端面からの放射光をガラス基板越しにレンズ系で集光し、光ファイバーを介して光スペクトラムアナライザに導き、波長を測定した。波長分解能は 0.05 nm である。

図 6.2.2 には、CAN パッケージにマウントされたレーザのピーク波長の温度依存性を示す。CAN パッケージにマウントされたレーザの温度は、ペルチェ素子により制御されている。図 6.2.2(a) に示すように温度が上昇するのに従って、レーザのピーク波長が長波長側へシフトしている。この変化は、温度上昇により、バンドギャ

ップが狭くなることが原因であると考えられる。0℃から 50℃まで変化させると、レーザのピーク波長は 802 nm から 812 nm まで変化している。図 6.2.2(b)に示すように温度が高くなると、レーザのピーク波長は単調に上昇している。そのため、レーザのピーク波長を測定することにより、レーザの温度を見積もることが可能となる。

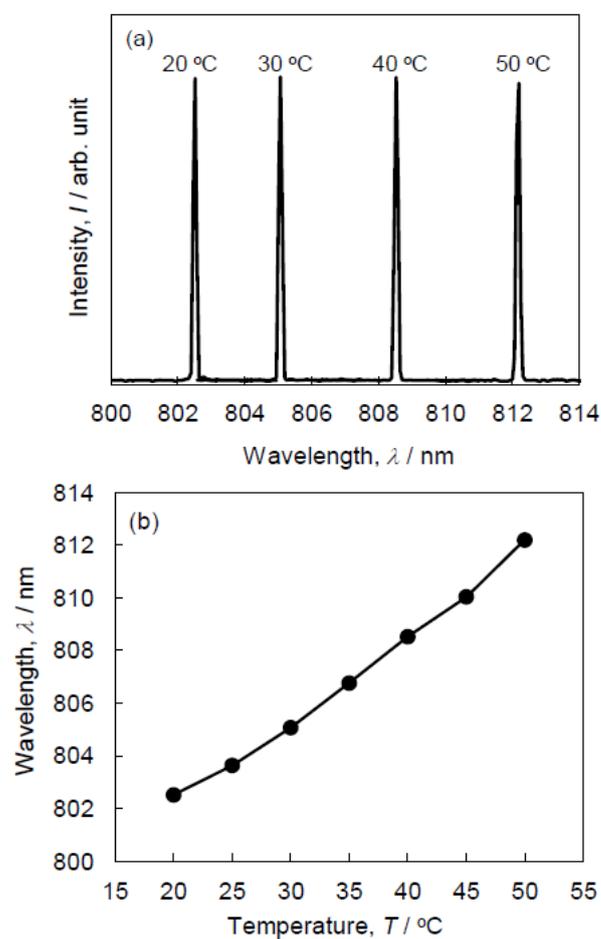


図 6.2.2 CAN パッケージでのレーザの発振波長のスペクトラム(a)と温度依存性

ピーク波長を測定することにより、スライダにマウントされたレーザの温度を見積もった結果を図 6.2.3 に示す。レーザのデューティ比を 20%から 50%に変化さ

せることで、レーザの出力を変えている。ディスクが回転しているときと、静止している時での差を示す。周囲の温度はいずれも 17°C である。いずれの場合も、デューティ比が上昇するのに比例してレーザの温度が上昇している。デューティ比 50% の場合、ディスク静止時で 30°C、回転時で 21°C となり、温度上昇はそれぞれ 17°C、4°C となっている。静止時と比較して回転時に温度上昇が抑制されている理由は、ディスクが回転することで空冷効果によるものと思われる。[6-5] スライダとディスクの間の圧力は極めて高いため、空冷効果はより高められていると思われる。

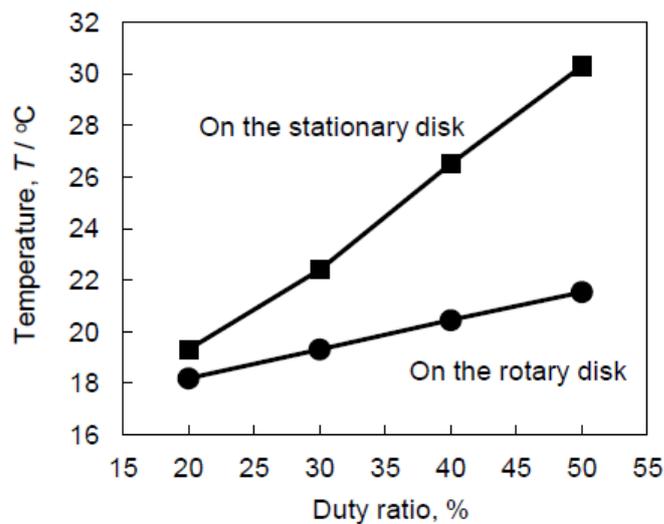


図 6.2.3 ディスク回転時と静止時のレーザの温度

6. 2 まとめ

レーザを直接スライダに搭載した場合、レーザの温度上昇は、ディスク回転時で 4°C 程度と低かった。4°C 程度の温度上昇ではレーザの劣化の問題は生じないと考

えられるため、光アシスト磁気記録ヘッドにおいて、レーザを直接スライダに搭載する方式の可能性が示唆された。

参考文献

- [6-1] T. Sato, H. Etoh, T. Kitazawa, T. Kotani, and Noboru Iwata
Jpn. J. Appl. Phys. 52 pp.068003, 2013.
- [6-2] B. X. Xu, Z. J. Liu, R. Ji, Y. T. Toh, J. F. Hu, J. M. Li, J. Zhang, K. D. Ye, and
C. W. Chia: J. Appl. Phys. 111 pp.07B701, 2012
- [6-3] B. Xu, J. Li, Y. T. Toh, K. Ye, and J. Zhang: IEEE Trans. Magn. 48 pp.3280,
2012.
- [6-4] Y. S. Ju, R. Xu, X. Wu, N. Smith, R. Fontana, W. Lee, K. Carey, M. Ho, D.
Hsiao, and B. Gurney: IEEE Trans. Magn. 37 pp.1701, 2001.
- [6-5] H. Li, B. Liu, and T. Chong: Jpn. J. Appl. Phys. 44 pp.7445, 2005.

第7章 結論

1) HDD の高記録密度化の必要性が高まる中、更なる高記録密度化のための技術として、近接場と磁気を用いる近接場アシスト磁気記録が提案されている。近接場アシスト磁気記録用ヘッドの有望な候補として、ハーフターンコイルが提案されているが、発生可能磁界が低いため、磁界増強のための磁気コアの利用が必須であると考えられる。近接場磁気記録用ヘッドの磁気コアとしては、近接場と磁界の発生領域を近接させるために、光を阻害しないことが必要とされる。

2) 磁気ヘッドの発生する記録磁界を制御するため、様々な組成の MnZn フェライト薄膜を PLD 法を用いて、ポストアニールにより作製し、真空中のアニール、大気中のアニールで M_s 、 H_c 、電気抵抗率を調べた結果、真空中アニールの試料は、高 M_s 、高 H_c 、低電気抵抗率を示し、大気中アニールの試料は低 M_s 、低 H_c 、高電気抵抗率を示した。光アシスト磁気記録には、数 Oe 程度の低 H_c が必要であるが、大気中アニールの試料でも 16 Oe と高かった。今回の条件では、目標値 (M_s : 3kG、 H_c 1 Oe、電気抵抗率: 500 $\Omega \cdot \text{cm}$) は得られなかったが、特性変化には、アニール雰囲気が大きく影響を与えることがわかった。温度制御とともに、雰囲気(酸素濃度)を制御することにより、目標値に達すると考えられる。

3) 狭窄されたハーフターンコイル状の導体に電流を流すことにより磁界を発生するヘッドに対して、軟磁性体を設けることによる磁界の増強をシミュレーションにより確認した。ハーフターンコイルの内部に軟磁性体を設けた場合とハーフターンコイルの媒体対抗面と反対方向と側面に軟磁性体を配置した場合とで比較を行い、磁界増強のためには、ハーフターンコイルの内部に軟磁性体を設ける方が有利であることが分かった。近接場光アシスト磁気記録において、光を透過する軟磁性材料

を用いると、磁界増強のための軟磁性体をハーフターンコイルの内部に設けることができるため、近接場アシスト磁気記録ヘッド用の磁界増強用コア材料としての酸化亜銅透明磁性体の有効性が確認された。

4) 微小開口に光を照射して近接場が発生することをシミュレーションにより確認した。入射光の偏光に垂直な面で近接場の強度が強かった。また、開口部に適切な金属や誘電体を組み合わせることで、開口部の出射面近傍での電界強度を増強することが可能であることがわかった。

磁界発生と近接場を実現するためのシンプルな構造のヘッドを作製し、近接場が発生していることを確認できた。

5) 近接場による記録媒体の加熱状態を計シミュレーションした。ディスク回転時でも、ディスクの温度のピークと光のスポットの中心位置差はほとんどないことが分かった。また、温度分布の広がり大きく、トラック方向に 20 nm の幅で加熱しているが、半分の温度になる幅は約 70 nm になっており、光だけで記録マークのトラック方向の長さを制限することは難しいと考えられる。

光アシスト磁気記録の記録には、磁界と光の両方を最適なタイミングで変調させて、記録する方法も検討すべきと考えられる。

6) レーザを直接スライダに搭載し、レーザを発進させた場合、レーザの温度上昇はディスク回転時で 4℃程度と低く、レーザの劣化の問題は生じないと考えられる。光アシスト磁気記録ヘッドにおいて、レーザを直接スライダに搭載する方式の可能性が示唆された。

以上、本研究の結論をまとめた。本研究で得られた成果が、今後の近接場光アシスト磁気記録技術の更なる発展の一助となることを期待する。

本論文に関する成果

発表論文

- 1) "Magnetic properties of Mn-Zn ferrite thin films fabricated by pulsed laser deposition"
Journal of Physics: Conference Series **165** 012031, 2009
H Etoh, J Sato, Y Murakami, A Takahashi and R Nakatani
- 2) "Magnetic and Electric Properties of Mn-Zn Ferrite Fabricated by Pulsed Laser Deposition"
Journal of Physics: Conference Series **191** 012027, 2009
H Etoh, J Sato, Y Murakami, A Takahashi and R Nakatani
- 3) "Simple Method of Determining the Temperature of Laser Diode Integrated into Heat-Assisted Magnetic Recording Head"
Japanese Journal of Applied Physics: Brief Notes **52(6)**, 0680203, 2013
T Sato, H Etoh, T Kitazawa, T Kotani and N Iwata

学会発表

- 1) "Magnetic properties of Mn-Zn ferrite thin films fabricated by pulsed laser deposition"

International Conference on Advanced Structural and Functional Materials Design 2008, "ICASFMD2008", Osaka, Japan, 11 November, 2008

H Etoh, J Sato, Y Murakami, A Takahashi and R Nakatani

- 2) "Magnetic and Electric Properties of Mn-Zn Ferrite Fabricated by Pulsed Laser Deposition"

The International Symposium on Atomic Technology, (ISAT-3), Tokyo

International Exchange Center, Tokyo, Japan, 5-6 March, 2009

H Etoh, J Sato, Y Murakami, A Takahashi and R Nakatani

謝辞

本研究は、シャープ株式会社 研究開発本部 基盤技術研究所、及び、大阪工学研究科 マテリアル生産科学専攻 博士後期課程における研究結果をまとめたものです。

大阪大学工学研究科 マテリアル生産科学専攻教授 中谷亮一先生には、指導教官として本研究の実施の機会を与えて戴き、またその遂行と論文執筆に当り、ご指導を戴きました。深謝の意を表します。大阪大学大学院工学研究科附属アトミックデザイン研究センター教授 荒木秀樹先生、並びに大阪大学大学院工学研究科 マテリアル生産科学専攻教授 藤原康文先生には、本論分の作成にあたり、適切な御助言を戴きました。深く感謝の意を表します。大阪大学工学研究科 マテリアル生産科学専攻 白土優准教授には、実験を行うに当り大変お世話になり、厚く御礼申し上げます。大阪大学工学研究科 マテリアル生産科学専攻 中谷研究室 野村光助教には、多様な実験に際し大変お世話になりました。厚く御礼申し上げます。

また、博士後期課程への入学の機会を与えて下さるとともに、温かいご指導、ご鞭撻を賜りました、シャープ株式会社 研究開発本部 基盤技術研究所所長 高橋明博士、並びにシャープ株式会社 研究開発本部 オープンイノベーションセンター戦略企画室 村上善照室長に厚く御礼申し上げます。また、本研究の遂行に多大なる御尽力をいただきました、シャープ株式会社 宮西晋太郎氏、岩田昇氏、濱本将樹氏、佐藤純一氏、北澤田鶴子氏、小谷晃央氏、佐藤隆信氏、岸良健太郎氏並びに関係者各位に深く感謝いたします。