The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	ストロボ電子ビームトモグラフィ法による微小領域磁界分布の計測に関する研究
Author(s)	品田, 博之
Citation	大阪大学, 2010, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2156
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

内容梗概

本論文は、筆者が 1986 年から現在までに株式会社日立製作所中央研究所在職中に行ってきた電子ビーム応用計測装置開発に関する研究のうち、ストロボ電子ビームトモグラフィによる微小領域磁界分布の計測に関する研究と 2007 年から大阪大学大学院情報科学研究科において行った電子ビームトモグラフィによる微小領域磁界分布の計測に関する研究成果をまとめたものであり、次の 7 章から構成されている。

第 1 章は序論であり、本研究の背景と本研究以外の微小領域磁界計測手法についての紹介、本研究の目的ならびにそれを達成するための課題について述べ、また本論文の構成を説明する。

第 2 章では、本研究の測定原理であるストロボ電子ビームトモグラフィの原理を概説する。まず、測定の概要について述べた後、ベクトル量に対応したトモグラフィ手法のアルゴリズム導出を行う。そして計算機シミュレーションにより本手法の実証と、計算精度や誤差について論じる。

第 3 章では、第 2 章で述べたストロボ電子ビームトモグラフィ手法を実現するために開発した装置の構成について説明する。さらに、開発した装置により実際に磁気ヘッドの磁界分布を測定するための手順と、装置の分解能と精度について述べる。

第 4 章では本研究により開発した電子ビームトモグラフィ装置を用いて磁界分布を測定した結果について述べる。最初に測定の検証のために空芯コイルの磁界分布を測定し理論値と比較する。そして、磁気ディスク用の薄膜磁気ヘッドを測定した結果について説明する。特に、磁気ヘッドの磁極を追加工することで磁界分布がどのように変化していくかについての測定結果と高周波電流で駆動されている磁気ヘッドの磁界分布過渡応答特性の測定例を詳細に説明する。

第 5 章では測定対称である磁気ヘッドの表面にできるだけ接近した領域の磁界分布を測定する手法について述べる。磁気ディスクの動作時には、磁気記録媒体は磁気ヘッドの表面から 0.1μm～数十 nm の間隔を保持した状態となるために、磁界測定においてもそのような領域での測定が求められる。これに応えるため、磁気ヘッド表面から数十 nm の平面の磁界分布を求めることを目標として、走査型電子ビー

ムトモグラフィ装置の最適動作条件に関して検討している。さらに、走査型より磁気ヘッドに接近した領域の磁界分布を計測できる投射型電子ビームトモグラフィ装置について述べる。

第 6 章では、測定対象である磁気ヘッドの表面にできるだけ接近した領域の磁界分布を求めることを目的とし、測定された磁界分布計測結果から、計測平面より磁気ヘッドに近い面の磁界分布を信号処理により求める方法について提案し、その有効性について述べる。

第 7 章では、本研究で得られた成果をまとめ、今後の課題について述べる。

関連発表論文および資料

１．学会誌

（１） Hideo Todokoro, Satoru Fukuhara, Shigemitsu Seitou, Hiroyuki Shinada, Noboru Yamaguchi, “Electron beam tester for logic LSIs,” Microelectronic Engineering, Vol. 9, pp. 411-414 (1989)

（２） Hideo Todokoro, Satoru Fukuhara, Hiroyuki Shinada, Shigemitu Seitou, Tsukasa Satou, “Multi-sampling method in an EBT for logic waveform measurement,” Microelectronic Engineering, Vol. 12, pp. 417-424(1990)

（３） Hiroyuki Shinada, Satoru Fukuhara, Shigemitsu Seitou, Hideo Todokoro, Shigekazu Otomo, Hisashi Takano and Kazuo Shiiki, “Dynamic Micro-Magnetic Field Measurement By Stroboscopic Electron Beam Tomography,” IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. VOL. 28, No. 2, pp.1017-1023 (1992)

（４） Hisashi Takano, Hiroyuki Shinada, Shigemitsu Seitou, Satoru Fukuhara, Tsuyoshi Ohnishi, Shigekazu Otomo, Hideo Todokoro and Kazuo Shiiki, “A Study on Field Distribution of Thin Film Heads,” IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. VOL. 28, No. 2, pp.1024-1029 (1992)

（５） Hisashi Takano, Shinobu Sasaki, Hiroyuki Shinada, Kazuo Shiiki and Yutaka Sugita, “Dynamic Field Distributions of Thin Film Inductive Heads,” IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. VOL. 28, No. 5, pp.2106-2108 (1992)

（６） Hiroyuki Shinada, Hiroshi Suzuki, Shinobu Sasaki, Hideo Todokoro, Hisashi

Takano and Kazuo Shiiki, “Time Resolved Measurement of Dynamic Micro-Magnetic Field By Stroboscopic Electron Beam TOMOGRAPHY,” IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. VOL. 28, No. 5, pp.3117-3122 (1992)

(７) Hiroyuki Shinada and Yoshio Suzuki, “Fourier Extrapolation Of Magnetic Fields Measured by Electron-Beam Tomography,” J. Appl. Phys. 76(12), pp.7690-7694 (1994)

(８) Hiroshi Suzuki, Hiroyuki Shinada, Yuske Yajima, Katsuhiro Kuroda, “Observation of Magnetic Head Field Using Distorted Transmission Electron Microscope Images,” Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 36, pp.4521-4524 (1997)

(９) Hiroyuki Shinada, Yoshihiro Midoh, Tomokazu Shimakura and Koji Nakamae, “Determining magnetic fields close to air-bearing surface by projection electron-beam tomography and Fourier extrapolation,” The Journal of Control, Measurement, and System Integration (accepted)

２．国際会議

(1) Shigekazu Otomo, Hisashi Takano, Hiroyuki Shinada, Shigemitsu Seitou, Kazuo Shiiki, Satoru Fukuhara, Hideo Todokoro, “Field Distribution Measurements of Thin Film Inductive Heads Using Electron Beam Computerized Tomography,” TMRC 1990 (THE MAGNETIC RECORDING CONF.) MM-05 1990.7.23

(2) Hiroyuki Shinada, Satoru Fukuhara, Shigemitsu Seitou, Hideo Todokoro, Shigekazu Otomo, Hisashi Takano and Kazuo Shiiki, “Three-Dimensional Microscopic and High Frequency Magnetic Field Measurement,”

INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1990 FP-05 1990.4.19

(3) Hisashi Takano, Hiroyuki Shinada, Shigemitsu Seitou, Satoru Fukuhara, Shigekazu Otomo, Hideo Todokoro, Shigekazu Otomo, and Kazuo Shiiki, “A Study on Field Distribution of Thin Film Heads,” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1990 CA-04 1990.4.18

(4) Hiroyuki Shinada, Hiroshi Suzuki, Shinobu Sasaki, Hideo Todokoro and Kazuo Shiiki, “Time Resolved Measurement of Dynamic Micro-Magnetic Field by Stroboscopic Electron Beam Tomography (Invited) ,” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1992 JB-03 1992.4.16

(5) Hisashi Takano, Shinobu Sasaki, Hiroyuki Shinada, Kazuo Shiiki and Yutaka Sugita, “Dynamic Field Distributions of Thin Film Inductive Heads,” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1992 AA-07 1992.4.13

(6) Katsuya Mitsuoka, Reiko Arai, Hiroshi Fukui, Hajime Akimoto and Shinji Narishige, “High Frequency Characteristics of Multilayered Thin Film Heads,” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1992 AA-11 1992.4.13

(7) Hiroshi Suzuki, Hiroyuki Shinada, Katsuhiro Kuroda, “Novel Technique for Observing Three-Dimensional Magnetic Head Field Using Electron Beam Apparatus,” JOINT MMM-INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1997 AP-07 1998.1.6

３．研究会

(1) 品田博之、福原悟、戸所秀男、“電子ビームによるディスク用磁気ヘッド磁界分布のストロボ測定” 日本学術振興会荷電粒子ビームの工業への応用第 132 委員会第 101 回研究会 pp.23-27 1987.11.13

(2) 戸所秀男、福原悟、品田博之、山口昇、土生徹、“論理解析電子ビームテスター(I)” 日本学術振興会荷電粒子ビームの工業への応用第 132 委員会第 105 回研究会 pp.30-35 1988.11.25

(3) 福原悟、戸所秀男、清藤繁光、品田博之、山口昇、安藤公明、“論理解析電子ビームテスター(II)” 日本学術振興会荷電粒子ビームの工業への応用第 132 委員会第 105 回研究会 pp.36-41 1988.11.25

(4) 品田博之、戸所秀男、福原悟、清藤繁光、高野公史、大友茂一、“電子ビームトモグラフィによる高周波磁界分布測定手法の開発” 日本学術振興会荷電粒子ビームの工業への応用 第 132 委員会 第 113 回研究会 pp.7-12 1990.12.5

(5) 鈴木寛、品田博之、戸所秀男、佐々木忍、“電子ビームトモグラフィによる高周波磁界分布の過渡応答測定” 日本学術振興会荷電粒子ビームの工業への応用第 132 委員会第 117 回研究会 pp.12-17 1991.12.5

４．学術講演会

(1) 品田博之、福原悟、戸所秀男、“電子ビームによる磁気ヘッド磁界分布の測定” 第 35 回応用物理学関係連合講演会 29p-K-3 1988.3.29

(2) 戸所秀男、福原悟、清藤繁光、品田博之、“論理解析電子ビームテスター(1)” 応用物理学会第 49 回学術講演会 6p-L-9 1988.10.6

（3） 福原悟、戸所秀男、清藤繁光、品田博之、“論理解析電子ビームテスター（2）” 応用物理学会第 49 回学術講演会 6p-L-10 1988.10.6

（4） 大友茂一、高野公史、品田博之、戸所秀男、“磁界測定装置用三次元磁界分布再構成アルゴリズムの検討” 日本応用磁気学会 第 13 回学術講演会 22aE-1 1989.11.22

（5） 品田博之、福原悟、清藤繁光、戸所秀男、大友茂一、高野公史、椎木一夫、“電子ビームを用いた三次元磁界分布測定装置の開発” 日本応用磁気学会 第 13 回学術講演会 22aE-2 1989.11.22

（6） 品田博之、戸所秀男、福原悟、高野公史、大友茂一、“電子ビームトモグラフィによる高周波磁界分布手法の開発” 応用物理学会第 51 回学術講演会 28p-ZF-10 1990.9.28

（7） 品田博之、鈴木寛、佐々木忍、戸所秀男、“電子ビームによる磁気ヘッド磁界分布の過渡応答測定” 日本応用磁気学会 第 15 回学術講演会 30aA-2 1991.10.30

（8） 鈴木寛、品田博之、佐々木忍、戸所秀男、“電子ビームトモグラフィによる磁気ヘッド磁界分布の過渡応答測定” 応用物理学会第 52 回学術講演会 11a-ZB-9 1991.10.11

５． 解説・その他

（1） 品田博之、“ミクロ磁界の高速変化を可視化する —ストロボ電子ビームトモグラフィ” 電気学会 論文誌Ａ、112巻2号、pp. 87-90 (1992)

（2） 品田博之、“ストロボ電子ビームトモグラフィによる微小領域磁場計測” 計測と制御 Vol.36 No.7 pp. 492-495 (1997)

（3） 品田博之、鈴木寛、“電子ビームとCT手法による高周波磁場測定” 日本応用磁気学会誌　22巻5号 pp.1004-1009（1998）

目　次

第1章　序論 1
1．1　研究の背景 1
1．2　微小領域の磁界分布計測手法 1
1．3　研究の目的と課題 3
1．4　論文の構成 4
第2章　電子ビームトモグラフィの原理 6
2．1　まえがき 6
2．2　測定原理 6
2．3　トモグラフィのアルゴリズム 8
2．4　トモグラフィアルゴリズムの再構成精度 11
2．5　むすび 24
第3章　装置構成と測定手法 25
3．1　まえがき 25
3．2　装置構成 25
3．2．1　電子光学系 27
3．2．2　回転試料台 30
3．2．3　電子ビーム位置検出系 30
3．2．4　制御系 33
3．3　測定手法 34
3．3．1　試料の前処理 34
3．3．2　ビームアライメント手法 35
3．4　測定分解能 37
3．5　むすび 39
第4章　微小領域の高周波磁界分布計測 40
4．1　まえがき 40
4．2　微小空芯コイルの磁界分布測定 40

４．３　ディスク用薄膜磁気ヘッドの磁界分布 41
４．３．１　磁界分布の測定結果 41
４．３．２　磁極のトラック方向を短く加工した場合の磁界分布の変化 46
４．４　ディスク用薄膜磁気ヘッドの過渡応答特性 49
４．４．１　磁気ヘッド駆動電流の測定 49
４．４．２　磁気ヘッド磁界分布 55
４．５　むすび 61
第５章　磁気ヘッド表面近傍の磁界分布計測 62
５．１　まえがき 62
５．２　最小測定スペーシング 62
５．２．１　電子ビームの開き角依存性 62
５．２．２　最小測定スペーシングの決定要因 66
５．３　投射型電子ビームトモグラフィ法 69
５．３．１　投射型電子ビームトモグラフィの原理 69
５．３．２　投射型電子ビームトモグラフィによる計測結果 71
５．４　むすび 73
第６章　数値計算処理による任意平面上の磁界分布推定 74
６．１　まえがき 74
６．２　フーリエ変換法の原理 74
６．３　理想的な磁界分布による検証 77
６．４　ノイズを含んだ磁界分布による検証 82
６．４．１　カットオフ固定フィルタ法 82
６．４．２　スペクトル形状検出フィルタ法 86
６．４．３　計測平面と計算により磁界分布を求める面の距離と誤差 89
６．５　薄膜磁気ヘッド測定への適用 91
６．５．１　実測結果による検証 91
６．５．２　スペーシング 0.1μｍの磁界分布 95
６．６　投射型電子ビームトモグラフィ法へのフーリエ変換法の適用 96

6．7　むすび……99
第7章　結論 ……101
付　録 ……105
参考文献 ……107
謝辞 ……114

第１章　序論

１．１　研究の背景

インターネットや携帯電話等の情報化時代において大量のデータを瞬時に処理する能力の増大がますます求められている。特に情報ネットワークの中核をなすサーバー向けのハードディスクドライブは急速に大容量化、高速化している。現在開発中の磁気ディスクでは記録密度 50G ビット/ｃｍ^{2}以上、記録周波数は数百 MHz となっている。このような装置においては、ディスク材料等の記録媒体の高性能化に加え、記録媒体に情報を書き込むための磁気記録ヘッドおよび情報を読み出すための再生ヘッドを微細化し、かつ高速応答性を高めることで記録/再生速度の高速化を図っている。より高性能な磁気ヘッドを開発するには材料特性および電磁気学に基づく計算機シミュレーションを用いて材料や構造を決定している。そのようにして開発された磁気ヘッドが設計通りの磁界分布を発生させているかを測定する手法の開発が強く望まれていた。ところが磁極の長さが数μｍ以下、磁極のギャップが 1μｍ以下と非常に小さく、実際に開発された磁気ヘッドが発生する記録磁界の分布を高空間分解能で測定することが求められている。しかも記録ヘッドの発生する磁界は数十 MHz 以上の高周波磁界である。このような微小な空間に存在する高周波磁界の分布が時間的にどのように変化しているか、すなわち磁界分布の過渡応答特性を高空間分解能でかつ高時間分解能で直接測定することが求められている。

１．２　微小領域の磁界分布計測手法

磁界分布計測手法には様々なものが存在する。たとえば走査カー顕微鏡を用いた磁極表面磁化の観察、磁気力顕微鏡（ＭＦＭ：Magnetic Field Microscopy）による磁極表面の観察、および電子ビームを応用したもの等である[1]-[21]。それらの中でも特に電子ビームによる方法は微小領域の観察に最適な手段であると共に、磁界に対しても高感度なため、磁気記録媒体や記録ヘッド等の評価に最適である。電子ビームによる微小領域の磁界分布計測手法は大多数が電子顕微鏡を応用したものである。

透過型電子顕微鏡の応用では、サンプルを薄膜化して比較的高いエネルギーの電

子ビームを透過させ、磁界による電子ビームの偏向や位相の変化を検出する。特に電子ビームの波動としての性質を利用し、位相の変化を検出するホログラフィ法[4][5]や走査干渉法[6]は非常に高感度かつ高分解能な方法として注目されている。

一方、走査電子顕微鏡（SEM：Scanning Electron Microscopy）を応用する場合は、比較的低いエネルギーの電子ビームを微小なスポットに集束して測定領域を走査する。この場合、原則としてサンプルを加工することなく計測できる。サンプルに集束電子ビームを照射し、そこから放出される二次電子や反射電子によりサンプル表面近傍の空間の漏洩磁界やサンプル内の磁界を画像コントラストとして得る方法が知られている[7]。

また磁気ヘッドの磁界を電子ビームで計測する試みも多数行われており、いずれも電子ビームが磁界により偏向される事を利用している。たとえば、顕微鏡のビーム光路の途中に磁気ヘッドを配置した状態で正方形のメッシュを観察し、走査電子ビーム軌道の歪みから磁気ヘッドの磁界強度を計測する手法がある[8]-[14]。同様な画像の歪みを透過形電子顕微鏡を用いて計測する手法も報告されている[15]-[17]。Elsbrock と Balk らは SEM による上記のような手法を用いるとともに、電子ビームの着地点をテレビカメラで捕らえることで磁界による偏向量をリアルタイムに定量化する手法を示した[18]。

また、電子ビームの計測手法としてストロボ法がよく知られている[22],[23]。これは、周期的な現象を計測する場合に非常に有効な手法で、計測対象の繰返し周期に同期してパルス化した電子ビームを用いることで、数百 MHz という高周波の現象を電子ビームで計測可能となる。この技術は特に電子ビームテスターにおいて活用されている。Elsbrock らはこのストロボ法を用いることで 60MHz で高周波動作している磁気ヘッドの磁界分布を計測することに成功している[19]。

ここまでに紹介した方法は、いずれも電子ビームの光路上に存在する磁界の積分量を計測している、すなわち二次元的な計測法であった。実際の空間磁界は三次元的に分布している。磁気記録に用いられる記録ヘッドがつくる磁界や記録媒体からの磁界の計測においてはそのような三次元分布の計測が必要とされている。

このような要求に応えるために、Elsbrock らは上記の偏向量測定と断層映像法（以

下トモグラフィ法と呼ぶ）を応用した電子ビームトモグラフィ法を実現した[20]。その後、松田らも独自のトモグラフィ法を開発し、磁気ヘッドの磁界分布を三次元計測している[21]。これらの成果により電子ビームを用いることで磁気ヘッドの作る磁界分布を三次元計測できる可能性が示された。しかし、磁気ディスクに実際に使用されている数μｍ～十数μｍといった微小な薄膜磁気ヘッドの計測に必要なサブμｍの位置精度と空間分解能で、磁気ヘッド面にサブμｍまで接近した空間の磁界分布を計測できていなかった。

１．３　研究の目的と課題

本研究の目的は数十 MHz 以上の高周波で動作する磁気ディスク用の薄膜磁気ヘッドが発生する磁界分布をサブμｍの位置精度と空間分解能で計測するための手法を開発し、実用的な計測装置を実現することにある。そのためには以下の課題が存在する。ここでは本論に入る前にそれぞれの課題について簡単に説明する。

１）　ベクトル場用のトモグラフィのアルゴリズム

これについてはすでに述べたように Elsbrock[20]らと松田[21]により報告されているが、本研究では既存のＸ線ＣＴ用のトモグラフィ再生ソフトを流用可能なアルゴリズムを開発することとした。必要な分解能と精度を確保するためには、一方向からの計測点数だけでも 256 点以上が必要であり、上記の方法では実用上、計算が複雑かつ長時間になる可能性があるためである。

２）　電子ビームの位置検出技術

磁界による電子ビームの偏向量を計測するためには電子ビームの位置変化量を測定する必要がある。そのための高感度な検出器を開発する必要がある。Elsbrock[20]らと松田[21]はマイクロチャンネルプレートとＣＣＤカメラによる検出器を使用していたが、この方法は電子ビームの位置計測分解能がマイクロチャンネルプレートの画素サイズで決まっており 10～20μｍが限界であった。本研究では必要に応じて５μｍ以上の分解能を得られる検出技術を目標とする。

３）　大電流ストロボ電子光学系

トモグラフィ法では測定試料をさまざまな角度に設定して電子ビームの偏向量測

定を多数回行う必要がある。許容できる測定所要時間として1～数時間と設定すると､ひとつの角度に対する偏向量測定を数十秒で終了できるようにする必要がある。そのためには、電子ビームの電流を大きくして短時間の測定でも十分なＳＮ比を確保できるようにする必要がある。また、高周波電流で動作している磁気ヘッドの磁界分布を測定するためには電子ビームを高周波電流と同期させてパルス化するストロボ法が必須である。ストロボ法では電子ビームをパルス化するため、有効に利用できる電流はパルスデューティ比だけ減少するので大電流電子ビームが必要である。

４）　磁気ヘッドの前処理法と電子ビーム位置決め手法

磁気ヘッドと電子ビームの位置関係を常に正しく把握しながら測定を実施しないとサブμｍオーダの高精度な測定は不可能である。これを実現するためには、磁気ヘッドの前処理方法や電子ビームと磁気ヘッドの位置関係を正確に維持しながら測定する手法を開発する必要がある。

５）　磁気ヘッド最近接面の磁界分布計測

電子ビームトモグラフィは、電子ビームを試料表面に接触しないように通過させる必要があるため磁界分布を測定する面を磁気ヘッド表面に接近させせられる間隔には限界がある。この距離をいかに小さくするかについて検討する必要がある。

１．４　論文の構成

本論文の構成を図１－１にしたがって説明する。

全体は大きく５つの部分で構成される。まず、第２章では電子ビームトモグラフィ法の原理について説明する。ここでは特に従来のトモグラフィ手法を磁界というベクトル量に適用するために新たに開発したアルゴリズムについて述べ、さらにシミュレーションによりアルゴリズムの再構成精度を検討した結果について述べる。第３章では実際に開発した装置の構成と、実用的な測定を実現するために必須となる試料の前処理方法や電子ビームと試料とのアライメント方法について述べる。第４章では測定結果について述べる。４．１では本測定手法を検証するために、解析的に容易に磁界分布を計算可能な空芯コイルの磁界分布を測定し、計算値と比較した結果を示す。４．２では磁気ディスク用の薄膜ヘッドの測定結果およびその結果

得られた知見について述べる。４．３は高周波で動作中の磁気ヘッドにおいて駆動電流と発生する磁界の時間的な遅れについて測定した結果について記述している。第５章では、磁気ヘッドの表面に電子ビームを接近させて精度よく測定するための方策について説明する。そして第６章では電子ビームが磁気ヘッドに衝突してしまい測定不可能なほど近接した領域の磁界分布を磁気ヘッドから離れた実測可能な領域の磁界分布から計算により求める手法について述べる。

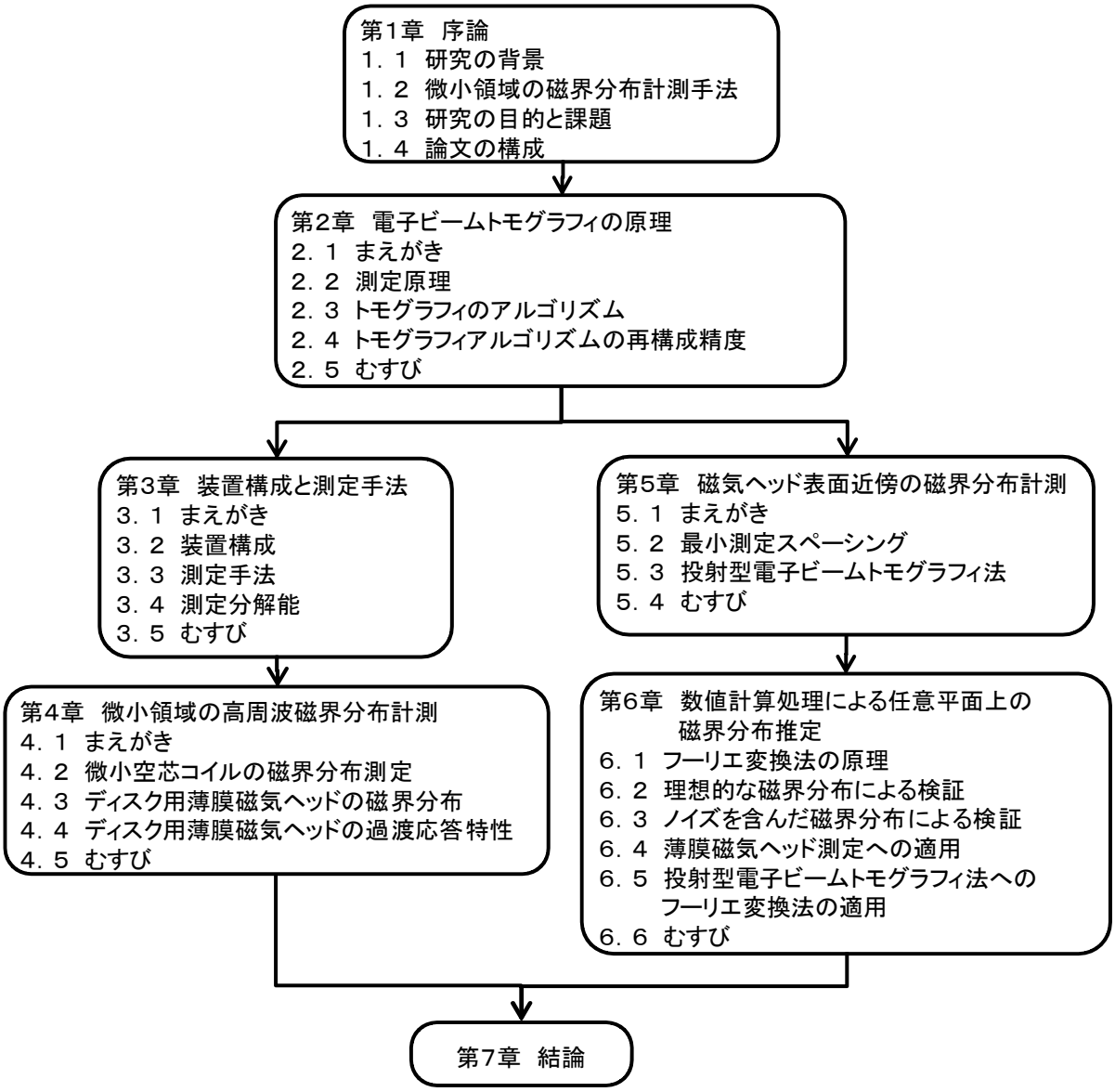


図１−１本論文の構成

第２章　電子ビームトモグラフィの原理[25]-[28]

２．１　まえがき

本章では、電子ビームトモグラフィの原理を概説する。まず、測定の概要について述べた後､ベクトル量に対応したトモグラフィ手法のアルゴリズムの導出を行う。そして計算機シミュレーションにより本手法の実証と、計算精度や誤差について論じる。

２．２　測定原理 [25]-[27]

測定原理を図 2-1 に示す。この図で示した磁気ヘッドは模式的に示したものであり、他の構成要素と比較して拡大して描かれている。細く絞った電子ビームをヘッド表面近傍の測定したい平面に沿って走らせる。電子ビームは磁界によるローレンツ力により偏向を受ける。この偏向量を位置検出器により測定する。この測定値のみでは電子ビーム軌道上の磁界の積分情報しか得られない。そこで、磁気ヘッドを数度ずつ 0°から 180°迄回転して、偏向量の測定を繰り返す。このときの測定対象

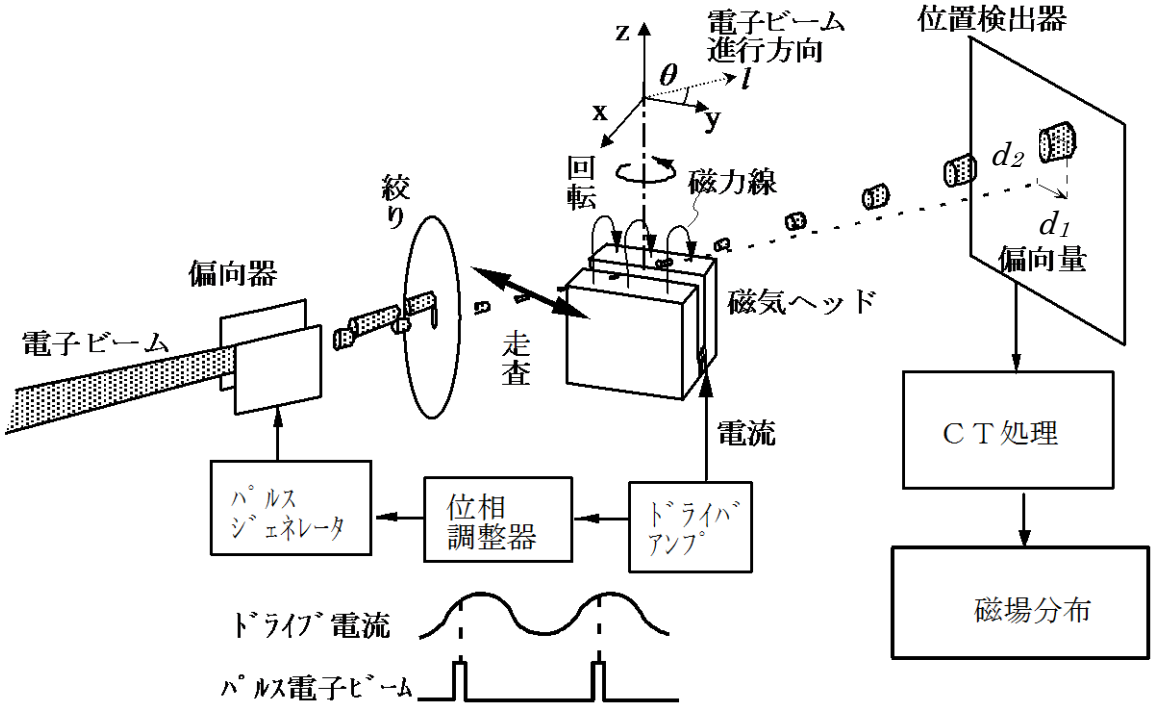


図２－１ストロボ電子ビームトモグラフイの原理図

である磁気ヘッドと電子ビームの位置関係の模式図およびその時に測定される電子ビームの偏向量の測定例を図２－２に示す。

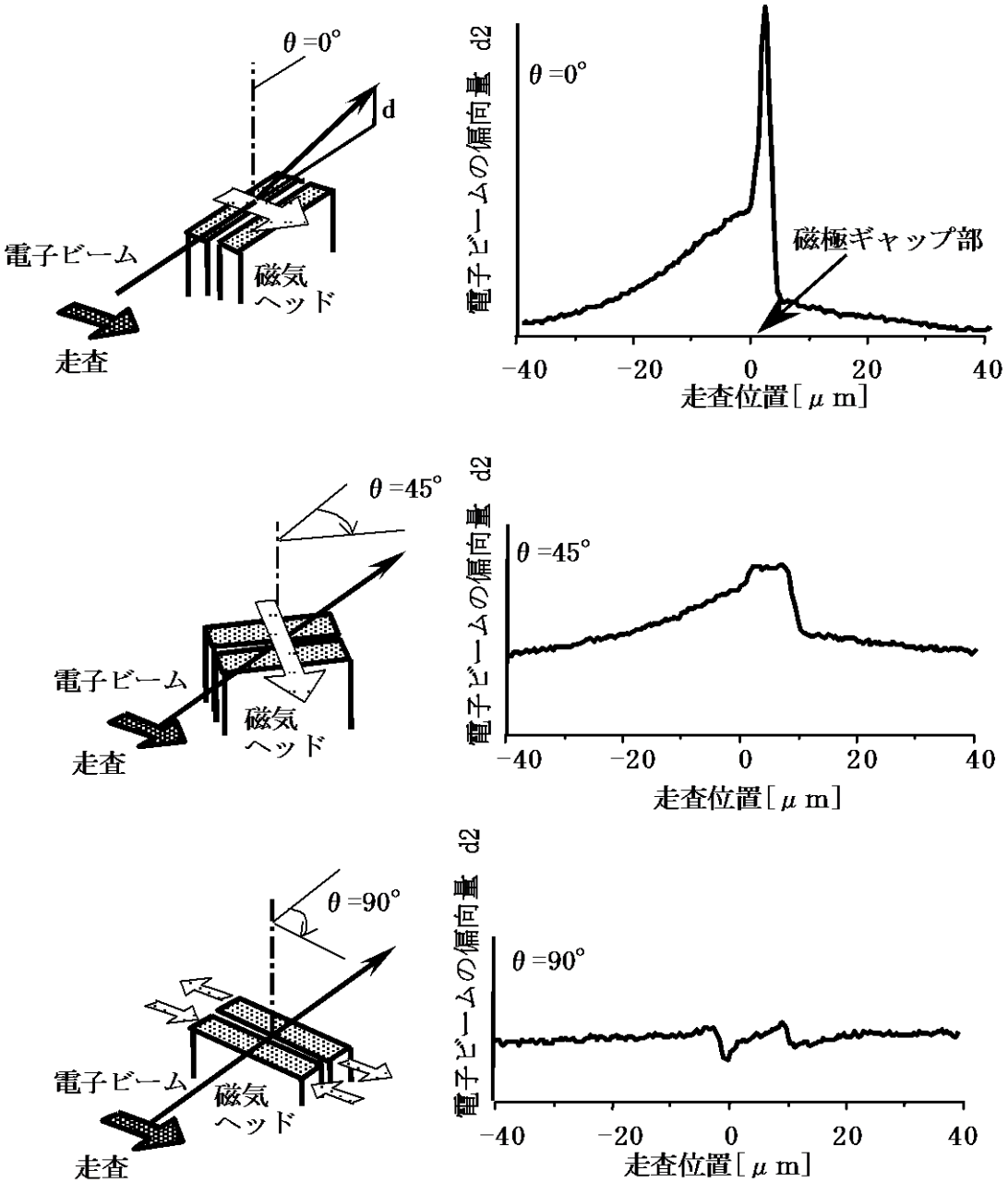


図２－２　磁気ヘッドと電子ビームの角度と取得データ例

電子ビームの軌道に対して磁極が平行になっている場合（θ=0°）は磁極のギャップ部分の強い磁界によりギャップ中心部を通過した電子ビームの偏向量が鋭いピークを持つ。磁気ヘッドが４５度回転した状態では電子ビームがギャップ部分の磁

界を斜めに通過するために偏向量は小さくなり、かつなだらかになる。ヘッドの回転角が 90°になると電子ビームはギャップ部の磁界と同一方向になるため偏向されなくなり、磁極の端部に発生する横方向の磁界による弱い偏向のみを受けることになる。このような偏向量データを 0°から 180°まで 0.5°～3°の刻みで取得し CT 手法により空間の各点の磁界強度を求める[26][27]。

高周波動作中の磁気ヘッド磁界分布の測定は、ストロボ法[19][23]により可能になる。ストロボ法では、図２-１に示すように磁気ヘッドの高周波駆動電流と同期し、駆動電流の特定の位相で繰返し発生するパルス電子ビームを用いる[26][27]。このようなパルス電子ビームによって測定された結果は、パルスが発生した瞬間の磁界強度を反映している。これは、高速で回転している物体をその回転と同期したストロボライトで照らし、静止しているかのように観察する方法と同じ原理である。パルス電子ビームとヘッド駆動電流のタイミングを遅延回路により調整することで、任意のタイミングにおける磁界分布を測定することも可能である。

２．３　トモグラフィのアルゴリズム

電子ビームの偏向量測定から磁界分布を再構成するトモグラフィ演算について説明する。Ｘ線ＣＴ等で用いられているトモグラフィ手法はスカラー量を対象としているので、ベクトル量である磁界分布の再構成にそのまま用いることは出来ない。そこで、Ｘ線ＣＴ用のプログラムを用いてベクトル量の再構成が行えるように計測データを前処理する方法を検討した。

電子ビームの偏向角度は電子ビーム軌道上の磁界強度の積分である。すなわち、図２-１に示した電子ビームの偏向量 d_1 と d_2 は電子ビームの軌道方向 l 上の磁界の線積分である式（2-1）および（2-2）のように表される。

$$d_1 = A\int_{-\infty}^{\infty} Hz\, dl \tag{2.1}$$

$$d_2 = A\int_{-\infty}^{\infty} Hx\cos\theta + Hy\sin\theta\, dl \tag{2.2}$$

ここで Hx，Hy および Hz は磁界の x 方向、 y 方向および z 方向の成分である。θ は電子ビーム軌道と測定対象の磁気ヘッドとの角度、A は装置定数である。

Hz 成分のみはスカラー量を扱う通常のトモグラフィ法で計算が可能である[24]。しかし他の二つの成分 Hx，Hy は式(2.2)に混在している。通常のトモグラフィ法を適用するためにはこの二つの成分を分離する必要がある。そこで以下のような方法で Hx と Hy を分離する方法を提案する。すなわち試料の回転角 θ によって重み付けした量を用いて再構成する方法である。Hx はビームの偏向量 d_2 に $\cos\theta$、Hy はビームの偏向量 d_2 に $\sin\theta$ の重みをつけることで通常のトモグラフィ演算を用いて求めることができる。その原理を説明する。

ある測定点における磁界は、ヘッドの表面に存在する単位磁荷がその点に形成する磁界の総和で表すことが出来る。図２-３に示す座標系で考えると $\mathrm{O}(x_0, y_0, z_0)$ に存在する単位磁荷が任意の座標 (x, y, z) に形成する磁界は式(2.3)および式 (2.4)により表される。

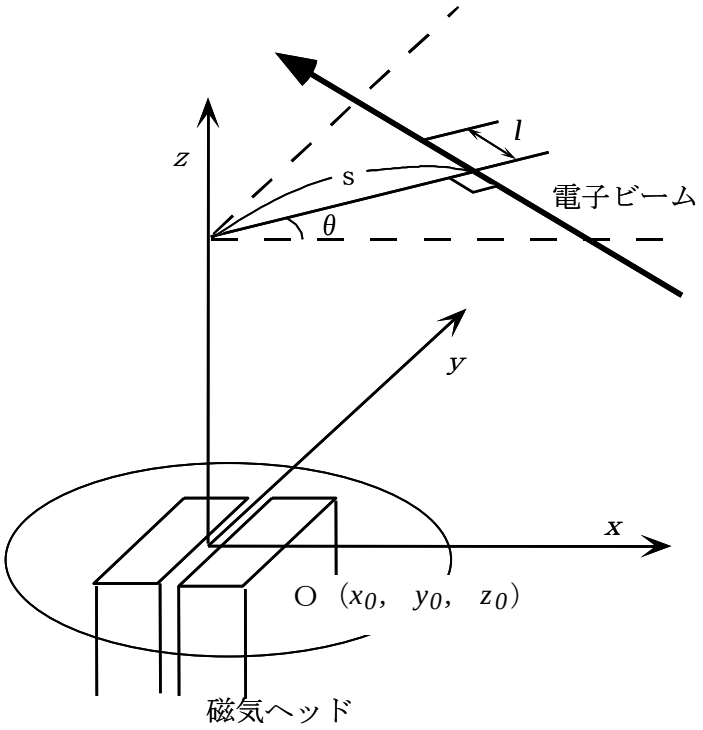


図２－３　磁気ヘッドと電子ビームの位置関係を示す座標系

$$Hx = \frac{x - x_0}{4\pi\mu_0 \left\{ (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 \right\}^{3/2}} \tag{2.3}$$

$$Hy = \frac{y - y_0}{4\pi\mu_0 \left\{ (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 \right\}^{3/2}} \tag{2.4}$$

したがって、偏向量 d_2 は式(2.5)となる。

$$d_2 = \frac{A}{4\pi\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x - x_0)\cos\theta + (y - y_0)\sin\theta}{\left\{ (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 \right\}^{3/2}} dl \tag{2.5}$$

ここで x, y 座標を図２－３に示す l と s で変換すると式(2.6)となる。

$$d_2 = \frac{A}{4\pi\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s - s_0}{\left\{ (l - l_0)^2 + (s - s_0)^2 + (z - z_0)^2 \right\}^{3/2}} dl \tag{2.6}$$

一方、式(2.3)および(2.4)を (x, y) 座標系から (s, l) 座標系に変換して l 方向に線積分すると式(2.7)および式(2.8)となる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} Hx\, dl = \frac{A}{4\pi\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(s - s_0)\cos\theta + (l - l_0)\sin\theta}{\left\{ (l - l_0)^2 + (s - s_0)^2 + (z - z_0)^2 \right\}^{3/2}} dl \tag{2.7}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} Hy\, dl = \frac{A}{4\pi\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(s - s_0)\sin\theta + (l - l_0)\cos\theta}{\left\{ (l - l_0)^2 + (s - s_0)^2 + (z - z_0)^2 \right\}^{3/2}} dl \tag{2.8}$$

ここで、これらの式の被積分関数の第２項は積分の結果ゼロとなるので第１項のみが残る。これは偏向量 d_2 に $\sin\theta$ および $\cos\theta$ を乗じたものであり、式(2.9)および(2.10)で与えられる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} Hx\, dl = d_2 \cos\theta \tag{2.9}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} Hy\, dl = d_2 \sin\theta \tag{2.10}$$

これはすなわち $d_2 \cos\theta$ をトモグラフィ演算することで Hx が、$d_2 \sin\theta$ をトモグラフィ演算することで Hy が求められることを示している。このアルゴリズムをベクトルトモグラフィ法と呼ぶことにする。

２．４　トモグラフィアルゴリズムの再構成精度[28]

この節では２．３節で述べたベクトルトモグラフィ法の妥当性を確かめるために、シミュレーションで求めた磁界分布から電子ビームの偏向量 d_2 を計算し、それをこのアルゴリズムで再構成する。シミュレーションには理想化した磁気ヘッドの磁界分布を用いる。図２－４にこの計算に用いたヘッドを示した。トラック幅は t、ギャップ深さは d、ギャップ長は g のヘッドで、二つの磁極の相対する端面のみに $+I$ および $-I$ の磁荷が均一に分布していると仮定する。計測平面上の任意の点 $Q(x,y,z)$ の磁界は、各々の磁極端面上の点Ｐ１、Ｐ２に存在する磁荷により発生する磁界を端面上で積分することにより得られる。

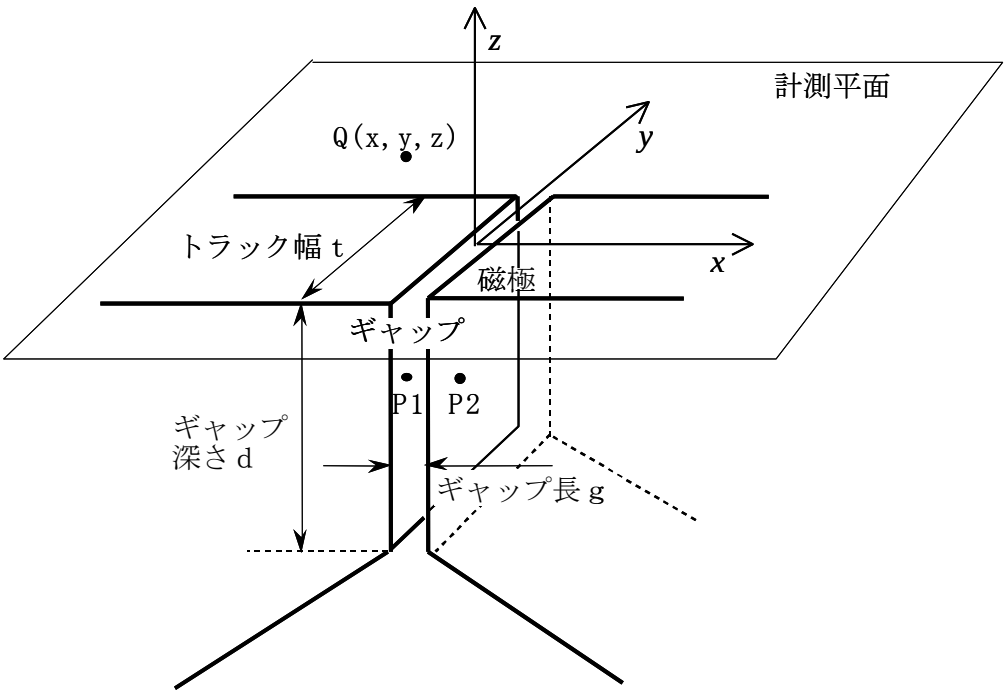


図２－４　計算に用いた三次元モデルヘッド

したがって、磁界は式（2.11）～（2.13）で与えられる。この積分は解析的に求めることが可能であり、式（2.14)、式（2.25）および式（2.30）で与えられる。これらの式より *Hx, Hy, Hz* の磁界分布を求めた。

$$Hx(x,y,z)=\frac{1}{4\pi\mu_0}\int_{-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}}\int_{-d}^{0}\left[\frac{I(g/2+x)}{\left\{(g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}\right.$$

$$\left.+\frac{-I(-g/2+x)}{\left\{(-g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}\right]dy_0dz_0 \tag{2.11}$$

$$Hy(x,y,z)=\frac{1}{4\pi\mu_0}\int_{-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}}\int_{-d}^{0}\left[\frac{I(y-y_0)}{\left\{(g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}\right.$$

$$\left.+\frac{I(y-y_0)}{\left\{(-g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}\right]dy_0dz_0 \tag{2.12}$$

$$Hy(x,y,z)=\frac{1}{4\pi\mu_0}\int_{-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}}\int_{-d}^{0}\left[\frac{I(z-z_0)}{\left\{(g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}\right.$$

$$\left.+\frac{I(z-z_0)}{\left\{(-g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}\right]dy_0dz_0 \tag{2.13}$$

$$Hx=\frac{1}{4\pi\mu_0}(Hx_1+Hx_2+Hx_3+Hx_4) \tag{2.14}$$

なお以下のように定義する

$$x_1=x+g/2 \tag{2.15}$$

$$x_2=x-g/2 \tag{2.16}$$

$$y_1=t/2+y \tag{2.17}$$

$$y_2=t/2-y \tag{2.18}$$

$$z_2=z+d \tag{2.19}$$

$$Hx_1=-I\left[\arctan\left\{\frac{y_2}{x_1}\cdot\frac{z}{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_2{}^2}}\right\}+\arctan\left\{\frac{y_1}{x_1}\cdot\frac{z}{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_2{}^2}}\right\}\right] \tag{2.20}$$

$$Hx_2 = I\left[\arctan\left\{\frac{y_2}{x_1}\cdot\frac{z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_2{}^2}}\right\}+\arctan\left\{\frac{y_1}{x_1}\cdot\frac{z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_1{}^2}}\right\}\right] \quad (2.21)$$

$$Hx_3 = I\left[\arctan\left\{\frac{y_2}{x_2}\cdot\frac{z}{\sqrt{z^2+x_2{}^2+y_2{}^2}}\right\}+\arctan\left\{\frac{y_1}{x_2}\cdot\frac{z}{\sqrt{z^2+x_2{}^2+y_1{}^2}}\right\}\right] \quad (2.22)$$

$$Hx_4 = -I\left[\arctan\left\{\frac{y_2}{x_2}\cdot\frac{z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_2{}^2+y_2{}^2}}\right\}+\arctan\left\{\frac{y_1}{x_2}\cdot\frac{z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_2{}^2+y_1{}^2}}\right\}\right] \quad (2.23)$$

なお $x=0,\ y=0,\ z=0$ の点においては

$$Hx_0 = \frac{I}{\pi\mu_0}\arctan\left\{\frac{t}{g}\cdot\frac{d}{\sqrt{d^2+(g/2)^2+(t/2)^2}}\right\} \quad (2.24)$$

$$Hy = \frac{1}{4\pi\mu_0}(Hy_1+Hy_2+Hy_3+Hy_4) \quad (2.25)$$

$$Hy_1 = \frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_2{}^2}-z}{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_2{}^2}+z}\right\}-\log\left\{\frac{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_1{}^2}-z}{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_1{}^2}+z}\right\}\right] \quad (2.26)$$

$$Hy_2 = -\frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_2{}^2}-z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_2{}^2}+z_2}\right\}-\log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_1{}^2}-z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_1{}^2}+z_2}\right\}\right] \quad (2.27)$$

$$Hy_3 = -\frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z^2+x_2{}^2+y_2{}^2}-z}{\sqrt{z^2+x_2{}^2+y_2{}^2}+z}\right\}-\log\left\{\frac{\sqrt{z^2+x_2{}^2+y_1{}^2}-z}{\sqrt{z^2+x_2{}^2+y_1{}^2}+z}\right\}\right] \quad (2.28)$$

$$Hy_4 = \frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2+x_2{}^2+y_2{}^2}-z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_2{}^2+y_2{}^2}+z_2}\right\}-\log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2+x_2{}^2+y_1{}^2}-z_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_2{}^2+y_1{}^2}+z_2}\right\}\right] \quad (2.29)$$

$$Hz = \frac{1}{4\pi\mu_0}(Hz_1+Hz_2+Hz_3+Hz_4) \quad (2.30)$$

$$Hz_1 = -\frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_2{}^2}-y_2}{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_2{}^2}+y_2}\right\}-\log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_2{}^2}-y_2}{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_2{}^2}+y_2}\right\}\right] \quad (2.31)$$

$$Hz_2 = -\frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_1{}^2}-y_1}{\sqrt{z^2+x_1{}^2+y_1{}^2}+y_1}\right\}-\log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_1{}^2}-y_1}{\sqrt{z_2{}^2+x_1{}^2+y_1{}^2}+y_1}\right\}\right] \quad (2.32)$$

$$Hz_3 = \frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z^2 + x_2{}^2 + y_2{}^2} - y_2}{\sqrt{z^2 + x_2{}^2 + y_2{}^2} + y_2}\right\} - \log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2 + x_2{}^2 + y_2{}^2} - y_2}{\sqrt{z_2{}^2 + x_2{}^2 + y_2{}^2} + y_2}\right\}\right] \tag{2.33}$$

$$Hz_4 = \frac{I}{2}\left[\log\left\{\frac{\sqrt{z^2 + x_2{}^2 + y_1{}^2} - y_1}{\sqrt{z^2 + x_2{}^2 + y_1{}^2} + y_1}\right\} - \log\left\{\frac{\sqrt{z_2{}^2 + x_2{}^2 + y_1{}^2} - y_1}{\sqrt{z_2{}^2 + x_2{}^2 + y_1{}^2} + y_1}\right\}\right] \tag{2.34}$$

図２－５に、トラック幅 t を 20μｍ、ギャップ深さ d を 10μｍ、ギャップ長 g を 2μｍのヘッドを仮定し、ヘッド磁極表面より 0.1μｍ離れた平面における磁界分布を計算した結果を示す。Hx はギャップ部に磁界のピークが集中している様子がわかる。また Hy は、磁極の端部に y 方向に磁界が漏れ出る様子を示している。２．２節で述べたベクトルトモグラフィ法を適用した。すなわち電子ビームと磁気ヘッドの角度が 0°から 180°まで 0.5°刻みで 360 個のビーム偏向量データ d_2 を計算し、これを仮想実験データとした。このデータは、50μｍ角領域を 0.2μｍ刻みで 251 本の電子ビームの軌道計算を行って求めた。

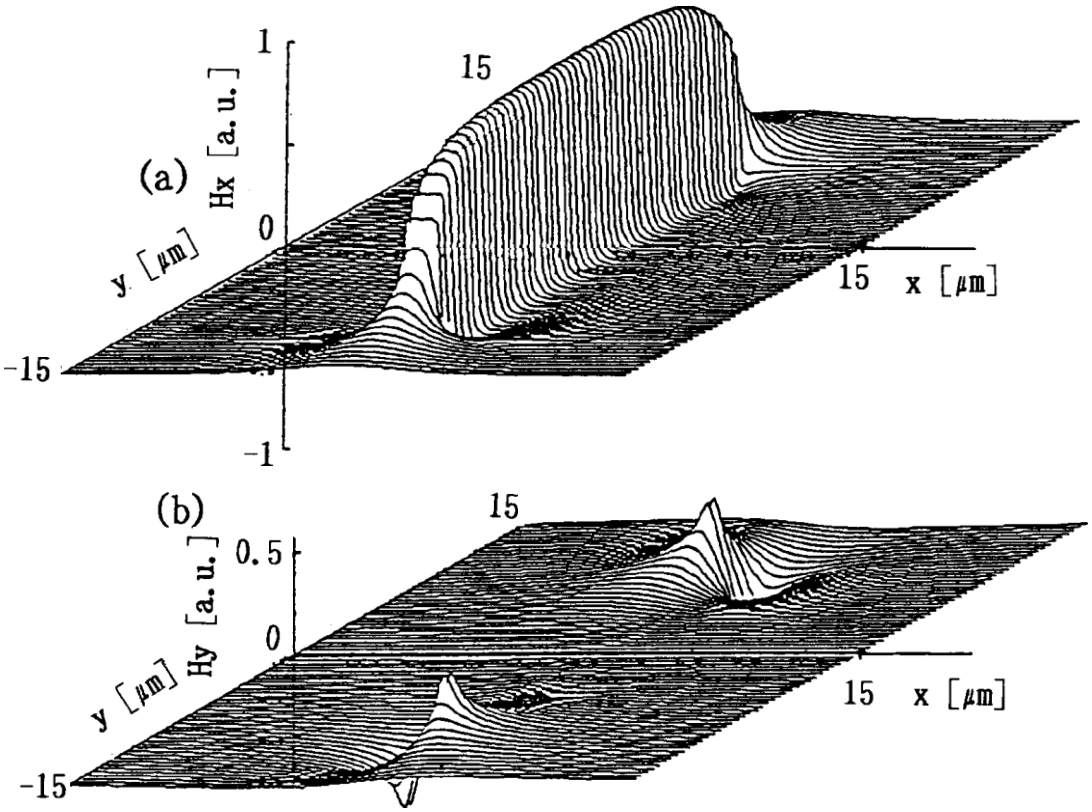


図２－５　ベクトルトモグラフィを検証するために設定した磁場分布

これらの仮想実験データにベクトルトモグラフィ法を適用し、*Hx*と*Hy*を再構成したものが図２－６である。100μｍ幅を 256 分割して計算しており、最小計算単位は約 0.4μｍである。設定した磁界分布（図２－５）とよく一致していることがわかる。最大の誤差が生じた場所でも誤差は磁界強度の２％以下であった。以上のように、新たに開発したベクトルトモグラフィ法の正確さが確認できた[25][26][27]。

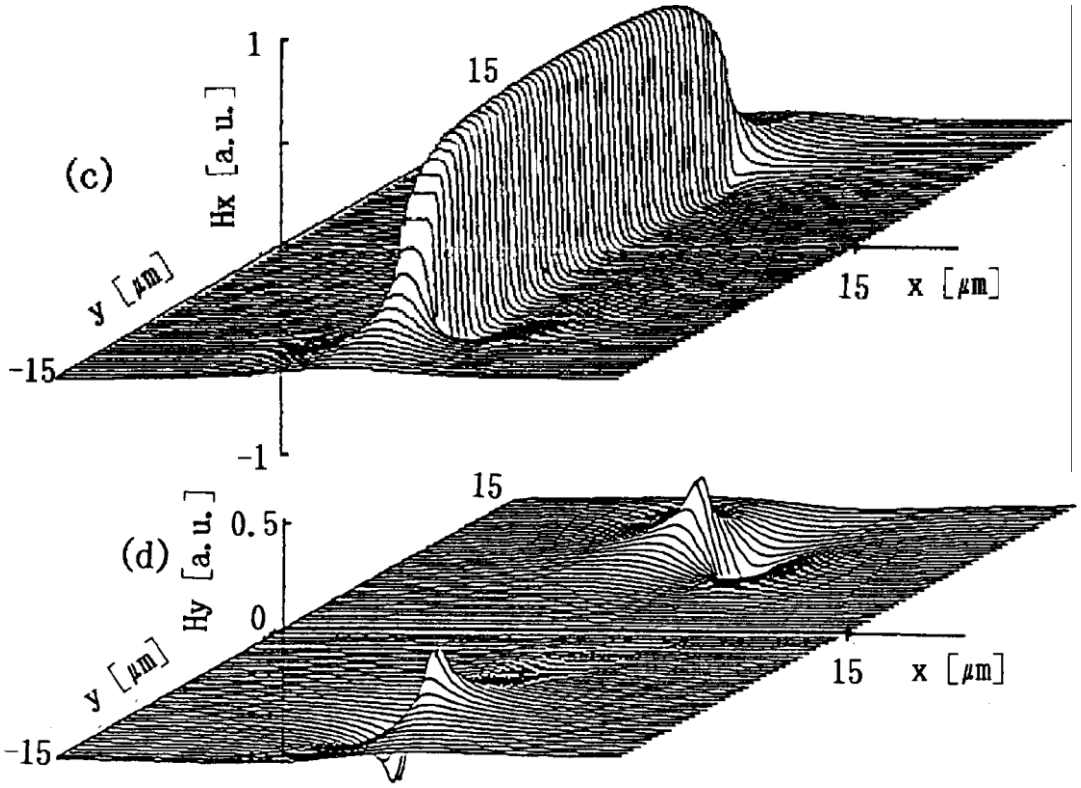


図２－６　ベクトルトモグラフィ法により再構成した磁場分布

次に本測定法の分解能を決める要因について検討する。トモグラフィ計算におけるデータ間隔を細かくすれば見掛け上の分解能は向上するが、実際はそれ以外の要因で原理的に分解能が決まってしまう。この分解能を決める要因は複数存在する。すなわち１）電子ビームの直径、２）ビーム走査と磁気ヘッドの位置精度、３）電子ビームが測定領域内において磁界により偏向される効果　の３つである。１）２）については実際の測定装置の性能で決まるファクターであるので３章で扱うこととする。ここでは本質的な要因である３）について検討する。トモグラフィアルゴリズムは磁界測定領域内においては電子ビームの偏向量は小さく、同一平面を直線通

過するとみなしている。しかし実際は、電子ビームが磁界によりヘッドに近づけられたり遠ざけられたりしており､電子ビームは同一平面内を直進するわけではない。したがってこれが原因となって測定された磁界分布に誤差が生じる。特に分解能の劣化として現われる可能性がある。

そこで、磁界強度と磁界の存在範囲をパラメータとして電子ビームの移動量を計算した。ここでは電子ビームが磁極のギャップに平行に進行する場合($\theta=0$)、すなわち強い Hx 磁界の影響で偏向される場合を想定している。この結果を図２－７に示す。電子ビームエネルギー3keV の場合で、簡単のために磁気ヘッドのトラック幅の長さだけに磁界が存在するとした。ここで 3keV の場合を例に取ったのは、後述する試作した装置の走査型電子ビームトモグラフィ装置の電子ビームのエネルギーが 3keV を標準としているためである。横軸は磁界の強度、縦軸は電子ビームが磁界により偏向され測定領域内すなわち、トラック幅の範囲内で直線距離からずれる量である。これをビームシフトと呼ぶことにする。たとえば 200mT の磁界強度でトラック幅 50μｍのヘッドを測定した場合は１μｍもビームシフトがある事が読み取れる。実際に測定を実施する磁気ヘッドにおいてはトラック幅が 20μｍ以上のものはほとんど存在せず、また磁界強度は測定領域において 100ｍＴ以下であるためにビームシフトはたかだか 0.1μｍであることがわかる。20μｍの磁気ヘッドの分布が 0.1μｍ程度の分解能で測定でき、10μｍでは 30nm 以下である。この値は、磁界の影響で電子ビームが最大に偏向を受けると想定される角度（$\theta=0$）における計算値である。これ以外の角度ではより小さくしか偏向されない。さらに第 5 章で述べる透過電子顕微鏡を用いた、より微小でかつ分解能の高い計測において微細な磁気ヘッドを十 nm レベルの分解能で計測する場合を想定し、詳細にビームシフトの影響を考察した[28]。図２－４に示す磁気ヘッドにおいて、500nm のトラック幅, 1μm の gap 深さの磁気ヘッドを仮定し，x 方向のピーク強度を 0.1T とした。磁界分布は式(2.11)で求めた。電子ビームは、この磁気ヘッドの摺動面から 10nm 離れた 2μｍ四方の平面上にあり、ヘッド面に平行に計測領域に通過するとした。この電子ビームが磁気ヘッド磁界の影響により偏向される量を計算した。電子ビームのエネルギーは透過電子顕微鏡を想定し、100kV である。図２－８にその結果を示す。電子ビー

ムの入射方向はギャップに平行とし最も磁界の影響を大きく受ける方向で有る。電子ビームの偏向量は最大でも 0.4nm 程度であり計測分解能より十分小さいことがわかった。

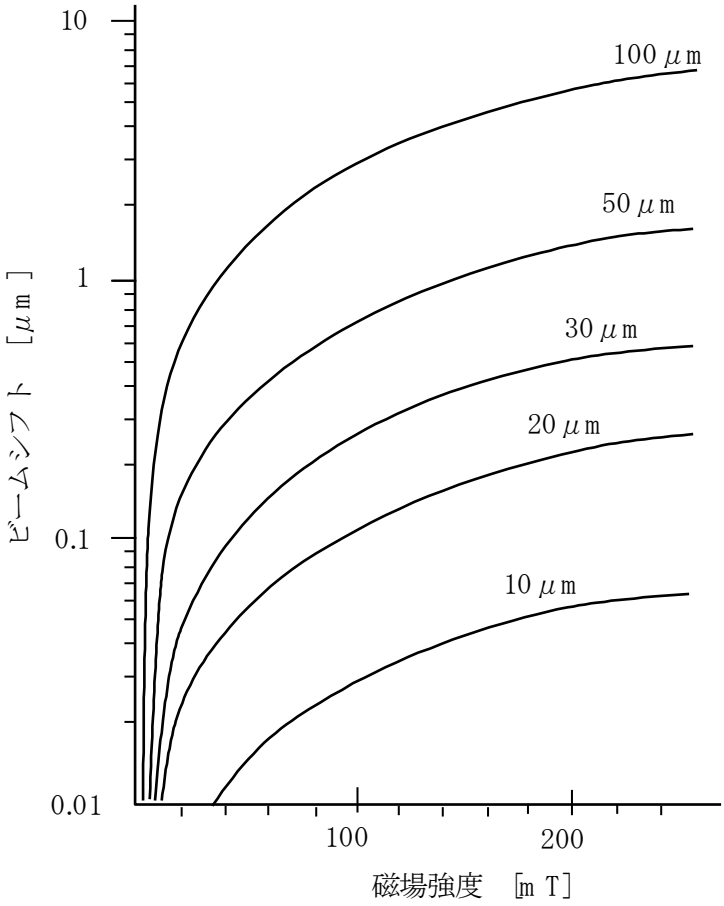


図２－７　磁場強度とビームシフトの関係

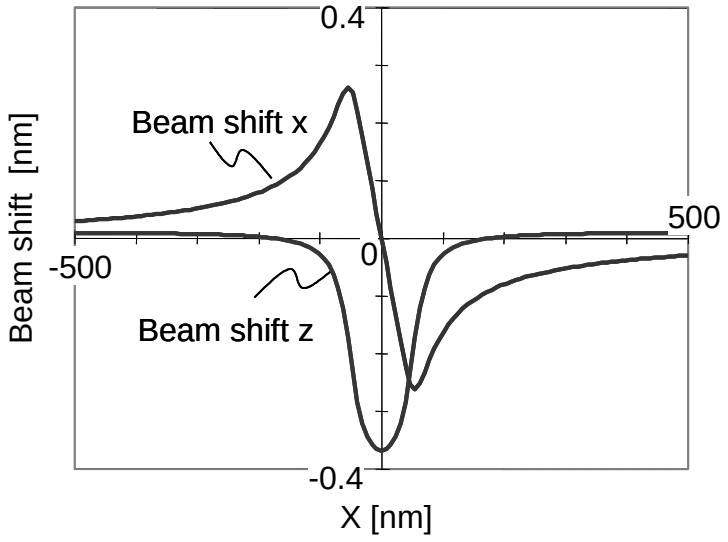


図2－8　仮想磁気ヘッド磁界によるビームシフト

実際の計測において計測される量は電子ビームの偏向角度に比例した偏向量である。そこで、ビームシフトを考慮して偏向角度を計算した。これを図２－９に示す。軌道計算においてビームシフトを考慮せずに電子ビームが直進すると仮定した場合に電子ビームの軌道上の磁界の積分も計算して比較した。すなわち、電子ビームが磁界計測領域では直線で進むが計測領域を出た直後に磁界の積分値に比例した偏向を受けると仮定した場合である。電子ビームの軌道を計算した領域は、磁気ヘッドを中心にして±2.5μm である。図２－９によれば両者はほとんど一致しており、差を計算すると 0.1%以下であることが分かった。以上のことから電子ビームの偏向量の計測量からベクトルトモグラフィ法で分布を求める場合に、計測面での電子ビームの、磁界による位置のシフトは実質上無視してもよいことがわかった。以上の検討結果から、ベクトルトモグラフィ法が磁気ヘッド磁界分布計測に適用可能なことがわかった。

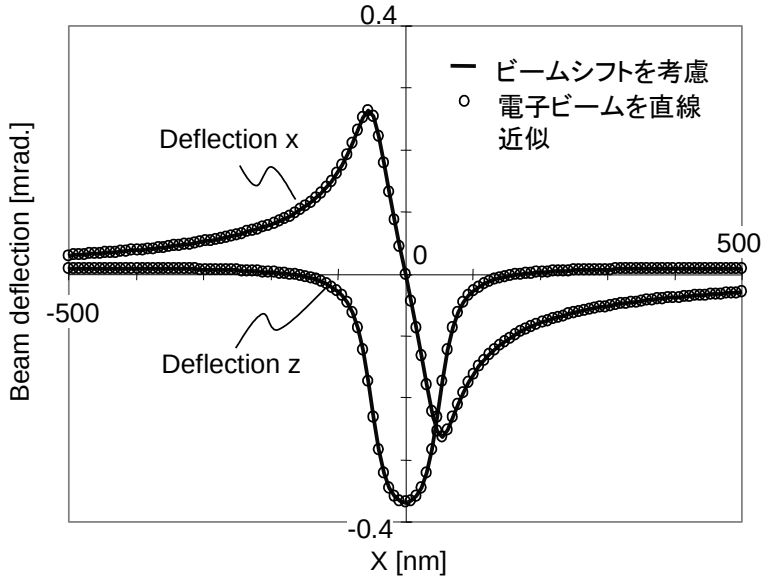


図2－9 ビームの偏向量の比較
ビームシフトを考慮した場合と直線で近似した場合

次に実際の測定において、電子ビームと磁気ヘッドの角度を何度刻みで測定すれば正確な磁界分布が計測できるのか検討する。角度測定刻みは小さいほど良いと推定できるが 0°～180°の範囲を 0.5°刻みで測定すると 360 回の測定が必要であり測定時間が非常に長くなり実用上問題になる。たとえば後述する実験装置では、一つの角度の計測に１０～４０秒、試料の回転と位置決めに２０～３０秒程度を必要とするので全測定終了に３～７時間かかることになる。そこで刻み幅を粗くしていった場合に誤差がどれだけ増大するかについて調べることにする。すなわち、磁気ヘッドのトラック幅をパラメータとして、測定誤差と角度刻み幅の関係を求めることにする。

まず、トラック幅 30μm の場合を例に取り、刻み角を 1°、3°、6°、9°、12°の 5 通りの場合について再構成磁界分布と設定磁界分布を比較した。なお、図２－６で示した結果は 0.5°刻みの場合である。比較方法は、図２－１０に示すように、(a) Hxの磁界分布の y 方向断面強度分布と(b) Hyの磁界分布の y 方向断面強度分布を比較した。比較結果は図２－１１に示す。(a)には Hx磁界分布、(b)には Hy 磁界分布を示した。両者とも刻み角が 1°では設定磁界分布と全く同一の分布であった（図２－１１において両者の曲線は一致している）。刻み角が大きくなると誤差が非常に

大きくなっているのがわかる。特に、Hx磁界分布では刻み角 6°以上では $x=0$（すなわち磁極中心部）から離れた磁界の小さいところほど急激に誤差が大きくなっており、トラック幅 30μm のヘッドでは刻み角 3°以下で測定する必要があることがわかった。一方、Hy磁界分布は誤差がそれほど大きく変化しないことがわかる。磁界強度が Hxと比較して小さく磁界の変化率が緩やか（図２－１１(ｂ)は（a）と比較して縦軸が 10 倍引き伸ばしてある）であるためと考えられる。

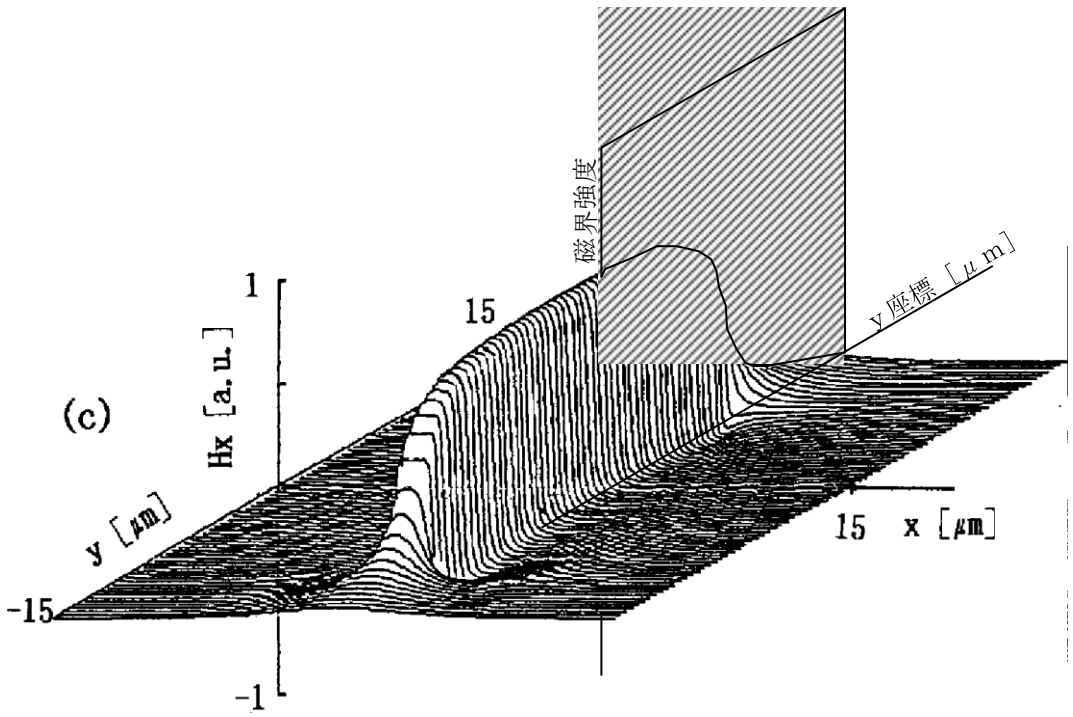


図２－１０(a)　　誤差評価のためのHx磁界分布断面
Hx磁界分布のｙ方向断面（斜線の平面)を切り出して比較

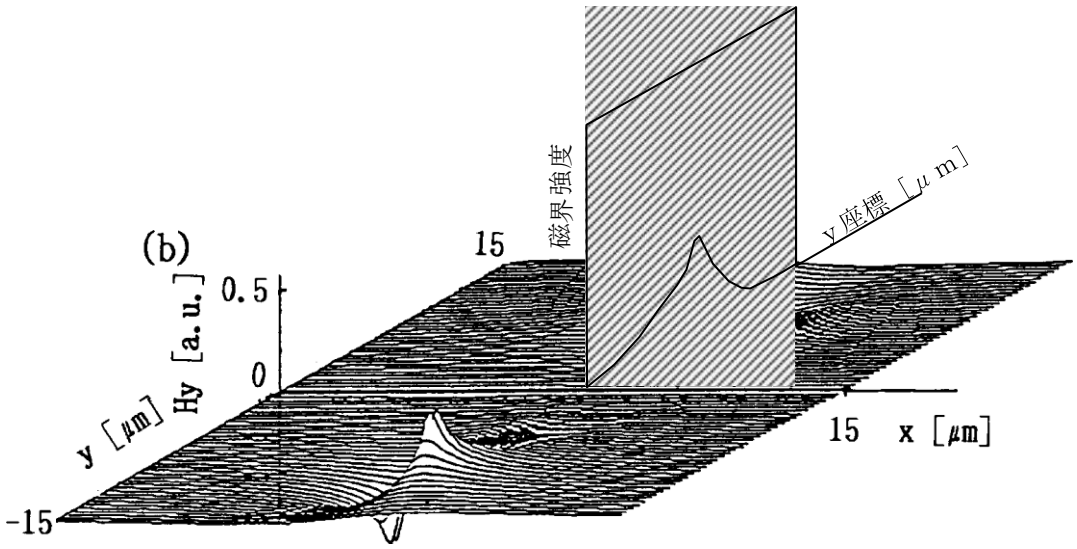


図２－１０（b）　誤差評価のためのHy磁界分布断面
Hy磁界分布のｙ方向断面（斜線の平面)を切り出して比較

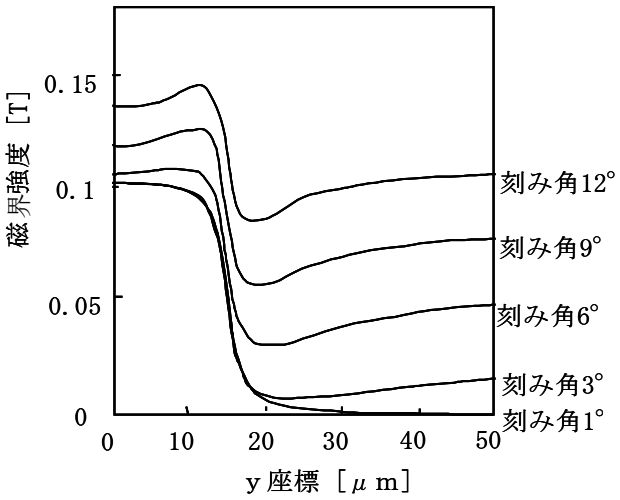


図２－１１(a)　Hx磁界分布断面の誤差比較
Hx磁界分布のｙ方向断面（斜線の平面)を切り出して比較

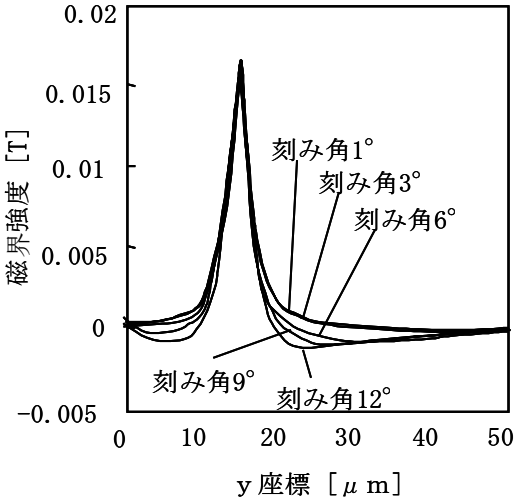


図２－１１(b)　Hy磁界分布断面の誤差比較
Hx磁界分布のｙ方向断面（斜線の平面)を切り出して比較

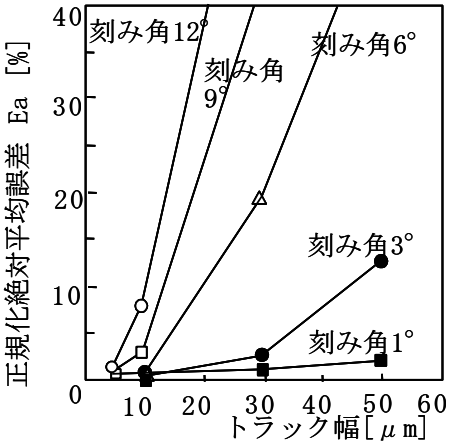
次に、トラック幅によって誤差がどのように変化するか5μｍから50μｍの範囲のトラック幅について検討した。まず、設定した磁界分布と計算実験による再構成磁界分布との誤差を定量的に評価するため次の二つの誤差を定義する。

（１）正規化絶対平均誤差　Ea

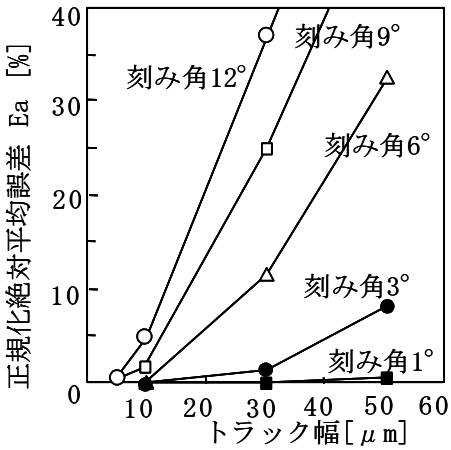
$$Ea = \frac{\text{設定磁界と再構成磁界の差の絶対値の総和}}{\text{設定磁界の絶対値の総和}} \times 100 \ (\%) \qquad (2.35)$$

（２）最大誤差　Emax

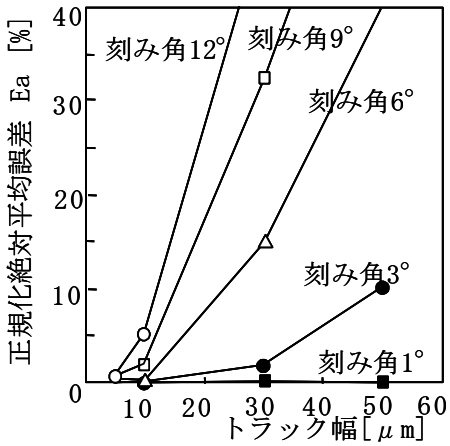
$$Emax = \max(\text{（設定磁界－再構成磁界の差）／設定磁界}) \times 100(\%) \qquad (2.36)$$



a) Hx磁界分布の正規化絶対平均誤差

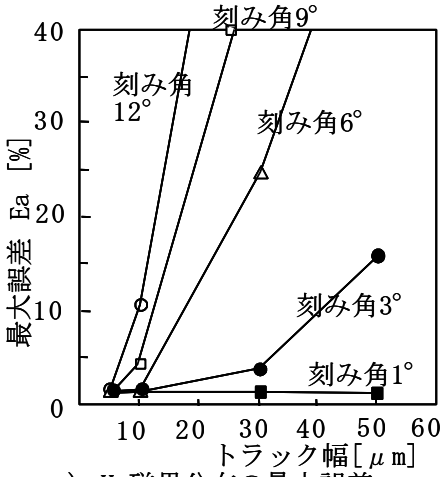


b) Hy磁界分布の正規化絶対平均誤差

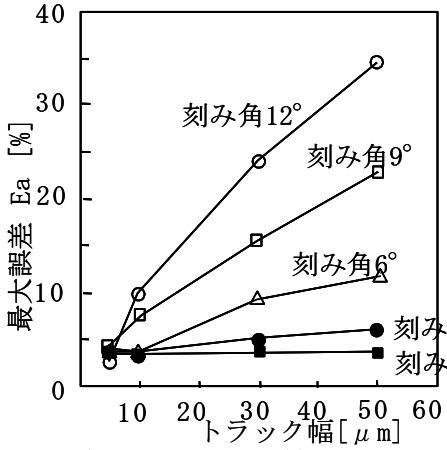


c) Hz磁界分布の正規化絶対平均誤差

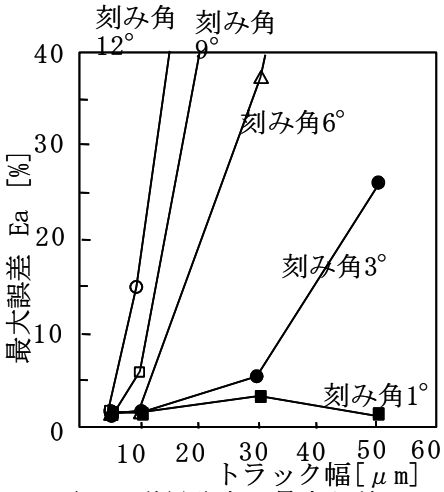
図２－１２　正規化絶対平均誤差のトラック幅と刻み角依存性



a) Hx磁界分布の最大誤差



b) Hy磁界分布の最大誤差



c) Hz磁界分布の最大誤差

図２－１３　最大誤差のトラック幅と刻み角依存性

なお磁界分布を計算する領域はトラック幅に関わらず 100μｍとした。また誤差を計算する範囲は、磁気ヘッドのトラック幅の 1.4 倍の範囲内に限定する事にした。

これは、磁極から遠く磁界がほとんどゼロの領域まで計算に入れると、誤差計算の式の分母がゼロに近くなり評価が不正確になることを防ぐためである。正規化絶対平均誤差の計算結果を図２－１０に、最大誤差の計算結果を図２－１１に示す。

どちらの誤差もトラック幅が広くなるほどまた刻み角が大きくなるほど誤差が大きくなっている。しかし、刻み角が１°の場合ではトラック幅が 50μｍでも誤差は非常に小さくほとんどゼロである。また *Hy* の最大誤差が *Hx* や *Hz* のそれに比べて小さくなっている。これは *Hy* 自体の磁界強度が小さくかつ強度変化が緩やかであるためと考えられる。以上の結果より、たとえば最大誤差を５％以下にするためにはトラック幅 5μｍ以下の場合は刻み角 12°以下、トラック幅 10μｍまでは刻み角 6°以下、それ以上のトラック幅では刻み角を 1°以下にすることが必要な事がわかった。

２．５　むすび

電子ビームトモグラフィ手法の原理について概説し、計算機シミュレーションによる検証を行った結果、以下の知見を得た。

1）　磁界分布測定ではベクトル量を扱うトモグラフィ演算手法が必要である。その手法とは、磁界による電子ビームの偏向量を測定し、電子ビーム軌道に対する測定試料（磁気ヘッド等）の回転角度 θ の正弦および余弦を乗じた値を用いることで磁界の x 方向と y 方向の成分を分離して求めることができる。

2）　測定領域内で磁界により電子ビームが直線軌道からずれる量（ビームシフト）は、計測領域の大きさ、磁界強度、電子ビームのエネルギーで決まる。SEM 方式でトラック幅 20μｍの磁気ヘッドの分布を計測する場合 0.1μｍ程度のビームシフトであり、またトラック幅 500nm の磁気ヘッドを第 5 章で述べる投射型電子ビームホログラフィで計測する場合においては 1nm 以下であり、計測分解能より十分小さいため無視できる。

3）　実際の測定において、試料の回転刻み角と測定誤差の関係をシミュレーションした結果、誤差5％以下で測定するためには、測定対称磁気ヘッドのトラック幅が 10μｍ以下では少なくとも 6°以下、それ以上のトラック幅では少なくとも 1°以下で測定する必要がある。

第３章　装置構成と測定手法[26][27][31]

３．１　まえがき

本章では、第２章で述べたストロボ電子ビームトモグラフィ手法を実現するために開発した装置の構成について説明する。さらに、開発した装置により実際に磁気ヘッドの磁界分布を測定するための手順について述べ、装置の分解能と測定精度について検討する。

３．２　装置構成[26][27][31]

この節では、第２章で述べた測定原理に基づいて実現した測定システムについて述べる。図３－１に開発した装置のブロック構成図を示した[26] [27]。

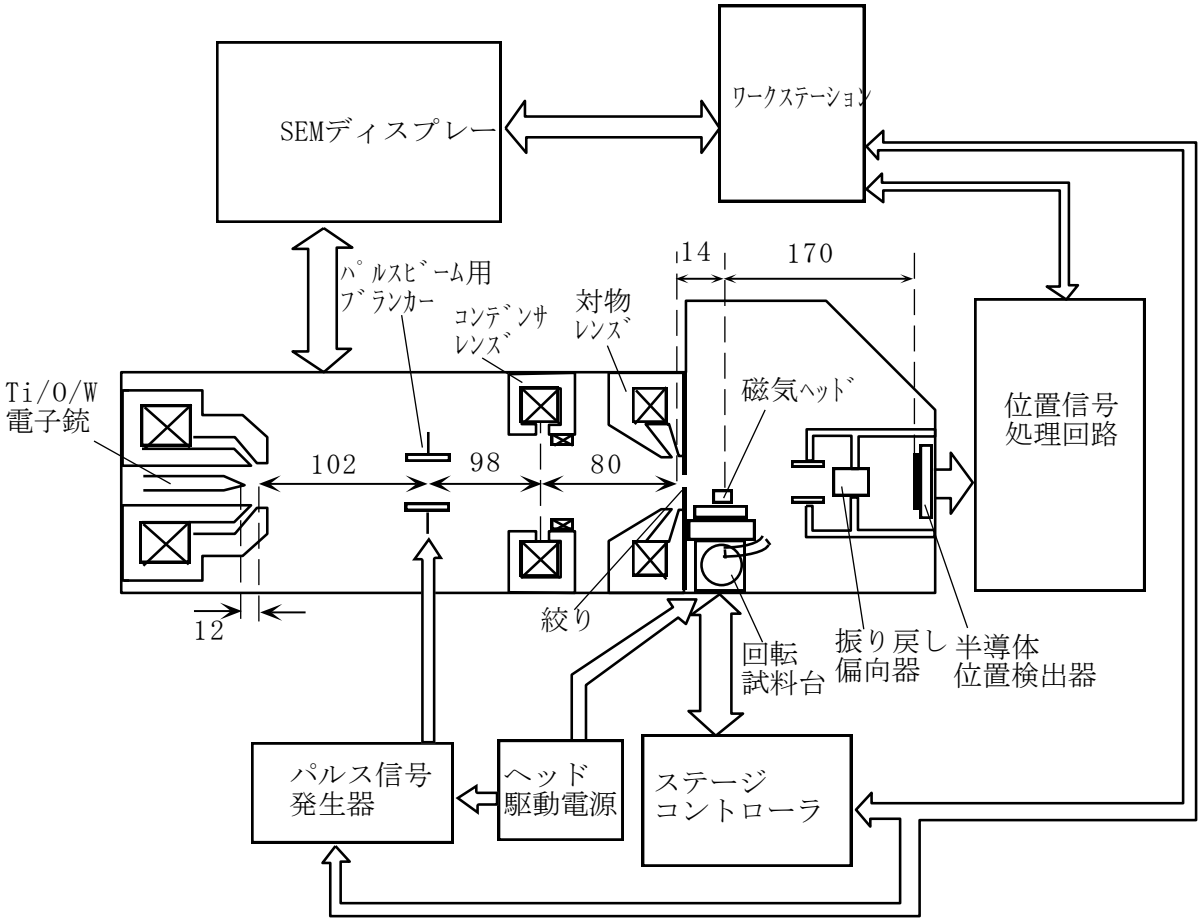


図３－１　電子ビームトモグラフィ装置の構成
図中の数字は長さ[mm]

ストロボ SEM をベースとした電子光学系、トモグラフィ測定を実施するための回転試料台、二次電子像観察およびレンズ、非点補正コイルおよびアライメントコイル等の SEM としての基本的な制御を行う SEM ディスプレー、磁気ヘッドを駆動するためのヘッド駆動電源、ストロボ測定のために電子ビームをパルス化するためのパルス信号発生器、試料の回転ステージを制御するステージコントローラ、電子ビームの磁界による偏向量を測定するための半導体位置検出器と位置信号処理回路、そして各部の制御を実施すると共に、測定された位置信号をトモグラフィ演算して磁界分布を求めるためのワークステーションにより構成される。

図３－２に本装置の外観写真を示す。右端が電子ビーム鏡体である。左のテーブルが走査形電子顕微鏡の制御部である。テーブルに載っている大きいディスプレーがワークステーションのディスプレーであり、測定条件の入力画面やトモグラフィ再構成のオペレーション、測定した磁界分布等が表示される。小型のディスプレーは SEM 画像表示用の CRT である。

この章では電子光学系、回転試料台、半導体位置検出器と位置信号処理回路より構成される電子ビーム位置検出系、およびトモグラフィ演算と装置制御を行う制御系について説明する。

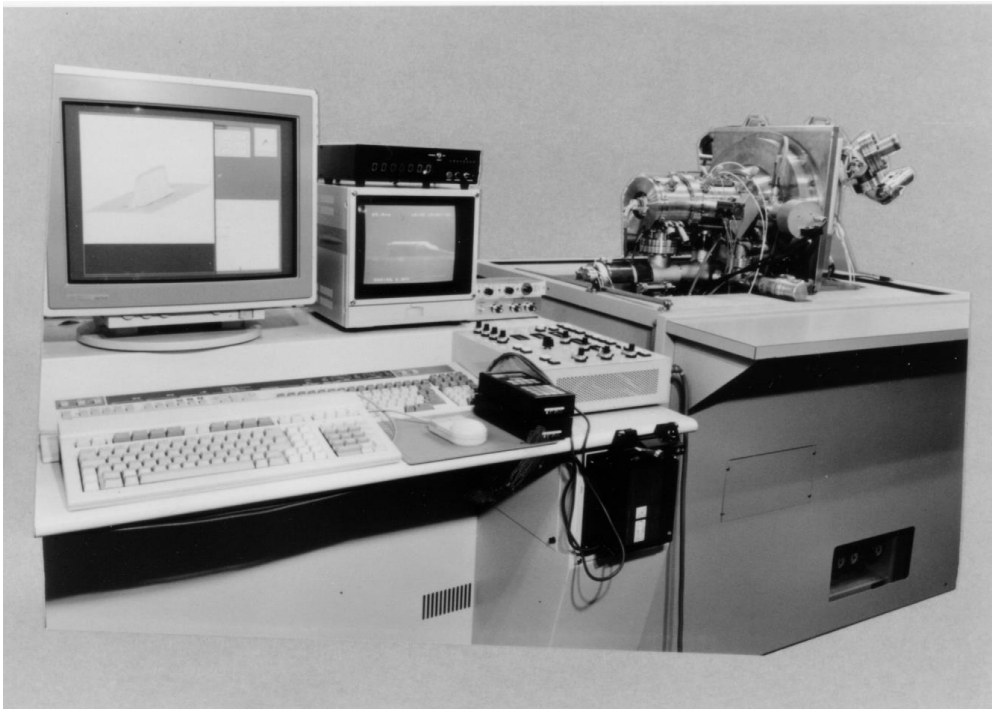


図３－２　電子ビームトモグラフィ装置の外観写真

３．２．１　電子光学系

電子光学系はパルス電子ビーム生成が可能なストロボ SEM の光学系を用いた。電子銃から対物レンズまでの鏡体部は(株)日立製作所製の電子ビームテスター　S-８０００型と同様のものである[29]-[32]。試料となる磁気ヘッドの装着や電子ビーム位置検出器の調整の作業性向上の観点から、電子ビーム鏡体を横置き形とした。図３－３に電子光学系と試料室の構成図を示す。Ti/O/W 電子銃、コンデンサレンズ、パルスビーム用偏向器、制御レンズ、電流制限絞り、走査コイル、対物レンズ、回転試料台、振り戻し偏向器、半導体位置検出器で構成されている。電子ビームの加速電圧は 500V～４kV で可変であるが通常３ｋＶで用いる。

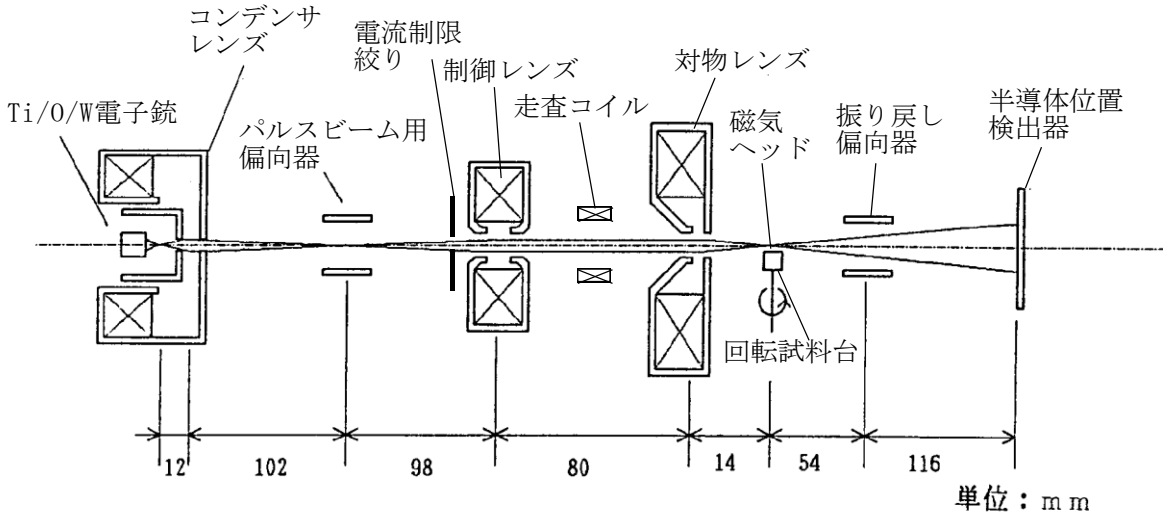


図３-３　電子ビームトモグラフィ装置の電子光学系

磁気ヘッドの磁界分布測定では高周波の磁界分布を測定する必要があるためにストロボ法を用いる事はすでに述べた。この場合電子ビームをパルス化するため、有効に使用できる電子ビーム電流は大幅に減少する。このため通常の SEM よりも大電流電子ビームが得られるような設計となっている。大電流を実現するために、電流密度が高く長時間安定な電子放出が得られる Ti/O/W 型の熱電界放出電子源を採用した。これは電界研磨で先端を 0.1μm 以下の曲率半径に尖らせた W（１００）単結晶に Ti を熱拡散させることで単結晶先端の仕事関数を低減させて大電流密度の電子を安定に放出できる電子源である[33]。この電子源は冷陰極電界放出電子源[34]

の 10 倍以上の 1mA/sr 程度の放射角電流密度を得られるため、大電流のプローブ電流を取得することが容易である。また、電子源先端を加熱して使用するため、フラッシング（電子源の先端を短時間だけ 2000K 以上に加熱して清浄化すること。冷陰極電界放出電子源では定期的にこの作業を実施しないと放出電子電流が大幅に減少し、最終的には電流が不安定になり破壊に至る）が不要で長時間（約 1 年）連続して使用できる。

また、電子銃は磁界重畳型電子銃を採用している。これを図３－４に示す。ハッチングの部分が磁性体(パーマロイ)となっておりレンズの磁路の一部と引き出し電極を兼用することでレンズ磁界を電子源に接近させ、レンズ収差を低減させている。一般に、電子ビームを集束するための回転対称型電磁レンズでは凹レンズを作ることが困難なためレンズの収差係数低減は焦点距離を短くするか加速電圧を上げる以外にない[35]。本装置では収差低減のため焦点距離を短くした。これを説明したのが図３－５である。同じ場所に焦点を結ぶ場合でもレンズが光源に近づくことでレンズの焦点距離が短くなり、これにより収差係数が低減できる。特に大電流電子ビームを取得するためには電子源からの取込角度 α を通常の SEM より拡大する必要があるため焦点距離を小さくすることで収差係数の低減を図っている。

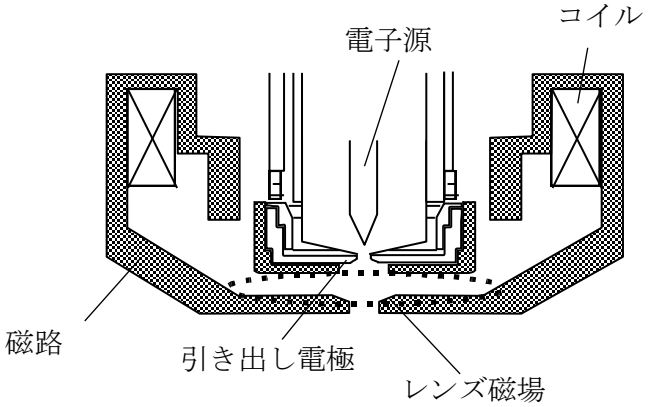


図３－４　磁界重畳型電子銃の概略図

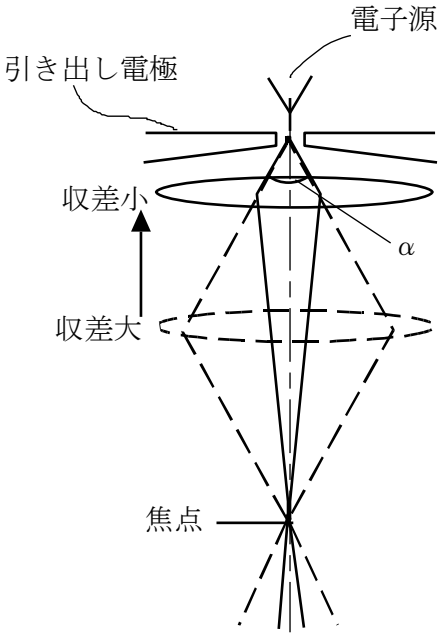


図３－５　磁界重畳型電子銃の説明図

パルスビーム用偏向器は静電型の偏

向器である。コンデンサレンズで集束された電子ビームは、この偏向器の偏向中心で焦点を結ぶ。これにより、パルス生成に伴うビームの試料上の位置移動を最小限に抑えている。パルス生成はこの静電偏向器に振幅１０Ｖの偏向信号を印加する。偏向信号が０Ｖのときのみビームが対物絞りを通過しパルスビームが生成される。

制御レンズはパーマロイを磁極とした磁界形レンズである。電子ビームの開き角とビーム電流を調整するために用いる。対物レンズは、パーマロイ磁極を用いた薄型のレンズで厚さは 30mm である。磁気ヘッドの回転ステージの配置と対物レンズの磁界が磁気ヘッドの位置で 0.1mT 以下と磁気ヘッドの動作状態に影響を与えないように、焦点距離は 14mm、ワーキングディスタンスは 10mm とした。電子ビームのエネルギーは低いほど磁界に対する感度が上がるが、電子ビームを絞るのが難しくなる。本装置では、両者のバランスを考えて磁界分布測定は 3keV で行った。図３－６は 3keV における電子ビーム径とビーム電流の試料照射角依存性を計算した結果である。計算では、開口角 4 mrad.で 0.05μm のビーム径と、約 15nA のビーム電流が得られることがわかる。SEM 画像により約 0.04μm の分解能を、また GaAs の壁界によるエッジを用いたビーム径の測定においても 0.06～0.08μm であることを確認した。計算との相違は、パルス偏向器を通過することにより発生するコマ収差、偏向色収差等であると考えられる。ストロボ法で測定を行う場合は電子ビームをパルス化するためパルスデューティで平均電流が決定される。通常の測定ではパルスデューティは１/20～１/10 とした。すなわち平均ビーム電流は 1nA～2nA となる。

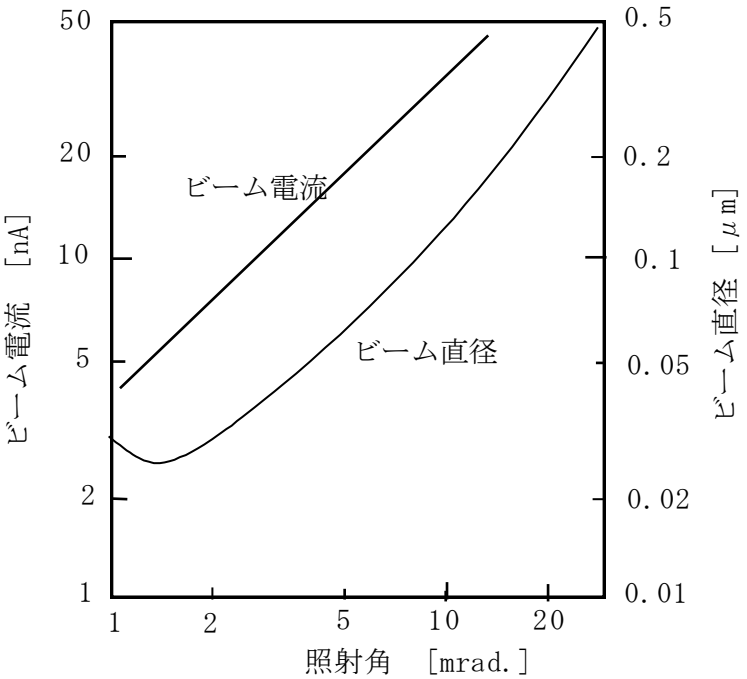


図３－６　電子光学径の性能
ビーム電流とビーム径の照射角依存性

３．２．２　回転試料台

試料室は、磁気ヘッドをパルスモータで駆動する回転試料台、磁界による電子ビームの偏向量を測定する位置検出器､測定領域を位置決めする時に SEM 像を取得するための二次電子検出器によって構成されている。回転試料台は X、Y、傾斜、回転の四軸で構成され、それぞれパルスモータで駆動する。4 軸の構成は、Y ステージの上に X ステージ、その上に傾斜機構が載り、さらにその上に回転機構が載る構成とした。X,Y の移動範囲は±5mm で、傾斜の範囲は±10°である。これらは SEM 画像を見ながらコントローラをマニュアルで操作する。回転角の範囲は±100°で、回転軸に直結したロータリエンコーダで角度を測定することにより 0.1°の精度で制御できる。始点と終点の角度および刻み幅を入力して測定を開始すると制御計算機が自動で回転を制御する。

測定時に磁気ヘッドの位置と回転の中心が一致していないと、回転させたときに磁極が電子ビームの走査範囲から外れるおそれがある。そこで、磁気ヘッドを取付けた試料ホルダを光学顕微鏡下で回転させて観察しながら回転中心を手動で調整した後、試料室に取り付ける。この調整で、回転中心とのずれを 10μm 以下にすることができた。なお、この回転中心のずれは３．３．２で後述するビームアライメント法により補正されるためトモグラフィ再構成の精度には影響しない。

３．２．３　電子ビーム位置検出系

位置検出部は振り戻し偏向器と半導体位置検出器から構成されている。半導体位置検出器は浜松ホトニクス社製の非分割型半導体位置検出センサ PSD（Position Sensitive Detector）を用いた[36][37]。特にこの装置のために光用の PSD の表面保護層を薄くし、数 kV の電子ビームに対して感度が得られる荷電粒子線専用の PSD を使用した。PSD の原理を図３－７に示す。Si フォトダイオードの四隅に電極が設けられており、入射したビームにより誘起された電流が 4 個の電極に分流するようになっている。表面の Si-n ドープ層は均一な抵抗層を形成しており、ビームが入射した位置に応じて分流比が決まる。したがって、これらの電極から得られる電流の差信号を総電流量で割ることでビームの入射位置がわかる。また原理から明らかなよう

に、入射ビームが面積を持っている場合でも分解能が劣化せずにその重心位置を測定することができる。したがって、位置検出器上に電子ビームの焦点を結ばせる必要がなく、測定する磁気ヘッド上で電子ビームをフォーカスさせられるため高分解能な磁界分布測定が可能となる。なお、位置検出器の中心から離れた位置では電子ビームは垂直からずれて入射することになる。しかし、測定対象の磁気ヘッド磁界による電子ビームの偏向量は試料位置から 170mm 離れている位置検出器上で高々 5mm 程度であり、斜め入射による位置ずれは中心からの距離の 0.03%程度であるので無視できる。

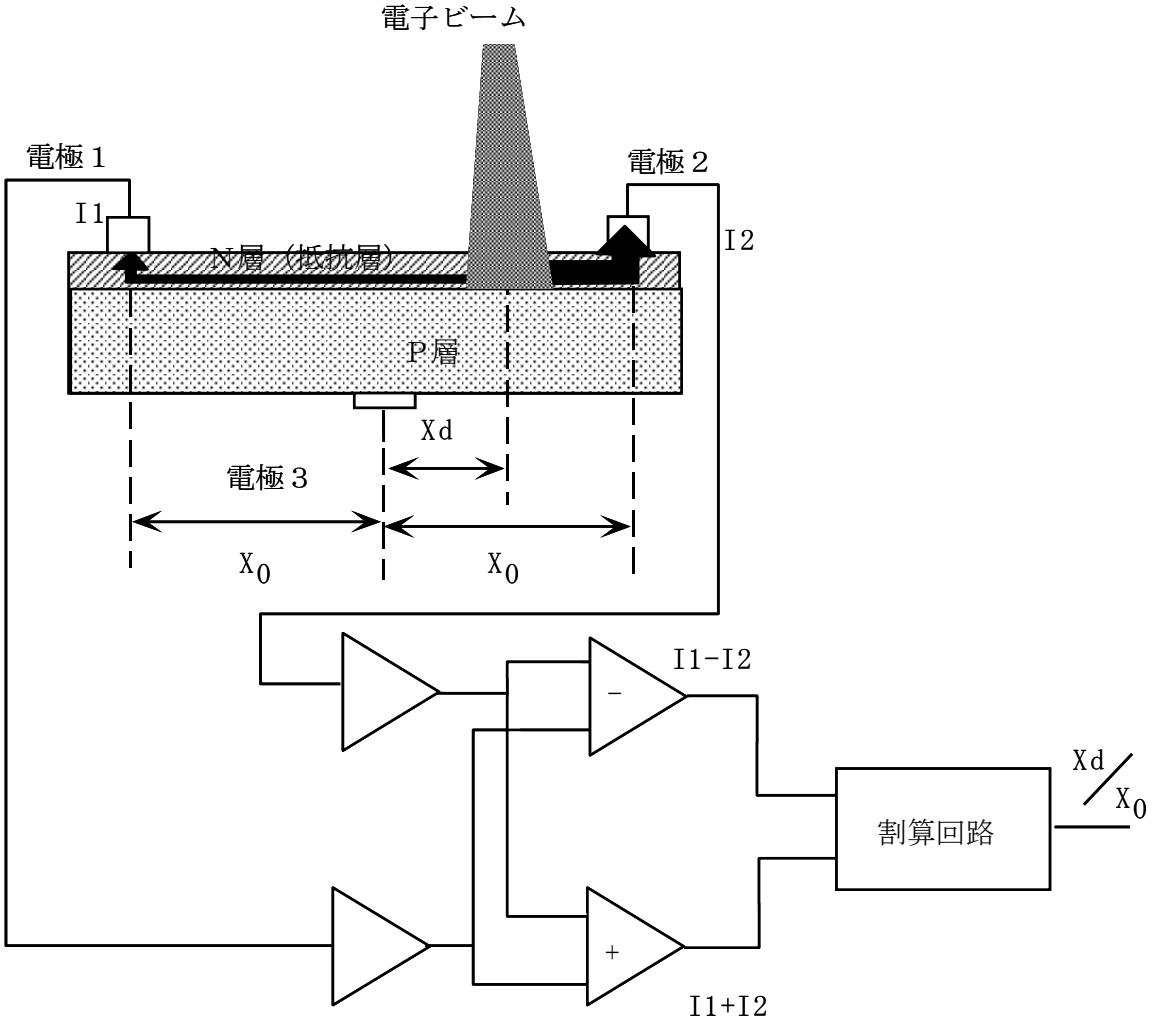


図３−７　電子ビーム位置検出器の原理

検出可能な最小の磁界強度はＰＳＤの位置分解能で決まる。ＰＳＤはアナログ素

子であるため、素子自体の構造で分解能は決定されず信号に含まれるノイズの大きさで決定される。位置信号の分母は検出器からの総電流量であるからビーム電流が減少すればランダムノイズにより感度は低下することになる。このノイズは電子ビームの走査と同期させて信号を加算することで低減することができる。3keV の電子ビームにおけるＰＳＤの位置分解能を測定した結果を図３－８に示す。横軸はビーム電流である。これは 1 データを 40μs ごとにサンプリングし、1024 回加算した場合の結果である。2nA のビーム電流（ストロボ測定時のパルスデューティ 1/10 に相当）において 20μm の分解能が得られることがわかる。グラフの右縦軸にはこの位置分解能を得られた場合に検出可能な磁界強度を示す。たとえば、20μmの位置分解能は、1μmの領域に存在する 20mT の磁界強度を検出可能であることを示している。数μmの領域において数百 mT の磁界を発生させる磁気ヘッドの測定に対しては十分な感度であることがわかる。

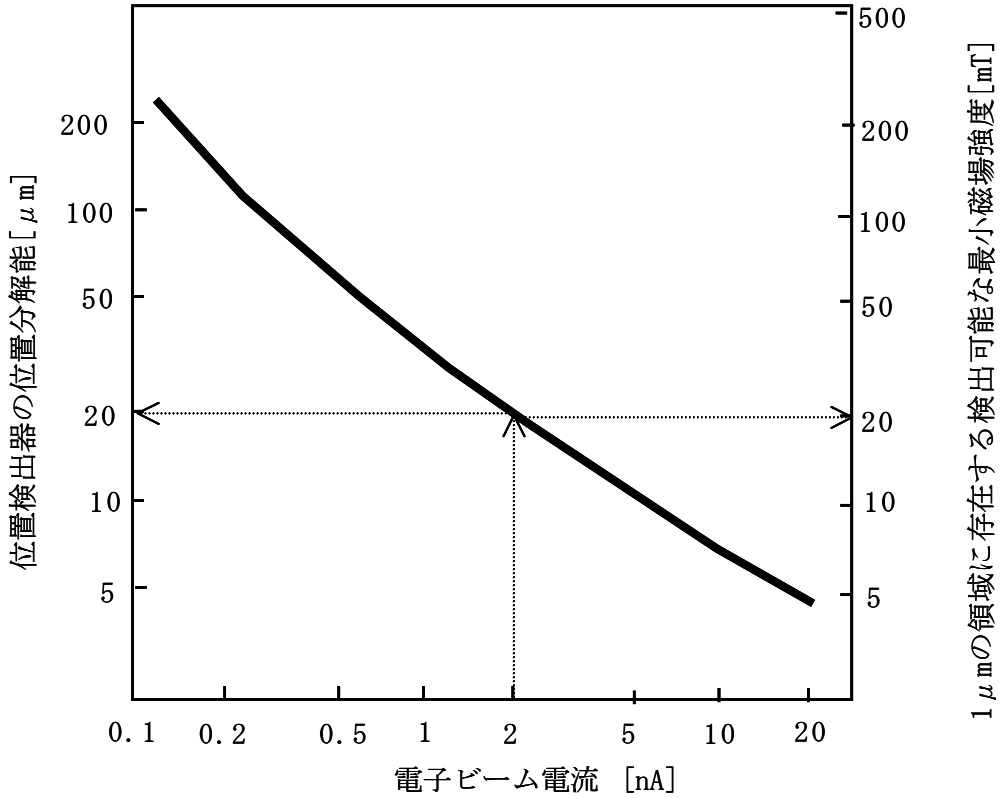


図３-８　位置分解能と最小検出可能磁場強度
(1024 回加算，3keVビームでの試算)

磁界分布の測定は電子ビームを磁気ヘッドの表面に沿って走査して実施する。し

たがって、磁界が存在しなくても電子ビームは走査に伴って位置検出器上を移動することになる。振り戻し偏向器は電子ビーム走査による位置検出器上での位置移動を打消すためのものである。X 方向と Y 方向の 2 段の静電偏向器により構成されている。この振り戻し偏向器に、電子ビームの走査信号に同期した振り戻し信号を印加する。なお、電子ビームは走査コイルで走査された後に対物レンズの磁界内で回転作用を受けながらフォーカスされる。したがって走査コイルの走査方向と対物レンズ通過後の走査方向は異なっているのでその回転を調整できるようになっている。印加信号の調整は磁気ヘッドを取り外して磁界のない状態とし、電子ビームを二次元走査して位置検出信号をモニタしながら実施する。電子ビームを走査しても位置信号が変化しないように、振り戻し偏向器に印加する信号の回転調整とゲイン調整を実施する。

二次電子検出器は通常の SEM に用いられている蛍光体に高電圧（～10kV）を印加して二次電子を引き寄せて発光させ、光電子増倍管で検出するいわゆる Everhart-Thornly 検出器である[38]。磁気ヘッド部の SEM 像を観察し、ステージの位置決めや電子ビームを走査する領域の決定に用いる。

３．２．４　制御系

本開発装置は、測定に関する全ての制御を UNIX によるエンジニアリングワークステーション (HP9000 シリーズ 360)で実行している。マルチプロセスが可能で、X ウインド機能により、全ての制御操作をマウスで行う。この計算機による主な制御は、電子ビーム走査制御、試料の回転制御、測定位置の制御、偏向量データの取り込みとトモグラフィ演算および測定結果である磁界分布の表示である。制御ソフトウェアは C 言語で作成した。またステージコントローラや電子ビーム走査信号発生器、パルスビーム生成用パルスジェネレータ等は GPIB により制御している。

画像観察および電子光学系の制御には走査形電子顕微鏡の制御部を用いた。これに、電子ビームをヘッド表面に沿って走査するためのディジタル走査制御部、位置検出器の信号処理部、ステージ制御部、ストロボ制御部、排気系制御部を付加した。

３．３ 測定手法[26][27]

ここでは実際の磁気ヘッドを測定するにあたって必要な準備と、測定方法について説明する。全体の流れを図３－９にフローチャートにして示す。

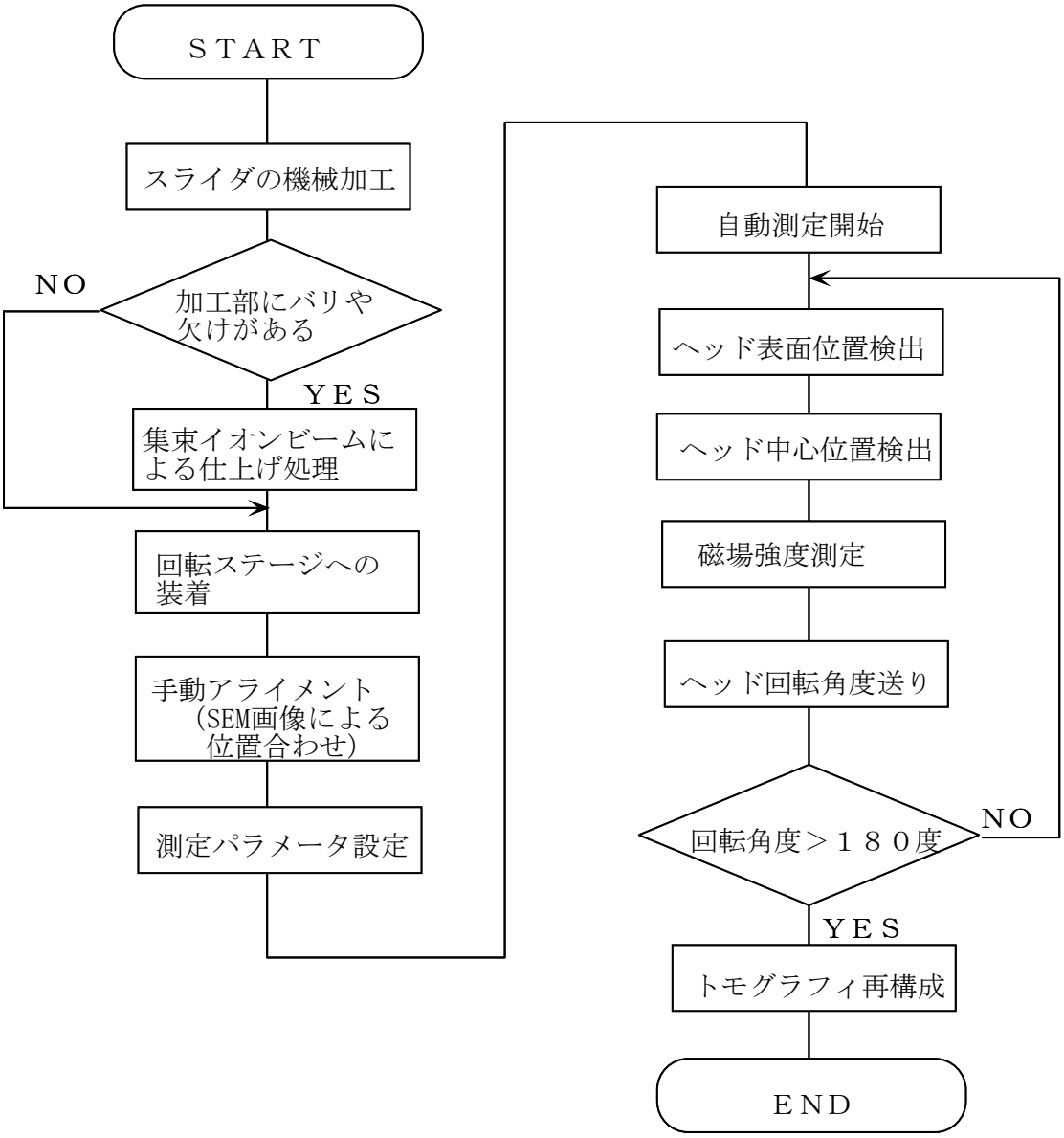


図３－９　測定のフロー

３．３．１　試料の前処理

磁気ヘッドはスライダと呼ばれる数ミリ四方の部材に形成されている。これを図示したものが図３－１０である。このスライダの一方に微小なヘッドが組み込まれ

ている。この部分に平行に電子ビームを通す必要がある。この為に図３－１０の円内に示すように、磁気ヘッドの磁極部分を残して 20μm 角で高さ約 5μm だけ残して、周囲の部分を削り落とす。この作業は主に精密研削盤で実施する。加工後の側面にバリや欠けが生じた場合には集束イオンビーム加工装置により仕上げ処理を実施する。加工後のスライダは回転ステージの中心部に実体顕微鏡（約 50 倍）で観察しながら接着する。

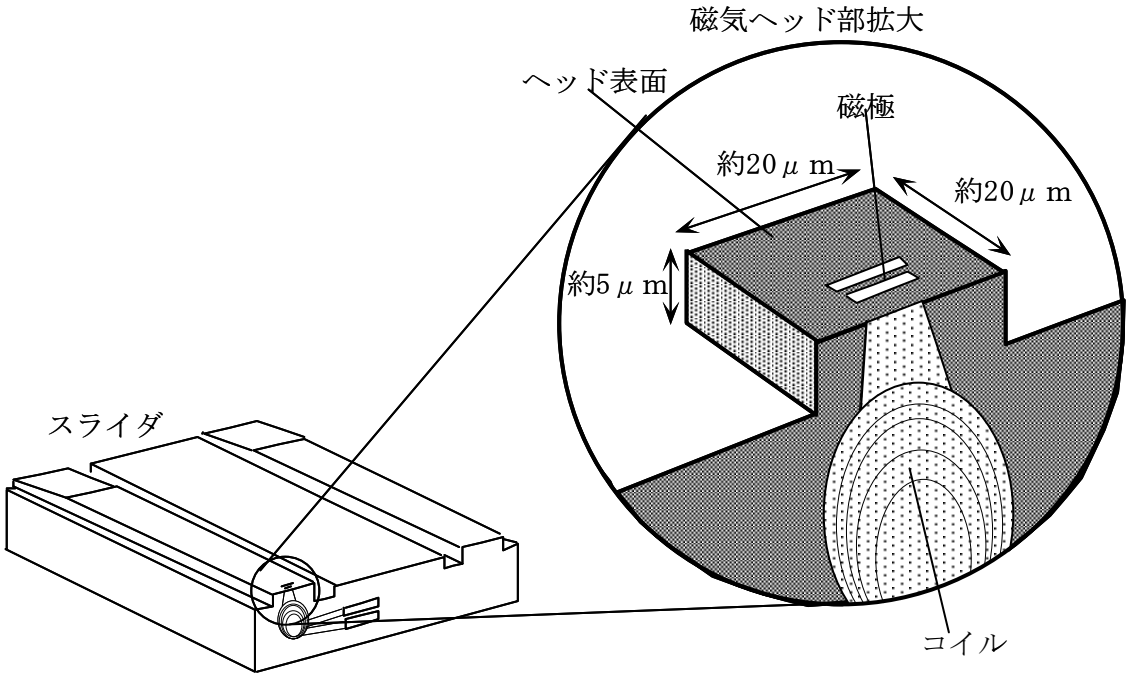


図３－１０ 測定前の磁気ヘッド表面の処理

３．３．２　ビームアライメント手法

測定を開始する前に電子ビームと磁気ヘッドの位置合わせ（アライメント）が必要である。これを図３－１１により説明する。電子ビームは走査コイルに印加する信号により自由に位置決めが可能である。まず、電子ビームを走査して SEM 画像を観察しながら磁気ヘッドを装着したステージを X および Y 方向に移動させ、磁気ヘッドの磁極部分を視野のほぼ中心に据える。次に電子ビームの軌道と磁気ヘッド表面が平行となるように SEM 画像を観察しながらステージの傾斜角度を微調整する。以上で手動アライメントは終了である。磁界分布測定は回転ステージを 0．5°～3°刻みで回転角度を変化させて磁気ヘッド面から設定距離だけ離れた空間に電子ビー

ムを走らせ、磁界による電子ビームの偏向量を測定する。これにより磁気ヘッドの表面から設定距離だけ離れた平面上の磁界分布を求めることができる。この測定平面と磁気ヘッド表面との距離を本論文では測定スペーシングと呼ぶことにする。回転角を変化させるたびに、ステージの回転に伴う回転軸のぶれや軸の上下方向の変動を補正することで測定スペーシングが一定に保たれるように自動でアライメントできるようになっている。この自動アライメントではまず、測定ヘッドの表面位置の検出を電子ビームにより行う。電子ビームがヘッド面に垂直に走査され、これに同期して半導体位置検出器に入射する電子ビーム信号電流の総量を検出する。電子ビームの走査位置と信号量は図３－１１で示したようになる。電子ビームがヘッド面にさえぎられると信号はゼロになるのでここでの座標が磁気ヘッド面である。これにより回転に伴う軸の上下動が補正できる。この手法によるヘッド表面位置の測定再現性は±50nm であった。

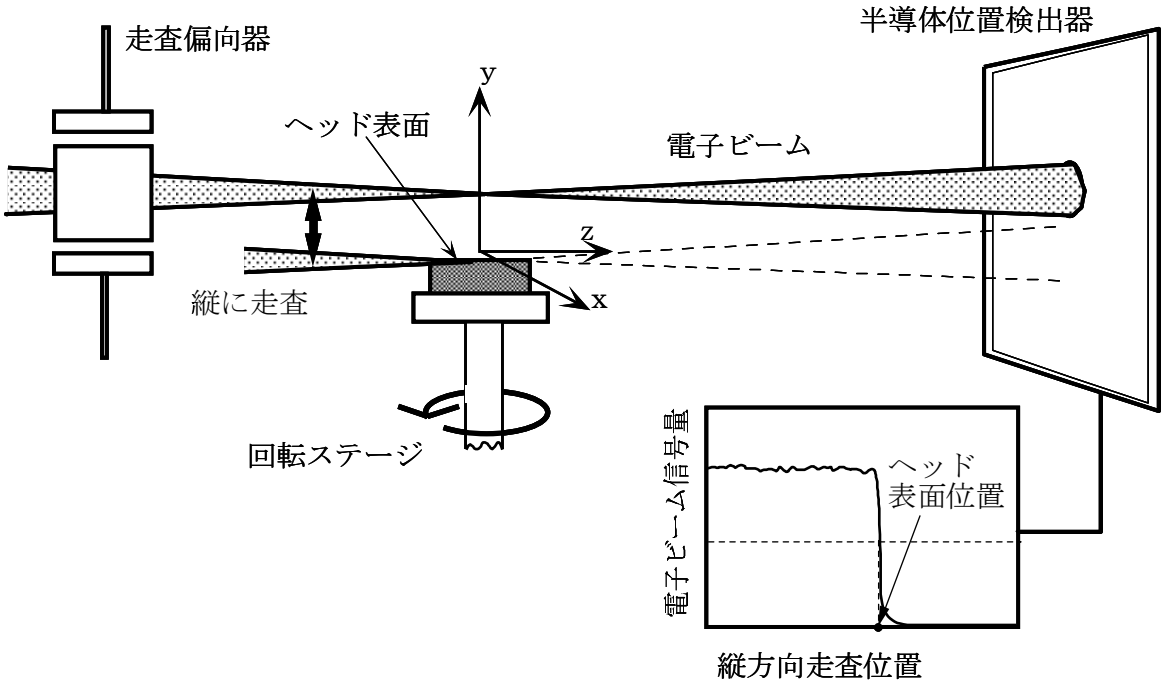


図３－１１　ヘッド表面と電子ビームの位置決め方法

次に回転軸のぶれを補正するために仮想的な回転中心を電子ビームで検出する。トモグラフィ法では測定対象の回転中心が固定されていないと再構成結果に誤差を

生じる。そこで、回転角を変化させるたびに、図３－１２に示すように電子ビームをヘッド面より約 0.5μｍ下げたところを走査させ､半導体位置検出器の電子ビーム信号電流の総量を電子ビームの走査と同期して測定する。信号が到達しない走査領域の中心を仮想的な回転中心と設定した。ここで求めた中心位置は試料の前処理により周辺を削り落として残っている正方形部分の中心であり、この点はヘッドがどの回転角にあっても変化しない。これにより回転ステージの回転軸のぶれが補正できる。

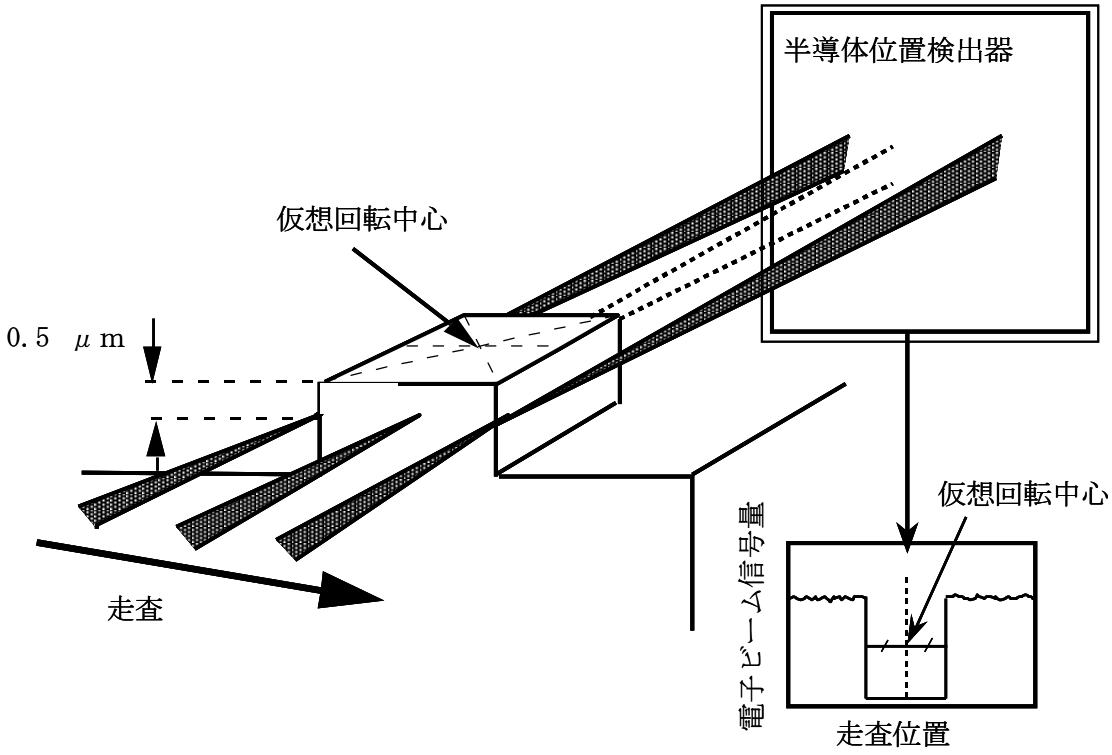


図３－１２　回転中心の決定方法
(試料台の回転中心の軸ズレ補正方法)

３．４　測定分解能

この節では、測定された磁界分布の分解能について検討する。これを決める要因には下記のものが有ることはすでに述べた。すなわち　１）電子ビームの直径、２）ビーム走査と磁気ヘッドの位置精度、３）電子ビームが測定領域内において磁界により偏向される効果である。電子ビームの直径より小さい磁界分布構造を分解することはできないことは自明である。また、３．３節で述べたように磁気ヘッド

の回転により電子ビームの走査位置と磁気ヘッド回転中心の位置関係がずれると再構成磁界分布の誤差が大きくなる。さらに、第２章でも述べたように電子ビームは磁気ヘッドの磁界により偏向を受けるが磁界分布再構成アルゴリズムでは電子ビームが直進するものと仮定している。

まず、１）電子ビームの直径の値であるが、標準の測定条件である試料照射角4mrad、ビーム電流 15nA において電子ビームの直径を Si ナイフエッジで測定したところ、信号波形の立ち上りは 0.08～0.1μm であった。また、磁気テープ上の金蒸着粒子の観察では 0.04μm程度の金粒子の間隙を観察することができた。SEM 画像で認識できる最小の構造物の大きさは概して電子ビームの直径の 1/2 程度である。すなわち電子ビームの直径は 0.06～0.08μmであることがわかった。

つぎに、２）電子ビームと磁気ヘッドの位置精度についてであるが、３．２節で述べたアライメントの再現性がこの精度を示していると考えられる。実際の磁気ヘッドにて繰り返し測定をした結果、±0.05μmの再現性が得られることが確認できた。

最後に、３）電子ビームが測定領域内において磁界により偏向される効果についてはすでに２．３節で述べたように、10μm 以下のトラック幅の磁気ヘッドでは 0.03μm程度である。

以上の三つの分解能決定要因を単純に自乗平均すると 0.13μm となり、分解能はほぼこの値であると推測される。これを間接的に裏付けるデータの一例を図３－１３に示す。これは磁気ヘッドの磁極から垂直な方向の磁界分布測定結果である。磁気ヘッド磁極形状を磁界分布測定結果に重ねて示してある。赤は紙面から出る方向の磁界強度を示し、青は紙面へ入る方向の磁界強度を示している。右の磁極からは紙面から垂直に手前方向の磁界（赤色）が発生し、

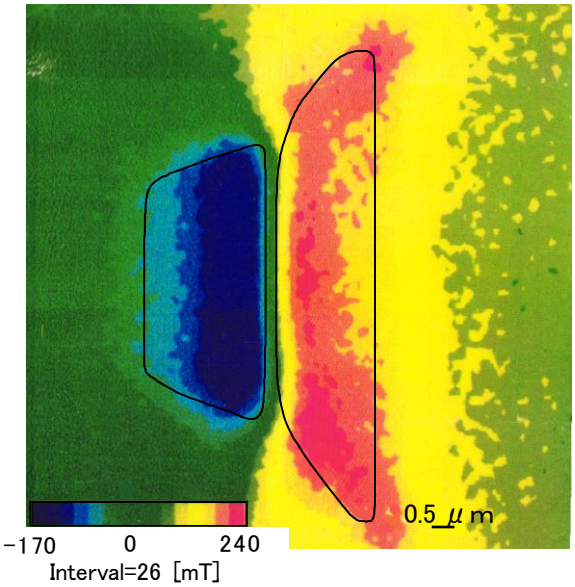


図３－１３　測定位置精度を検証する測定例

左の磁極では紙面に垂直に入っていく方向（青色）の磁界が発生している様子がわかる。そして左右の磁極の隙間（ギャップ）部分は垂直方向磁界が非常に小さいことが認められる（緑色になっている)。図３－１３の結果から、磁極の形状と垂直磁界の分布形状および垂直磁界がゼロになる部分の位置関係やギャップ部分の幅と磁界強度ゼロの部分の幅がほぼ一致していることなどから推定すると 0.1～0.2μm の分解能で測定がなされていることが推定できる。

３．５　むすび

電子ビームトモグラフィ手法により磁気ヘッドの磁界分布を測定できる装置を開発した。本装置は以下の特徴を持つ。

１）　Ti/O/W 熱電界放出電子源を搭載した大電流ストロボ SEM 電子光学系と高精度回転台、半導体位置検出器を用いた電子ビーム位置検出系および UNIX によるワークステーションにより制御される制御系により構成される。

２）　被測定磁気ヘッドの磁極部分を残して測定前に加工処理を施し、電子ビームによる自動アライメントを実施しながら測定することで少なくとも 0. 2μm の測定精度と分解能が得られている。

第４章　微小領域の高周波磁界分布計測[26][27][39][40][42]-[45]

４．１　まえがき

本章では、開発したストロボ電子ビームトモグラフィ装置により磁界分布を測定した結果について述べる。まず、装置性能を確かめるために空芯コイルの静的磁界分布を測定し、理論値と比較する。次に、磁極の形状が異なる薄膜磁気ヘッドを高周波電流で動作させた場合の磁界分布を計測し、磁極形状と磁界分布の関係について検討する。最後に、磁極の形状や材料が異なる各種薄膜磁気ヘッドの磁界分布の過渡応答特性を、ストロボ法の活用により 1ns という高い時間分解能で測定し、磁極の材料・形状との関係について検討する。以上の検討を通して、本計測手法の有用性を明らかにする。

４．２　微小空芯コイルの磁界分布測定

今回開発した電子ビームトモグラフィにより微小領域の磁界分布が正しく計測できるかを検証するために、空芯コイルの発生する磁界分布を測定した。空芯コイルであれば磁界分布を簡単な計算で求めることができるのでその結果と測定結果を比較した。製作したコイルは 50μｍの直径のエナメル線を直径 250μｍの円筒状に 5 ターン巻いたもので図４－１(a)に示すような形状をしている。このコイルに 140mA の電流を流してコイルの上端から 21μｍ上方の磁界分布を計測した。その結果を、垂直方向の磁界と、水平方向の磁界について示したのが図４－１（ｂ）（ｃ）である。空芯コイルの磁界を計算で求めたものを実線で、本システムで計測しトモグラフィ再構成した磁界分布から得られた結果を白丸で示す。これを見ると両者は良く一致しており、正規化平均誤差 Emax は X 方向磁界 3.5%、y 方向磁界 3.1%であった。以上の結果から本システムが磁界分布を正しく計測できる

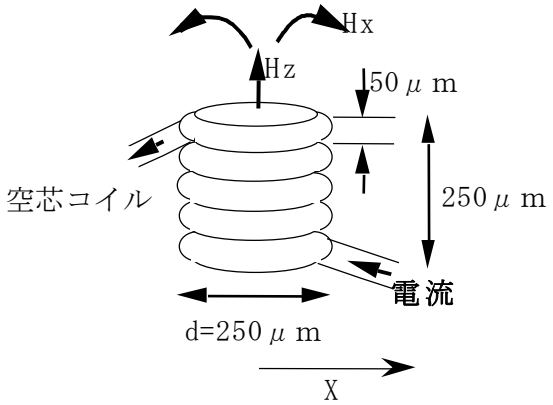


図４－１　空芯コイルによるキャリブレーション結果
(実験に用いた空芯コイルの構造)

ことが確認できた。

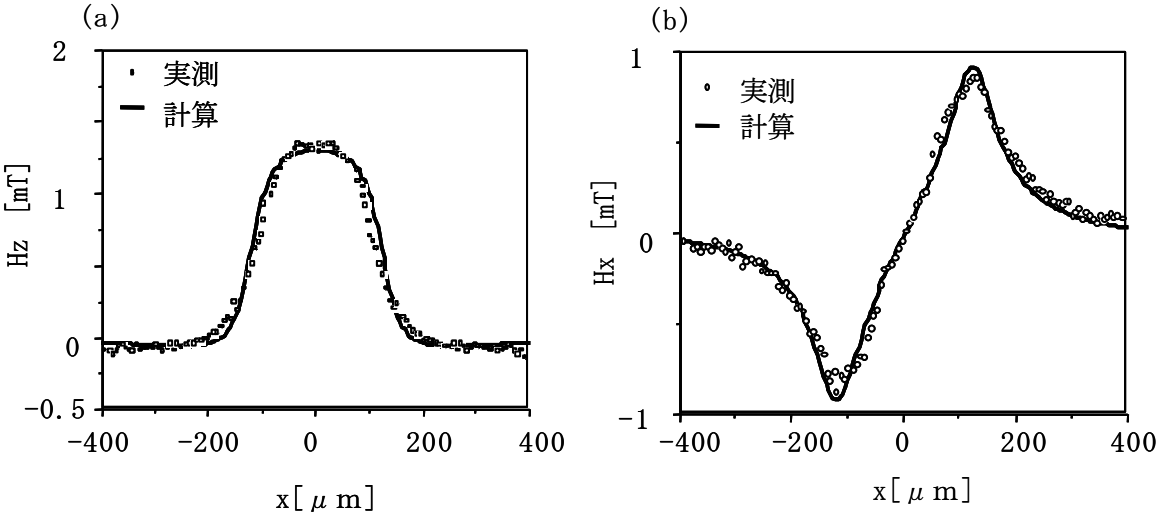


図４－２ 空芯コイルによるキャリブレーション結果
(a) 空芯コイルのｘ方向磁界分布
(b) 空芯コイルのｚ方向磁界分布

４．３ ディスク用薄膜磁気ヘッドの磁界分布

この節では、まず磁気ディスク装置に使われている薄膜磁気ヘッドの磁界分布測定結果について述べる。さらに本測定法の活用例として、同型の磁気ヘッドの磁極のトラック方向の長さを微細加工により短縮して磁界分布形状の変化を測定した結果について述べる。

４．３．１ 磁界分布の測定結果

薄膜磁気ヘッドは半導体プロセスを用いて作成されており、図４－３(a)はこのヘッドの断面を示したものである。なおこのような形状の磁気ヘッドが図３－１０に示したようなスライダの中に埋め込まれており、磁極の先端のみが表面に露出している。ここで示した薄膜磁気ヘッドはトラック幅 17μm、ギャップ長 0.4μm である。磁極の材料は比透磁率 1000 のパーマロイ、磁極の形状は Z 方向から磁極面を見ると台形であり、下磁極の幅は上磁極に比べ 3μm ほど広くなっている。上磁極は二枚の分離した磁路で構成されている。磁界分布を測定したスペーシングは 0.5μm である。試料を 3°刻みで 0°から 180°まで回転させて測定した。1 走査におけるデータのサンプリング点数は 128 点で計測時間はおよそ１０秒かかった。また

ステージの回転と静定待ち時間やビームの位置決めなどの動作に２０秒程度必要であった。したがってビームの 0°から 180°までのデータ測定の所要時間は約 30 分であった。また、再構成の画素数も 128×128 とした。図４－３(b)は測定緒果を XY 平面上で矢印表示したものである。失印の方向が磁界の方向で、長さが磁界の強さを表している。上磁極の左側からプラス方向（左から右の方向）の磁界が発生しており、上磁極と下磁極のギャップ部で最大となっている。この磁界が磁気ディスク媒体に記録を行う成分である。下側の磁極の右側にはマイナス方向（右から左方向）の弱い磁界が発生しているのがわかる。また磁極の端部には y 方向成分を持った磁界がかなり広い領域に存在しているのがわかる。磁極の長さが有限である以上 y 方向成分をゼロにはできないが、磁気ディスクに情報を記録するときにノイズ成分となる可能性があることが報告されている[40]。

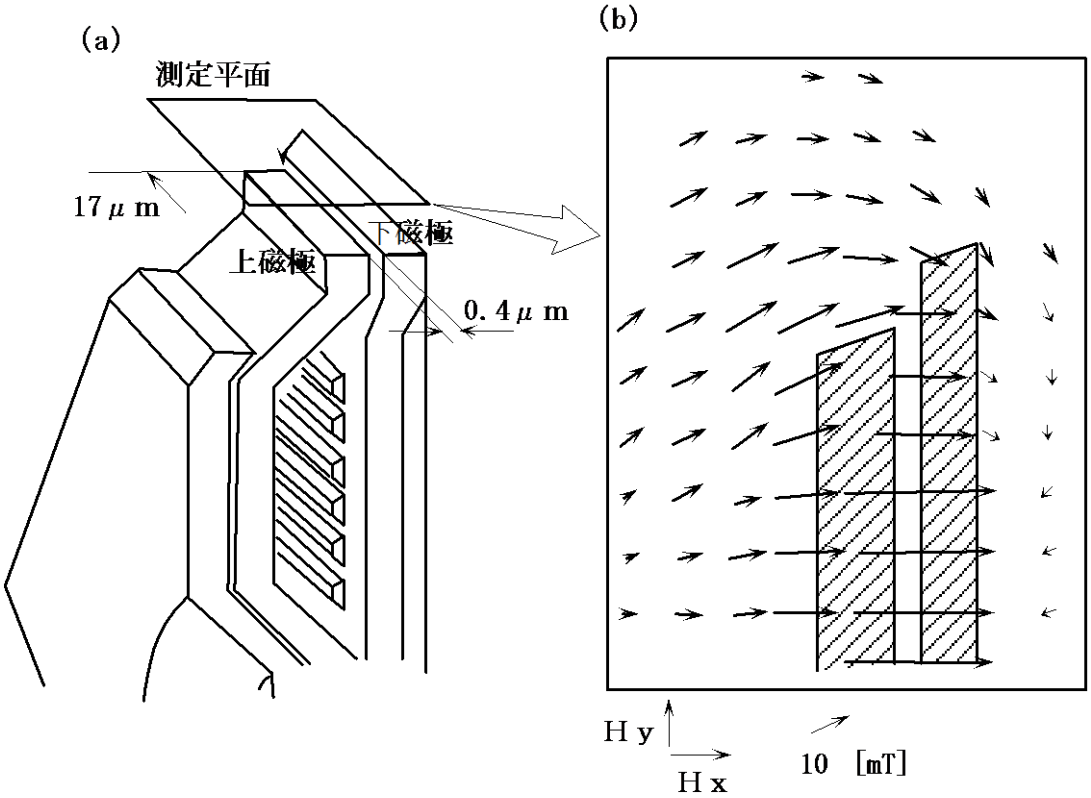


図４－３ 薄膜磁気ヘッドの測定例

(a) 測定した薄膜磁気ヘッドの磁極部とコイル部の断面図
(b) 磁界分布の測定結果(ベクトル表示)

図４－４はトラック幅 10μm、ギャップ長 0.2μm のディスク用磁気ヘッドの磁界分布を測定した結果である。磁極材料は透磁率 1000 のパーマロイである。磁極は台形で、下磁極の幅は上磁極に比べ 2μm ほど広くなっている。測定スペーシングは磁気ヘッド表面から 0.5μm である。駆動電流は 10MHz の矩形波で振幅 40mA である。測定に用いた電子ビームはこの駆動電流に同期させたパルス幅 10ns のパルス電子ビームである。また、より詳細な分布形状を求めるために磁気ヘッドの回転を１°刻みで測定した。1 走査におけるデータのサンプリング点数は 256 点（8 ビット）と図４－３の測定よりもデータ数を多くかつ刻み幅も狭くしたので、測定時間は約３時間かかった。また再構成のメッシュ数は 512×512 とした。測定結果を図４－４(b)(c)(d)に磁界強度の色等高線で、磁界の三方向ベクトル成分 $Hx, Hy\ Hz$ をそれぞれ表示した。Hx のみは図４－４(a)に磁界強度を鳥瞰図的に表示した結果も示す。この表示法は、磁界分布の様子を直感的に理解するのに適しているが定量的な表示は難しい。一方、色等高線表示は正確な分布形状が定量的にかつ直感的に表現できる。本測定結果を見ると磁界強度の急峻な変化を捕らえており、サブμm の分解能が得られていることがわかる。

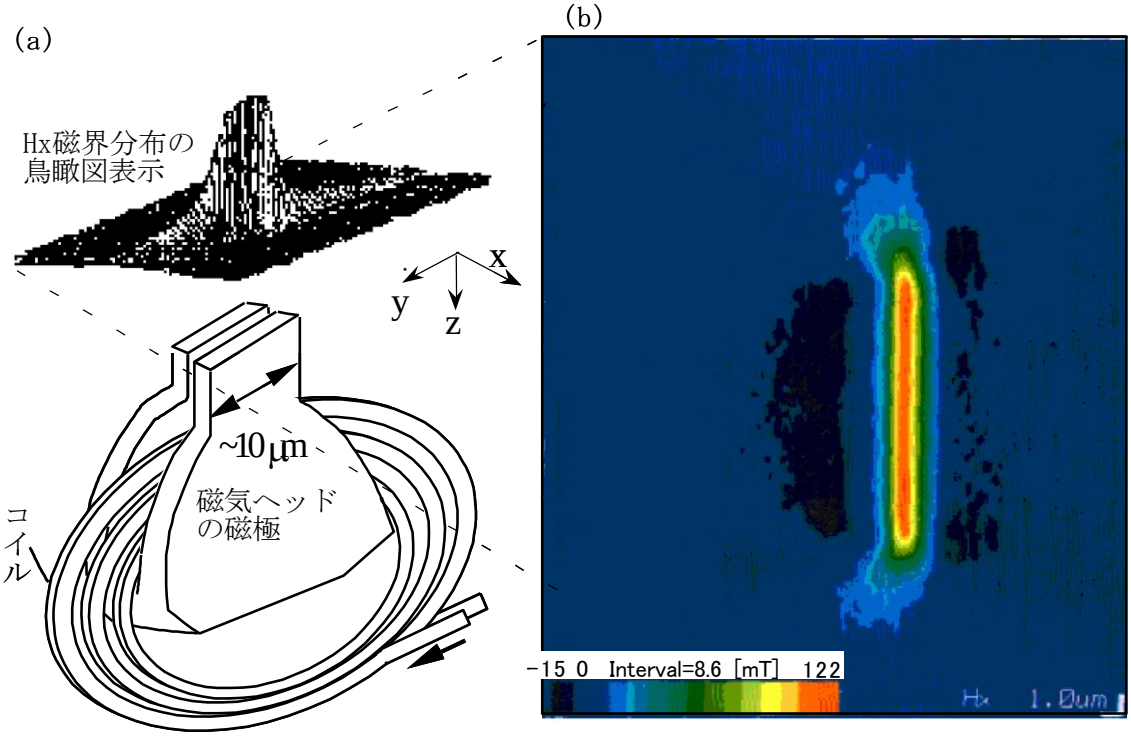
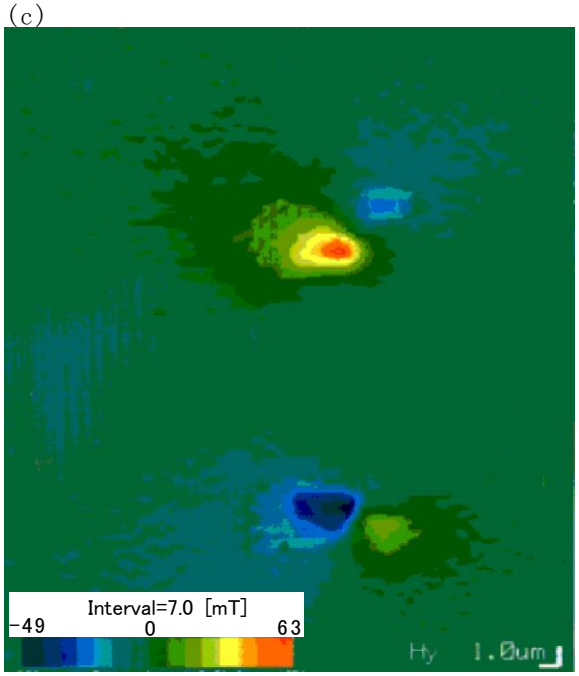


図４－４　　磁界分布の等高線表示

(a)　薄膜磁気ヘッドの模式図とＨｘ磁界分布の鳥瞰図表示
(b)　Ｈｘ磁界分布の色等高線表示
（測定スペーシング：0.5μm　動作周波数：20 MHz）

(c)



(d)

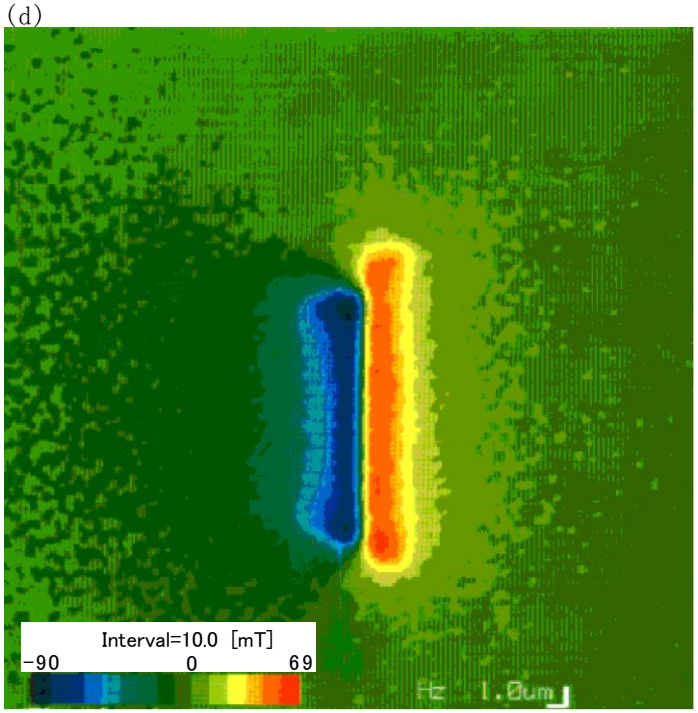


図４－４　磁界分布の等高線表示
(c)　Ｈｙ磁界分布の色等高線表示
(d)　Ｈｚ磁界分布の色等高線表示
(測定スペーシング　：　0.5μm
動作周波数　：　20　MHz)

磁界の強度はそれぞれ図の左下に表示したバーで示した。たとえば*Hx*では青から赤色が正方向すなわち左から右方向の磁界が存在する領域である。青が強度ゼロの部分であり、濃い紺色は負の磁界すなわち左から右方向の磁界の存在を示している。この結果から、*Hx*の分布が、磁極両端で短い方の磁極（左側）にやや傾いていることや、短い方の磁極の方に負の磁界（すなわち左側の方向の磁界のこと。濃い青色で表示）の存在領域が多く存在することがわかる。*Hx*の磁界は磁極のギャップ部のみに集中し、磁極端部で急峻に減少することが特性の良い磁気ヘッドであると言える。また*Hy*の分布では磁極の端部に磁界が集中していることがわかる。このような方向の磁界は磁気記録においてノイズの原因となる可能性があり[40]、この磁界分布がどのような強度で分布しているかの知見は重要である。また*Hx*が磁極の形状をよく反映していることが良くわかる。

４．３．２　磁極のトラック方向を短く加工した場合の磁界分布の変化

磁気記録の高密度化のためには磁気ヘッドのトラック幅を小さくして磁界分布を急峻化する必要がある。今回開発した電子ビームトモグラフィ装置の応用例として、記録トラック幅を小さくする目的で薄膜磁気ヘッドの磁極のトラック方向を微細加工により短くした場合、実際に磁界分布が急峻化し記録トラック幅を小さくできるか検証した結果について説明する。

トラック幅を小さくするために集束イオンビームを用いた。本測定ではトラック幅 12μｍの薄膜磁気ヘッドをトラック幅 5μｍと 1μｍに加工したサンプルの提供を受けた[39]。図４－５（ａ）は集束イオンビームによる加工後の磁気ヘッドの模式図である。集束イオンビームにより磁極の両側が深さ 2～3μｍに掘り込まれている。この掘り込みにより、実効的なトラック幅は中心部に残った磁極の幅になると考えられる。図４－５（ｂ）に加工前と加工後の*Hx*磁界分布を示す。測定は 1MHz、電流振幅値 40mA で動作させて測定した。測定スペーシングは 0.5μｍである。実効的なトラック幅を最大磁界強度値の 1/2 と定義すると、加工前では 14μｍであったものが 5μｍトラックに加工したものでは、実効トラック幅は 7μｍに減少している。

また１μｍトラックでは半値幅の縮小は認められなかったが、中央に１μｍ程度の幅を持つ急峻な磁界のピークが認められた。

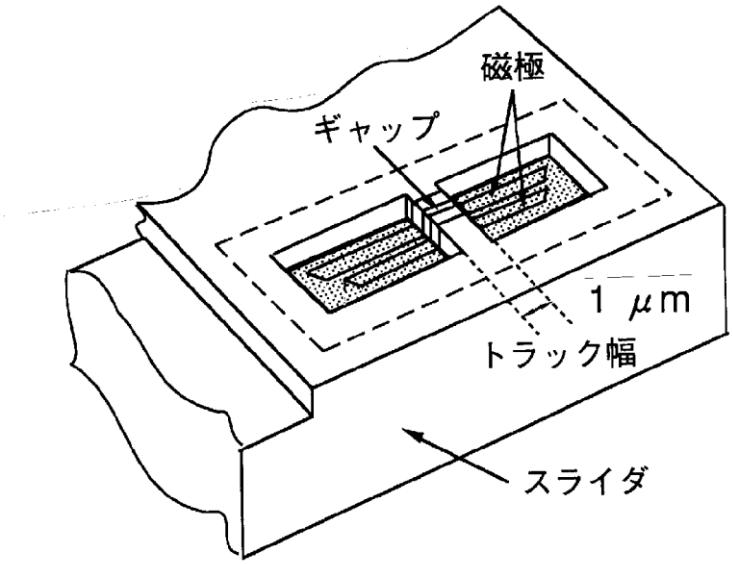
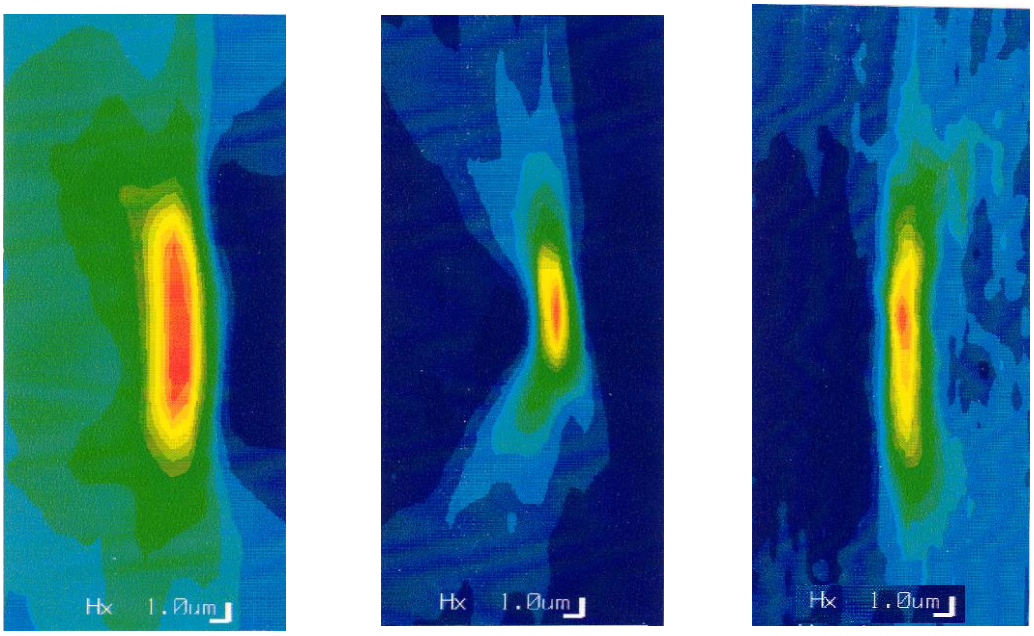


図４－５（ａ）　ＦＩＢ加工模式図



加工前（トラック幅12μｍ）　加工後（トラック幅5μｍ）　加工後（トラック幅１μｍ）

図４－５（ｂ）ＦＩＢ加工前後の磁場分布

以上のように、急峻な磁界分布を持つ磁気ヘッドがトラック幅の縮小により実現できることが明らかとなった。次に、これらの磁気ヘッドの記録再生テスト結果を示す。図４－６はオフトラック特性評価の結果である。この測定は、磁気ヘッドにより記録媒体に記録した後、磁気ヘッドの位置を横方向にずらしながら再生出力を測定するもので、記録媒体上に記録された記録トラック幅を評価できる。この測定からも、加工前と５μｍに加工したヘッドの差が認められた。なおこの測定では１μｍのヘッドでは磁界分布の半値幅が減少していないため効果が得られなかった。

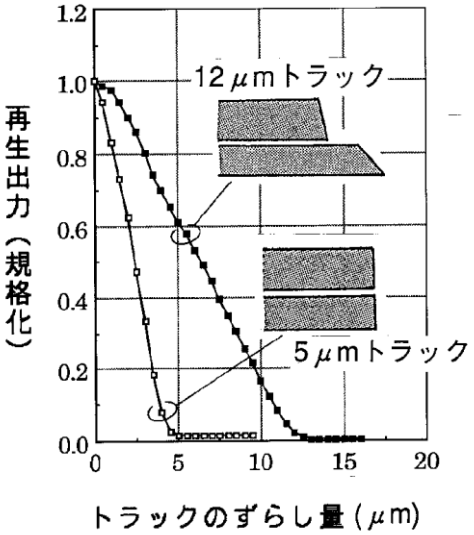


図４－６　ＦＩＢ加工前後の記録再生テスト
（オフトラック特性評価）の結果

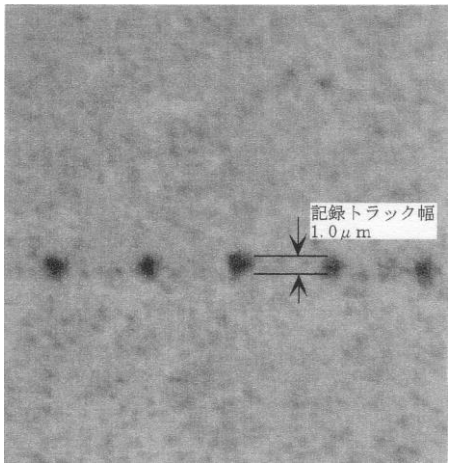


図４－７　１μｍ加工ヘッドにより記録した
記録ビットのＳＥＭ像
（ビッタ法により磁気記録情報を可視化）

そこで１μｍ加工ヘッドの磁界分布先端ピーク値付近の強い磁界強度において始めて記録可能な媒体を選択することによって狭トラック記録実現を試みた。媒体に記録後に記録領域に磁性微粒子を付着させて磁気記録状態を可視化するビッタ法[41]による SEM 画像を図４－７に示す。1μｍの記録トラックが明確に観察できる[40]。この１μｍ記録の実現は、単に磁極を加工して記録再生テストを実施するだけでは困難であった。磁界分布を定量的に測定できる電子ビームトモグラフィ法によって始めて最適な記録媒体との組み合わせが選択できたわけであり、磁気記録の高密度化開発におけるスピードアップと低コスト化に大きく貢献できる事が示された。なお、本節における筆者の貢献は、磁界分布の測定実施とその結果の検討である。集束イオンビームによる磁気ヘッド加工、記録再生テストおよび磁気記録状態の観察

については、筆者は直接担当しておらず、共同研究者によって実施されたものである。

４．４ ディスク用薄膜磁気ヘッドの過渡応答特性[42]-[45]

本節ではまず、磁気ヘッドを駆動する電流とそれによって発生する磁界の時間的な遅れを正確に測定するための手法について述べる。さらに、その手法を数種類の磁気ヘッドの測定に適用し、それぞれの磁気ヘッドの高周波特性と関連付けて検討する。

４．４．１ 磁気ヘッド駆動電流の測定

高周波駆動電流で動作する磁気ヘッドの磁界分布測定にパルス電子ビームによるストロボ法を用いることはすでに述べた。このパルス電子ビームの位相を変化させて測定を繰り返すことで磁界が高速に変化する様子を捉えることができる。ところが、駆動電流の測定は電流プローブとオシロスコープ等を用いた電子ビーム測定系とは全く異なる系で実施されるために、電流と磁界とのタイミングを正確に測定することが難しかった。ここでは、両者のタイミングを正確に測定するための手法について述べる。

磁気ヘッド駆動電流は、電流プローブやモニタ用の回路を挿入することで容易に測定できる。しかし、図４－８に示すようにストロボ法で測定した磁界分布とプローブで測定した電流波形のタイミングを正確に測定するには、磁気ヘッドの駆動電流源、電流プローブ、パルスジェネレータおよびそれらをつなぐ配線等の遅延時間をすべて正確に把握しなければならず、測定や検証が困難でありどうしても不確定な要素が含まれてしまう。そのため、磁界分布を測定するパルス電子ビームで電流波形も測定可能にして、電流と磁界のタイミングを正確に把握する必要がある。そこで図４－９に示すように、磁気ヘッドと駆動電源の間に抵抗を挿入し、両端の電圧を静電偏向板に印加する構造とした。電流波形の測定は、パルス電子ビームをこの偏向板の中に通し、電界による偏向量を位置検出器により測定する。電子ビームの位相は、磁界分布測定の場合と変化はないので電流と磁界のタイミングを正確に把握できる。実際に製作した電流測定用の静電偏向器を図４－１０に示す。磁気

ヘッドと静電偏向器の距離を極力近づけるために偏向器を磁気ヘッド測定用試料台

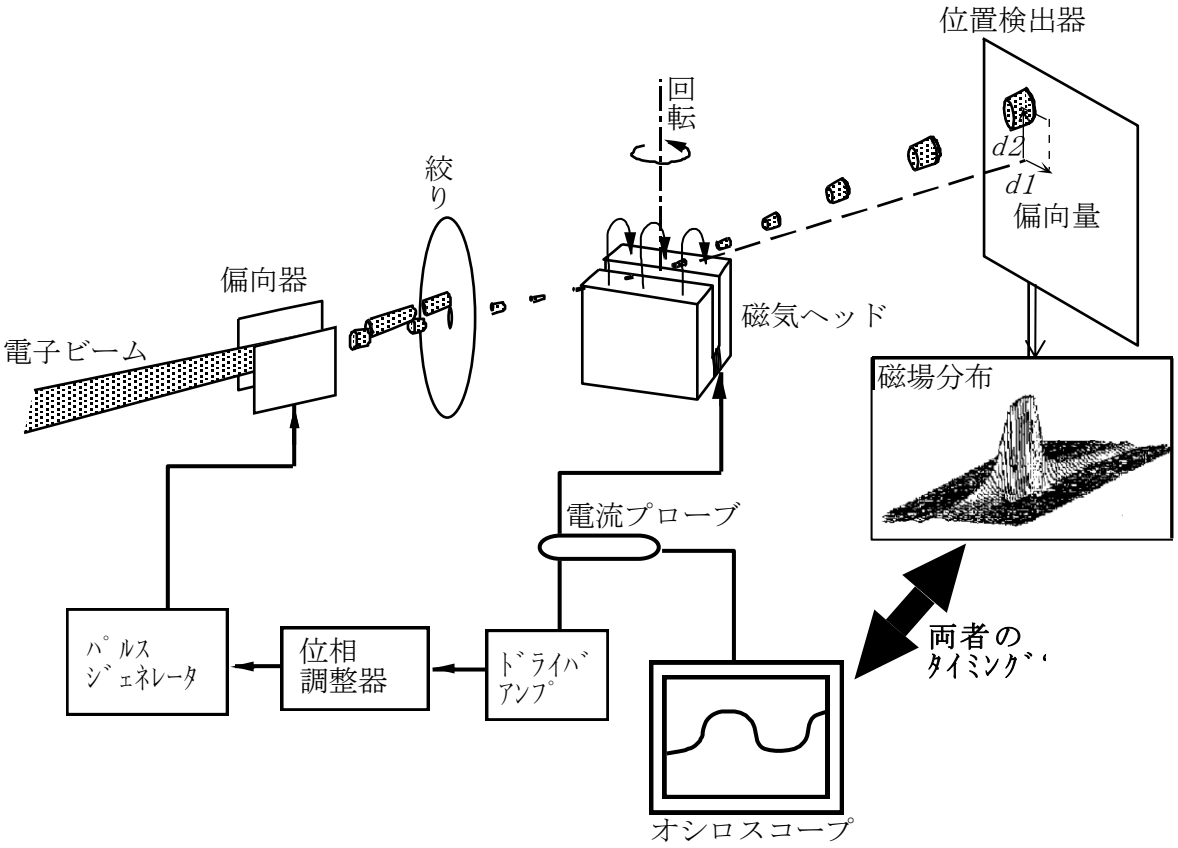


図４－８　高周波電流で駆動中の磁界分布駆動電流のストロボ測定
　磁気ヘッド駆動電流波形を電流プローブで測定するため、各部の回路遅延や配線により遅延により磁界分布との時間的関係を正確に測定するのは困難

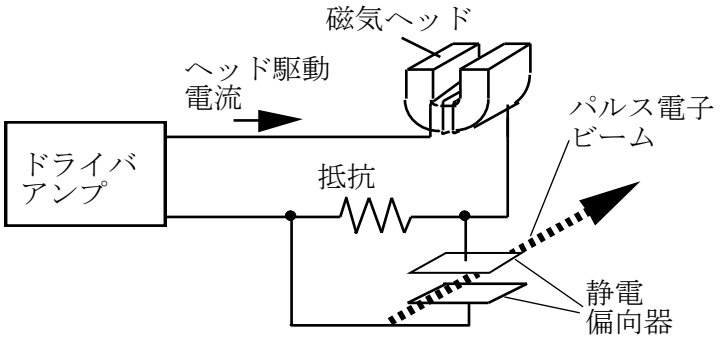


図４－９　パルス電子ビームによるヘッド駆動電流の測定原理

に組み込む。抵抗値が 50Ωとなるように 1.5mm×3mm の 200Ωチップ抵抗 4 個を並列に接続し、偏向板とはんだ付けすることにより偏向板に固定している。10mA の電流が流れた場合、3keV の電子ビームでは 0.5mrad の偏向となり、位置検出器上では 85μｍの位置変化となる。位置検出器上の位置分解能は図３－８で示したように 20μｍ（パルスデューティ比 1/10、ビーム電流 2nA の場合）であるから 3mA の電流振幅まで測定可能である。図４－１１にはこの手法により電流波形を測定した結果と、電流プローブで測定した結果を比較した。これによると電流プローブの測定結果と電子ビームによる測定結果が良く一致しているのがわかる。

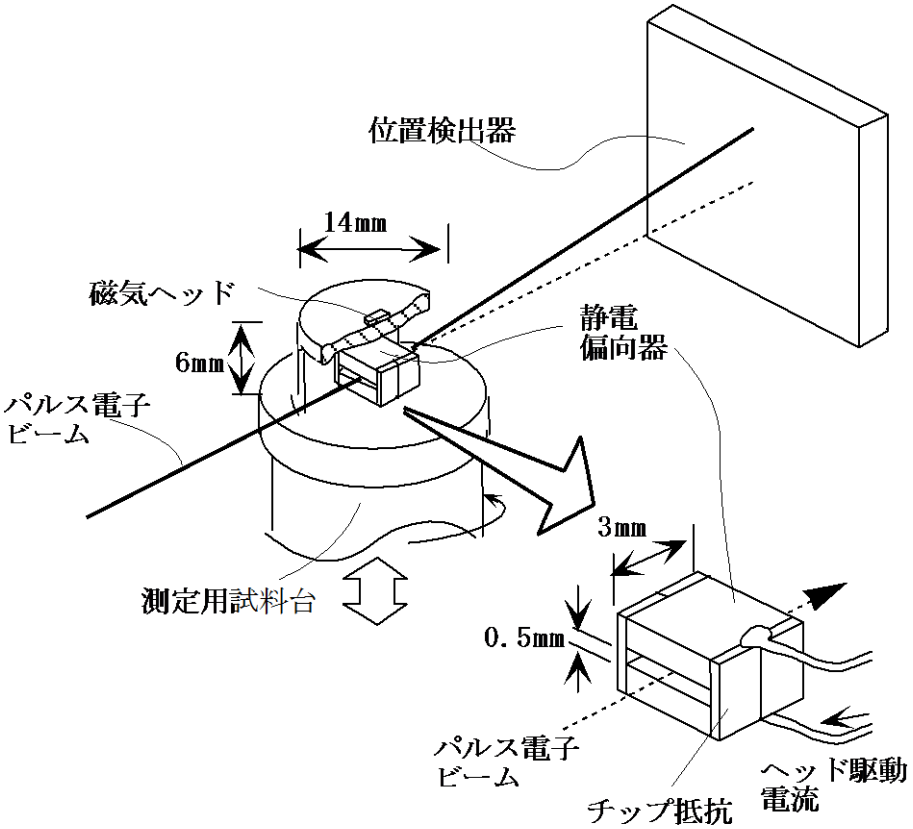
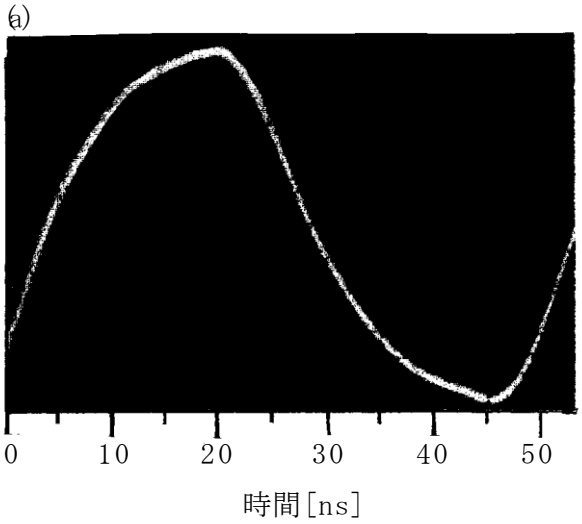


図４－１０　パルス電子ビームによるヘッド駆動電流の測定用試料台の構造

図４－１２には測定電流波形の時間分解能とタイミング測定精度を検証した結果を示す。電子ビームのパルス幅を 1ns とし電流波形を測定した。電流は磁気ヘッドを接続しない無負荷の状態とし、立ち上がり 0.7ns の矩形波である。電流のタイミ

ングを 1 ns ずつ遅らせて 4 回測定した。この結果から、波形の立ち上がりすなわち時間分解能は、電子ビームのパルス幅の 1ns で決まっていること、電流波形のタイミング差は 1ns を上回る精度で正確に測定されていることがわかる。

次に、電流測定用の偏向器に発生する電界と磁気ヘッドに流す電流の間にタイミングの遅れがないかを検証した。磁界測定精度検証に用いた空芯コイル（図４－１）により、空芯コイルの発生する磁界とこの手法で測定した電流波形のタイミングを比較した。空芯コイルはインダクタンスが十分小さいため、発生する磁界と電流のタイミングは、本測定で扱うサブナノ秒のオーダでは完全に一致するはずである。すなわち、ここで測定した磁界波形は電流波形と同一であると見なせる。電流は 100mA で 10MHz の正弦波を用いた。測定結果を図４－１３に示す。両者のタイミングと波形は一致しており、この手法で測定した電流波形は空芯コイルに流れている電流と同一であることが確認できた[42][43]。



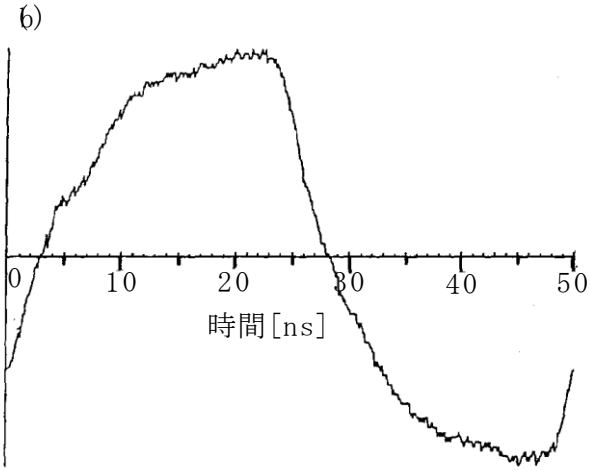


図４－１１　ヘッド駆動電流の測定法による比較
(a)　電流プローブによって測定した駆動電流波形
(b)　パルス電子ビームよるストロボ法により測定した駆動電流波形

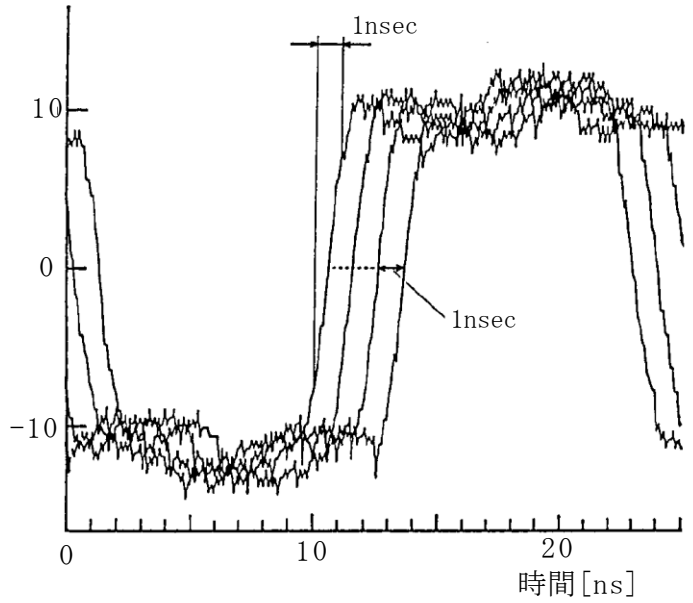


図４－１２　測定電流波形の時間分解能とタイミング測定精度

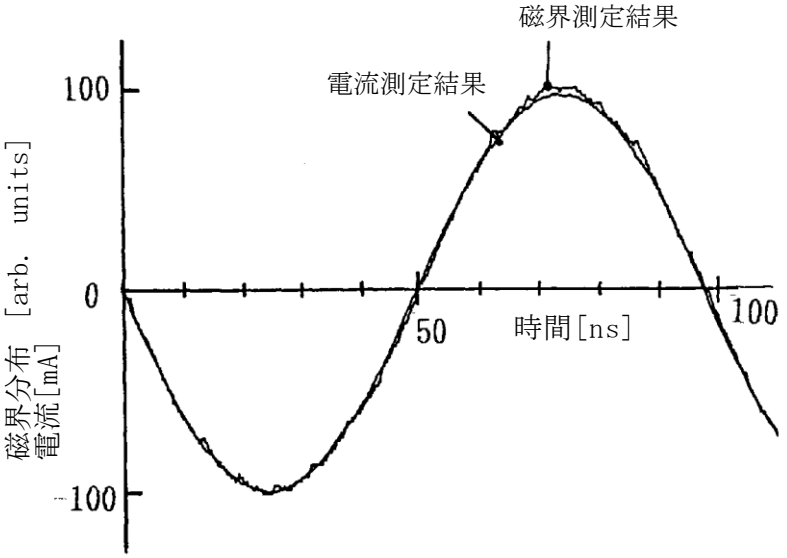


図４－１３　空芯コイルの電流と発生磁界の測定結果比較

４．４．２　磁気ヘッド磁界分布

ここまでに述べた手法を用いて３種類の薄膜磁気ヘッドの高周波における過渡応答特性を比較する。比較する３種類のヘッドの特徴を表４－１に示す。タイプ１、２はパーマロイを磁極とした薄膜磁気ヘッドでタイプ２はタイプ１よりも磁極が厚くなっている。タイプ３の磁気ヘッドは抵抗率が高い材料を用い、しかも多層化している。これらのヘッドの磁界分布を電子ビームトモグラフィ法で測定して比較することで、薄膜磁気ヘッドの高周波特性の劣化を引き起こすと言われている渦電流損失の影響を明らかにすることが目的である。とくにタイプ３のヘッドが高周波駆動電流に対して最も特性が良好であることが期待された[46]。

表４－１　高周波特性を比較した磁気ヘッド

	磁極材料	飽和磁束密度[T]	導電率 (10^6 S/m)	磁極の形状
タイプ1	Ni-Fe	1.0	63	4μm 18μm
タイプ2	Ni-Fe	1.0	63	7μm 18μm
タイプ3	CoTaZr	1.3	11	4.5μm 8.7μm 6層 CoTaZr/ Al_2O_3

タイプ１のヘッドの駆動電流波形を測定し、次に測定のスペーシング 1μmの磁界分布を測定した。駆動電流は 20MHz、20mAop、励磁強度（電流と磁気ヘッドのコイルのターン数の積）は 0.45AT である。駆動電流波形とそれぞれの位相における *Hx* 磁界分布を図４－１４に示す。電流がゼロになっている(a)と(f)のタイミングにおいて磁界強度がゼロになっていないことがわかる。磁界は数 nsec 遅れて(b)と(g)でゼロになっている。また(b)と(g)の分布を良く見るとピークを形成する部分の磁界（すなわち二枚の磁極の間に発生する磁界）はゼロになっているが、そ

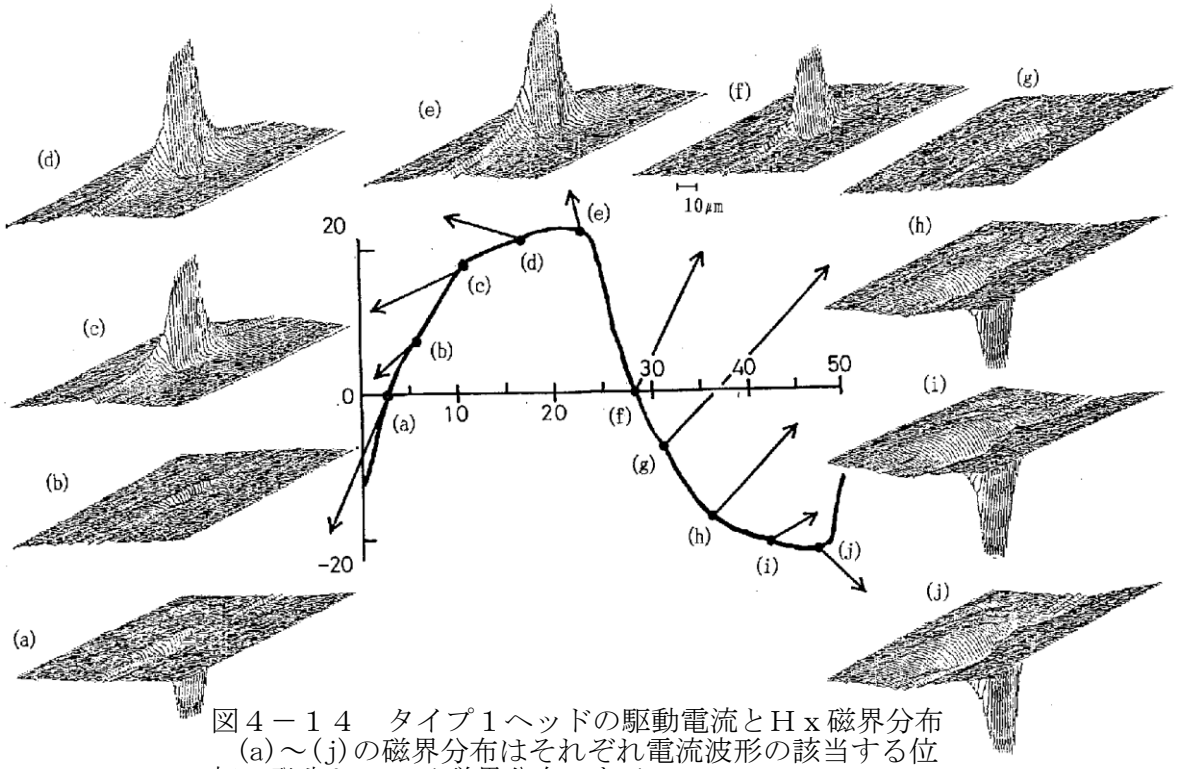


図４－１４　タイプ１ヘッドの駆動電流とＨｘ磁界分布
(a)～(j)の磁界分布はそれぞれ電流波形の該当する位相で発生している磁界分布である

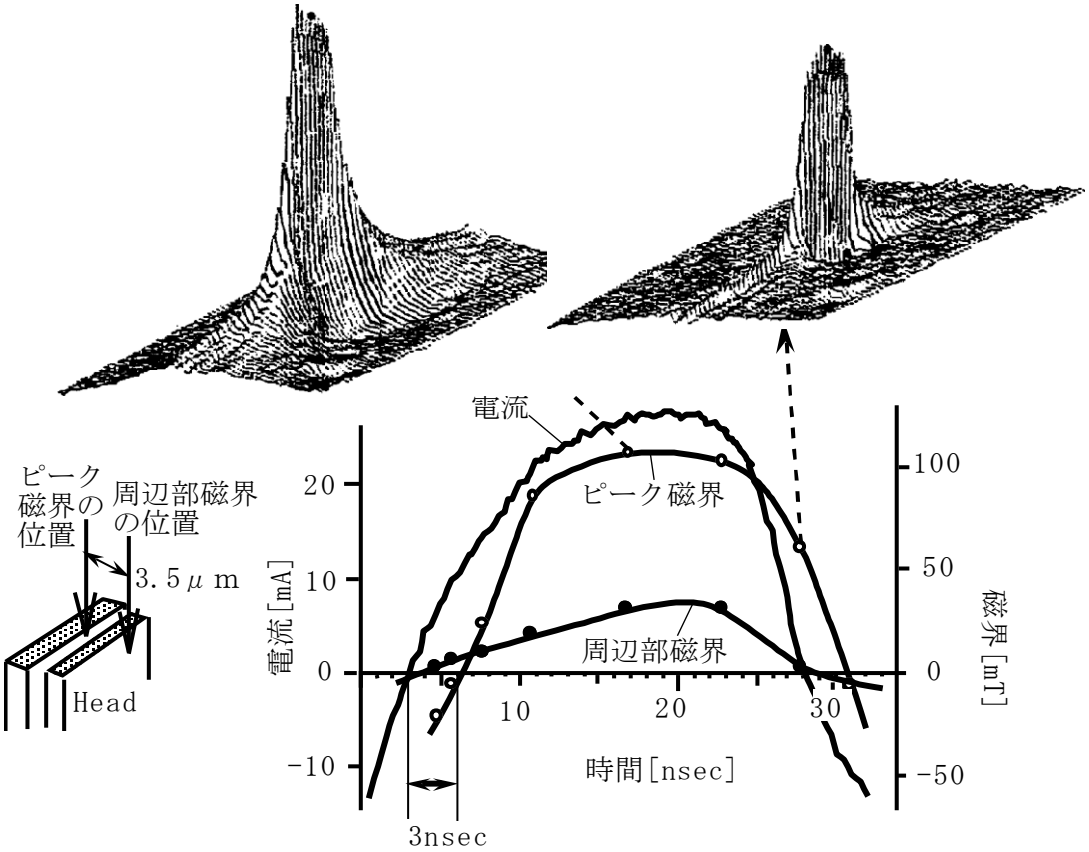


図４－１５　タイプ１ヘッド磁界強度の時間的変化の場所依存性
駆動電流波形に対する、ピーク磁界と周辺部磁界の変化
ピーク磁界発生場所と周辺部とでは磁界の応答性が異なっている

の周辺部に小さな磁界が存在するのがわかる。また、(a)と(f)の分布は他のタイミングよりも急峻な分布になっていることもわかる。これらの結果は、場所によってタイミングがずれて磁界が変化していることを示している。そこで、磁界変化の場所依存性を調べるために、磁界分布のピーク部分の磁界強度変化とピークの周辺部分（ピーク磁界の存在する位置から上側磁極方向に 3.5μｍ離れた場所）の磁界強度変化をプロットしたのが図４－１５である。なお、周辺部分の位置を上側磁極方向に 3.5μｍ離れた場所としたのは、その箇所の磁界分布がピークの磁界分布と最も異なる動きをしていたためである。ピーク磁界は電流波形に対して 3ns 遅れて変化しているが、周辺部磁界は遅れが生じていないのがわかった。

この現象は渦電流で説明することができる。簡単のために図４－１６のモデルで考える。

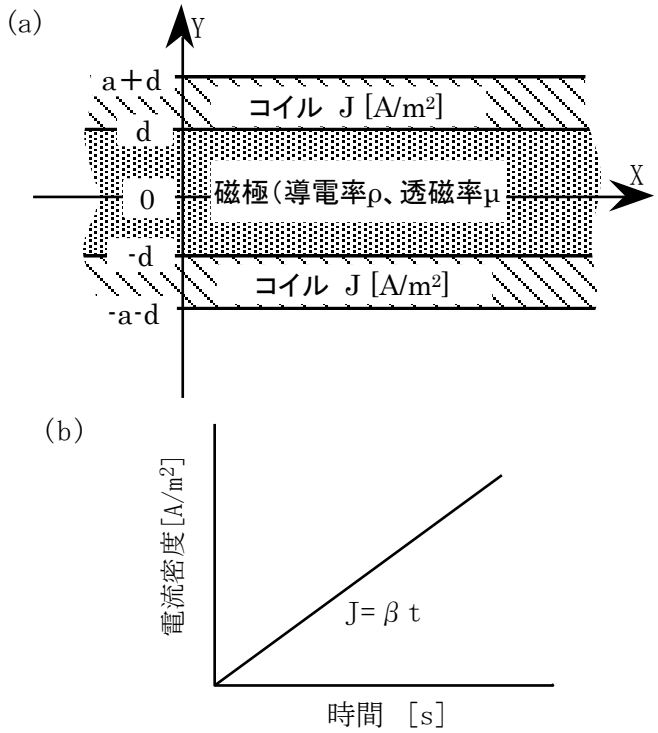


図４－１６　渦電流による磁性体の磁界強度の時間変化
遅れのモデル
(a)磁性体の周りにコイルが巻かれているモデル
(b)(a)のモデルにおいて仮定したコイルに流れる電流

すなわち厚さ $2d$、透磁率 μ、導電率 σ の磁性体の両側にコイルが存在し、Ｚ方向電流が上下コイルで逆方向に電流密度Ｊで流れているとする。電流密度 J が図（ｂ）

のように$J=\beta t$で立ち上がると仮定する。このとき磁性体内部のx方向の磁界強度は式（4.1）で与えられる[47]。

$$Hx(y)=a\beta t+\frac{1}{2}\sigma\mu a\beta(y^2-d^2)$$
$$+\frac{2\sigma\mu a\beta}{d}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left\{\frac{2d}{(2n+1)\pi}\right\}^3\cos\left\{\frac{(2n+1)\pi y}{2d}\right\}\exp\left[\frac{1}{\sigma\mu}\left\{\frac{(2n+1)\pi}{2d}\right\}^2 t\right]$$

・・（4.1）

この式の第 1 項は電流により発生する磁界、第 2 項と第 3 項は渦電流により発生する磁界である。この式に、パーマロイの透磁率として真空の透磁率の 1,000 倍、導電率として抵抗率$16\mu\Omega cm$の逆数、そして磁極の厚さの 1/2 である$d=0.875\mu m$を代入すると、$y=0$における磁界は第 2 項、第 3 項により磁界の立ち上がりは約 3ns 遅れることがわかった。一方、磁極の周辺$y=d$では第２、３項はゼロとなり、遅れは生じない。すなわち、磁極の中心部から発生するピーク磁界は 3ns 遅れて発生するのに対し、周辺部の磁界は電流に対して遅れが生じないことを説明できる。

次にタイプ 2 の測定結果を図４－１７に示す。駆動電流は 20MHz で励磁は 0.45AT である。周辺部磁界としてピーク磁界から上部磁極側へ 5μm 離れた場所の磁界をプロットした。なお、タイプ 2 はタイプ 1 よりも磁極が厚いためピークよりやや離れた位置の周辺部磁界をプロットした。ピーク磁界は電流波形に比べて 4.5ns も遅れており、周辺部磁界は遅れがない事がわかる。このヘッドはタイプ 1 よりも磁極が厚いために渦電流の影響が大きいために遅れが大きくなっていると考えられる。

タイプ３のヘッドも同様に 20MHz の駆動電流で励磁は 0.62AT で測定した。磁極の材料が異なるために飽和磁束密度が高い。その分励磁を大きくした。測定結果を図４―１８に示す。周辺部磁界はピーク磁界から上部磁極側へ 1.5μm 離れた場所とした。タイプ 3 の磁界分布は急峻なため周辺部磁界をプロットする位置をピーク磁界からあまり離れた位置にすることができなかったためピーク磁界から 1.5μm 離れた位置とした。ピーク磁界の遅れは三つのヘッドの中では最も小さい 1ns であった。またピーク磁界と時間的にずれて変化する周辺部磁界は分布を見る限り計測できず、ピーク磁界と同様に 1ns 遅れている。このヘッドの導電率と磁極の厚さか

ら式（4.1）で遅れを計算しても約 0.1ns と実測値よりも小さな値となる。したがってこの遅れは渦電流起因のものではないことが推測できるが他の原因の特定はできなかった[42][43]。

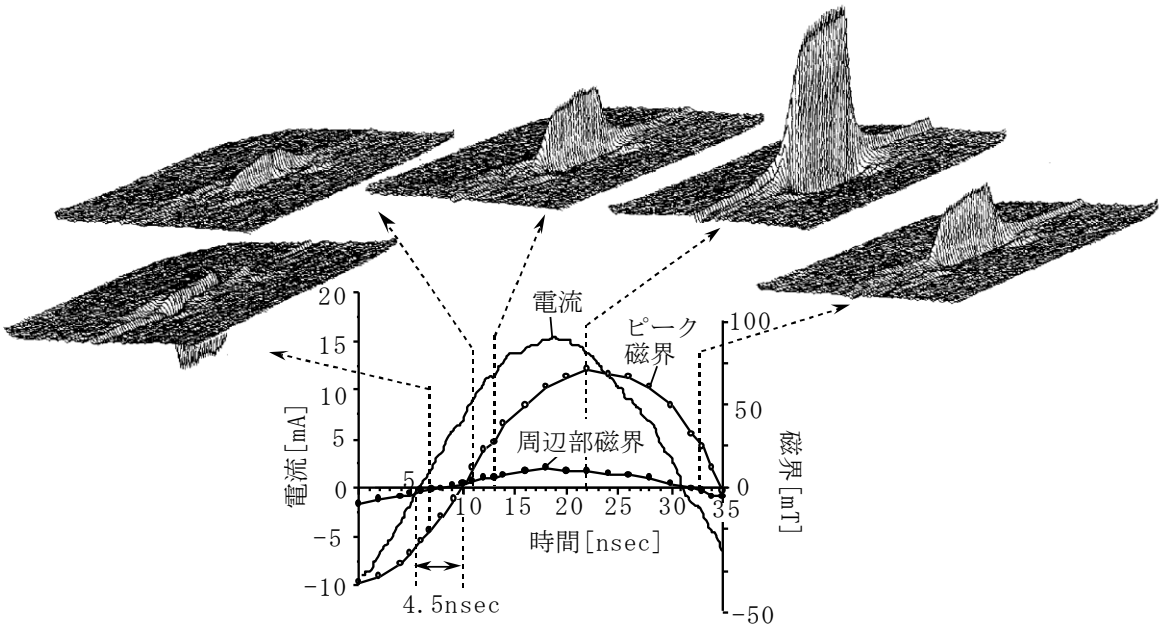


図４－１７　タイプ２ヘッド磁界強度の時間的変化と駆動電流波形に対するピーク磁界と周辺部磁界の変化

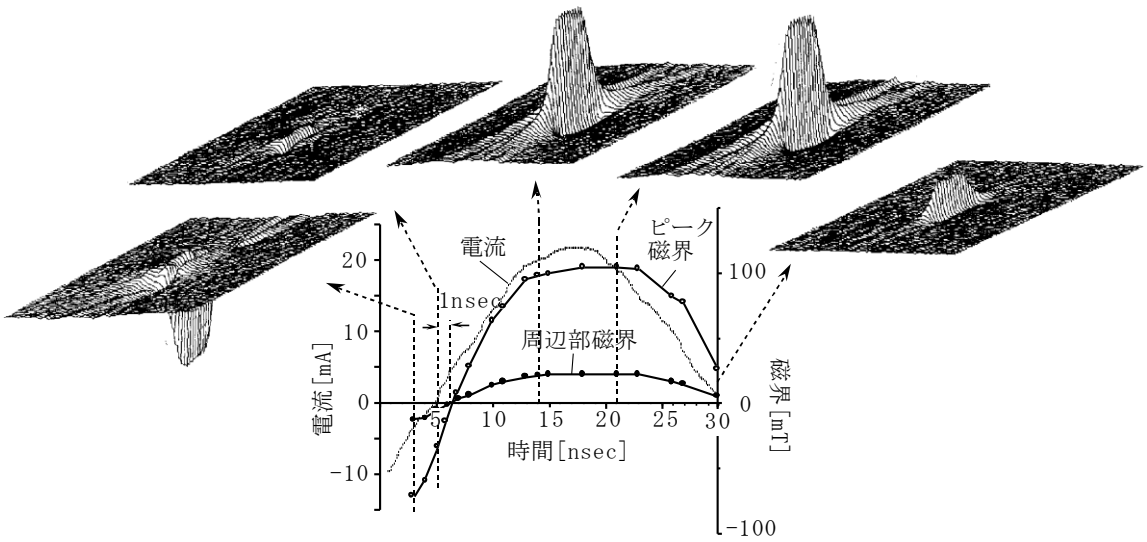


図４－１８　タイプ３ヘッド磁界強度の時間的変化と駆動電流波形に対するピーク磁界と周辺部磁界の変化

最後に以上3タイプの磁気ヘッドの発生磁界の周波数特性をまとめた結果を図４－１９に示す。これは、駆動電流の周波数を変化させて磁界分布を測定し、*Hx*磁界の最大磁界強度をプロットしたものである。磁界分布はスペーシング１μｍで測定した。

タイプ３は40MHzまで磁界強度は全く減衰しないが、タイプ２、３は10MHzから少しずつ減少し始める。特に渦電流による磁界の遅れが大きかったタイプ２が最も減衰が早いことがわかった[44][45]。

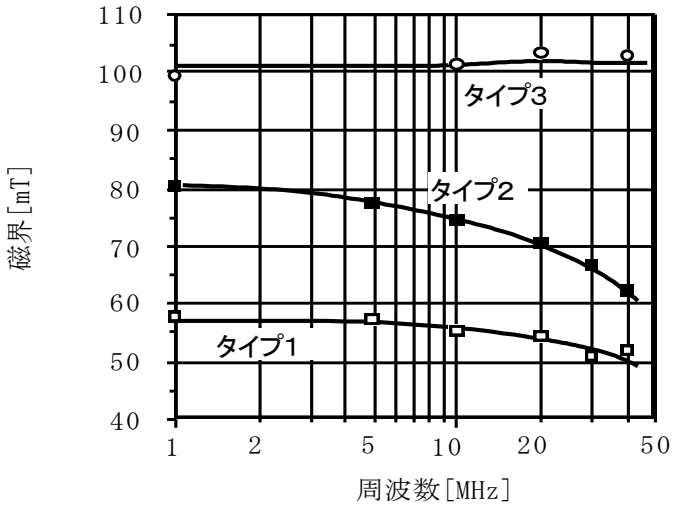


図４－１９　３種類の薄膜磁気ヘッドの発生磁界周波数特性

以上のようにストロボ電子ビームトモグラフィ法によりこれまで測定が困難であった高周波で駆動中の磁気ヘッド発生磁界の周波数特性解析が可能になった。さらに、駆動電流をもストロボ電子ビームで測定することにより磁界と電流の位相を正確に合わせて検討することが可能となり、渦電流の影響が磁気ヘッドの高周波特性に影響していることを確認することができた。高周波ヘッド磁界の解析手法として本手法は大変に有効であり、筆者が開発した本装置による高周波磁気ヘッドの測定例については各種報告されている[46][48][49]。

４．５　むすび

電子ビームトモグラフィ装置により各種の磁界分布を測定し以下の知見を得た。

１）　空芯コイルの磁界分布を測定し理論値と比較した結果、正規化平均誤差が約3%と両者は良く一致し、本装置よる測定結果の正しいことが確認できた。

２）　磁極トラック幅が 10μm および 17μm の磁気ディスク用薄膜磁気ヘッドの磁界分布をサブμm の分解能で測定できた。

３）　磁気ヘッド磁極のトラック方向を短く加工することで磁界分布が 1μm 程度に急峻化される事を本測定によって確認できた。この測定結果をもとに 1μm の記録トラック幅の高密度磁気記録の実験が成功し、本装置による測定が磁気記録の高密度化の開発に貢献できることが実証された。

４）　高周波電流で駆動されている磁気ヘッド磁界分布の過渡応答特性を測定するために、駆動電流と磁界分布のタイミングを 1ns 上回る精度で測定できる手法を開発した。この手法により、電流の変化に対して磁界分布の変化が遅れて追従している現象を始めて直接測定でき、磁極に発生する渦電流が磁気ヘッドの高周波特性に大きく影響していることを示した。

第５章　磁気ヘッド表面近傍の磁界分布計測[28] [53] [55] [56]

５．１　まえがき

電子ビームトモグラフィ法では、細く絞った電子ビームを磁気ヘッド近傍すれすれを衝突せずに通過させる必要がある。したがって本質的に、磁気ヘッドからの距離が 0 である平面上の磁界分布は計測できない。さらに電子ビームの走査の安定度、磁気ヘッド表面に電子ビームにより発生する汚れ（コンタミネーションと呼ぶ）、電子ビームの直径等の条件により、計測平面は磁気ヘッド表面からある程度離さなくてはならない。磁気ヘッド試料の形状に依存するが、今回開発した走査型の装置でヘッドを 0°から 180°回転させてＣＴ用のデータを取得できたのは、最も接近した場合で 0.3μm、安定に計測できたのは 0.7μm 程度であった。一方、磁気ヘッドが磁気媒体に磁化情報を書き込む際の媒体とヘッドの間隔は本装置を開発した時点(1990 年)で 0.17μm 程度、現在(2009 年)は数十 nm 以下、又はほとんど接触する状態で使われるようになり、そのようなヘッド表面極近傍の磁界の状態を評価する必要が生じている。このような要求に応えるため、この章では磁気ヘッド表面から 0.1μm～10nm の距離にある平面の磁界分布を求めることを目標として、走査型電子ビームトモグラフィ装置の最適動作条件に関して検討している。さらに、走査型より磁気ヘッドに接近した領域の磁界分布を計測できる投射型電子ビームトモグラフィ装置について述べる。

５．２　最小測定スペーシング[53] [55] [56]

５．２．１　電子ビームの開き角依存性

ここでは、第 3 章で述べた電子ビームと試料表面の位置決め手法を適用して、測定面をどれだけ試料表面に接近できるかを電子ビームの集束条件を変化させて測定した結果について述べる。電子ビームトモグラフィでは電子ビームのサイズよりも小さい距離まで衝突せずにビームを試料に接近させることができないことは自明である。また電子ビームは有限な開き角を持っているので Z 方向に奥行きのある試料については開き角が大きいほどビームを接近させることが難しくなる。そこで、ビ

ームの開き角および直径を変化させ、ヘッド表面にどれだけ近接した平面上の磁界分布を計測できるか実測した.

実験は以下の条件で実施した。試料は 30μm角領域を残し 5μm以上削り落して加工したトラック幅約 5μmの薄膜磁気ヘッドである．電子ビームのエネルギーは 3kV，ビーム電流 2nA、電流制限絞りと対物レンズの間の制御レンズを動作させ，ビームの開き角とビームサイズを制御できるようにした．図５－１に示すように、電子ビームを磁気ヘッド面から所定の距離だけ離し、磁極面と平行に電子ビームを通過させ磁気ヘッドに垂直な *Hx*磁界による偏向データを取得した。一回の測定は約 20 秒である。スペーシングを 0.05μmきざみで 0μmから 0.5μmまで変化させて測定した.

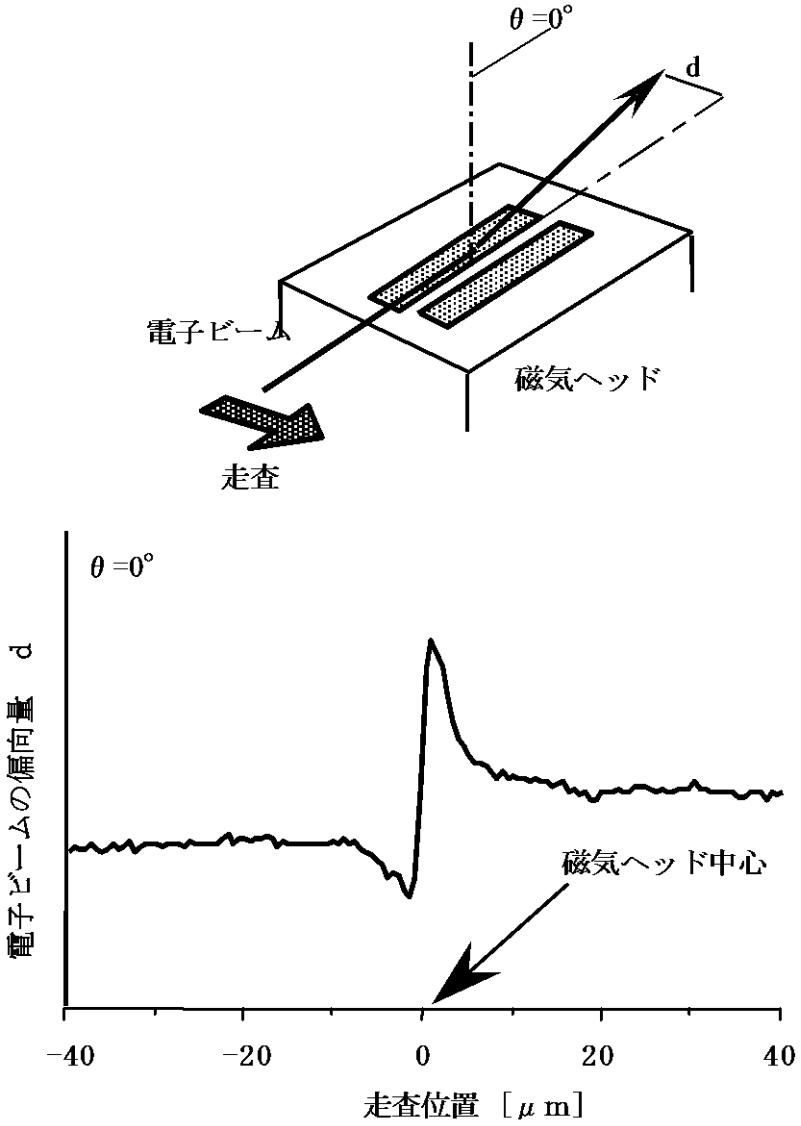


図５－１　測定スペーシングの実験の為に測定した条件
薄膜磁気ヘッドの磁極と平行の角度で電子ビームを通過させ磁気ヘッドに垂直なＨｚ磁界による偏向データを取得した。

また、磁気ヘッドに電流を 5mA 流して磁界を発生させた場合と，電流をゼロとして磁界のない場合について測定した．図５－１に示したのは、磁気ヘッドに電流を流した場合の測定例（スペーシング 0.3μm）であり、磁気ヘッドの磁極部で磁気ヘッドの磁界により電子ビームが大きく偏向を

受けているのが測定されている。

測定スペーシングを変化させて測定した結果の一例を図５－２に示す．波形が乱れている部分は電子ビームがヘッドスライダまたはそこで発生したコンタミネーションに衝突してビームの位置情報が正しく測定できなかった結果である。この例では、最小測定スペーシングは 0.25μm である。

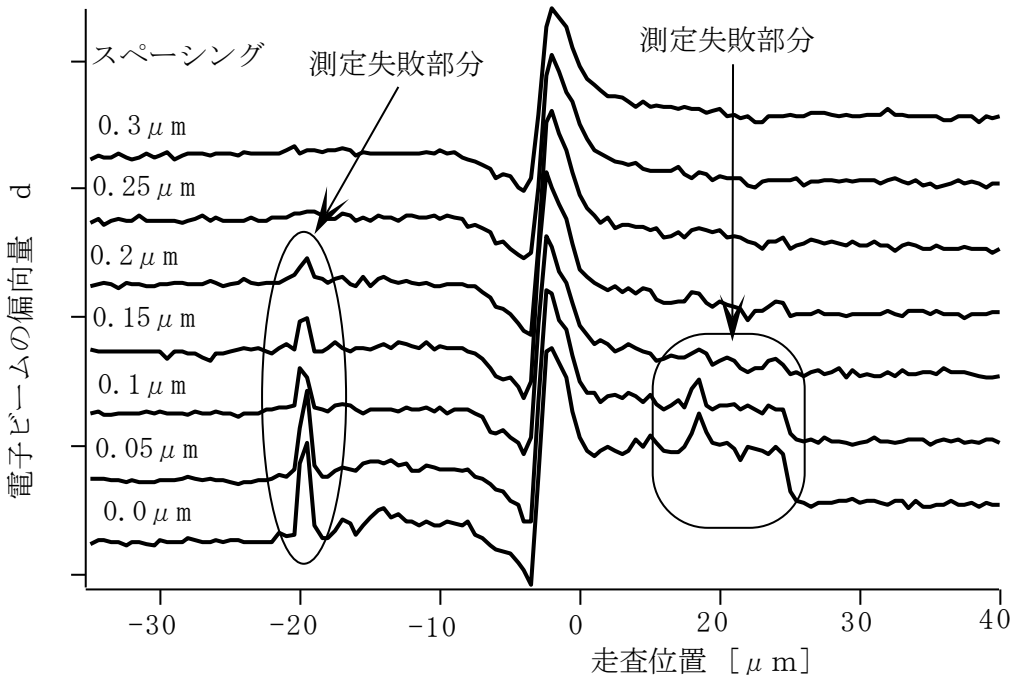


図５－２ ヘッド表面からの距離（スペーシング）と測定波形

ビームの照射角を 2mrad～4.5mrad まで変化させて上記の測定を実施した結果を図５－３に示す。グレーのプロットは磁界の有る場合、白丸は磁界の無い場合である。照射角と最小スペーシングに相関関係が有ることがわかる。また、磁界の無い場合のほうが 0.05μm程度最小測定スペーシングが小さくなっている。この結果を電子ビームの半径と比較する。電子ビームの半径は、使用しているレンズの収差と回折収差により計算することが可能である。レンズ収差は照射角が大きいほど大きくなる．一方回折収差は照射角が小さいほど急激に大きくなる。ただし、今回測定した照射角ではビームの半径に対する回折収差の寄与は色収差の 1/5 以下であり無視できる。第 3 章で述べたように SEM 画像の分解能からも 0.06～0.08μm程度のビ

ーム直径が得られていることが確認されている。これを 1/2 して半径で示したのが r0 である。さらに測定対象の磁気ヘッドは測定前加工により残された 30μm角の領域があり、電子ビームはその 30μmの領域を通過する間に照射角の分だけ広がることになる。したがって、その領域のエッジにおける電子ビームの半径より電子ビームを近づけることはできない。これを考慮したのが r1 である。ところがこれらよりも実測できた最小測定スペーシングのほうがはるかに大きな値となっている。すなわち磁界を発生させない場合の最小測定スペーシングの実測値は実際のビームサイズやビーム開き角から推定される値 r1 の約 2.7 倍となっている。また、磁界を発生させた場合の結果は、バラつきが大きいものの平均してさらに 0.05μm 程度オフセットを持っているように見える。次の節では実際の最小測定スペーシングがビーム半径よりもかなり大きい原因と、最小スペーシングをより小さくする可能性について考察する。

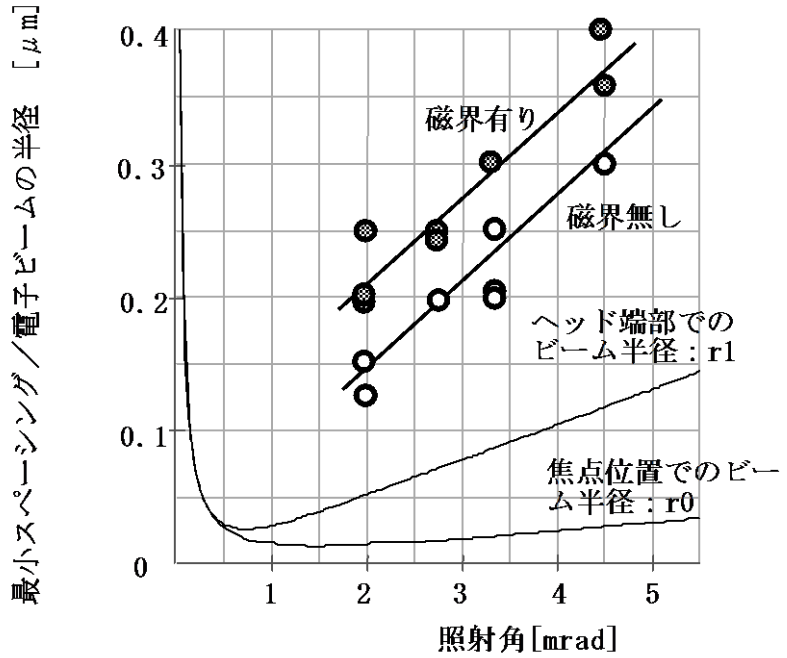


図５－３　電子ビームの照射角と測定可能な最小スペーシング

５．２．２　最小測定スペーシングの決定要因

最小測定スペーシングが電子ビームの半径の 2.7 倍も大きい原因を考察する。まず、電子ビームの半径の定義、および SEM 画像の分解能の定義に戻って検討する。実際の SEM における電子ビームの強度分布は裾野を引いた形状をしており、SEM 像の解像度よりもかなり広い範囲に電子が分布している[50]。通常、ビームの直径を計算する場合や SEM 画像の解像度を決める場合は電子ビーム電流がピーク値の 1/2 になる直径で定義している。したがって直径より広い範囲に電子ビームは存在することになる。すなわち測定スペーシングを SEM の設計上のビーム半径より大きくしてもヘッド表面にはわずかであるがビームが当たっていることになる。単に、わずかな電子が試料に衝突しても大部分の電子が通過して位置検出器に入射すれば問題にはならないはずである。しかし、電子ビームがわずかでも照射されるとこれにより試料表面上にコンタミネーションが付着する問題が発生する。さらにそのコンタミネーションにビームが当たることで帯電を引き起こして電子ビームの主要部分が偏向を受け、正常な測定が不可能になる。これが、電子ビームの半径よりも最小測定スペーシングが大きい原因であると考えられる。

図５－３の結果から、実験で得られた最小測定スペーシングはビーム径のほぼ 2.7 倍であった。そこで電子ビームが最小測定スペーシングとなるとき、すなわちビーム径の 2.7 倍の距離に試料表面が接近したときに試料表面に衝突するビーム電流値を計算した。

電流の計算方法を図５－４で説明する。図５－４(a)は電子ビームと試料の位置関係、図５－４(b)は電子ビームと試料表面の断面を示している。ビームの中心は $z=0$ の位置に存在しており、周辺になるほど電流密度は小さくなる。また試料表面の位置を $z=-iz$ とし、$z \leq -iz$ の領域に含まれる電流を計算した．電流値の計算は図５－４（ｃ）に示すような微小領域　$(2\pi z\theta/\pi)\Delta z$ に含まれるビーム電流密度分布の積分で求めた。

ビームの電流密度分布は各種収差の組み合わせで決定される．今回実験に用いた照射角と加速電圧の条件では回折収差と色収差によりビームプロファイルが決定されているのでこの両者を検討することにした。

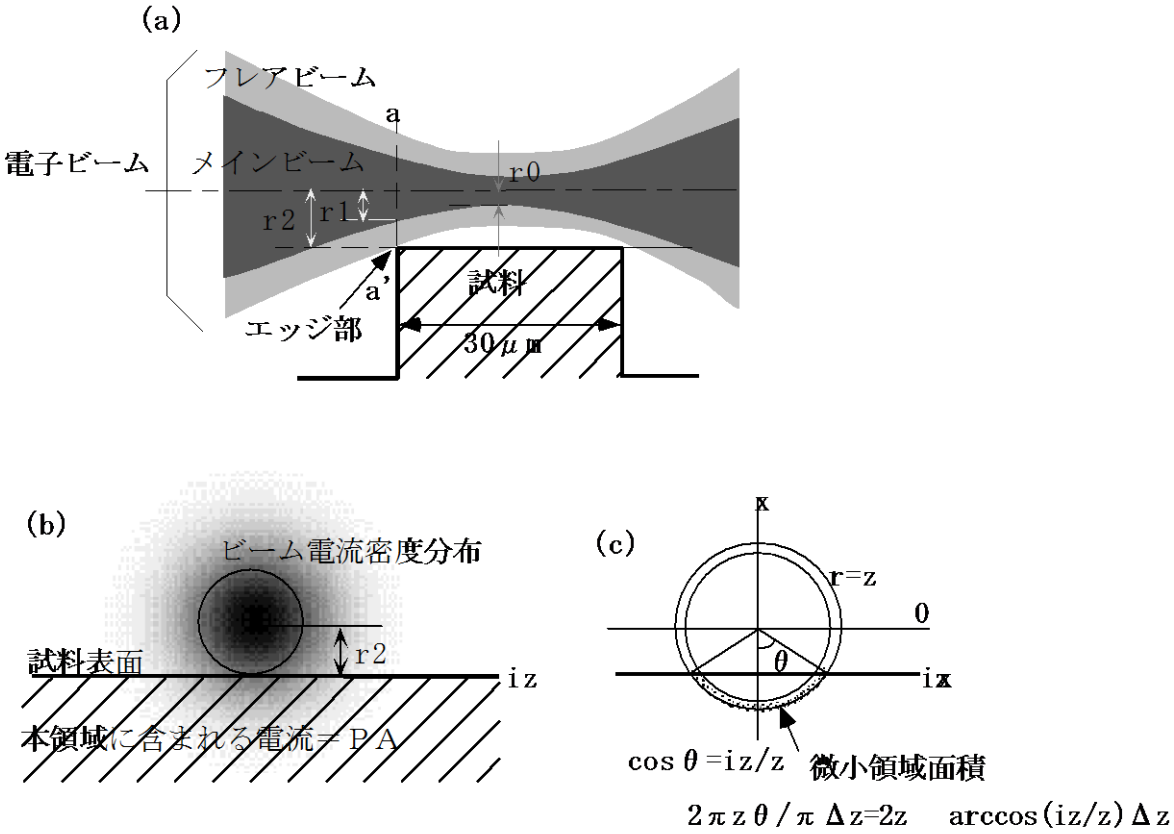


図５－４　(a) 電子ビームと試料の位置関係と電子ビームの半径の定義.　(b) 電子ビームと試料表面の断面模式図　(c) 試料に衝突する電子ビーム電流の計算方法の説明図

まず、回折による電流密度分布はベッセル関数を用いた式(5.1)で表現される[51]。また色収差による電流密度分布は電子ビームのエネルギー分布で決まる．今回はガウス分布（式(5.2)）とマックスウェル・ボルツマン分布（式(5.3)）の二種類で計算した。なお分母はビーム電流全体の積分である。

$$Id = \frac{\int_{-\infty}^{ix}\left(\frac{2J_1[z]}{z}\right)^2\left|(2z)\arccos\left(\frac{iz}{z}\right)\right|dz}{2\pi\int_{-\infty}^{0}\left(\frac{2J_1[z]}{z}\right)^2|z|dz} \tag{5.1}$$

$$Ig = \frac{\int_{-\infty}^{ix} \exp(-z^2)\left|(2z)\arccos\left(\frac{iz}{z}\right)\right| dz}{2\pi\int_{-\infty}^{0} \exp(-z^2)|z|dz} \tag{5.2}$$

$$Im = \frac{\int_{-\infty}^{ix} \exp(-z)\left|(2z)\arccos\left(\frac{iz}{z}\right)\right| dz}{2\pi\int_{-\infty}^{0} \exp(-|z|)|z|dz} \tag{5.3}$$

その結果を図５－５に示す。横軸はビームの照射角、縦軸は電子ビームの総電流を 2nA とした場合の試料に衝突する電流である。実線は式(5.1)であらわされる回折収差から計算したもの、破線がガウス分布（式(5.2)）、点線がマックスウェル・ボルツマン分布（式(5.3)）から計算したものである。

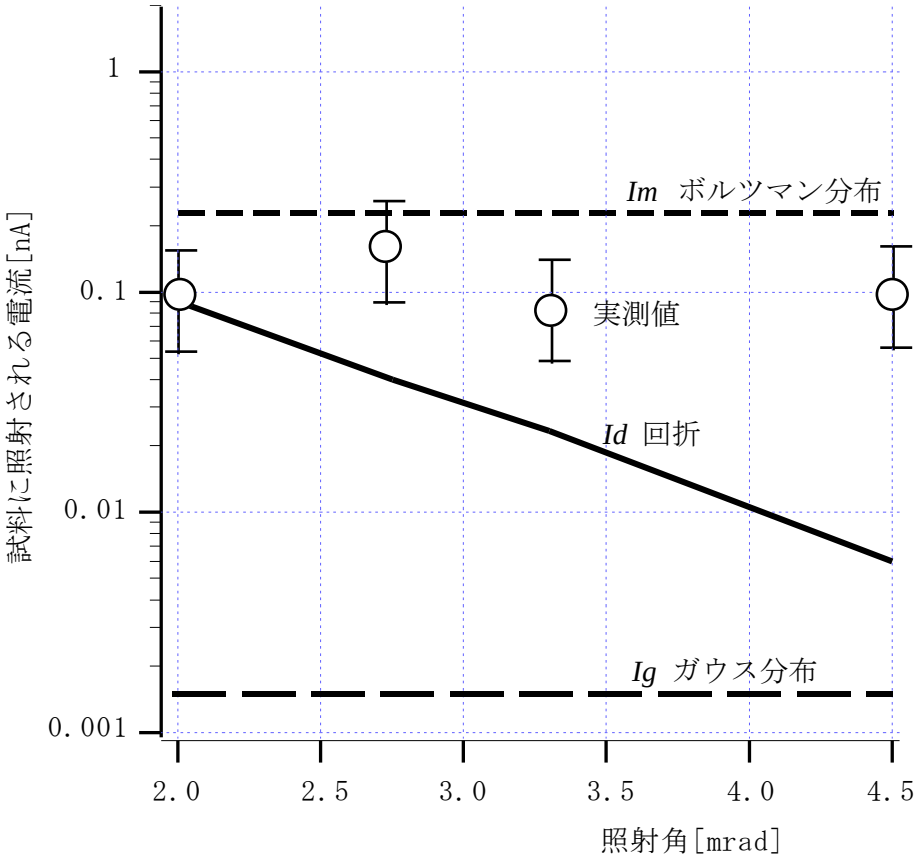


図５－５　最小スペーシング測定における試料に照射される電流値

色収差によるビームフレアをマックスウェル・ボルツマン分布と仮定した場合は0.25nA もの電流が試料に衝突していることになる。ガウス分布を仮定した場合は1.5pA と非常に小さくなる。また回折によるフレアビームはビームの照射角が大きいほど小さくなり照射角が大きいほど最小スペーシングが大きくなる実測結果と逆の傾向である。

そこで、実際に試料に照射されている電流を試料吸収電流により測定した。磁気ヘッドの替わりに先端を機械研磨で鋭く尖らせた金属片を試料台に設置した。二次電子が放出しても再度吸収されるように金属片には+10V の電圧を与えて測定した。その結果を図５－５に白丸で示した。マックスウェル・ボルツマン分布を仮定した値に近く、ガウス分布の場合に比べてはるかに大きい値となっている。この結果から、このような大きなフレアビームが測定中に試料表面に照射されつづけることでコンタミネーションが試料表面に付着し、これにより電子ビームの軌道が影響を受けて正常な測定が不可能になると推定される。

上記の結果から、電子ビームトモグラフィ法において測定スペーシングの小さい測定を可能とするためには、電子ビーム電流分布をフレアビームの小さいものにすることと試料表面のコンタミネーションの発生を防止する対策が必要であることがわかった。実際的な方策としては、第一に色収差の低減である。その実現のためには電子ビームの加速電圧を上げることと、エネルギー幅の小さい電子放出が可能な電子源を利用することである。また、検出器のＳＮ比を向上させて測定時間を短縮して、測定時間内にコンタミネーションが発生しないうちに測定を終了できるようにすること、試料室内の真空度を向上させてコンタミネーションの発生を抑制すること、等が考えられる[54]。以上の検討を踏まえて電子ビームを走査せず一括投影とし､加速電圧も高くするなどの大幅な改良を加えた計測手法について次節で述べる。

５．３　投射型電子ビームトモグラフィ法[28]

５．３．１　投射型電子ビームトモグラフィの原理

透過電子顕微鏡を応用した微小領域の磁界分布計測は複数の報告[14][15][16][17]が存在したがＣＴ手法と組み合わせて磁界分布を計測する試みはなされていなかった。

筆者らはこの実現に向けて透過電子顕微鏡を応用した装置を開発した。この装置の原理は、透過電子顕微鏡の試料として磁気ヘッドの面を電子ビームの進行方向に平行に取り付けて透過電子顕微鏡像をデフォーカスして観察すると、磁気ヘッドと真空の境界が磁気ヘッドの磁界に応じて歪められる量を計測できることを利用している[53]。透過電子顕微鏡による手法では電子ビームの走査が不要のため走査ゆらぎの問題を解決でき、さらに一括測定で測定時間が短縮できるためヘッド表面のコンタミネーション発生の影響を低減できると考えた[53][55]。そこで、磁界による像の歪みを精度良く計測するために、格子状のパターンを透過した電子ビームを測定する磁界中に通過させ、その電子ビームを結像する構成の装置を開発した[54]。磁界分布を反映して歪んだ格子状パターンを画像として検出でき、これを画像処理することで空間の磁界を計測することが可能となる。計測原理を図５－６により説明する。

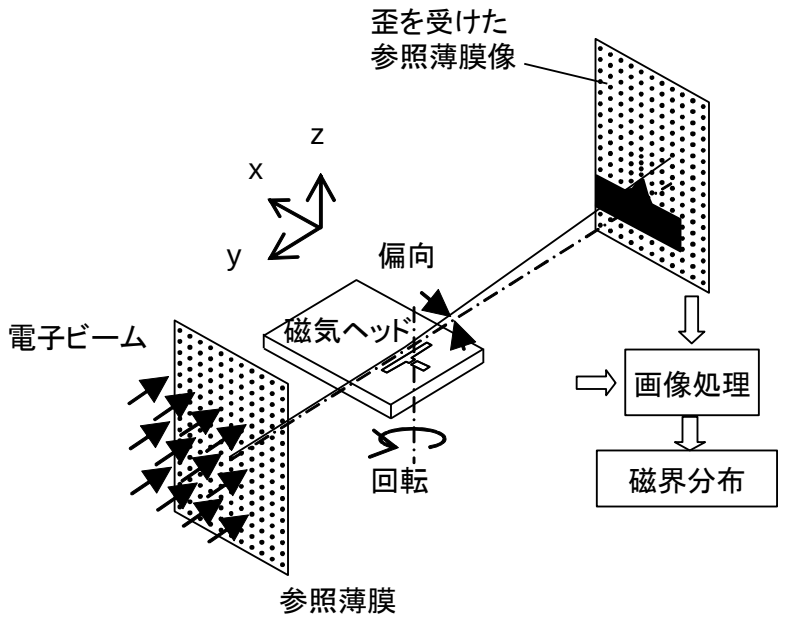


図5－6 投射型電子ビームトモグラフィの原理

電子ビームは等間隔に孔の開けられた参照薄膜にほぼ平行に照射され、図では省略されているが電子レンズにより磁気ヘッドの近傍に参照薄膜の像を縮小して形成する。磁気ヘッドは電子ビームの軌道の一部をさえぎるように配置されている。磁気ヘッドの磁界を通過した電子ビームは再び電子レンズ（図示せず）により拡大されて参照薄膜の拡大像を得る。この画像は磁気ヘッドの磁界を反映した歪を持って

おりその歪を画像処理により各点の電子ビームの偏向量に変換する。電子ビームのエネルギーは最大で125keV、通常の計測は磁界による偏向量を勘案し50keVである。この場合、磁気ヘッドが置かれた空間において約10nmの位置分解能で磁界強度を計測可能である。これによりＳＥＭ方式と同様に、かつ高い位置分解能で各位置における電子ビーム軌道上のの積分量を求めることができる。さらに磁気ヘッドを回転させて0度から180度方向で計測することでＣＴ法を適用し、分布を再校正することができる。

この装置により空間分解能10nm程度でヘッドの表面から数十nm近傍の磁界分布を計測することが可能となった。

５．３．２　投射型電子ビームトモグラフィによる計測結果

投射型電子ビームトモグラフィにより薄膜磁気ヘッドの磁界分布を計測した。計測した磁気ヘッドはパーマロイの磁極の面内記録用でトラック幅は280nm、ギャップ長は70nm、ギャップ深さは60nmである。計測面の大きさは6.6μm四方とし、その間を501点に分割して計測した。画素サイズは13nmである。磁気ヘッドは3º刻みで回転させて計測しトモグラフィ法により磁界分布を求めた。図５－7、図５－8に磁気ヘッド表面から20nmと50nm離れた平面上のx方向磁界分布を示す。それぞれ異なる角度から見た図を示している。20nm の分布の方が磁界の強度が強く、分布が急峻であることがわかる。なお、これ以上磁気ヘッドに接近した場所の電子ビーム偏向量のデータは電子ビームの一部がヘッドに衝突することで像が大きくゆがんでしまい計測不可能であった。これは電子ビームの平行度と磁気ヘッドの最表面の長さから説明がつく。電子ビームの開き角（すなわち非平行度）が約 5mrad、磁気ヘッド表面の電子ビーム方向の長さが約 5μm であるため磁気ヘッドに 12.5μm 以上電子ビームが近づくと電子ビームの一部が磁気ヘッドに衝突することになる。磁気ヘッド計測面上での分解能すなわち参照薄膜のパターンの点の間隔は 10nm であるため、両者を足し合わせた約20nmが計測面を接近させられる限界であると言える。

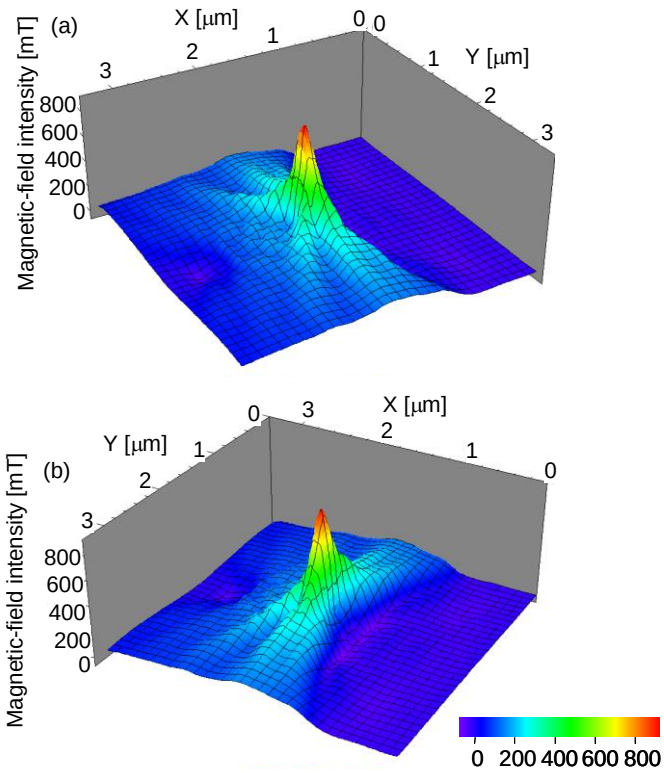


図5-7　投射型電子ビームトモグラフィによる磁界分布計測結果（磁気ヘッド面から20nmの平面）

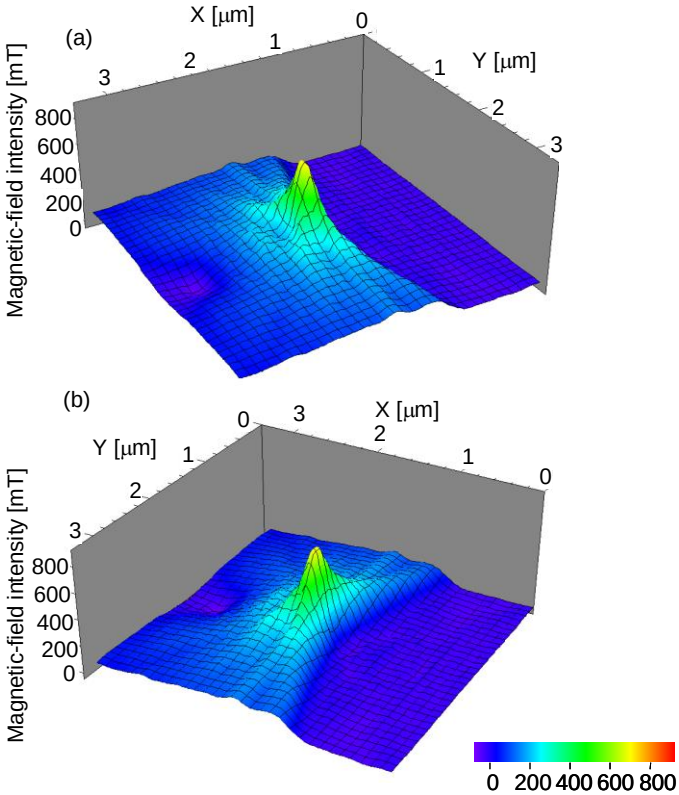


図5-8　投射型電子ビームトモグラフィによる磁界分布計測結果（磁気ヘッド面から50nmの平面）

５．４　むすび

電子ビームトモグラフィにおいて測定面を試料表面にどこまで近づけられるかという課題に対して、開発した装置の限界を決めている要因について実験的に検討を加えた。その結果、装置限界性能を決めている要因を検討した結果以下の知見が得られた。

１）ビームの照射角および直径を小さくするほど測定面を試料表面に近づけることが可能であった。

２）電子ビーム電流分布の半値幅で定義されるビーム半径のおよそ 2.7 倍～4 倍の距離までしか測定面を試料に近づけることはできなかった。たとえば、照射角 2mrad においてビーム半径は 0.05μｍであるが測定面は 0.2μｍまでしか近づけることができなかった。

３）測定面を近づけすぎると試料表面にコンタミネーションが発生し、電子ビームが異常な偏向を受け、測定が不可能になることがわかった。

４）コンタミネーションの発生原因は測定中に電子ビームのフレアが試料表面に照射されつづけるためと考えられる。

５）透過型電子顕微鏡を応用した投射型電子ビームホログラフィにより、電子ビームを走査させることなく一括でデータが取得でき、電子ビームのエネルギーも 50keV と高く、位置分解能 10nm の計測ができる。その結果、磁気ヘッドの表面から 20nm まで接近した計測ができた。

第６章 数値計算処理による任意平面上の磁界分布推定[28][56]

６．１　まえがき

ここでは、測定した磁界分布から計算により磁気ヘッド表面により近い平面上の磁界分布を求める手法について述べる。類似の手法としては長岡技術科学大学より計測平面より磁気ヘッドから離れた空間の磁界分布を境界要素法により計算で求める方法[52]が提案されているが、計測平面より磁気ヘッド表面に近い空間の磁界分布を求める方法はこれまでなかった。ここで提案する方法は、測定した磁界分布をフーリエ変換により処理するためにフーリエ変換法と呼ぶことにする。

本節では、このフーリエ変換法の原理について述べ、さらに計算により求めたヘッドの磁界分布、および実ヘッドの磁界分布計測により本手法の検証について記述する。

６．２　フーリエ変換法の原理[56]

ここでは、実測した磁気ヘッド磁界分布から実測面よりヘッド表面に接近した平面の磁界分布を求めるフーリエ変換法の原理について説明する。

電子ビームトモグラフィの計測平面と磁気ヘッドの位置関係を図６－１に示す。磁気ヘッドの磁極表面ギャップ近傍から真空中に磁力線が発生している。磁気ヘッド表面前の計測平面は電子ビームトモグラフィ法により磁界分布を計測する面であり、磁気ヘッド表面からおよそ 0.3～1μm ほど離れた位置にある。この計測平面の位置を $z=0$ とする。

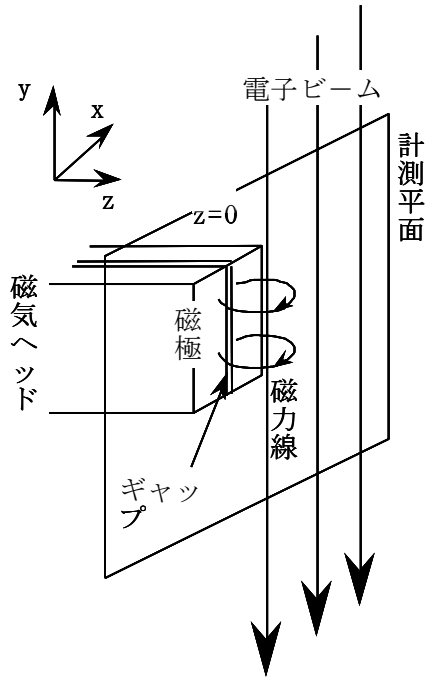


図６－１　電子ビームトモグラフィの計測平面と磁気ヘッドの位置関係

磁気ヘッドにより形成される磁界は、コイルの電流により強磁性体に磁荷が発生し、それにより生じるものである。すなわち計測空間より数十μm以上遠くに離れた微小コイル電流が直接計測空間の磁界に及ぼす影響は無視できる。したがって、その磁界ベクトル **H** の各成分 Hx, Hy, Hz について以下の Laplace の方程式を満足する。

$$\nabla^2 Hx = 0 \tag{6.1}$$

$$\nabla^2 Hy = 0 \tag{6.2}$$

$$\nabla^2 Hz = 0 \tag{6.3}$$

これ以降、x 方向磁界のみについて説明するが y 方向磁界、z 方向磁界についても全く同様である。

$z = 0$ の計測平面上での Hx の分布を $f(x, y)$ とする。また、磁気ヘッド磁から無限遠の平面上では磁界はゼロである。したがって真空中の三次元空間の x 方向磁界 Hx の分布を求める問題は式(6.1)、式(6.4)および式(6.5)によって示される境界値問題に帰着できる。

$$Hx(x, y, 0) = f(x, y) \tag{6.4}$$

$$\lim_{z \to +\infty} Hx(x, y, z) = 0 \tag{6.5}$$

このように境界における値が与えられている境界値問題は Dirichlet 問題と呼ばれ、解がユニークに存在することが証明されている[57]。従って、解が求まればそれが唯一の解である。ここで、次のような型の関数を考える。

$$H_{0x}(k_x, k_y, k_z | x, y, z) = \exp(ik_x x + ik_y y - k_z z) \tag{6.6}$$

ここで、k_x、k_y はそれぞれ x 方向、y 方向の波数である。この関数が式(6.1)および式(6.5)を満たすためには $k_z = \sqrt{k_x^{\ 2} + k_y^{\ 2}}$ である必要があるから

$$H_{0x}(k_x, k_y | x, y, z) = \exp(ik_x x + ik_y y - \sqrt{k_x{}^2 + k_y{}^2} z) \tag{6.7}$$

となる。

つぎに式(6.4)の境界条件を満たす条件を求める。まず、$z = 0$におけるHxすなわち$f(x, y)$の二次元フーリエ変換を$F(x,y)$とする。このとき、フーリエ変換の定義により$f(x, y)$と$F(x,y)$の関係は次の式で与えられる。

$$F(k_x, k_y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp(-ik_x x - ik_y y) dxdy \tag{6.8}$$

この$F(x,y)$を用いて次の関数を作る。

$$g(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) \exp(ik_x x + ik_y y) \exp(-\sqrt{k_x{}^2 + k_y{}^2} z) dk_x dk_y \tag{6.9}$$

これは$z = 0$のとき$f(x, y)$となり（式(6.4)を満足）、かつ式(6.7)による展開であるから式(6.1)および式(6.5)を満足する。すなわち、これは式(6.1)、式(6.4)および式 (6.5)の境界値問題の解である。前述のように解はユニークであるから、式(6.9)が唯一の解となる。したがって、真空中の磁界Hxは次の式で表される。

$$Hx(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) \exp(ik_x x + ik_y y) \exp(-\sqrt{k_x{}^2 + k_y{}^2} z) dk_x dk_y \tag{6.10}$$

この式は次のことを意味している。すなわち、計測平面（$z = 0$）における磁界$f(x, y)$が既知であり、この$f(x, y)$を二次元フーリエ変換し、$F(x,y)$を求める。それに$\exp(-\sqrt{k_x{}^2 + k_y{}^2} z)$を乗じ、逆二次元フーリエ変換すれば任意の$z$における磁界

分布 $Hx(x,y,z)$ を求めることができる。

以上では計測平面でのプローブの分解能が無限小であるものとしたが、これが有限である場合にも同様に扱える。その場合の計算結果は、計算する平面において有限のプローブをもって測定したならば得られるであろう磁界分布と一致する。これについては本文末尾の付録に詳細を示す。

６．３　理想的な磁界分布による検証[56]

まず、表面磁荷法により解析的な計算式が得られている三次元モデル磁気ヘッドの磁界分布を用いて、フーリエ変換法を検証した。図６－２はこの計算に用いたモデルヘッドを示した図である。

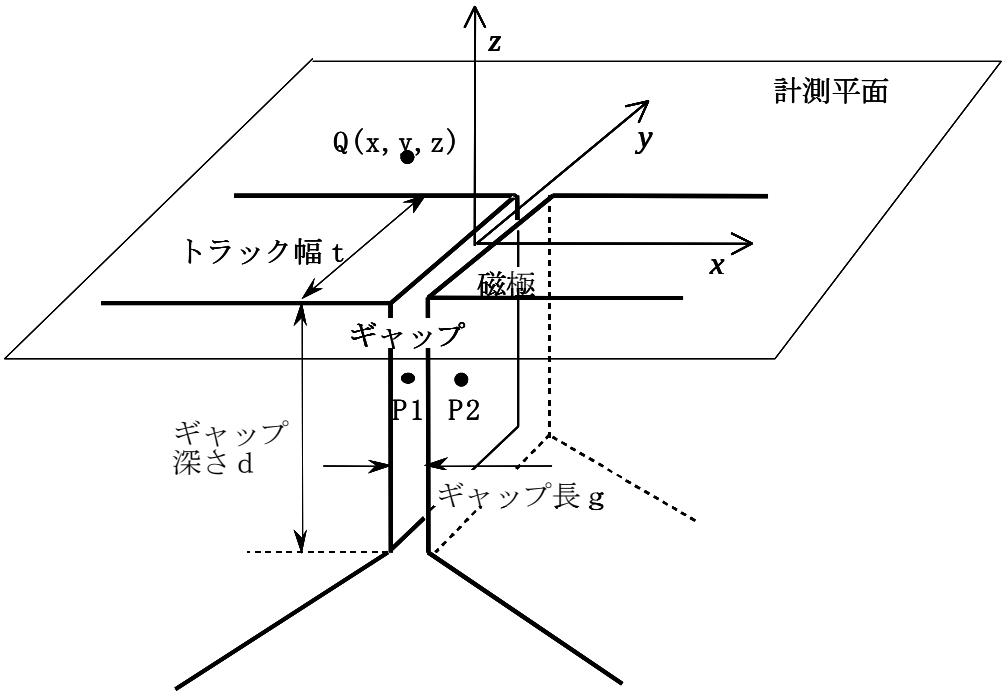


図６－２　計算に用いた三次元モデルヘッド

トラック幅は t、ギャップ深さは d、ギャップ長は g のヘッドで、二つの磁極の相対する二つの端面にそれぞれ $+I$ と $-I$ の磁荷が均一に分布していると仮定する。任意の点 $Q(x,y,z)$ の磁界は、各々の磁極の端面上の点Ｐ１、Ｐ２に存在する磁荷により発生する磁界を端面にわたって積分することにより得られる。したがって、x 方

向磁界 Hx は式(6.11)で与えられる。

$$Hx(x,y,z)=\frac{1}{4\pi\mu_0}\int_{-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}}\int_{-d}^{0}\frac{I(g/2+x)}{\left\{(g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}$$

$$+\frac{-I(-g/2+x)}{\left\{(-g/2+x)^2+(y_0-y)^2+(z_0-z)^2\right\}^{3/2}}dy_0dz_0 \qquad (6.11)$$

この積分は解析的に求めることができる。解析式の詳細は第 2 章を参照されたい。ここでは、トラック幅 t ＝5μm、トラック深さ d ＝10μm、ギャップ長 g ＝0.5μm とした。また、原点 $(0,0,0)$ における Hx を 500 [mT]となるように I の値を決定した。

まず、スペーシング 0.3μm の磁界分布からスペーシング 0.1μm の磁界分布を求めるプロセスについて説明する。最初にスペーシング 0.3μm の x 方向磁界分布を式（6.11）より求めた。求めた範囲は磁気ヘッドのトラック中心を原点とし、x，y それぞれ±10μm の領域である。この領域を２５６×２５６点に分割して各点の磁界強度を求めた。この分布を色等高線表示したものが図６－３（a）である。赤で表示された磁界の強い部分がギャップの部分に相当する。

この分布を二次元高速フーリエ変換した。用いた計算機は Macintosh IIci で汎用二次元データ処理ソフトウェア“Spyglass Transform2.1”を用いた。図６－３（b）は図６－３（a）をフーリエ変換した結果得られた波数空間スペクトルの絶対値を色等高線表示したものである。原点付近の波数の低い領域に強いスペクトルが集中している。

つぎに、この波数空間スペクトルに $\exp(-\sqrt{k_x^{\ 2}+k_y^{\ 2}}\Delta z)$ を乗じた。ここでは、0.3μm の計測平面から 0.1μm の平面の磁界分布を計算するため $\Delta z=-0.2\mu m$ となる。この結果得られたスペクトルの絶対値のカラー等高線図が図６－３（c）である。波数が大きくなるほど係数 $\exp(-\sqrt{k_x^{\ 2}+k_y^{\ 2}}\Delta z)$ は大きいので図６－３（b）に比べ高域が強調されたスペクトルとなる。

つぎに、このスペクトルを二次元逆フーリエ変換する。その結果が図６－４（a）である。中央に示したものが磁界の強度をカラー等高線で表したもので、ギャップ部分に相当する中心部に磁界が集中している様子がわかる。磁界の強度はスペーシング 0.3μm のものより強くなっており、しかも急峻になっている。図６－４（b）には、スペーシング 0.1μm の磁界分布を式(6.11)から直接求めたものを示した。図６－４（a)、図６－４（b）は良く一致している。より定量的に評価するために図６－４（a）の上部にこの等高線図のトラック中心の横方向の断面の磁界強度分布図を示した。また右側にはギャップ中心での縦方向断面の磁界強度分布図を示した。これらの図で実線は式(6.11)から直接求めたスペーシング 0.1μm の磁界分布、白丸は上記手順でスペーシング 0.3μm の分布からスペーシング 0.1μm の分布を求めたものである。両者の差は最も大きいところでもピーク磁界強度に対する割合にして 0.35%であり、両者は非常に良く一致している。

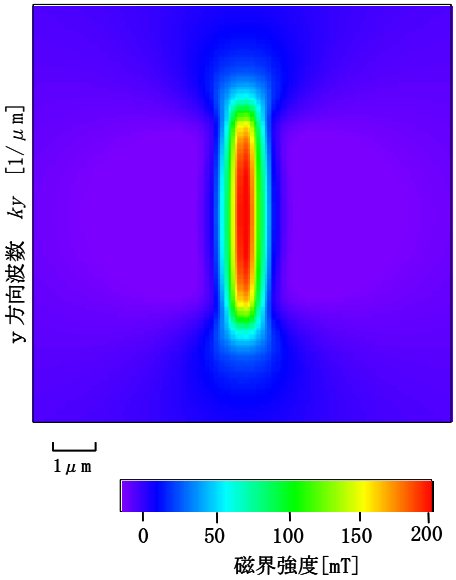


図６－３（a）ヘッド表面から0.3μm
の計測平面上のx方向磁界分布

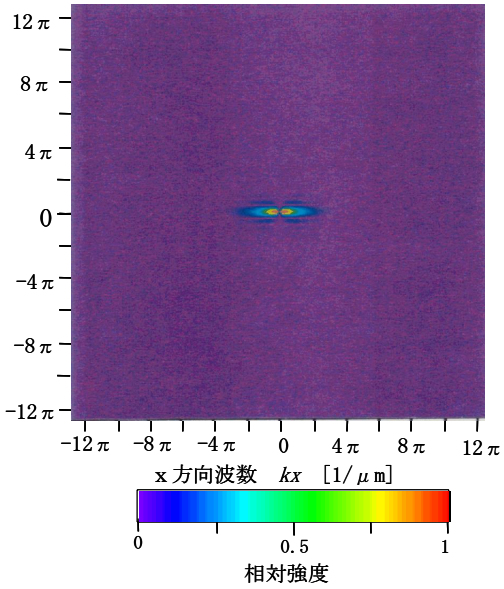


図６－３（b）フーリエ変換した結果得られた波数空間スペクトルの絶対値分布

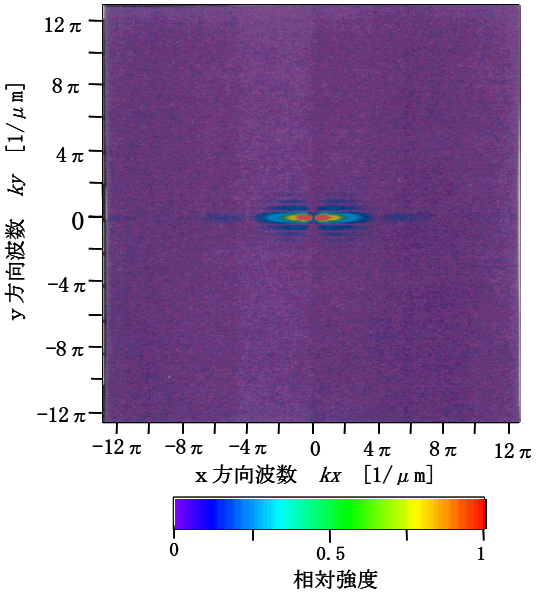


図６－３（c）図３(b)に $\exp(-\sqrt{k_x^2+k_y^2}\Delta z)$をかけた結果

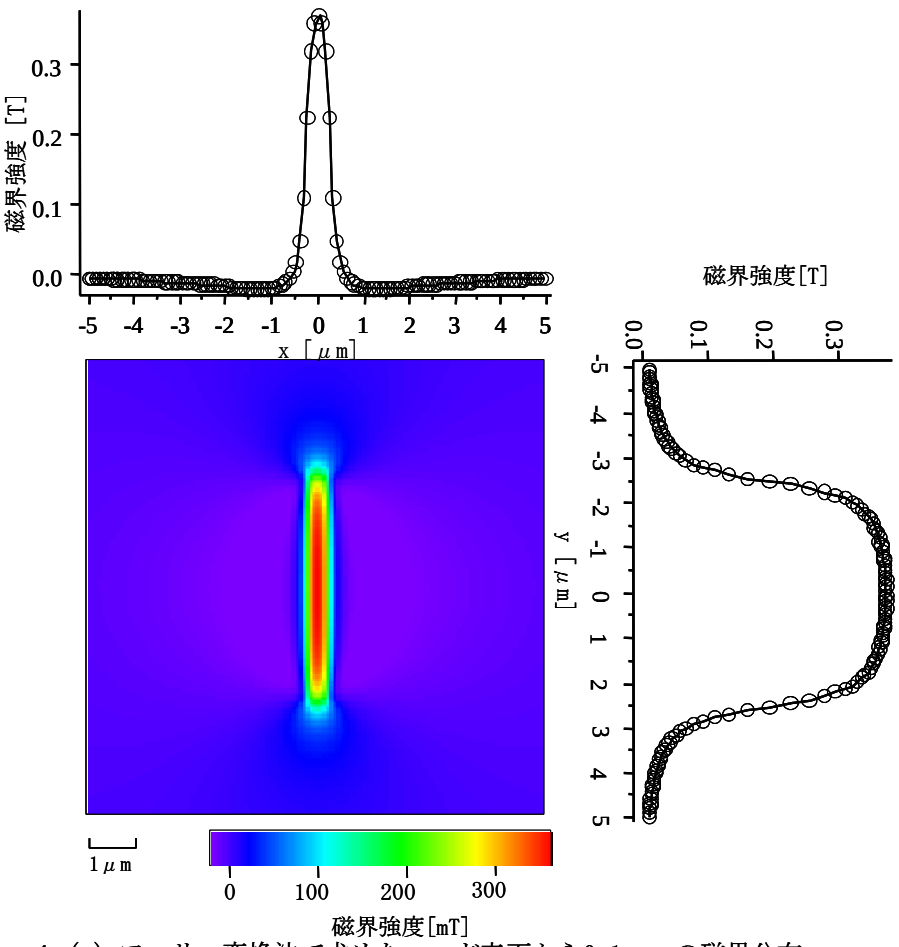


図６－４（a）フーリエ変換法で求めたヘッド表面から0.1μmの磁界分布

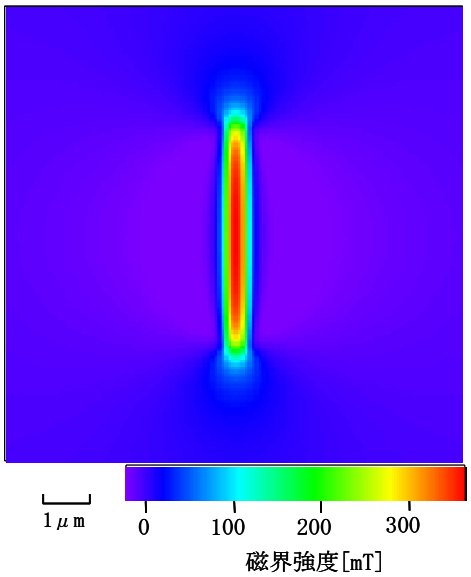


図６－４（b）（６－１１）式から求めたヘッド表面から0.1μmの磁界分布

以上の結果から、フーリエ変換法によれば、計測平面よりヘッドに近い平面上の磁界分布を正しく得られることが確認できた。しかし、実際の計測データにはノイズが含まれており、その影響で誤差が増加したり、磁界分布が得られなかったりする場合も考えられる。そこで次章では、計測磁界分布がノイズを含んでいる場合について検討を加える。

６．４　ノイズを含んだ磁界分布による検証[56]

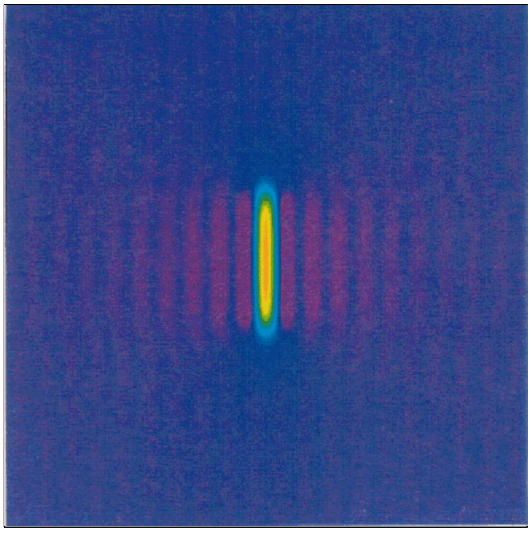
ここではノイズが含まれている計測磁界分布にフーリエ変換法を適用する場合について検討する。ノイズを含む計測磁界分布として、式(6.11)で計算した磁界分布に疑似ノイズを加算したものを用いた。疑似ノイズは、平均値 0、標準偏差 1 でヒストグラムがガウス分布型の疑似乱数を元に作成した。この疑似乱数を元にして所望のノイズの大きさに応じた定数 a をかけ、式(6.11)によって計算した磁界分布に加算する。ノイズ振幅は 3σ（＝3a）により定義し、磁界分布の最大値に対するノイズ振幅の割合をノイズ量としてパーセントで示すことにする。

６．４．１　カットオフ固定フィルタ法

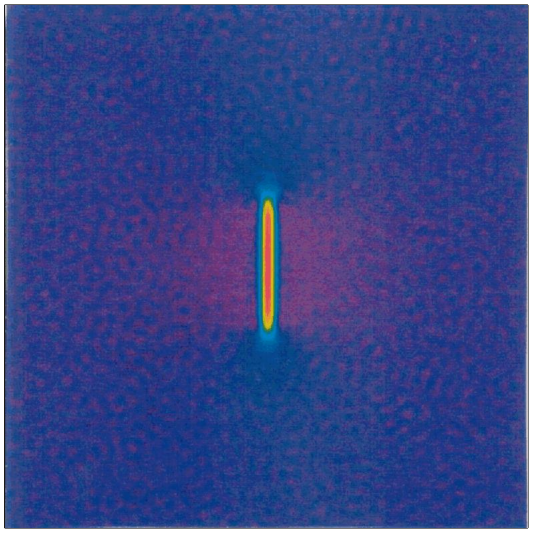
フーリエ変換法を実行すると、スペクトルに $\exp(-\sqrt{k_x{}^2+k_y{}^2}\Delta z)$（$\Delta z$は負数）をかけるために、高域のノイズが非常に強調される。疑似ノイズを加算した分布にそのままフーリエ変換法を適用したところ、ノイズが磁界強度の１００倍以上にもなってしまい正しい磁界分布が得られなかった。そこで、ある一定の大きさの波数（k_xとk_yの二乗和の平方根）以上はスペクトルをゼロにする方法を検討した。この方法では、スペクトルをゼロにする波数をあらかじめある値に決定するだけで等方的な処理を行うもので、磁界分布やノイズに関する方向依存性が考慮されていなかった。そこで、これをカットオフ固定フィルタ法と呼ぶことにする。

この方法の一例として、スペーシング 0.3μm の磁界分布に３％のノイズを加えたものから、スペーシング 0.1μm の磁界分布を求める過程で、カットオフ波数を 2π、4π、８π [1/μm]と変えて三種類の計算を行った。得られた結果を図６－５

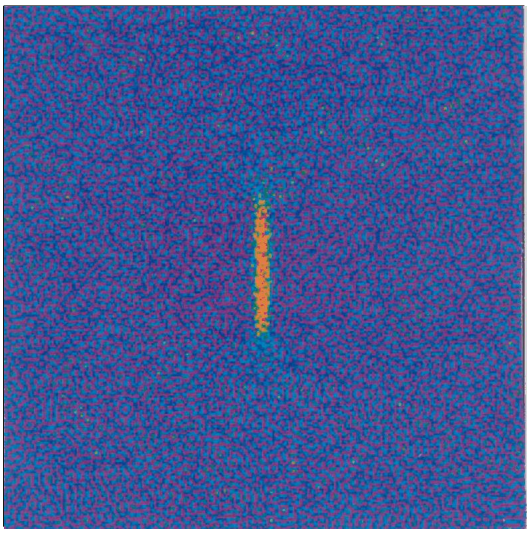
(a)(b)(c)に示す。カットオフ波数が 2π [1/μm]の場合は分布が滑らかになってしまい、しかも磁界の裾野部分が周期的に変化した分布になっている。また、カットオフ波数が８π [1/μm]の場合は中央部にわずかにヘッドの磁界分布が認められるが、全体は激しいノイズに覆われている。カットオフ波数が 4π [1/μm]の場合は、式(6.11)から直接求めた 0.1μm の磁界分布図６－４（ｂ）をほぼ再現している。

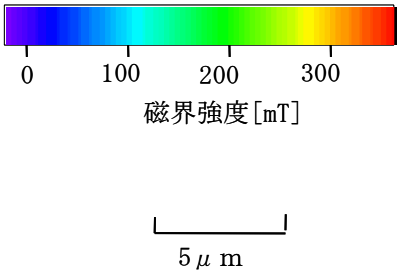


(a)　ノイズ３％、
カットオフ波数2π



(b)　ノイズ３％、
カットオフ波数4π





(c)　ノイズ３％、
カットオフ波数8π

図６－５　　計算された磁界分布のカットオフ波数依存性
（計測ノイズを含んだスペーシング0.3μmの磁界分布から求めたスペーシング　　0.1μmの磁界分布。）

この結果から、適切なローパスフィルタをかけることによりノイズを含んだ磁界分布からでも計測平面よりヘッド表面に近い磁界分布を求められることがわかった。そこで、疑似ノイズの大きさ、及びカットオフ波数と誤差の関係をより詳しく評価した。

疑似ノイズは 0.6%～15%、カットオフ波数は 2π [1/μm]から 8π [1/μm]の範囲で変化させた。誤差評価として誤差最大値のピーク磁界強度に対する割合を用いた。以下では、これを単に最大誤差と呼ぶことにする。0.3μm の磁界分布から 0.1μm の磁界分布を求めた場合のノイズ量と最大誤差の関係を図６－６（a）に示す。

カットオフ波数が 6π [1/μm]、8π [1/μm]と大きい場合は、ノイズが増えると急激に最大誤差が大きくなる。一方、2π の場合はノイズが増加しても最大誤差の増加はわずかである。しかし、ノイズがゼロでも最大誤差は 20%も存在する。これは、カットオフ波数が低いため磁界分布自体の急峻な変化がなくなり滑らかな形状になってしまうためである。仮に、誤差 10%以下を実用上評価に用いることができる基準とすれば、この条件を満足するには計測磁界分布のノイズは５%以下で、カットオフ波数を４π [1/μm]にすれば良いことが分かる。また、スペーシング 0.5μm の分布から 0.1μm の分布を求めた場合について、同様に最大誤差を評価した結果を図６－６（b）に示す。この場合は最大誤差が非常に大きく 10%以下の誤差で分布を得るためには、計測結果に含まれるノイズは 1%以下である必要がある。

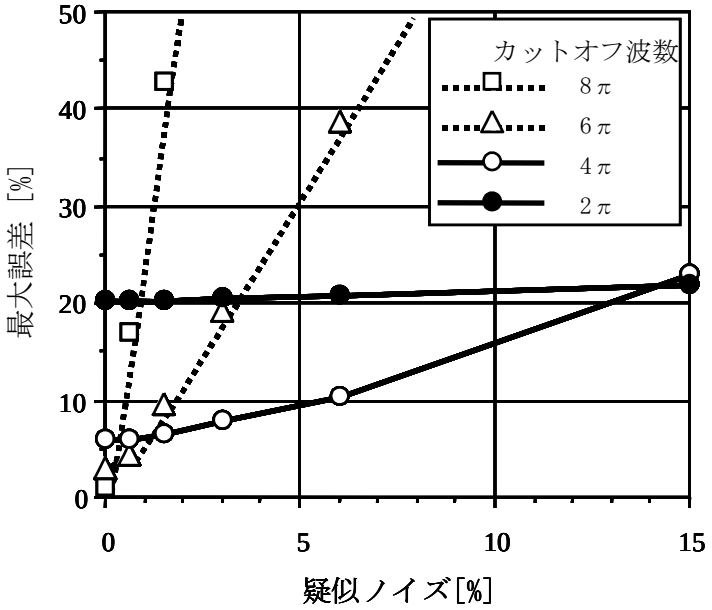


図６－６　(a)　疑似ノイズ量とピーク磁界誤差の関係
(z=0.3μmからz=0.1μmを計算)

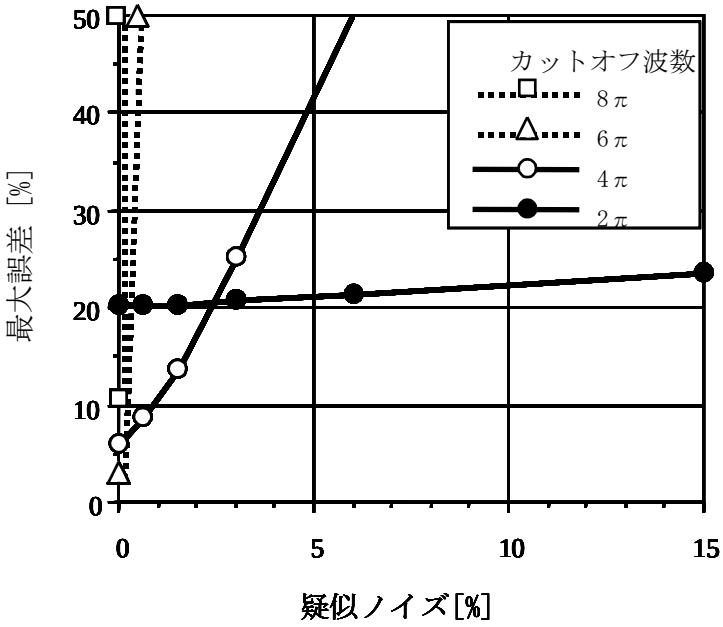


図６－６　(b)　疑似ノイズ量とピーク磁界誤差の関係
(z=0.5μmからz=0.1μmを計算)

さて、このカットオフ固定フィルタではカットオフ波数は方向によらず一定であった。しかし、磁界分布のスペクトル（図６－３（ｂ））を見ると x 方向つまり、ヘッドのトラックに垂直な方向のスペクトルの方が y 方向よりも高域まで延びているのが分かる。そこで、スペクトルの方向依存性を考慮にいれたフィルタを用い、より誤差の少ないと考えられる計算方法を検証した。次章では、その結果について述べる。

６．４．２　スペクトル形状検出フィルタ法

本節で述べる方法は､波数空間スペクトルにかけるフィルタのカットオフ波数を、波数空間スペクトルの形状に応じて変化させるものである。波数空間スペクトルは図６－３(b)(c)のように低波数の領域に集中し、x 方向のスペクトルが y 方向に比べ高域まで延びている。このスペクトル形状を検出し、その領域より外側つまり高域をカットする方法である。

具体的にスペクトル形状を反映したフィルタを求める方法を以下に述べる｡まず、磁界がほとんど存在しないと考えられる磁界分布測定領域周辺部のみのデータをフーリエ変換し、そのスペクトルの最大値をノイズスペクトルの最大値とみなす。次

に測定された磁界分布全体をフーリエ変換し、全体のスペクトルを求める。このスペクトルのうち絶対値が上記で求めたノイズスペクトルの絶対値以下となる部分は0、それ以上の部分は1とする。例えば、ノイズ成分を15%含むスペーシング0.3μmの磁界分布に上記処理をした結果得られた0と1の分布を図6－7に示す。

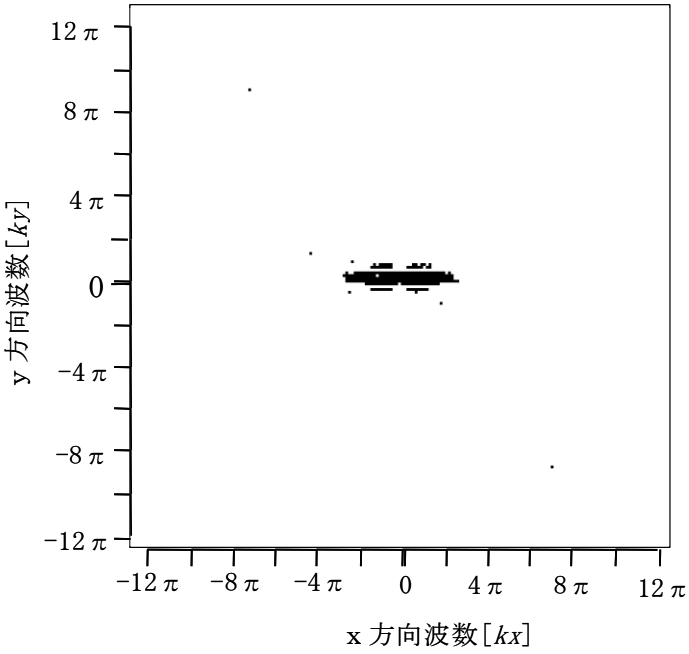


図６－７　　ノイズを15%含んだ、スペーシング0.3μmの磁界分布のスペクトルのうちノイズスペクトル以上の大きさのスペクトルがある部分。

黒で示した部分は最大ノイズスペクトル以上の部分で1、すなわち通過域、白で示した部分は最大ノイズスペクトル以下の部分で0、すなわちカットオフ領域である。

しかし、これだけでは中心から離れた高域部分に多数孤立して存在する黒い部分すなわち通過域が存在する。また、ノイズ以外の有効成分が含まれていると考えられる低域部分にも多数の白い部分すなわちカットオフ領域が存在している。この問題を解決するためには、3×3個の要素を持つ画像論理フィルタを用いて処理すればよい。すなわち3×3の9つの画素のうち、少なくとも二つ以上1が存在する場合はその中心の要素を1とする。中心に1が存在しても隣接する要素全てが0の場合は中心も0とする。この処理を全波数空間で行うことで孤立して存在する0や1の要

素がなくなる。この処理を図６－５に施したものが図６－８である。スペクトル形状が大づかみに検出されているのがわかる。これはちょうど図５－８（ｂ）のスペクトルの 0 以外（紫色でない部分）の領域の形状とほぼ同一である。このようにして得られたフィルタは恣意的に決定できるパラメータがなく、しかも磁界の方向性も考慮されている。そのため、前節で述べた固定フィルタ法より誤差を低減できると考えられる。そこで、このスペクトル形状検出フィルタ法を適用した場合のノイズ量と計算された磁界の最大誤差の関係を調べた。

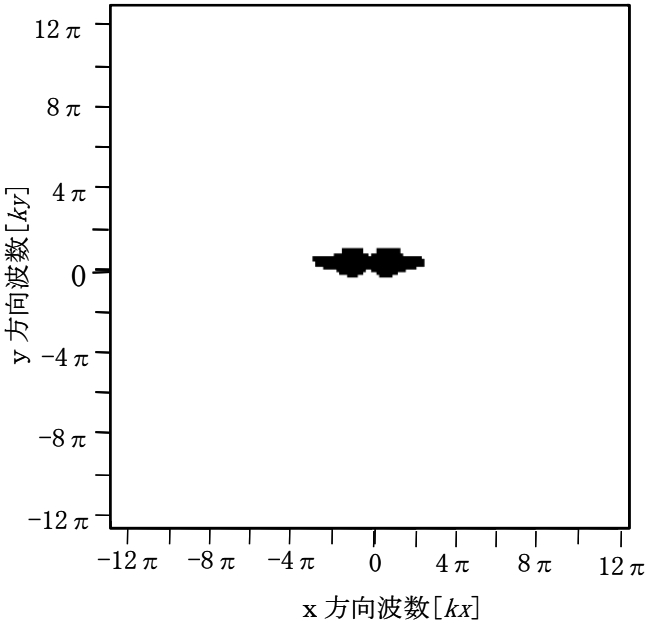


図６－８　　図7の結果にデジタル論理フィルタ処理を行なった結果得られた輪郭検出フィルタ

その結果を図６－９に示す。例えばノイズ 2%、スペーシング 0.3μｍの分布から 0.1μｍの分布を求めた場合は最大誤差 8%となる。また、ノイズ 2%、スペーシング 0.5μｍの分布から 0.1μｍの分布を求めた場合は最大誤差 10%となる。さらに、カットオフ固定フィルタの場合に比べ、ノイズが大きい場合でも最大誤差の増加は小さい。特にスペーシング 0.5μｍから 0.1μｍの分布を求める場合には、カットオフ固定フィルタに比べ誤差が顕著に小さくなる。例えばカットオフ固定フィルタでは、元の分布にノイズが 6%存在すると、カットオフ波数を 2π [1/μｍ]とした場合

でも最大誤差が 20%以上あったが、このフィルタでは 15%程度に抑えられている。

以上のように信号成分のスペクトルの形状を検出し、その輪郭をカットオフとするフィルタを用いることにより、計算に用いる測定磁界分布のノイズの大きさが計算結果の最大誤差に及ぼす影響を小さくできることがわかった。

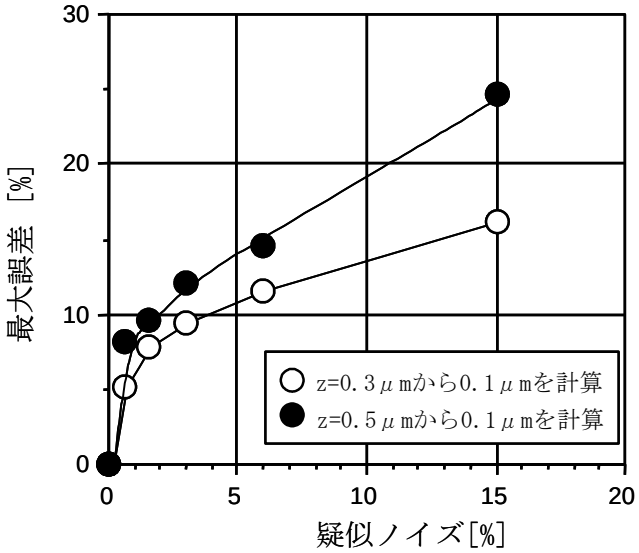


図６－９　　輪郭検出フィルタを用いた場合の疑似ノイズ量とピーク磁界誤差の関係

６．４．３　計測平面と計算により磁界分布を求める面の距離と誤差

これまで、スペーシング 0.3μｍ及び 0.5μｍの磁界分布から 0.1μｍの磁界分布を求める場合について述べてきた。ここでは計測平面がヘッド表面からより離れた場合に、フーリエ変換法で求めた磁界分布の誤差がどのように変化するかについて検討を加える。

計測平面とフーリエ変換法で求める磁界分布の面との距離 Δz が大きくなると、求める磁界分布の誤差が増大することは容易に理解できる。なぜなら、Δz が大きいとスペクトルに乗じる係数 $\exp(-\sqrt{k_x^{\ 2}+k_y^{\ 2}}\Delta z)$ が大きくなり、高域のノイズ成分が強調されるからである。これを定量的に評価する。式(6.11)により計算したスペーシング

0.4μｍ、0.5μｍ、0.7μｍの磁界分布に、前述の疑似ノイズを足しあわせ、それぞれの分布からフーリエ変換法によりスペーシング 0.1μｍの磁界分布を求めた。この磁界分布と式(6.11)により求めたスペーシング 0.1μｍの磁界分布との最大誤差を等高線表示したものが図６－１０である。なお、擬似ノイズは計測データにランダムに含まれる誤差と仮定したので、これに起因する磁界の計算誤差は計測対象の大きさや Δz の絶対的な大きさには依存せず、計算処理する際に使用される計測データの画素サイズと Δz の比に依存する。すなわち計測画素に対して Δz が大きいほど誤差が大きくなる。したがってグラフの横軸は計測平面からの距離 Δz を計測画素で規格化したもので表した。縦軸は計測磁界分布に含まれるノイズの大きさである。このグラフから、例えば計測画素が 0.1μｍ、Δz が 0.45μｍでノイズが 2%程度であれば最大誤差はほぼ 10%であることが分かる。現有の電子ビームトモグラフィ装置では計測データのノイズの割合は計測時間に依存するが、走査型トモグラフィの場合 2 時間以上時間をかけて注意して計測した場合に通常 2～7%程度である。したがって、たとえば計測画素 0.1μｍでスペーシング 0.5μｍの計測平面の磁界分布を計測すればフーリエ変換法によりスペーシング 0.1μｍの磁界分布を最大誤差 10%～15%程度で求められることになる。すなわち計測画素サイズの４倍程度スペーシングの狭い磁界分布までなら求めることは可能だがそれ以上では誤差が増大し、適用困難になるということが分かる。

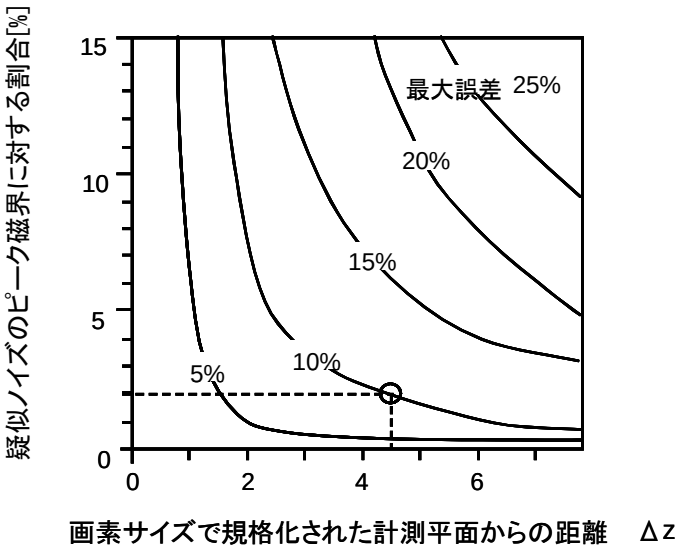


図6- 10 求める磁界分布の計測平面の距離と誤差の関係

６．５　薄膜磁気ヘッド測定への適用[56]

６．５．１　実測結果による検証

実際に磁気ヘッドの磁界分布を測定した結果から、フーリエ変換法の検証を行った。用いた磁気ヘッドはトラック幅 5μm、ギャップ長 0.45μm の磁気ディスク用薄膜ヘッドである。スペーシング 0.45、0.5、0.7、1.0μm の 50μm 角の領域の磁界分布を 256×256 分割で測定した。測定結果に含まれるノイズはスペーシング 0.45、0.5μm の分布では磁界分布ピーク値に対し、およそ 2%、スペーシング 0.7μm、1.0μm の分布では 5%であった。これらの測定結果を用いてフーリエ変換法の検証を行った。実測磁界分布との比較を行うために、スペーシング 0.7μm の分布からスペーシング 0.5μm の分布を求め、実測のスペーシング 0.5μm の分布と比較した。同様にスペーシング 1.0μm の実測結果から 0.5μm を求め、実測の 0.5μm と比較した。計算の過程で用いるフィルタとして、前章で述べたスペクトル形状検出フィルタを用いた。

図６－１１(a)はスペーシング 0.7μm の分布から 0.5μm の分布を求めたもの、図６－１１(b)はスペーシング 0.5μm の実測結果である。両者の磁界分布はほぼ一致している。

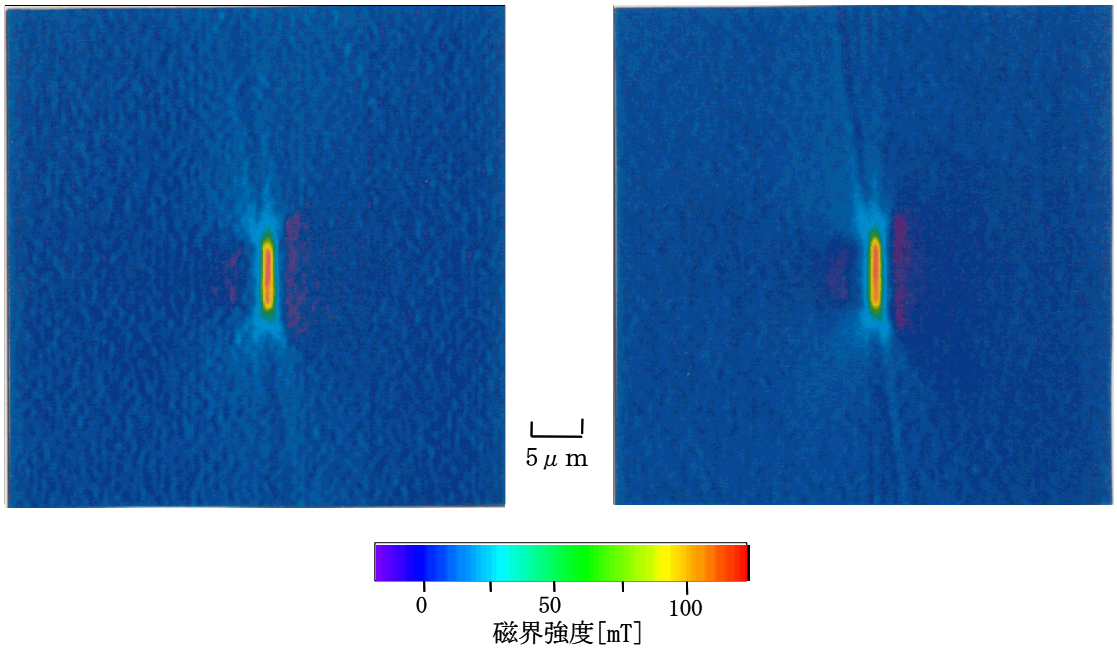


図６－１１ (a) ヘッドから0.7μmの実測結果から0.5μmの分布を求めた結果

図６－１１ (b) ヘッドから0.5μmの分布の実測結果

定量的に評価するためにトラック方向（ギャップの中心を通るトラック方向の直線上）の磁界分布とビット方向（ヘッド走行方向の直線上）の磁界分布を図６－１２、図６－１３に示す。図６－１２はスペーシング 0.7μｍの実測結果から 0.5μｍの分布を求めたものとスペーシング 0.5μｍの測定結果との比較、図６－１３はスペーシング 1.0μｍの実測結果から 0.5μｍの分布を求めたものとスペーシング 0.5μｍの測定結果との比較である。フーリエ変換法で求めた分布は、磁界強度が小さい部分でノイズが増加し実測結果と誤差を生じている。この誤差の最大値は、スペーシング 0.7μｍの分布から求めた場合約 10%、スペーシング 1.0μｍの分布から求めた場合約 16%であった。分布のピーク値、分布の幅は両者とも約 7%以下の誤差で一致している。

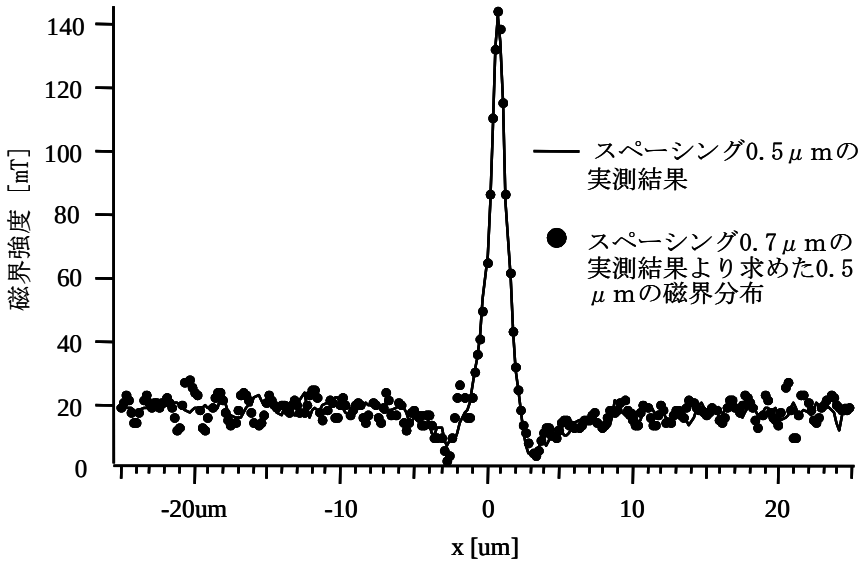


図６－１２（a）実ヘッドによる評価結果
（スペーシング0.7μmの実測結果より求めたスペーシング0.5μmのビット方向磁界分布）

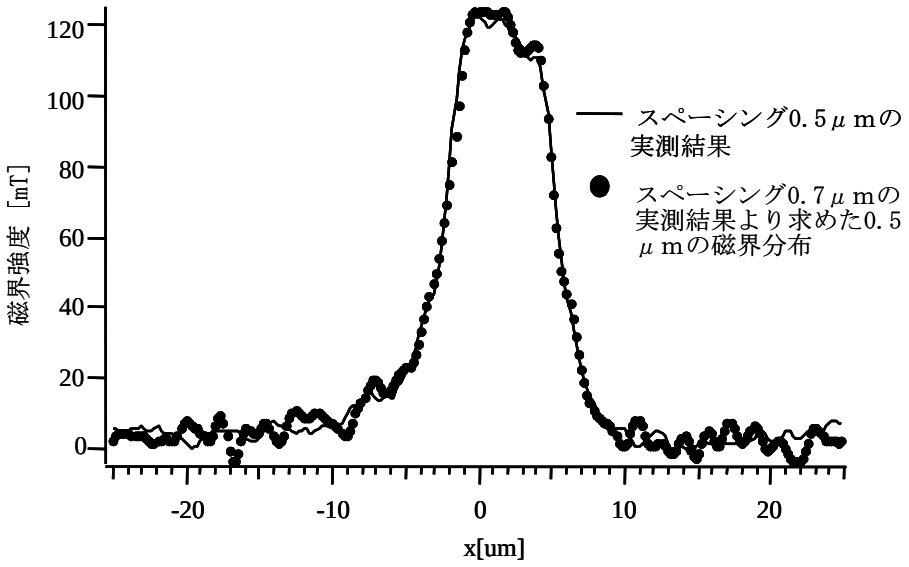


図６－１２（b）実ヘッドによる評価結果
（スペーシング0.7μmの実測結果より求めたスペーシング0.5μmのトラック方向磁界分布）

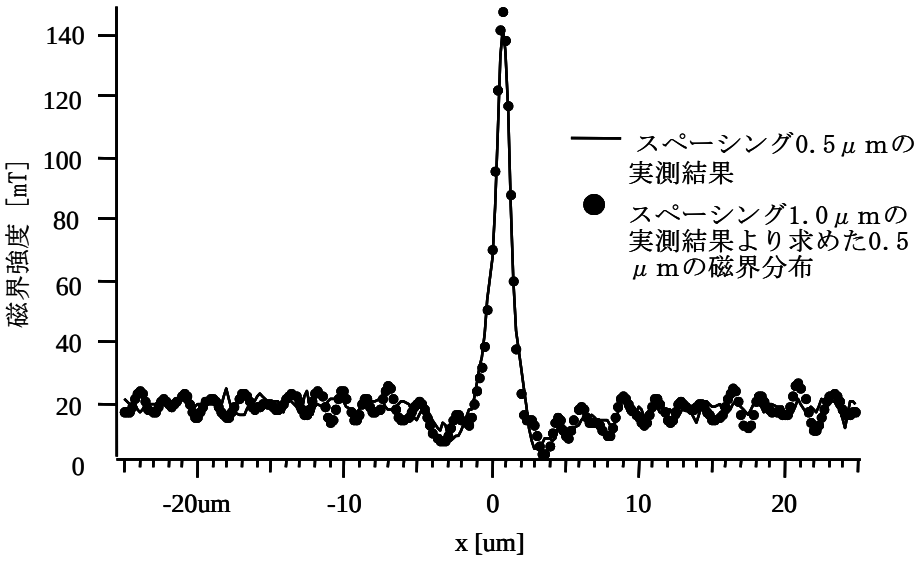


図６－１３（a）実ヘッドによる評価結果
（スペーシング1.0μmの実測結果より求めたスペーシング0.5μmのビット方向磁界分布）

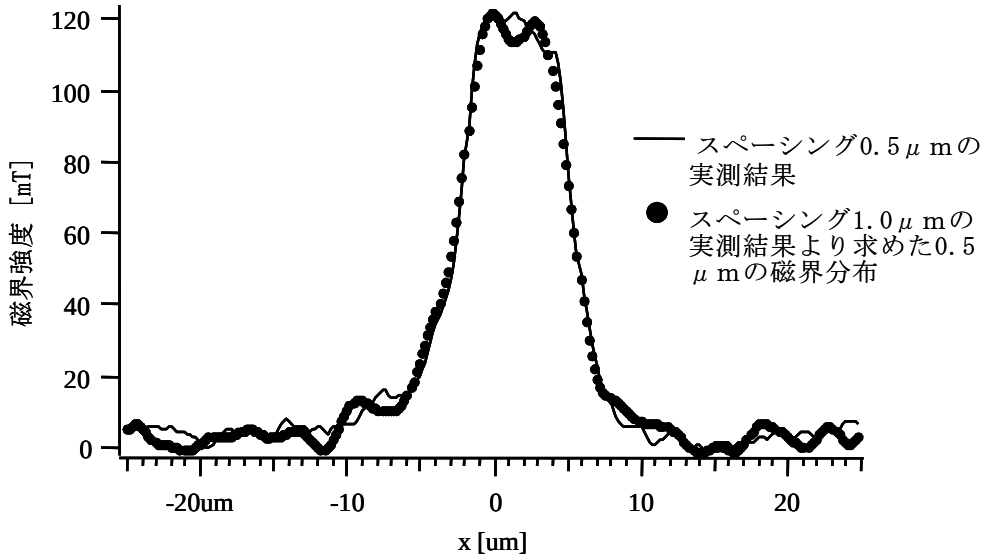


図６－１３（b）実ヘッドによる評価結果
（スペーシング1.0μmの実測結果より求めたスペーシング0.5μmのトラック方向磁界分布）

６．５．２　スペーシング 0.1μｍの磁界分布

0.45、0.7μｍそれぞれの計測結果からスペーシング 0.1μｍの磁界分布を求めた。図６－１４はこの分布のビット方向の磁界分布である。実線はスペーシング 0.45μｍの実測結果から求めた分布、破線はスペーシング 0.7μｍの実測結果から求めた結果である。

スペーシング 0.7μｍの実測結果から求めた分布では、磁界ピーク強度に対して±20%程度の振幅の周期的なノイズが含まれている。一方、計算による誤差評価結果（図６－１０）によると、スペーシング 0.7μｍから 0.1μｍの分布を求めた場合、計測結果のノイズが 5%では最大誤差が約 20%となっており、両者の値はよく一致する。一方、スペーシング 0.45μｍの実測結果から求めた分布は、周期的なノイズの割合が±8～9%（振幅にして約 17%）程度となっている。同様に、シミュレーションによる誤差評価結果（図６－１０）によると、スペーシング 0.45μｍから 0.1μｍの分布を求めた場合、計測結果に含まれるノイズが 2%では最大誤差がほぼ 9%である。このように、シミュレーション誤差評価結果とほぼ同じ大きさの振幅をもったノイズが発生しているのが分かる。従って、計測ノイズを含んだ実測結果から計算を行う場合の誤差の目安として、疑似ノイズによる誤差評価結果（図６－１０）が有用であることが分かった。スペーシング 0.1μｍの磁界分布を直接測定することはこの方法では不可能であったので、ここで求めた分布の正確な誤差評価はできないが、この誤差評価結果（図６－１０）から類推すると周期的なノイズがすなわち真の分布に対する誤差であると考えられる。

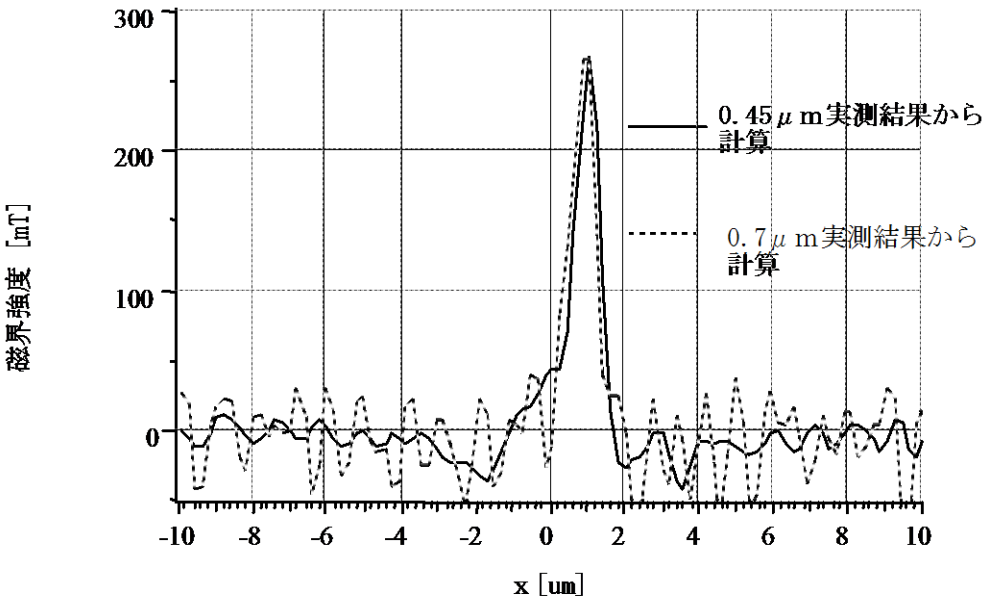


図６－１４　ヘッド表面から0.1μmの磁界分布

６．６　投射型電子ビームトモグラフィ法へのフーリエ変換法の適用[28]

第５章で、投射型電子ビームトモグラフィ法により磁気ヘッド表面から 20nm までの磁界分布計測が可能であることを述べた。ここでは、この投射型電子ビームトモグラフィ法で計測した結果にフーリエ変換法を適用することで、ナノメートルレベルのスペーシングの磁界分布の推定を実施した。計算に用いた計測結果は５．３．２で述べた図５．７と図５．８である。この計測結果にはトモグラフィ再構成の際生じた放射状のアーティファクトが目立つため、フーリエ変換法を適用するにあたって磁界分布の中心を原点とした回転方向 4.5 度のデータの平均化処理を行った。具体的には、計測データをｘ－ｙ座標から r-θ座標に変換し、θ方向に±2.25 度のデータを平均化して再度 x-y 座標に戻す処理であり、磁界分布が急峻に変化する中心領域では磁界分布はほとんど急峻さを失わず、一方、磁界は弱く変化も緩やかだがアーティファクトの大きい周辺領域ではノイズが低減されるという長所がある。

図５-８に示した磁気ヘッド表面から 50nm の磁界分布計測結果からフーリエ変換法で磁気ヘッド表面から 20nm の分布を求めた結果が図６-１５である。比較のために磁気ヘッド表面から 20nm の分布も図６-１６に再掲する。両者の概形はよく一

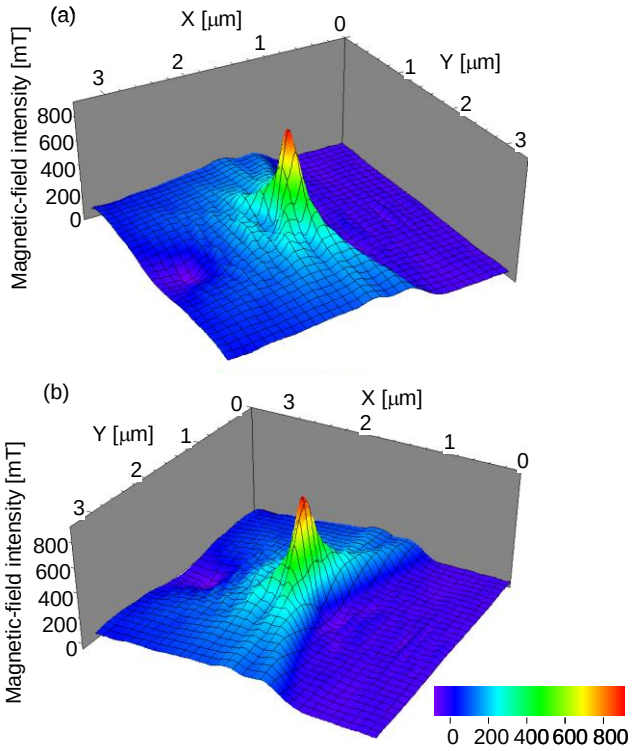


図6-15　投射型電子ビームトモグラフィの計測結果にフーリエ変換法を適用して求めた磁気ヘッド表面から20nmの磁界分布

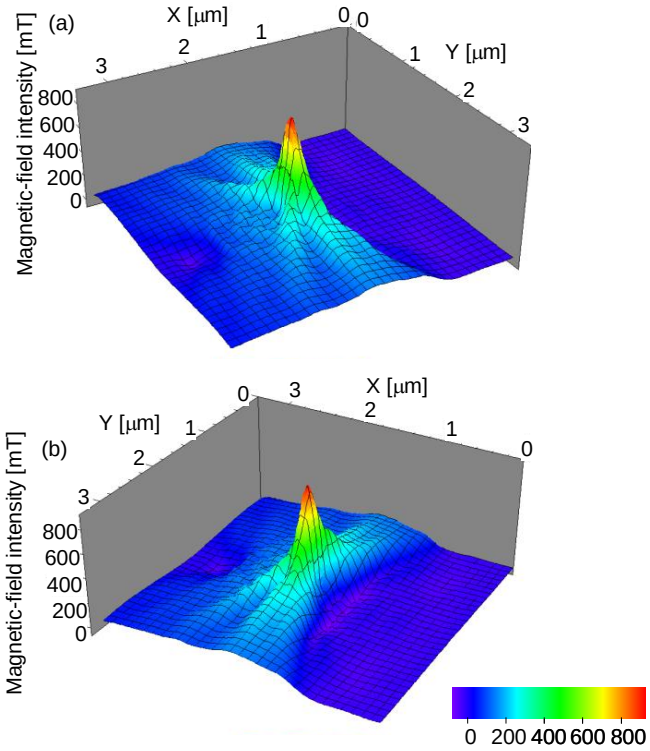


図6-16　投射型電子ビームトモグラフィにより計測した磁気ヘッド表面から20nmの磁界分布

致している。また、より定量的に比較するために、磁界のピークを通る x 方向の断面と y 方向の断面の分布の比較を図６－１７に示す。磁界分布の裾野部分では両者の差が大きいが、最も大きい差でもピーク磁界強度に対して 13％程度であり、投射型電子ビームトモグラフィによるナノメートルレベルの計測結果にもフーリエ変換法が適用可能であることが確認できた。

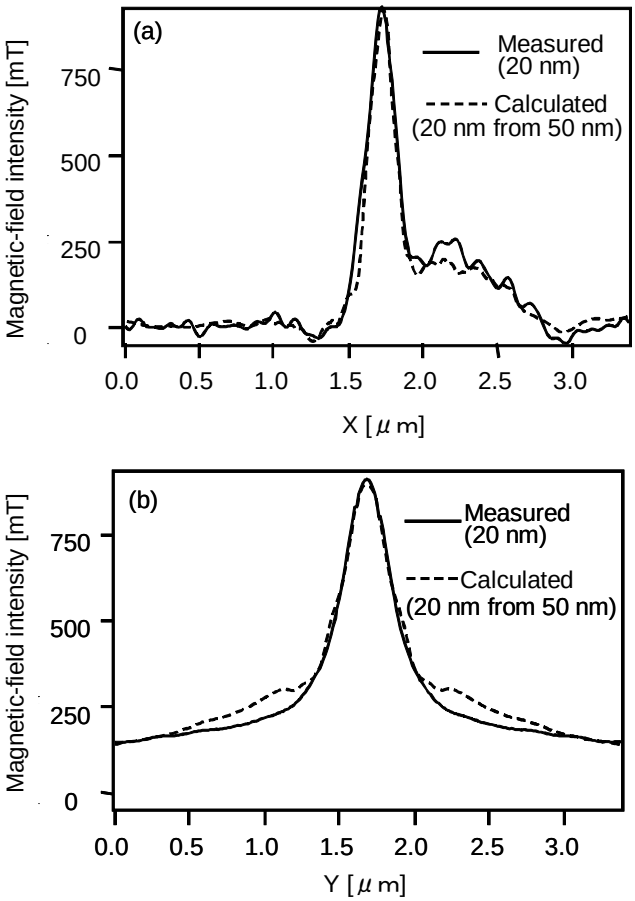


図6 -17 計測結果とフーリエ変換法で求めた磁界分布の比較
(a) x方向断面 (b) y方向断面

そこでさらに、投射型電子ビームトモグラフィ法で計測した磁気ヘッドから 20nm の磁界分布計測結果にフーリエ変換法を適用し、磁気ヘッド面から 10nm、5nm、および 0nm すなわちヘッド表面の磁界分布を求めた。その結果および、磁気ヘッド表面から 20nm、50nm、100nm で直接計測した結果から x 方向磁界分布のピーク磁界強度と磁界分布の半値幅を、磁気ヘッド表面からの距離を横軸にしてプロットしたものを図６－１８に示す。磁気ヘッドに近づくほど磁界強度が強くなり、かつ分布が急峻になってくる様子が定量的に推定できる。

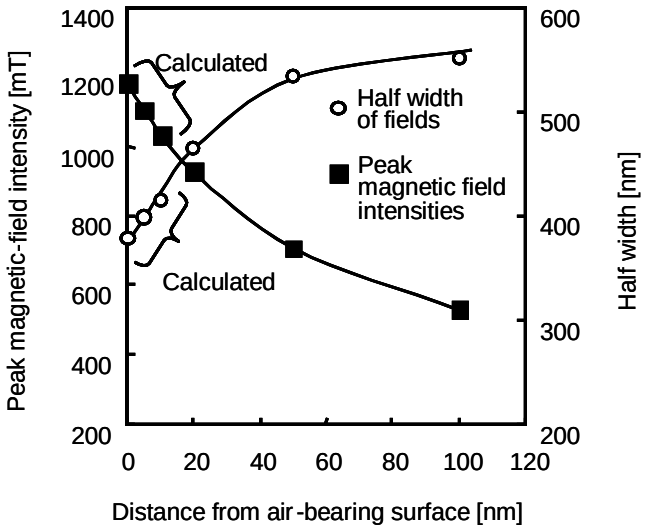


図6－18　磁界分布のピーク磁界強度と分布半値幅の磁気ヘッド面からの距離の関係

６．７　むすび

電子ビームトモグラフィにおいて測定面を試料表面にどこまで近づけられるかという課題に対して、測定結果から計算によって試料表面により近い平面上の磁界分布を求める手法を開発した。

実測した磁気ヘッド磁界分布から、実測面よりヘッド表面に接近した平面の磁界分布を信号処理により求める手法について提案し、フーリエ変換法と名付けた。この方法は、測定結果を二次元フーリエ変換し、測定面と所望の面の距離に応じた高域強調フィルタをかけ、逆フーリエ変換することで任意の面の磁界分布を求めるものである。この手法の検証を、解析式により求めたモデルヘッドの磁界分布および測定による実ヘッドの磁界分布により行なった。その結果、以下の知見が得られた。

１）　解析式により求めたモデルヘッドの磁界分布により、スペーシング 0.3μｍの磁界分布から 0.1μｍの磁界分布を求めた結果、1%以下の誤差で正確な磁界分布が得られた。

２）　解析式により求めたモデルヘッドの磁界分布に疑似ノイズを加算し、計測結果に含まれるノイズの影響を検討した。その結果、ノイズレベル以下の高域スペクトル成分をカットするスペクトル形状検出フィルタを用いれば、ノイズを含む磁

界分布でも計算可能であることが分かった。

３）　スペクトル形状検出フィルタを用いると、ピーク磁界に対するノイズの大きさが 2～5%で計測画素サイズの４倍程度スペーシングの狭い磁界分布までなら求めることは可能である。

４）　実ヘッドの実測磁界分布により本手法を検証した結果、スペーシング 0.7μｍの磁界分布から 0.5μｍの磁界分布を求めた結果とスペーシング 0.5μｍの実測磁界分布は 5%程度の最大誤差でよく一致した。

５）　投射型電子ビームトモグラフィによる 10nm レベルの分解能の計測結果にフーリエ変換法を適用した結果、走査型の計測結果と同様にスペーシング 50nｍの磁界分布から 20nｍの磁界分布を求めた結果とスペーシング 20nｍの実測磁界分布とは最大誤差は約 13%で一致した。

第７章　結論

磁気ディスク等の微小な記録用磁気ヘッドの磁界分布を測定することを目的として電子ビームトモグラフィ手法を提案し、その測定手法を実現する装置を開発した。本研究により得た主たる成果について以下にまとめる。

第1に、電子ビームトモグラフィ法に関して計算機シミュレーションによる検証を行った結果以下の知見を得た。

1） 磁界測定ではベクトル量を扱うトモグラフィ演算手法が必要である。その手法とは、磁界による電子ビームの偏向量を測定し、電子ビーム軌道に対する測定試料（磁気ヘッド等）の回転角度 θ の正弦および余弦を乗じた値を用いることで磁界の x 方向と y 方向の成分を分離して求めることができる。

2） 実際の測定において、試料の回転刻み角と測定誤差の関係をシミュレーションした結果、誤差5％以下で測定するためには、測定対称磁気ヘッドのトラック幅が 10μm 以下では少なくとも 6° 以下、それ以上のトラック幅では少なくとも 1° 以下で測定する必要がある。

第２に、電子ビームトモグラフィ手法により磁気ヘッドの磁界分布を測定できる装置を開発した。本装置は以下の特徴を持つ。

１）Ti/O/W 熱電界放出電子源を搭載した大電流ストロボ SEM 電子光学系と高精度回転台、半導体位置検出器を用いた電子ビーム位置検出系および UNIX によるワークステーションにより制御される制御系により構成される。

２）被測定磁気ヘッドの磁極部分を残して測定前に加工処理を施し、電子ビームによる自動アライメントを実施しながら測定することで少なくとも 0．2μm の測定精度と分解能が得られている。

第３に、電子ビームトモグラフィ装置により各種の磁界分布を測定し以下の知見を得た。

１）空芯コイルの磁界分布を測定し理論値と比較した結果、両者は良く一致し、本装置による測定結果の信憑性が確認できた。

２）磁気ディスク用の薄膜磁気ヘッドの磁界分布測定に成功した。

３)磁気ヘッド磁極のトラック方向を追加工して短くすることで磁界分布が急峻化される事が確認された。この測定結果をもとに高密度磁気記録の実験が成功し、本装置による測定が磁気記録の高密度化の開発に貢献できることが実証された。

４)高周波電流で駆動されている磁気ヘッド磁界分布の応答特性を測定するために、駆動電流と磁界分布の位相を正確に測定できる手法を開発した。この手法により、電流の変化に対して磁界分布の変化が遅れて追従している現象を始めて直接測定でき、磁極に発生する渦電流が磁気ヘッドの高周波特性に大きく影響していることを示した。

第４に、電子ビームトモグラフィにおいて測定面を試料表面にどこまで近づけられるかという課題に対して、開発した電子ビームトモグラフィ装置の限界を決めている要因について実験的に検討を加えると同時に、測定結果から計算によって試料表面により近い平面上の磁界分布を求める手法を開発した。

まず、装置限界性能を決めている要因を検討した結果以下の知見が得られた。

１)ビームの照射角および直径を小さくするほど測定面を試料表面に近づけることが可能であった。

２）電子ビーム電流分布の半値幅で定義されるビーム半径のおよそ 2.7 倍～4 倍の距離までしか測定面を試料に近づけることはできなかった。たとえば、照射角 2mrad においてビーム半径は 0.05μｍであるが測定面は 0.2μｍまでしか近づけることができなかった。

３）測定面を近づけすぎると試料表面にコンタミネーションが発生し、電子ビームが異常な偏向を受け、測定が不可能になる。

４)コンタミネーションの発生原因は測定中に電子ビームのフレア成分が試料表面に照射されつづけるためと考えられる。

５）上記の検討結果や磁気ヘッドの微小化を踏まえて透過型電子顕微鏡を応用し

た投射型電子ビームトモグラフィ法が開発された。この装置では、電子ビームを走査させることなく一括でデータが取得でき、電子ビームのエネルギーも 50keV と高いため、位置分解能 10nm の計測ができる。その結果、磁気ヘッドの表面から 20nm まで接近した磁界分布の計測が可能であった。

第５に、実測した磁気ヘッド磁界分布から、実測面よりヘッド表面に接近した平面の磁界分布を信号処理により求める手法について提案し、フーリエ変換法と名付けた。この方法は測定結果を二次元フーリエ変換し、測定面と所望の面の距離に応じた高域強調フィルタをかけ、逆フーリエ変換することで任意の面の磁界分布を求めるものである。この手法の検証を、解析式により求めたモデルヘッドの磁界分布および測定による実ヘッドの磁界分布を用いて行った。その結果、以下の知見が得られた。

１）解析式により求めたモデルヘッドの磁界分布により、スペーシング 0.3μｍの磁界分布から 0.1μｍの磁界分布を求めた結果、1%以下の誤差で正確な磁界分布が得られた。

２）解析式により求めたモデルヘッドの磁界分布に疑似ノイズを加算し、計測結果に含まれるノイズの影響を検討した。その結果、ノイズレベル以下の高域スペクトル成分をカットするスペクトル形状検出フィルタを用いれば、ノイズを含む磁界分布でも計算可能であることが分かった。

３）．　スペクトル形状検出フィルタを用いると、ピーク磁界に対するノイズの大きさが 2～5%で計測画素サイズの４倍程度スペーシングの狭い磁界分布までなら求めることは可能である。

４）実ヘッドの実測磁界分布により本手法を検証した結果、スペーシング 0.7μｍの磁界分布から 0.5μｍの磁界分布を求めた結果とスペーシング 0.5μｍの実測磁界分布は 5%程度の最大誤差でよく一致した。

５）投射型電子ビームトモグラフィによる 10nm レベルの分解能の計測結果にフーリエ変換法を適用した結果、走査型の計測結果と同様にスペーシング 50nmの磁界分布から 20nmの磁界分布を求めた結果とスペーシング 20nmの実測磁界分布と

はほぼ一致し、最大誤差は約 13%であった。

今後の課題として以下の点が挙げられる。

１）実際にハードディス装置に情報を書き込む状態では、磁気ヘッドと磁気記録媒体は 10nm 程度に接近しており、媒体の存在が磁気ヘッドの磁界に影響している。したがって、そのようなできるだけ実動作条件に近い状態での計測手法が求められている。投射型電子ビームトモグラフィ法において、計測用の試料設定方法の工夫により現在よりは実動作条件に近い計測が課題である。

２）磁気記録の動作周波数はますます高速化しており、1G ヘルツに達している。磁気ヘッドを駆動する回路と磁気ヘッドの配線方法や、第４章で述べた電流波形の測定手法等について高周波対応の回路やケーブルを用いるのみでなく、パルス電子ビーム形成手法の高速化や、真空中に置いた磁気ヘッドへの高速駆動信号の導入方法など新たな改良を加え、高速化に対応できるようにする課題がある。

付　録

本文５．３節で示したフーリエ変換法においては、測定の空間分解能が有限であることは考慮していなかった。実際の計測結果（式（４）の $f(x,y)$ に相当）は磁界分布 Hx その物ではなく、計測プローブが有限の大きさであるために、プローブ径よりも急峻な変化が存在する場合はそれがやや平坦化されたものになっている。ここでは、このような誤差を含んだデータを元にフーリエ変換法を行った場合に、計算結果にどのような影響が現われるかを検討する。有限の拡がりを持ったプローブで計測を行った場合、得られる結果はプローブの感度分布と計測対象のコンボリューションで表される場合には以下の扱いが可能である。

感度分布関数 $\phi(\Delta x,\Delta y,\Delta z)$ のプローブを用い、任意の z の磁界分布 $H_x(x,y,z)$ を計測した場合の結果を $f(x,y,z)$ とすると、これは $\phi(\Delta x,\Delta y,\Delta z)$ と $H_x(x,y,z)$ のコンボリューションとして次式で表せる。

$$f(x,y,z)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}H_x(x',y',z+\Delta z)\phi(x-x',y-y',-\Delta z)dx'dy'd\Delta z \qquad \text{（A-1）}$$

H_x、ϕ、f の x,y に関するフーリエ変換をそれぞれ $\mathbf{H_x}$、Φ、F とすると、良く知られているように、実空間のコンボリューションは波数(k)空間では積で表されるから、式（A-1）は次のように変形できる。

$$F(k_x,k_y,z)=\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{H_x}(k_x,k_y,z+\Delta z)\,\Phi(k_x,k_y,-\Delta z)d\Delta z \qquad \text{（A-2）}$$

一方、磁界は Laplace 方程式を満足するので、任意の z に対し、

$$\mathbf{H_x}(k_x,k_y,z)=\mathbf{H_x}(k_x,k_y,0)\exp(-\sqrt{k_x{}^2+k_y{}^2}\,z) \qquad \text{（A-3）}$$

（A-3）を（A-2）に代入すると、

$$
\begin{aligned}
F(k_x,k_y,z) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{H_x}(k_x,k_y,0)\exp(-\sqrt{k_x{}^2+k_y{}^2}\left(z+\Delta z\right))\,\Phi(k_x,k_y,-\Delta z)d\Delta z \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{H_x}(k_x,k_y,\Delta z)\,\Phi(k_x,k_y,-\Delta z)d\Delta z\cdot\exp(-\sqrt{k_x{}^2+k_y{}^2}z) \\
&= F(k_x,k_y,0)\cdot\exp(-\sqrt{k_x{}^2+k_y{}^2}z)
\end{aligned}
\qquad \text{（A-4）}
$$

この式の $F(k_x,k_y,z)$ を逆フーリエ変換すれば $f(x,y,z)$ が求められる。式（A-4）は、有限分解能のプローブによる計測結果のフーリエ変換結果 $F(k_x,k_y,z)$ も実磁界のフーリエ変換結果 $\mathbf{H_x}(k_x,k_y,z)$ と同様にの依存性を持っていることを示している。ゆえに有限分解能の場合にも、本文に述べたようにフーリエ変換法により、z=0 の計測結果、すなわち $f(x,y,0)$ から、任意の z の平面上の磁界分布を計算することが可能である。但し得られる結果は、磁界分布を求めようとする平面 z に、計測で用いたものと同じ分解能のプローブで測定した場合に得られるであろう磁界分布となる。

参考文献

[1] K. Klaassen, and R. Hirko, “Nonlinear, Eddy Current Damped, Thin-Film Write Head Model,” IEEE TRANS. Magn., 32, pp.3524-3526, 1996

[2] M. Freeman, A. Elezzabi, and J. H. Stoz, “Current Dependence of the Magnetization Rise Time in Thin Film Heads,” J. Appl. Phys., 81, pp.4516-4518, 1997

[3] 矢島裕介：電子顕微鏡を用いたミクロ磁気計測技術、応用磁気セミナー、“高密度磁気記録をささえる最近の微細加工技術と磁区評価技術”(日本応用磁気学会)、pp. 47-50, 1996

[4] J. M. Cowley, Twenty Forms of Electron Holography,” Ultramicroscopy, 41, pp.335-348, 1992

[5] A. Tonomura, “Application of Electron Holography,” Rev. Mod. Phys., 59, pp.639-669, 1987

[6] 矢島裕介：“走査干渉電子顕微鏡による磁場分布観察”、固体物理, 30, pp.713-718, 1995

[7] 高嶋進：走査電子顕微鏡の基礎と応用（日本電子顕微鏡学会関東支部編）, pp.263-269, 共立出版, 1983

[8] R. Thornley, and J. Hutchson, “Magnetic Field Measurements in the Scanning Electron Microscope,” IEEE Trans. Mag., Mag-5, No.3, pp271- 275, 1969.

[9] T. Ishiba and H. Suzuki, “Measurements of Magnetic Field of Magnetic Recording Head by a Scanning Electron Microscope,” Jpn. J. Apple. Phys. Vol. 13, pp.457-462, 1974

[10] O. Wells, “Method for Measuring the Field from a Magnetic Recording Head in the Scanning Electron Microscope,” J. Microscopy, vol.130, pt 1, pp.rp1-rp2, 1983

[11] O. Wells and M. Brunner, “Schlieren Method of Applied to Magnetic Recording Heads in the Scanning Electron Microscope,” Appl. Phys. Letters, Vol. 42, No.1, pp.114-116, 1983

[12] 田中敏雄、国分明男、“制御グリッドを用いた SEM の磁気コントラスト” 日本応用磁気学会誌、vol. 8, pp.89-92, 1984

[13] 田中敏雄、国分明男、“SEM による漏洩磁界分布の水平入射観察法” 日本応用磁気学会誌、vol. 10, pp.89-92, 1986

[14] D. J. Herrell, P. J. Elliot, “Measurement of the Fringing Field of a Magnetic Recording Head using an Electron Microscope,” J. Phys. E, Vol.4, pp567-570, 1971

[15] R. Fisher, J. Blades, “Recording Gap Fields by Lorentz Shadowgraphs and Characteristics of Single Crystal MnZn Ferrites,” IEEE Trans. Mag., 8, pp.232-238, 1972

[16] J. Lazzari and R. Wade, “Electron Probe Measurements of Field Distributions near Magnetic Recording Heads,” IEEE Trans. Mag., 7, pp.700-704, 1971

[17] R. Wade, “The Measurement of Magnetic Microfields,” IEEE Trans. Mag., 12, pp.34-39, 1976.

[18] B. Elsbrock and L. J. Balk, “Profiling of Micromagnetic Stray Fields in front of Magnetic Recording Media and Heads by means of a SEM,” IEEE Trans. Magn. MAG-20,

pp. 866-868, 1984

[19] J. B. Elsbrock, N. Nothen, L. J. Balk and E. Kubalek, “Evaluation of Dynamic Magnetic Stray Fields with High Spatial and Temporal Resolution,” J. Appl. Phys. 61, pp4185-4187, 1987

[20] J. B. Elsbrock, W. Schroeder and E. Kubalek, “Evaluation of Three-Dimensional Micromagnetic Stray Fields by means of Electron-beam Tomography,” IEEE Trans. Magn. MAG-21, pp.1593-1595, 1985

[21] J. Matsuda, K. Aoyagi, Y. Kondoh and K. Mukasa: “A three-Dimensional Measureing Method for Magnetic Stray Fields,” IEEE Trans. Magn, VL. 26, pp.2061-2063, 1990

[22] K. Ura and H. Fujioka, “E1ectron Beam Testing,” Advances in E1ectronics and E1ectron Physics (P. W. Hawkes, ed., Academic Press New York), vo1. 73, pp. 233-317, 1989

[23] 藤岡弘、“ストロボ SEM” 走査電子顕微鏡(大隅正子編）、4.1.4、共立出版, 2000

[24] 有本卓：信号・画像のディジタル処理 （産業図書） p.275 ,1980

[25] S. Otomo, H. Takano, H. Shinada, S. Seitou, K. Shiiki, S. Fukuhara, H. Todokoro , “Field Distribution Measurements of Thin Film Inductive Heads Using Electron Beam Computerized Tomography,” TMRC 1990 (THE MAGNETIC RECORDING CONF.)

[26] H. Shinada, S. Fukuhara, S. Seitou, H. Todokoro, S. Otomo, H. Takano and K. Shiiki, “Three-Dimensional Microscopic and High Frequency Magnetic Field

Measurement," INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1990 FP-05 1990.4.19

[27] H. Shinada, S. Fukuhara, S. Seitou, H. Todokoro, S. Otomo, H. Takano and K. Shiiki, "Dynamic Micro-Magnetic Field Measurement By Stroboscopic Electron Beam Tomography," IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. VOL. 28, No. 2, pp.1017-1023, 1992

[28] H. Shinada, Y. Midoh, T. Shimakura and K. Nakamae, "Determining magnetic fields close to air-bearing surface by projection electron-beam tomography and Fourier extrapolation," The Journal of Control, Measurement, and System Integration (accepted)

[29] H. Todokoro, S. Yoneda, K. Yamaguchi, S. Fukuhara and T. Komoda: J. Microscopy, 140, pp313-317, 1985

[30] H. Todokoro, S. Yoneda, S. Seitou and S. Hosoki, "Electron Beam Tester with 10ps Time Resolution," Proceedings of 1986 International Test Conference, pp.600-606, 1986

[31] H. Todokoro, S. Fukuhara, H. Shinada, "Electron Beam Tester for Logic LSIS, " ICME '88 (14TH INTERN. CONF. MICROCIRCUIT ENGINEERING)

[32] H. Todokoro, S. Fukuhara, H. Shinada, S. Seitou and T. Satoh, "Multi-Sampling Method in an EBT Logic Waveform Measurement," Microelectronic Engineering, 12, pp.417-424, 1990

[33] S. Hosoki, K. Takata and H. Kaga, "Ti/W(100) Field Emission Source," Proceedings XIth International Congress on Electron Microscopy, Kyoto, I, pp.219-222, 1986

[34] 日本学術振興会第１３２委員会編　“電子・イオンビームハンドブック　第３版”　（日刊工業新聞社）pp.120-127

[35] 日本学術振興会第１３２委員会編　“電子・イオンビームハンドブック　第２版”　（日刊工業新聞社）pp.128-159

[36] K. Yamamoto, S. Yamaguchi, Y. Terada, “NEW STRUCTURE OF TWO-DIMENSIONAL POSITION SENSITIVE SEMICONDUTOR DETECTOR AND APPLOCATION,” IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. NS-32, No.1, pp.438-442, 1985

[37] http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/tech/psd_technical_information.pdf

[38] T. E. Everhart and R. F. M. Thornley, “Wide-band Detector for Micro-microampere Low-energy Electron Currents,” J. Sci. Instr., 37, pp.246-248, 1960

[39] H. Takano, H. Shinada, S. Seitou, S. Fukuhara, S. Otomo, H. Todokoro, S. Otomo, and K. Shiiki, “A Study on Field Distribution of Thin Film Heads,” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1990 CA-04 1990.4.18

[40] H. Takano, H. Shinada, S. Seitou, S. Fukuhara, T. Ohnishi, S. Otomo, H. Todokoro and K. Shiiki, “A Study on Field Distribution of Thin Film Heads,” IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. VOL. 28, No. 2, pp.1024-1030, 1992

[41] K. Goto and T. Sakurai “A Colloid-SEM Method for the Study of Fine Magnetic Domain Structures,” Appl. Phys. Lett. 30. pp.355-356, 1977

[42] H. Shinada, H. Suzuki, S. Sasaki, H. Todokoro, H. Takano and K. Shiiki, “Time Resolved Measurement of Dynamic Micro-Magnetic Field By Stroboscopic Electron Beam TOMOGRAPHY,” IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. VOL. 28, No. 5, pp.3117-3122, 1992

[43] H. Shinada, H. Suzuki, S. Sasaki, H. Todokoro and K. Shiiki, “Time Resolved Measurement of Dynamic Micro-Magnetic Field by Stroboscopic Electron Beam Tomography (Invited),” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1992 JB-03 1992.4.16

[44] H. Takano, S. Sasaki, H. Shinada, K. Shiiki and Y. Sugita, “Dynamic Field Distributions of Thin Film Inductive Heads,” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1992 AA-07 1992.4.13

[45] H. Takano, S. Sasaki, H. Shinada, K. Shiiki and Y. Sugita, “Dynamic Field Distributions of Thin Film Inductive Heads,” IEEE TRANS. Magn., 28, pp.2106-2108, 1992

[46] K. Mitsuoka, R. Arai, H. Fukui, H. Akimoto and S. Narishige, “High Frequency Characteristics of Multilayered Thin Film Heads,” INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1992 AA-11 1992.4.13

[47] 近角聰信著、強磁性体の物理（下）、物理学選書、裳華房. pp.315

[48] K. Nakamura, Y. Maruyama, H. Suzuki, K. Itoh, and H. Takano, “Transient Time Measurement of Head Magnetic Field by Using Electron Beam Tomography,” IEEE Trans. Magn., 35, pp.2529-2531, 1999

[49] 中村公夫、鈴木寛、高野公史：「電子線トモグラフィによる記録ヘッド磁界の時間応答測定」日本応用磁気学会誌 Vol.24, No.8 pp.1193-1187, 2000

[50] C. W. Oatley 緒、紀本静雄訳、 “走査電子顕微鏡”（コロナ社）pp.15-23

[51] 吉原邦夫著、物理光学、共立出版. pp. 105

[52] 松田甚一、青柳欽也、近藤康之、飯塚雅弘、金井靖、武笠幸一、 “電子線トモグラフィによる磁気ヘッド漏れ磁界分布の三次元再構成” 日本応用磁気学会誌、15, pp. 145-150, 1991

[53] H. Suzuki, H. Shinada, Y. Yajima, K. Kuroda, “Observation of Magnetic Head Field Using Distorted Transmission Electron Microscope Images,” Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 36, pp.4521-4524, 1997

[54] H. Suzuki, T. Shimakura K. Itoh and K. Nakamura, “Magnetic Head Field Over the Air-Bearing Surface as Visualized by the Projection of a Patterned Electron Beam,” IEEE Trans. Magn., 36, pp.3614-3617, 2000

[55] H. Suzuki, H. Shinada, K. Kuroda, “Novel Technique for Observing Three-Dimensional Magnetic Head Field Using Electron Beam Apparatus,” JOINT MMM-INTERNATIONAL MAGNETICS CONFERENCE 1997 AP-07 1998.1.6

[56] H. Shinada and Y. Suzuki, “Fourier Extrapolation of Magnetic Fields Measured by Electron-Beam Tomography,” J. Appl. Phys. 76(12), pp.7690-7694, 1994

[57] 南雲道夫、偏微分方程式 II. 岩波講座現代応用数学、Vol.A.10.II. pp.128-129

謝辞

本論文の作成は、大阪大学大学院情報科学研究科　中前幸治教授のご指導のもと行われました。懇切なご指導ご鞭撻に対して深く感謝いたします。また現在、福井工業大学教授・大阪大学名誉教授の藤岡弘先生には本論文の原型をまとめるにあたり多大なるご指導をいただきました。ここに深く感謝いたします。

本論文を執筆するにあたり、懇篤なるご指導をいただきました大阪大学大学院情報科学研究科　情報システム工学専攻　尾上孝雄教授、工学研究科　電気電子情報工学専攻　谷口研二教授、情報科学研究科　情報システム工学専攻　三浦克介准教授に深く感謝の意を表します。

筆者が大阪大学大学院博士後期課程に在学中、ご指導、ご教示を賜りました大阪大学大学院　情報科学研究科　情報工学専攻　今井正治教授、菊野亨教授、竹村治雄教授に厚くお礼申しあげます。また、本研究に関し貴重なご助言とご指導をいただきました御堂義博助教に心より感謝の意を表します。

本論文は筆者が（株）日立製作所中央研究所において行った研究と、大阪大学大学院情報科学研究科にて行った研究を合わせてまとめたものであります。中央研究所において本研究の機会を与えていただきました同社中央研究所小島啓二所長、福永泰前所長、西野壽一元所長、中村道治元所長のご理解とご援助の賜物であり、ここに感謝いたします。そして、この研究を同社中央研究所で遂行するにあたり直接多大なるご指導をいただきました戸所秀男氏、福原悟氏には心より感謝を申し上げます。また、慶応義塾大学　椎木一夫教授、および杉田愃氏、黒田勝広氏、宮内克己氏、大友茂一氏には、中央研究所において有益なご指導とご援助をいただきました。ここに深く感謝いたします。さらに、高野公史氏、大西毅氏、鈴木寛氏、島倉智一氏には有益なご助言とご討論をいただきましたことを感謝いたします。

また、本研究を遂行するにあたって計測装置の詳細設計、組み立ておよび調整を卓越した技術と技能により遂行いただいた鈴木達人氏、土生徹氏をはじめとする同社中央研究所の元開発部の方々に深く感謝いたします。

最後に、この限られたスペースには書ききれない多くの方々のご協力をいただきました。ここですべての方々に感謝いたします。