



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	電磁界の時間応答解析手法による磁性体損失のモデリングに関する研究
Author(s)	森田, 孝
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第5380号
Issue Date	1998-09-30
DOI	https://doi.org/10.11501/3145415
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/51571
Type	doctoral thesis
File Information	000000330607.pdf



電磁界の時間応答解析手法による
磁性体損失のモデリングに関する研究

森 田 孝

①

学 位 論 文

電磁界の時間応答解析手法による
磁性体損失のモデリングに関する研究

1998年

森 田 孝

電磁界の時間応答解析手法による
磁性体損失のモデリングに関する研究

— 目 次 —

第1章 序 論	1
1.1 まえがき	1
1.2 磁性材料の磁気特性と高周波損失	3
1.3 磁気特性および磁気損失のモデル化と電磁界の数値計算方法	6
1.4 本論文の目的と意義	10
第1章の参考文献	
第2章 磁気ヒステリシス特性の空間回路網法における基本的取扱い	18
2.1 序 言	18
2.2 空間回路網法におけるヒステリシスを有する磁性体のモデル化	20
2.2.1 空間回路網法における電磁界の3次元空間回路網表示	20
2.2.2 ヒステリシスを有する磁性体の等価回路	25
2.2.3 ヒステリシス特性の折線近似モデル	27
2.3 解析結果	31
2.3.1 導波路モデル	31
2.3.2 電界, 磁界の空間分布の時間変化	34
2.3.3 電界, 磁界の時間波形	37
2.3.4 ヒステリシス損失とポインティング電力	45
2.4 第2章のまとめ	45
第2章の参考文献	

第3章	ヒステリシスと緩和特性を考慮した磁性体モデルの	
	フェライト電波吸収体への適用	48
3.1	序 言	48
3.2	フェライト透磁率の周波数分散	50
3.3	ヒステリシスと緩和特性を有する磁性体の空間回路網法による等価回路	51
3.3.1	電波吸収体の境界条件としての等価回路	51
3.3.2	ヒステリシス特性モデル	55
3.4	電波吸収特性の解析結果	57
3.4.1	緩和型モデルの解析解と計算値との比較	57
3.4.1.1	垂直入射の場合の周波数特性	57
3.4.1.2	斜め入射の場合の入射角特性	61
3.4.2	ヒステリシスと緩和特性を有する吸収体の解析	64
3.5	第3章のまとめ	72

第3章の参考文献

第4章	磁化率分布を用いたヒステリシスモデルと	
	その電磁界時間応答解析手法への適用	75
4.1	序 言	75
4.2	磁化率分布によるヒステリシスモデル	76
4.2.1	作成方法	76
4.2.2	計算方法	83
4.3	電磁界時間応答解析手法への本ヒステリシスモデルの適用	89
4.3.1	空間回路網法における計算例	89
4.3.2	FDTD法における計算例	97
4.4	第4章のまとめ	99

第4章の参考文献

第4章の付録

第5章	Mn Zn フェライトの損失解析	106
5.1	序 言	106
5.2	空間回路網法によるMn Zn フェライトの解析方法	107
5.2.1	空間回路網法における Mn Zn フェライトモデル	107
5.2.2	線形磁性材料における表皮効果の解析	109
5.2.3	Mn Zn フェライトのヒステリシス特性モデル	113
5.2.4	無端ソレノイド励磁電流波形の計算と実験結果との比較	116
5.2.5	トロイダルコアにおける損失の解析モデル	123
5.3	解析結果	125
5.3.1	線形透磁率の場合の渦電流損失と表皮効果を見視した場合の ヒステリシス損失の周波数特性	125
5.3.2	渦電流とヒステリシスを考慮した場合の渦電流損失と ヒステリシス損失の周波数特性	128
5.4	第5章のまとめ	134
	第5章の参考文献	
第6章	結 論	137
	謝 辞	141
	論文リスト	143

第1章 序 論

1.1 まえがき

近年の電子機器や電波技術の発達は著しく、磁性材料も極めて多岐の分野で多様な目的で用いられており、その材料特性の向上に向けての材料開発や、磁性材料を効果的に用いた製品開発などの技術開発が盛んに行われている。例えば、磁気記録の分野では更なる高密度記録を目標とする記録方式の開発や、それに伴う磁気記録媒体や磁気ヘッドの開発が盛んに行われている。記録媒体としては基本的に高い飽和磁束密度と大きな残留磁化、保磁力を有する強磁性微粒子材料が要求される。一方磁気ヘッド材料としては、飽和磁束密度が高く保磁力が小さく、透磁率の高周波特性がよく損失の小さな材料が要求される。

また最近の通信網の発達に代表されるように電波利用の多様化も著しいが、その反面、種々の電波障害が問題となっており電波吸収体の開発も活発に行われている。電波吸収体の材料としても磁性材料、特にフェライトは重要な材料のひとつで、その高周波における磁気損失を利用して電波吸収効率がよく薄型で広帯域な特性を有する吸収体の開発が行われている⁽¹⁾。

一方、電子機器の小型化、多機能化により、それらに用いられるスイッチング電源においても駆動周波数の高周波化を含めた回路技術の進歩により、小型、軽量、薄型、高効率化が実現されてきているが、ノートパソコンに代表されるような電子機器の大幅な小型、軽量化によって、さらなる小型化、高周波化、高効率化が要求されてきている。そのためスイッチング電源の中で大きな体積を占めるトランスの小型化、高効率化がポイントとなり、そのためにはその磁心材料である Mn Zn フェライトの高周波における低損失化が重要な課題となっている⁽²⁾。

このように各種磁性体を用いる上で磁気損失は現在でも重要な問題である。磁

磁性体の損失にはその磁化特性に由来するヒステリシス損失、導電性を有する磁性体内部で発生する渦電流による渦電流損失、その他の残留損失があり、実際にはそれらの損失が影響を及ぼし合って複雑な損失機構を形成していると考えられている。磁性体の中でもフェライトは、その磁気特性と成型性の良さや低価格であるという特徴を生かして、磁気記録では磁気ヘッドの磁心材料、電波吸収体の磁気損失材料、スイッチング電源用トランス磁心材料など多くの分野で用いられており、高周波用として極めて重要な磁性材料となっている⁽³⁾。フェライトは金属磁性材料に較べて磁化機構、損失特性が複雑であり、磁気ヘッドやスイッチング電源用トランスのように損失が小さく透磁率が高い周波数範囲で用いたり、逆に電波吸収体のように損失が大きくなる周波数範囲で利用したりと、その複雑な磁気特性をいかに効果的に活用するかが重要なポイントとなる。したがって、その用途に合わせた材料特性を有する素材の開発も重要であり、このようなフェライトに代表される磁性材料の、とりわけ高周波における磁化、ならびに磁気損失機構の解明は重要な課題となっている。

例えば、スイッチング電源用トランス用 Mn Zn フェライトについては損失を解析する手段として従来から電磁気学的なアプローチや実験的なアプローチは盛んに行われており、種々の研究成果が報告されている^{(16)~(19)}。これらの研究ではフェライトをマクロな電磁気学的見地からとらえ、実験結果から実験式を求めて損失を分離する解析方法が試みられている。しかしながらこのような方法では、ヒステリシスに代表される非線形性や渦電流の相互の影響による磁性体内部の磁界分布の状態を把握することは困難である。また高周波における変位電流の影響を考慮することもできず、残留損失の定量的な評価も難しい。このように、フェライトに代表される高周波用磁性材料の各損失の相互影響を考慮した損失機構の解明は、まだ十分に行われていないのが実状である。

ところで、このような磁性材料を用いた製品を設計する上で、その動作、磁束

分布、損失分布をあらかじめ予測して把握したり、最適な形状を探索するための手段として電磁界の数値解析技術が重要な役割を果たしてきており、特に最近のコンピュータの急速な発達はその有効性を著しく高めてきている。電磁界解析技術による各種技術開発への貢献は主に回転機や変圧器などの電気機器の分野において顕著であるが⁽⁴⁾、たとえば上記の磁気記録の分野においても従来より多くの報告がなされ、磁気記録技術の発展に大きく貢献している^{(5)~(9)}。また電波吸収体についても最近では形状、構造の最適化を目的に電磁界解析手法が活用され始めている^{(1),(10)~(15)}。こうした数値解析法は、その汎用性から磁性体の磁気損失機構そのものを究明するアプローチとしても、有効な一手段となると考えられる。

しかしながら、一般に磁性体は前述のような複雑な媒質条件を有しており、電磁界解析法により磁性体損失の数値解析を行う場合は、そのモデル化も重要な問題である。まず、フェライトも含めて強磁性体の磁化特性はすべてヒステリシスを有しており、高周波領域での使用の場合は、伝送特性においてそのヒステリシスに由来する位相ずれや損失を含む歪を生ずる。また金属磁性材料や Mn Zn フェライトのように導電性をも有する磁性体の場合は、その導電性による渦電流の影響も考慮しなければならない。フェライトの場合では、ヒステリシス特性と導電率だけではなく誘電率の考慮も必要となり、また複雑な磁化機構を有しているためそのメカニズムのモデル化も重要な問題となる。さらに高周波における解析では変位電流の影響も考慮する必要がある。このように、磁性体の電磁界解析を行う場合は、これらの媒質条件すべてを考慮できる電磁界解析手法が必要となる。

1.2 磁性材料の磁気特性と高周波損失

磁性材料の磁化過程については、一般に磁区の中の磁気モーメントがそろって回転していく回転磁化と、磁界方向に向いた磁区の体積が増大してゆく磁壁移動

の2つが考えられており、また実際の磁化はこれらの磁化過程の組み合わせとして進行すると考えられている⁽²⁰⁾。さらに磁壁移動の方が回転磁化よりも容易に行われるので、一般的に言えば、磁化過程は磁界を増すにつれて、まず可逆的磁壁移動、次に非可逆的磁壁移動、最後に可逆的回転磁化の順で進んでゆくと考えられている。これが磁化過程全体としてはヒステリシス特性として現れ、結果的に透磁率もこのような複雑な要因によって支配されることになる。

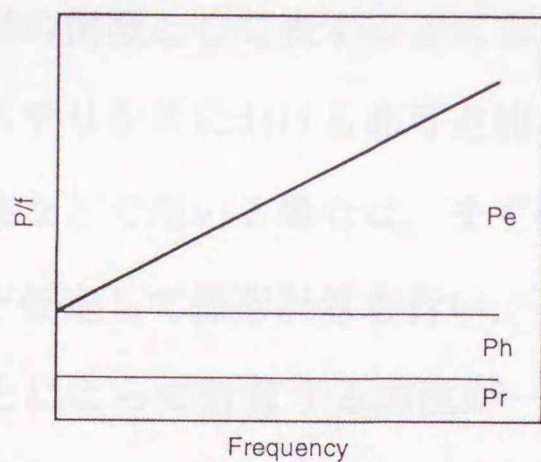
磁性材料を大きく分類すると金属系とフェライト系（酸化物系）になる。これらの代表的な特性を対比すると、金属系は初透磁率、飽和磁束密度に優れるが、比抵抗が小さく、これに対しフェライト系は初透磁率、飽和磁束密度は比較的小さいが酸化物のため金属系に較べて 10^5 倍以上の比抵抗を有しており、これが最大の特徴となる。したがって金属磁性材料は渦電流が大きな問題となり、低周波で用いる場合でも薄板や微粉に加工する必要があるが、フェライト系の場合は相当の高周波まで一定の透磁率と低い磁気損失を維持することができる。しかしながらその透磁率の一定性は特定周波数以上で損失の急増を伴いながら急激に減少する。このような高周波磁化に伴う現象は、磁気緩和や磁気共鳴（磁壁共鳴、寸法共鳴、回転磁化共鳴など）によって生ずるものとされている。

磁性材料における全損失 P は、渦電流損失を P_e 、ヒステリシス損失を P_h 、残留損失 P_r とすると

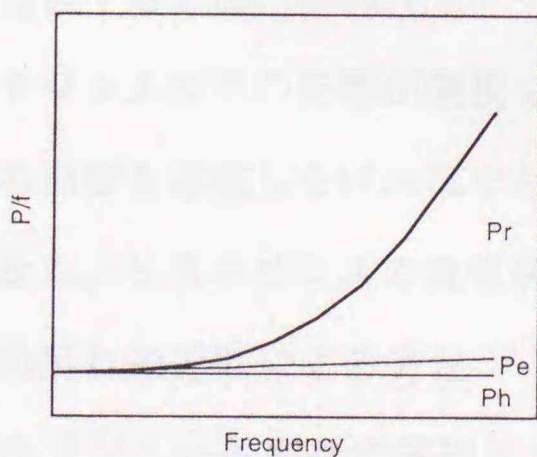
$$P = P_e + P_h + P_r \quad (1-1)$$

として表される。渦電流損失は磁性体に高周波磁界を印加したときに磁化を妨げようとする渦電流が流れることによる導電損であり、上述のヒステリシスループを描くときのループの面積が1サイクル当たりのヒステリシス損失である。残留損失の生ずる原因は、高周波における磁気緩和や共鳴による損失が含まれ、低周波では磁気余効が原因になるとされているが、現在のところ必ずしも明らかでは

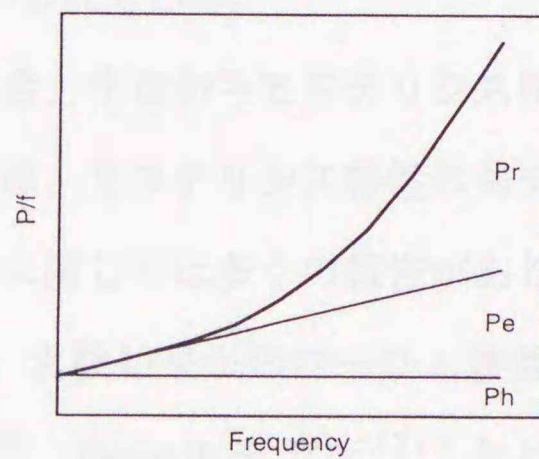
ない。周波数1周期当たりの各損失を金属磁性材料とフェライトについて模式的に比較すると図1-1のようになる。単位時間で考えるとヒステリシス損失は周波数に比例するが、渦電流損失は周波数の2乗に比例するため高周波では急増する。金属磁性材料では上述のように導電率が極めて大きいため、高周波領域では渦電流損失が支配的となり残留損失を考慮する必要はほとんどない。電子・通信機器用に用いられるフェライトは主にNi Zn系とMn Zn系に分けられる。Ni Zn系フェライトは絶縁体に近く電気抵抗が高いため渦電流損失の影響は小さくむしろ残留損失が問題となるが、それに対しMn Zn系フェライトはNi Zn系に比較して電気抵抗が小さく渦電流損失を無視できない。



(a) 金属



(b) Ni Zn フェライト



(c) Mn Zn フェライト

図1-1 各種磁性材料の磁気損失の周波数特性

1.3 磁気特性および磁気損失のモデル化と電磁界の数値計算手法

実際に電磁界解析手法を用いて厳密に磁性材料の数値解析を行う場合、前述のように磁気特性と各種損失をモデル化する必要がある。基本的に磁性材料の磁化特性はヒステリシスを含む非線形特性であるため、まず磁化特性のモデル化が大きな問題となる。最も簡単な磁化特性の近似方法は透磁率を一定とする線形近似である。これは微小磁界変化による可逆的な領域における解析や大まかな傾向を把握するためには適用可能であるが、磁化の飽和やヒステリシスが問題となる場合には大きな誤差を生ずる。

第2近似としてはヒステリシスは無視して磁化の飽和のみを考慮する場合で、これは磁化の大きさを磁界の関数として表すことにより、透磁率を一義的に求めることが可能であり、ヒステリシスにおける非可逆的な影響が比較的小さい場合に適している。有限要素法などで用いる場合は、まず磁化特性を表す非線形方程式において適当な透磁率を仮定して線形計算を行い、それを修正しながら収束するまで反復計算を行うことによって計算する方法が一般に用いられる⁽²¹⁾。磁化の飽和特性の古典的表示法としてフレーリッヒの式⁽²²⁾がよく知られているが、多項式による方法、指数関数による方法、三次補間式による方法⁽²³⁾、折れ線で近似する方法⁽²⁴⁾などが一般的に用いられている。

ヒステリシス特性の影響が無視できない場合、すなわちヒステリシス損失や残留磁化の影響を考慮しなければならない場合は、ヒステリシス特性のモデル化が必要となる。ヒステリシスの数値解析モデルに関しては多くの報告があり、例えば区分的折れ線近似による方法⁽²⁵⁾、⁽²⁶⁾、実験結果からフーリエ級数で近似する方法⁽²⁷⁾、 $\tanh$ 関数で表現する方法⁽²⁸⁾、Preisachモデル⁽²⁹⁾などが提案されている。特にPreisachモデルはその後も種々の改良が行われており、多くの研究成果が報告されている^{(30)~(32)}。しかしながらこれらの研究では磁気記

録媒体における磁化の変化の再現に重点がおかれ、ヒステリシス損失解析については電力機器における低周波損失の解析にとどまっている。

ヒステリシス特性を考慮して数値計算を行う場合、ヒステリシス特性が磁界の時間変化に伴う磁化の変化の特性であるため、上述の線形近似や飽和特性のみを考慮した近似方法のように微分透磁率は一義的には求められない。そのため、その特性を厳密に再現するには計算手法として基本的に時間項を考慮した逐次計算による過渡解析手法が有効である。特に電磁界解析を行う場合、領域を分割した微小領域ごとにヒステリシスの状態が変化することとなるため、過渡解析の場合は計算量も膨大となり、反復計算を要しないで逐次計算が行える解析方法が望ましい。また各微小領域におけるヒステリシス損失が、ヒステリシスそのものの計算過程で自動的にシミュレートされることが必要であり、そのためにはヒステリシス特性の初期磁化特性、メジャーループ、マイナーループが厳密に再現される解析手法が有効である。

一方、電気機器の分野においては、ケイ素鋼板などの導電性の極めて高い金属磁性材料を多く用いるため、商用周波数でも渦電流の影響が無視できず、電磁界解析では渦電流の計算も重要である。有限要素法を用いた渦電流場の解析例についてはこれまで数多く報告されており、3次元過渡解析への適用も検討されている^{(33)~(35)}。また、境界要素法と併用して解析した例も報告されている⁽³⁶⁾。磁気記録の分野においてもMIG (Metal in Gap) 形磁気ヘッドの磁気飽和特性と渦電流を考慮した有限要素法による解析例⁽³⁷⁾や磁気記録媒体の磁気ヒステリシスと磁気ヘッドの渦電流を考慮した解析例⁽³⁸⁾が報告されている。

電波吸収体の解析を行う場合は、上述のフェライトの高周波数帯における磁化率の共鳴現象を利用するため、そのモデル化も重要な課題である。吉田らにより空間回路網法を用いて、磁気余効等による透磁率の周波数分散特性⁽³⁹⁾、フェライトの複素透磁率を用いて吸収体をモデル化した例^{(10), (13)}、吸収体では

ないがマイクロ波領域におけるフェライトのジャイロ異方性を定式化した例⁽⁴⁰⁾が報告されている。

このように、磁性体の電磁界解析においては有限要素法を中心に多くの研究がなされているが、ヒステリシス特性と導電率を同時に有する媒質における高周波磁気損失を厳密に解析した報告例はない。その理由として、まず第一にヒステリシス特性そのもののモデル化は活発に行われたが、磁界や磁化の動きに観点が置かれて、損失解析に重きがおかれなかったこととがあげられる。第二にはヒステリシスの非線形性と損失によって生ずる時間波形、空間波形の歪みを忠実に再現するには、時間的、空間的に細かい分割を要する。しかしながら、境界要素法ではその分割は困難であり、有限要素法では時間応答は基本的には可能であるが離散時間の細分化は計算時間の上から実質上困難であることが考えられる。離散時間を細分化することでヒステリシス特性上の微分透磁率を1離散時間前の値を近似的に用いることが可能となり、反復計算による計算時間が省略されて高速計算が可能となるが、離散時間の細分化が困難であれば、やはり反復計算を行わなければならない計算時間の面で不利となる。

以上より磁性体の損失を解析する上で電磁界解析手法として要求される要件をまとめると以下のようなになる。

- (1) ヒステリシスを扱うことから、基本的に時間応答解析が可能であること。
- (2) ヒステリシス損失を厳密に計算するためには初期磁化特性、マイナーループなどのヒステリシス曲線を正確に再現する必要がある、離散時間の細分化が可能であること。
- (3) 計算時間の短縮化のためには反復計算を行わずにヒステリシス特性を取り扱えることが望ましい。
- (4) 導電率と透磁率、誘電率を有する磁性体、たとえばフェライトを扱う場合は、これらの媒質条件を同時に考慮できる必要がある、また透磁率はヒステ

リシス特性によって逐次的に変化させることが可能であること。

(5) 媒質の非線形性により、同一媒質内でも位置によって媒質定数、損失特性が逐次的に変化するため、不均一媒質を扱えること。

(6) 高周波においては単なる磁界解析ではなく、変位電流も考慮しなくてはならないので、電磁界の全成分による解析が行える必要がある。

(7) 導電性を有する磁性体を扱う場合は、高周波においては渦電流も生じ、ヒステリシスとの相互影響を考慮する必要がある。そのためには、ヒステリシス損失と渦電流損失の両損失を、それぞれ独立にではなく同時に考慮しながら計算できる手法が必要である。

これらの条件を踏まえて、磁性体の厳密な損失解析を行うのに適した電磁界解析手法を考えると、数ある数値解析手法の中でも現時点では時間応答解析手法が最適と考えられる。

電磁界の時間応答解析手法としては、空間回路網法⁽⁴¹⁾とFDTD法（差分時間領域法）⁽⁴²⁾が各種の問題に対して現在最も広く用いられている。

空間回路網法ではマクスウェル方程式の双対性を利用して空間を電氣的節点、磁氣的節点とそれらを接続する1次元線路で構成された等価回路網で表現し、各節点で電界、磁界を節点電圧、節点間電流で置き換え、さらに媒質条件を集中定数素子とおく。その等価回路についてBergeron法を用いて、逐次計算を行うことにより電磁界の時間応答を計算する。一方、FDTD法はマクスウェルの方程式を空間だけではなく、時間領域まで拡張して各成分式の差分化を行い、時間軸上で逐次的に直接解いていく。このように両手法ともマクスウェル方程式を形成する回転の式を差分化し、時間軸上で直接解いていく方法であるため、基本的にはどちらの手法を用いても同等の結果が得られるはずである。現時点では両手法ともに移動体通信用アンテナの解析^{(43)~(45)}や生体への電磁波放射の影響の解析^{(46), (47)}、すでに述べた電波吸収体の解析などに活発に応用され多くの成

果をあげている。

両手法の特徴を比較すると、空間回路網法は1離散時間に波動が1離散間隔すなわち2節点間の1次元線路を伝搬するとするBergeron法を逐次計算に用いているため、空間離散間隔と時間離散間隔のどちらかを決定すると他方は連動して決定され、マルチグリッドによる方法^(4.8)以外では基本的には不等間隔格子は設定できない。それに対してFDTD法は、安定条件を満足していれば不等間隔格子も設定可能なため自由度が大きく、さらに記憶容量、計算時間の面でも有利である^(4.9)ことから、実際の問題に対して柔軟に対応できる。また、空間回路網法では各節点におけるエネルギーの流れに対して、キルヒホッフの法則を適用していることから、各節点での損失計算においてエネルギー収支の誤差が小さいという利点を有する。また、各節点における媒質条件の定式化においては、複合的な磁気特性を電気回路における集中定数素子の並列接続として等価回路表現可能であることから、磁性体の損失解析に有利と考えられる。

これらの時間応答解析手法は、上記のように種々の問題に適用されてきてその成果をあげてきているが、非線形な媒質条件を有する磁性体のモデリングや電磁界解析の報告はほとんど行われていない。

1.4 本論文の目的と意義

本論文の目的は、主に電磁界の時間応答解析手法の一つである空間回路網法を用いて、磁性材料のヒステリシス特性、渦電流、共鳴現象をすべて考慮した定式化を行い、非線形性と損失を有する磁性体の電磁界解析に時間応答解析手法が極めて有効であることを示すとともに、その磁性体における高周波損失機構を究明する上でも時間応答解析手法が有効な手段になりうることを示すことにある。

以下に第2章以下の本論文の構成を示す。

第2章では、ヒステリシス特性を有する磁性体の電磁界解析に空間回路網法を用いるときの基本的取扱いとその妥当性について述べている。具体的には、解析モデルとして折線近似されたヒステリシス特性を有する磁性体を充填した平行平板導波路を取り上げ、TEM波を入力したときの電磁界を計算し、電磁波の進行に伴う高調波成分の発生、実効透磁率の変化、さらにヒステリシス損失とポインティング電力の減衰の対応を示して、ヒステリシスを有する磁性体の時間軸上での逐次的取扱いの妥当性を明らかにしている。

第3章では、ヒステリシス特性と磁化の緩和特性を組み合わせた磁性体の空間回路網法に基づく等価回路モデルを提案しており、この等価回路モデルを薄型電波吸収体に適用し、平面波入射に対する反射係数の周波数特性を解析している。なお、ここでは折線近似されたヒステリシスモデルを仮定している。結果として、基本的な緩和のみのモデルで理論とよく一致することを示し、さらにヒステリシスも考慮することでヒステリシス損失による整合周波数以下での反射係数の低減が説明できること、また実験結果と整合周波数および周波数特性の傾向が一致することを示して、ここで考察した等価回路モデルの妥当性を明らかにしている。

第4章では、より厳密にヒステリシス軌跡を計算するために、実測されたヒステリシス曲線群（メジャーLOOPと数本のマイナーループ）からマイナーループを含むなめらかなヒステリシス曲線を再現するヒステリシスモデルを提案している。このモデルでは、実測されたヒステリシス曲線群からヒステリシス曲線の微分係数である磁化率の分布を得て、これを基に磁界の変化に伴う磁化の変化を連続的に計算する。具体的に、減磁の過程におけるヒステリシスループを計算してその収束する様子を観測し、また実際の磁性体試料を用いてヒステリシスループの計算結果と実験結果を比較している。さらに、このモデルを用いた電磁界解析の妥当性を確認するため、パルス磁界を軸方向に対して垂直方向に加えたときの無限円柱状磁性体の内外における磁化と磁界の解析を空間回路網法とFDTD法

を用いて行い、磁性体内部の磁化を求め、理論値との比較を行っている。

第5章では、渦電流による表皮効果の計算結果から空間回路網法の厳密性、ならびにソレノイドの励磁電流の歪みの計算結果からヒステリシスモデルの厳密性を確認した上で、MnZnフェライトトロイダルコアの磁性体損失の周波数特性を解析した結果を示し、ヒステリシスによる透磁率の変化と渦電流による表皮効果が相互に影響を及ぼしあいながら、全体としての損失を構成していることを明らかにしている。また、これら相互の影響を無視して個別に損失を求め、全損失から差し引くことで残留損失を算出する方法に比べて、より正確な残留損失の算出が可能となることを明らかにしている。

第6章は、本論文の全体をまとめ、結論としている。

第1章の参考文献

- (1) 小塚洋司：“フェライト電波吸収体”，日本応用磁気学会誌，21，10，pp. 1159 - 1166（1997年）．
- (2) 三吉康晴，河原茂：“スイッチング電源用フェライトの最近の動向”，日本応用磁気学会誌，20，1，pp. 11 - 15（1996年）．
- (3) 平賀貞太郎，奥谷克伸，尾島輝彦：“フェライト”，丸善（1986年）．
- (4) 河瀬順洋，伊藤昭吉：“三次元有限要素法による電気・電子機器の実用解析”，森北出版（1997年）．
- (5) 中田高義，高橋則雄，井上健一：“有限要素法による媒体内磁化分布の解析”，電子通信学会技術研究報告，MR 80 - 1（1980年）．
- (6) 金井靖，飯島泰蔵，武笠幸一，阿部武雄：“有限要素法による磁気ヘッドの磁界解析”，電子情報通信学会誌，J73，9，pp. 935 - 940（1990年）．
- (7) 田河育也，中村慶久：“微粒子磁化モデルと有限要素法を用いた磁気記録シミュレータ”，日本シミュレーション学会第16回計算電気・電子工学シンポジウム論文集，pp. 25 - 28（1995年）．
- (8) 中村慶久，田河育也，清水幸也：“磁気記録の超高密度化 — 3次元シミュレーションによる予測 —”，電子情報通信学会論文誌 C - I，J79 - C - I，6，pp. 152 - 164（1996年）．
- (9) 清水幸也，中村慶久：“三次元シミュレータによる垂直磁気記録媒体のノイズ解析”，日本応用磁気学会誌，21，4 - 2，pp. 305 - 308（1997年）．
- (10) 青砥禎久，吉田則信，深井一郎：“共振型電波吸収体の3次元時間応答解析”，電子情報通信学会論文誌（B），J70 - B，1，pp. 148 - 158（1987年）．
- (11) 垣見康浩，吉田則信，深井一郎：“空間回路網法による薄型電波吸収体の偏波特性の解析”，電子情報通信学会研究会報告，EMCJ 88 - 15（1988年）．

- (12) Y.Kakimi, N.Yoshida and I.Fukai : " Analysis of absorbing characteristics of thin type absorber for generalized condition of incident wave " , IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-31, 4, pp. 323 - 328 (1989) .
- (13) T.Aoto, Y.Kakimi, N.Yoshida and I.Fukai : " Transient analysis of near field for conductive pillar with thin-type absorber " , IEEE Trans. Antennas Propagt., AP-37, 4, pp. 471 - 479 (1989) .
- (14) 安斎弘樹, 才川亮, 水本哲弥, 内藤喜之 : " ピラミッド形電波吸収体の特性解析 —— 近似モデルと T E 波への適用 —— " , 電子情報通信学会論文誌 B - II , J78 - B - II, 3, pp. 191 - 199 (1995年) .
- (15) 安斎弘樹, 内藤喜之, 水本哲弥 : " ピラミッド形電波吸収体の斜入射特性とその等価回路近似モデルについて " , 電子情報通信学会論文誌 B - II , J79 - B - II, 10, pp.686 - 693 (1996年) .
- (16) 河井武志, 早乙女英夫, 榊陽 : " フェライト磁心の高周波損失解析 " , 日本応用磁気学会誌, 21, 4 - 1, pp. 193 - 198 (1997年) .
- (17) 早乙女英夫, 河井武志, 榊陽 : " 動的磁気損失パラメータによるフェライト磁心の鉄損評価 " , 電気学会論文誌 A, 116 - A, 6, pp.559 - 565 (1996年) .
- (18) 山田盛一, 大槻悦夫 : " 電源用 Mn - Zn フェライトの渦電流損失解析 " , 日本応用磁気学会誌, 19, 2, pp. 421 - 424 (1993年) .
- (19) 藤原徹, 田原良一 : " Mn - Zn フェライトの高周波鉄損特性の数式表現 " , 日本応用磁気学会誌, 17, 2, pp. 253 - 256 (1993年) .
- (20) 太田恵造 : " 磁気工学の基礎 II " , 共立出版 (1973年) .
- (21) 中田高義, 高橋則雄 : " 電気工学の有限要素法 " , 森北出版 (1986年) .
- (22) R.M.Bozorth : " Ferromagnetism " , Van.Nostrand Co. , pp. 484, (1951) .
- (23) P.P.Silvester et al. : " Efficient techniques for finite element analysis of

- electric machines ” , IEEE Trans. Power Apparatus Syst., PAS-92, 4, pp. 1274 (1973) .
- (24) O.W.Andersen : ” Iterative solution of finite element equatuons in magnetic field problems ” , IEEE PES Summer Meeting (1972) .
- (25) 戸田博, 吉田則信, 深井一郎, 福岡醇一 : “磁気ヒステリシスを考慮した磁界の時間応答について” , 電子情報通信学会論文誌 (C) , J58 - C, 9, pp. 551 - 552 (1975年) .
- (26) A.Savini : “ Modeling hysteresis loops for finite element magnetic field calculations ” , IEEE Trans. Magn., MAG-18, 2, pp. 552 - 557 (1982) .
- (27) S.S.Udpa and W.Lord : “ A fourier descriptor model of hysteresis loop phenomena ” , IEEE Trans. Magn., MAG-21, 6, pp. 2370 - 2373 (1985) .
- (28) R.I.Potter and R.J.Schmulian : “ Self-Consistently computed magnetization patterns in thin magnetic recording media ” , IEEE Trans. Magn., MAG-7, 4, pp. 873 - 880 (1971) .
- (29) F.Preisach : “ Uber die Magnetische Nachwirkung ” , Zeit. Phys., 94, pp. 227 (1935) .
- (30) I.D.Mayergoyz : “ Mathematical models of hysteresis ” , IEEE Trans. Magn., MAG-22, 5, pp. 603 - 607 (1986) .
- (31) E.D.Torre , J.Oti , and G.Kadar : “ Preisach modeling and revesible magnetization ” , IEEE Trans. Magn., MAG-26, pp. 3052 - 3058 (1990) .
- (32) I.D.Mayergoyz, A.A.Adly, and G.Freidman : “ New Preisach-type models of hysteresis and their experimental testing ” , J. Appl. Phys., 67, 9, pp. 5737 - 5375 (1990) .
- (33) A.Kameari : “ Calculation of transient 3D eddy current using edge-elements ” , IEEE Trans. Magn., MAG-26, pp. 466 - 469 (1990) .

- (34) T.Nakata, N.Tkhashi, K.Fujiwara and Y.Shiraki : " Comparison of different finite elements for 3-D eddy current analysis " , IEEE Trans. Magn., MAG-26, pp. 434 - 437 (1990) .
- (35) N.Tkhashi, T.Nakata, K.Fujiwara and T.Imai : " Investigation of effectiveness of edge elements " , IEEE Trans. Magn., MAG-28, pp. 1619 - 1622 (1992) .
- (36) 小貫天, 若尾真治 : " 3次元渦電流場に対する辺要素を用いた有限要素・境界要素法結合解法の適用 " , 日本シミュレーション学会誌, Vol. 11, No. 3, pp. 221 - 227 (1992年) .
- (37) 井ノ上裕人, 岡田幸弘, 中田高義, 藤原耕二 : " 渦電流とヒステリシスを考慮した MIG ヘッドの記録過程解析 " , 電子情報通信学会技術研究報告, MR 94 - 58 (1994年) .
- (38) 張林佳, 松本光功, 森迫昭光, 榮岩哲二, 武井重人, 小穴和行 : " 有限要素法による MIG ヘッドの非線形磁界解析 " , 日本応用磁気学会誌, 20, 2, pp. 153 - 156 (1996年) .
- (39) 吉田則信, 深井一郎, 福岡醇一 : " 電磁界の節点方程式による過渡解析 " , 電子情報通信学会論文誌 (B) , J63 - B, 9, pp. 876 - 883 (1980年) .
- (40) 吉田則信, 深井一郎, 福岡醇一 : " ベルジェロン法の異方性媒質への適用 " , 電子情報通信学会論文誌 (B) , J64 - B, 11, pp. 1242 - 1249 (1981年) .
- (41) 吉田則信 : " 電磁波問題の基礎解析法 第 5 章, 空間回路網法 " , 電子情報通信学会 (1987年) .
- (42) K.S.Yee : " Numerical solution of initial boundary value problem involving Maxwell's equations in isotropic media " , IEEE Trans. Antennas & Propag., AP-14, 3, pp. 302 - 307 (1996) .
- (43) 新井宏之 : " 新アンテナ工学 " , 総合電子出版社 (1996年) .

(44) 藤本京平, 山田吉英, 常川光一: “移動通信用アンテナシステム”, 総合電子出版社 (1996年) .

(45) 羽石操, 平澤一紘, 鈴木康夫: “小形・平面アンテナ”, 電子情報通信学会 (1996年) .

(46) 藤原修, 高井清文: “皮膚組織の電気定数と頭部リアルモデルにおけるマイクロ波の非吸収率計算”, 電気学会論文誌C, 117, 1, pp. 75 - 80 (1997年) .

(47) 渡辺聡一, 多氣昌生, 野島俊雄: “携帯無線機のアンテナ入力インピーダンスに対する人体頭部との相互作用による影響”, 電子情報通信学会論文誌B-II, J79-B-II, 9, pp. 557 - 565 (1996年) .

(48) 久々津直哉, 吉田則信, 深井一郎: “マルチグリッド技法の空間回路網法への応用”, 電子情報通信学会論文誌C-I, J73-C-I, 7, pp. 493 - 500 (1990年) .

(49) 前田修二, 柏達也, 深井一郎: “F D-T D法を用いた平行マイクロストリップ線路のクロストーク解析”, 電子情報通信学会論文誌C-I, J74-C-I, 4, pp. 157 - 163 (1991年) .

第2章 磁気ヒステリシス特性の空間回路網法に おける基本的取扱い

2.1 序 言

近年、スーパーコンピュータに代表される電子計算機の発達にともない数値解析手法の有効性が高まり、従来困難であった複雑な境界条件や非線形特性を含む媒質条件中における電磁界解析に対して適用されてきている。そうした中で磁性体を含む磁界解析についても差分法、境界要素法、有限要素法などによる種々の研究がなされ、回転機あるいは磁気記録の分野において多くの興味ある結果が発表されている^{(1)~(4)}。一方、通常磁性材料として用いられる強磁性体はすべてヒステリシス特性を有しており、その考慮なしでは厳密な解析はできないため、ヒステリシス特性のモデル化あるいは数値解析法についてもこれまでも多くの研究報告がなされている^{(5)~(8)}。特に磁性体を用いた通信用電子デバイスにおいては高周波領域での使用のため、そのヒステリシス特性は伝送特性において位相ずれや損失を含む歪を生ずる。近年におけるそれらの電子デバイスの高周波化、広帯域化への対応は著しく、そのような高周波領域においては従来の磁気特性のみに着目した磁界解析でなく、変位電流なども考慮した電磁界解析が必要となる。

またヒステリシスのような非線形性は、逐次的に界の時間変化にともない特性の変化する状態を求めていく必要があり、基本的に初期値問題として時間軸上での取扱いが有効である。一方、高速パルス技術の進歩は時間応答解析手法の重要性を増してきているが、前述の電磁界解析法でもヒステリシス特性を含む3次元時間応答解析は困難であった。

一方、吉田らは3次元時間応答解析手法として空間回路網法を提案して種々の問題に対して適用した^{(9)~(11)}。特に空間回路網法での媒質特性が空間回路網に

おける節点の集中定数素子として扱われる特徴を生かして、これまでフェライトのジャイロ異方性などの磁気異方性材料、および磁性損失を利用した電波吸収体などに適用し、磁性体を含む問題に対する本手法の有効性を明らかにした^{(12)~(16)}。空間回路網法における反復計算を必要としない逐次計算は上述のヒステリシス特性の計算に適合すると考えられ、また各セルごとにヒステリシス特性を独立に組み込むことが可能であることから、ヒステリシス特性を有する磁性体に対する電磁界の時間応答解析手法としては空間回路網法が有効な1手法であると考えられる。

そこで本章では、簡単なヒステリシスモデルを用いて、まず磁気ヒステリシスを有する磁性体中における電磁界の時間応答解析に対する空間回路網法の基本的取扱いについて述べている。すなわちヒステリシス特性の基本的な折線近似モデル⁽¹⁷⁾を用いての各時刻での磁界に対応する磁化の算出法を述べ、次にそれを空間回路網の各節点での節点方程式と結合し、統一的な時間軸上での逐次計算法を導いている。次に磁性体内部における電磁界成分の空間分布の時間変化と各観測点における時間波形からヒステリシス特性の影響を明らかにし、さらにポインティング電力の減衰とヒステリシス損が一致することを示して、空間回路網法における磁気ヒステリシス特性の取扱いの妥当性を明らかにしている。

以下、2.2では磁性体に対する空間回路網法の等価回路表示とヒステリシス特性の折線近似モデルについて述べている。2.3ではまず磁性体を充填した平行平板導波路モデルを用いて、TEM波を入力したときの内部における電磁界の伝搬にともなう空間分布の時間変化を求め、この結果より空間パターンに歪みと減衰が生じていることを示している。次に導波路中での伝搬方向各点の時間波形をフーリエ変換することで高調波成分が、特に奇数次が顕著に発生していることを示し、ヒステリシスの影響を明らかにしている。またこの時間波形より等価実効インピーダンスも求めている。さらにポインティング電力とヒステリシス損の両

者を比較することにより、ポインティング電力の減衰とヒステリシス損が対応することを示し、空間回路網法へのヒステリシス特性の導入とその計算方法の妥当性を明らかにしている⁽¹⁸⁾。

2.2 空間回路網法におけるヒステリシスを有する磁性体のモデル化

本節では空間回路網法におけるヒステリシスを持つ磁性体の3次元等価回路表示とヒステリシス特性の折線近似モデルについて述べている。

2.2.1 空間回路網法における電磁界の3次元空間回路網表示

空間回路網法^{(9),(10)}は、図2-1に示すマクスウェル方程式の空間回路網による等価回路表示と、そのベルジェロン法による時間軸上での定式化に基づく、電磁界の3次元解析手法である。その空間回路網を構成する、一定の格子間隔を持つ3次元立方格子における6種類の節点A, B, C, D, E, Fの各格子点には、表2-1に示すようにマクスウェル方程式の各成分式および媒質定数が対応している。また図2-2に6種類の節点を1つずつ含む基本等価回路でその対応関係を示している。そのとき、各格子点および格子点間の各枝の特性を電気回路的に明確にするため、図中に()で示すように、電磁界変数及び媒質定数をそれぞれ回路変数、回路定数と対応づける。このとき、電流の方向はポインティングの方向に一致するように対応づけている。その結果各格子点では電流連続の関係が成立し、通常の回路における節点として扱われる。その際、電界を電圧に磁界を電流に対応づける通常の節点を電氣的節点と名付け、それと双対的に磁界を電圧に電界を電流に対応づける節点を磁氣的節点と名付けている。図中では前者を○、後者を●で表している。また各枝を1次元線路とし特性インピーダンスと

伝搬時間が定義される。これらの線路長および伝搬時間はそれぞれ数値計算における空間差分間隔，および離散時間となる。なお等価回路上ではこの線路の電圧・電流を，電界を電圧とする電氣的節点の回路変数の定義に一致させたため，磁氣的節点において各線路に図 2-2(b)，(c) で示すジャイレータをそう入し，線路と磁氣的節点での等価回路変数間の対応をとっている。さらに媒質条件は節点において集中定数として表示されるが，それぞれの節点の性質に応じて回路定数との対応が表 2-1 に示すように変化する。たとえば，誘電体の分極および誘電体損は電氣的節点においてそれぞれ通常の容量，コンダクタンスで並列回路表示され，一方，磁氣的節点では双対的に直列のインダクタンス及び抵抗で示される。また，磁化及び磁性損失は磁氣的節点においてそれぞれ容量，コンダクタンスとして回路表現され，通常の場合と物理的意味が双対なので磁気容量，磁気コンダクタンスと呼び区別する。これらの双対性を明確にするため，磁氣的節点の変数および定数に*印をつけている。このような 3 次元等価回路表示において，各節点に接続している各基本 1 次元線路特性に対してはベルジェロン表示式，また媒質の特性に対しては台形近似式を用いて，それぞれ 1 離散時間前に計算された変数値より現在値が求まる形式の定式化を行う。次にそれらと電流連続の関係式より各節点ごとに同様の節点方程式を導き，それを逐次計算して 3 次元空間回路網全体での時間応答解析を行う。

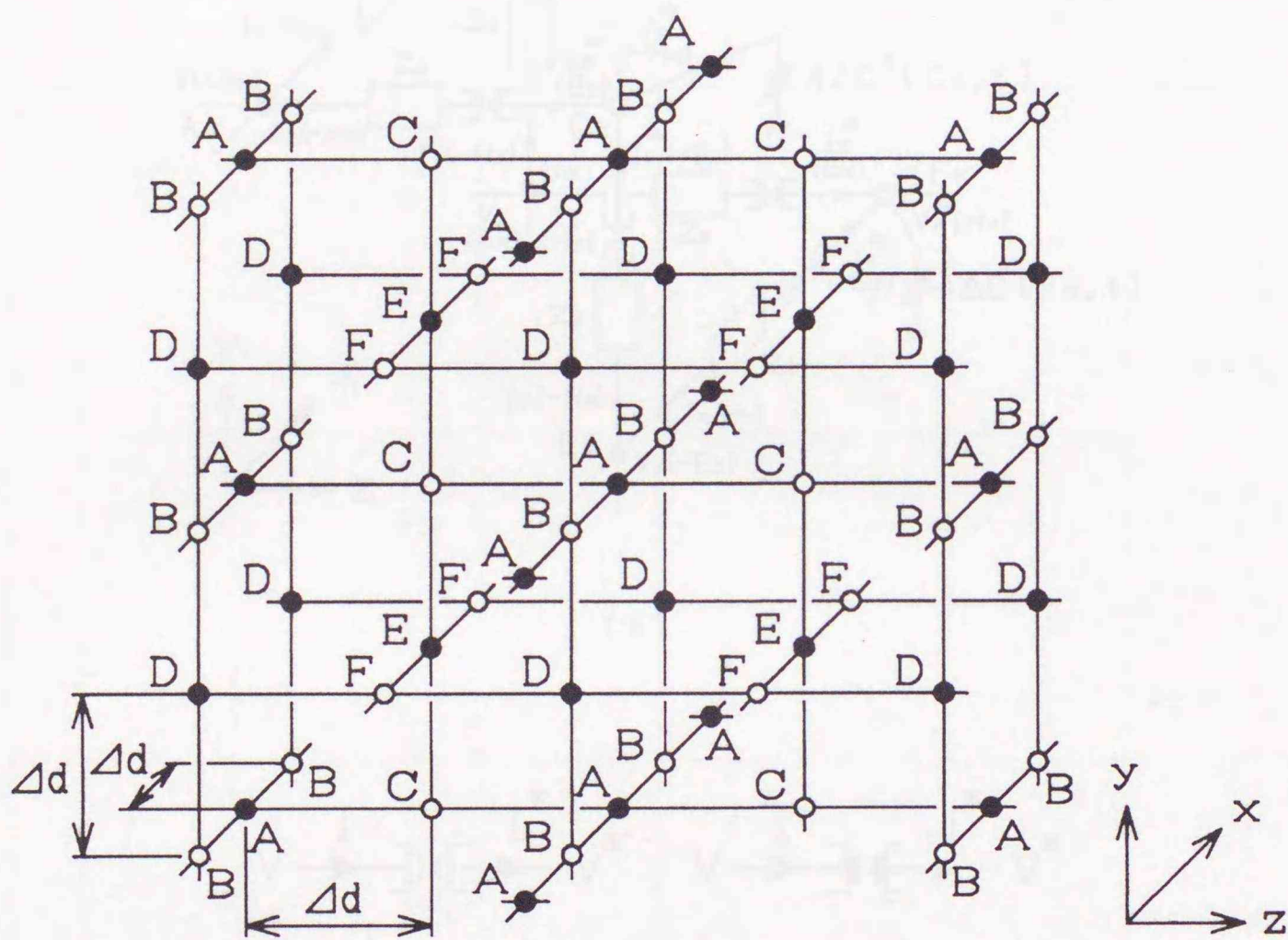


図 2-1 3次元立方格子網 (Δd : 空間離散間隔)

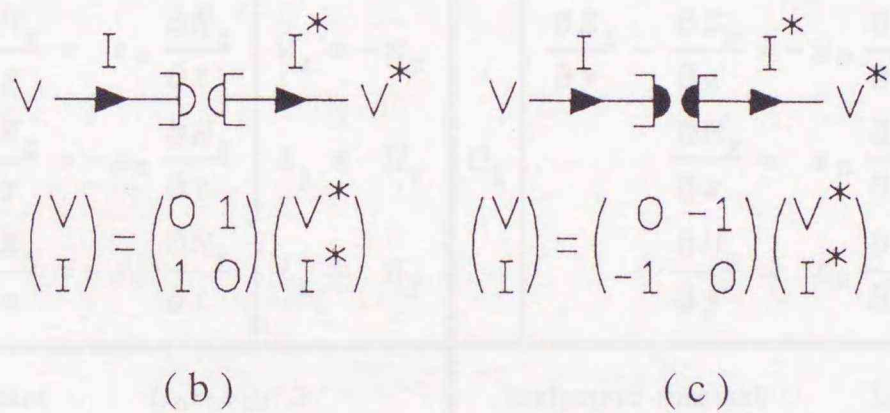
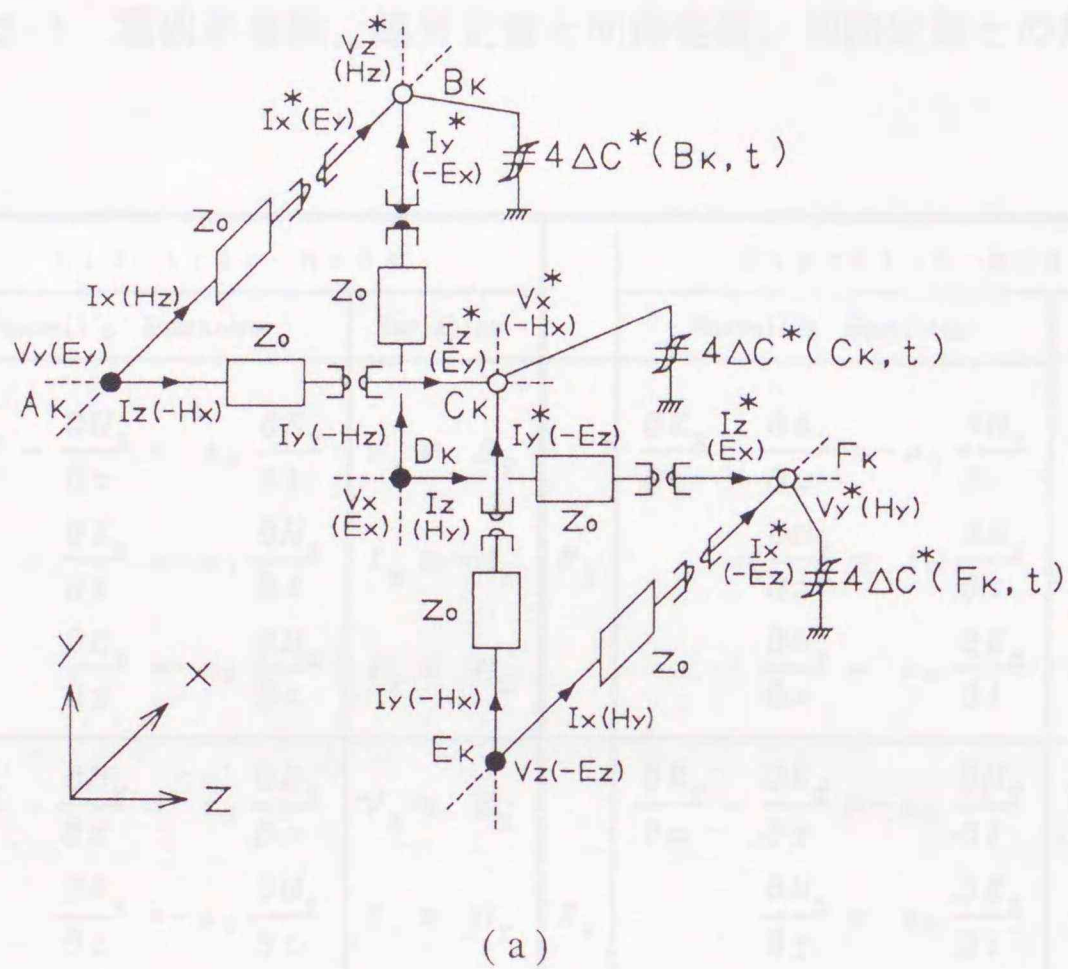


図2-2 ヒステリシスを有する磁性体の基本的3次元電磁界等価回路 (a) と (b) 正ジャイレータ, (c) 負ジャイレータ

表 2-1 電磁界変数, 媒質定数と回路変数, 回路定数との対応

	Electric node			Magnetic node	
	Maxwell's Equations	Variables		Maxwell's Equations	Variables
A_k	$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}$ $-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}$ $\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}$	$V_y \equiv E_y$ $I_z \equiv -H_x$ $I_x \equiv H_z$	F_k	$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}$ $-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}$ $\frac{\partial H_y}{\partial x} = \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}$	$V_y^* \equiv H_y$ $I_z^* \equiv E_x$ $I_x^* \equiv -E_z$
D_k	$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}$ $\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}$ $-\frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}$	$V_x \equiv E_x$ $I_z \equiv H_y$ $I_y \equiv -H_z$	B_k	$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}$ $\frac{\partial H_z}{\partial y} = \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}$ $-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}$	$V_z^* \equiv H_z$ $I_y^* \equiv -E_x$ $I_x^* \equiv E_y$
E_k	$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}$ $\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}$ $-\frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}$	$V_z \equiv -E_z$ $I_y \equiv -H_x$ $I_x \equiv H_y$	C_k	$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}$ $\frac{\partial H_x}{\partial z} = \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}$ $-\frac{\partial H_x}{\partial y} = \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}$	$V_x^* \equiv -H_x$ $I_z^* \equiv E_y$ $I_y^* \equiv -E_z$
dielectric constant $C_0 = \epsilon_0 / 2$			dielectric constant $L_0^* = \epsilon_0 / 2$		
permeability $L_0 = \mu_0 / 2$			permeability $C_0^* = \mu_0 / 2$		
polarization $\Delta C = \epsilon_0 \chi_e / 2 \cdot \Delta d$			magnetization $\Delta C^* = \mu_0 \chi_m / 2 \cdot \Delta d$		
conductivity $G = \sigma / 2 \cdot \Delta d$			magnetic current loss $G^* = \sigma^* / 2 \cdot \Delta d$		
magnetization $\Delta L = \mu_0 \chi_m / 2 \cdot \Delta d$			polarization $\Delta L^* = \epsilon_0 \chi_e / 2 \cdot \Delta d$		

2.2.2 ヒステリシスを有する磁性体の等価回路

前節で述べたように、空間回路網法においては磁性体は磁氣的節点に磁化率と磁性損失にそれぞれ対応する容量とコンダクタンスを集中定数素子として接続したもので表現されるが、図 2-2 中では磁氣的節点（すなわち B , C , F 点）に磁化率に対応した容量のみが接続されている。通常の線形等方性の場合にはすべての容量の値は等しい。しかし、ヒステリシスを有する非線形の場合にはそれらは場所、時刻で異なる値を持つので可変容量で表されている。またヒステリシス特性上で磁界が変化するとき、ヒステリシスループの面積に比例したヒステリシス損を生じ磁氣的エネルギーは減衰する。このようなヒステリシスを有する磁化特性およびそれに付随する損失を、定常的な等価磁気容量、等価磁気コンダクタンスとして表示することも可能であるが、その磁化率および損失が逐次的に変化する時間応答解析への対応は困難である。本手法では可変容量の接続により、ヒステリシス特性に沿って変化する磁化および磁界変動がシミュレートされ、結果的にヒステリシス損失も逐次的に計算される。したがって図中の各磁氣的節点ではその他の磁性損失は簡単のため無視し、コンダクタンスは零としている。

図 2-3 は例として磁界 $-H_x$ を電圧関数とする $C(l, m, n)$ 点での等価回路を示している。ここで l, m, n はそれぞれ x, y, z 方向の空間離散番号である。可変容量は各線路ごとの値が節点に集中するので 4 倍されて表される。可変容量 ΔC^* は表 2-1 より比磁化率を χ_m 、真空の透磁率を μ_0 、空間差分間隔を Δd とすると

$$\Delta C^* = \mu_0 \chi_m / 2 \cdot \Delta d \quad (2-1)$$

で与えられる。ここで比磁化率 χ_m は、現時刻における磁界と磁化の状態および

磁束の減少によりヒステリシス特性が決定されるものであるから、1磁束時間経過ごとに逐次変化し、磁束もそれに比例して逐次変化することとなる。なお各磁束的時点に異なるヒステリシス特性を導いて平均磁束、磁束的時に磁束異方向性を有するヒステリシス特性を表現すること亦可である。

2.2.3 ヒステリシス特性の新磁束モデル

空間曲線磁束は時間経過と共に、各磁束でのヒステリシスを導く。つぎに磁束の逐次変化を表現する。

図2-3は、磁束の逐次変化を表現する。図2-3は、磁束の逐次変化を表現する。図2-3は、磁束の逐次変化を表現する。

次のような場合、

1) 初期磁束は次の式(2-3)を用いて、

2) 磁束の逐次変化は、

3) 磁束の逐次変化は、

4) 磁束の逐次変化は、

5) 磁束の逐次変化は、

6) 磁束の逐次変化は、

7) 磁束の逐次変化は、

8) 磁束の逐次変化は、

9) 磁束の逐次変化は、

10) 磁束の逐次変化は、

図2-3 $C(l, m, n)$ 点におけるヒステリシスを有する磁性体の等価回路

過去の履歴によりヒステリシス特性上で決定されるものであるから、1 離散時間経過ごとに逐次変化し、容量もそれに比例して逐次変化することとなる。なお各磁氣的節点に異なるヒステリシス特性を与えてやれば、3 次元的に磁気異方性を有するヒステリシス特性を表現することも可能である。

2.2.3 ヒステリシス特性の折線近似モデル

空間回路網法は時間軸上での逐次計算法であり、各時刻でのヒステリシスを持つ磁化特性を効率よく求める必要がある。そこで本解析ではヒステリシスループを折線近似し、以下に述べるようなアルゴリズムにより磁化特性を計算している。図 2-4 に本解析で用いたヒステリシス特性の折線近似のアルゴリズムにより求められる $M-H$ 面上の軌跡、すなわちヒステリシス特性の例を示す。それは次のような特徴を持つ。

- 1) 初期磁化曲線は次のフレリッヒの式⁽¹⁹⁾を用いて表現できると仮定する。

$$M=H / (a+b|H|) \quad (2-2)$$

ここで M は磁化、 H は磁界とし、 $1/a$ は初期磁化率、 $1/b$ は飽和磁化を意味する。

- 2) フレリッヒの式で表される初期磁化曲線に沿って O から a へと磁化が進む。
- 3) a 点で磁界が減少し始めると、 a から b へと直進する。
- 4) b からさらに $H < 0$ となって減少すると、 b から a' に向かって直進する。
 a' は O に対しての a の対称点である。

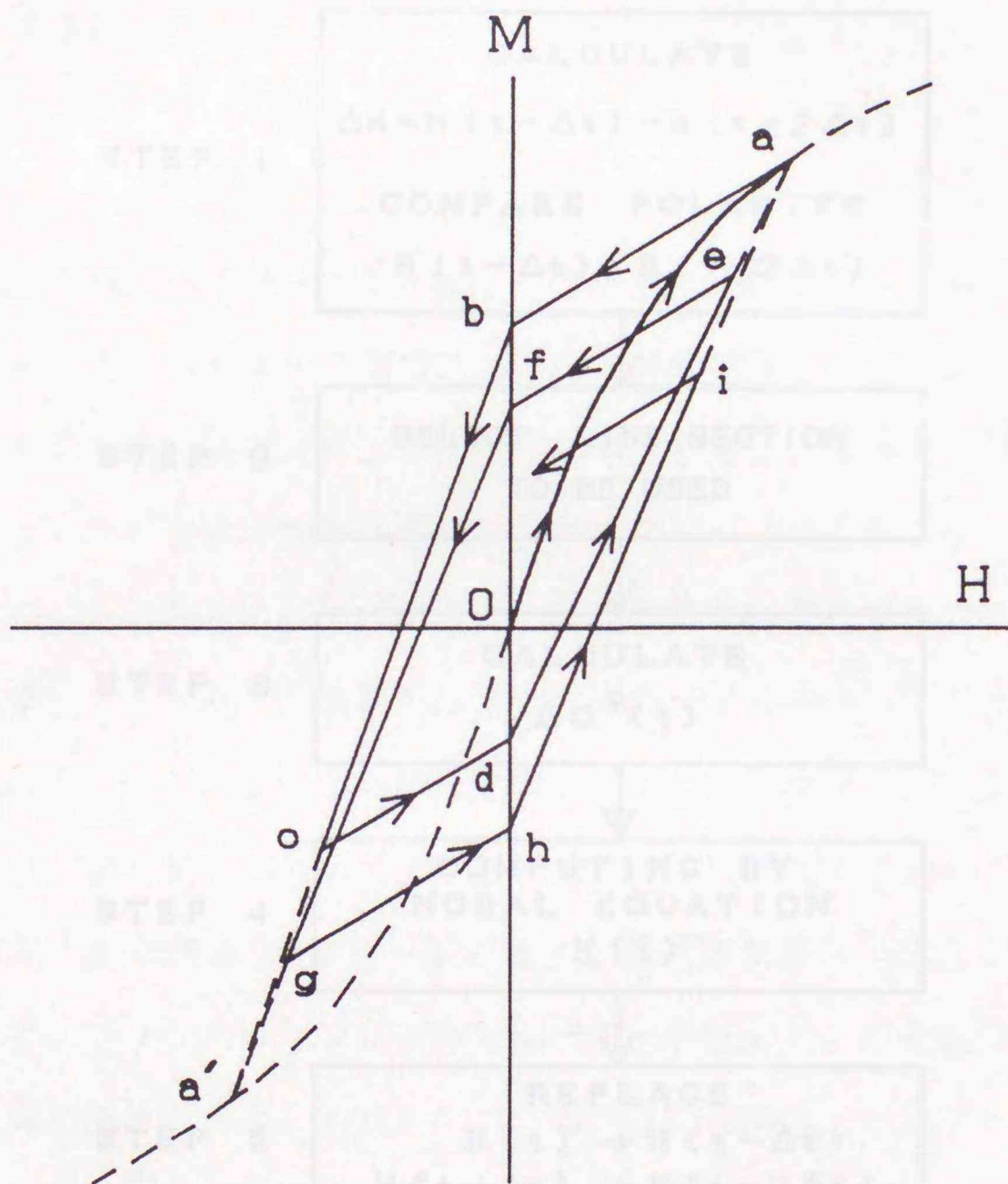


図 2-4 M-H 面上の折線近似モデルによるヒステリシスループ軌跡

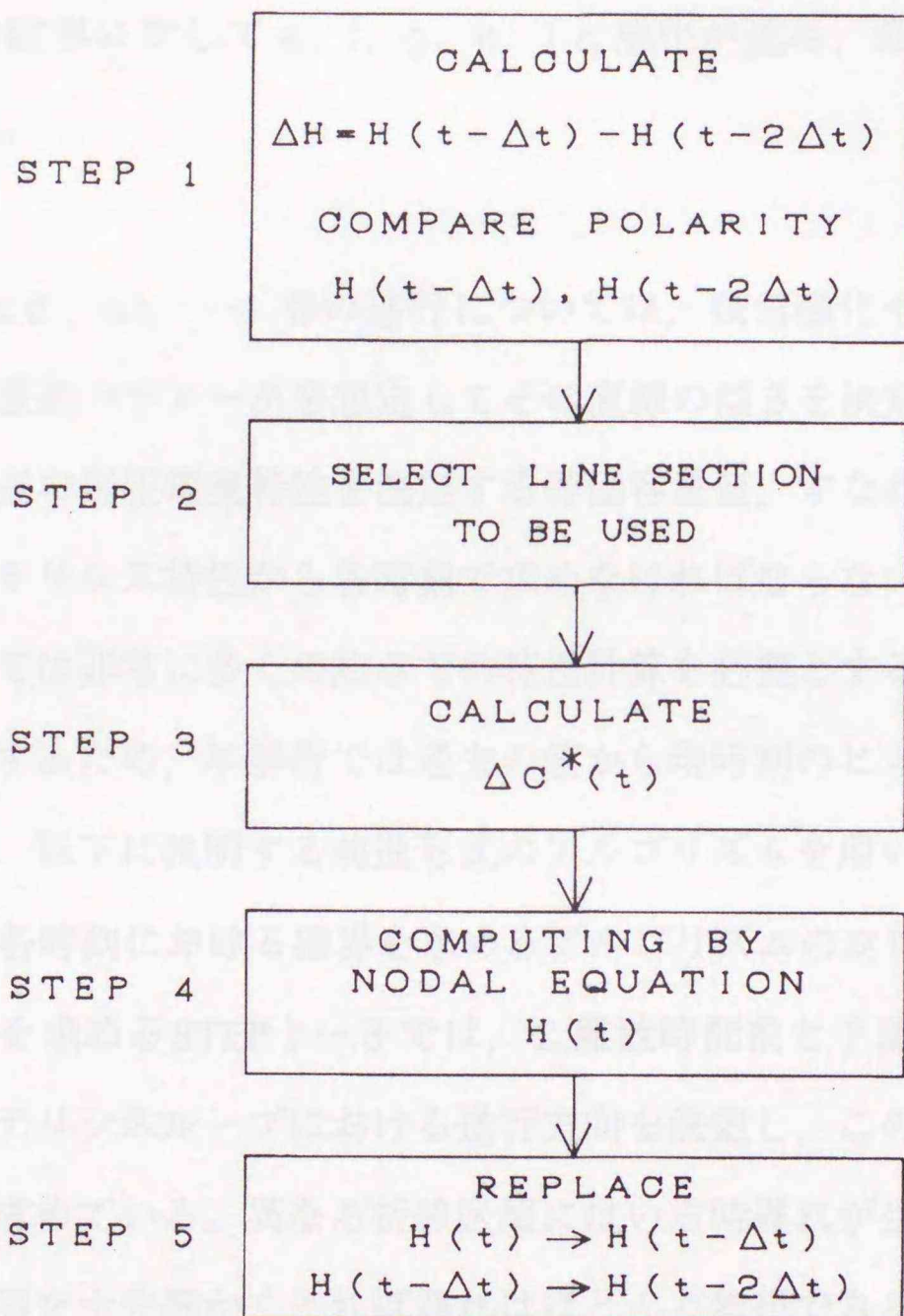


図 2-5 各時刻における磁界計算のアルゴリズム

- 5) cで再び磁界が増加し始めると, cからdへと直進する。
- 6) dで $H > 0$ となってさらに H が増加すると, dからaに向かって直進する。
- 7) 以下, 交番磁界に対してe, f, g, h, iと磁化が進み, 最終的に定常的なループを描く。

ここでab, cd, ef, …, 等の進行については, 残留磁化や保磁力などのヒステリシスの代表的パラメータを想定してその直線の傾きを決定している。このようにして各節点の電圧電流特性を決定する等価容量値, すなわち磁化率を, 上記のようなヒステリシス特性から各時刻で求めなければならないが, そのとき3次元解析においては非常に多くの節点での特性計算を必要とするので, 個々の計算の効率を向上するため, 本解析では過去の値から現時刻のヒステリシス特性上の位置を求める, 以下に説明する前進形式のアルゴリズムを用いた。すなわち図2-5に各節点, 各時刻における磁界を求めるアルゴリズムのフローチャートを示す。特に磁化率を求めるSTEP 1～3では, 2離散時間前と1離散時間前における磁界からヒステリシスループにおける進行方向を決定し, この現時刻における使用折線区間を求めている。異なる折線区間にはいる時遅れが生ずることがあるが, 離散時間間隔を十分細かくとれば遅れはほとんど無視できる。

なお, 空間回路網法のような離散的数値解析手法においては, 一般に計算誤差を少なくするためには入力波の1周期あるいは1波長を時間的, 空間的に10分割以上にすることが必要である。しかし媒質を含む問題を扱うときには, 磁化率あるいは分極率の影響により空間波長が短くなり精度が悪化するので, 短縮された後でも10分割以上とれるように, あらかじめ十分大きい分割数を設定する必要がある。特に非線形媒質を扱う場合は高調波成分が発生するため, 時間軸上においても必要な周波数帯を十分に近似できる分割数が必要である。ただし, これ

は空間回路網法に限らず離散的手法による数値解析共通の問題であり、空間回路網法特有の誤差の原因は特に存在しない。

2.3 解析結果

本節では前節に述べた手法により、ヒステリシスを持つ磁性体によって内部を充填した平行平板導波路モデルを用いてTEM波を入力したときの内部電磁界を解析した結果を示し、空間回路網法におけるヒステリシスの折線近似を用いた時間軸上での逐次的取扱いの基本的妥当性を明らかにしている。

2.3.1 導波路モデル

図2-6に導波路の解析モデルを示す。図中に示されている寸法の単位は空間回路網法における空間差分間隔 Δd である。また導波路の構造は完全導体の平行平板よりなり、その間隔を $2\Delta d$ と薄くしまた両側面を磁気壁としているため、内部では電界 E_y および磁界 H_x 成分を持つTEM波すなわち z 方向への平面波が伝搬する。導波路モデルの各部分の節点配置、ならびに等価回路表示について説明する。入出力面は ABD 面（節点 A 、 B 、 D を含む面）としており、励振条件は手前のこの面の電界 E_y を電圧関数とする A 点に、電源インピーダンス R_S とともに電源 E_i を接続することで実現している。出力面については A 点を負荷インピーダンス R_L で終端している。なお R_S 、 R_L ともに入出力面において整合抵抗とするためには、入出力面における導波路内の磁性体のヒステリシス特性から得られる実効透磁率を考慮した特性インピーダンスとすべきであるが、本解析では簡単のため自由空間の特性インピーダンス Z_0 とした。

次に本モデルの境界条件とその等価回路表示について説明する。上部導体板と

下部導体板はともに完全導体であるので、その表面では接線方向の電界成分 E_x 、 E_z と法線方向の磁界成分 H_y が零となる。これらを両面とも DEF 面（節点 D 、 E 、 F を含む面）にとると、電氣的節点である D 、 E 点の電圧はそれぞれ E_x および $-E_z$ に対応しているため、図では等価電圧変数が零の短絡点として表示されている。また磁氣的節点である F 点の電圧は H_y 、電流は E_x 、 $-E_z$ に対応しているため、すべての電磁界変数が零となる孤立点として表示され計算は省略される。また両側面は磁気壁であるので、その表面では前者と双対に法線方向の電界成分 E_x と接線方向の磁界成分 H_y 、 H_z が零となる。両面とも $BD F$ 面（節点 B 、 D 、 F 点を含む面）にとると、電氣的節点である D 点は導体板上の F 点と同様に、全ての電磁界変数が零となり計算が省略され、また B 、 F 点の電圧はそれぞれ H_z 、 H_y に対応するため等価電圧変数が零の短絡点となる。ただし本解析では厚さを ABC 面を中心に $2\Delta d$ としたため、 F 、 D 点は省略されている。

磁性媒質条件は磁氣的節点である B 、 C 点に、前章で述べたように各時刻のヒステリシス特性に対応した可変容量として等価表示されている。本解析における磁気ヒステリシス特性の条件は、初期磁化曲線の条件として $a=0.135$ 、 $b=0.159$ を与えた。すなわち初期磁化率は 7.4 、飽和磁化は 6.3 となる。また磁界が反転して 0 へ向かうときの直線の傾き dM/dH は 3.0 と仮定した。これらは本取扱いの基本的検討のための仮定であり、具体的モデルに適用するときには個々の材料の初期磁化率、飽和磁化および最大残留磁化より a 、 b の値を設定する必要がある。入力波形は振幅が 1 の正弦波とし、周期 T を離散時間間隔 Δt で 1000 分割とした。基本波における 1 周期の 1000 分割は、各高調波の 1 周期当り必要な分割数を $2.2.3$ で述べた必要分割数 10 の 2 倍、すなわち 20 とすると、第 50 次高調波成分まで時間軸上で十分再現可能な分割数である。

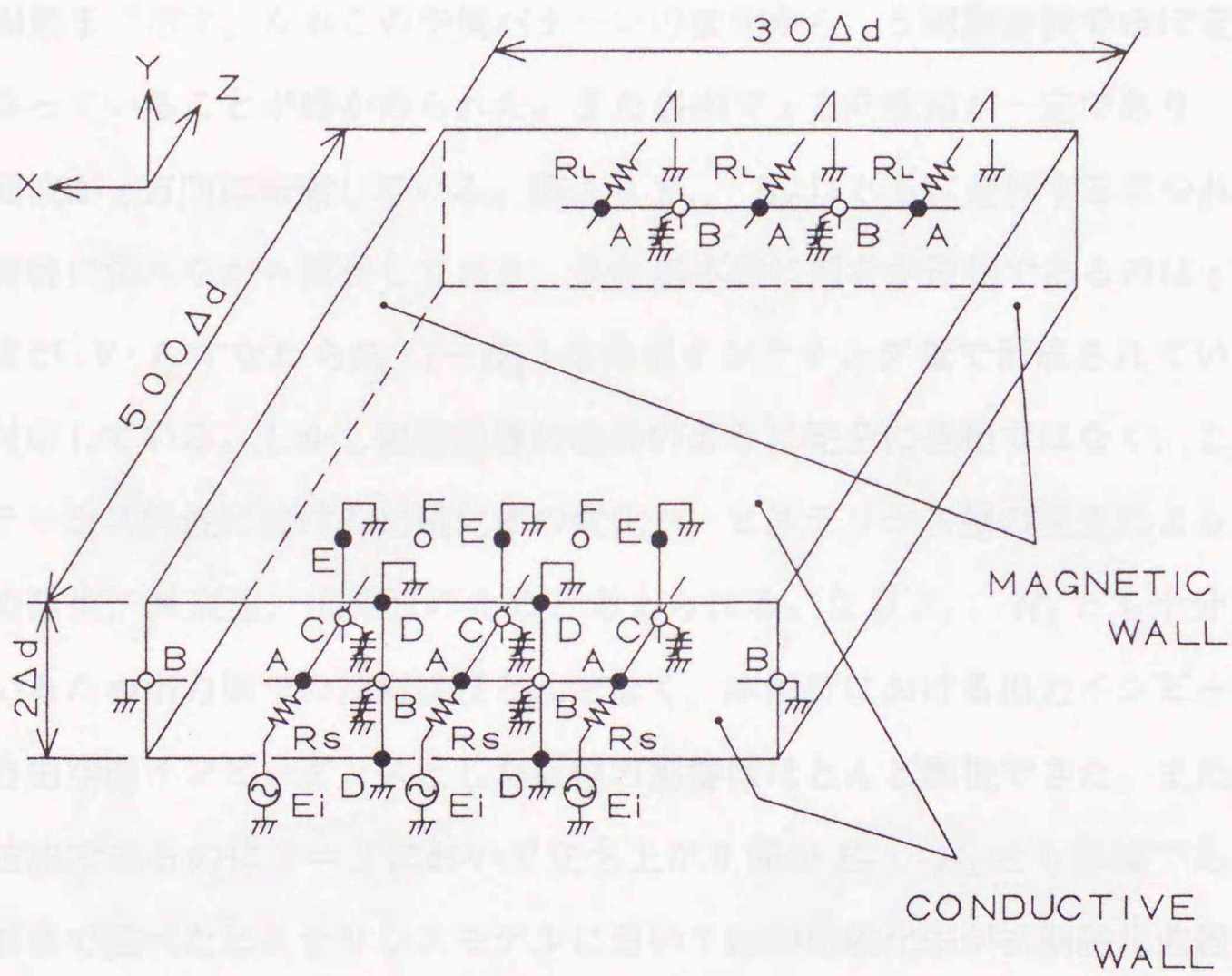


図 2-6 内部に磁性体が充填された導波路の解析モデル

2.3.2 電界，磁界の空間分布の時間変化

本項では 2.3.1 のモデルにおいて連続正弦波励振を行ったときの，導波路中すなわち ABC 面における電磁界成分の空間分布の時間変化を示している。まず図 2-7(a)，(b) に電界 E_y ，磁界 H_x の瞬時空間パターンの時間変化を 1 周期ごとに 5 周期まで示す。なおこの空間パターンの変化から，5 周期前後ではほぼ定常状態になっていることが確かめられた。また各図で x 方向振幅が一定であり，一様な平面波が z 方向に伝搬している。図より E_y ， H_x はともに進行するにつれ空間的に複雑に歪みながら減衰しており，また基本的に両者が逆相であるのは z 方向電力流が $V \cdot I_z$ すなわち $E_y \cdot (-H_x)$ なるポインティング量で形成されていることに対応している。しかし線形媒質の場合のように完全に逆相ではなく，これはヒステリシス特性における比磁化率の変化や，ヒステリシス損の発生による，高調波の発生，減衰歪，位相歪のためと考えられる。なお E_y ， H_x とも十分減衰しているため出力面での反射はほとんどなく，本解析における出力インピーダンスを自由空間インピーダンスとした近似の影響はほとんど無視できた。また入力が正弦波であるのに $t = T$ において立ち上がり部が E_y ， H_x とも急峻であるのは，前章で述べたヒステリシスモデルにおいては初期磁化率が初期磁化曲線では最も大きい磁化率であり，したがって透磁率が最大のため伝搬速度が非常に遅くなっているためである。

次に参考のため計算過程における各時刻の $H-M$ が形成するヒステリシスループの軌跡の例を図 2-8 に示す。観測位置は導波路中 z 方向上の入力面より $99\Delta d$ と $299\Delta d$ における C 点である。図より， $H-M$ 面で原点からの初期磁化曲線に対応した軌跡の後ヒステリシスの軌跡に移り，最終的に線が重なり合っている状態で定常的なループに収束していくようすが示されている。

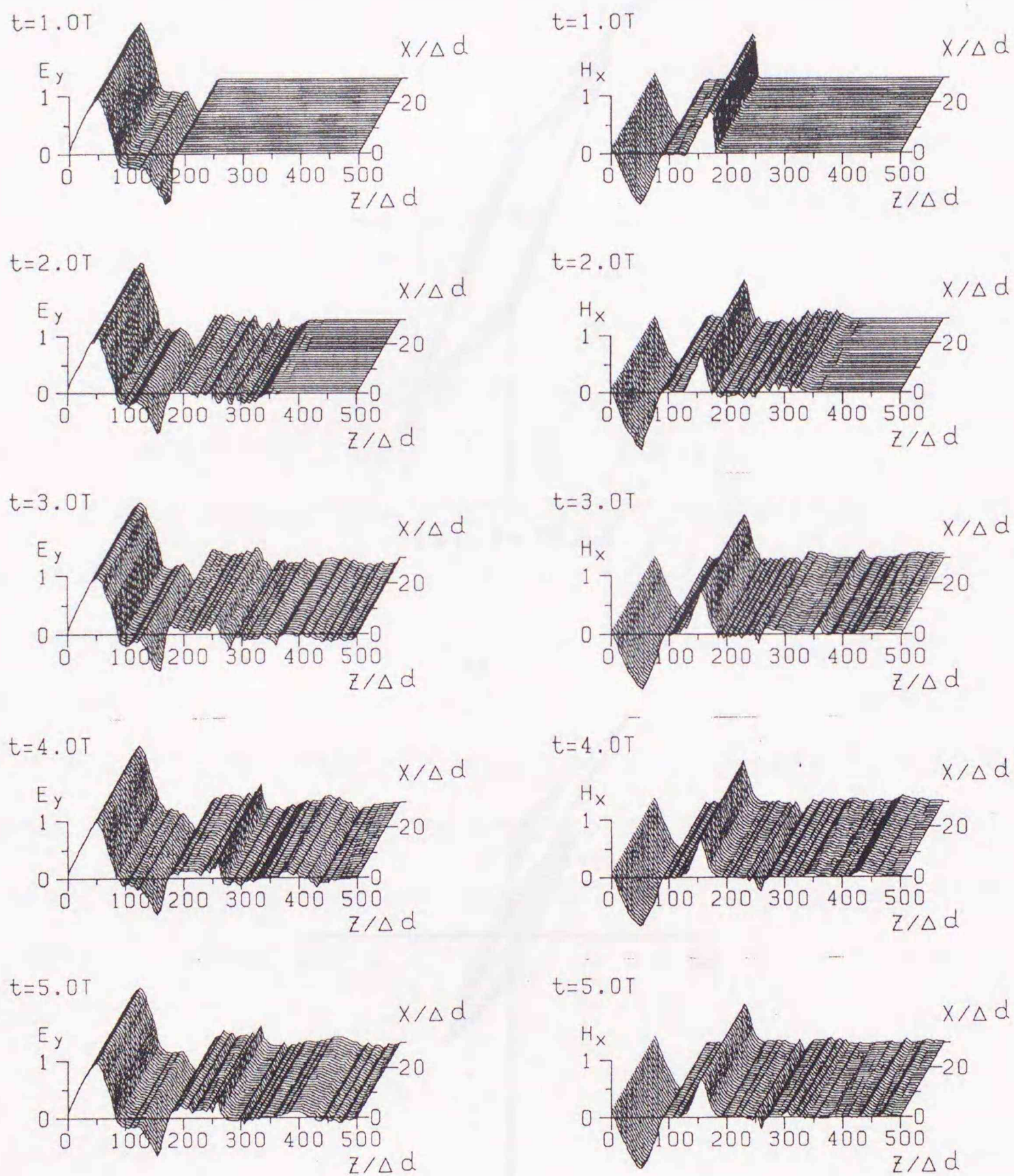
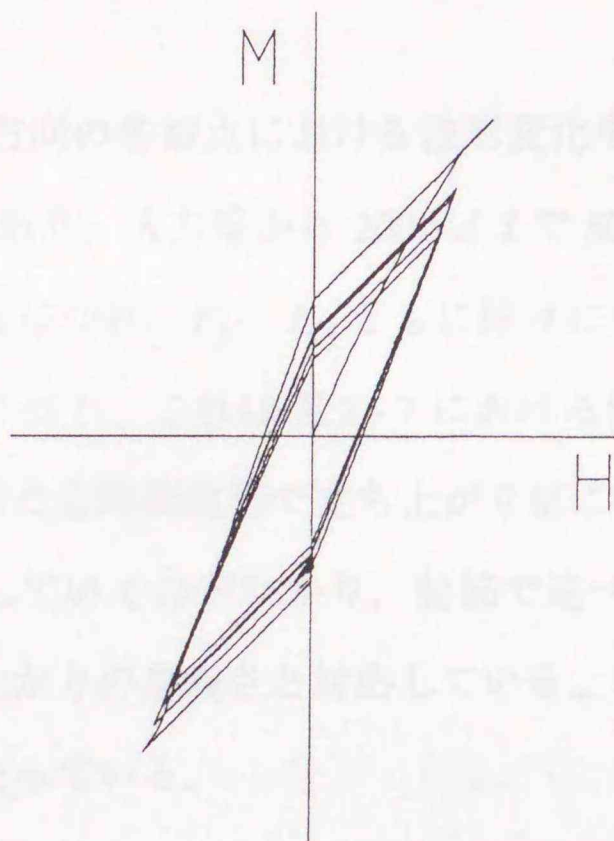
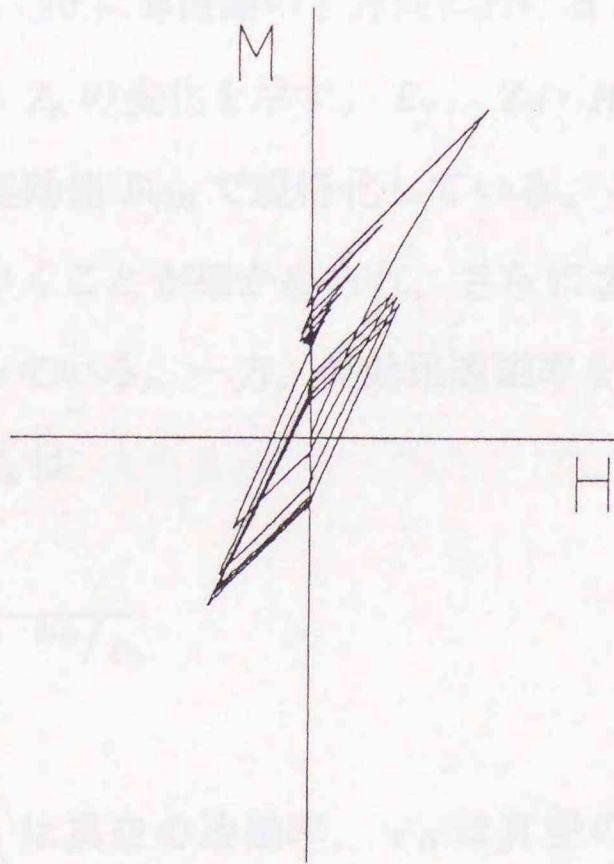


図 2-7 電界 E_y ，磁界 H_x の瞬時分布の時間変化

2.3.3 電界、磁界の時間波形



(a) $z = 99 \Delta d$



(b) $z = 199 \Delta d$

図2-8 計算途中におけるヒステリシスループ

2.3.3 電界、磁界の時間波形

図 2-9 に導波路の z 方向の各節点における波形変化を示す。(a) は電界 E_y , (b) は磁界 H_x の波形であり, 入力端から $200\Delta d$ まで $50\Delta d$ ごとに示している。ここでは距離が増加するにつれ, E_y , H_x とともに徐々に歪が増しながら減衰しているのが明らかとなっており, これは図 2-7 における伝搬平面波の歪の増加と減衰に対応している。また各時間波形で立ち上がり部における急峻さも, 距離が増すにつれて徐々に増していくのがわかり, 前節で述べた同じ図 2-7 における空間分布での空間立ち上がりの急峻さに対応している。時間波形も 5 周期入力されるとほぼ定常状態になっている。

次に歪波である電界, 磁界および両者を関係づける実効インピーダンスについて, 時間波形において十分定常と思われる $t = 7T \sim 8T$ の 1 周期について求め, 検討を加える。図 2-10 に導波路の z 方向における E_y , $Z_0 \cdot H_x$ の実効値および実効インピーダンス Z_e の変化を示す。 E_y , $Z_0 \cdot H_x$ は, 入力電界すなわち入力端における電界の実効値 E_{yin} で規格化している。この図から, 電界, 磁界とともに徐々に減衰していくことが確かめられ, さらに Z_e は徐々に大きくなっていくことが明らかになっている。一方, 実効比透磁率を μ_e とすると, 先に述べた実効インピーダンス Z_e は

$$Z_e = \sqrt{\mu_e \cdot \mu_0 / \epsilon_0} \quad (2-3)$$

で表される。ここで μ_0 は真空の透磁率, ϵ_0 は真空の誘電率で一定であるから, Z_e の増加は μ_e の増加に依存する。また, 実効比透磁率 μ_e と実効比磁化率 χ_e の関係は次式で示され

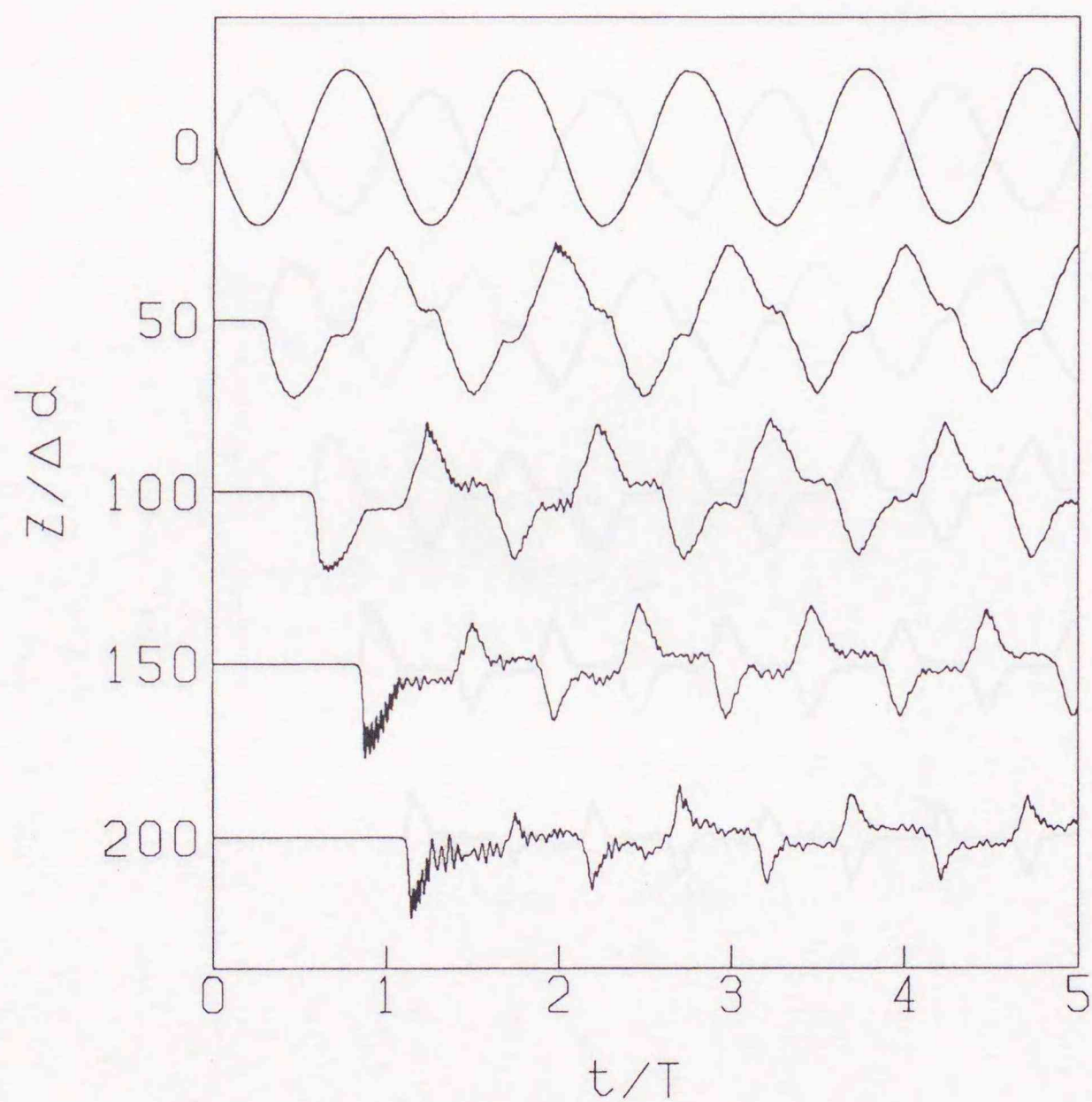
$$\mu_e = 1 + \chi_e \quad (2-4)$$

自由空間では χ_e は 0 であるから、 Z_e は最終的に

$$Z_e = \sqrt{1 + \chi_e} \cdot Z_0 \quad (2-5)$$

となる。本章で用いたヒステリシスモデルにおいては初期磁化率を 7.4 とすると、磁界の変化が非常に小さく微小なヒステリシスループを描く場合、最大微分磁化率は 11.8 となるので、磁界が減衰していく場合は Z_e は最大で $3.58 Z_0$ に収束すると予想され、これは図 2-10 の右端の電磁界の減衰状態の Z_e の値を説明している。このようにヒステリシス特性による電磁界変化が十分にシミュレートされていることが確かめられた。

次に、各節点での時間波形についてフーリエ変換を行い、第 10 次までの高調波成分について求めた結果を図 2-11 に示す。観測時間は上記と同様に $t = 7 T \sim 8 T$ の 1 周期とし、高調波成分の大きさについては見やすさのため観測位置における原波形の実効値で規格化している。図 2-11 では z 方向位置が増すにつれ E_y 、 H_x とともにほとんど同傾向に基本波成分が減少し、ヒステリシス特性により高調波成分が生じ、特に第 3 次高調波成分が顕著に増大しているようすを確かめることができた。



(a) 電 界 E_y

図 2-9 z 方向の各節点における電磁界成分の時間波形

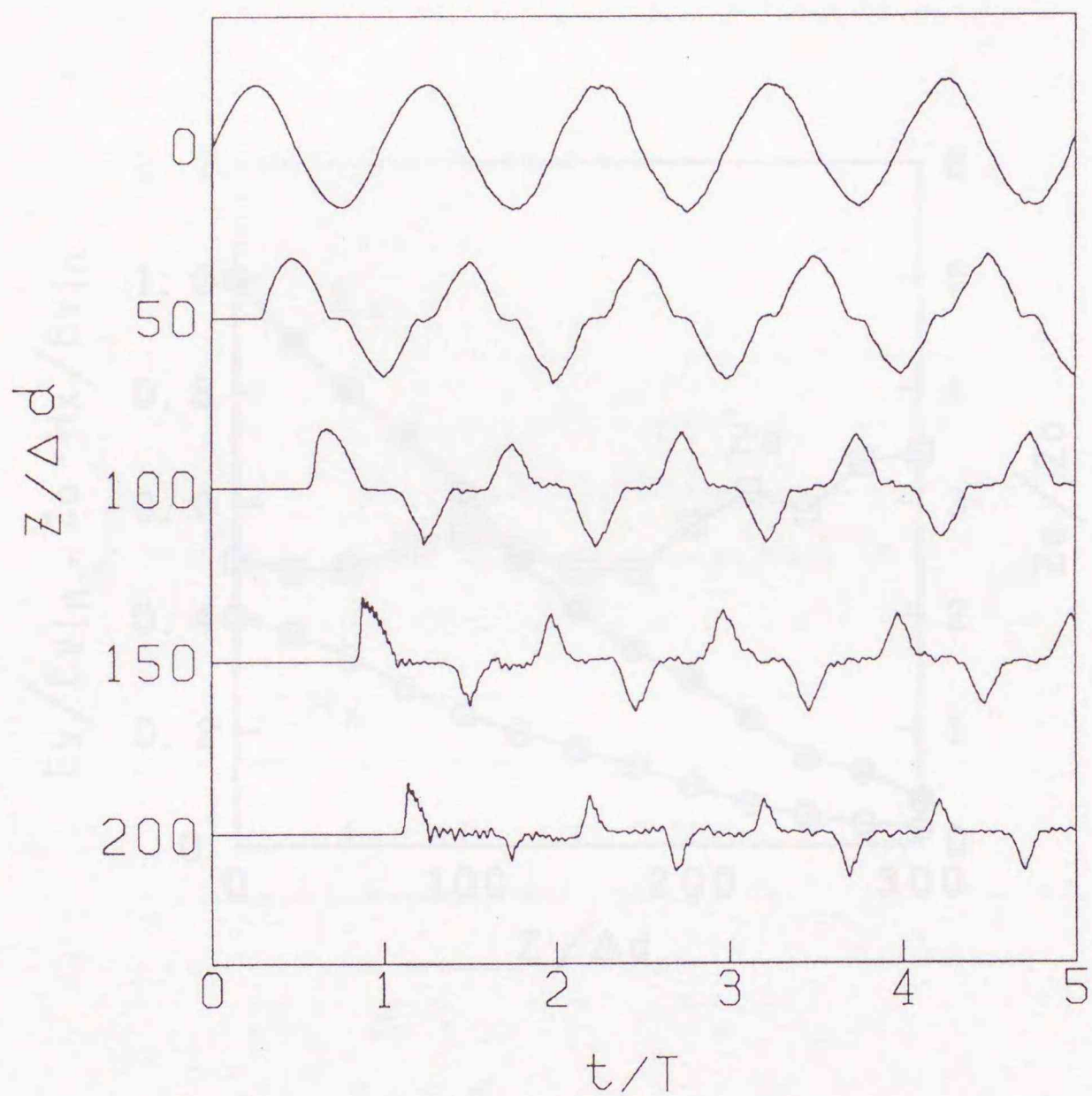


図 2-9 z 方向の各節点における電磁界成分の時間波形

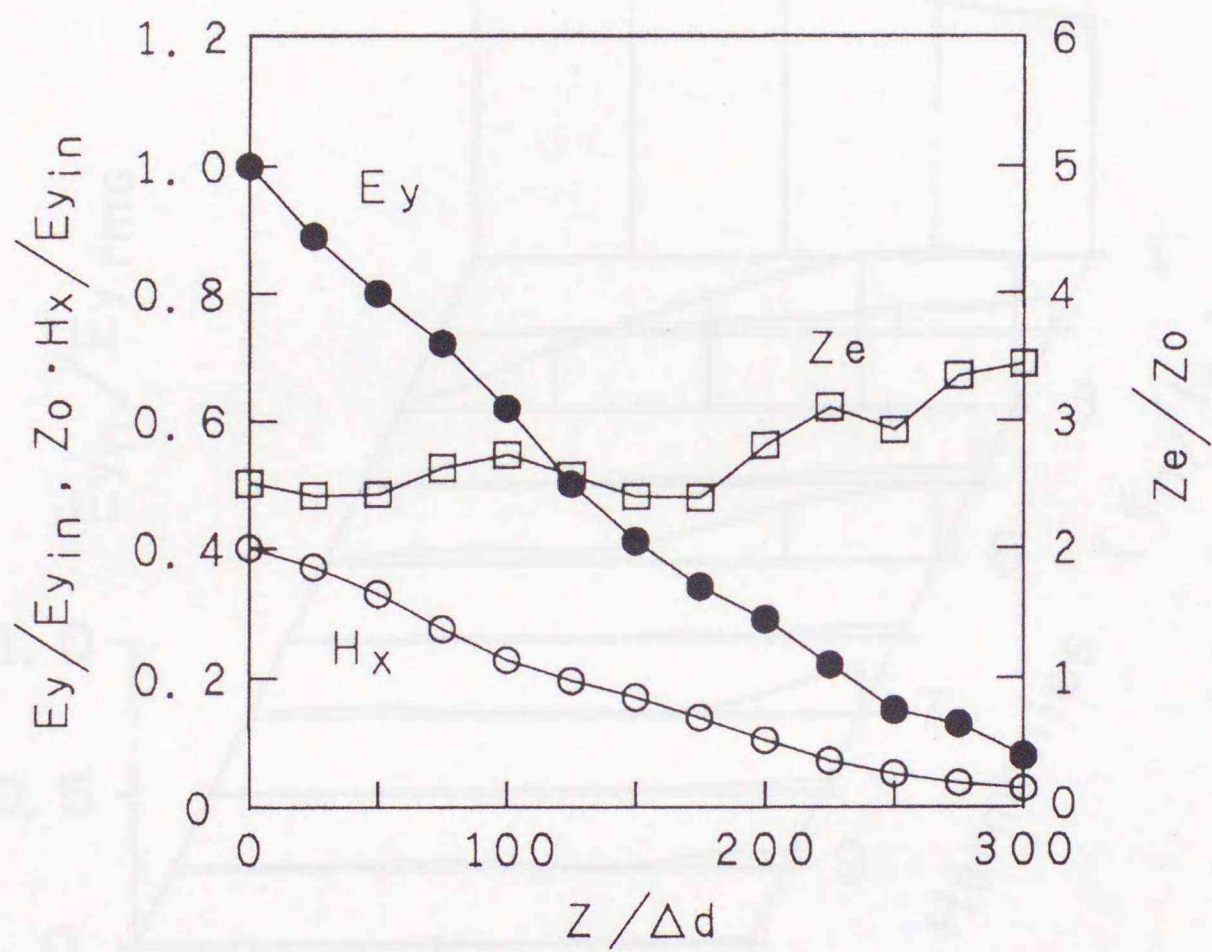
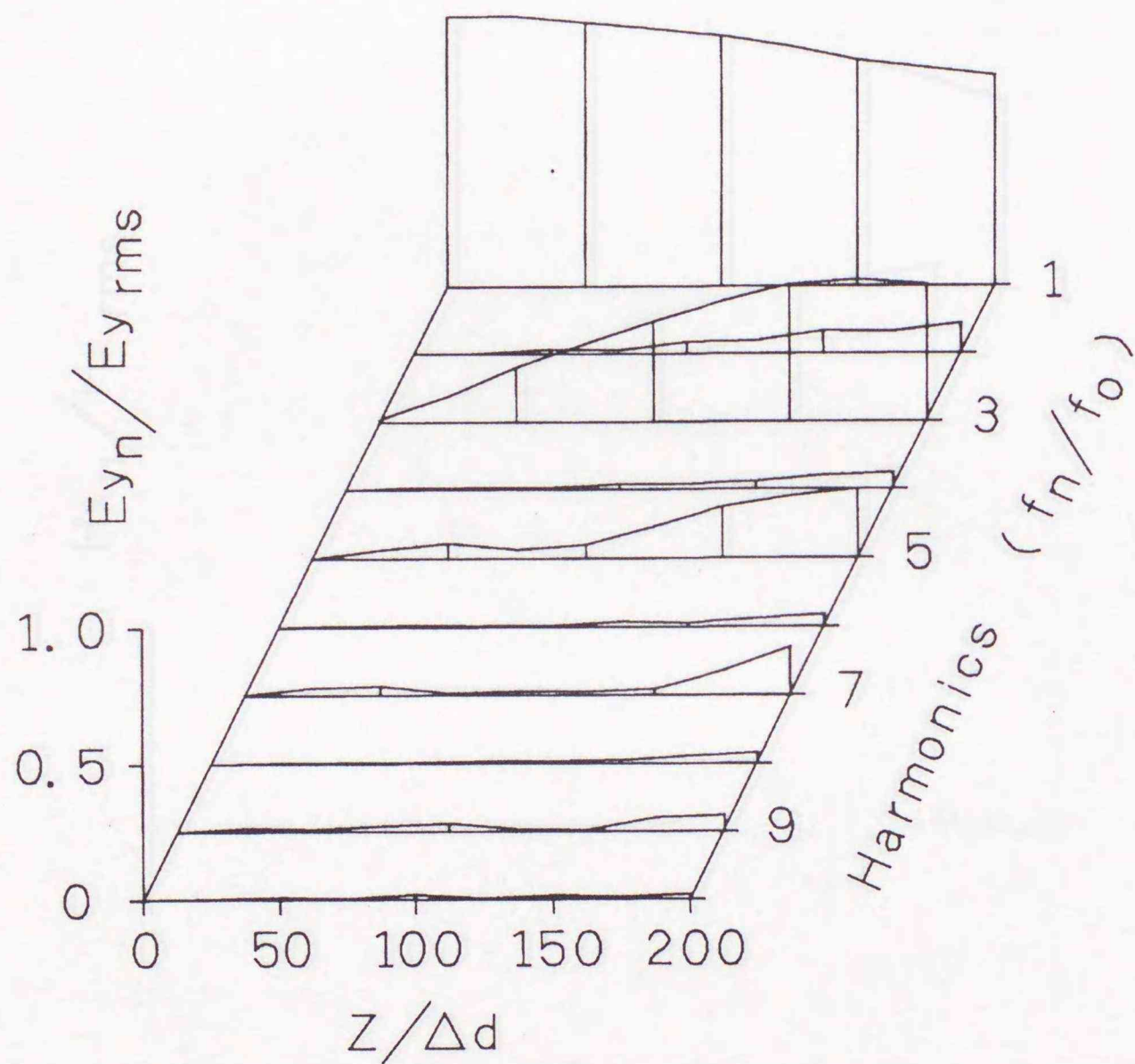
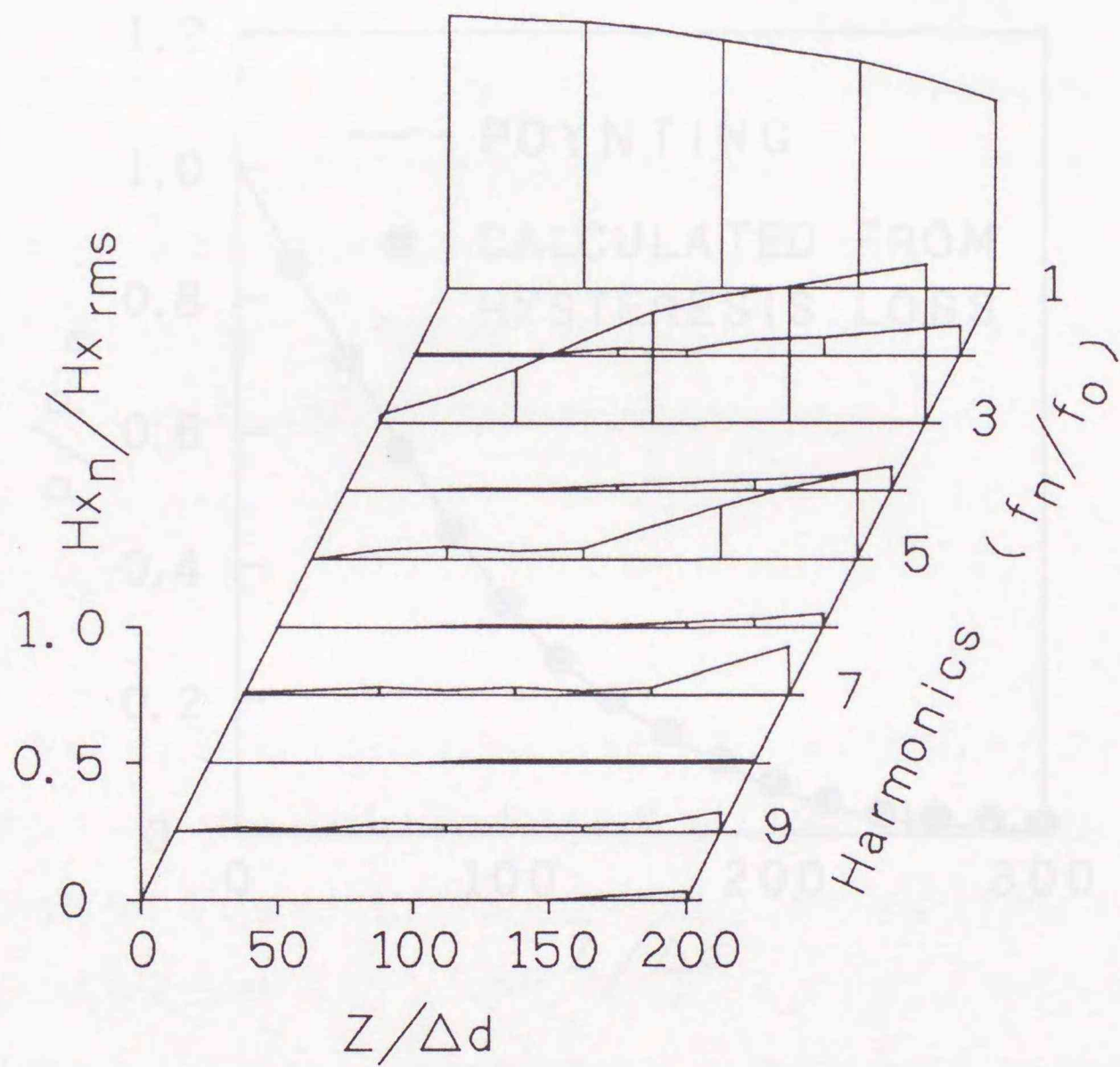


図 2-10 z 方向における電界 E_y ，磁界 H_x の実効値と
実効インピーダンス Z_e の変化



(a) 電 界 E_y

図 2-11 z 方向における電界 E_y ，磁界 H_x の高調波成分の変化



(b) 磁 界 H_x

図 2-11 z 方向における電界 E_y , 磁界 H_x の高調波成分の変化

2.3.4 ヒステリシス損失とポインティング電力

図2-12に導波路と管内上の各点におけるポインティング電力とヒステリシス損失との関係を図2-12に示す。図2-12の横軸は距離と距離に比例するものと見られる。

図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。ヒステリシス損失は電場の時間平均値に

おいて計算される。ポインティング電力は電場の時間平均値に比例する。図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。

図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。ヒステリシス損失は電場の時間平均値に

おいて計算される。ポインティング電力は電場の時間平均値に比例する。図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。

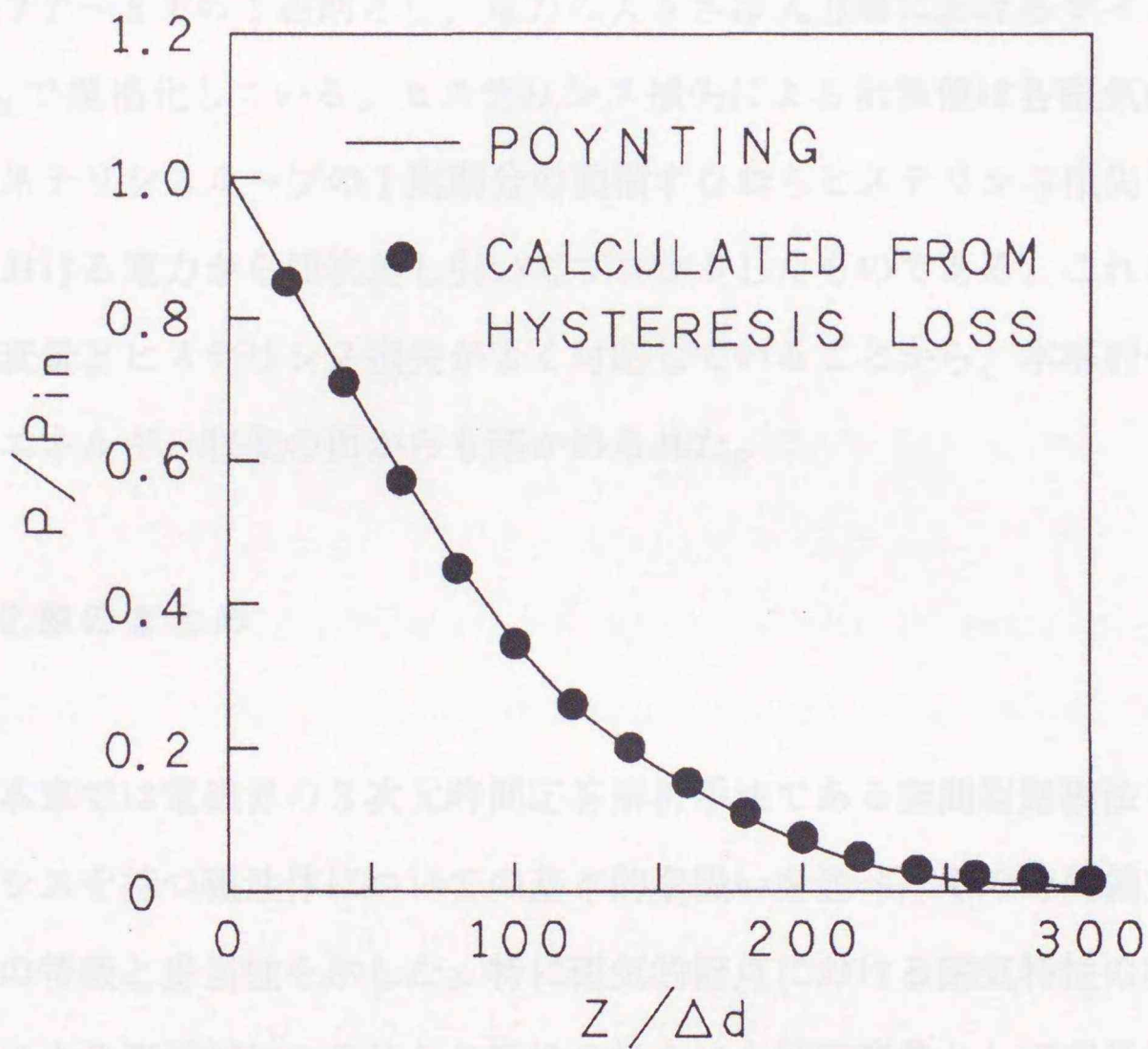
図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。ヒステリシス損失は電場の時間平均値に

おいて計算される。ポインティング電力は電場の時間平均値に比例する。図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。

図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。ヒステリシス損失は電場の時間平均値に

おいて計算される。ポインティング電力は電場の時間平均値に比例する。図2-12の縦軸はポインティング電力とヒステリシス損失との関係を示している。

図2-12 z 方向におけるポインティング電力とヒステリシス損失から計算される電力との比較



2.3.4 ヒステリシス損失とポインティング電力

最後に導波路 z 方向上の各節点におけるポインティング電力の減衰とヒステリシス損失との対応を図 2-12 に示す。観測時間は前節と同様に十分定常と考えられる $t = 7T \sim 8T$ の 1 周期とし、電力の大きさは入力端におけるポインティング電力 P_{in} で規格化している。ヒステリシス損失による計算値は各磁氣的節点においてヒステリシスループの 1 周期分の面積すなわちヒステリシス損失を求め、入力端における電力から順次差し引いてプロットしたものである。これにより、電力の減衰量とヒステリシス損失がよく対応していることから、本解析モデルの妥当性がエネルギー収支の面からも確かめられた。

2.4 第 2 章のまとめ

以上、本章では電磁界の 3 次元時間応答解析手法である空間回路網法を用いたヒステリシスを持つ磁性体についての基本的取扱いを述べ、その時間軸上での逐次的計算の特徴と妥当性を示した。特に磁氣的節点における磁気特性の等価集中定数素子による表示がヒステリシス特性の場合にも可変容量として容易に拡張でき、その特性の折線近似による逐次的算法を用いて効率的に時間応答解析が可能であることが明らかとなった。このことは磁気異方性材料には各磁氣的節点に接続する可変容量にそれぞれ異なるヒステリシス特性を与えることにより、またヒステリシスを有する誘電体については磁性体とは双対に電氣的節点に可変容量を接続することにより、応用できる可能性を示している。

第2章の参考文献

- (1) C.W.Trowbridge : “ Electromagnetic computing : The way ahead ? ” , IEEE Trans. Magn., MAG-24, 1, pp. 13-18 (1988) .
- (2) 成田, 河辺, 下村 : “ 差分法による三次元非線形静磁界解析 ” , 第9回計算電気・電子工学シンポジウム論文集, pp. 107-112 (1988年) .
- (3) 榎園, 中村 : “ 外部電源を考慮した境界要素法による非線形磁界解析 ” , 電学論(A), 107 - A, 6, pp. 283-290 (1987年) .
- (4) 村井, 加川, 毎田, 北上, 吉田 : “ 無限領域を考慮した磁界-磁化問題の有限要素シミュレーション ” , 信学論(C), J65-C, 11, pp. 891-897 (1982年) .
- (5) R.I.Potter and R.J.Schmulian : “ Self-consistently computed magnetization patterns in thin magnetic recording media ” , IEEE Trans. Magn., MAG-7, 4, pp. 873-880 (1971) .
- (6) R.M.Del.Vecchio : “ The inclusion of hysteresis processes in a special class of electromagnetic finite element calculations ” , IEEE Trans. Magn., MAG-18, 1, pp. 275-284 (1982) .
- (7) Y.Saito : “ Three-dimensional analysis of magnetodynamic fields in electromagnetic devices taken into account the dynamic hysteresis loops ” , IEEE Trans. Magn., MAG-18, 2, pp. 546-551 (1982) .
- (8) 山口, 上田, 山本 : “ Everett 関数による鉄心材料のヒステリシス特性のシミュレーション ” , 応用物理, 12, 2, pp. 241-244 (1988年) .
- (9) 吉田則信, 深井一郎, 福岡醇一 : “ 電磁界の節点方程式による過渡解析 ” , 電子情報通信学会論文誌 (B), J63-B, 9, pp. 876-883 (1980年) .
- (10) 吉田則信 : “ 電磁波問題の基礎解析法第5章「空間回路網法」 ” , 電子情

報通信学会 (1987年) .

- (11) 吉田則信, 深井一郎, 福岡醇一: “ベルジェロン法の異方性媒質への適用”, 電子情報通信学会論文誌 (B), J64-B, 11, pp. 1242-1249 (1981年) .
- (12) 久々津直哉, 柏達也, 吉田則信, 深井一郎: “Bergeron 法を用いた異方性媒質の基本的扱い”, 電子情報通信学会論文誌 (C), J69-C, 12, pp. 1557-1559 (1986年) .
- (13) 久々津直哉, 吉田則信, 深井一郎: “マイクロストリップ線路用接合型サーキュレータの3次元時間応答解析”, 電子情報通信学会論文誌 (C), J71-C, 6, pp. 894-905 (1988年) .
- (14) N.Kukutsu, N.Yoshida, and I.Fukai: “Transient analysis of ferrite in three-dimensional space”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-36, 1, pp. 114-125 (1988) .
- (15) 青砥禎久, 吉田則信, 深井一郎: “共振型電波吸収体の3次元時間応答解析”, 電子情報通信学会論文誌 (B), J70-B, 1, pp. 148-158 (1987年) .
- (16) T.Aoto, N.Yoshida, and I.Fukai: “Transient analysis of the electromagnetic field for a wave absorber in three-dimensional space”, IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-29, 1, pp. 18-23 (1987) .
- (17) 戸田博, 吉田則信, 深井一郎, 福岡醇一: “磁気ヒステリシスを考慮した磁界の時間応答について”, 電子情報通信学会論文誌 (C), J58-C, 9, pp. 551-552 (1975年) .
- (18) 森田孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスを持つ磁性体の時間応答解析”, 電子情報通信学会研究会報告, CPM 88-36 (1988年) .
- (19) R.M.Bozorth: “Ferromagnetism”, Van. Nostrand Co., pp. 484 (1951) .

第3章 ヒステリシスと緩和特性を考慮した磁性体モデルの フェライト電波吸収体への適用

3.1 序 言

近年、電波技術の発展とその使用目的の多様化は著しく、様々な電波障害が問題となってきている。特に、テレビ用電波のゴースト障害、航空および船舶におけるレーダ偽像障害などは社会問題となっている。このような電波障害の対策として、従来より各種の電波吸収体が研究開発され実用化されている^{(1), (2)}。VHF～UHF帯における電波吸収体としては、フェライト単層型吸収体が代表的なものであり、比較的薄型で広帯域性を有している。このようなフェライト吸収体の特性はフェライト透磁率の複雑な周波数分散を巧みに応用して実現したものであり、その材料特性が吸収特性に及ぼす影響の把握は吸収体設計の上で非常に重要である。

そのような周波数分散をもたらすフェライトの複雑な高周波磁化機構は、マクロ的に一般には磁化の回転と磁壁の移動によるものが重なり合っていると考えられている。内藤は幾何的方法によって磁化率をそれぞれの成分に分離し、それぞれの分散式と実験則としての限界則を求めている⁽³⁾。また石野らはフェライトの磁化機構について初透磁率 $\mu_i = 100$ を境に、それ以上の初透磁率をもつフェライトでは磁壁の移動が支配的であり、それ以下のフェライトでは磁化の回転が支配的であろうと指摘している⁽⁴⁾。

一方、構造体に電波吸収体を取り付けたときの効果を予測するためには、構造体の形状による影響、電波の入射角、偏波面、周波数特性による影響などを考慮して解析する必要がありその計算は非常に複雑となる。このような場合に、構造物を含めた系全体のシミュレーションが可能であれば有効な手段となるが、吸収

体モデルは上述のような複雑な磁化機構に起因する周波数分散をも表現していなければならない。

吉田らは3次元時間応答解析手法として空間回路網法を提案して種々の電磁界問題に対して適用しその有効性を示している。特に磁性体における磁気余効特性等も、基本の微分方程式を台形近似により直接時間応答解析に組み込むことによって、透磁率の周波数分散特性を表現している⁽⁵⁾。更に電波吸収体に対しても、特に空間回路網法における逐次計算とその媒質条件を集中定数として組み込める利点を生かして、共振型フェライト単層電波吸収体などに対する等価回路を提案し、その特長と妥当性を報告している^{(10)~(13)}。しかしながら、これらの報告では材料であるフェライトの透磁率は一定としており、周波数分散は考慮していなかった。

前章ではヒステリシスを有する磁性体について、ヒステリシス特性のもつ非線形性を可変容量として等価回路表現することによって、空間回路網法における逐次計算を生かした初期値問題としての取扱いを試み、界の時間変化とそれとともに生じるヒステリシス損も同時に計算されることを示した^{(7)~(9)}。本章ではフェライトの透磁率の周波数分散を考慮するため、その高周波磁化機構が基本的に磁壁移動と磁化回転の異なる両メカニズムが重なり合って行われるという考え方にに基づき、前者に対して本手法におけるヒステリシス特性の取扱い、後者を緩和特性である磁気余効の取扱い⁽⁵⁾で近似を行った磁性体を想定し、それを用いた単層型電波吸収体を境界条件として表現する等価回路モデルを新たに提案している。更にその提案モデルの平面波に対する吸収特性の解析結果を示してその妥当性について述べ、ひいては上述の高周波磁化機構が磁壁移動と磁化回転の2つの重ね合わせであるとの考察の確認を行っている。

3.2 フェライトの透磁率の周波数分散

フェライトの透磁率の周波数分散を含めた媒質条件の定式化を行うのには、まずフェライトの高周波磁化機構の把握と定式化あるいは表現モデルが重要である。フェライトの複素透磁率 $\dot{\mu}_r$ を

$$\dot{\mu}_r = \mu' - j\mu'' \quad (3-1)$$

とすると、 $\dot{\mu}_r$ の分散特性は数MHzから数千MHzにわたった緩和型の傾向を示す。Snoekは実験事実に基づいたいわゆるSnoekの限界則

$$f_r \cdot K \leq 5,600 \text{ (MHz)} \quad (3-2)$$

を示し、フェライトの自然共鳴が磁化の回転によるものとしてこれを説明しようとした⁽¹⁵⁾。ここでKは直流時の比初磁化率、 f_r は μ' が比初透磁率 μ_i の1/2になる自然共鳴周波数である。

しかし現在では、フェライトの磁化機構としては前述のように磁壁の移動と磁化の回転とがあり、実際の磁化過程はこれらが組み合わさって起こるとする考え方が一般的である^{(3), (4), (17)}。内藤は、フェライトの比透磁率を磁壁移動によるものと磁化の回転によるものとに分離することを試み、それぞれの比磁化率を $\dot{\chi}_1$ 、 $\dot{\chi}_2$ とすると

$$\dot{\mu}_r = 1 + \dot{\chi}_1 + \dot{\chi}_2 \quad (3-3)$$

となり、また K_2 を $\dot{\chi}_2$ における初磁化率、 f を周波数とすると $\dot{\chi}_2$ は次式のように

な緩和型分散式で表されるとしている^{(3), (16)}。

$$\chi_2 = \frac{K_2}{1 + j\left(f/f_r\right)} \quad (3-4)$$

一方、磁壁の移動も磁化機構として無視できず、フェライトのような結晶の不均一さが避けられない焼結体の磁性体では非可逆的に行われるためヒステリシスをつくる原因となる⁽¹⁷⁾。すなわちその磁性体に対する印加磁界を徐々に強くしていくとまず磁壁の移動が起こり、それが終了して単磁区になったとき、まだ磁界と磁化の方向が平行でなければひきつづき磁化の回転が生じ、総合的なヒステリシス特性を形成すると考えられている。

本章ではこれらの考え方を踏まえて、本手法におけるフェライト吸収体のモデル化においては、 $\dot{\chi}_1$ をヒステリシス特性の取扱い⁽⁷⁾、 $\dot{\chi}_2$ を緩和特性の取扱い⁽⁵⁾によって定式化を行い等価回路表現する。

3.3 ヒステリシスと緩和特性を有する磁性体の空間回路網法による等価回路

3.3.1 電波吸収体の境界条件としての等価回路

(3-3)式のように表される透磁率をもつ磁性体の本手法における等価回路表現は、 χ_1 と χ_2 に対してそれぞれ定式化を行って、本手法における各磁氣的節点に等価容量としてそれらを並列に接続すれば実現できる。しかしながらこのような通常の磁氣的節点における媒質条件としての等価回路表現では、その厚さは本手法の単位空間差分間隔である Δd 単位になってしまい、本研究で対象とする図3-1のような薄型単層吸収体の任意の厚さに対応できない。また厚さを一定

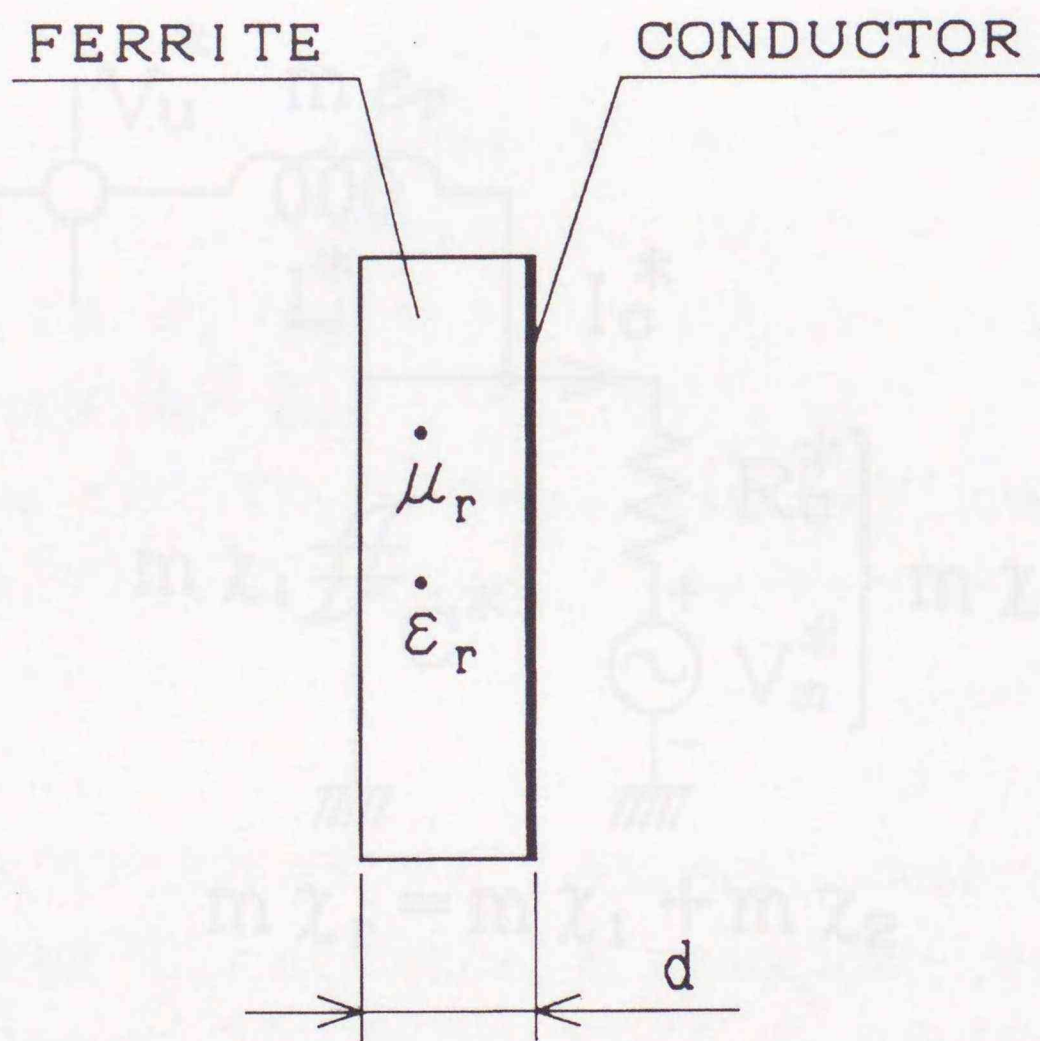


図 3-1 フェライト単層型電波吸収体

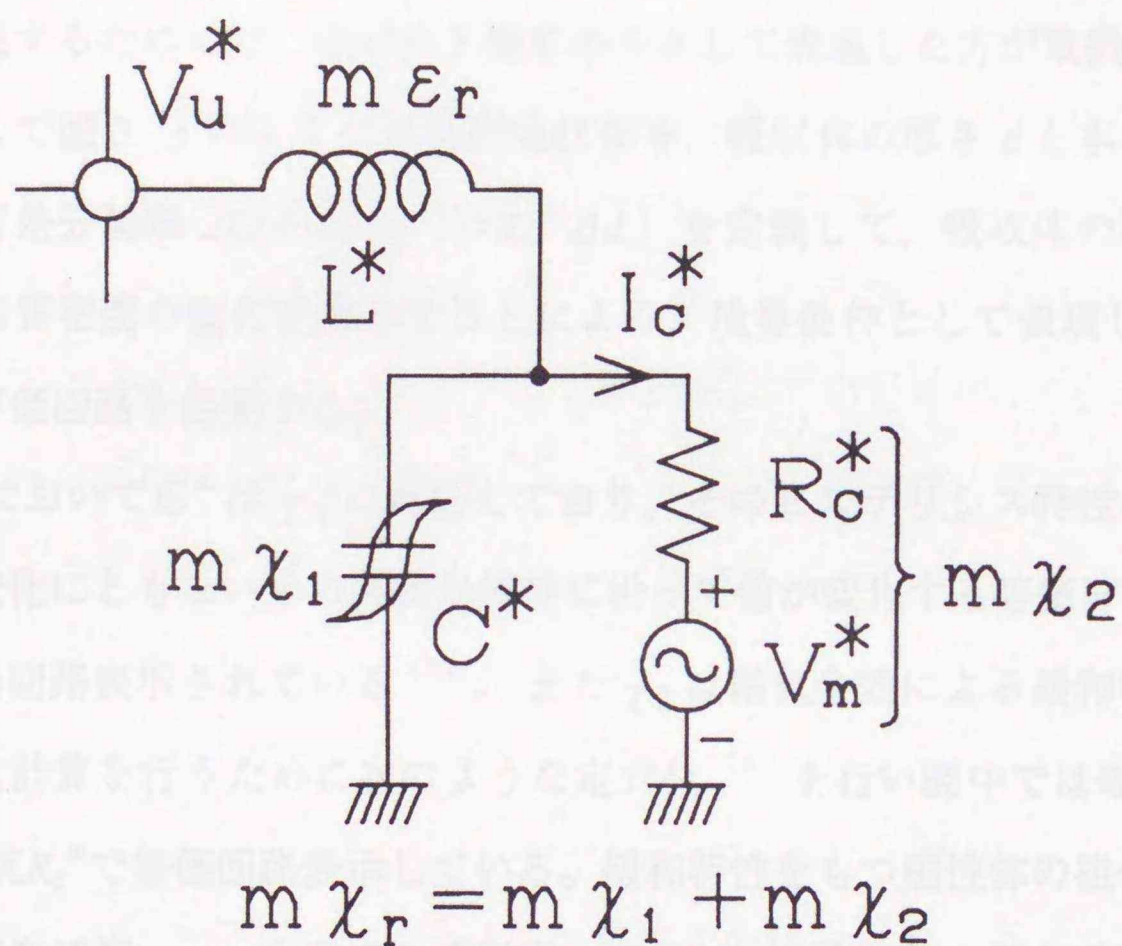


図 3-2 境界条件として表現したフェライト単層型電波吸収体の等価回路

とした場合にも、本解析のようにヒステリシスの影響により発生すると予想される高調波成分も再現するには、入力波の時間的、空間的な分割間隔を細かくしなければならず、さらに本構造のような厚さなどの特定のパラメーターの値が小さい場合は、その分割間隔で空間全体を分割しなければならないため、解析領域、計算時間が大きくなり解析が困難となる。一方、実際の構造体表面での薄型構造を表現するためには、吸収体を境界条件として表現した方が取扱いが容易である。そこで図3-1のような単層型吸収体を、吸収体の厚さ d と本手法における単位空間差分間隔 Δd の比 $m (=d/\Delta d)$ を定義して、吸収体の厚さによる実効的な媒質密度の変化を表わすことにより、境界条件として表現した図3-2のような等価回路を提案する。

図3-2において C^* は χ_1 に対応しており、そのヒステリシス特性のため、磁界の逐次変化にともないその非線形特性に沿って値が変化する等価可変磁気容量として等価回路表示されている⁽⁷⁾。また χ_2 は磁気余効による緩和特性としており、逐次計算を行うために次のような定式化⁽⁵⁾を行い図中では等価電源 V_m^* 、等価抵抗 R_c^* で等価回路表示している。緩和特性をもつ磁性体の磁化 J の基本式は τ を緩和時間、 μ_0 を真空の透磁率、 K_m を比初磁化率、 H を磁界とすると次式で与えられる。

$$\frac{dJ(t)}{dt} + \frac{J(t)}{\tau} = \frac{\mu_0 K_m}{\tau} H(t) \quad (3-5)$$

上式と $I_c^*(t) = dJ(t)/dt$ なる逆起電圧式を用いて台形近似を用いて差分化を行うと次式のような差分式を得る。

$$\begin{aligned} V_u^*(t) - R_e^* \\ = -V_u^*(t - \Delta t) + R_c^* I_c^*(t - \Delta t) + V_m^*(t - \Delta t) \end{aligned} \quad (3-6a)$$

$$R_c^* = \frac{\tau}{\mu_0 K_m} + \frac{\Delta t}{\mu_0 K_m} \quad (3-6b)$$

$$V_m^*(t - \Delta t) = \frac{2 J(t - \Delta t)}{\mu_0 K_m} \quad (3-6c)$$

一方、フェライトは複素比誘電率 ϵ_r も考慮しなければならないが、通常電波吸収体として用いられる周波数領域においては、その虚数成分はほとんど無視でき実数成分もほぼ一定の値となるため⁽⁴⁾、図3-2に示した等価回路では磁氣的節点に直列に等価インダクタンス L^* を接続して比誘電率 ϵ_r を表現している。更に本等価回路は境界条件を表現しているので、透磁率、誘電率に対応している回路素子の値には係数として上述の m を与えている。

3.3.2 ヒステリシス特性モデル

図3-3に本研究で用いたヒステリシス特性モデルを示す。ヒステリシス特性は基本的に図3-3のように、磁化を M 、磁界を H とすると初期磁化曲線が次のフレールッヒの式

$$M = \frac{H}{a + b \cdot |H|} \quad (3-7)$$

に従う最も基本的な折線近似モデルとしている⁽⁷⁾。また現在の状態を求めるアルゴリズムは、計算の高速性を維持するため反復計算を行わず、過去の値から現時刻のヒステリシス特性上の位置を求める前進形式としている⁽⁷⁾。ヒステリシス形状については、図3-3中に破線で示すような磁化が大きく反転を始める臨

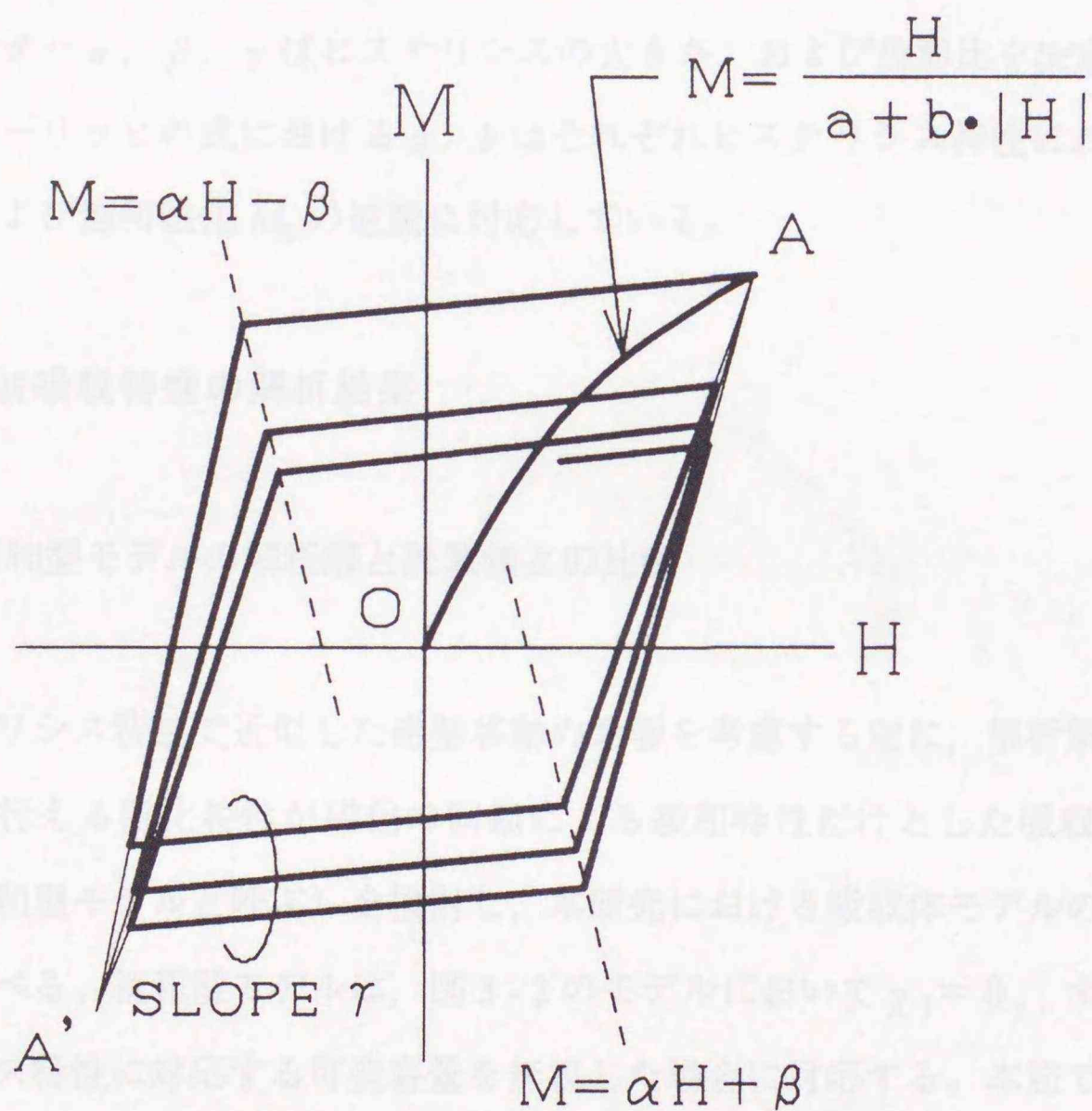


図 3-3 M-H 面上の折線近似モデルによる
ヒステリシスループ軌跡の一例

界磁界を決める限界線を設定して、磁界の変化に対する磁化の変化の遅れが大きい状態のモデル化を可能にしている。限界線は傾き α と磁化 M の軸上の切片 β をパラメーターとしてあらかじめ特性に応じて設定する。磁界の変化方向が逆転して、状態が限界線方向に向かうときの傾き γ は一定とし予め設定する。これらのパラメーター α , β , γ はヒステリシスの大きさ、および角形比を決定する。また、フレリッヒの式における a , b はそれぞれヒステリシス特性における比初磁化率および飽和磁化 M_s の逆数に対応している。

3.4 電波吸収特性の解析結果

3.4.1 緩和型モデルの解析解と計算値との比較

ヒステリシス特性で近似した磁壁移動の影響を考慮する前に、解析解との比較が容易に行える磁化特性が磁化の回転による緩和特性だけとした吸収体モデル（以下緩和型モデルと呼ぶ）を検討し、本研究における吸収体モデルの基本的妥当性を調べる。緩和型モデルは、図 3-2 のモデルにおいて $\chi_1 = 0$ 、すなわちヒステリシス特性に対応する可変容量を無視した場合に対応する。本節では緩和型モデルにおける反射係数の平面波の垂直入射に対する周波数特性と、斜め入射における入射角特性を計算して解析解の結果と比較する。

3.4.1.1 垂直入射の場合の周波数特性

図 3-4 に解析導波管モデルを示す。図中に示されている寸法の単位は本手法における空間差分間隔 Δd である。また導波管の幅を a として吸収体への入射角条件により可変できるようにしている。電波吸収体は厚さ d として z 方向の終端

に配置する。本稿では半波入力とするため a を無限大、電位を電気壁とすることにより、平行平板と等価な境界条件として解析を行う。実際の計算は有限長に片断条件を課して、導波管中電場について行う。このような設定により、内部では電界 E_x および磁界 H_z 成り立つ z 方向に伝わる平面波が伝播するものとみなせる。入力は伝播方向に伝わる電界 E_x を入力端に課して行う。入力端は電界 E_x に対する等価電流ととも、自由空間インピーダンス Z_0 を境界条件として課合させている。同時に導波管内の電界 E_x の境界条件は $E_x = 0$ となる。

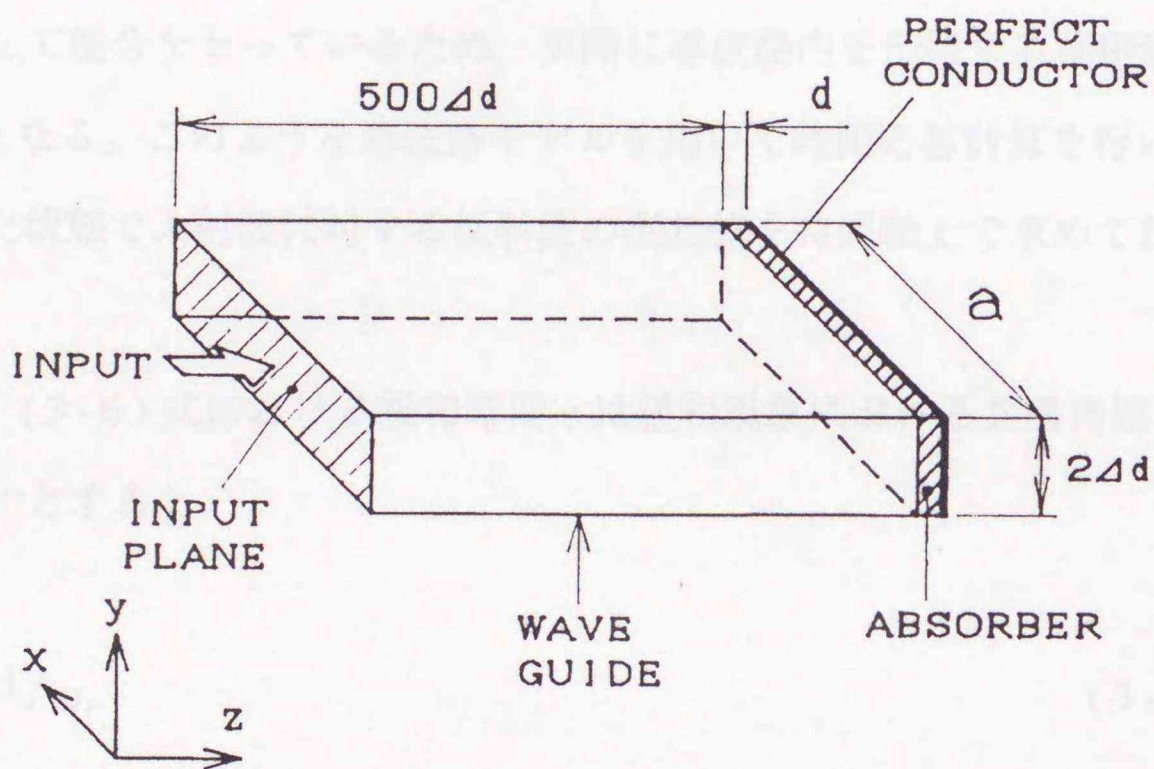


図 3-4 解析導波管モデル

に配置する。本項では垂直入射とするため a を無限大、管壁を電気壁とすることにより、平行平板と等価な導波路構造として解析を行う。実際の計算は両側壁に对称条件を与えて、導波管中央部について行う。このような設定により、内部では電界 E_y および磁界 H_x 成分をもつ TEM 波すなわち z 方向への平面波が伝搬するものとみなせる。入力振幅 1 の正弦波電界 E_y を入力端に与えて行う。入力端は電界 E_y に対応する等価電源とともに、自由空間インピーダンス z_0 を直列に接続して整合をとっているため、実際に導波路内を伝搬する電磁波の電界振幅は 0.5 となる。このような導波路モデルを用いて時間応答計算を行い、十分定常になった状態で入射波に対する反射波の実効値を時間軸上で求めて反射係数を計算する。

(3-5), (3-6) 式における緩和時間 τ は緩和現象における共鳴角周波数を ω_r ($= 2\pi f_r$) とすると

$$\tau = 1/\omega_r \quad (3-8)$$

として求められる⁽¹⁷⁾。ただし f_r は (3-2) 式の限界則において限界状態を想定して、両辺を等しいとおいて求めるものとする。

一方、図 3-1 のような共振型電波吸収体は金属板に磁性体を張り付けることにより、多重反射による反射波の抑制が行われる⁽⁴⁾。そのとき吸収体の厚さを d 、複素比誘電率および複素比透磁率をそれぞれ ϵ_r , μ_r とし、入射波の自由空間波長を λ 、吸収体面における入力インピーダンスを $\dot{z}_{in}$ 、自由空間インピーダンスを z_0 とすると、次式が成立する。

$$\frac{\dot{z}_{in}}{z_0} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh \left(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \cdot d \right) \quad (3-9)$$

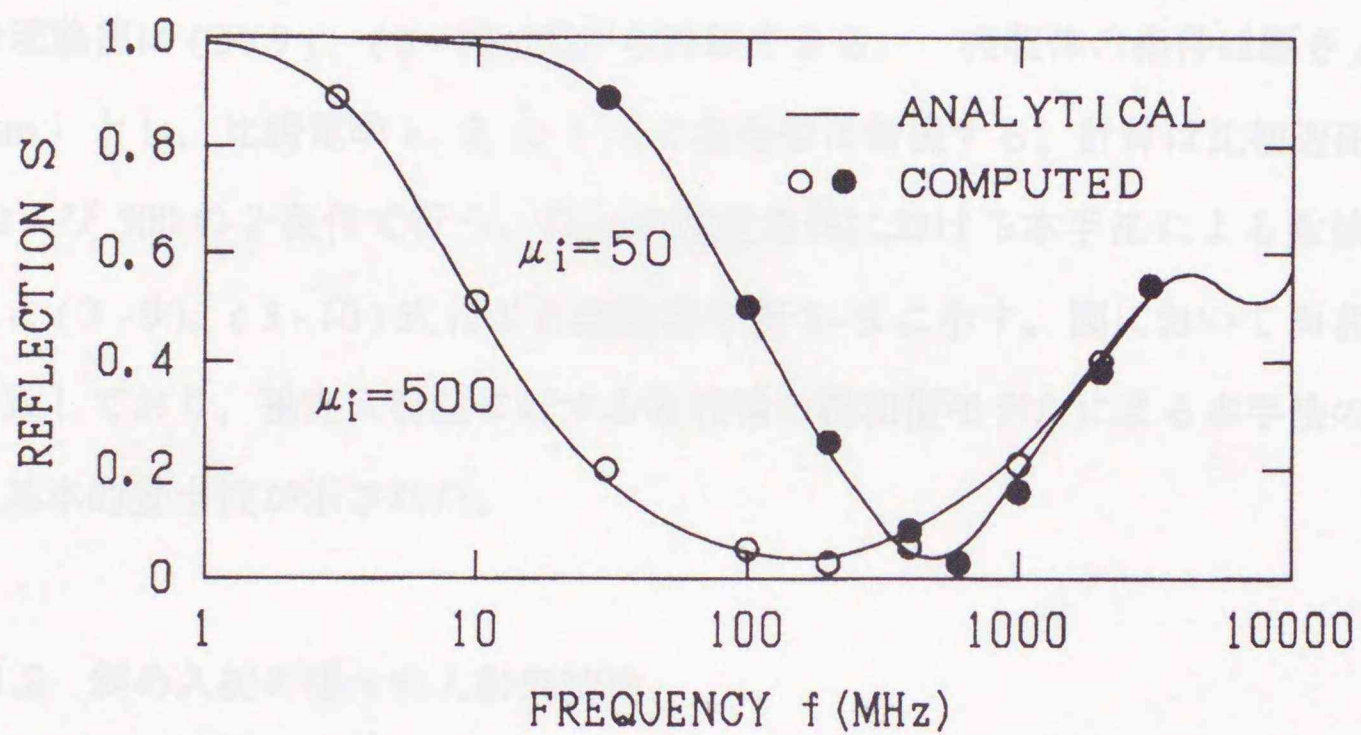


図 3-5 緩和型モデルにおける反射係数の理論値と計算値の比較

反射係数 S は次式により求められる。

$$S = \left| \dot{S} \right| = \left| \frac{\dot{z}_{in} - z_0}{\dot{z}_{in} + z_0} \right| \quad (3-10)$$

整合状態にある電波吸収体では $S = 0$ ，すなわち $\dot{z}_{in} = z_0$ となる。任意の周波数における複素比透磁率 μ_r は，(3-4)式より容易に求められるので，反射係数の理論値は(3-9)，(3-10)式から計算できる。吸収体の条件は厚さ d を 8 (mm) とし，比誘電率 ϵ_r を 12 とし虚数部は無視する。計算は比初透磁率は 50 および 500 の 2 条件で行う。以上の設定条件における本手法による数値計算結果と(3-9)，(3-10)式による理論値を図 3-5 に示す。図において両者はよく一致しており，垂直入射波に対する吸収体の緩和型モデルによる本手法の計算法の基本的妥当性が示された。

3.4.1.2 斜め入射の場合の入射角特性

解析導波路モデルとして前項と同様に図 3-4 の導波管モデルを用いる。偏波特性も調べるため，管壁は吸収体に対する偏波状態により TE 波では電気壁，TM 波では磁気壁とし，前者に対しては TE₁₀ モードで最大電界振幅 1 の E_y ，後者に対しては TM₁₀ モードで最大磁界振幅 1 の H_y を入力端に与えて励振を行う。吸収体への入射角 θ は入射波の自由空間波長を λ とすると導波管幅 a を変えることにより

$$\theta = \sin^{-1} \left(\lambda / 2a \right) \quad (3-11)$$

で与えられる⁽¹¹⁾。反射係数は定常状態の電界 E_y (TE 波)，磁界 H_y (TM

波)の定在波分布から求める。

一方、理論値は次式により計算する⁽¹⁸⁾。

① TE波に対する反射係数

$$S_{TE} = \left| \frac{\dot{Z}_{TE} - 1/\cos \theta}{\dot{Z}_{TE} + 1/\cos \theta} \right| \quad (3-12)$$

ここで

$$\dot{Z}_{TE} = \frac{\mu_r}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \theta}} \tanh \left(j \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \theta} \right)$$

② TM波に対する反射係数

$$S_{TM} = \left| \frac{\dot{Z}_{TM} - \cos \theta}{\dot{Z}_{TM} + \cos \theta} \right| \quad (3-13)$$

ここで

$$\dot{Z}_{TM} = \frac{\sqrt{\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \theta}}{\epsilon_r} \tanh \left(j \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \theta} \right)$$

吸収体条件は比初磁化率を 300 , 厚さ d を 6 (mm) , 比誘電率 ϵ_r を 12 , また共鳴周波数 f_r は前項と同様に (3-2) 式の限界条件より求めるものとする。観測周波数を 200 (MHz) とし, θ を変化させたときの吸収特性の計算結果を図 3-6 に示す。TE波, TM波ともに本手法による計算値と理論値がよく一致しており, 入射角特性においても吸収体の緩和型モデルによる本手法の計算法の基本的妥当性が明らかとなった。

次に図3-5の緩和型モデルと緩和型モデルを有する媒質の特性(図3-5のモデルと等価)について数値計算結果を比較する。なお、図3-5の緩和型モデルの特性と比較する。図3-5の緩和型モデル(図3-5)の特性と比較する。図3-5の緩和型モデル(図3-5)の特性と比較する。

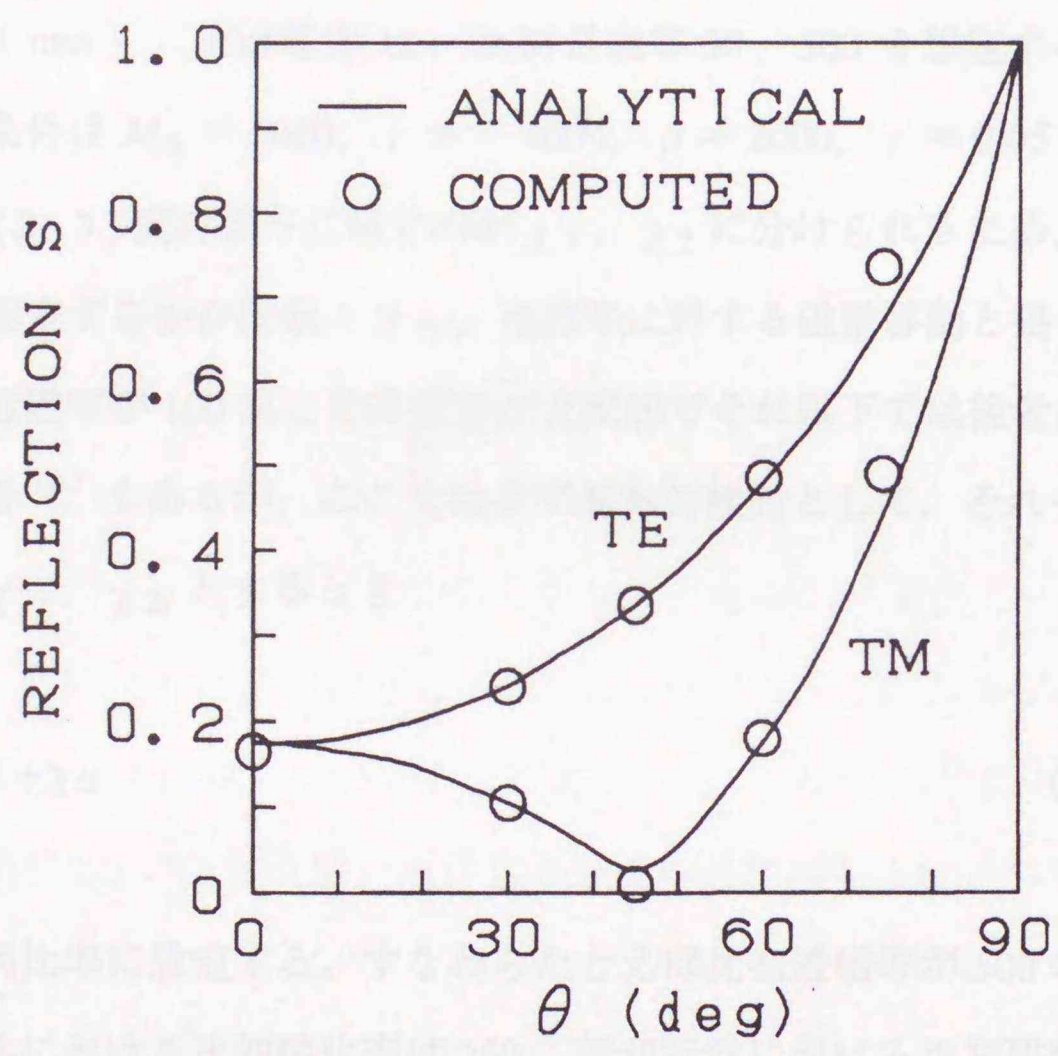


図3-6 緩和型モデルにおける斜め入射特性

3.4.2 ヒステリシスと緩和特性をもつ吸収体の解析

次に図3-2のヒステリシスと緩和特性をもつ吸収体モデル（以下提案モデルと呼ぶ）について垂直入射特性を解析し、前節で解析した緩和型モデルの結果と比較する。解析導波路条件は3.4.1.1項と同様とする。吸収体条件は前節と同様、厚さ8（mm）、比誘電率12、比初透磁率50、500を想定する。ヒステリシス特性の条件は $M_s = 5000$ 、 $\alpha = -4000$ 、 $\beta = 2000$ 、 $\gamma = 0.05$ とする。提案モデルでは(3-3)式のように磁化率が χ_1 、 χ_2 に分けられるため、両磁化率の比率をどう設定するかが問題となる。透磁率に対する磁壁移動と磁化回転の寄与について、透磁率が100以上では前者が支配的でそれ以下では後者が支配的であるという報告⁽⁴⁾もあるが、ここではまず基本的検討として、それぞれの比初磁化率成分を χ_{1i} 、 χ_{2i} とするとき

$$\chi_{1i} = 1 + \chi_{2i} \quad (3-14)$$

としてほぼ同比率に設定する。すなわちたとえば比初透磁率が500の場合はヒステリシス特性における比初磁化率は250、緩和特性における比初磁化率は249となる。緩和時間 τ は前節と同様に、(3-2)式における限界条件に $K = \chi_{2i}$ を代入して f_r を求め、更にこれを(3-8)式に代入して求める。 χ_{2i} について

$$f_r \cdot \chi_{2i} \leq N = 10 \text{ (GHz)} \quad (3-15)$$

という限界則が、内藤によって実験的に得られている⁽³⁾。しかしながら(3-2)式の限界条件から f_r を求めても(3-14)式には矛盾せず、また前節の結果との比較も容易であり基本的検討には支障がないと考えられることから、ここでは上

述のように前項と同様に f_r を求めることにする。

以上の設定により計算した結果を図 3-7 に示す。図には比較のため前節の緩和型モデルの計算結果もプロットしてある。両者を比較すると初透磁率が 50 の場合も 500 も場合も同様に整合周波数以上ではほぼ一致しているが、それ以下では提案モデルの方が反射係数も大きい。更に低周波になると両条件とも提案モデルの方が逆に反射係数が低くなっており、これはヒステリシス損失が大きくなったためと考えられる。結果的に、緩和型モデルに比較して提案モデルの方が、同じ初透磁率とした場合は整合周波数に大きな変化はないが、実際に良好な吸収特性を示す帯域幅が狭くなっている。

このときのヒステリシス特性の計算過程における軌跡の周波数による変化を、透磁率が 500 の場合について図 3-8 に示す。図中においてヒステリシス軌跡は、低周波ではループが大きく描かれ、整合周波数以上ではほとんどループを描いていない。このことは磁壁の移動が高周波ではほとんど起こらず、低周波域で影響が現れる現象を再現している。次に図 3-8 に対応した観測周波数において観測した、電界 E_y の定常状態における導波管中央部の幅 $20\angle d$ の定在波分布を図 3-9 に示す。図 3-8 でヒステリシスループが大きく描かれている周波数では、定在波も通常の山形ではなく歪んでおり、ヒステリシスの影響が現れている。また、整合周波数以上の周波数ではその影響も少なく、通常の歪のない定在波分布を示しており、ヒステリシスループ軌跡の周波数変化によく対応している。

次に提案モデルの妥当性を確かめるために、磁壁移動の影響が大きいとするフェライトを用いた単層型吸収体の実測値⁽⁴⁾との比較を行う。この吸収体の条件は文献⁽⁴⁾より厚さが 4.2 (mm)、初透磁率が 100 である。図 3-10 に提案モデルの計算結果と実測値との比較を示す。図中では比較のため、 $\chi_{2i} = 100$ としたときの緩和型モデルと、それに更に $\chi_{1i} = 100$ としたときのヒステリシス成

分を加えた提案モデルの両者による計算結果が示されている。ここで提案モデルにおける条件は、厚さを 4.2 (mm) と実測条件に合わせた他は、誘電率 $\epsilon_r = 12$, (3-14) 式の N は 11.2 (GHz) とし、ヒステリシス特性の条件は前述と同様としている。また N については整合周波数が実測値に一致するように値を決めている。図では整合周波数は両者とも約 700 (MHz) と実測値に一致しており、それ以上の周波数においてもほぼ一致する傾向を示している。整合周波数以下では 200 (MHz) まではほぼ一致しているが、それ以下になると大きな差が生じ、実測値の方が反射係数が低くなっている。しかしながら緩和型モデルと比較して、提案モデルの方はヒステリシス損の影響が現れて低周波では反射係数が低く、実測値と傾向がよく一致している。このことは提案モデルの基本的妥当性を示唆しているものと考えられる。 N は 11.2 (MHz) であり (3-2) 式の限界条件に比較してかなり高いが、この場合はむしろ (3-11) 式との比較が妥当であり、(3-14) 式の $N = 10$ (GHz) と比較するとまだ高いものの近い値となり妥当性を更に裏付けている。またこの場合は周波数が 200 (MHz) 以上、すなわち反射係数が 0.2 (VSWR=1.5) 以下の範囲においては、緩和型モデルでも実測値とよく一致しており、シミュレーションモデルとしては十分であると考えられる。

図 3-11 に参考として、複素透磁率の周波数分散についての緩和型モデルと実測値⁽⁴⁾ との比較を示す。図は 200 (MHz) 以上で μ' , μ'' とともに実測値に近い値を示しており、図 3-10 の結果と対応している。また同図で 100 (MHz) 付近で実測値の方が μ'' , すなわち損失項が大きくなっており、図 3-10 で吸収特性が実測値に近くなっているのは提案モデルのヒステリシス損失分がこの差異を補っているからであると解釈される。

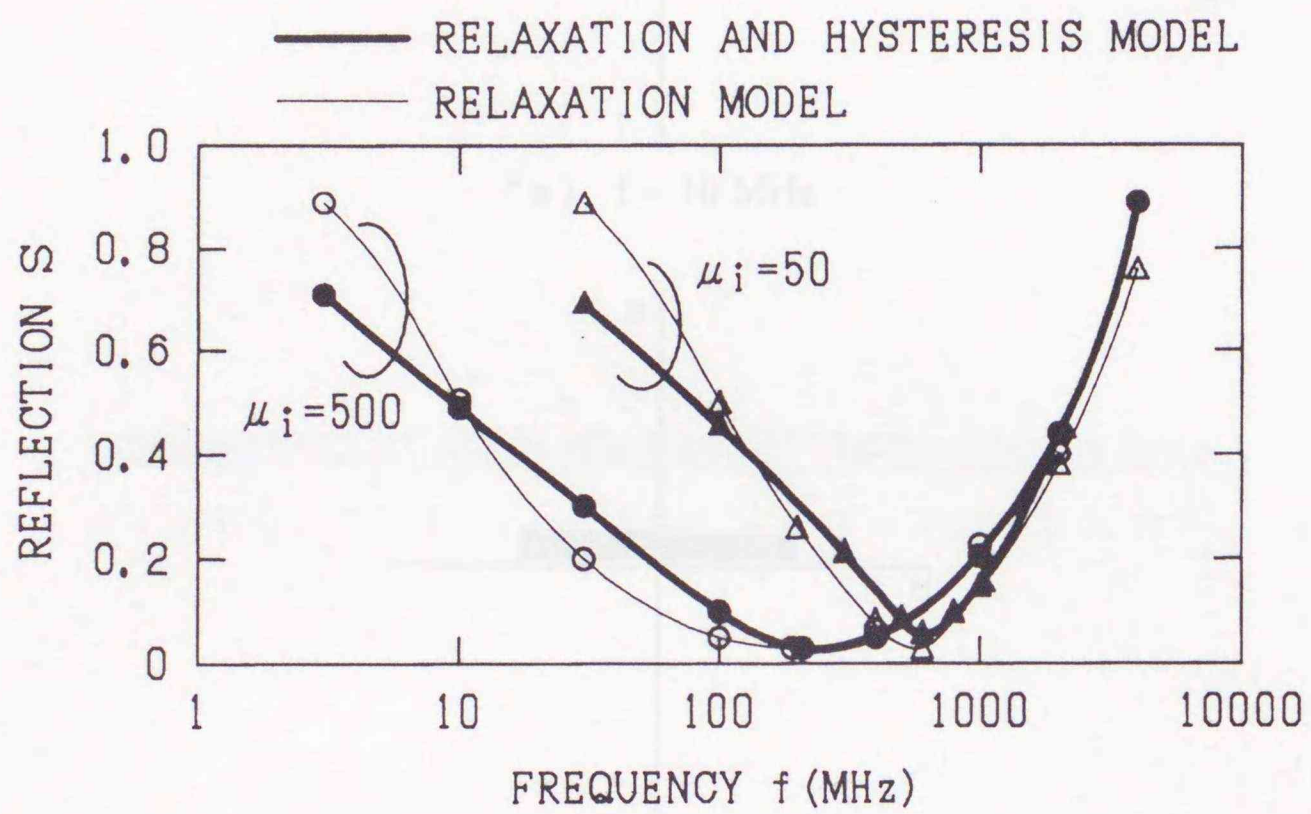
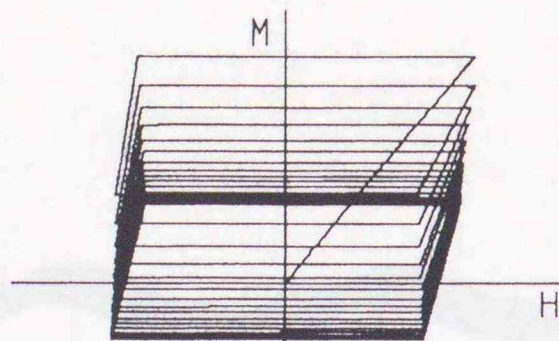
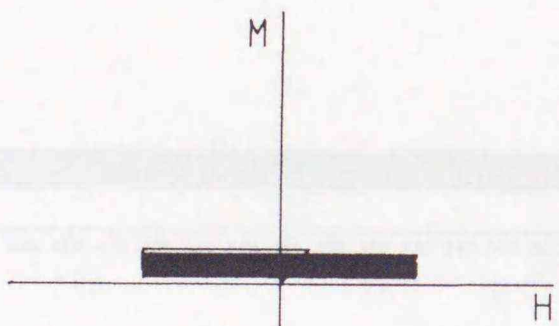


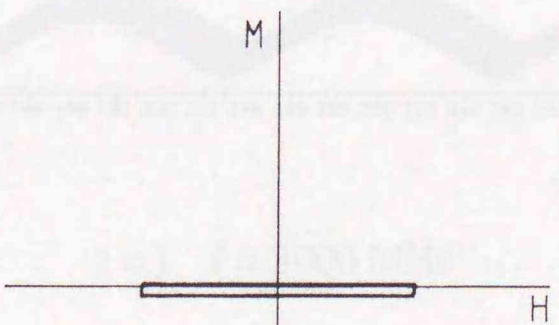
図 3 - 7 提案モデルと緩和型モデルの吸収特性比較



(a) $f = 10 \text{ MHz}$

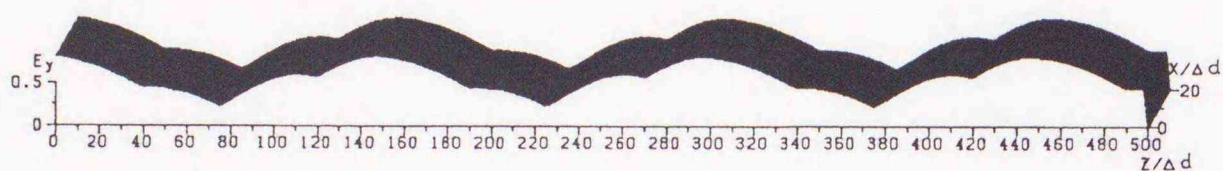


(b) $f = 200 \text{ MHz}$

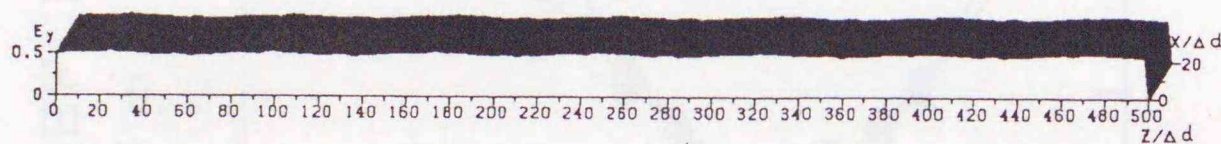


(c) $f = 3000 \text{ MHz}$

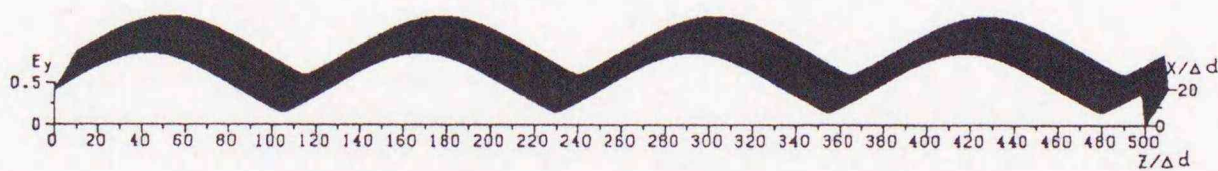
図 3 - 8 計算過程における吸収体中のヒステリシス軌跡の時間変化



(a) $f = 10 \text{ MHz}$



(b) $f = 200 \text{ MHz}$



(c) $f = 3000 \text{ MHz}$

図 3-9 定常状態における電界 E_y の定在波分布

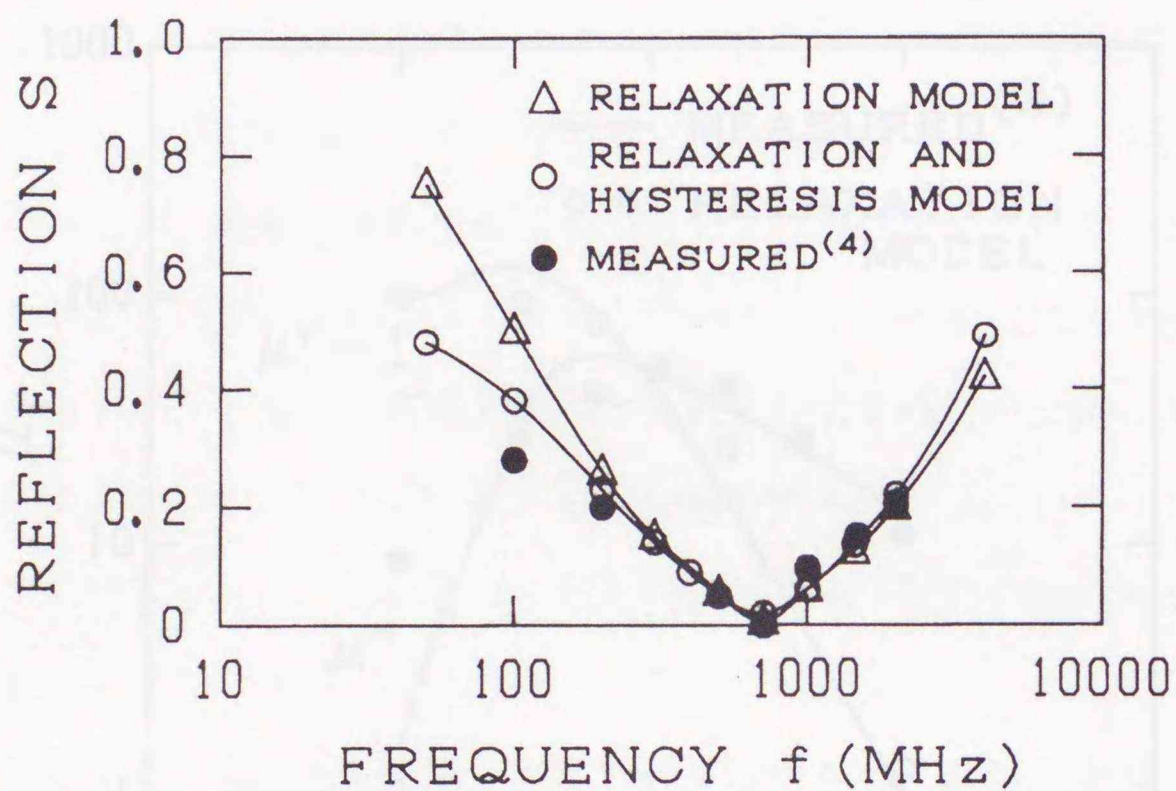


図 3 - 10 提案モデルおよび緩和型モデルによる吸収特性の

計算値と実測値の比較

3.5 測定値のまとめ

以上、フェライトの高周波緩和特性の理論と導き出されている緩和モデルと弛化の振動とについて、それぞれが独立に振動するのではなく、全体的な弛化体の分散特性を説明している点の考えに基づき、前者のヒステリシス特性、後者の緩和特性をそれぞれ説明する。

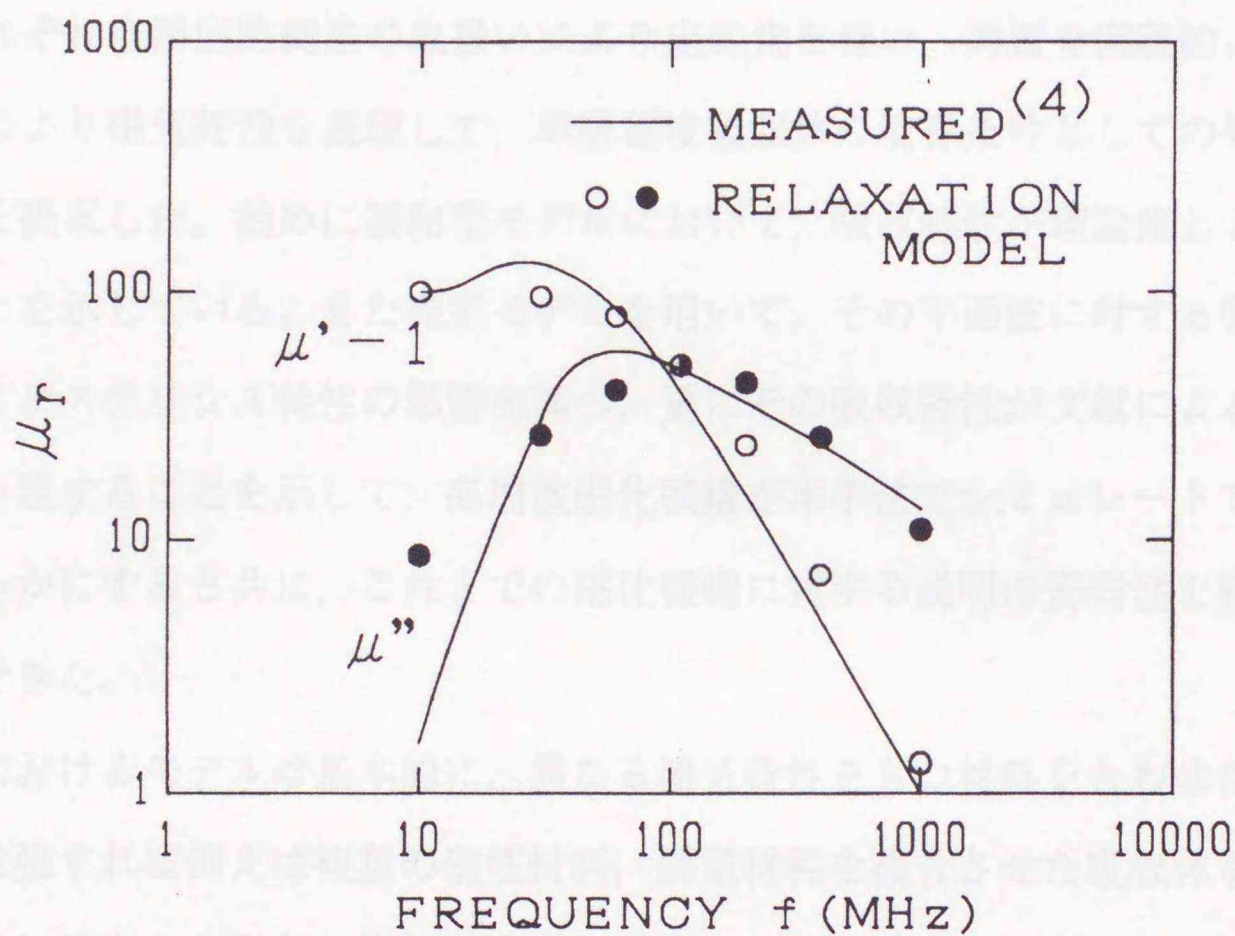


図 3-11 μ_r の周波数特性における緩和特性と実測値の比較

3.5 第3章のまとめ

以上、フェライトの高周波磁化機構の主要因と考えられている磁壁移動と磁化の回転とについて、それぞれが独立に働き重ね合わさって全体的な磁性体の分散特性を表現しているとの考えに基づき、前者のヒステリシス特性、後者の緩和特性をそれぞれ空間回路網法の取扱いにより定式化を行い、両者を回路的に結合することにより磁気特性を表現して、単層電波吸収体の境界条件としての等価回路モデルを提案した。始めに緩和型モデルにおいて、吸収特性が理論値とよく一致することを示している。また提案モデルを用いて、その平面波に対する吸収特性を求めてヒステリシス特性の影響を調べ、更にその吸収特性が文献による実測値とよく一致することを示して、高周波磁化機構が本手法でシミュレートできることを明らかにすると共に、これまでの磁化機構に対する説明の妥当性を確認することができた。

本章におけるモデルは基本的に、異なる磁気特性をもつ材料を合わせた形とも言え、拡張すれば例えば複数の磁性材料、誘電材料を複合させた吸収体などへの適用も計れるものと思われる。本研究で用いたヒステリシスモデルは、分散機構の2つの主要因による発現の基本的検討のための最も基本的なモデルであり、今後は磁壁移動の微細機構などの実際の物理現象に更によく対応するようなヒステリシスモデルの改善が課題となる。

第3章の参考文献

- (1) 内藤：“電波吸収体”，新OHM文庫，オーム社（1988年）。
- (2) 清水：“電波吸収体”，電子情報通信学会誌，68，5，pp. 546-548（1985年）。
- (3) 内藤：“スピネル型フェライトの透磁率の周波数分散について”，電子情報通信学会論文誌（C），56-C，2，pp. 113-120（1973年）。
- (4) 石野，渡辺，橋本：“電波吸収体とその応用”，応用物理，43，11，pp. 1157-1163（1974年）。
- (5) 吉田，深井，福岡：“電磁界の節点方程式による過渡解析”，電子情報通信学会論文誌（B），J 63-B，9，pp. 876-883（1980年）。
- (6) 山下栄吉監修，吉田則信：“電磁界問題の基礎解析法：第5章”，pp.130-164，電子情報通信学会（1987年）。
- (7) 森田，吉田，深井：“空間回路網法によるヒステリシスをもつ磁性体中の電磁界の時間応答解析”，電子情報通信学会論文誌（C-I），J72-C-I，4，pp. 223-232（1989年）。
- (8) T.Morita, N.Yoshida and I.Fukai：“Transient analysis of electromagnetic fields in a magnetic medium with hysteresis in a three-dimensional space”，Proc. COMPUMAG，pp. 547-550（1989）。
- (9) T.Morita, N.Yoshida and I.Fukai：“Transient analysis of electromagnetic fields in a magnetic medium with hysteresis in a three-dimensional space”，IEEE Trans. Magn.，MAG-26，2，pp. 509-512（Mar. 1990）。
- (10) 青砥，吉田，深井：“共振型電波吸収体の3次元時間応答解析”，電子情報通信学会論文誌（B），J70-B，1，pp. 148-158（1987年）。
- (11) 垣見，吉田，深井：“空間回路網法による薄型電波吸収体の偏波特性の解

析”，電子情報通信学会研究会報告，EMCJ88-15（1988年）。

(12) Y.Kakimi, N.Yoshida and I.Fukai : “ Analysis of absorbing characteristics of thin type absorber for generalized condition of incident wave ” , IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-31, 4, pp. 323-328 (1989) .

(13) T.Aoto, Y.Kakimi, N.Yoshida and I.Fukai : “ Transient analysis of near field for conductive pillar with thin-type absorber ” , IEEE Trans. Antennas Propagt., AP-37, 4, pp. 471-479 (1989) .

(14) 森田，吉田，深井：“ヒステリシスおよび吸収特性をもつ磁性体の空間回路網法による解析”，電子情報通信学会研究会報告，EMCJ89-61，（1989年）。

(15) J.Smit and H.P.J.Wijn : “ Ferrites ” , Philips Technical Library , (1959) .

(16) 内藤，藤原：“フェライト電波吸収体の厚さについて”，電子情報通信学会論文誌（B），53-B，9，pp. 537-545（1970年）。

(17) 太田：“磁気工学の基礎Ⅱ”，共立出版（1986年）。

(18) 橋本，次郎丸，渡部，岸本：“ショートパルスを用いた電波吸収体特性の測定法”，電子情報通信学会研究会報告，EMCJ 82-51（1982年）。

第4章 磁化率分布を用いたヒステリシスモデルと

その空間回路網法への適用

4.1 序 言

近年のコンピュータ技術の著しい発達は、電磁界解析の進歩に重要な影響を与えており、より複雑で大規模な解析領域の計算を可能にしてきている。それに伴ってより複雑な媒質条件を含む電磁界解析も可能となりつつあり、その有効性が認識されてくるに従い、より正確で厳密な解析手法が要求されるようになってきている。強磁性体を含む空間における磁界の計算においても、強磁性体の有するヒステリシス特性の考慮は不可欠であり、計算の精度を向上するためにも厳密なヒステリシス曲線を再現できるモデルが要求されている。その目的のために、従来より種々の興味あるヒステリシスモデルが提案されている。

Potter と Schmulian は $\tanh$ 関数によりヒステリシス曲線を表現した⁽¹⁾。Udpa と Lord はヒステリシスループをフーリエ級数を用いて解析した⁽²⁾。Hodgdon は B と H の関係を微分方程式で表現した⁽³⁾。これらのモデルではメジャーループはよく再現され、微分透磁率も任意の点において連続であるが、やはりマイナーループについては正確には再現されない。

Preisach により提案されたモデル⁽⁴⁾においては、再現されるヒステリシス曲線はなめらかであり、マイナーループについても上述のモデルより良好に再現される。このモデルは数人の研究者により改良されている^{(5)~(6)}が、実測によるヒステリシス曲線からの Preisach 分布関数の決定法は、現時点においてまだかなり煩雑である⁽¹¹⁾。

第2章において、区分的線形近似により表現されたヒステリシスモデルの空間回路網法における基本的な適用を述べた。このモデルはたいへん単純であるが、

正確なヒステリシス曲線を再現することはできない。またこのモデルによって与えられる曲線は、磁界の計算における収束性を妨げる可能性のある不連続性を有している。

2, 3 章では区分的折線による最も単純なヒステリシスモデルを用いてきたが、本章では実測されたヒステリシス曲線（メジャーLOOPと数本のマイナーLOOP）からマイナーLOOPを含むなめらかなヒステリシス曲線を再現するヒステリシスモデルを提案している。本モデルでは、まずこれらの実測されたヒステリシス曲線群から、ヒステリシス曲線における微分係数である磁化率の分布を得て、次に磁界の変化に伴う磁化の変化をその磁化率分布を用いて連続的に計算する。

本章ではまず本モデルの妥当性を確かめるために、このモデルを用いて減磁の過程におけるヒステリシスループを計算してその収束する様子を観測し、また実際の磁性体試料を用いてヒステリシスループの計算結果と実験結果を比較している。次に本モデルの電磁界解析手法への有効性を確認するため、本モデルを空間回路網法とFDTD法に適用して、外部からのパルス磁界を軸方向と垂直に加えたときの無限円柱状磁性体の内外における磁化と磁界の数値解析を行い、磁性体内部の磁化について理論値との比較を行っている。

4.2 磁化率分布によるヒステリシスモデル

4.2.1 作成方法

本節では本章で提案しているヒステリシスモデルにおける磁化率データ作成方法と、ヒステリシスの計算方法について述べる。本ヒステリシスモデルではメジャーLOOP内部におけるヒステリシス曲線が、実測されたヒステリシス曲線群

から得られる微分磁化率 $\chi = dM/dH$ の分布を用いることにより再現される。図 4-1 は実測されたヒステリシス曲線群から磁化率 χ の分布を得る方法を示している。まず図 4-1 (a) に示すように、 χ の値は実測された各曲線上において磁界 H の一定の間隔 Δh ごとに計算される。ここで計算される点は図 4-1 (a) に黒丸点で示されている。次に Δh ごとに分割された任意の H (例えば、図 4-1 (a) における H_a) に対して、図 4-1 (b) において黒丸点で示されている得られたデータから、 χ はスプライン補間により磁化 M の一定の間隔 Δm ごとに近似され、図 4-1 (b) に白丸点で示されている点における値が計算される。この計算は H の変化する間隔 Δh ごとに図 4-1 (a) で分割されたすべての H に対して行われ、結果的に図 4-1 (c) に白丸点で示すような $M-H$ 格子状のすべての点において χ が求められる。

図 4-2 は振動試料型磁力計 (VSM) を用いて測定されたヒステリシス曲線群を示している。試料は両面倍密度型 8 インチ γ - Fe_2O_3 フロッピーディスクを打ち抜いたものである。図 4-2 から上述の手順を用いて計算された $M-H$ 平面の磁化率分布が図 4-3 に示されている。この計算において、 $\Delta h = 0.8 \text{ kA/m}$, $\Delta m = 0.02 \text{ mWb/m}$ である。

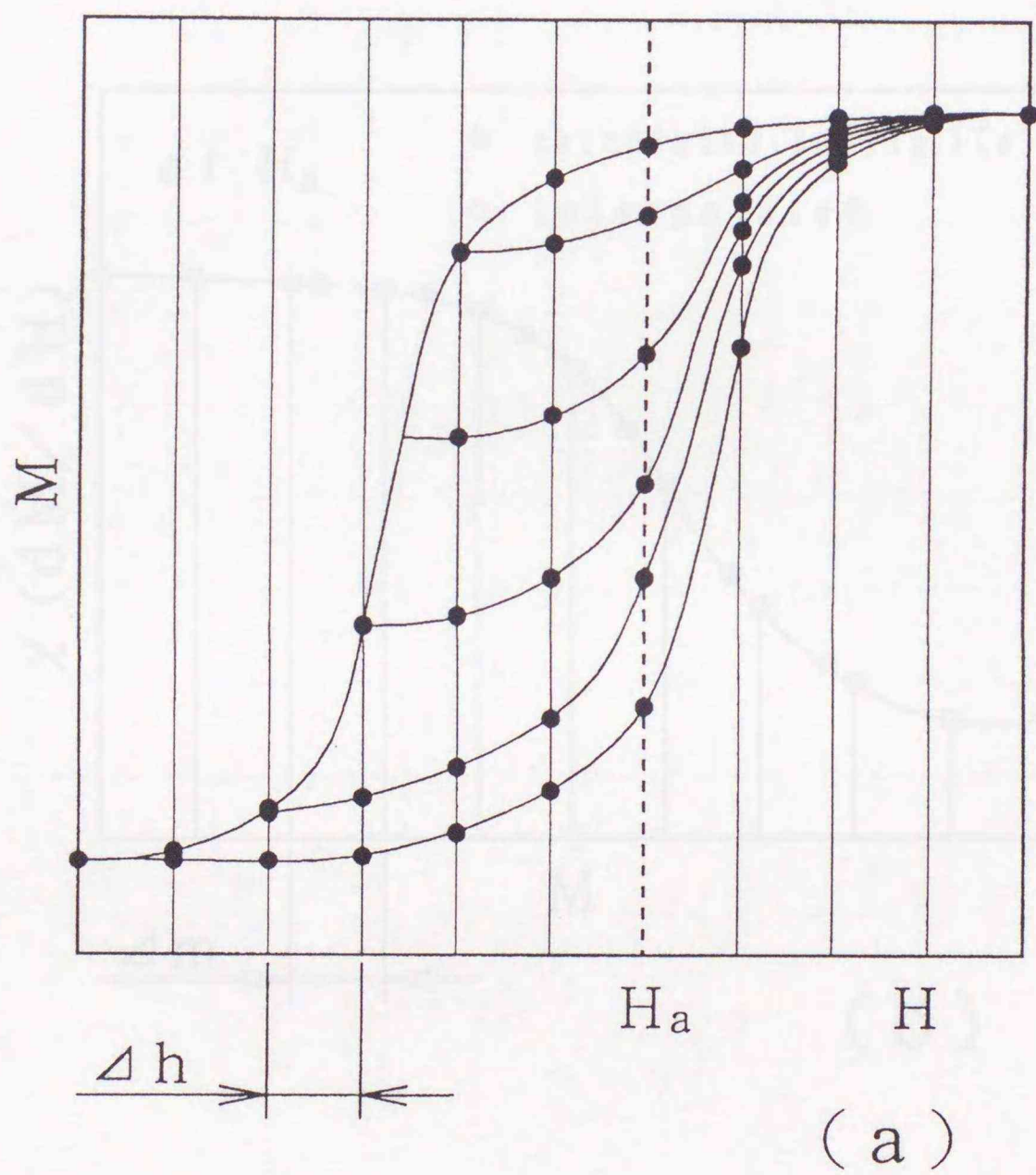


図 4-1(a) ヒステリシス曲線と磁化率が計算されるポイント (黒点)

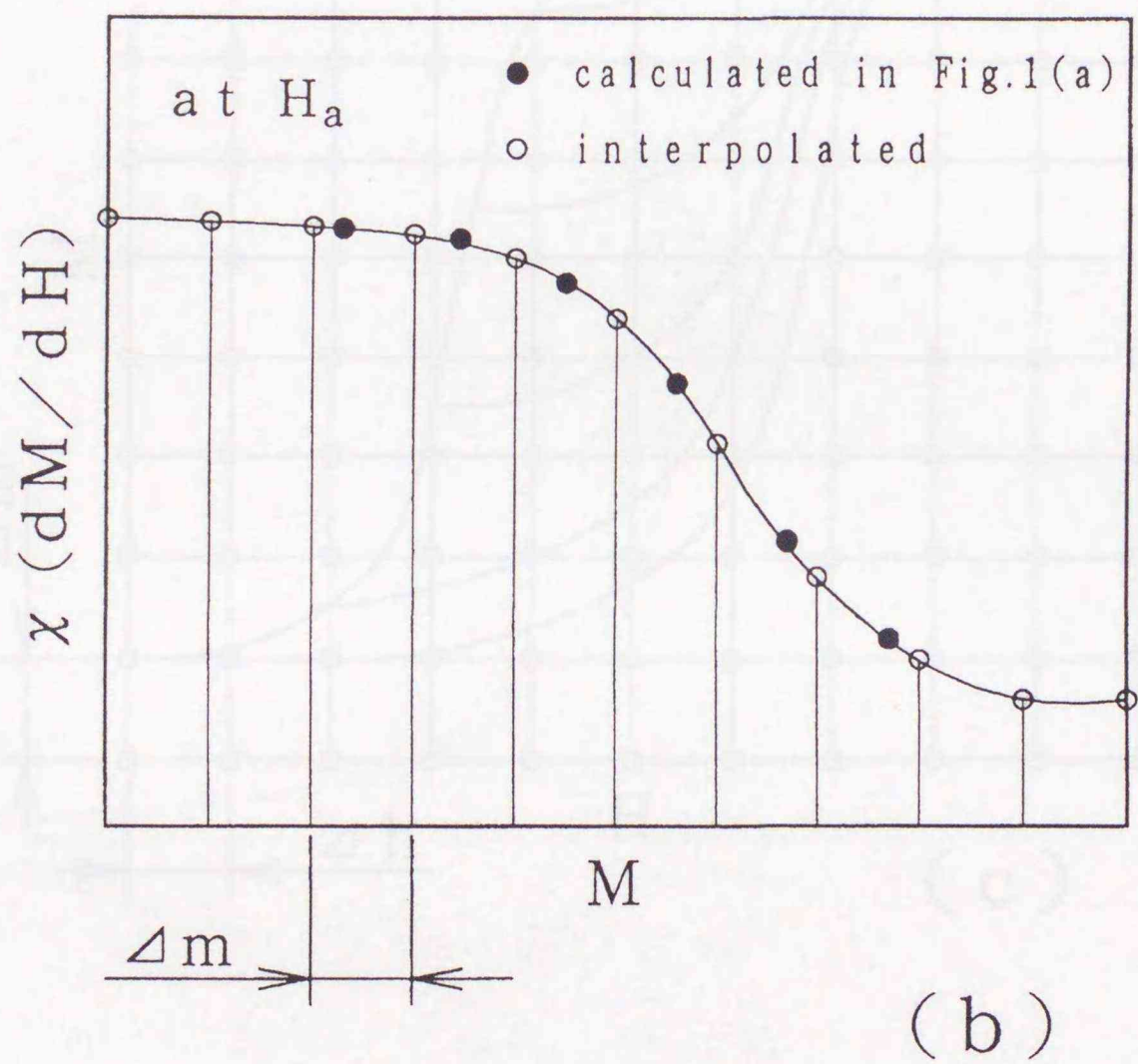


図4-1(b) (a)から得られた点(黒点)と補間されて得られた点(白点)

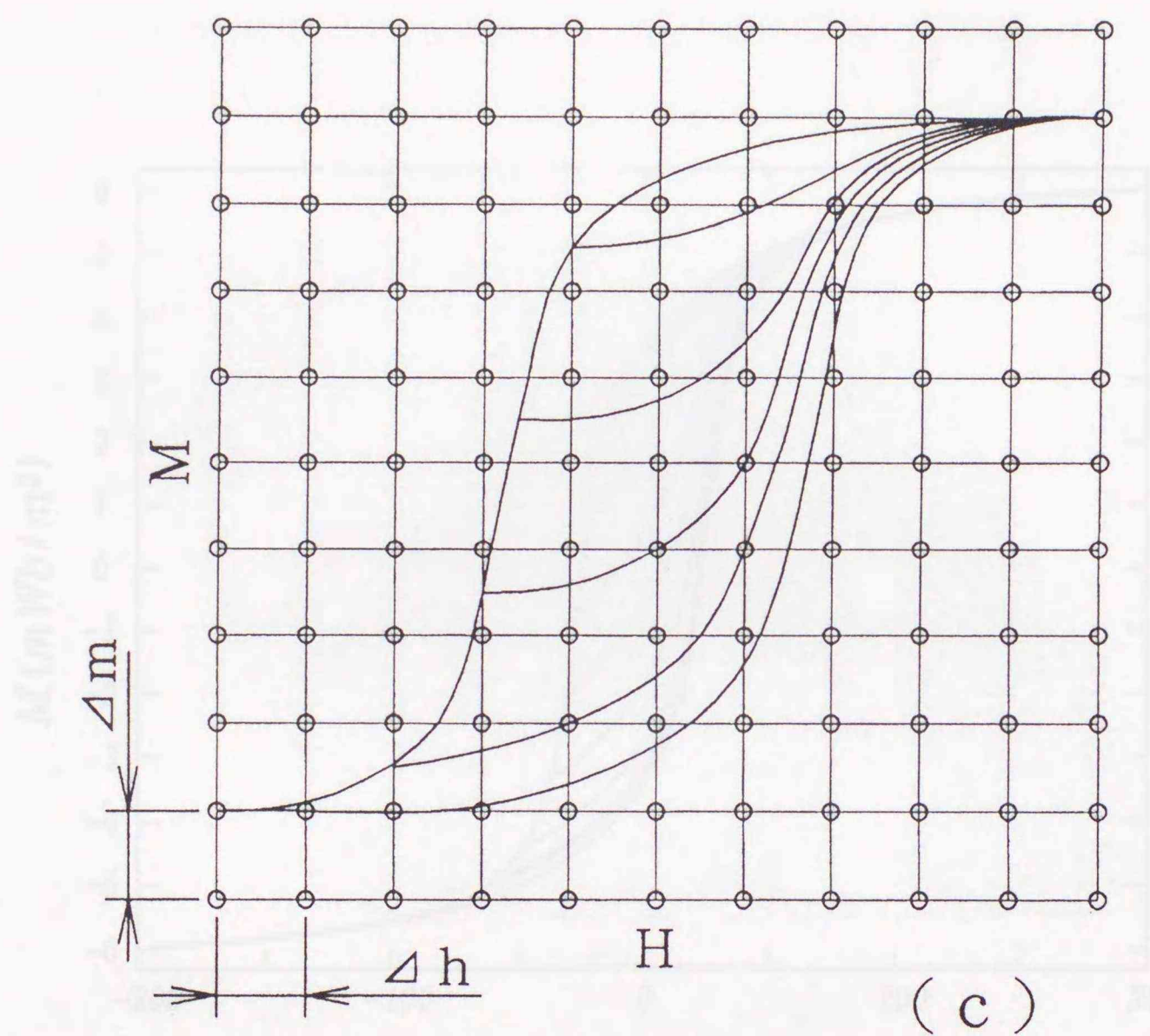


図 4-1(c) M-H 格子上において磁化率が計算される点 (白点)

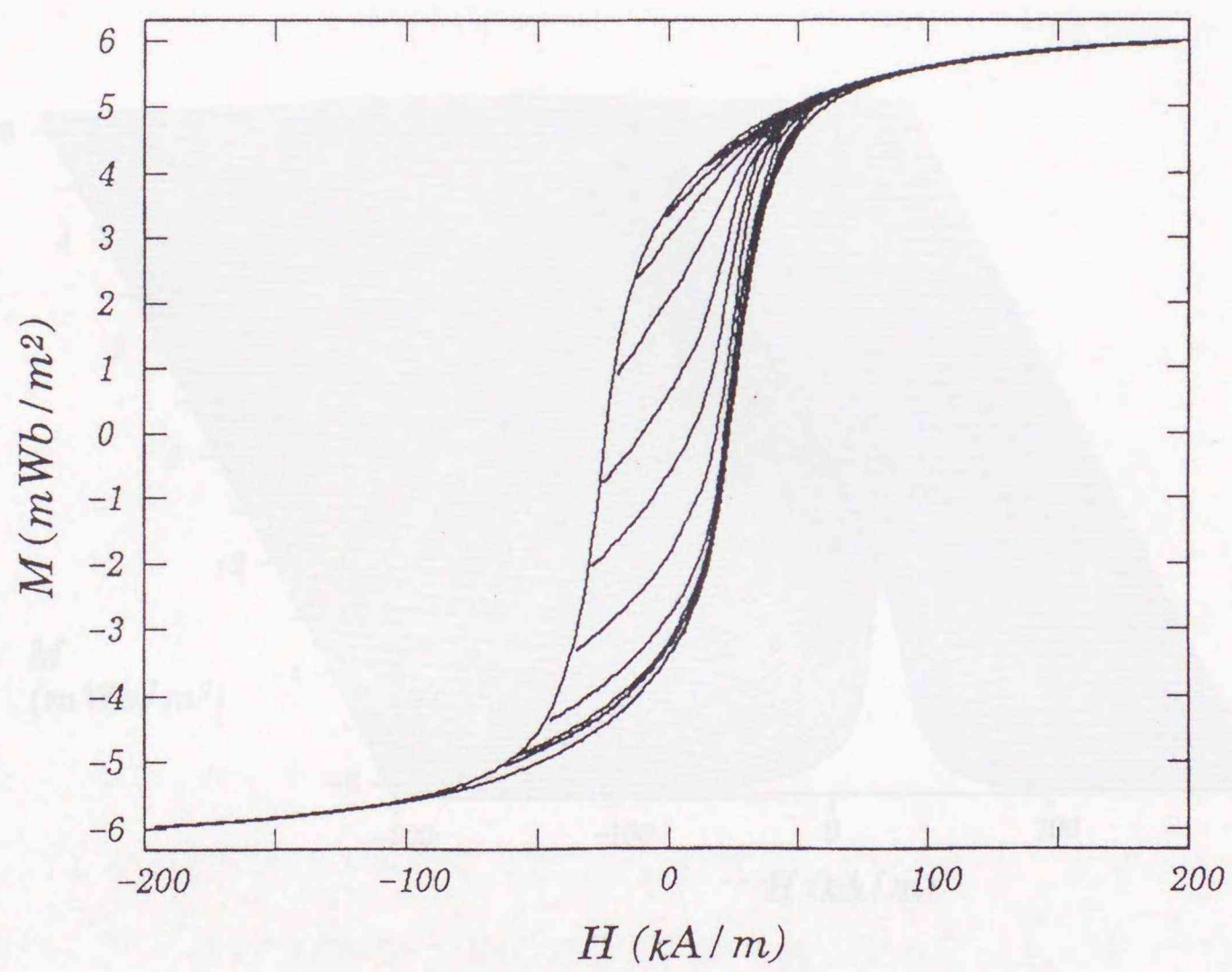


図 4-2 実測されたヒステリシスループ群

図 4-3 は、磁化率 χ の分布を示す。この図は、磁化 M と磁場 H の関係を示す。磁化 M は、磁場 H の関数として表され、磁化率 χ は、磁化 M と磁場 H の比として定義される。図 4-3 は、磁化 M と磁場 H の関係を示す。磁化 M は、磁場 H の関数として表され、磁化率 χ は、磁化 M と磁場 H の比として定義される。

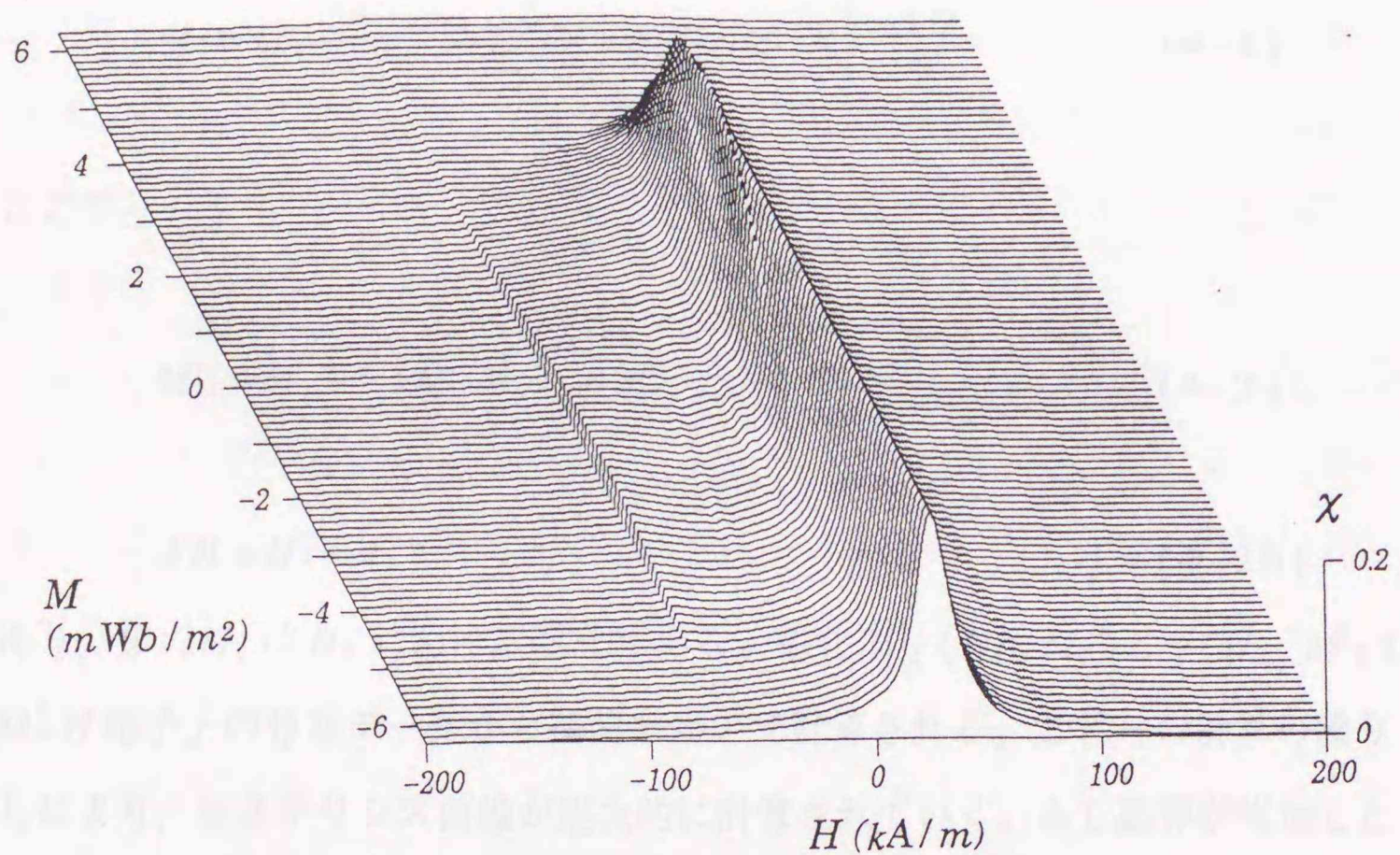


図 4-3 M - H 面上における磁化率の分布

4.2.2 計算方法

図4-4は図4-3で示した磁化率分布を用いた $M-H$ 曲線の計算方法を示している。磁界が同図のように H_1 から H_2 へ変化するとき、磁界 H_2 における磁化 M_2 は次式で表される。

$$M_2 = M_1 + \left\{ \chi(H_1, M_1) + \chi(H_2, M'_2) \right\} \cdot \frac{\Delta H}{2} \quad (4-1)$$

ここで、

$$M'_2 = M_1 + \chi(H_1, M_1) \cdot \Delta H, \quad (4-2a)$$

$$\Delta H = H_2 - H_1 \quad (4-2b)$$

であり、また M_1 は H_1 における磁化である。磁化率 $\chi(H_1, M_1)$ と $\chi(H_2, M'_2)$ は $M-H$ 格子上の分布データから補間を用いて計算される。これらの計算の繰り返しにより、ヒステリシス曲線が逐次的に計算されていく。もし磁界が増加した場合は、図4-3の分布データはそのまま用いられ、それとは逆に磁界が減少した場合は、図4-3の分布データは使用の前に原点を中心に180度回転されて用いられる。

図4-5には磁界が H_1 へ減少し、その後増加し始める場合を示している。もし磁界が H_2 において再び減少し始める場合、磁化率分布をそのまま用いたのでは磁化は H_3 において M_3 になるため磁化曲線は閉じない。そこでこの場合には H_2 と H_1 の間の磁界においては、次式に示すように磁化率 χ を変更する。

$$\chi' = \frac{M_2 - M_1}{M_3 - M_1} \cdot \chi \quad (4-3)$$

この変更された χ' を用いることにより、マイナーループは図 4-5 の破線のように計算されていきループが閉じることになる。磁界が H_1 よりも更に減少していく場合は、通常の χ のデータを用いる。

しかしながら ΔH の変化が大きい場合、単純に上記のアルゴリズムに従って計算を進めると大きな誤差が逐次計算のステップごとに発生し、全体の曲線の計算過程で蓄積される。そこでその誤差を減少させるために ΔH を多くのセグメントに分割して、そのセグメントごとに逐次的に計算を実行することが望ましい。本章における計算では、磁化率分布のデータの最小間隔である Δh の $1/5$ の間隔で計算を行っている。

上記で述べたような手順によって交番磁界による減磁過程を計算した例を図 4-6 に示す。同図では磁化がなめらかなヒステリシス曲線に従って、徐々に減少しながら原点に収束していく様子が示されている。図 4-7 には振動試料型磁力計 (VSM) を用いて、前述の試料について磁界を変化させたときのヒステリシス曲線の実験結果と計算結果を示している。同図より計算結果が実験結果とよく一致していることが明らかである。

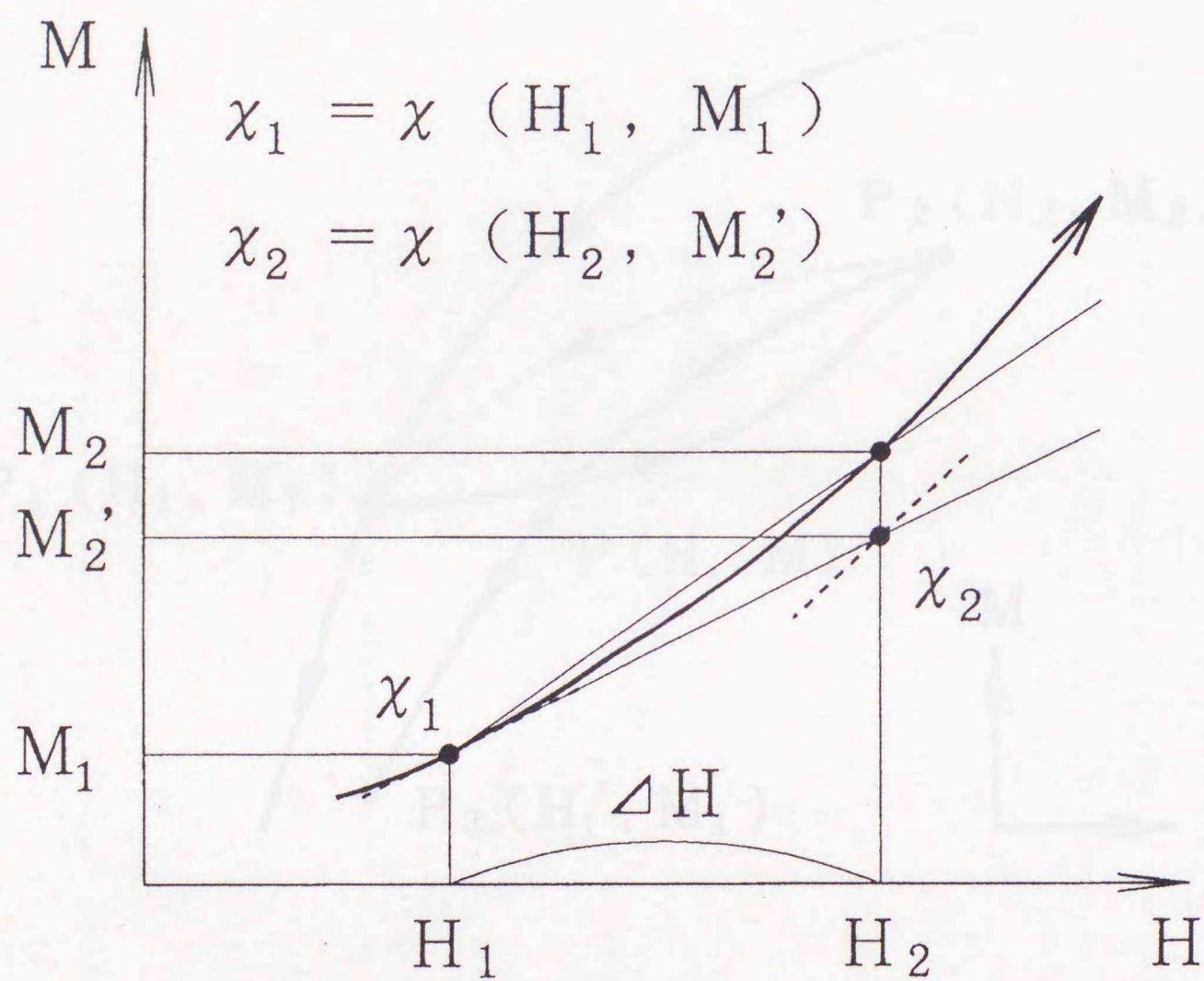


図4-4 磁化率分布データを用いた M - H 曲線の計算方法

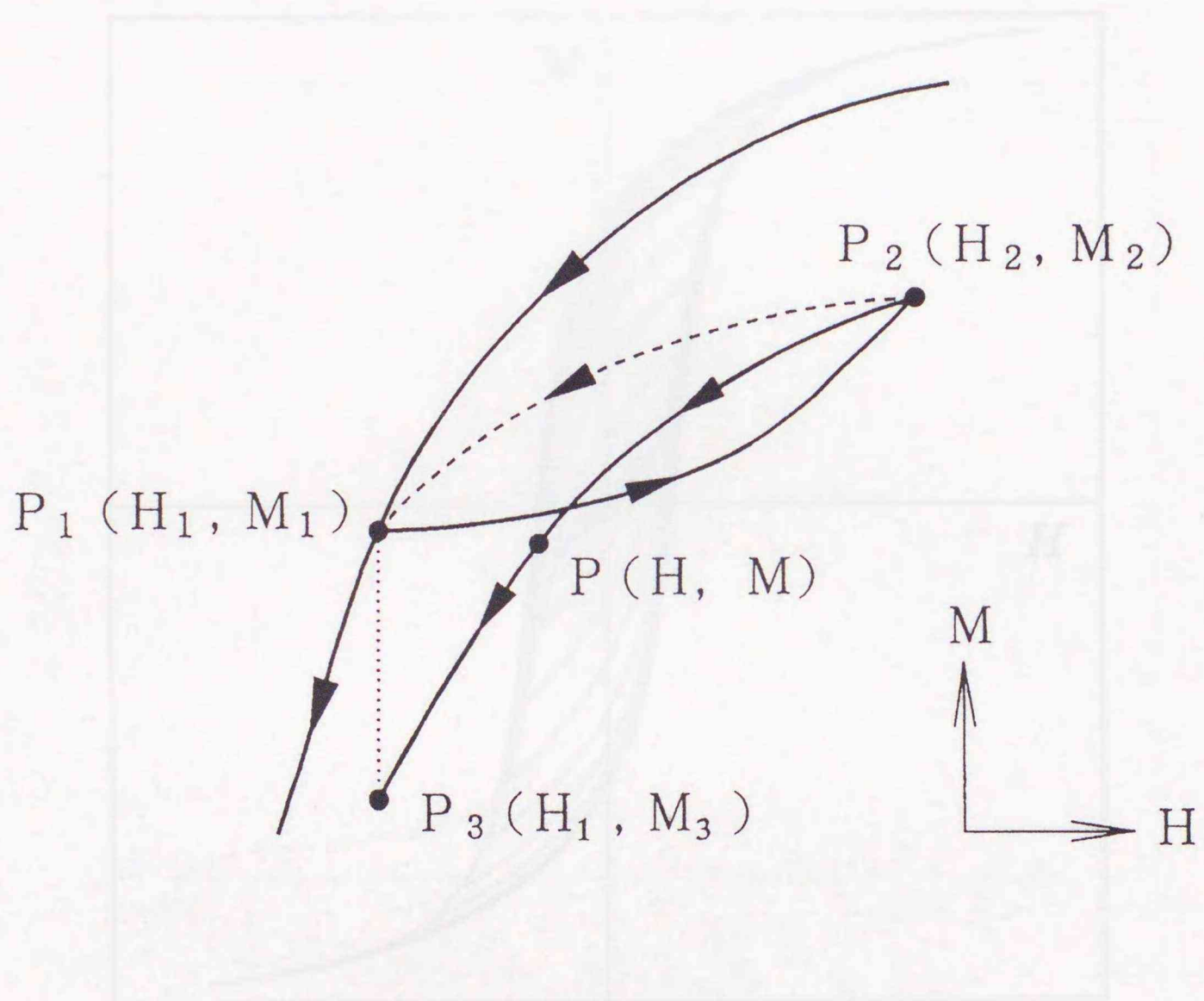


図 4-5 磁化率の変更によるマイナーループの計算方法

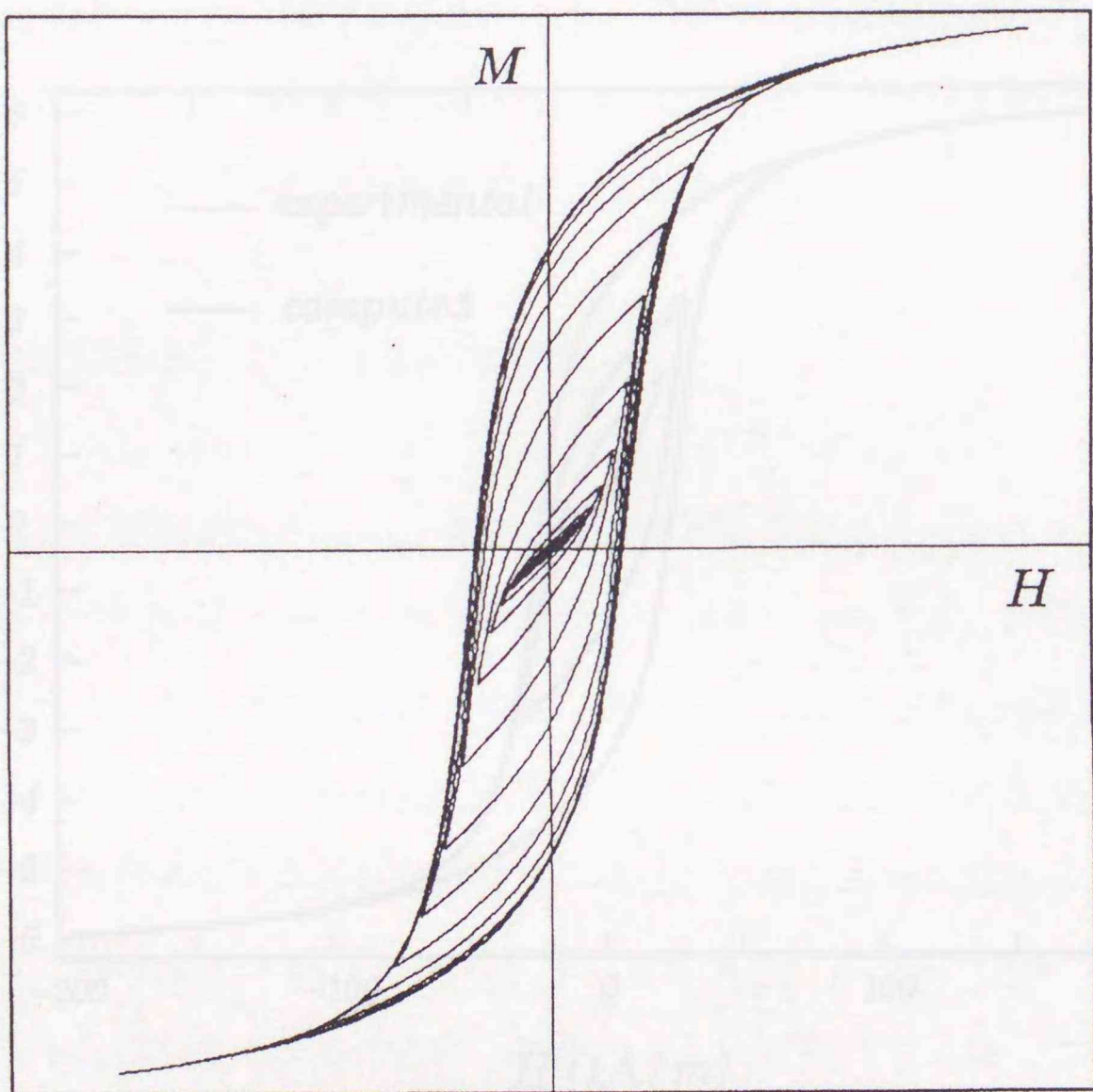


図 4 - 6 減磁過程の数値計算におけるヒステリシス軌跡

4.2 電磁界時間依存解析手法への準ヒステリシスモデルの適用

本章では電磁界の時間依存解析手法である有限要素法を用いて、図4-7の両軸に準ヒステリシスモデルを適用してヒステリシス曲線を計算し、図4-8の下を比較する。図4-8の左軸は、図4-7の右軸に相当する。図4-8の右軸は、図4-7の左軸に相当する。

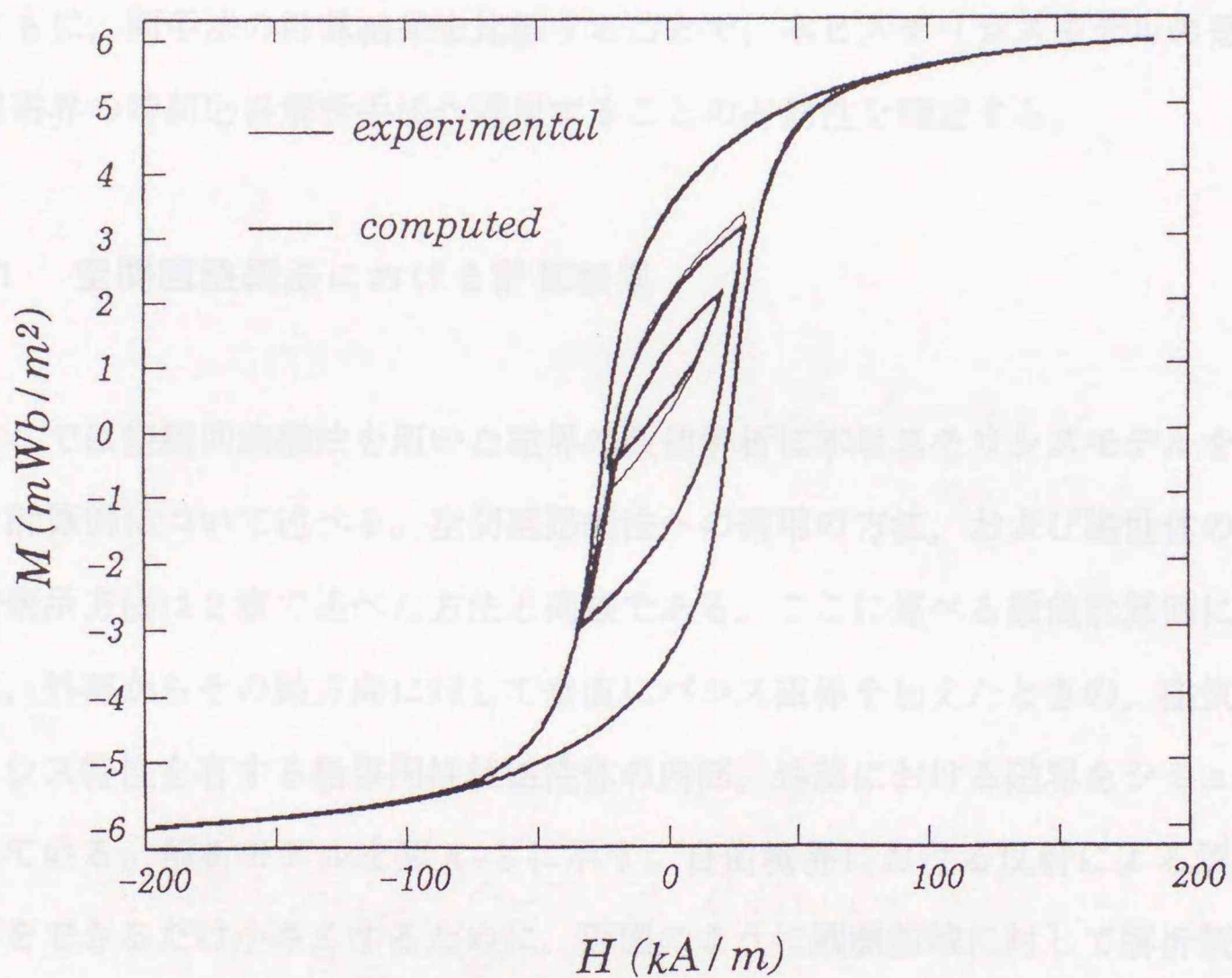


図 4-7 計算されたヒステリシス曲線と実験結果との比較

4.3 電磁界時間応答解析手法への本ヒステリシスモデルの適用

本節では電磁界の時間応答解析手法である空間回路網法とFDTD法の両手法に本ヒステリシスモデルを適用してヒステリシス特性を有するコアを持つ無限円柱状ソレノイドにパルス磁界を与えたときの磁性体内の磁界分布の計算例を示すとともに、両手法の計算結果を比較することで、本ヒステリシスモデルの妥当性と電磁界の時間応答解析手法へ適用することの有効性を確認する。

4.3.1 空間回路網法における計算結果

ここでは空間回路網法を用いた磁界の数値解析に本ヒステリシスモデルを適用した計算例について述べる。空間回路網法への適用の方法、および磁性体の等価回路表示方法は2章で述べた方法と同様である。ここに述べる数値計算例においては、外部からその軸方向に対して垂直にパルス磁界を加えたときの、磁気ヒステリシス特性を有する無限円柱状磁性体の内部、外部における磁界をシミュレートしている。解析モデルを図4-8に示す。自由境界における反射による誤差の影響をできるだけ小さくするために、同図のように観測領域に対して解析領域を十分広くとっている。このモデルにおいて円柱状磁性体は一様磁界を与えるコイルの中心に位置している。実際の計算は対称境界条件を用いることにより図4-8のように全体の1/4を計算すればよい。内部と外部の磁界の違いをはっきりと認識できるように、磁化率の値については図4-3における値を10倍して用いるものとする。また円柱状磁性体は等方性とし、磁性体内の初期磁化は0とする。

コイルに流すパルス電流波形を図4-9に示す。同図で T_1 は円柱状磁性体に加えられる一様磁界と磁性体内部の磁界分布が十分定常になる時刻であり、一方

T_2 は加えられる磁界が徐々に 0 に近づいて磁性体内部の磁束分布が十分定常になる時刻である。図 4-10 は時刻 $t=0$ から $t=T_2$ までの円柱状磁性体の中心におけるヒステリシス軌跡を示している。同図では磁化が O から A ($t=T_1$) に増加して A から B ($t=T_2$) に減少している。すなわち B 点においては外部から加えられる磁界は 0 となっている。ここで無限円柱状の磁性体における減磁係数は $1/2$ であるので、 M と H_d 間の関係は次式で与えられる。

$$M = -2\mu_0 H_d \quad (4-4)$$

ここで、 μ_0 は自由空間における透磁率である。図 4-10 における直線は (4-4) 式によるが、同図に示されるようにヒステリシス軌跡の最終的な M と H の値は (4-4) 式を満足している。

このシミュレーションにおいて計算された時刻 T_1 と T_2 における磁束分布は、図 4-11(b) と図 4-12(b) にそれぞれ示されている。一方、一様磁化 M を有する円柱状磁性体の周囲の磁界は、極座標形式で表現すると次式となる。式の導出過程は第 4 章付録に示す。

$$H_r = \frac{R^2 M \cos \theta}{2\mu_0 r^2} \quad (4-5a)$$

$$H_\theta = \frac{R^2 M \sin \theta}{2\mu_0 r^2} \quad (4-5b)$$

ここで、 R は円柱の半径である。図 4-10 の A、B 点における M と H を用いることで、時刻 T_1 と T_2 における円柱の周囲の磁束分布は式 (4-5a)、(4-5b) から計算でき、その計算結果が図 4-11(b) と図 4-12(b) にそれぞれ示されている。図 4-11 と図 4-12 における (a) と (b) をそれぞれ比較すると、い

れの場合においても空間回路網法による計算値と直接理論解析した値はよく一致
 していることが明らかである。



図4.7 一般導管を発生させるコイルの電流に對する
 磁場円柱の磁場分布の計算結果

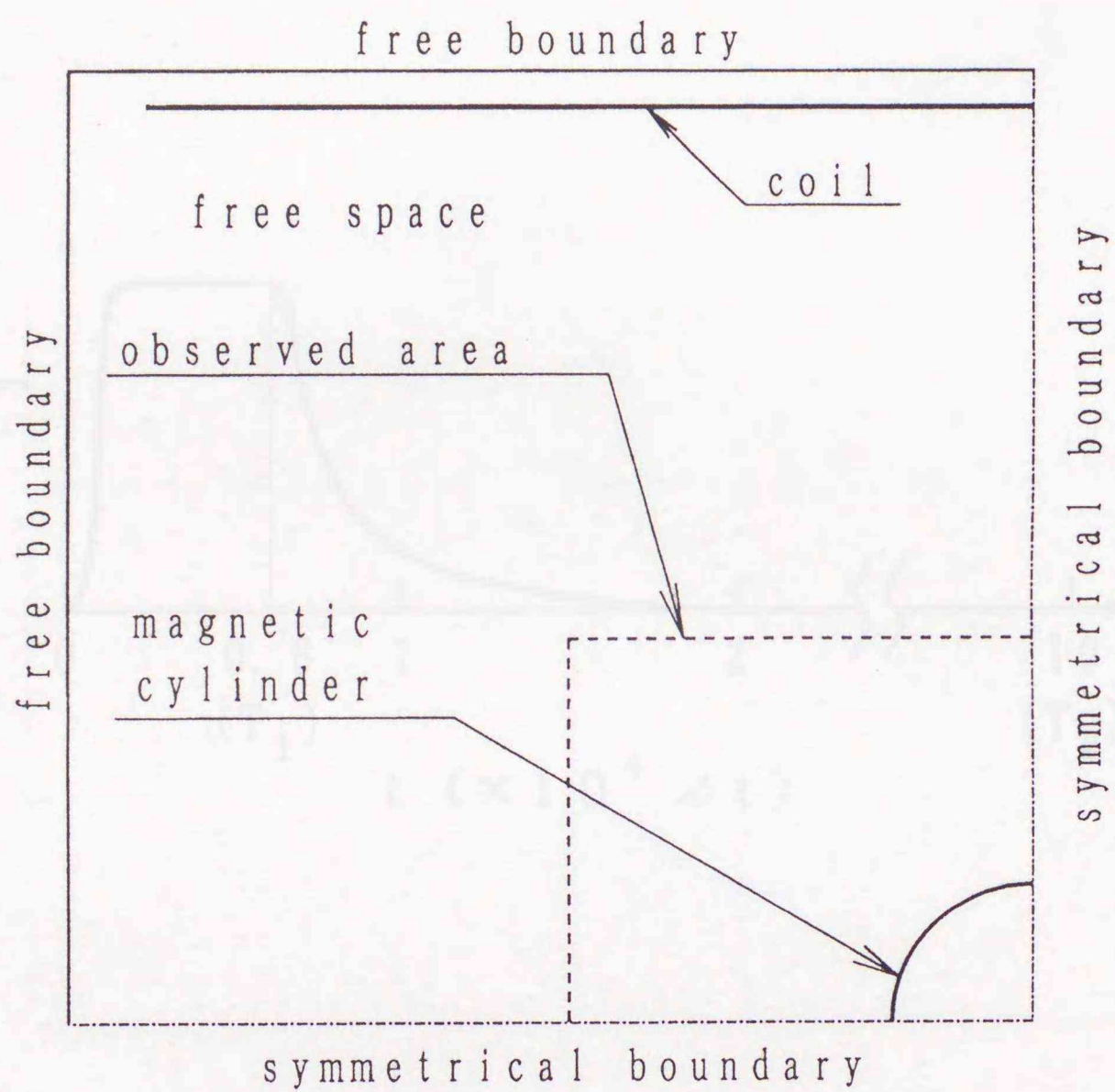


図 4-8 一様磁界を発生させるコイルの中央におかれた
無限円柱状磁性体の解析モデル

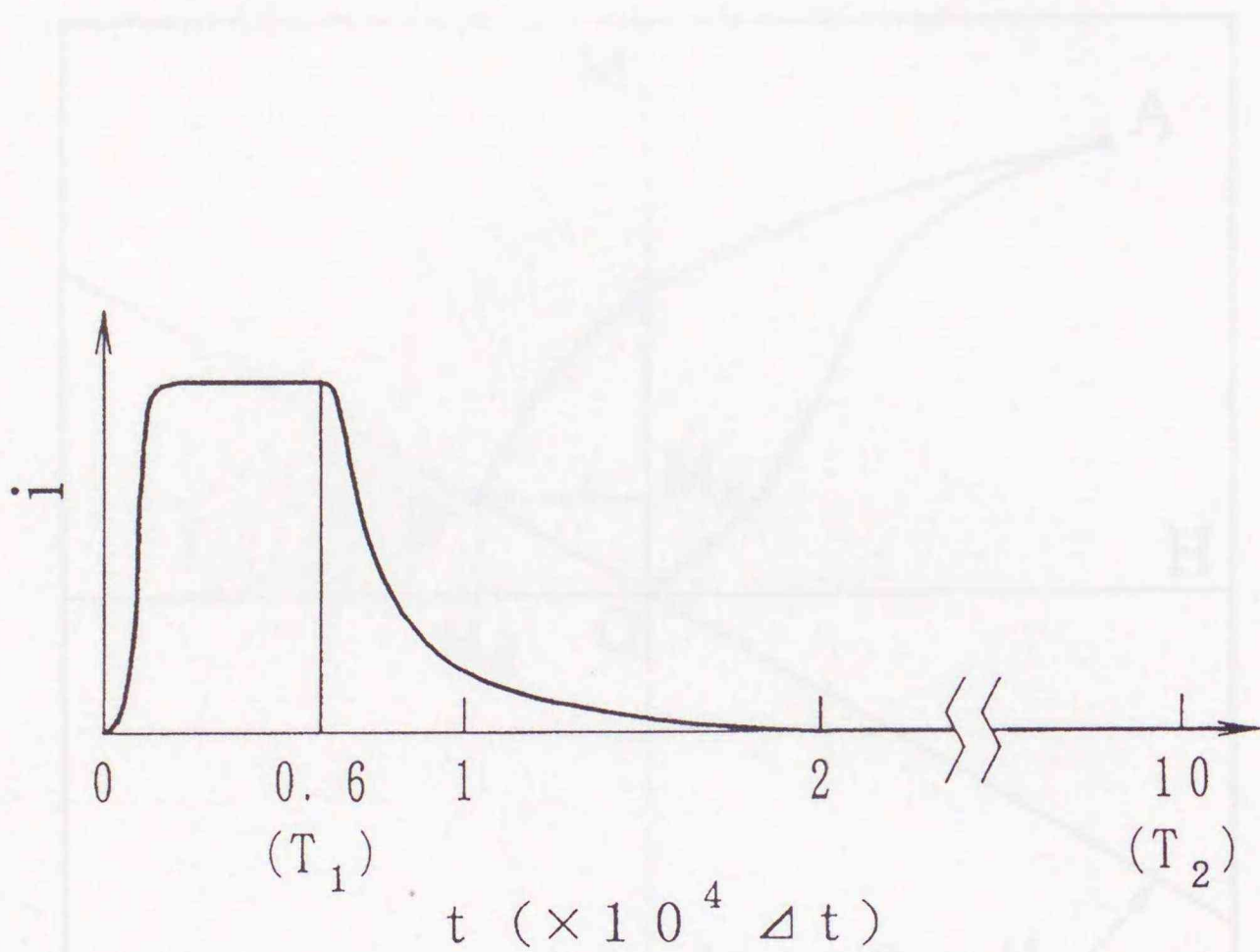


図 4-9 コイルに流すパルス状電流の波形

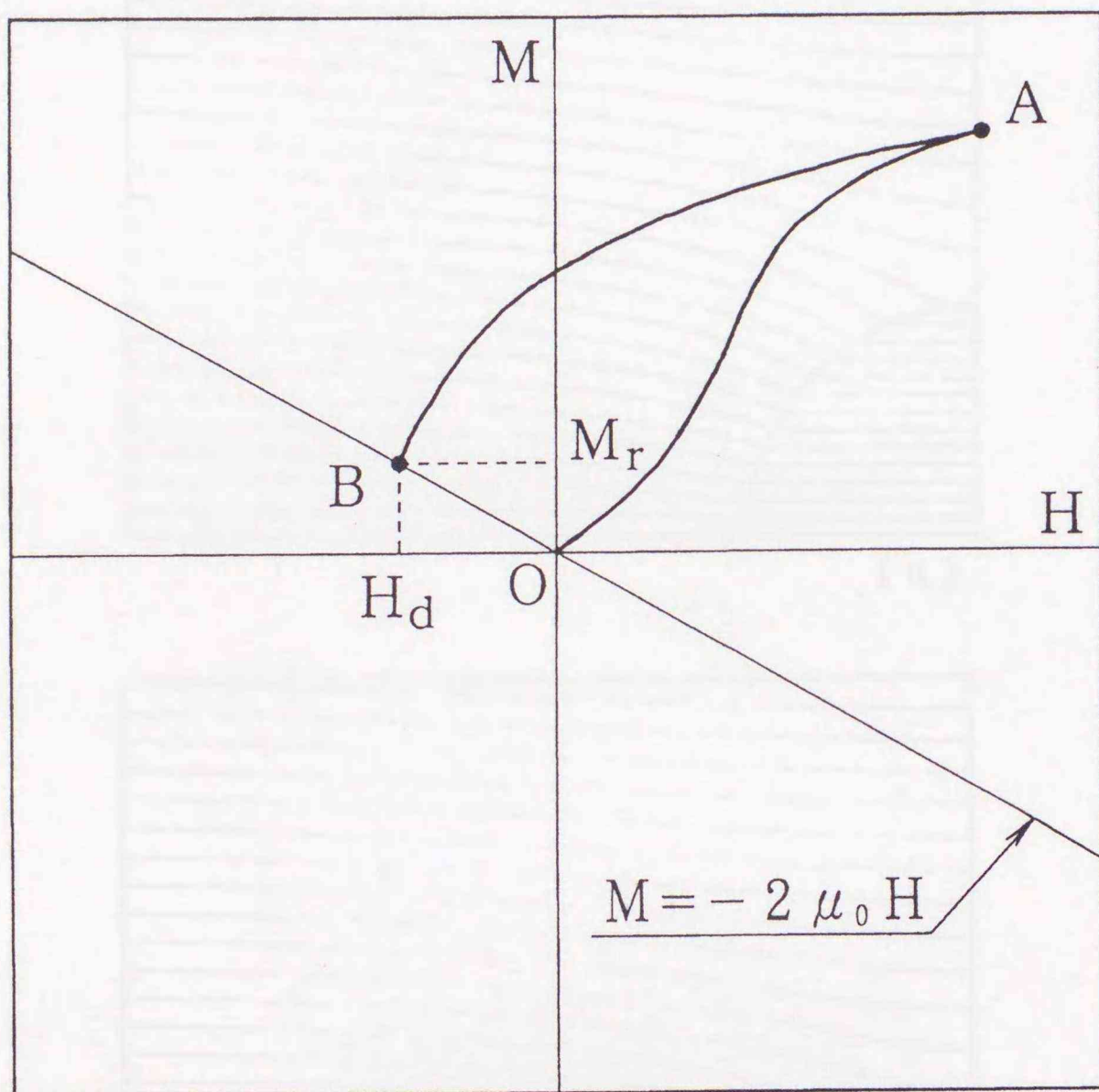
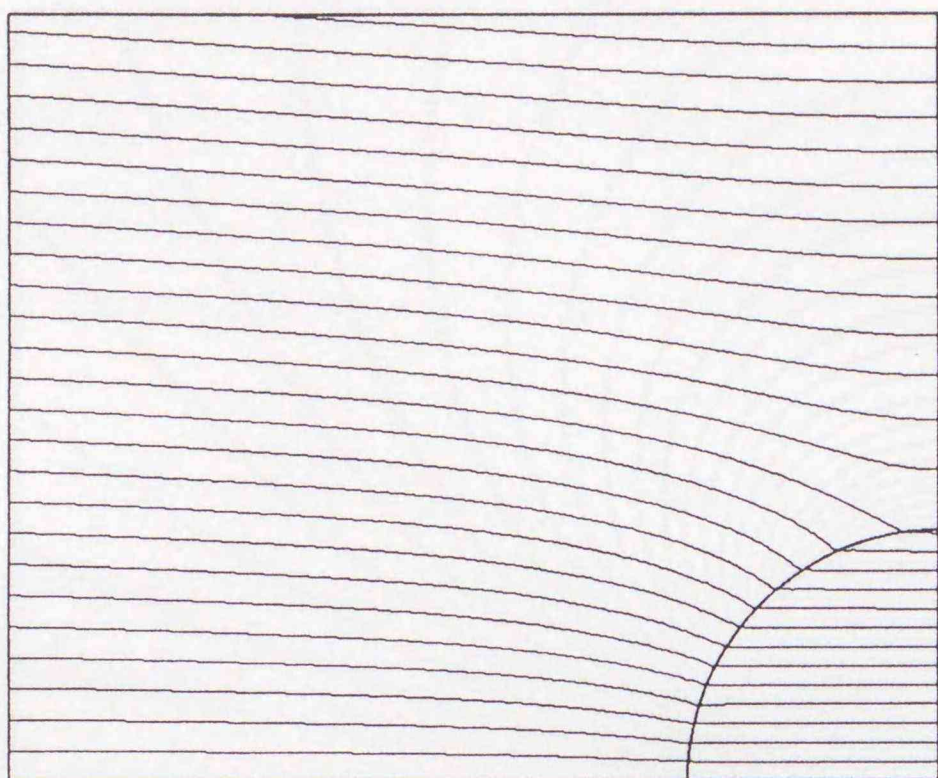
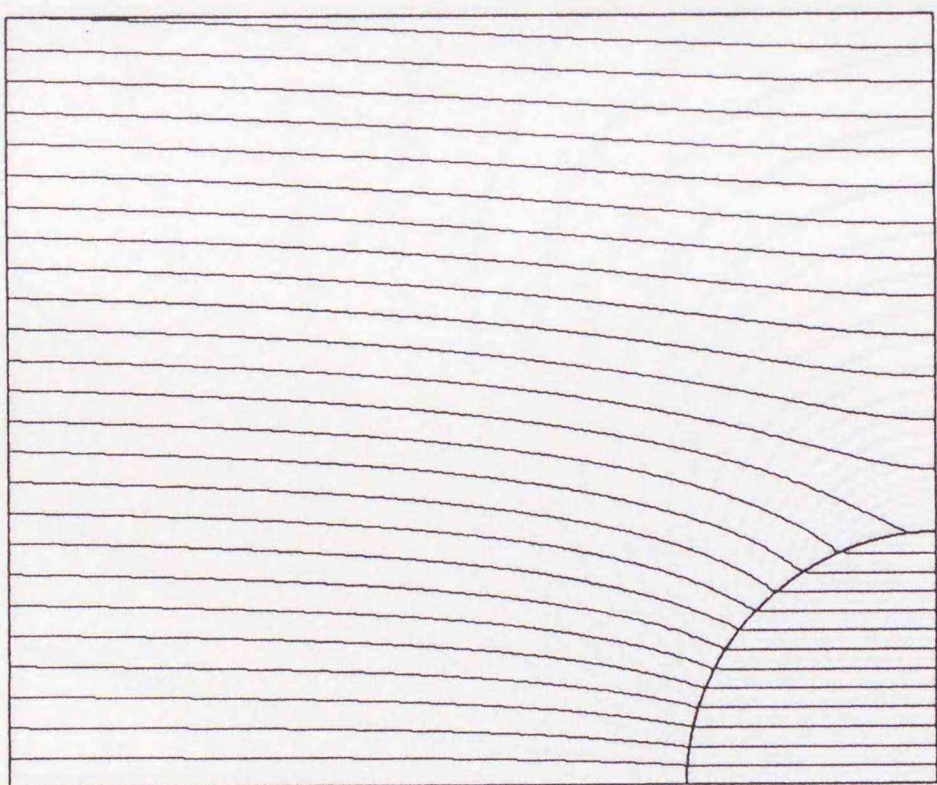


図 4 - 10 円柱状磁性体中心におけるヒステリシスの計算結果による軌跡
 (A 点は時刻 T_1 , B 点は時刻 T_2 であり, B 点においてはコイルの強制電流による磁界は 0)



(a)



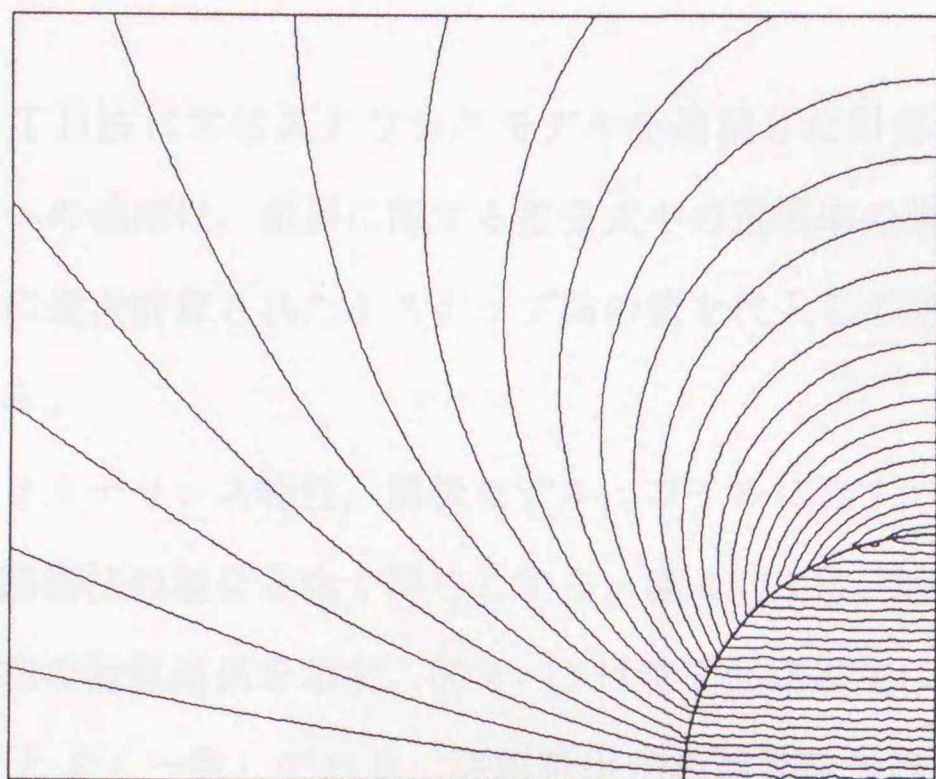
(b)

図 4 - 11 時刻 T_1 における磁束分布

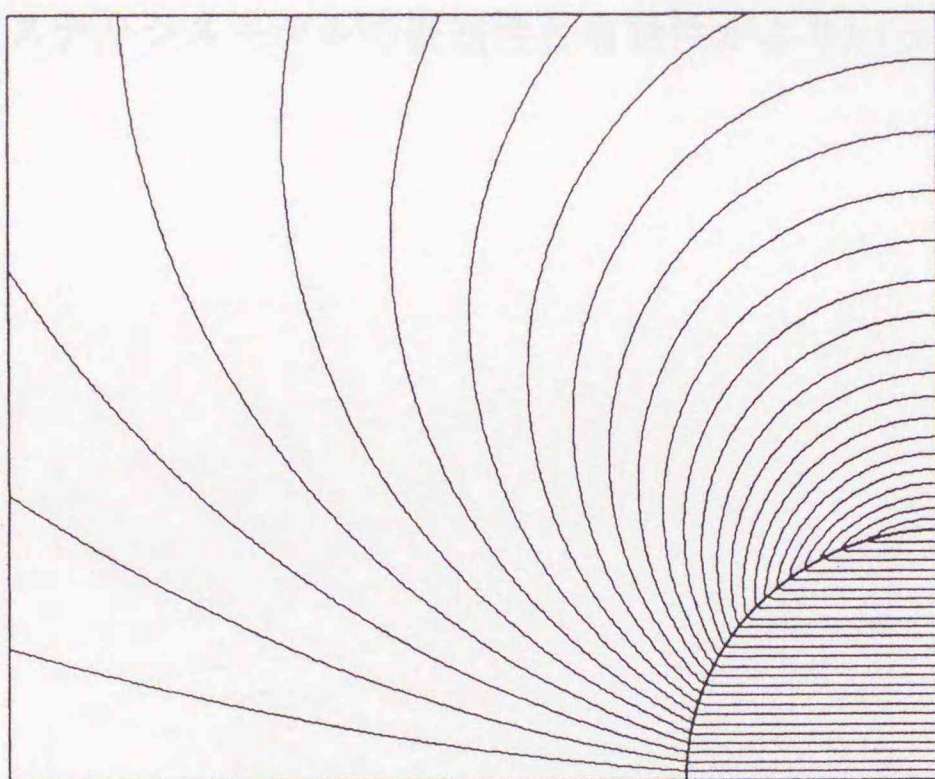
(a) 空間回路網法による計算結果

(b) 理論計算結果

4.3.2 F D イモ流に於ける計算結果



(a)



(b)

図 4 - 12 時刻 T_2 における磁束分布

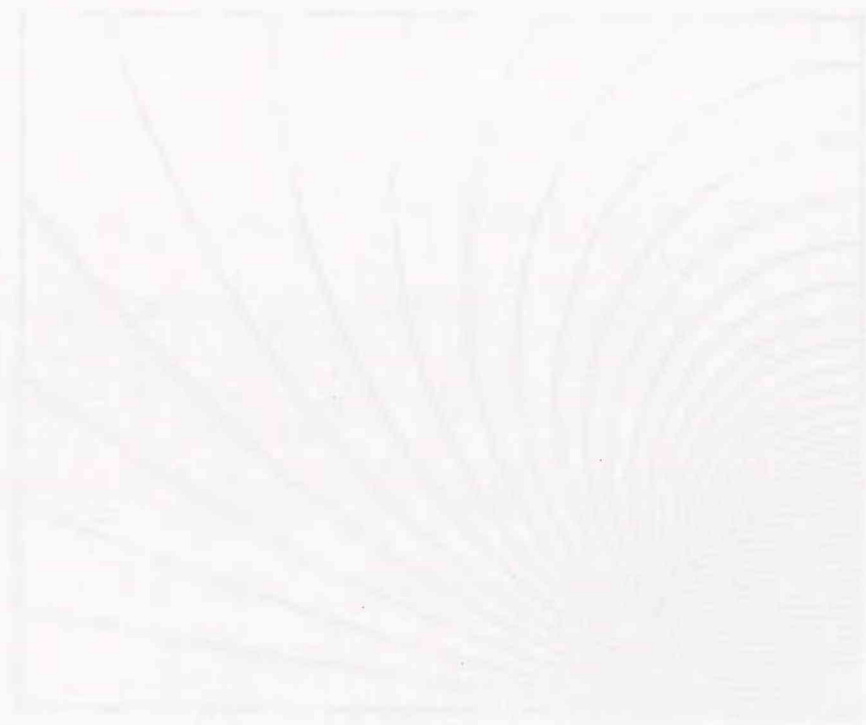
(a) 空間回路網法による計算結果

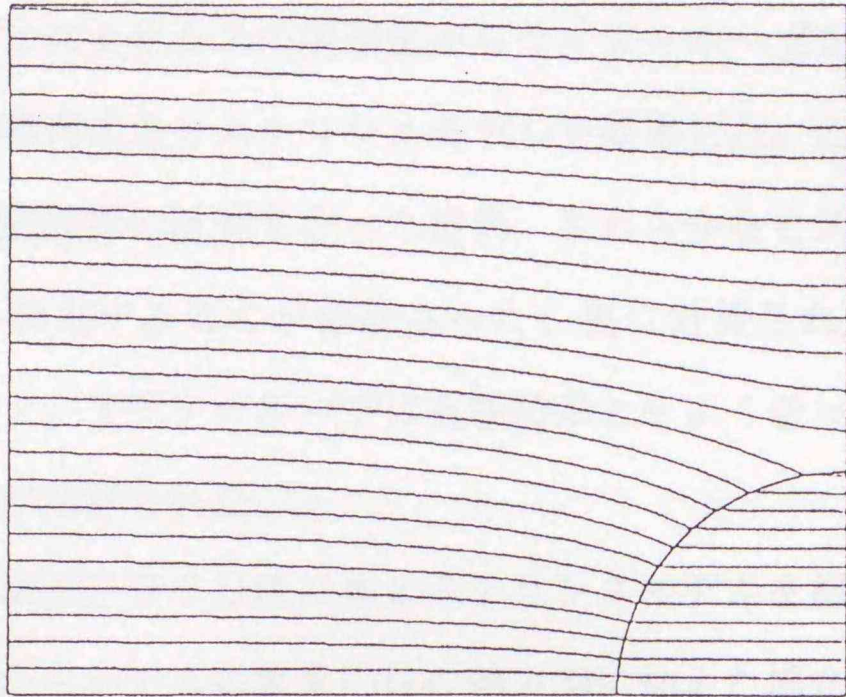
(b) 理論計算結果

4.3.2 F D T D 法における計算結果

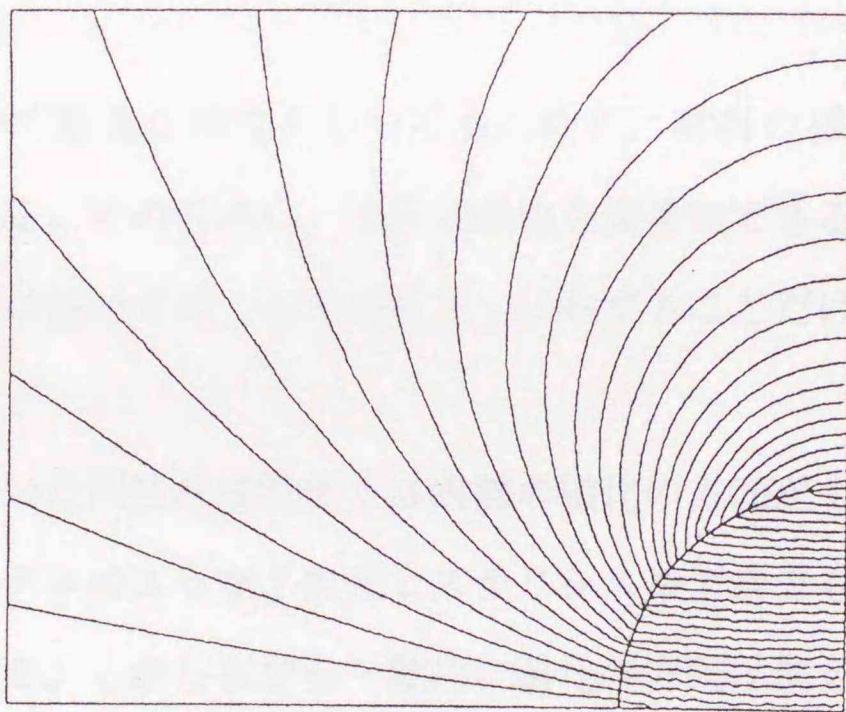
本項ではF D T D法に本ヒステリシスモデルを適用した計算例について述べる。F D T D法への適用は、磁界に関する差分式中の透磁率の値に、空間回路網法の場合と同様に逐次計算された1ステップ前の値を代入して逐次計算を進めることで可能となる。

計算条件は、ヒステリシス特性、解析モデル、コイルに流すパルス電流波形とも前項の空間回路網法の場合と全く同じとする。図4-13に、時刻 T_1 と時刻 T_2 における磁束分布の計算結果を示す。図4-13は空間回路網法に適用した場合の図4-11、4-12とよく一致しており、両解析手法の計算結果の妥当性がさらに確かめられた。あわせて本ヒステリシスモデルがF D T D法にもよく適合することと、また本ヒステリシスモデルの妥当性と有効性がよりいっそう確かめられた。





(a) 時刻 T_1 における磁束分布



(b) 時刻 T_2 における磁束分布

図4-13 FDTD法による磁束分布の計算結果

4.4 第4章のまとめ

本章では、まずヒステリシスの実測値からマイナーループを含むなめらかなヒステリシス曲線を再現するヒステリシスモデルを提案した。このモデルを用いて交番磁界による減磁過程の計算を行った結果、なめらかなヒステリシス曲線を描いて磁化が原点へ収束することが確認された。更に計算されたヒステリシス曲線、メジャーLoop、マイナーループは実験結果ともよく合った。以上より、このモデルの妥当性が確認された。

また空間回路網法とFDTD法に本ヒステリシスモデルを組み込んで、無限円柱状磁性体に外部からパルス磁界を円柱の軸方向に加えた場合の、円柱の内外における磁化と磁界をシミュレートした。両解析法によって得られた結果は理論値とよく一致し、結果的に磁界の数値解析における提案されたモデルの有効性が確認された。

材料開発において最適な特性を見つけるために、材料の様々な特性のシミュレートが必要である。そのために、容易に特性を変更のできるモデルが有効である。本提案モデルにおいては、ある係数を χ に乗ずることだけで特性を変更できる。

本章で計算に用いた円柱状磁性体では内部の磁化の方向が1次元的にしか変化しないため、本モデルのような1次元ヒステリシスモデルでも厳密な電磁界の数値計算は可能である。しかしながら一般的に磁化の方向は加えられる磁界の方向によって依存するため、例えば回転磁界などのように磁界の方向が変化する場合については、2次元あるいは3次元のヒステリシスモデルが必要となってくる。

第4章の参考文献

- (1) R.I.Potter and R.J.Schmulian : "Self-Consistently computed magnetization patterns in thin magnetic recording media" , IEEE Trans. Magn. MAG-7, pp. 873-880 (1971) .
- (2) S.S.Udpa and W.Lord : "A Fourier descriptor model of histeresis loop pjenomena" , IEEE Trans. Magn. MAG-21, pp. 2370-2373 (1985) .
- (3) M.L.Hodgdon : "Applications of a theory of ferromagnetic hyesteresis" , IEEE Trans. Magn. MAG-24, pp. 218-221 (1988) .
- (4) F.Preisach : "Uber die Magnetische Nachwirkung" , Zeit. Phys. , Vol. 94 , pp. 277 (1935) .
- (5) R.M.Del Vecchio : "An efficient procedure for modelling complex hysteresis processes in ferromagnetic materials" , IEEE Trans. Magn. MAG-16, pp. 809-811 (1980) .
- (6) I.D.Mayergoyz : "Mathmatical Models of Hysteresis" , IEEE Trans. Magn. MAG-22, pp. 603-608 (1986) .
- (7) I.D.Mayergoyz and G.Friedman : "Generalized Preisach model of hysteresis" , IEEE Trans. Magn. MAG-24, pp. 212-217 (1988) .
- (8) E.Della Torre and G.Kadar : " Vector Preisach and the moving model " , J.Appl.Phys. 63, pp. 3004-3006 (1988) .
- (9) I.D.Mayergoyz, A.A.Adly, and G.Friedman : " New Preisach-type models of hysteresis and their experimental testing" , J. Appl. Phys. 67, pp. 5373-5375 (1990) .
- (10) G.Friedman : " Generalization of the vector Preisach hysteresis model " , J.Appl.Phys. , 69, pp. 4832-4834 (1991) .

- (11) F.Ossart and G.Meunier : " Comparison between various hysteresis models and experimental data " , IEEE Trans. Magn. MAG-26, pp. 2837 - 2839 (1990) .
- (12) T.Morita, N.Yoshida, and I.Fukai : " Transient analysis of Electromagnetic fields in a magnetic medium with hysteresis in a three-dimensionnal space " , IEEE Trans. Magn. MAG-26, pp. 509-512 (1990) .
- (13) N.Yoshida and I.Fukai : " Transient analysis of a stripline having a corner in three-dimensional space " , IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-32, pp. 491-498 (1984) .

第4章の付録

無限に長い半径 R の円柱形磁性体をそれに垂直でかつ一様な磁界の中においた場合を考える。円筒の軸に垂直な平面で極座標を考えると、2次元のラプラス方程式の解は、

$$\varphi_e = H_0 r \cos \theta \left(-1 + \frac{A}{r^2} \right) \quad (4-6a)$$

$$\varphi_i = -B H_0 r \cos \theta \quad (4-6b)$$

ただし、ここで φ_e , φ_i はそれぞれ磁性体外部、内部における磁位であり、 A , B はそれぞれ定数である。

$r = R$ における境界条件は

$$[\varphi_e]_{r=R} = [\varphi_i]_{r=R} \quad (4-7a)$$

$$\left[\frac{\partial \varphi_e}{\partial r} \right]_{r=R} = \left[\mu_r \frac{\partial \varphi_i}{\partial r} \right]_{r=R} \quad (4-7b)$$

$$\left[\frac{\partial \varphi_e}{\partial \theta} \right]_{r=R} = \left[\frac{\partial \varphi_i}{\partial \theta} \right]_{r=R} \quad (4-7c)$$

(4-7a) 式に (4-6) 式を代入して

$$H_0 R \cos \theta \left(-1 + \frac{A}{R^2} \right) = -B H_0 R \cos \theta \quad (4-8)$$

$$\therefore B = 1 - \frac{A}{R^2} \quad (4-9)$$

(4-7b)式に(4-6)式を代入して

$$H_0 \cos \theta \left(-1 - \frac{A}{R^2} \right) = -\mu_r B H_0 \cos \theta \quad (4-10)$$

$$\therefore \mu_r B = 1 + \frac{A}{R^2} \quad (4-11)$$

(4-7c)式に(4-6)式を代入して

$$-H_0 R \sin \theta \left(-1 + \frac{A}{R^2} \right) = B H_0 R \sin \theta \quad (4-12)$$

$$\therefore B = 1 - \frac{A}{R^2} \quad (4-13)$$

結果的に(4-13)式は(4-9)式に等しくなる。

(4-9)式と(4-11)式の両辺を加えて

$$(\mu_r + 1) B = 2 \quad (4-14)$$

$$\therefore B = \frac{2}{\mu_r + 1} \quad (4-15)$$

これを(4-8)式に代入して

$$\frac{2}{\mu_r + 1} = 1 - \frac{A}{R^2} \quad (4-16)$$

$$\therefore A = \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} R^2 \quad (4-17)$$

以上より φ_e , φ_i は

$$\varphi_i = -\frac{2}{\mu_r + 1} H_0 r \cos \theta \quad (4-18)$$

$$\varphi_e = -H_0 r \cos \theta - \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \cdot \frac{R^2}{r^2} H_0 \cos \theta \quad (4-19)$$

よって、磁性体内部の磁界ベクトルを H_i , 外部の磁界ベクトルを H_e とすると

$$H_i = \frac{2}{\mu_r + 1} H_0 \quad (4-20)$$

$$\begin{aligned} H_e &= H_0 - \frac{\partial \varphi_e}{\partial r} u_r - \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_e}{\partial \theta} u_\theta \\ &= H_0 + \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} H_0 \frac{R^2}{r^2} (u_r \cos \theta + u_\theta \sin \theta) \end{aligned} \quad (4-21)$$

ここで u_r と u_θ は r , θ 方向の単位ベクトルを示す。ここで磁性体が磁化 M を有しているとする、

$$M = \mu_0 (\mu_r - 1) H_i = \frac{2 \mu_0 (\mu_r - 1)}{\mu_r + 1} H_0 \quad (4-22)$$

よって、

$$H_e = H_0 + \frac{M}{2 \mu_0} \frac{R^2}{r^2} (u_r \cos \theta + u_\theta \sin \theta) \quad (4-23)$$

以上より、無限円柱形磁性体が有している磁化 M によるその周囲における磁界

ベクトルの r , θ 方向の成分 H_r , H_θ は

$$H_r = \frac{R^2 M \cos \theta}{2 \mu_0 r^2} \quad (4-24a)$$

$$H_\theta = \frac{R^2 M \sin \theta}{2 \mu_0 r^2} \quad (4-24b)$$

となる。

第5章 Mn-Zn フェライトの損失解析

5.1 序 言

近年、電子機器の小型化、軽量化に伴い、電子部品にはより高周波での高効率化が要求されている。スイッチング電源においても駆動周波数が高くなるに従い、トランスに用いられるMnZnフェライトの電力損失の低減が求められ、そのための研究開発が盛んに行われており、そのために損失の解析も活発に行われている⁽¹⁾。従来はフェライトの損失は周波数の1次成分をヒステリシス損失、2次成分を渦電流損失とし、その他を残留損失として分離していたが、高周波における損失を十分に説明するに至っていない。現在損失特性の解析については、結晶粒界層の損失発生機構への影響の解析⁽²⁾、⁽³⁾、実測値から実験式を算出する方法⁽⁴⁾、損失成分の電気抵抗依存性から渦電流損失と実験的に分離する方法⁽⁵⁾、残留損失を動的な磁気損失として分離する方法⁽⁶⁾、⁽⁷⁾など様々な方法が提案され、材料開発にも生かされている⁽⁸⁾、⁽⁹⁾。

一方、ヒステリシス損失と渦電流損失に着目すると両者は独立に決定されるものではなく、ヒステリシスによる透磁率の変化と渦電流による表皮効果が相互に影響を及ぼしあいながら、結果的に全体の損失特性を構成していると考えられる。このような複雑な損失発生機構を有する場合、従来のように相互の影響を無視して個別にこれらの損失を計算して、全損失から差し引くことで残留損失を算出する方法は正確ではない。そこで渦電流とヒステリシスの相互作用を考慮に入れ、シミュレーションにより渦電流損とヒステリシス損を計算し、より正確な残留損失の算出をめざすアプローチも有効と考えられる。本章では、ヒステリシス損失と渦電流損失の相互の影響を考慮するため、従来のマクロな電磁気学的解析法ではなく、これまでの章でも説明してきた電磁界の時間応答シミュレーション

法である空間回路網法⁽¹⁰⁾を用いてMnZnフェライトトロイダルコアにおける両損失の周波数特性を解析した結果を述べている。本手法は逐次計算手法であるため、ヒステリシスループも厳密に再現しながら損失を計算することが可能である⁽¹¹⁾。ヒステリシス特性は、実際のフェライト材料から得られる磁化率分布によるヒステリシスモデル⁽¹²⁾、⁽¹³⁾を用いている。

5.2 空間回路網法による解析方法

5.2.1 空間回路網法におけるMnZnフェライトモデル

第2章で述べたように空間回路網法はマクスウェル方程式の差分による定式化を行うことにより、空間を離散化する際に電氣的節点と磁氣的節点とそれらを接続する長さ Δd の1次元伝送線路によって構成される電氣的等価回路に置き換え、Bergeron法とよばれる1次元線路の波動伝搬の時間応答解析手法を用いて、最終的に系全体の逐次計算を行っていく方法である。本手法における磁性体の等価回路表現は、基本的に磁氣的節点に磁化率に対応する等価容量を並列接続することで実現されることは第2章で既に述べた。また磁気ヒステリシス特性はその等価磁気容量を、磁界の逐次変化に伴ってその非線形性に沿って変化する微分磁化率に対応した等価可変磁気容量 $C(t)$ とすることで等価回路表示されることも同章で既に述べた。一方、導電性媒質の等価回路表現はその導電率に対応する等価コンダクタンス G を、電氣的節点に並列接続することで実現される。以上より、導電性と磁気ヒステリシスを有するMnZnフェライトは図5-1のように等価回路表現される。図5-1では例として、既に第2章において図2-1に示した3次元等価回路網におけるDEF面について示しているが、他のABC面の各節点においても同様である。

一般に導電率と磁気ヒステリシスを考慮した等価回路において、導電率が
 高ければ、導電率を考慮する必要がある。導電率を考慮する際には、導電率と
 の比が導電率に比例する。導電率と磁気ヒステリシスの関係については
 別項を参照していただく。導電率と磁気ヒステリシスの関係については
 別項を参照していただく。

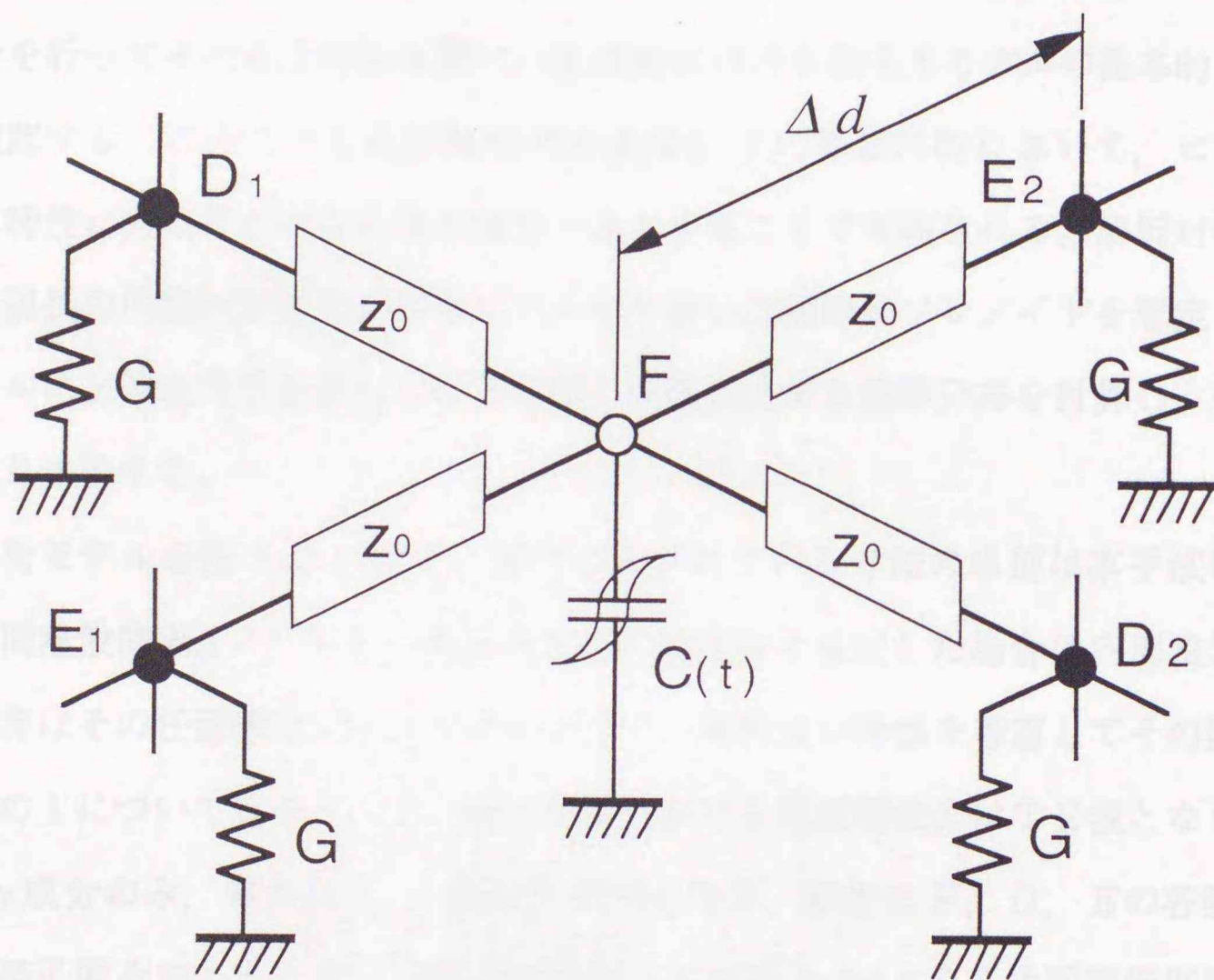


図 5 - 1 空間回路網法における導電率と磁気ヒステリシスを考慮した等価回路
 (DEF 面における等価回路)

5.2.2 線形磁性材料における表皮効果の解析

一般に導電性を有する磁性体の場合、高周波ほど磁性体内部において渦電流が流れ、表皮効果が生じる。ここではヒステリシス特性を考慮する前に、解析解との比較が容易に行えるように、透磁率を一定としたときの導電性磁性体について解析を行ってその表皮効果を調べ、本研究における磁性体モデルの基本的妥当性を確認する。このような磁性体モデルは図 5-1 の等価回路において、ヒステリシス特性に対応する可変容量の値を一定とすることで実現される。解析対象として無限長の円柱状磁性体の周りにコイルを巻いた無限長ソレノイドを想定して、コイルに正弦波電流を流したときの磁心内部に生ずる磁界分布を計算し、その理論解と比較する。

解析モデルを図 5-2 に示す。図中に示されている寸法の単位は本手法における空間離散間隔 Δd である。無限円柱状の磁性体を仮定した場合の内部磁界分布の計算はその任意断面で行なえばよいので、解析は対称性を考慮してその断面の 4 分の 1 について行なう。また解析対象における電磁界成分は TE 波となり、磁界は y 成分のみ、電界は x, z 成分を有するので、解析は F, D, E の各節点を含む格子面を中心として、上下を電気壁とした厚さ $2\Delta d$ の 3 次元等価回路による 2 次元モデルとして計算を行なう。媒質条件として比透磁率 μ_r を 100, コイルに流す正弦波電流の周期を $40000 \Delta t$ とし、導電率 σ を変化させて計算を行なう。ここで Δt は逐次計算における離散時間間隔であり、例えば Δd を 1 mm と設定した場合、 Δt は 1.67×10^{-12} 秒となるので、周期 $40000 \Delta t$ は周波数で 15 MHz に対応する。

一方、解析モデルにおける磁界分布包絡線の理論解は、 r を円柱中心からの距離、 ω を角周波数、磁性体の導電率を σ 、透磁率を μ として

$$\rho = r \sqrt{\omega \sigma \mu} \quad (5-1)$$

とすると、次式のような第1種0次ベッセル関数となる。

$$\frac{H_y}{H_0} = J_0 \left(\sqrt{-j} \rho^2 \right) e^{j\omega t} \quad (5-2)$$

ここで H_0 は定常における円柱中心磁界の最大振幅である。

図5-3に σ を変化させたときの磁性体中の磁界 H_y の分布の計算結果と、同条件における理論解との比較を示す。図の計算結果において磁性体内部では中心に近いほど磁界が減少しており、渦電流による表皮効果の影響がよく再現されている。また σ の増加に伴って表皮効果がより顕著になっていくようすも明らかとなっている。さらに本手法の計算結果と理論解はよく一致しており、本手法による導電性磁性体の解析の基本的妥当性が明らかとなっている。

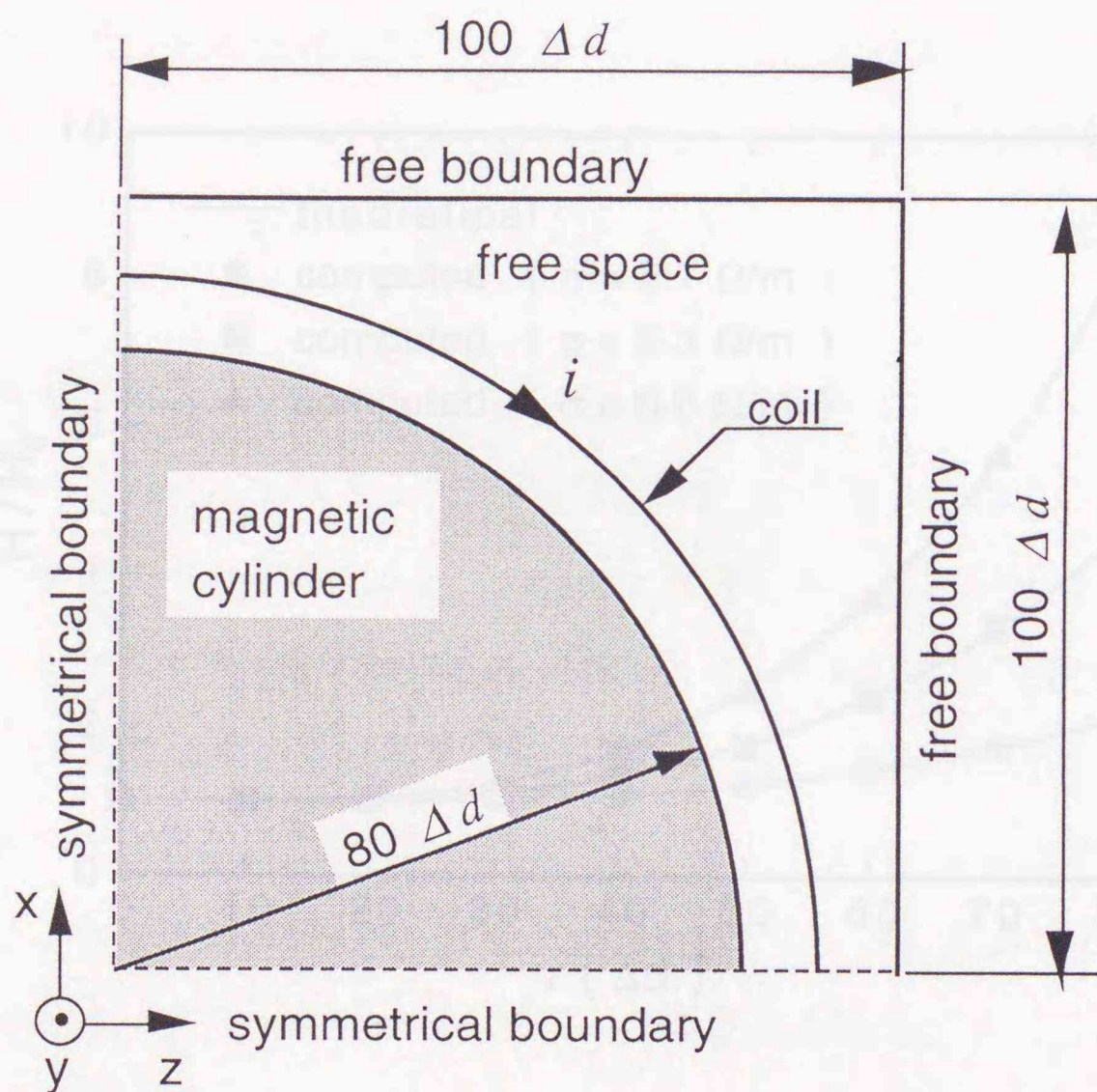


図 5 - 2 無限円柱状コアを有するソレノイドの 2 次元解析モデル

5.2.3 Mn-Oxide フェライトのヒステリシス特性モデル

本章では電磁場中で磁化を制御したコイル型インダクタンス増大回路（増大コイル）の設計、流束の
マイナーループおよび磁化率の増大、その増大率を制御するための最適化設計、最適化設計
をデータをもとにしたヒステリシス特性モデル、およびヒステリシスモデルの設計にお
いて、その設計に必要となるパラメータの抽出、およびヒステリシスモデルの設計にお
いて、その設計に必要となるパラメータの抽出、およびヒステリシスモデルの設計にお

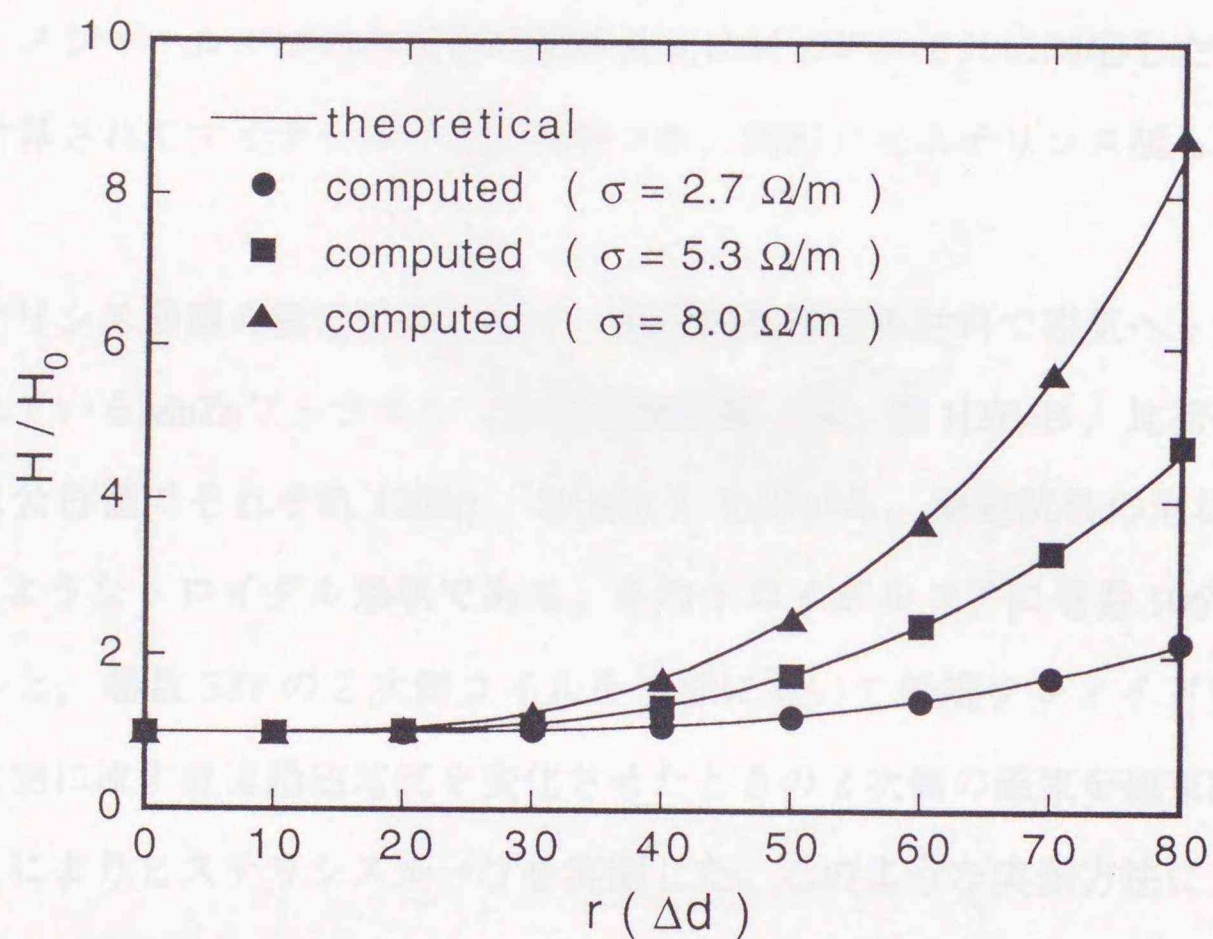


図 5 - 3 無限円柱状コアないにおける磁界分布

(r : 円柱からの距離, H_0 : 円柱中心磁界)

5.2.3 Mn Zn フェライトのヒステリシス特性モデル

本章では第4章で述べた実測したヒステリシス曲線（メジャーLOOP、数本のマイナーループおよび初期磁化曲線）から得られるMH平面上における磁化率分布データをもとにしたヒステリシスモデルを用いる。本ヒステリシスモデルにおいては、メジャーLOOP内の任意の磁界変化に対して、それに対応した磁化が逐次的に計算されてマイナーループが再現され、同時にヒステリシス損も再現される。

ヒステリシス曲線の測定試料として、低抵抗高透磁率材料で磁気ヘッド材料に用いられているMnZnフェライト（住友特殊金属（株）製 H3E4B，比初透磁率と導電率は公称値でそれぞれ 12000，20 S/m）を用いる。測定試料の形状は図5-4に示すようなトロイダル形状である。そのトロイダルコアに巻数 106T の1次側コイルと、巻数 38T の2次側コイルを一樣に巻いて無端ソレノイドを作成して、1次側に流す直流励磁電流を変化させたときの2次側の磁束を磁束計で測定することによりヒステリシスループを実測した。このような実測方法により得られたメジャーLOOP、マイナーループ群、初期磁化曲線を図5-5に示す。更に第4章で述べた手順の通りに、これらの各曲線上の微分磁化率すなわち dM/dH の値から、H軸方向とM軸方向においてスプライン補間を行うことにより、最終的にMH平面上の磁化率分布を求める。

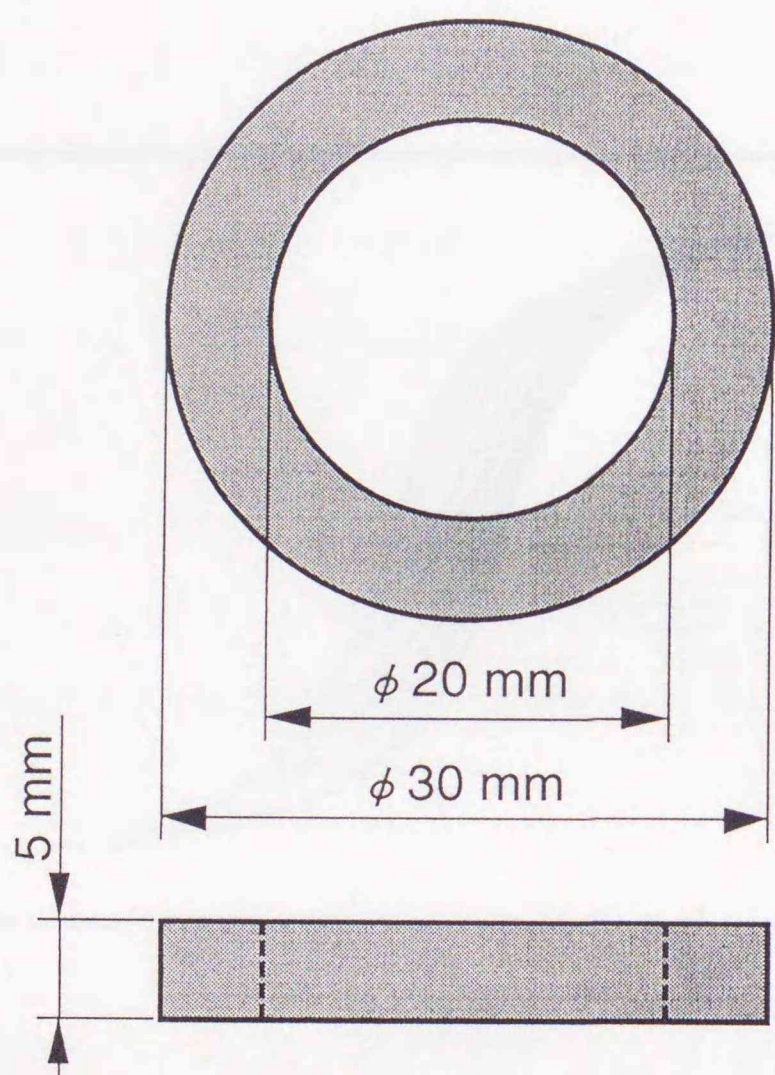


図5-4 実測されたフェライトコア
(住友特殊金属社製 MnZn フェライト)

5.2.4 図5-5のヒステリシス曲線群の測定結果と比較

次に図5-5のヒステリシス曲線群の測定結果と図5-4のヒステリシス曲線群の測定結果とを比較する。図5-4のヒステリシス曲線群は、図5-5のヒステリシス曲線群と比較して、そのヒステリシス特性によって生じる磁束密度の差が大きい。図5-4のヒステリシス曲線群は、図5-5のヒステリシス曲線群と比較して、そのヒステリシス特性によって生じる磁束密度の差が大きい。

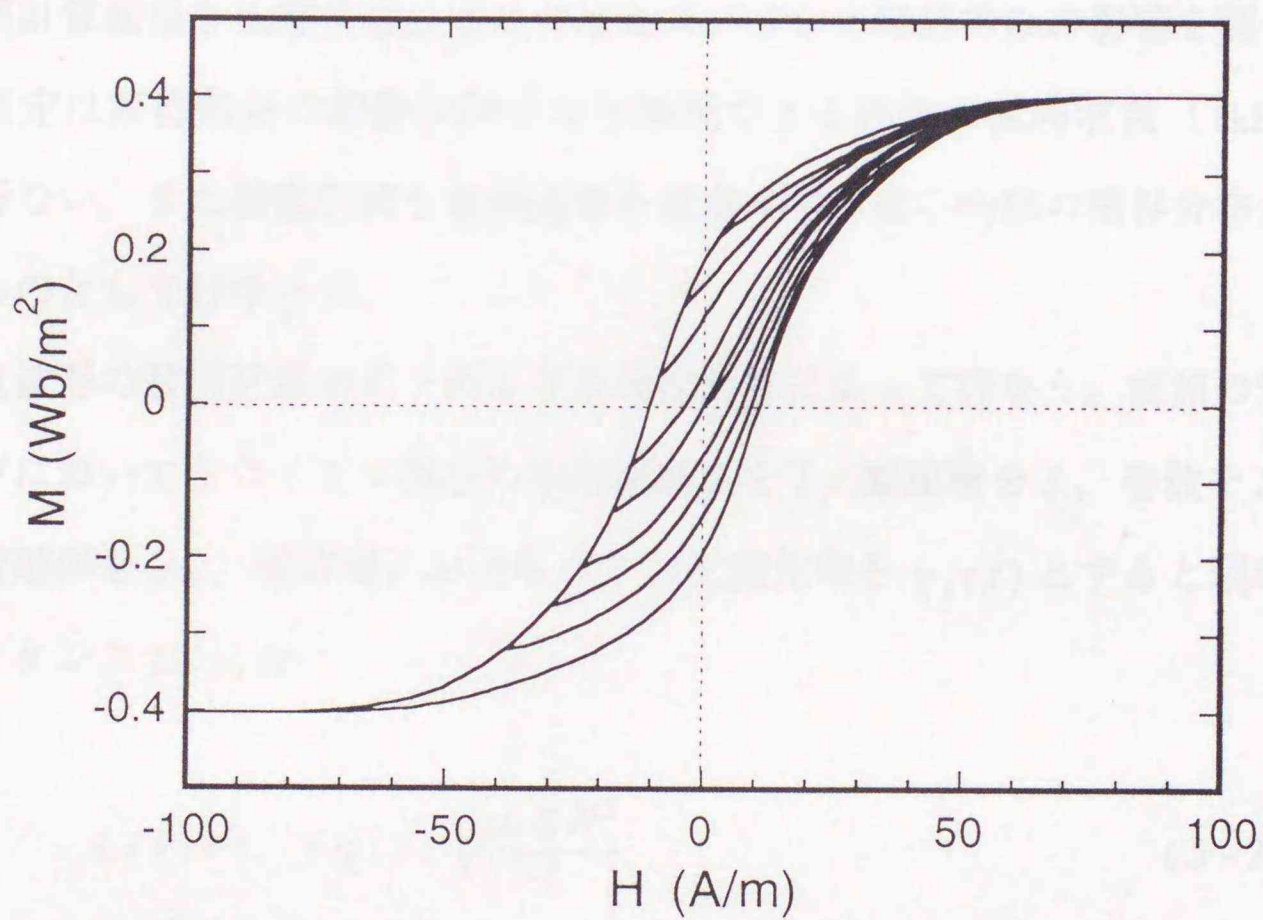


図5-5 実測されたヒステリシス曲線群

5.2.4 無端ソレノイド励磁電流波形の計算と実験結果との比較

次に本研究で用いるヒステリシスモデルの妥当性を確かめるために、前述のフェライトリングを用いたソレノイドに正弦波電圧を加えて、そのヒステリシス特性によって生じる励磁電流の波形の歪みを観測し、本ヒステリシスモデルによる数値計算結果と比較する。ここではヒステリシス特性のみの影響を調べるために、測定は表皮効果の影響がほとんど無視できる程度の低周波数（1kHz）において行ない、また数値計算も表皮効果を考慮せずに磁心内部の磁界分布が一様になるものとして行なった。

電流波形の数値計算は以下のような逐次計算によって行なう。前節の無端ソレノイドにおいてトロイダル磁心の平均磁路長を l 、断面積を S 、巻数を N 、真空中の透磁率を μ_0 、現時刻におけるコアの比磁化率を $\chi_r(t)$ とすると現時刻のインダクタンス $L(t)$ は

$$L(i) = \left\{ 1 + \chi_r(t) \right\} \frac{\mu_0 S N^2}{l} \quad (5-3)$$

となる。ここで $\chi_r(t) = dM/dH$ は磁心の微分磁化率であり、磁心の内部磁界の時間変化に伴いその MH 曲線に沿って変化するため時間の関数としている。また結果的に $L(t)$ も同様に時間とともに変化する。しかしながら逐次計算の過程において反復計算を行わずに現時刻の比磁化率とインダクタンスを同時に求めるのは難しいため、離散時間を Δt として Δt 前の励磁電流の大きさを $i(t - \Delta t)$ とすると Δt 前の磁心中の磁界 $H(t - \Delta t)$ は

$$H(t - \Delta t) = \frac{N}{l} i(t - \Delta t) \quad (5-4)$$

となる。この $H(t-\Delta t)$ と $2\Delta t$ 前の $H(t-2\Delta t)$, $M(t-2\Delta t)$ からヒステリシス曲線上で $\chi_r(t-\Delta t)$ を求め、この値を現在の値として近似することで (5-3) 式から $L(t)$ を計算する。ここに Δt の時間差が存在するが、これを充分小さくすることで計算誤差はほとんど無視できる。

一方、 $L(t)$ の端子電圧すなわち印加正弦波電圧を $E(t)$ 、そのときの励磁電流を $i(t)$ 、磁性体内の磁束を $\Phi(t)$ とし、漏洩磁束がないものとして磁心の内部磁界が表皮効果の影響がなく一様であるとする

$$E(t) = \frac{d}{dt} \Phi(t) \quad (5-5)$$

ここで

$$\Phi(t) = L(t) \cdot i(t) \quad (5-6)$$

であるから、

$$\begin{aligned} E(t) &= \frac{d}{dt} \{ L(t) \cdot i(t) \} \\ &= L(t) \cdot \frac{di(t)}{dt} + i(t) \cdot \frac{dL(t)}{dt} \end{aligned} \quad (5-7)$$

が成立する。さらに、 $L(t)$ は $i(t)$ の関数でもあるから

$$E(t) = L(t) \cdot \frac{di(t)}{dt} + i(t) \cdot \frac{dL(t)}{di(t)} \frac{di(t)}{dt} \quad (5-8)$$

よって

$$\frac{di(t)}{dt} = \frac{E(t)}{L(t) + i(t) \cdot \frac{dL(t)}{di(t)}} \quad (5-9)$$

となる。これを Δt ごとに逐次的に解いていくことにより、励磁電流 $i(t)$ の時間変化を計算することができる。ここでは2次のルンゲ・クッタ法で逐次計算を行う。ただし、

$$\frac{dL(t)}{di(t)} \approx \frac{L(t-\Delta t) - L(t-2\Delta t)}{i(t-\Delta t) - i(t-2\Delta t)} \quad (5-10)$$

として近似するものとする。

図5-6に励磁電流の立ち上がり波形の計算結果、図5-7に定常における励磁電流の実測波形と、上述の計算による励磁電流波形を示している。両図では、印加電圧の増大と共に電流波形の歪みが増加していくようすと共に、図5-7(a),(b)両波形が振幅、形状ともよく一致することが示されている。ここで励磁電流を徐々に立ち上げているのは収束するまでの時間を短くするためである。図5-8に十分定常に達した状態における励磁電流振幅について上述のように計算した結果と測定結果との比較を示す。図5-8では非線形領域において入力電圧の増大とともに励磁電流波形のピーク値が急激に上昇する現象が現れており、計算値と実測値はよく一致している。図5-9に図5-7(b)の各波形に対応する1周期分のヒステリシス軌跡を示す。同図では印加電圧の増大に対応して、ヒステリシスループが大きくなるとともに非線形の程度も大きくなっており、図5-7(b)の波形の振幅と歪みによく対応している。これらのことより、本ヒステリシスモデルおよびその履歴の計算法の基本的妥当性が明らかである。

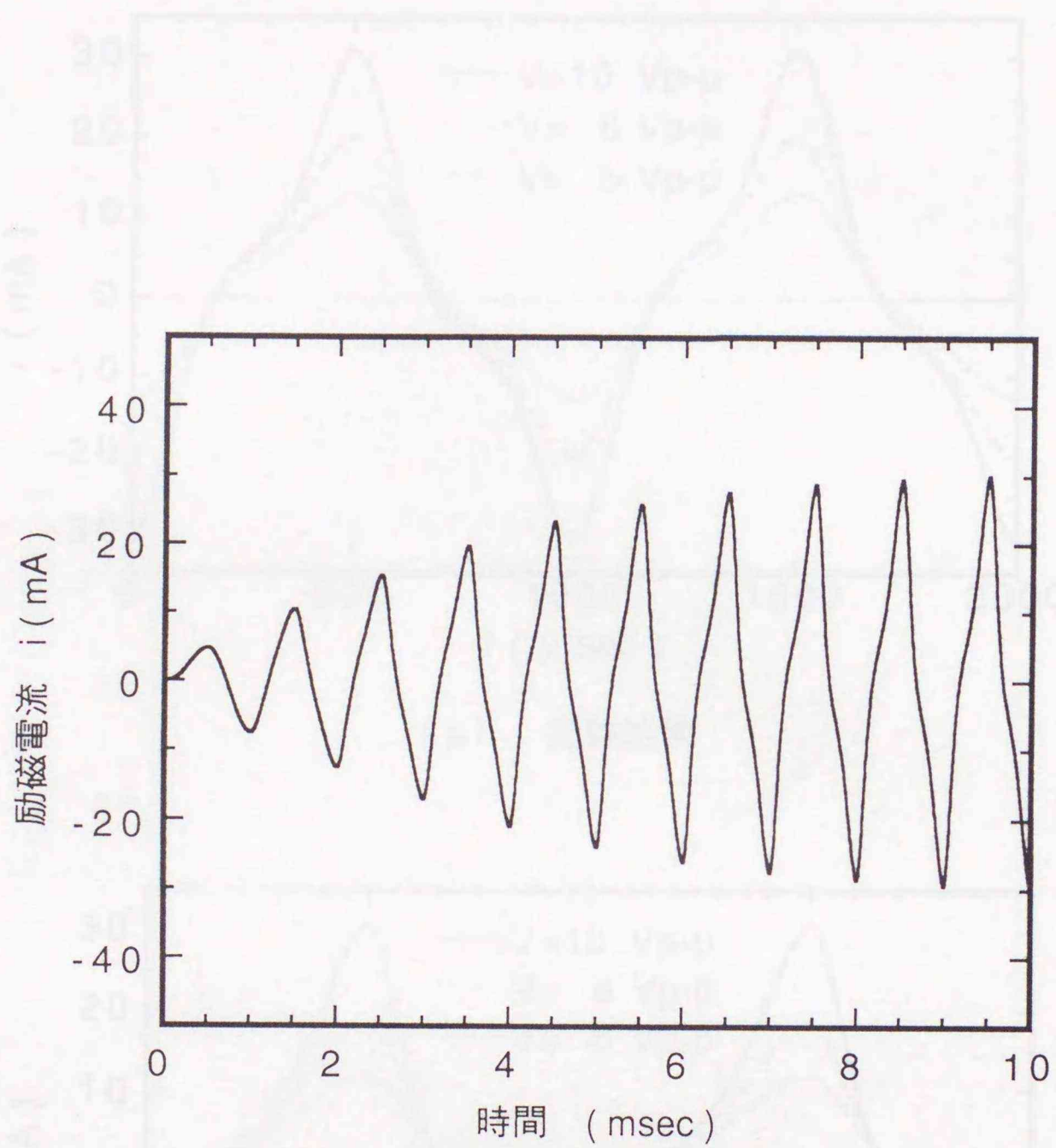
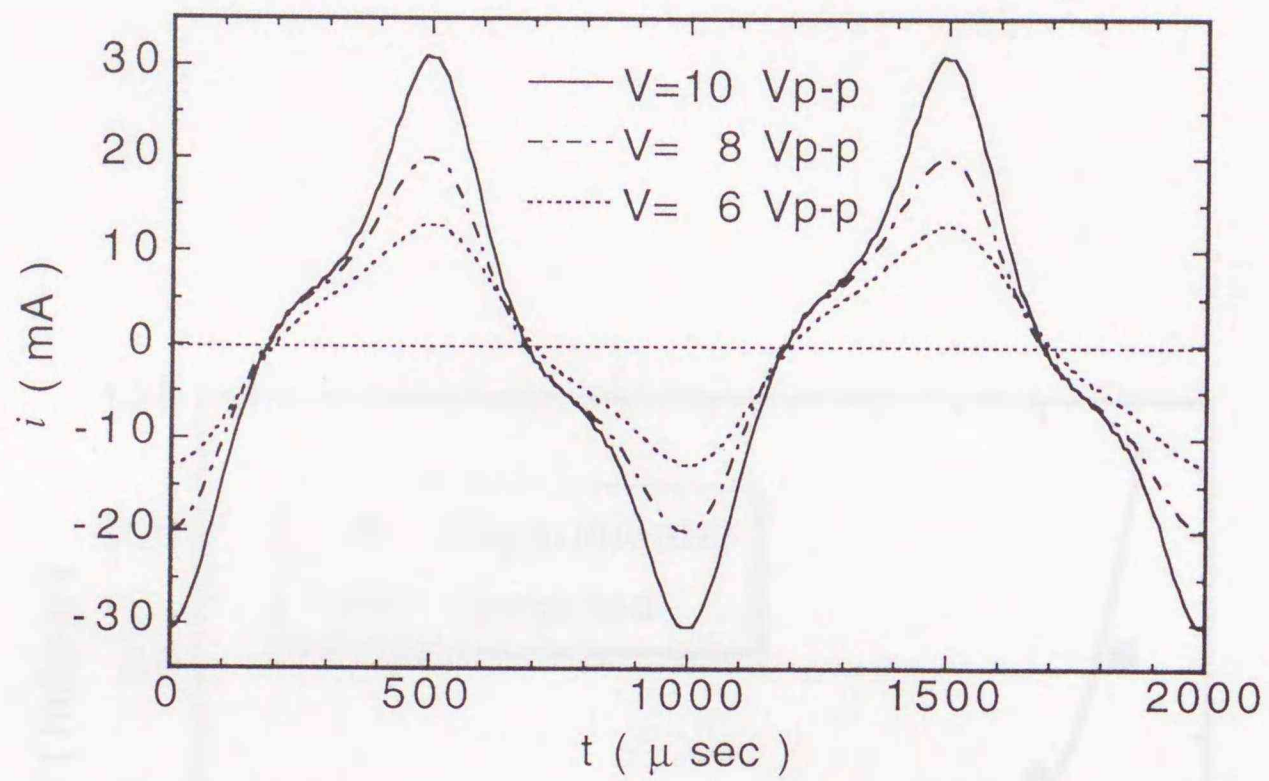
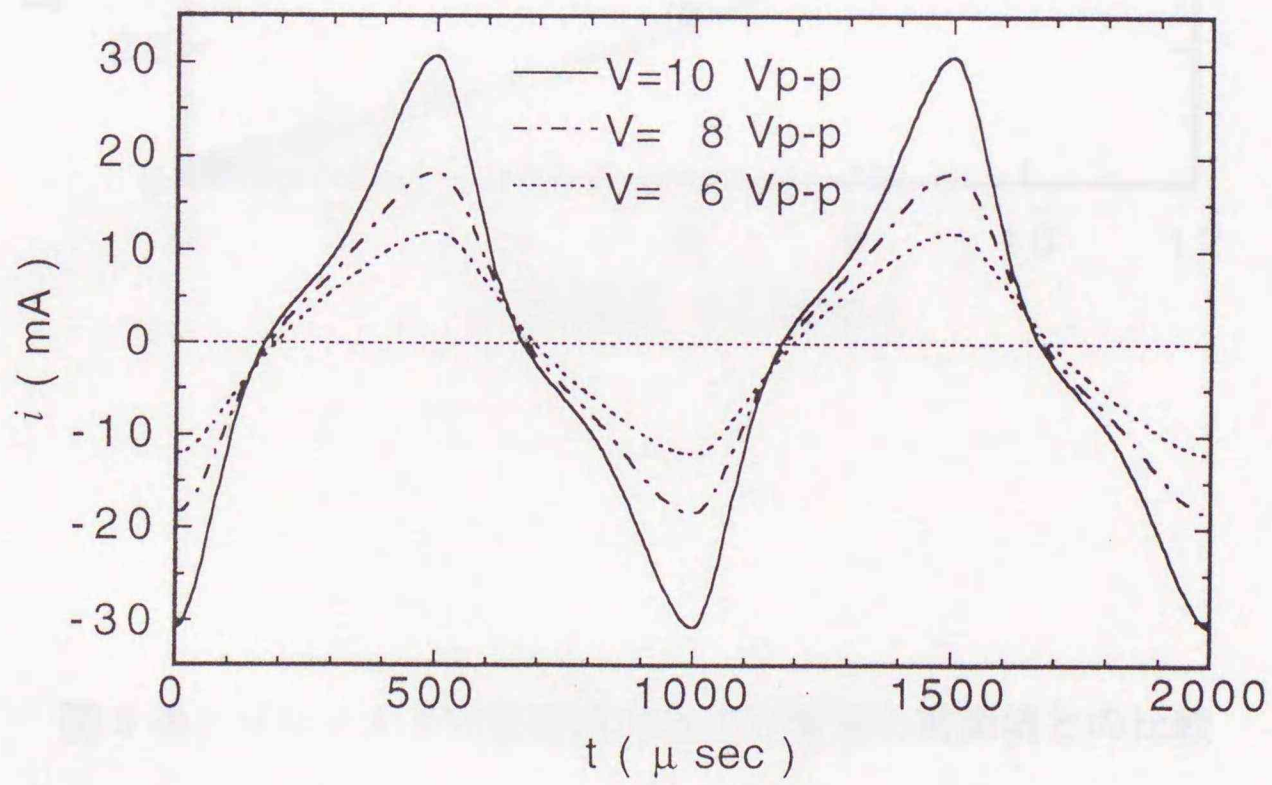


図5-6 ソレノイドの励磁電流波形



(a) 実験結果



(b) 計算結果

図5-7 ソレノイドの励磁電流波形
(V は印加電圧, 周波数 $f = 1 \text{ kHz}$)

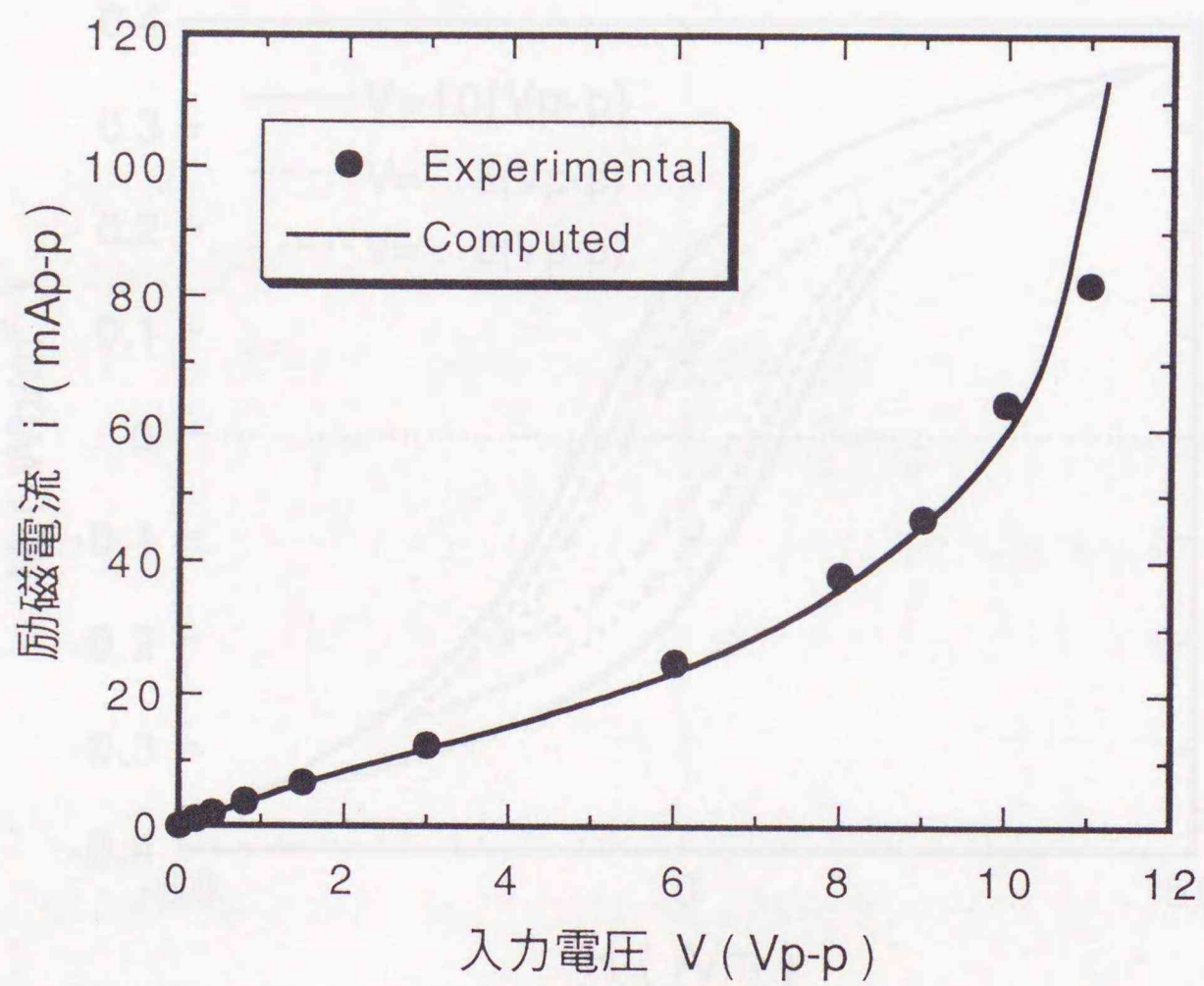


図 5 -8 ソレノイドの励磁電流値の計算値と実測値との比較

5.2.5 トロイダルコアの磁気回路の計算

図5-4に示したトロイダルコアの磁気回路の計算では、磁束密度を磁束の断面積で割ることで磁束密度を求める。このとき、磁束密度の単位は Wb/m^2 となる。また、磁束密度の計算には、磁束の断面積と磁束の値が必要である。

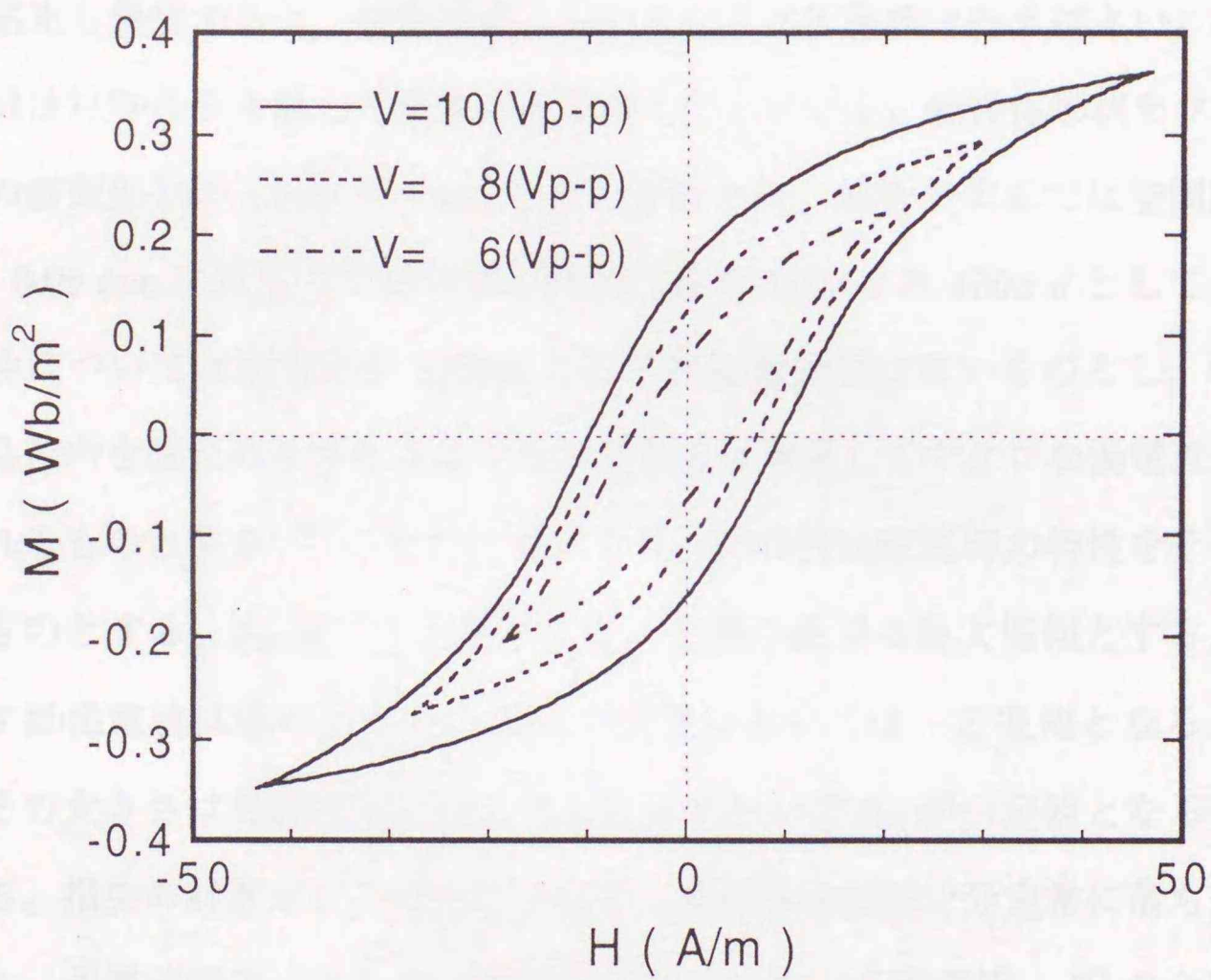


図5-9 定常状態におけるコアのヒステリシス軌跡

5.2.5 トロイダルコアにおける損失の解析モデル

図5-4に示したトロイダルコアに励磁電流を流すコイルを巻いて無端ソレノイドを構成した解析モデルを図5-10に示す。トロイダルコアの解析では、環形であることによる電磁界分布の対称性を考慮し、さらに内周側への磁束の集中と漏洩磁束も無視すると、任意断面についての2次元解析を行えばよい。実際の解析領域は対称性を考慮して全体の4分の1としている。磁性体形状をフェライトコアの断面形状の $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ と合わせるため、解析モデルでは空間離散間隔 Δd を 0.05 mm に設定して磁性体の外形寸法を $100\Delta d \times 100\Delta d$ としている。材料特性については導電率を 20 S/m として周波数分散はないものとし、材料内では結晶粒内を流れるとされるミクロな渦電流は無視してマクロな渦電流成分のみが流れるものとする⁽³⁾。また、ヒステリシス特性は直流時の特性をそのまま用いるものとする。 H_0 はコイルとフェライト間の磁界の最大振幅とする。コイルに流す励磁電流は徐々に立ち上がって定常においては一定振幅となる正弦波とし、その大きさは周波数が変化しても定常において H_0 が一定値となるように設定する。損失の計算はコア全体について、電磁界分布が十分定常に落ち着いてから行う。渦電流損失については各電氣的節点における導電損 σE^2 の合計の時間積分、ヒステリシス損失については各磁氣的節点における磁界と磁化の微小変化の積の時間積分から求め、両損失ともトロイダルコアの平均磁路長をそれらの値に乗じて全コア損失を計算する。

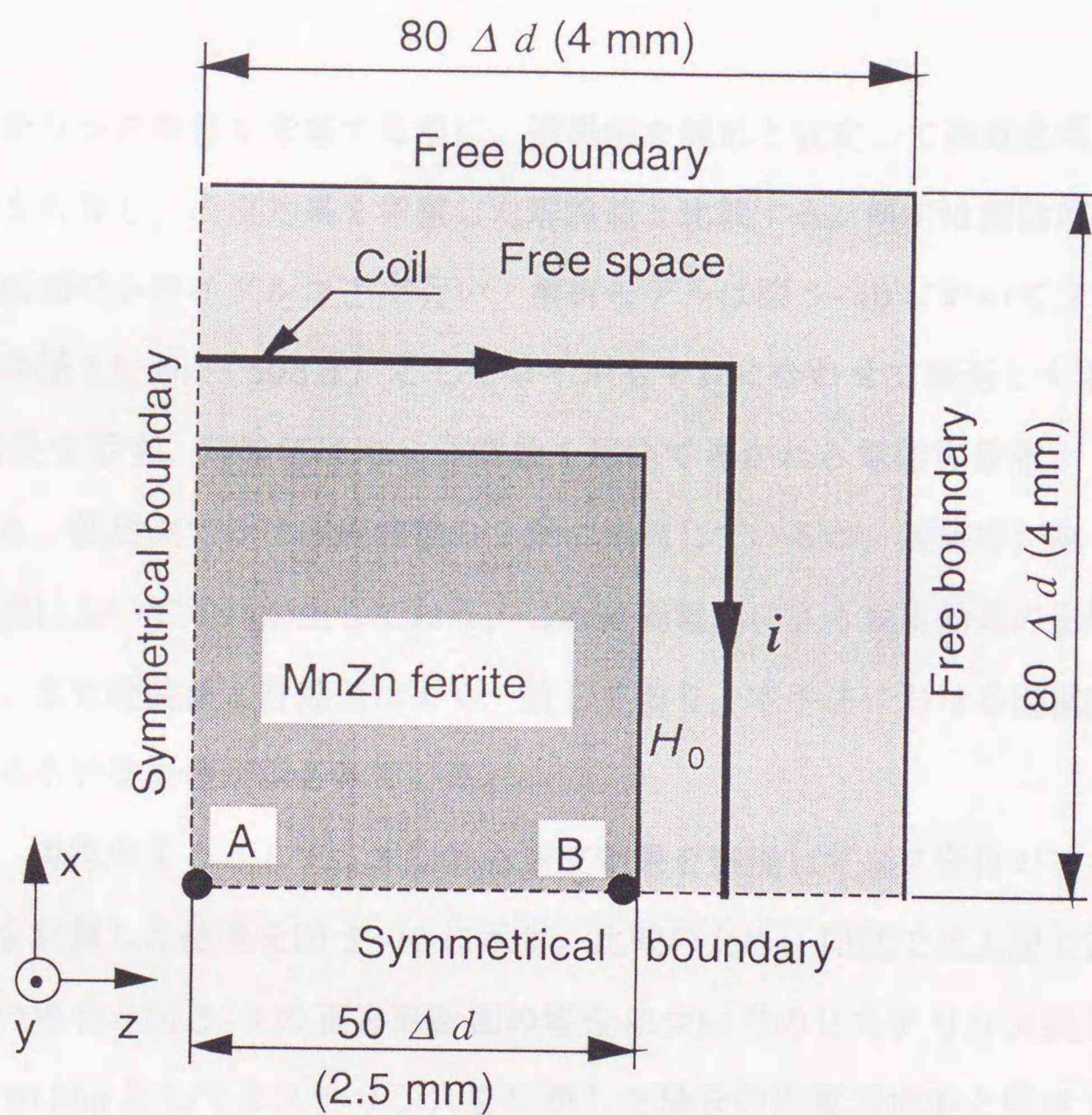


図5-10 正方形断面を有する無端ソレノイドの解析モデル

5.3 解析結果

5.3.1 線形透磁率の場合の渦電流損失と表皮効果を無視した場合の

ヒステリシス損失の周波数特性

ヒステリシス特性を考慮する前に、透磁率を線形と仮定して渦電流損失の周波数特性を計算し、表皮効果を考慮した理論値と比較する。解析は理論解析が可能な円形断面のトロイダルコアで行い、解析モデルは図 5-10 においてフェライト断面を半径 2.5 mm ($50\Delta d$) としてコイルもそれに合わせて環形とする。図 5-11 に結果を示す。理論値は Bessel 関数を用いて導かれる電磁界分布より計算されている。低周波ではほぼ周波数の 2 乗に比例しているが、透磁率が高くなるほど高周波においてずれが生じており、これは渦電流による表皮効果の影響と考えられる。また理論値と計算値はよく一致しており、本手法における渦電流損失の計算の基本的妥当性が示されている。

一方、導電率を 0 として、すなわち表皮効果を無視してコア全体のヒステリシス損失を計算した結果を図 5-12 に示す。比較のため、同図では上記で述べた円形断面の場合と図 5-4 の正方形断面の場合についてのヒステリシス損失を、導電率を 20 S/m としてヒステリシスを無視した場合の渦電流損失と併せて示している。同図ではヒステリシス損失が周波数に比例して増加しており、また両損失とも円形断面と正方形断面における違いはほぼ断面積の比に対応していることから、本手法による損失計算の妥当性が更に確かめられている。

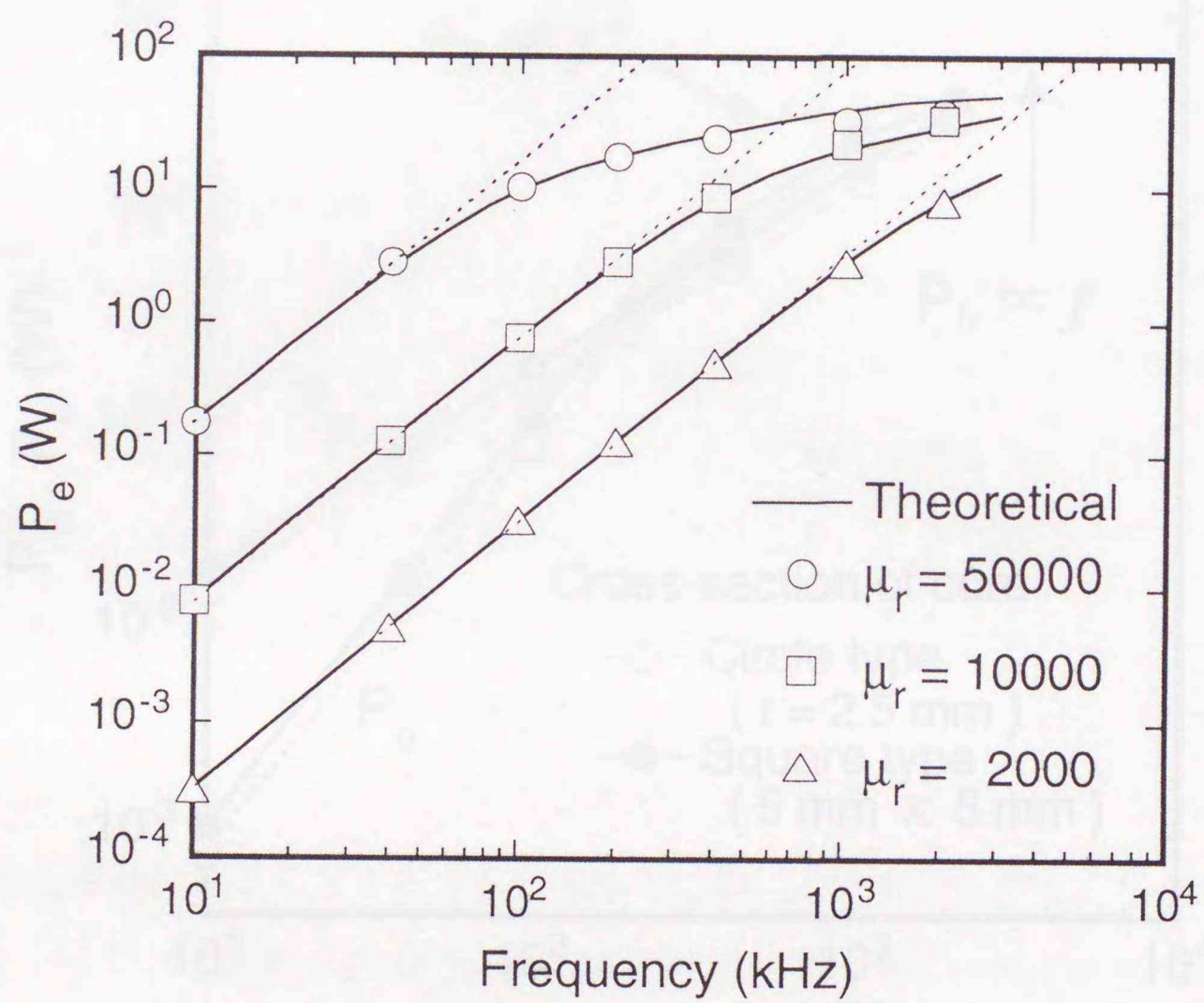


図 5 - 11 線形透磁率における渦電流損失 P_e の周波数特性

5.3.2 渦電流損失と磁滞損失の相互影響とヒステリシス損失の周波数特性

図5-12は、相互の影響を考慮したときのヒステリシス損失 P_h と渦電流損失 P_e の周波数特性を示す。縦軸は損失 P_h, P_e (W) の対数スケール、横軸は周波数 (kHz) の対数スケールである。

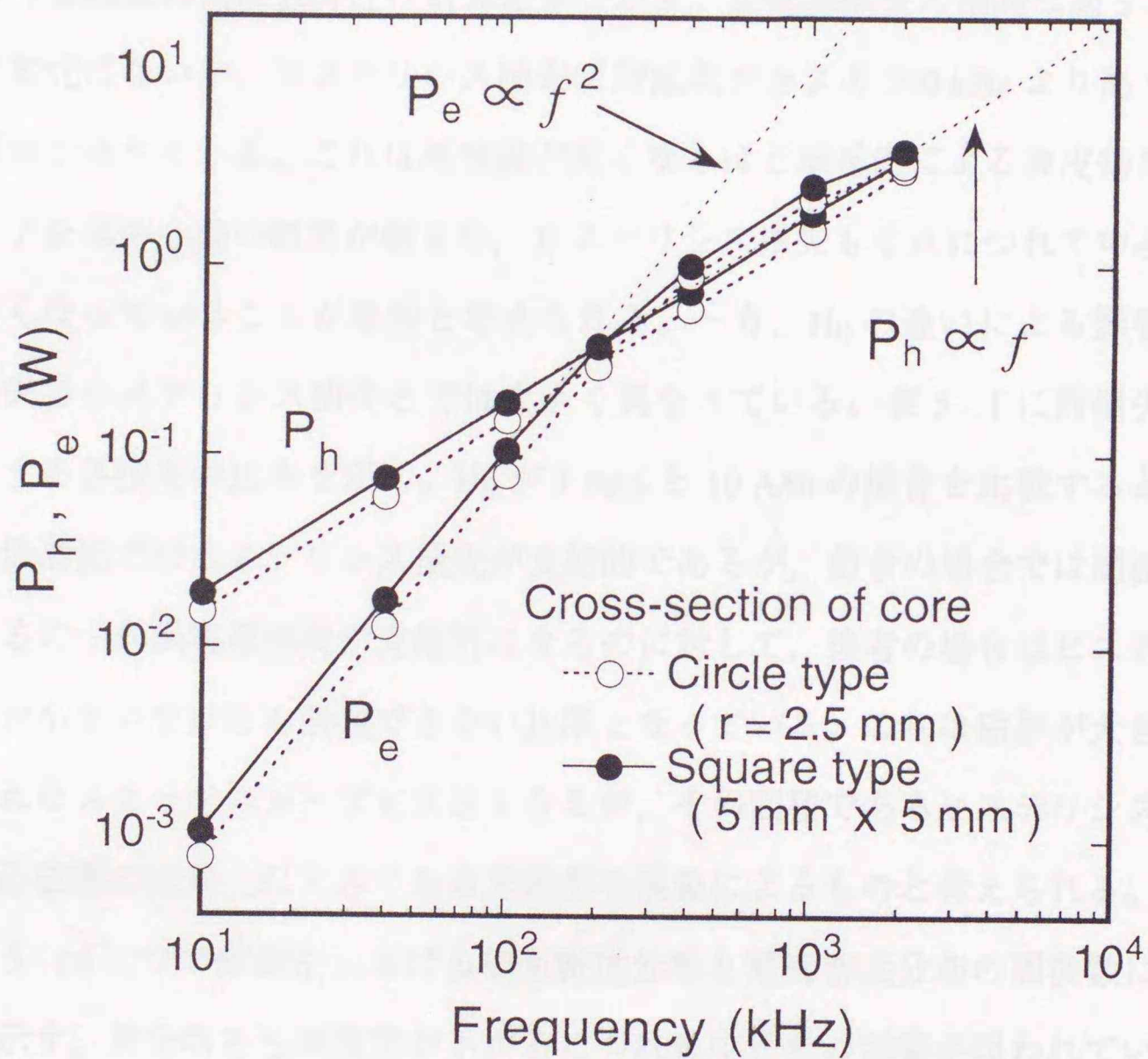


図5-12 相互の影響を考慮したときのヒステリシス損失 P_h と渦電流損失 P_e の周波数特性

5.3.2 渦電流とヒステリシスを考慮した場合の渦電流損失とヒステリシス損失の周波数特性

図 5-13 に H_0 を 10 A/m と 1 A/m に設定したときの図 5-10 に示す解析モデルにおける損失の周波数特性の計算結果を示す。渦電流損失の傾向は図 5-12 と大きな変化はないが、ヒステリシス損失は周波数がおよそ 200 kHz より高くなると直線性が崩れている。これは周波数が高くなるほど渦電流による表皮効果の影響でコア断面中心部の磁界が弱まり、ヒステリシス損失もそれにつれて中心部ほど小さくなっていることが原因と考えられる。一方、 H_0 の違いによる影響は渦電流損失とヒステリシス損失とでは大きく異なっている。表 5-1 に両損失の合計に対する各損失の比率を示す。 H_0 が 1 A/m と 10 A/m の場合を比較すると、両者とも低周波ではヒステリシス損失が支配的であるが、前者の場合では周波数が高くなるにつれ渦電流損失が支配的になるのに対して、後者の場合はヒステリシス損失が小さいながらも無視できない比率となっている。これは磁界が大きくなるにつれヒステリシスループも大きくなるが、その面積であるヒステリシス損失が単なる磁界の比以上に大きくなる非線形な現象によるものと考えられる。

図 5-14 にコア断面中における磁束密度分布と電流密度分布の周波数による変化を示す。両分布とも周波数が高くなるにつれ表皮効果の影響が現われていることが明らかである。図 5-15 に H_0 が 10 A/m の場合のコア中心部と最外周部におけるヒステリシスループ軌跡を示す。同図では最外周部の方がループが大きくヒステリシス損失も大きくなっていることがわかる。また中心部ではループが小さく、透磁率の時間的変化も小さくて線形に近いことから、磁界が比較的小さいうちは渦電流損失はヒステリシスの影響をあまり受けないであろうと考えられる。一方、磁界が強まりヒステリシスループが大きくなるほど、1 周期内での透磁率の時間的変動も大きくなって、表皮効果そのものの時間的変動も起こり、損失の

発生はより複雑な過程を経ることが予想され、シミュレーションの有効性がますます高まると考えられる。

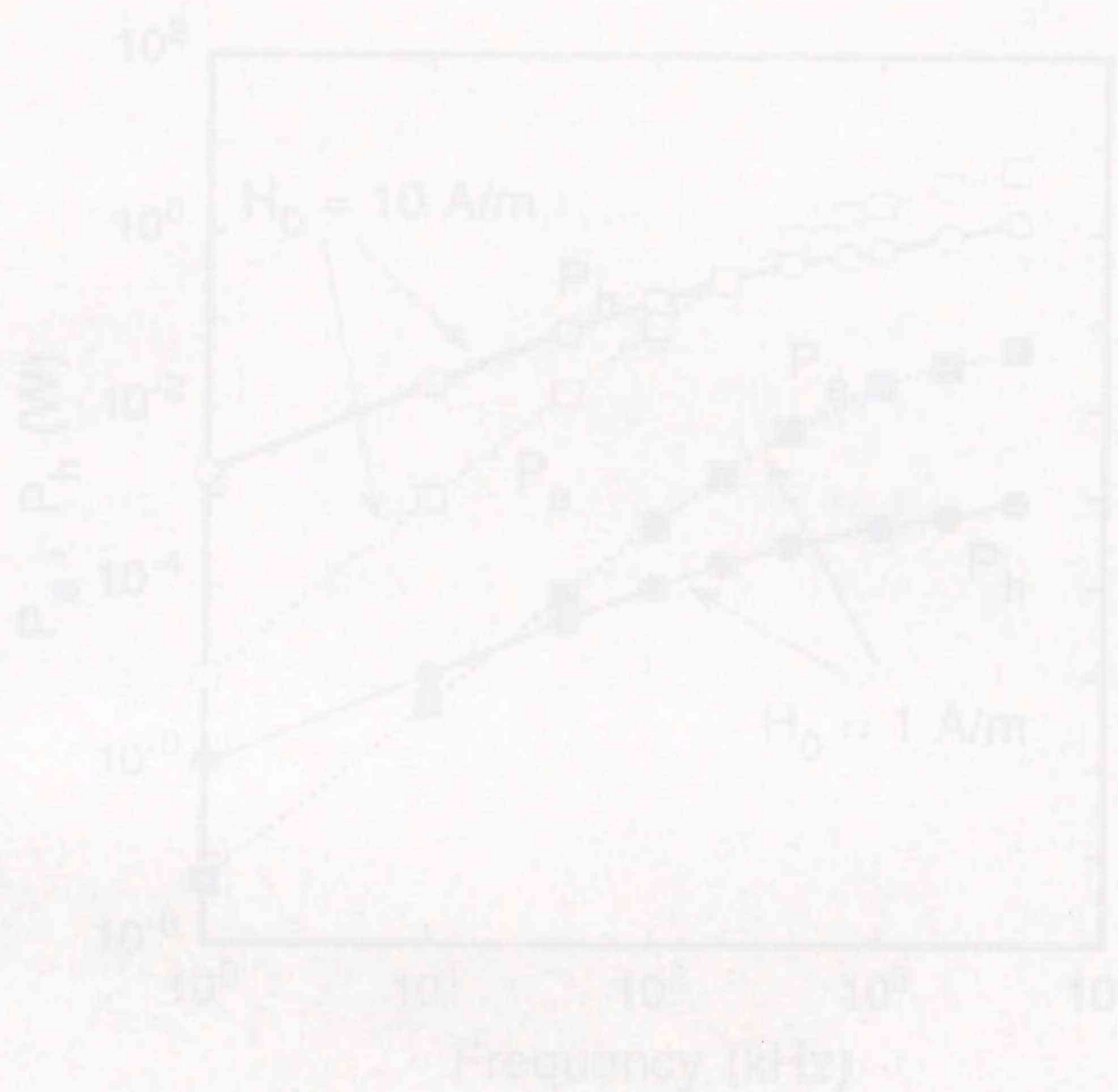


図5-19 相互の影響を考慮した場合の漏電漏磁場 P_h とステリシス損失 P_s の周波数特性

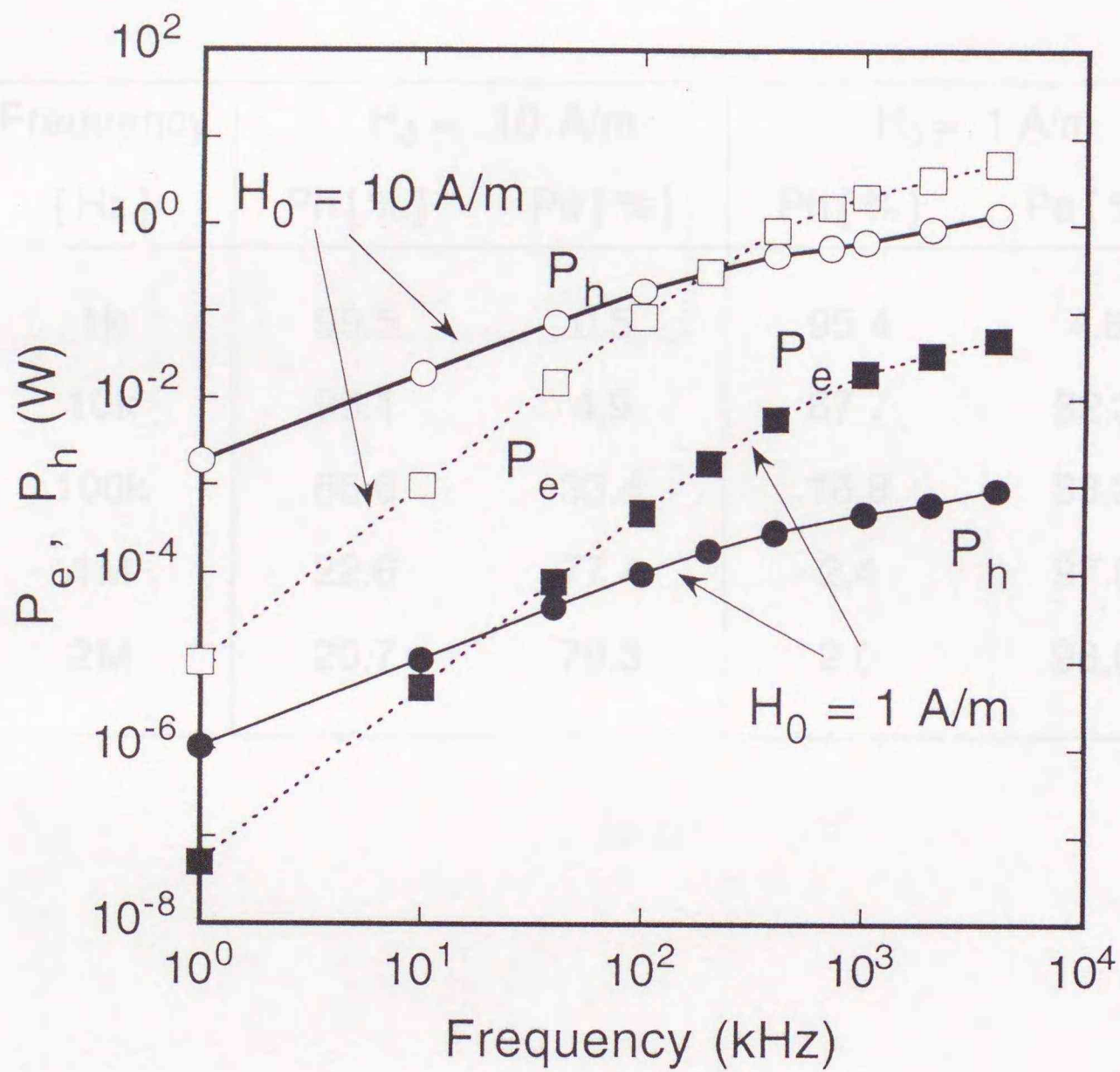


図 5 - 13 相互の影響を考慮した場合の渦電流損失 P_e と
ヒステリシス損失 P_h の周波数特性

Frequency [Hz]	$H_0 = 10 \text{ A/m}$		$H_0 = 1 \text{ A/m}$	
	Ph [%]	Pe [%]	Ph [%]	Pe [%]
1k	99.5	0.5	95.4	4.6
10k	95.1	4.9	67.7	32.3
100k	66.6	33.4	16.8	83.2
1M	22.6	77.4	2.4	97.6
2M	20.7	79.3	2.0	98.0

表 5 - 1 ヒステリシス損失 P_h と渦電流損失 P_e の割合比較

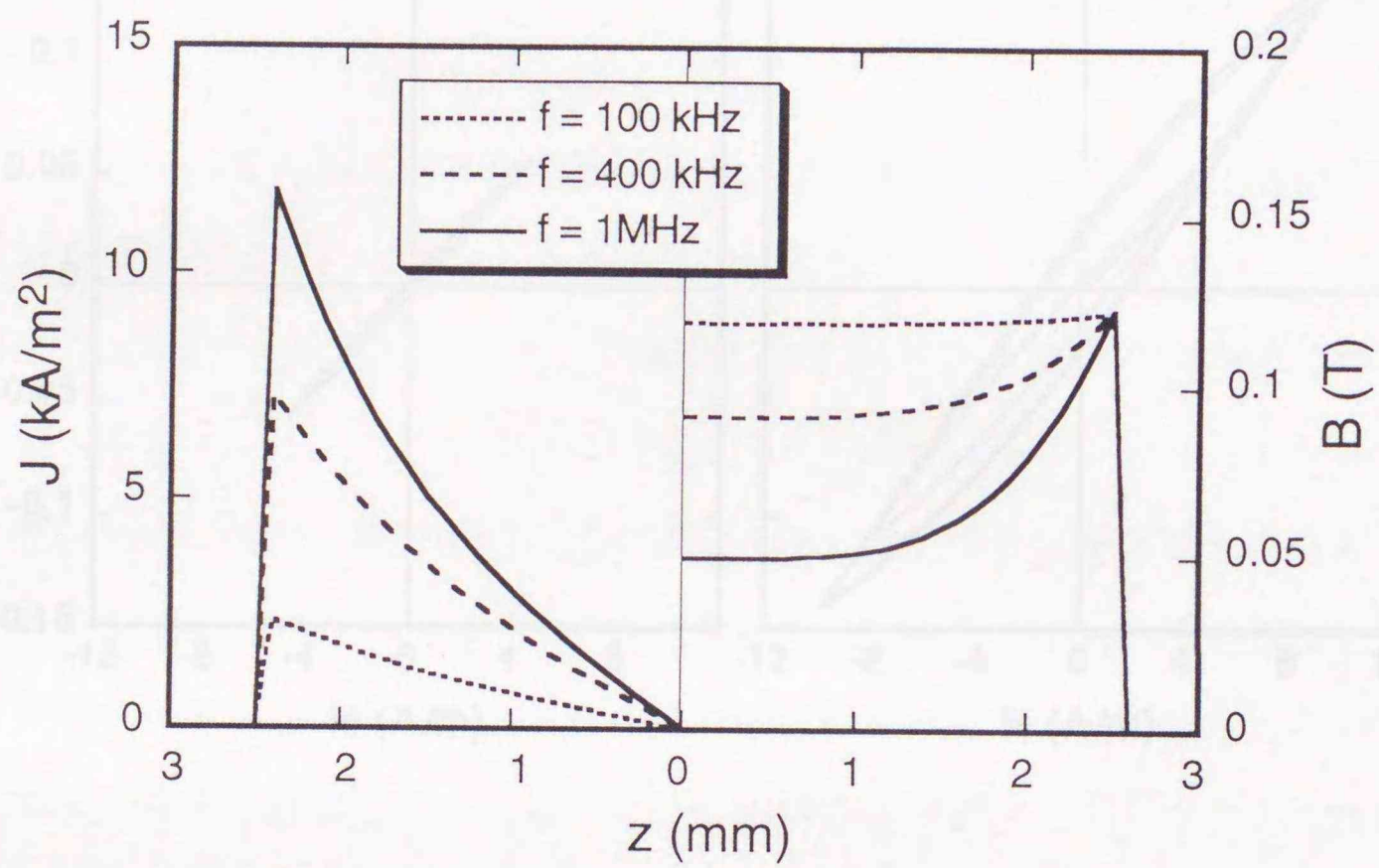
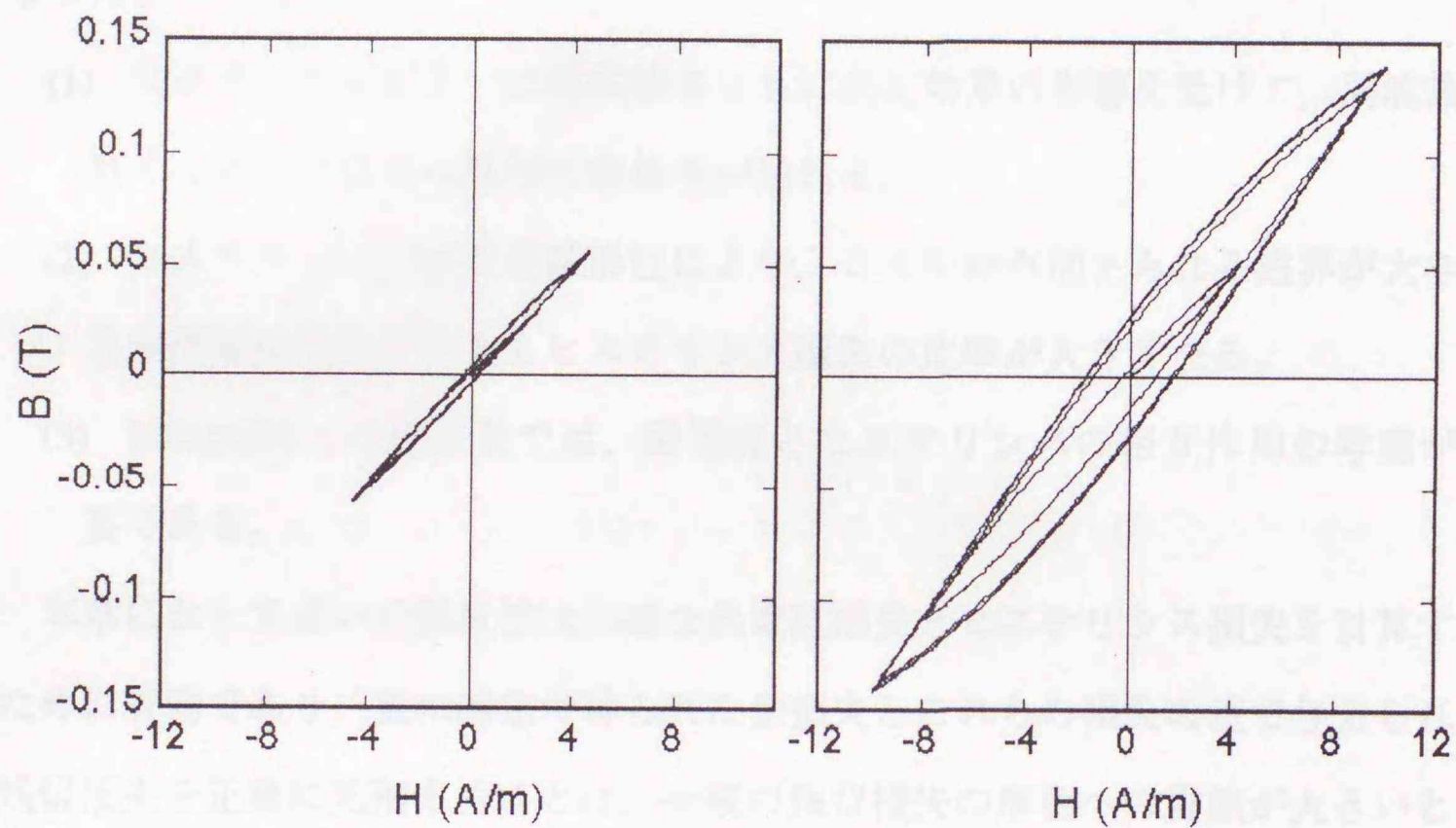


図 5 - 14 磁束密度 B と電流密度 J の分布



(a) A点 (コア中心)

(b) B点 (コア外周部)

図 5 - 15 計算過程におけるコア内のヒステリシス軌跡
(周波数 $f = 1 \text{ MHz}$)

5.4 第5章のまとめ

空間回路網法を用いてMnZnフェライトトロイダルコアのヒステリシス損失と渦電流損失の周波数特性をシミュレートした。その結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) ヒステリシス損失，渦電流損失ともに表皮効果の影響を受けて，周波数が高くなるほど周波数特性の直線性が崩れる。
- (2) ヒステリシス特性の非線形性により，コイルから加えられる磁界が大きい方が渦電流損失に対するヒステリシス損失の比率が大きくなる。
- (3) 200kHz以上の周波数では，渦電流とヒステリシスの相互作用の考慮が重要である。

本章において用いた解析法は正確な渦電流損失とヒステリシス損失を計算するために有効であり，更に測定で得られた全損失とこれらの損失の差で与えられる残留損失を正確に見積もることは，今後の残留損失の解明への貢献が大きいと考えられる。今後の課題として，軸対称形の時間応答解析法によりコアの内外周の磁界の差も考慮した損失解析を行い，実測値との比較を行うことと，本研究では励磁電流を正弦波として磁界も一定としたが，実測条件に近づけるため励磁コイルへの印加電圧を正弦波とした解析が必要である。

第5章の参考文献

- (1) 三吉康晴, 河原 茂: “スイッチング電源用フェライトの最近の動向”, 日本応用磁気学会誌, 20, pp. 11 - 15 (1996年) .
- (2) 佐藤 敏郎, 榊 陽: “スイッチング電源用多結晶 Mn-Zn フェライト磁心の MHz 帯における電力損発生機構”, 電子情報通信学会論文誌C, 8, pp. 1121 - 1127 (1988年) .
- (3) 松岡 孝, 佐藤 敏郎, 榊 陽: “多結晶 Mn-Zn フェライト磁心の電力損の寸法依存性”, 電子情報通信学会論文誌C, 8, pp. 1128 - 1133 (1988年) .
- (4) 藤原徹, 田原良一: “Mn-Zn フェライトの高周波鉄損特性の数式表現”, 日本応用磁気学会誌, 17, pp. 253 - 256 (1993年) .
- (5) 山田盛一, 大槻悦夫: “電源用 Mn-Zn フェライトの渦電流損失解析”, 日本応用磁気学会誌, 19, pp. 421 - 424 (1995年) .
- (6) 早乙女英夫, 河井武志, 榊 陽: “Mn-Zn フェライトコアの鉄損解析”, 電気学会マグネティックス研究会資料 MAG-95-44 (1995年) .
- (7) 早乙女英夫, 榊 陽: “動的磁気損失パラメータによるフェライト磁心の鉄損評価”, 電気学会論文誌A, 6, pp. 559 - 565 (1996年) .
- (8) 皆川 保, 佐藤直義, 野村武史: “SnO₂ を添加したMn-Zn フェライトの電力損失について”, 日本応用磁気学会誌, 20, pp. 497 - 500 (1996年) .
- (9) 中野貴弘, 佐藤直義, 野村武史: “高周波域におけるMn-Zn フェライトの損失について”, 日本応用磁気学会誌, 20, pp. 501 - 504 (1996年) .
- (10) 吉田則信: “電磁波問題の基礎解析法第5章「空間回路網法」”, 電子情報通信学会 (1987年) .

- (11) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスをもつ磁性体中の電磁界の時間応答解析”, 電子情報通信学会論文誌 C - I, J72 - C - I, 4, pp. 223 - 232 (1989年) .
- (12) T.Morita, Y.Ishii and I.Fukai: “Hysteresis model using distribution of susceptibility ”, J.Appl.Phys., 73, pp. 7025 - 7029 (1993) .
- (13) 森田 孝, 石井良博: “導電性と磁気ヒステリシスを有する磁性体の空間回路網法による電磁界解析”, 日本シミュレーション学会第16回計算電気・電子工学シンポジウム論文集, pp. 209 - 212 (1995年) .

第6章 結 論

本論文の目的は、主に電磁界の時間応答解析手法の一つである空間回路網法を用いて、磁性材料のヒステリシス特性、渦電流、共鳴現象をすべて考慮した定式化を行い、非線形性と損失を有する磁性体の電磁界解析に時間応答解析手法が極めて有効であることを示すとともに、その磁性体における高周波損失機構を究明する上でも時間応答解析手法が有効な手段になりうることを示すことにある。

第1章では、本研究を行った背景と意義について述べた。

第2章では、まず空間回路網法を用いてヒステリシス特性を有する磁性体中における電磁界解析を行うときの、基本的取扱いとその妥当性について述べた。解析モデルとして折線近似されたヒステリシス特性を有する磁性体を充填した平行平板導波路を取り上げ、TEM波を入力したときの電磁界を計算して、電磁波の進行に伴う高調波成分の発生、実効透磁率の変化、さらにヒステリシス損失とポインティング電力の減衰の対応を示して、ヒステリシスを有する磁性体の時間軸上での逐次的取扱いの妥当性とその有効性を明らかにした。

また、以下に示す知見を得た。

- (1) ヒステリシス特性を有する磁性体中を電磁波が進むとき、その進行に伴いヒステリシス損失による減衰が生じるが、ヒステリシス軌跡そのものも変化するため、その減衰も複雑な経過をする。
- (2) 電磁波の進行に伴い、電界、磁界の時間波形にヒステリシス特性による波形歪みが生じるが、その歪みを含んだ界波形が伝搬とともにさらに歪みが加わり、厳密には無限に高調波が発生し続ける。
- (3) (2)の現象を厳密に再現するためには、理論上は離散時間を無限に小さくしなければならないが、実際にはその系の解析に必要な最大高調波を再現できる離散時間を設定する必要がある。

以上の点は、ヒステリシス特性を有する媒質内の電磁波伝搬を考える場合に、必ず考慮すべき事項であると考えられるが、これらを容易に実現できる点からみても、磁性体の電磁界解析において時間応答解析手法が極めて有効な一方法であることが明らかとなった。

第3章では、磁壁の移動に対してヒステリシスの取扱い、磁化の回転に対して吸収特性を有する緩和特性の取扱いで表現し、誘電率も考慮してそれらを組み合わせた複合特性を有する磁性体の等価回路モデルを提案した。次にこの等価回路モデルを薄型電波吸収体に適用し、平面波入射に対する反射係数の周波数特性を解析した。なお、ヒステリシスモデルは第2章の基本的折線近似モデルと仮定した。結果として、基本的な緩和のみのモデルで理論とよく一致することを示し、さらにヒステリシスも考慮することでヒステリシス損失による整合周波数以下の反射係数の低減が説明できること、また実験結果との傾向と整合周波数および周波数特性の傾向が一致することを示して、ここで考察したモデルの妥当性を明らかにした。さらに、このモデルの実現により、空間回路網法における複合的な磁化特性の定式化が可能であるという結果が得られ、他の手法に比較して媒質条件を等価的な電気回路に置き換えてモデル化を行うことの利点も確認された。

第4章では、より厳密にヒステリシス軌跡を計算するために、実測されたヒステリシス曲線群から求めた微分磁化率分布により、マイナーループを含むなめらかなヒステリシス曲線を再現するヒステリシスモデルを提案した。このモデルでは、実測されたヒステリシス曲線群から求めた微分磁化率分布を得て、これを基に磁界の変化に伴う磁化の変化を連続的に計算する。具体的にこのモデルの妥当性を確かめるために、減磁の過程におけるヒステリシスループの計算を行ったところ、原点になめらかに収束していくヒステリシスループが得られた。また実際の磁性体試料を用いてヒステリシスループの計算結果と実験結果を比較し、よく一致することを確認した。さらにこのモデルを用いた電磁界解析手法の妥当性を

確認するため、外部からのパルス磁界を軸方向に対して垂直方向に加えたときの無限円柱状磁性体の内外における磁化と磁界を空間回路網法とFDTD法を用いて計算し、それらが理論値とよく一致することを確認した。

本章では、ヒステリシス特性を有する磁性体の磁化過程を再現することで、印加磁界がなくなった後でも、厳密に計算された磁性体の残留磁化のみによる磁界分布がシミュレートされることも明らかとなり、時間応答解析手法を用いたヒステリシスを有する媒質の解析における厳密さと有効性があらためて確認された。

第5章では、渦電流による表皮効果の計算結果から空間回路網法の厳密性、ならびにソレノイドの励磁電流の歪みの計算結果からヒステリシスモデルの厳密性を確認した上で、MnZnフェライトトロイダルコアの磁性体損失の周波数特性を解析した結果を示し、ヒステリシスによる透磁率の変化と渦電流による表皮効果が相互に影響を及ぼしあいながら、全体としての損失を構成していることを明らかにした。ここで得られた知見は以下の通りである。

- (1) ヒステリシス損失、渦電流損失ともに周波数が高くなるほど周波数特性の直線性が崩れる。その原因は表皮効果の影響と考えられる。
- (2) ヒステリシス特性の非線形性により、コイルから加えられる磁界が大きい方が渦電流損失に比較してヒステリシス損失の比率が大きくなる。
- (3) 200 kHz以上の周波数では、渦電流とヒステリシスの相互作用が大きくなる。すなわち200 kHz以下ではヒステリシス損失と渦電流損失を独立に扱えることが可能であるが、それ以上では両特性の影響を考慮する必要がある。

また、これら相互の影響を無視して個別に損失を求め、全損失から差し引くことで残留損失を算出する方法に比べて、より正確な残留損失の算出が可能となることを明らかにした。

以上述べてきたように、ヒステリシス特性を有する媒質中の電磁波伝搬過程と

その過程で生ずる損失を厳密に再現するには、伝搬に伴う界波形の変化とヒステリシス特性の変化を忠実に再現する手法が必要となる。また、ヒステリシス損失、渦電流損失、共鳴吸収などの損失を有するMnZn フェライトなどのように、種々の特性の複合された損失特性を有する磁性材料においては相互に影響を及ぼし合いながら全体の損失特性を構成する。したがって、損失を有する磁性材料の数値解析を行う場合は、各損失の相互影響を厳密に考慮できる磁性体のモデリングを行わなくてはならない。これまで各磁気特性を個々に考慮して準定常的な磁界解析を行った例や、フェライトにおける各損失を独立に考慮し、マクロな電磁気学的解析を行って残留損失を予測した報告はあるが、時間応答解析手法を用いてフェライトにおけるヒステリシス損失と渦電流損失を同時に考慮したときの電磁界解析を実施し、その両損失の相互影響による高周波特性の定量的評価を行ったのは本研究が初めてである。

今後さらにフェライトなどの磁性体を高周波で効果的に活用するためには、さらなる高周波損失機構の解明が不可欠であり、そのためには本論文で明らかにしたように、各損失や磁化特性を厳密に考慮することのできる電磁界の時間応答解析手法が重要な一手段になるものと信ずる。本論文が、そのような今後における研究の一助となれば幸いである。

謝 辞

元北海道大学工学部電気工学科教授、故深井一郎先生には、本研究を始める際に、研究テーマを示唆していただくとともに当初より多くのご指導と貴重なご助言をいただき、またお亡くなりになる寸前まで常に暖かい目で見守っていただきました。ここに、深く感謝の意を表しますとともにあらためてご冥福をお祈りいたします。

本論文をまとめるにあたりまして、北海道大学工学部、小柴正則教授を始め、伊藤精彦教授、小川恭孝教授、ならびに宮永喜一教授には適切なご指導とご助言を賜りましたことを厚くお礼申し上げます。

また、北海道大学工学部、吉田則信助教授には研究当初より有益なご指導、ご討論をいただき、深く感謝いたします。さらに北見工業大学電気電子工学科、柏助教授にも多くの貴重なご指導、ご助言と有益なご討論、資料の提供をいただき感謝いたします。

また本研究を遂行するにあたり、著者の所属する函館工業高等専門学校の教官、技官の方々にご支援とご協力をいただきました。まず、本研究を始めるきっかけを最初に与えていただき、また研究の遂行に便宜をはかっていただくとともに、研究の遂行中にもたくさんの激励のお言葉をいただいた本校情報工学科、小島栄樹教授に謹んで感謝申し上げます。また、本校電気工学科、石井良博教授には、研究当初より一貫して貴重なご討論とご指導、ならびに共同研究者としてもご協力いただきましたことを深く感謝いたします。さらに、他の本校電気工学科の教官、技官の方々にも、研究遂行の過程において多大なご配慮、ご援助をしていただきました。厚くお礼申し上げます。

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご支援とご協力をいただきました。TDK株式会社電波部石野健部長には、電波吸収体のモデル化についての研究を行

う際に貴重なご助言をいただきました。元住友特殊金属株式会社磁気ヘッド事業部長，牧村貢氏，住友特殊金属株式会社磁気ヘッド事業部，行方武彦氏には MnZn フェライトの損失解析の研究を行う際に，フェライトのトロイダルリングコアを提供していただきました。現在，ソニー木更津株式会社，中村崇氏，J R C エンジニアリング株式会社，中野智弥氏には，函館工業高等専門学校在学中にフェライトの磁気ヒステリシス特性を測定していただきました。日本電信電話株式会社，木村秀明氏には氏の北大在学中に空間回路網法ならびに F D T D 法の基礎を教えていただきました。松下電工株式会社，前田修二氏には F D T D 法に関する貴重な研究資料をいただきました。ここで皆様へ厚くお礼申し上げます。

最後に，研究を遂行する上で常に陰で支えてくれた妻，洋子，いつも明るい笑顔で元気づけてくれた長女麻理恵，次女絵里香にも感謝いたします。

1. 本論文に関係する発表論文リスト

- (1) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法による磁気ヒステリシスをもつ磁性体中の電磁界の時間応答解析”, 電子情報通信学会論文誌C-I, Vol. J 72-C-I, No. 4, pp. 223-232 (1989年)
- (2) T.Morita, N.Yoshida, and I.Fukai: “Transient analysis of electromagnetic fields in a magnetic medium with hysteresis in a three-dimensional space”, IEEE Transaction on Magnetics, Vol. MAG-26, No. 2, pp. 509-512 (1990)
- (3) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “ヒステリシスおよび緩和特性を考慮したフェライト電波吸収体の空間回路網法による解析”, 電子情報通信学会論文誌B-II, Vol. J 73-B-II, No. 9, pp. 464-471 (1990年)
- (4) T.Morita, Y.Ishii, and I.Fukai: “Hysteresis model using distribution of susceptibility”, Journal of Applied Physics, Vol. 73, No. 11, pp. 7025-7029 (1993)
- (5) 森田 孝, 石井良博: “空間回路網法を用いたMn-Zn フェライトの鉄損解析”, 日本応用磁気学会誌, 21巻4号, pp. 625-628 (1997年)

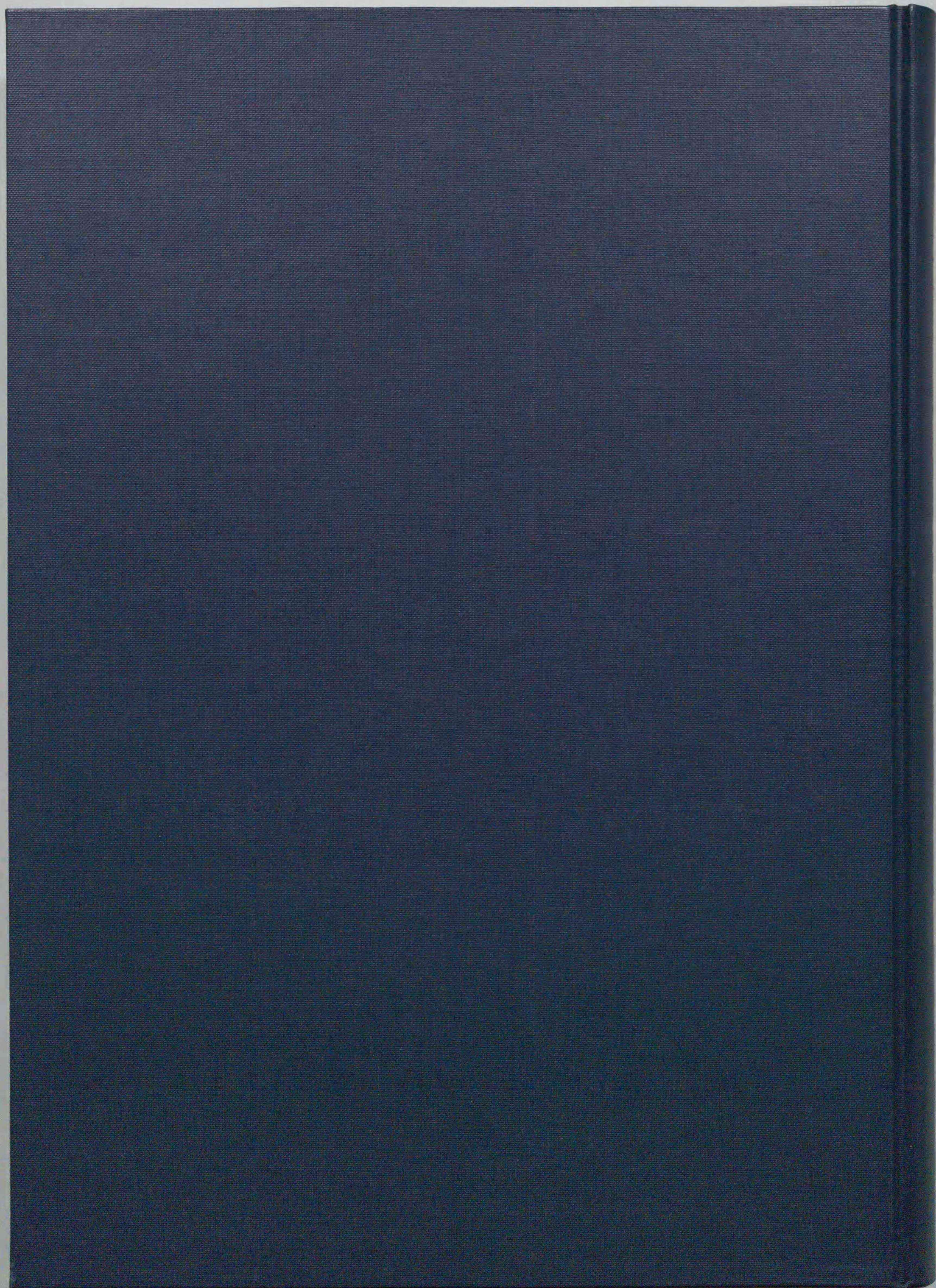
2. その他の発表論文および研究会・学会における口頭発表

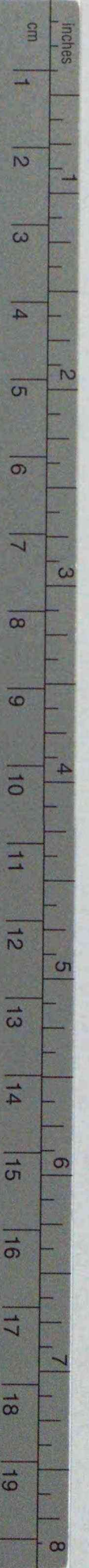
- (1) 森田 孝, 柳田裕之, 奥山絵里香, 石井良博: “針状強磁性微粒子における磁化反転臨界磁界の角度依存性の測定”, 昭和61年度応用物理学会北海道支部大会講演論文集, pp. 15 (1987年)
- (2) 森田 孝: “磁気記録における Asymmetry を持つ再生波形の数値解析”, 函館工業高等専門学校紀要第21号, pp. 117-123 (1987年)
- (3) 森田 孝: “2反転パターンにおける磁気ヘッド等価回路出力の数値解析”, 函館工業高等専門学校紀要第21号, pp. 125-128 (1987年)

- (4) 森田 孝, 柳田裕之, 奥山絵里香, 石井良博: “ γ - Fe_2O_3 微粒子の磁化反転臨界磁界の測定”, 函館工業高等専門学校紀要第21号, pp. 129-132 (1987年)
- (5) 森田 孝: “磁気ヘッド再生出力の数値解析による再生負荷回路定数の適正化”, 函館工業高等専門学校紀要第22号, pp. 103-107 (1988年)
- (6) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスを有する磁性体の時間応答解析”, 昭和63年電子情報通信学会春季全国大会講演論文集, pp. 1-57 (1988年)
- (7) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスを持つ磁性体の時間応答解析”, 昭和63年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, pp. 212 (1988年)
- (8) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスをもつ磁性体の時間応答解析”, 電子情報通信学会電子・部品材料研究会資料 CPM88-36, pp. 1-8 (1988年)
- (9) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスを持つ磁性体中の電磁界の3次元時間応答解析”, 日本シミュレーション学会第10回計算電気・電子工学シンポジウム論文集, pp. 227-232 (1989年)
- (10) T.Morita, N.Yoshida, and I.Fukai: “Transient analysis of electromagnetic fields in a magnetic medium with hysteresis in a three-dimensional space”, Proceeding of Conference on Computation of Electromagnetic Fields, pp. 547-550 (1989)
- (11) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスと磁気余効をもつフェライト電波吸収体の解析”, 平成元年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, pp. 129 (1989年)

- (12) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “ヒステリシスおよび吸収特性をもつ磁性体の空間回路網法による解析”, 電子情報通信学会環境電磁工学研究会資料 EMCJ89-61, pp. 31-38 (1989年)
- (13) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “空間回路網法によるヒステリシスをもつ誘電体のパルス入力による電磁界解析”, 平成2年電子情報通信学会春季全国大会講演論文集, pp. 2-3 (1990年)
- (14) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “透磁率および誘電率にヒステリシスを有する吸収体の解析”, 電子情報通信学会環境電磁工学研究会資料 EMCJ90-23, pp. 49-54 (1990年)
- (15) 森田 孝, 吉田則信, 深井一郎: “磁気ヘッド形モデルにおける電磁界の時間応答解析”, 平成2年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, pp. 248 (1990年)
- (16) 森田 孝, 石井良博: “数値計算のための磁化率分布によるヒステリシスモデル”, 平成3年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, pp. 296 (1991年)
- (17) 森田 孝, 石井良博, 深井一郎: “磁化率分布による磁気ヒステリシスモデルとその空間回路網法への適用”, 日本シミュレーション学会第13回計算電気・電子工学シンポジウム論文集, pp. 53-58 (1992年)
- (18) 森田 孝, 石井良博: “磁化率分布を用いた磁気ヒステリシスモデルによるソレノイドの励磁電流波形の計算”, 平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, pp. 152 (1995年)
- (19) 森田 孝, 石井良博: “導電性と磁気ヒステリシスを有する磁性体の空間回路網法による電磁界解析”, 日本シミュレーション学会第16回計算電気・電子工学シンポジウム論文集, pp. 209-212 (1995年)
- (20) 森田 孝, 石井良博: “Mn-Zn フェライトの空間回路網法による鉄損

- 解析”，第20回日本応用磁気学会学術講演会概要集，pp. 348（1996年）
- （21）森田 孝，石井良博：“空間回路網法を用いたMn-Zn フェライトのヒステリシス損と渦電流損の解析”，平成8年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集，pp. 65（1996年）
- （22）茂木英裕，森田 孝：“軸対称FD-TD法を用いたトロイダルコアの磁界解析”，平成8年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集，pp. 67（1996年）
- （23）相原正治，森田 孝：“FD-TD法を用いた人体モデルにおける電力吸収の解析”，平成8年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集，pp. 96（1996年）

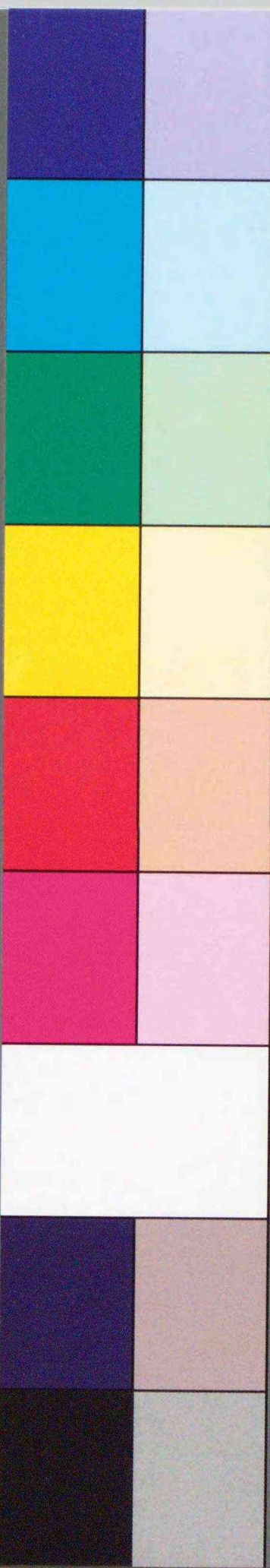




Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

