

博 士 論 文

極低周波微小磁界振動に対するパーマロイを用いた 磁気シールド効果に関する研究

Magnetic shielding performance of permalloy against very-low-frequency and
very-low-amplitude vibrations in magnetic fields

金沢工業大学大学院
工学研究科 高信頼ものづくり専攻

指導教員 上原 弦 教授

榊原 満
Sakakibara Mitsuru

2022 年 2 月

目次

第 1 章	序論	1
1.1.	目的	1
1.2.	背景	1
1.3.	論文の構成	5
1.4.	研究の位置づけ	6
1.5.	本論文における初比透磁率の表記方法	8
第 1 章	参考文献	9
第 2 章	磁気シールド対象と条件設定	11
2.1.	脳磁計測	11
2.2.	外部磁界ノイズ	14
2.3.	磁気シールドの周波数帯域と MSR 構造	15
2.4.	磁気シールドに用いられる材料	17
第 2 章	参考文献	19
第 3 章	磁気シールドの理論	21
3.1.	電磁シールドと磁気シールド	21
3.2.	磁気シールドの原理	23
3.3.	軟磁性材料の磁気特性	28
3.4.	Rayleigh の法則	31
第 3 章	参考文献	33
第 4 章	磁気シールド材料の透磁率	34
4.1.	透磁率の計測システム	34
4.1.1.	はじめに	34
4.1.2.	透磁率の計測原理	35
4.1.3.	パーマロイを用いた実験検証	37
4.1.4.	実験結果と考察	40
4.1.5.	振幅透磁率の計測システム	43
4.1.6.	まとめ	46
4.2.	熱処理による材料改質	48
4.2.1.	はじめに	48
4.2.2.	熱処理および計測方法	49
4.2.3.	結果と考察	51

4.2.4.	直流磁気特性の計測結果	53
4.2.5.	まとめ	54
第 4 章	参考文献	55
第 5 章	磁気シールド効果の推定法	56
5.1.	板状の磁気シールド効果推定	57
5.1.1.	はじめに	57
5.1.2.	実験方法	57
5.1.3.	結果と考察	62
5.1.4.	まとめ	65
5.2.	磁気シールド円筒の性能予測	66
5.2.1.	はじめに	66
5.2.2.	実験方法	66
5.2.3.	結果と考察	69
5.2.4.	まとめ	71
5.3.	磁気シールドボックスの性能予測	73
5.3.1.	はじめに	73
5.3.2.	実験方法	73
5.3.3.	結果	77
5.3.4.	考察	79
5.3.5.	まとめ	80
第 5 章	参考文献	81
第 6 章	結論と今後の展望	82
6.1.	結論	82
6.2.	今後の課題と展望	83
本研究に関する研究業績		85
A.	学術論文	85
B.	学術講演	86
謝 辞		87

第 1 章 序論

1.1. 目的

本研究の目的は、脳磁計用磁気シールドルームの高度化である。高度化には下記のような項目が考えられるが、本研究では主に 1. 磁気シールド効果の向上 を対象とし、その結果 2. 低コスト化および 3. 軽量化に貢献するものである。

1. 磁気シールド効果の向上
2. 低コスト化
3. 軽量化
4. 付加機能（自動ドア、温湿度・圧力制御機能など）
5. その他（緊急時の安全対策、およびその他の法令対応など）

磁気シールド効果の向上を達成するため、本研究では主に磁気シールド効果の推定法が重要であると位置づけており、特に振幅透磁率、および反磁界が磁気シールドの性能を決定する点に注目し、磁界解析と実験を通してその関係を明らかにし、その考え方を基本として磁気シールド効果の推定法を提案・検証する。

1.2. 背景

磁気シールドの研究は 16 世紀末には始まったとされ[1. 1]、重要な原理や理想式の多くが 19 世紀には確立されている。1914 年に Bell 研究所の Elmen が鉄とニッケルの合金が高い軟磁性材料の特性を有することを発見し、この合金をパーマロイと名付けてからこれまで各種の改良改善が図られ、磁気特性が更に高められた結果、今も高度な磁気シールドにはパーマロイが用いられている。一方で 1970 年代から SQUID（超伝導量子干渉素子）磁束計を用いた微小な磁気計測に関する研究が多く行われ、その計測環境として磁気シールドルーム（Magnetically shielded room : MSR）についての報告も多く行われた[1. 2][1. 3][1. 4]。

現在では、磁気シールドそのものの研究はあまり多くないのが現状である。しかし、その利用用途は今や高度化したエレクトロニクス機器や基礎物理学の設備、医療機器の分野など、多方面で拡大すると共に、求められる性能も高度化してきている。具体例を幾つか挙げるとすれば、最も身近にある例はコンピュータやスマートフォン、タブレット機器ならびに、あらゆる電子機器に搭載されている半導体集積回路（LSI）デバイス分野である。LSI デバイスの製造工程において微細な電子回路

の描画に電子ビーム応用装置が用いられており、僅かな磁気ノイズにも影響を受けるために磁気シールドを必要としている[1.5]. LSI デバイスの検査工程でも使われ、またウィルスや物質の構造など光学顕微鏡では見ることのできない微小な世界を観察するための電子顕微鏡は、その電子ビーム軌道が磁界の影響を受けるため磁気シールドを必要とする. 素粒子物理学に用いられる高エネルギー加速器の分野では、高効率で荷電粒子を加速する技術である超伝導加速空洞があり、超伝導状態に遷移する際に磁束がトラップされることで効率が低下するのを避けるため磁気シールドを必要としている[1.6][1.7]. 図 1.1に磁気ノイズに影響を受ける技術や機器の許容磁界強度およびノイズとなる磁界の例を示す.

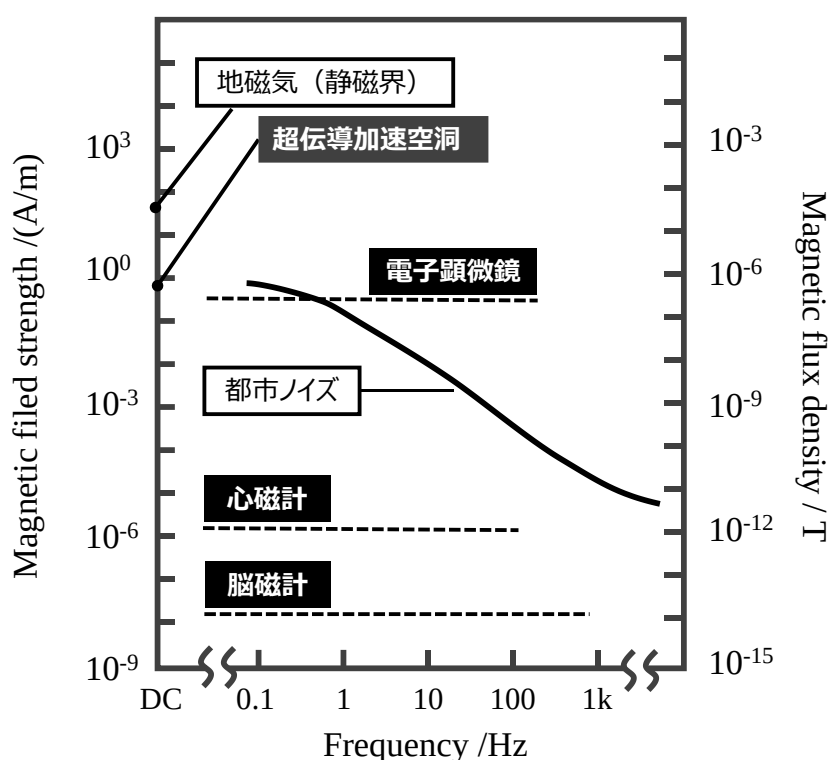


図 1.1 装置の許容磁界強度とノイズの例 白いボックスは各種雑音の大きさ、黒いボックスは装置が対象とする信号の大きさ、グレーのボックスは許容値を示す.

加えて、医療の分野で磁気シールドを必要とする応用例として生体磁気計測がある. 神経や筋肉など生体の電氣的活動から発生する磁界信号を捉え、脳や心臓、脊髄などの機能を検査する方法であり、体を傷つけることなく外側から検査が可能(非侵襲)な技術である. その中でも、特に脳磁計(Magnetoencephalography: MEG)[1.2][1.8]は、捉える磁界信号が微小で、その運用には磁界ノイズ対策としてMSRが必須である. MSRはパーマロイなど磁気特性の高い軟磁性材料を壁床天井に巡らせた部屋(空間)であり、外来の磁界ノイズを減衰させ室内環境を安定に守る設備

である．脳磁計用 MSR は室内に被験者が入り安静な姿勢を取れるだけの空間を有し，その安定した磁界空間の中で磁界センサ (SQUID) による磁界計測が行われる．

磁気シールドの応用分野が広がる一方で，近年の電気利用，科学技術利用によって我々を取り巻く環境は，様々な磁界ノイズで満たされている．超伝導磁石などから発生する巨大な磁界から，スマートフォンなどに埋め込まれた比較的小さな磁石，エレベータや鉄扉など我々の身の回りにある強磁性材料が持つ磁界，また，その磁性体が移動することによって生じる緩やかな磁界の変動[1. 9]から，電気鉄道の直流送電に伴う超低周波磁界振動[1. 10]，商用電源周波数およびその高調波，無人搬送機のインバータノイズまで変動速度も様々に異なる磁界が放たれるようになってきた．このような磁界発生を伴う技術と，影響を受けやすい技術とが近くに存在する場面は多く，発生磁界の種類と同様に，求められる磁気シールド性能も，必要な磁気シールド空間の大きさなども多様化が一層進んでいる．

こうした様々な状況に対応する磁気シールドを供給するためには，事前にその設計段階で性能（磁気シールド効果）を作りこむ必要があり，形状と材料の磁気特性でどのような性能が得られるのかを予測する技術が求められる．特に MEG 用 MSR は高額な設備であることに加え，研究施設や病院などの医療施設に設置する場合，限られたスペースに対して，オーダーメイドで形状を変える場合も多いことから，状況に応じた多様なパターンで精度よく性能を予測する技術は設計者にとって必須である．

磁気シールド性能（効果）については，古くから理想的な形状である球や無限長円筒[1. 11][1. 12]，立方体[1. 3]，有限長さの円筒[1. 13]などで理想式から計算できることが報告されている．Wills によれば球や無限長円筒の磁気シールド性能はその直径と，磁気シールド材料の板厚および磁化のしやすさを示す指標である透磁率から決まる．こうした理想形状以外に対応するために，近年では有限要素解析（FEM）に代表されるコンピュータを用いた磁界解析も広く用いられるようになってきている．しかし，性能を予測する過程において最も重要な磁気シールド材料の透磁率の計測方法が磁気シールド目的に特化した方法や基準で定義されておらず，このことが磁気シールド性能の予測を困難にしている．

表 1.1 に代表的な軟磁性材料とその磁気特性の一つとして透磁率を示す．ここで示す数値は，規格値か材料メーカーのカタログ等から入手できる値である．これらは磁気シールドに用いられる材料の一例であるが，その磁気特性の違いから，それぞれ別用途の磁気シールドに用いられる．例えば電磁軟鉄（JIS C 2504 : 2000）や電磁鋼板（JIS C 2550 : 2000）は MRI など強力なマグネットからの磁界をシールドする用途に用いられ，最も高い透磁率を示すパーマロイ[1.14][1.15]は半導体製造装置

や生体磁気計測用のシールドに用いられることが多い。

表 1.1 磁気シールド材料と透磁率

一般名称	透磁率
パーマロイ PC	初(比)透磁率 60,000 最大(比)透磁率 180,000
パーマロイ PB	初(比)透磁率 5,000 最大(比)透磁率 50,000
電磁軟鉄 SUY-0	100 A/m における透磁率 7,161
方向性電磁鋼板 ^{※1}	最大(比)透磁率 54,000
無方向性電磁鋼板 ^{※2}	最大(比)透磁率 6,000

※1 35Z155 (新日鐵住金)

※2 50H470 (新日鐵住金)

表中の透磁率の表記は、初透磁率や 100 A/m における透磁率など統一した表記になっていない。これは、それぞれの JIS 規格で設定条件が異なるためである。加えて、注意しなければならないのは、初比透磁率はパーマロイ PC では 0.4 A/m, PB では 0.8 A/m における透磁率を示しており、名称が同じであっても評価基準が異なっている点である。また、電磁鋼板は計測方法自体がパーマロイや電磁軟鉄とは異なっているため単純比較が難しい。

このように、材料によって評価方法が異なるため、一般的な透磁率などの数値をもとに性能予測を行い比較することは困難である。また、たとえ計測方法が同一であっても、透磁率は与えられる磁界の強度によって非線形に変化する指標であり、理想式や磁界解析ソフトウェアに入力する透磁率をどのような条件で決定するのかによって、得られる磁気シールド効果の推定結果が変わる。パーマロイは鉄ニッケル軟磁性材料として国際電気標準会議 (International Electrotechnical Commission : IEC) にて規格化[1. 14]されており、日本産業規格でも同規格との整合性を図られ規格化[1. 15]されている。より高度な磁気シールド性能を求めるとき、この規格で規定されている直流磁気特性における初比透磁率 (IEC 規格では Minimum permeability) あるいは 50 Hz または 60 Hz のインピーダンス透磁率 (IEC 規格では Minimum amplitude permeability) の指標で材料を比較評価することが一般的である。しかしながら、この 2つの指標は MEG 用の磁気シールドにとっては大きな 0.4 A/m という磁界強度に対する性能であることや、MEG が極低周波ノイズに影響されやすいことを踏まえると、変化速度の定められていない直流磁界の変動、あるいは商用電源

周波数（50 Hz あるいは 60 Hz）に対しての指標は、必ずしも磁気シールド対象にとって必要な磁界強度や周波数範囲の磁気シールドを検討するのに適した指標であるとは言えない。したがって、理想式を用いる場合であっても、磁界解析ソフトウェアを用いる場合であっても磁気シールド性能推定においては、まず初めに磁気シールドにとって重要な透磁率とは何かを探り、従来用いられてきた IEC や JIS 規格の初比透磁率やインピーダンス透磁率に代わる具体的な条件で指標を示し、統一した基準での評価を行うことが最も重要である。また、これをどのように計測するのかについても計測システムとして明確にする必要がある。

1.3. 論文の構成

本研究の目的は磁気シールドの高度化であり、その中心となる技術が磁気シールド効果の正確な推定法である。推定方法を検討・検証していくためには図 1.2 に示すような項目が必用であるが、本研究では基礎となる①～④を扱い、実際のモノづくりに直結するあとの⑤および⑥は、将来の課題として捉えている。

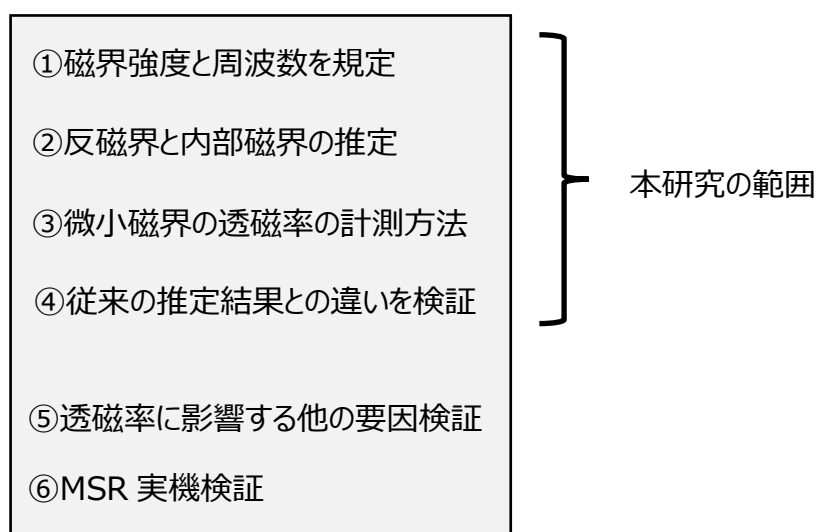


図 1.2 磁気シールド効果推定法の検証手順

本論文では、研究の目的、背景および位置づけを1章で述べた後、2章にて MEG が許容できる磁界強度、および影響を受ける磁界の変動速度（周波数）に関して調査し、0.001A/m 程度までの微小磁界振動で、数 Hz に相当する極低周波に対する透磁率を評価指標として規定している。3章では基本的な磁気シールド現象について述べ、重要な理論や考え方を理解するため、電磁シールド全体における磁気シールドの位置づけを示している。また、材料内部に生じる反磁界を用いて磁気シールド

現象の説明を試み、また反磁界は磁気シールドの形状で決まることを示している。さらに重要な指標である振幅透磁率、および Rayleigh の法則にも触れている。4 章では、振幅透磁率をどのように計測するのかを、具体的な計測システム構成と手順をもって示す。ここでは JIS 規格でインピーダンス透磁率 μ_z を計測する方法として規定されているものを基本とし、計測条件の規定を MEG 用 MSR に合わせて新たに設定し、極低周波の磁界振動を与えた場合の微小な誘起電圧を計測する方法について、その計測精度も含めて触れている。また、この計測システムを用いて磁気シールド材料の透磁率が熱処理技術によって調整可能であることを示し、材料ベースから磁気シールド性能の高度化が可能であることを示す。5 章では 4 章で示した振幅透磁率の計測システムを用いて材料の評価を行い、板、円筒、立方体形状の磁気シールド効果を推定する。このとき、材料内部の磁界強度に注目し適切な透磁率の選定方法を示すとともに、従来用いられてきた評価指標である透磁率をもとにした推定も行い、それぞれ実測値に対する推定精度を比較・検証する。そして、6 章では本研究の成果と、5 章での実験検証から浮かび上がった問題、および図 1.2 の⑤、⑥を含めた課題と展望について述べている。

1.4. 研究の位置づけ

磁気シールド性能が計算によって求められることを示した Wills の式[1. 11]とその応用は有用であり、未だ多くの場面で用いられているが、透磁率についての条件設定はなく、計測方法も議論には含まれていない。Cohen[1. 2]や Kelha[1. 3]ら、あるいは Kajiwara[1. 4]らの報告では多層 MSR の磁気シールド性能について議論され、実測データの検証が含まれているが、材料の透磁率については磁界強度や周波数などの観点から議論はされていない。山崎ら[1. 16]は円筒磁気シールドを用いて実測結果から透磁率を逆算して求め、地磁気バイアスと増分透磁率との関連について議論し、またその結果得られた材料データが MSR の性能予測に役立つとしている。

このように磁気シールドと透磁率について、これまでに様々な研究報告がなされているが、磁気シールドの対象を考慮し磁界強度範囲の設定、および変動速度（周波数）といった具体的な条件を特定したうえで透磁率を計測し、磁気シールド性能との関連性を議論している報告例は少なく、特にパーマロイという高透磁率材を用いた磁気シールドについて、材料評価法から磁気シールド性能の高度化を目指すところまでの範囲を一貫して議論していない。また磁気シールドの業界においては JIS 規格や IEC 規格以外の、磁気シールドに特化した新たな基準で材料を評価するという動きは見られず、用途を特定しない軟磁性材料という大きなカテゴリの評価基準しか持っていない。磁気シールド性能に直接影響を与えるパーマロイの評価基準、

すなわち透磁率を計測方法から、計測条件まで示した研究事例や規格がなく、またこの透磁率がいかにして磁気シールド性能を生み出すかについて、一連のプロセスで説明している例がない。

本研究は、まず磁気シールド対象を生体磁気計測に限定し、要求される磁気シールド性能を磁界強度、周波数といった条件に落とし込んだうえで、従来用いられてきた IEC や JIS の規格値に代わる、生体磁気計測用に適した透磁率を設定し、磁気シールド材料の評価方法を具体的に示す。本来、評価に用いるリング状の試験片は、図 1.3に示すように閉じた磁気回路のため印加した磁界がそのまま材料内部に作用し透磁率の決定に寄与する。一方、実際の磁気シールドでは一様平行磁界中に置かれることが想定されており、還流するような磁界に晒されることはないためリング状の試験片とは異なり印加磁界がすべて材料内部に作用することはない。つまり材料内部で反磁界が影響し印加磁界が大きく減衰して作用するため、リング状試験片から得られた μ - H データの極小さな H 領域しか該当しないか、十分に小さな H 領域までカバーできないといった懸念がある。そこで本研究では、この両者のデータを関連づけ、リング状試験片の μ - H データについて、どの範囲が磁気シールドに寄与するのかを同定することで、試験片のデータから磁気シールド効果を予測できるようにした。また、実際に模型実験にてその性能の推定精度を検証するところまでを行い、どの範囲の透磁率を改善することが磁気シールド効果を向上させるかを示し、磁気シールドの高度化を図る上での指標とした。

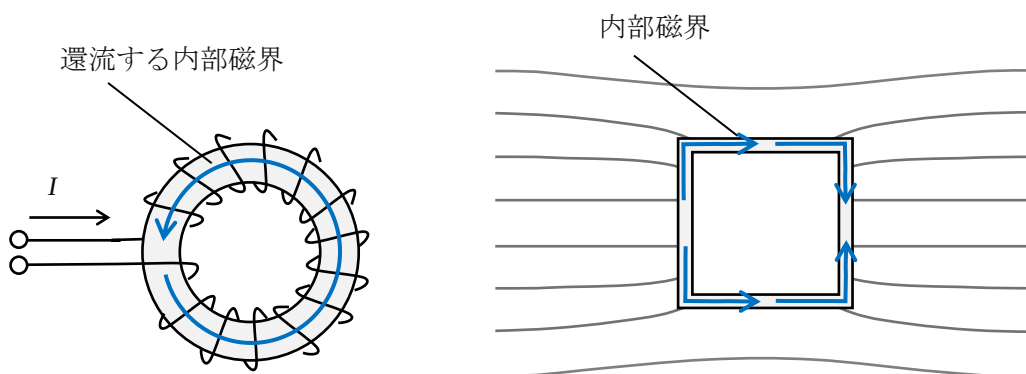


図 1.3 材料内部の磁界

本論文では、特に磁気シールドにとって Rayleigh 領域[1. 17]あるいは線形領域と呼ばれる微小な磁界における透磁率が重要であると結論付けている点も、重要かつ他の研究と異なる点である。また、磁気シールド材料内部の反磁界と透磁率から磁気シールド原理の議論を積み上げ、実験による検証でその根拠を得ている点も研究

の独自性を示すものである.

1.5. 本論文における初比透磁率の表記方法

計測条件等を併記せず, 単に初比透磁率を μ_i と表現した場合, 磁気工学的な定義と JIS 規格に基づく工業的な定義とでは異なる部分があるため混乱を生じる場合がある. したがって本論文ではこれを避けるため両者を異なる記号で表記する.

鉄ニッケル軟磁性材料 (Alloy class :E11, E31 の場合) について, IEC 規格では直流磁界 0.4 A/m (4 mA/cm) における透磁率を Minimum permeability と定義しており特に記号を用いていないが, これに対応する JIS 規格では初比透磁率 μ_i と定義している. 磁気工学の分野で μ_i は磁界強度 H を限りなくゼロに近づけたときの比透磁率と解釈されるため, 同一と見なせない場合がある. したがって, 本論文ではこれらを別指標と見なして議論するため, JIS 規格における初比透磁率を μ_4 , H が限りなくゼロに近い値であるときの比透磁率を μ_i と表記する.

また, 本論文では特に注釈がなく初透磁率あるいは透磁率と表記した場合, 真空中の透磁率 μ_0 に対する比, 初比透磁率あるいは比透磁率を示すこととする.

第 1 章 参考文献

- [1. 1] 石川登, 原川健一, 賀戸久: 生体磁場計測用磁気シールドルーム, 低温工学, Vol.28, No.5 (1993), doi: 10.2221/jcsj.28.237
- [1. 2] D. Cohen: Large-volume conventional magnetic shields, Rev. Phys. Appl. 5, 53 (1970), doi: 10.1051/rphysap:019700050105300
- [1. 3] V. Kelha, J. Pukki, R. Peltonen, A. Penttinen, R. Ilmoniemi, J. Heino: Design, construction, and performance of a large-volume magnetic shield, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 18, no. 1 (1982), doi: 10.1109/TMAG.1982.1061780
- [1. 4] G. Kajiwara; K. Harakawa; H. Ogata, H. Kado: High-performance magnetically shielded room, IEEE Trans. Magn. vol. 32, no. 4 (1996), doi: 10.1109/20.511401
- [1. 5] 田中 慶一: 電子線露光装置における環境適合ステージ開発” 精密工学会誌, vol. 77, no. 7, pp. 668-675 (2011), doi: 10.2493/jjspe.77.668
- [1. 6] 梅森 健成: 超伝導加速空洞の性能向上に向けた技術開発, 低温工学, vol.54, no. 4, pp. 267-274 (2019) , doi: 10.2221/jcsj.54.267
- [1. 7] 木村嘉孝: 実験物理学シリーズ 7 高エネルギー加速器, 共立出版, pp. 335-349 (2008)
- [1. 8] G. Luca Romani, S. J. Williamson, and L. Kaufman: Biomagnetic instrumentation, Review of Scientific Instruments, vol. 53, no. 12 (1982), doi: 10.1063/1.1136907
- [1. 9] 鎌田 清孝, 湯ノ口 万友, 山崎 慶太, 中瀬 知哉, 藤原 耕二, 高橋 則雄: 磁性体の移動に起因する磁気ノイズの考察, 日本応用磁気学会誌, vol. 23, no. 4-2, pp. 1509-1512 (1999), doi: 10.3379/jmsjmag.23.1509
- [1. 10] 山崎 慶太, 加藤 和夫, 小林 宏一郎, 川又 憲, 嵯峨 顕悦, 後藤 昇, 嶺岸 茂樹, 芳賀 昭: 直流電車に起因する低周波環境磁界の計測と検討, 電気学会論文誌, vol. 120, no. 8-9, pp. 835-844 (2000), doi: 10.1541/ieejfms1990.120.8-9_835
- [1. 11] A. P. Wills: On the magnetic shielding effect of Tri lamellar spherical and cylindrical shells, Physical Review 9, pp. 193-213 (1899), doi: 10.1103/PhysRevSeriesI.9.193
- [1. 12] Takeshi Ogasawara, Ludwig Boesten: 磁気遮蔽”低温工学, vol. 8, no. 4 (1973) doi: 10.2221/jcsj.8.135
- [1. 13] W. G. Wadey: Magnetic Shielding with Multiple Cylindrical Shells, The Review of Scientific Instruments, vol. 27, pp. 910-916 (1956), doi: 10.1063/1.1715413
- [1. 14] IEC 60404-8-6, Edition 3.0 2016-12
- [1. 15] JIS C 2531:1999
- [1. 16] K. Yamazaki, K. Kato, K. Muramatsu, A. Haga, K. Kobayashi, K. Kamata, K. Fujiwara, and T. Yamaguchi: Incremental Permeability of Mu-Metal in Low Magnetic Fields for the Design of Multilayer-Type Magnetically Shielded Rooms, IEEE Trans. Magn., vol. 41, no.

第 1 章

10 (2005), doi: 10.1109/TMAG.2005.855196

[1. 17] R. M. Bozorth: IEEE Magnetics Society, pp. 489 (1993)

第2章 磁気シールド対象と条件設定

2.1. 脳磁計測

MEG を用い、感覚機能や運動機能が脳のどの部位を使っているのかを知ることができれば、てんかんや脳腫瘍などの手術前に、術後の障害を防ぐための計画を立てることができる。また近年、脳梗塞における神経機能の評価や、精神科疾患、認知症と脳機能の研究においても MEG の有効性が多く報告されている[2. 1][2. 2][2. 3][2. 4][2. 5][2. 6]。

MEG は脳が発する磁界分布を捉え、コンピュータ解析により発生源の推定を行う装置である。ヒトが様々な刺激を受けたとき、それに対応する脳の部位に神経活動が生じると細胞内電流が周囲に磁界を発生させる。脳内の活動源が限られた部位に局在している場合、いくつもの脳内細胞に生じる電流をあたかも 1 つの電流双極子であるかのように近似することにより（図 2.1）観測した脳磁データからその電流双極子、つまり脳の活動部位を推定することができる。本来電流は回路を構成し、出発点へと帰還していく。脳内でも、ある電流双極子の周囲には帰還電流（体積電流）が流れているが、頭蓋に対して垂直な磁界成分は電流双極子の作る磁界が支配的であるため SQUID センサが検出する磁界の方向は頭蓋に対して垂直方向が主となる[2. 7][2. 8]。

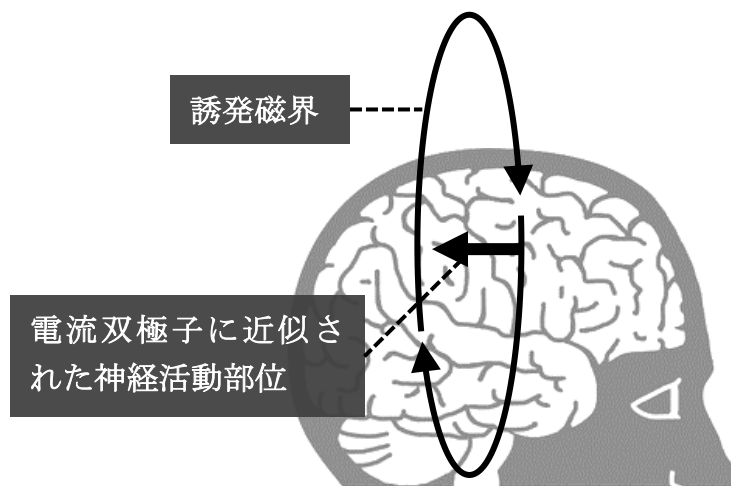


図 2.1 誘発脳磁界

ただし、決まった経路の単純な電流とは違い、脳内の電流源を推定するのは困難で、特に複数領域が同時に活動する場合は脳内に多数の局所的な神経活動が起こって、それらが重なり合った結果として脳磁データが観測されることになる。このような場合、より多くのセンサで空間的に多様なデータを採る方法が用いられる。空間分解能を高

め、信号処理や解析に必要な情報をより多く取得することで、電流源推定の精度を改善することができるため 2007 年ごろまでは年々センサ数（チャンネル数）が増加していった経緯がある[2. 9]。このように多くの SQUID センサを用いることと、それらが頭蓋に対し垂直、つまり放射状に配置され磁界を検出するため、MSR 室内ではあらゆる向きの磁界ノイズが低減されていなくてはならない。

MEG は、データ解析装置と、超伝導量子干渉素子（Superconducting QUantum Interference Device : SQUID）磁束計、液体ヘリウム容器（デュア）、データ収録機器からなり、このうち SQUID 磁束計（および液体ヘリウム容器）が磁気シールドルームの中で磁気ノイズから守られている。SQUID 磁束計はジョセフソン素子を介して接続された超伝導材料からなるコイルを用いて、それに鎖交する磁束を電気信号に変えて磁界を検出する。計測時、SQUID センサはデュアの中で液体ヘリウムに浸かった状態にあり、常に超伝導状態に維持されている。1970 年に Cohen が使用した SQUID 磁束計[2. 10]の雑音レベルは $10^{-13}\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ であったが現在では $10^{-14}\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ まで改良されている。その感度は図 2.2 に示すように既存のセンサ方式では到達できないレベルにあり、同等の感度をもつセンサは、近年実用化されつつある光ポンピング磁気センサ（Optically pumped magnetometer : OPM）[2. 11][2. 12]のみである。また、磁気抵抗効果（Magnetoresistive : MR）素子を用いた磁気センサに関しては、現在様々な用途で開発が進んでおり、心臓からの発生磁界を計測する心磁計においては十分な信号対雑音比（SN 比）が得られるという報告[2. 13][2. 14]もなされている。

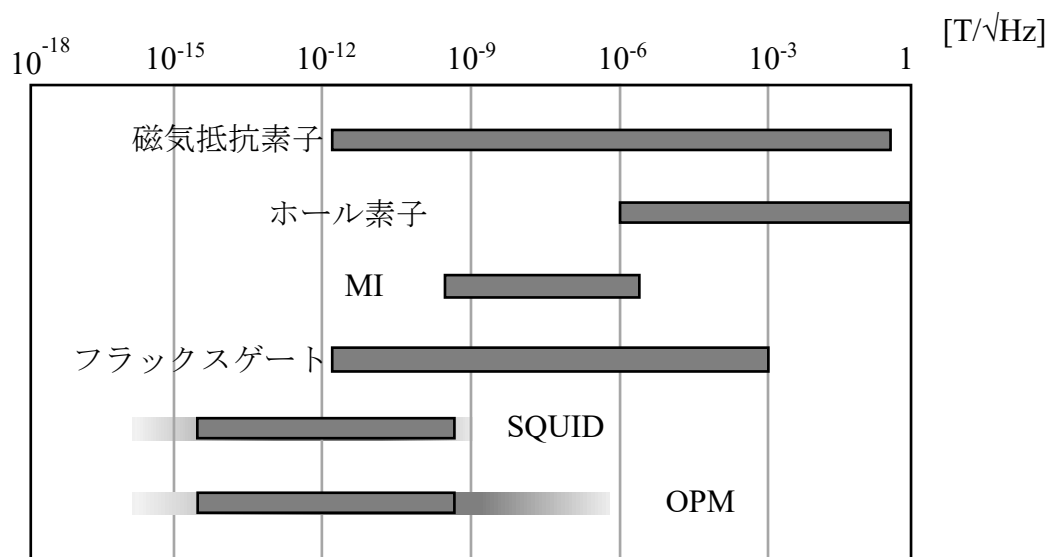


図 2.2 磁界センサの種類とおよその計測可能範囲

ヒトの脳が種々の感覚刺激を受けることにより発する磁場は誘発脳磁界と呼ばれ、聴性誘発磁界、視覚誘発磁界、体性感覚誘発磁界などがある。これらの信号は周波数

帯域にして数 Hz ～ 数百 Hz と言われ、その大きさは磁束密度で $10^{-14} \sim 10^{-13}$ T 程度、磁界強度にして 10^{-8} A/m[2. 7][2. 8]相当で、SQUID センサにより、ようやく捉えられる程度の強度である。これは都市磁気ノイズと呼ばれる外部磁界ノイズ、1 A/m 程度に比べ百万分の一程度かそれ以下という微小な値であり、この外部磁界ノイズの対策は必須であることに加え、MEG システム自体の計測ノイズも対策しなければならない。そのため MEG は大きく分けて 3 段階のノイズ対策技術を備えており、MSR だけでは対策が完結しない点に留意する必要がある。

ノイズ対策の1つ目は、本研究の対象である磁気シールドルーム (MSR) である。主に軟磁性材料を用いて空間を囲い込むことで、外部よりも磁界ノイズを低減させる大型設備で、その構造は次節で、より詳細に述べる。2つ目のノイズ対策として SQUID センサの検出コイル構造をグラジオメータと呼ばれる空間差分を取る方式にする方法が挙げられる。図 2.3(a)に示すマグネットメータに対し、図 2.3(b)のグラジオメータのように、離れた位置にある1対のコイルがそれぞれ逆向きに巻かれて直列につながれると、これらコイルを通る一様平行磁界によって誘起される電圧はキャンセルされ SQUID センサには信号が発生しない。このようにグラジオメータは2つのコイル間で勾配のある、近い発生源からの磁界だけを検出することができ、遠方からやってくる磁界ノイズは一様平行になるため検出されない仕組みである。3つ目のノイズ対策は計測系でのフィルタ処理である。バンドパスフィルタで対象となる信号の周波数帯域のみを通過させ、ノッチフィルタでは商用電源周波数など、既知の周波数帯のノイズを選択的に取り除き、また加算平均では繰り返し同じ刺激による誘発磁場の波形を取り込むことによってランダムなノイズが取り除かれることになる。つまり外部からの磁気ノイズが MSR とグラジオメータで取り除かれ、磁気ノイズと計測ノイズの両方がフィルタ処理によって除去され、SN 比を改善させている。

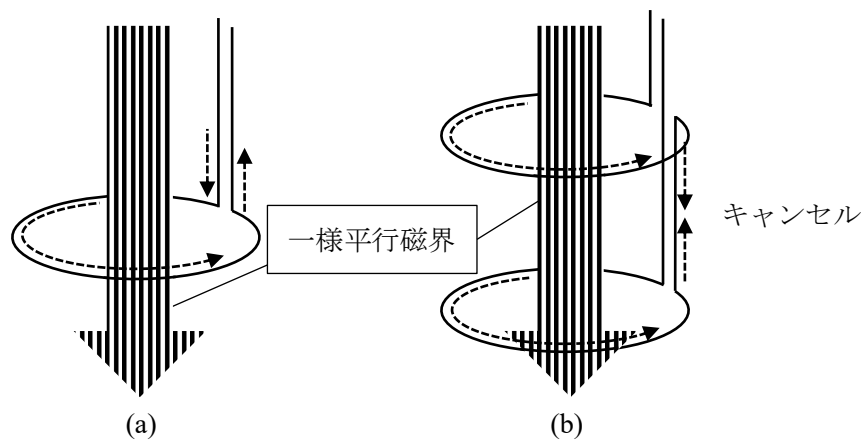


図 2.3 SQUID の検出コイル (a)リングと鎖交する磁界を捉えるマグネットメータ, (b)一様平行磁界の誘起電圧がキャンセルされるグラジオメータ

ここで、仮にグラジオメータでノイズを $1/100$ 、信号のフィルタ処理で $1/1000$ 程度にまで下げられるとすると、MSR 内部の磁界ノイズが 0.001 A/m 程度以下であれば最終的な信号ノイズレベルを 10^{-8} A/m 程度まで落とすことができ脳磁計測が可能となる。つまり、外部ノイズの大きさに依らず室内を 0.001 A/m 程度以下に減衰させることが MSR に求められる性能ということになる。

2.2. 外部磁界ノイズ

MEG にとって脳磁以外の外来磁界はすべて計測の障害となるノイズであり、ノイズのもととなるのは鉄や磁石などの強磁性体、あるいは直流および交流電流である。我々の暮らす都市周辺には、図 2.4に示すように例えば車両やエレベータ、各種モータ、送電線等、電車がごく身近にあり、磁界ノイズの発生源となる。

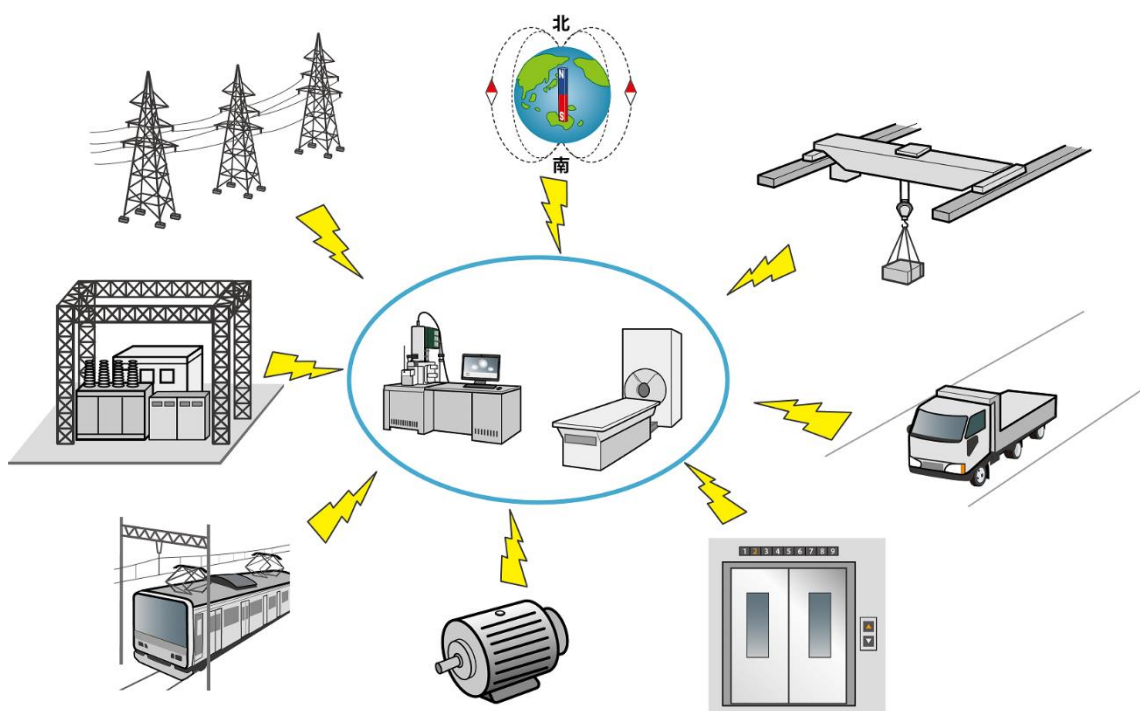


図 2.4 磁界ノイズの発生源と耐性の低い装置の例

発生源はそれぞれ磁界強度や変動の速さ（周波数）によって影響範囲が異なり、これら数多くの発生源が密集している状況で、互いに重畳した結果が図 1.1に示したような都市磁気ノイズとなっている。ここで特に重要なのは、都市磁気ノイズは周波数が低くなるほど、磁界強度が強くなるという特徴[2.7]を持つことと、磁気シールド

効果は低周波帯域ほど低くなる点である。つまり、磁気シールド効果はこの最も条件の悪い極低周波帯域に焦点を合わせ性能設計する必要があるということになる。

同様の理由から MEG に限らず半導体電子デバイスの製造装置や、電子顕微鏡などで問題となるのが極低周波帯域のノイズであり、その代表的な発生源の例として挙げられるのが直流き電方式[2.15]の電気鉄道である。地下鉄を含め、日本の電気鉄道の多くは直流電流で給電され、VVVF 制御と呼ばれる電圧と周波数の両方が可変であるインバータを用い、同期あるいは誘導モータを駆動し走行している。図 2.5に示すように、電流は変電所から、き電線およびトロリ線と呼ばれる給電ケーブルで送られ、パンタグラフを介して車両に取り込まれ、モータを駆動させて、またレールを介して変電所に戻される。このとき、電流の一部はレールから大地に流れるため、行きと戻りの電流が不平衡となり周囲に磁界を発生させる。この電流経路はキロメートル単位であり、また電車の加速減速によって常に電流値が上下するため、広範囲で磁界振動する大きなノイズの発生源となる。また、日本の都市部では電気鉄道網が発達しており、発生磁界が複数重畳するケースもあり大きな磁界ノイズになりやすいという背景がある。電気鉄道を起因とする磁界振動は直流に近い極低周波[2.16]であり、MEG 用 MSR のみならず、その他の磁気シールドを必要とする機器にとって磁気シールド性能の設定基準となることが多い。したがって、本研究においては極低周波磁界ノイズを対象とし、その磁界強度は図 1.1に示した 1 A/m 程度と想定する。

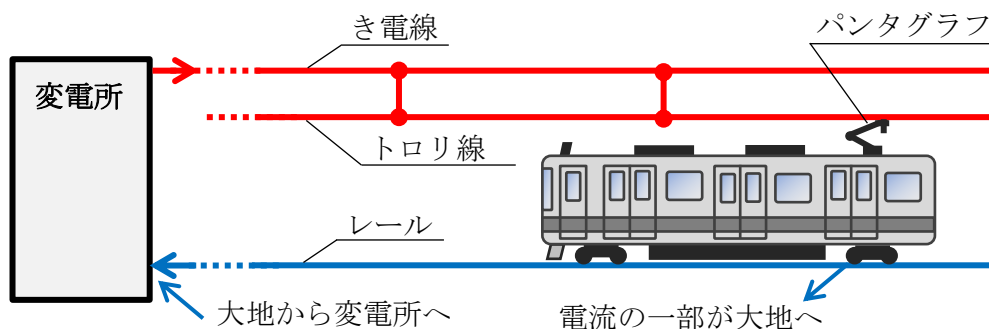


図 2.5 直流き電方式による電気鉄道の電流経路

2.3. 磁気シールドの周波数帯域と MSR 構造

2.1 節で脳磁信号の周波数帯域は数百 Hz までと述べたが、MEG による脳磁計測を行うためには外部磁界ノイズをシールドするだけでなく、MHz, GHz 帯の電磁ノイズが SQUID の特性を劣化させるため、高周波帯域の電磁シールド機能も必要となる[2.8]。したがって MSR はパーマロイと呼ばれる軟磁性材料からなる磁気シールド層と、アルミニウムや銅といった導電性材料からなる電磁シールド層との多層構造を持

つことが一般的である。

MEG 用 MSR に用いられるパーマロイは、透磁率と呼ばれる磁気特性の高いことが特徴であり、またその板厚が厚いほど磁気シールド性能は高くなるため、高度な性能を要求される MSR ほど特性の良い材料が多量に必要となる。また、アルミニウムや銅などの導電性材料も厚くなるほど低周波帯域まで渦電流による磁気シールド効果が期待されるため、高度な性能を要求される磁気シールドほど多層構造で、それぞれの板厚が厚くなり重量が増す傾向にある。MSR 構造の例として図 2.6に断面図を示す。パーマロイ、アルミニウムあるいは銅の重量を支えるため、その構造は堅牢なフレームをベースとしており、更に、それぞれの層と層の離隔距離も磁気シールド性能に有効であるため、結果として数百ミリメートルという厚い壁の構造となっている。

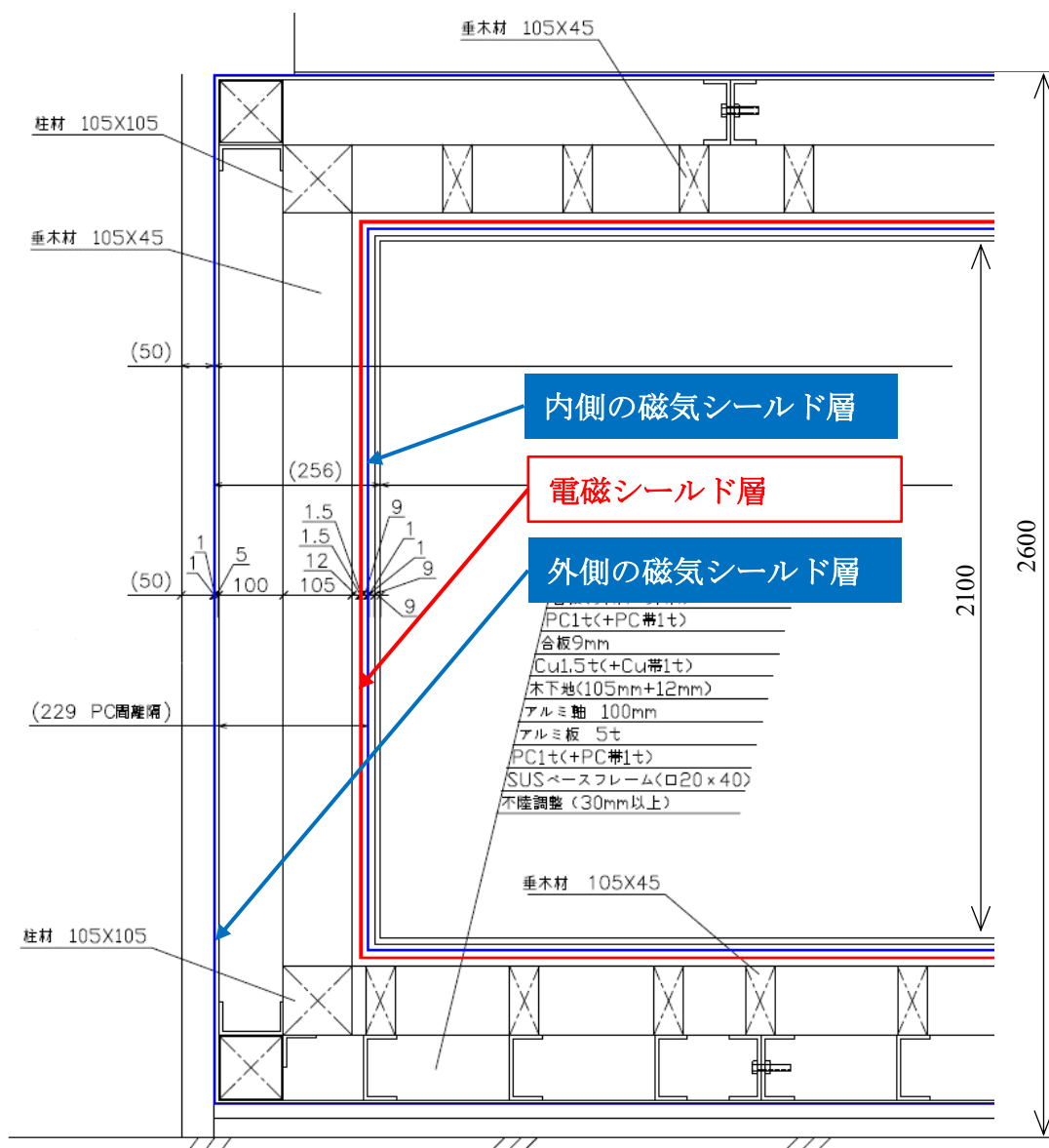


図 2.6 MSR の断面構造の例

以上のように、MEG が求めるシールドには本来、高周波帯域までの性能が求められるが、本研究では特に磁界をシールドするための技術向上を目指し、極低周波帯域を扱うものとする。

2.4. 磁気シールドに用いられる材料

磁気シールドに用いられる材料には表 1.1 に示した、パーマロイや電磁軟鉄、電磁鋼板に加えて、鉄の微結晶材、コバルト基アモルファスなどがある。磁気シールド対象となるノイズの大きさによってこれらの材料が使い分けられており、例えば NMR のマグネット部や電源トランスなどから発生する強力な磁界ノイズには飽和磁束密度が大きく厚い材料である純鉄や電磁鋼板を積層して適用することが多い。これと比較して、MEG が要求する MSR 室内磁界環境は更に磁界強度が低い。この場合最も適した磁気シールド材料は高透磁率材料のパーマロイあるいはコバルト基アモルファスや鉄の微結晶材料となる。しかし、コバルト基アモルファスは 30 μm 程度の板厚しかないため極めて剛性が低く、脆化しているため破損が懸念され大型の MSR には応用が難しく、笹田らの円筒シェル[2. 17]や著者らの例[2. 18]が研究用として報告されているのみである。また、鉄の微結晶材料は工業的には広く普及されている材料であるが、コバルト基アモルファスと同様に 30 μm 程度の板あるの材料しかなく、MSR への応用が確立されていないのが現状である。したがって現時点で最も MEG 用 MSR に適している材料はパーマロイということになり、本研究では各種の磁気シールド検証および実験においてはすべてパーマロイを用いることを前提とした。

ここで補足として、以下にパーマロイについての概略を述べる。

パーマロイは、ニッケルの含有量を基準に数種類に分けられているが、ニッケルを 75~80% 含む PC パーマロイと呼ばれる材料が最も高透磁率を示し、MEG 用 MSR に用いられる材料はほぼこの PC パーマロイである。

パーマロイは 1914 年、ベル研究所の G. W. Elmen が、78.5 % のニッケルと 21.5 % の鉄からなる合金がケイ素鋼（電磁鋼板）より優れた透磁率を示すことを発見したことに始まる[2. 19]。やがて、この合金は透磁率（permeability）と合金（alloy）を合わせパーマロイ（Permalloy）と呼ばれるようになり、後に熱処理を施すことにより、更に飛躍的に透磁率が高められることも報告された[2. 20]。それ以降も、当初ニッケルと鉄の 2 元系だったパーマロイは今日に至るまで微量成分の添加等により幾多の改良・改善がなされ[2. 21][2. 22]、多元系合金となり最大（比）透磁率が 500,000 を超えるまでとなっている。

日本産業規格 JIS C 2531 における名称は「鉄ニッケル軟質磁性材料」であり、パー

第2章

マロイという名称は通称あるいは俗称とされているが、日本では最もよく用いられている名称である。パーマロイという名称の他に、ミューメタルと呼ばれることもある。Smith & Garnett 社で 5Cu 添加タイプに最初つけられた材料名で、欧州・米国の一部メーカによって使用されている。本来は Cu 添加型、Cu - Cr 添加型の 80Ni 系に名付けられたものが拡張して使われており、殆どパーマロイと同義で用いられている。また、5Mo, 79Ni の材料を Western Electric 社がスーパーマロイという名称で取り扱っていたが、特性に関してパーマロイと大きく変わりはない。以降、本論文ではニッケルを 75～80 %含む PC パーマロイを単にパーマロイと表記する。

第2章 参考文献

- [2. 1] 上原弦: 超伝導磁気センサ (SQUID) を用いた脳磁計, 電気設備学会誌, vol. 34, no. 4, pp. 243-246 (2014), doi: 10.14936/ieiej.34.243
- [2. 2] 平田雅之ら: 脳磁図の臨床応用に関する文献レビュー (第1報): てんかん, 臨床神経生理学, vol. 40, no. 3 (2012), doi: 10.11422/jscn.40.140
- [2. 3] 露口尚弘ら: 脳磁図の臨床応用に関する文献レビュー (第2報): 虚血性脳血管障害, 臨床神経生理学, vol. 40, no. 4 (2012), doi: 10.11422/jscn.40.195
- [2. 4] 白石秀明ら: 脳磁図の臨床応用に関する文献レビュー (第3報): 小児疾患, 臨床神経生理学, vol. 40, no. 4 (2012), doi: 10.11422/jscn.40.203
- [2. 5] 石井良平ら: 脳磁図の臨床応用に関する文献レビュー (第4報): 精神科疾患・認知症, 臨床神経生理学, vol. 41, no. 1 (2013), doi: 10.11422/jscn.41.29
- [2. 6] 鎌田恭輔ら: 脳磁図の臨床応用に関する文献レビュー (第5報): 脳腫瘍, 臨床神経生理学, vol. 41, no. 1 (2013), doi: 10.11422/jscn.41.46
- [2. 7] 高倉公朋, 大久保昭行: MEG—脳磁図の基礎と臨床, 朝倉書房 (1994)
- [2. 8] 原宏, 栗城真也: 脳磁気科学, オーム社, pp. 4-5 (1997)
- [2. 9] 横澤宏一: 脳磁計 (MEG) の50年, 生体医工学, vol. 57, no. 4-5 (2019), doi: 10.11239/jsmbe.57.113
- [2. 10] D. Cohen: MAGNETOCARDIOGRAMS TAKEN INSIDE A SHIELDED ROOM WITH A SUPERCONDUCTING POINT-CONTACT MAGNETOMETER, Appl. Phys. Lett. 16, 278 (1970), doi: 10.1063/1.1653195
- [2. 11] 小林哲生: 生体磁気計測に向けて, 電気学会誌, vol. 136, no. 1 (2016), doi: 10.1541/ieejjournal.136.26
- [2. 12] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack and M. V. Romalis: High-sensitivity atomic magnetometer, APS, Phys. Rev. Lett. Vol. 89, 130801 (2002) doi: 10.1103/PhysRevLett.89.130801
- [2. 13] 安藤 康夫: 強磁性トンネル磁気抵抗素子センサ, 電気学会誌, vol. 136, no. 1 (2016), doi: 10.1541/ieejjournal.136.22
- [2. 14] Yasuhiro Shirai, Kenzo Hirao, Tomohiko Shibuya, Shuichi Okawa, Yuki Hasegawa, Yoshiaki Adachi, Kensuke Sekihara, Shigenori Kawabata: Magnetocardiography Using a Magnetoresistive Sensor Array, Heart J., vol. 60, no. 1 (2019), doi: 10.1536/ihj.18-002
- [2. 15] 最新 電気鉄道工学, コロナ社 (2017)
- [2. 16] 山崎 慶太, 加藤 和夫, 小林 宏一郎, 川又 憲, 嵯峨 顕悦, 後藤 昇, 嶺岸 茂樹, 芳賀 昭: 直流電車に起因する低周波環境磁界の計測と検討, 電気学会論文誌, vol. 120, no. 8-9, pp. 835-844 (2000), doi: 10.1541/ieejfms1990.120.8-9_835
- [2. 17] 笹田 一郎, 大中 康: 大型円筒磁気シェイキング付き磁気シールドの基礎特性, 日本応用磁気学会誌, vol. 18, no. 2 pp. 473-476 (1994), doi: 10.3379/jmsjmag.18.473

- [2. 18] 榊原 満, 新納 敏文: 磁気シェイキング技術を応用した Co 基アモルファスを構成材料とする磁気シールドルームの開発, 日本建築学会技術報告集, vol. 25, no. 61, pp. 1155-1160 (2019), doi: 10.3130/aijt.25.1155
- [2. 19] H. D. Arnold, G. W. Elmen: Permalloy, A New Magnetic Material of Very High Permeability, The Bell System Technical Journal, vol. 2, no. 3(1923), doi: 10.1002/j.1538-7305.1923.tb03595.x
- [2. 20] G. W. Elmen: Magnetic Alloys of Iron Nickel, and Cobalt, Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, vol. 54, no. 12 (1935), doi: 10.1109/T-AIEE.1935.5056922
- [2. 21] 増本量, 村上雄悦, 比内正勝: Ni-Fe-Nb 系合金の磁気特性について, 日本金属学会誌, 第 35 卷 (1971) , doi: 10.2320/jinstmet1952.35.10_985
- [2. 22] 山内 克久, 沖本 伸一, 井上 正, 松本 和明, 鈴木 治: 高性能磁気シールド用パーマロイ材の開発とその応用, vol. 34, no. 5, pp. 653-655 (1995), doi: 10.2320/materia.34.653

第3章 磁気シールドの理論

3.1. 電磁シールドと磁気シールド

電磁波とは、電界と磁界がある振幅をもって空間を伝搬していく現象であり、直流に近い極低周波からエックス線といった光よりも高い周波数までを含み、これらは周波数帯域の違いで表 3.1 のように区別されている。電磁波を遮蔽あるいは減衰させる技術を電磁シールドと呼び、広義に解釈すると特に周波数での区別はない。しかし、単に電磁シールドといった場合は主に MHz から GHz あるいは THz 帯域までの電磁波を対象としたシールドを意味することが一般的であり、kHz より低い周波数帯域を含まないことが多い。これはシールド原理の違いや用いられる分野の違い、および評価に用いる計測機器の違いから、明確に区別する必要があるという便宜的な背景があるためと考えられる。一方では、MEG には両方のシールドが施されることもあり、本論文では、混同を避けるため磁気シールドと電磁シールドを区別して扱う。また、ここでそれぞれの役割と違いについて述べる。

表 3.1 電磁界の種類と周波数

電磁界 の種類	非電離放射線						電離放射線	
	静電磁界	超低周波 電磁界	中間周波 電磁界	高周波電磁界			光	放射線
周波数	直流	300Hz 以下	300Hz 10MHz	10MHz 300MHz	300MHz 3GHz	3GHz 3THz	3THz 3000THz	3000THz 以上
発生源 利用例	地磁気 磁石 電磁石 電気鉄道	電力設備 家電製品 電気鉄道	IH 調理器 電気鉄道	ラジオ	電子レンジ 携帯電話 テレビ	衛星放送	太陽光	X 線撮影

電磁シールドと磁気シールドの区別については明確な定義はないが、電磁シールドは、電波法で規定されている 3 THz 以下の周波数帯域を対象とした電磁シールドと考えられる。狭義では通信に使用可能な周波数範囲 10 kHz 程度から 40 GHz までの電波が対象とも考えられる[3.1][3.2]。現代社会ではラジオ放送や無線、テレビ放送、携帯電話、衛星通信といった技術利用が進み、電波が我々の生活にとって身近になっ

ているため、一般的に電磁シールドといった場合、通信に用いられるこれらの周波数帯域のシールドと受け取られることが多いのが現状である。一方で、磁気シールドは電磁シールドがカバーする周波数領域よりもさらに低い周波数帯域で、直流磁界も含んだ電磁シールドであると解釈される。また本研究において重要な周波数帯域として区別するため、表 3.1 の超低周波電磁界の中でも 10Hz 程度以下の周波数帯を本論文では極低周波と呼ぶこととする。

このような周波数帯域の違いから電磁シールドおよび磁気シールドを区別するのは別に、そのシールド原理の違いから両者を区別する見方もある。図 3.1(a)に示すように、電磁シールドは反射（再反射を含む）と吸収によって入射波を減衰させる技術である[3.3]。空間を伝搬してきた電磁波は鉄やアルミニウム、銅といった金属のシールド材に入射するとき、一部は反射され、一部は透過する。このとき入射に対して透過したエネルギーが減衰した分だけシールドされたことになる。あるいはフェライトや鉄、カーボンを用いた電磁波の吸収体によって、入射波を反射させることなく透過の過程で熱エネルギーに変換して減衰させるのが電磁シールドの基本的な原理である。これに対して磁気シールドは極低周波を前提にしており、電界を伴わない磁界単体を取り扱い、図 3.1(b)に示すように磁気特性の高い材料を用いて磁束を捉え、別のルートに誘導する技術であると説明される。これは電磁気学において磁束という概念が定義済みであり、これを用いることで具体的イメージを示しやすいという利点がある。しかし、磁気シールド材料の磁化と透磁率との関係から磁気シールド性能を予測しようとする本研究においては、次節に示すように外部磁界を、磁気シールド材料が作る逆向きの磁界で一部をキャンセルする現象である、と解釈する方が自然である。ただし、このような磁気シールド現象の解釈は新たな理論を含んだものではなく、現象を理解する上でのアプローチの違いである。

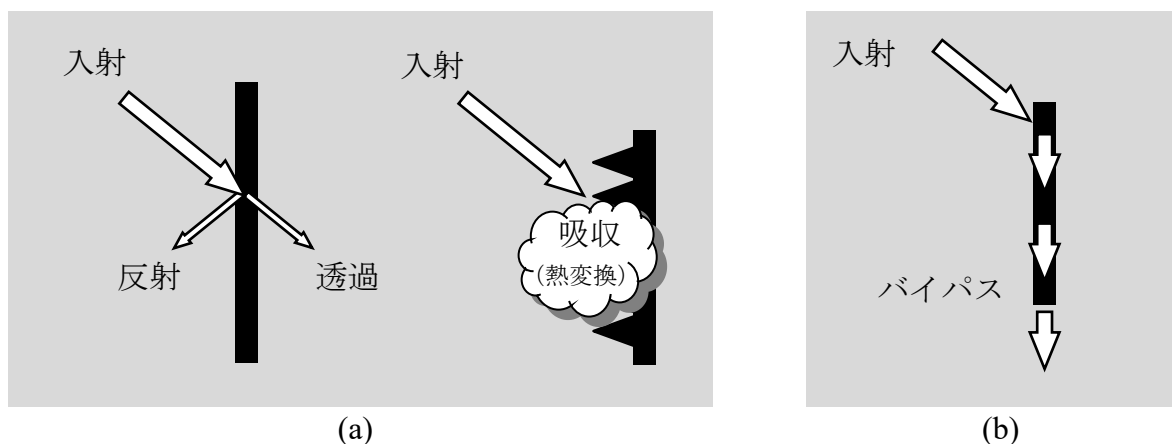


図 3.1 シールドの原理概念図 (a)電磁波シールドの反射・透過と吸収, (b)磁気シールドの原理

3.2. 磁気シールドの原理

図 3.2に示すように、ある方向に磁化した強磁性体があるとし、その両極から空間に分布する放射状の磁力線を考える．Maxwell の方程式 $\text{div}\mathbf{B}=0$ が成り立つためには、磁力線が増減しないよう、両極から出る磁力線はすべて還流するように描かれなければならない．内部磁界 H_i の強磁性体の端部から外の空間に出た磁力線は、端部から離れるにしたがって広い空間に分布し、磁性体から離れるほど磁界強度は小さくなり、途中で失われることなく、楕円を描くように逆側の端部につながる．磁界強度を見ると、強磁性体端部に十分近い位置では磁界強度は内部と同じ H_i で、逆側の端部でも同じ磁界強度になっている．磁界強度は強磁性体から離れるにつれて小さくなり、図 3.2に示した点 P_1, P_2, P_3 における磁界強度のスカラ値を H_1, H_2, H_3 とすれば $H_1 > H_2 > H_3$ となる．ここで磁界強度のマイナス符号は強磁性体内部の磁界方向と逆向きであることを示している．

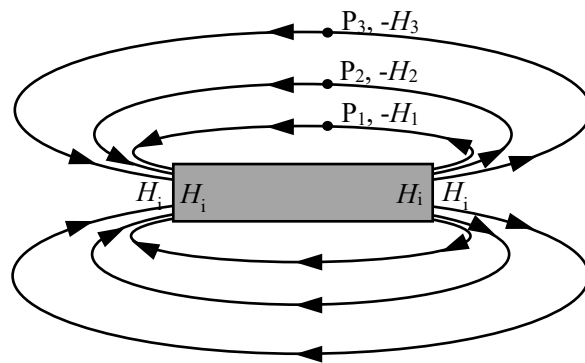


図 3.2 強磁性体周囲の磁力線分布および磁界強度 図中の実線は磁力線、矢印は磁界の向きを示している．

今、外部磁界 H_e が一様に分布している空間を強磁性体で磁気シールドする場合を考えると、一様磁界分布に図 3.2の磁界分布を重畳させるということになる． H_i を H_e と同方向にすることによって、点 P_1, P_2, P_3 における磁界強度 $-H_1, -H_2, -H_3$ で H_e の一部をキャンセルして減衰させることが磁気シールドの原理である．

このとき、それぞれの点における磁気シールド効果は、 P_n における磁界強度を H_n 、磁気シールド率を SF_n として次式から算出される．

$$SF_n = \frac{H_e}{H_e - H_n} \quad (3.1)$$

以上の現象は静磁界についてであるが、実際には外部磁界は常に変動して機器に影響を与える場合が殆どである．したがって、次に H_e が周期的に変動している場合で、

なおかつ図 3.2の強磁性体が硬磁性体（磁石など）で H_i が外部磁界 H_e にほとんど影響を受けない一定値で、 $-H_1$, $-H_2$, $-H_3$ も一定値である場合を考える．例えば点 P_1 における最終的な磁界強度 H_{p1} は、図 3.3のように $-H_1$ と H_e が重畳した結果であるので、 H_e の曲線が H_1 だけ下にシフトしただけの曲線となる．このとき、 $H_e = H_1$ となる瞬間をだけを見ると点 P_1 における磁界強度 $H_{p1} = 0$ となり、完全にシールドされたように見える．しかし、硬磁性体がなかった場合であっても H_e は2か所でゼロになる瞬間があり、この点がズレたにすぎず、むしろ H_e だけのときよりもゼロから大きく離れる瞬間もある．また、磁界の変動量（peak to peak）は変化しておらず、動的に見るとこの状態は磁気シールドされているとは言えない．

次に図 3.2の強磁性体がパーマロイなどのような軟磁性体であるとする．軟磁性体は外部磁界の印加によって磁化されるので、 H_i は H_e に同期しなおかつ、その方向は常に一致する．したがって P_1 , P_2 , P_3 における軟磁性体を作る磁界は、 H_e が変動し正負が逆転しても必ずその逆方向となる．その結果、図 3.4に示すように H_{p1} は H_e より変動量が小さくなり磁気シールドされた状態となる．

MEG での計測には、このように外部磁界の変化に合わせて H_i を変動させ、磁界の変動量を減衰させるような特性を持つ磁気シールドが求められる．このとき、例えば点 P_1 といった特定のポイントにおける磁界 H_1 （向きは逆）をいかに H_e に近づけるかが重要となる．この外部磁界をキャンセルする磁界 H_1 を制御することが磁気シールド技術であり、磁気シールド材料の内部磁界強度 H_i が、その制御に最も重要な要素である．

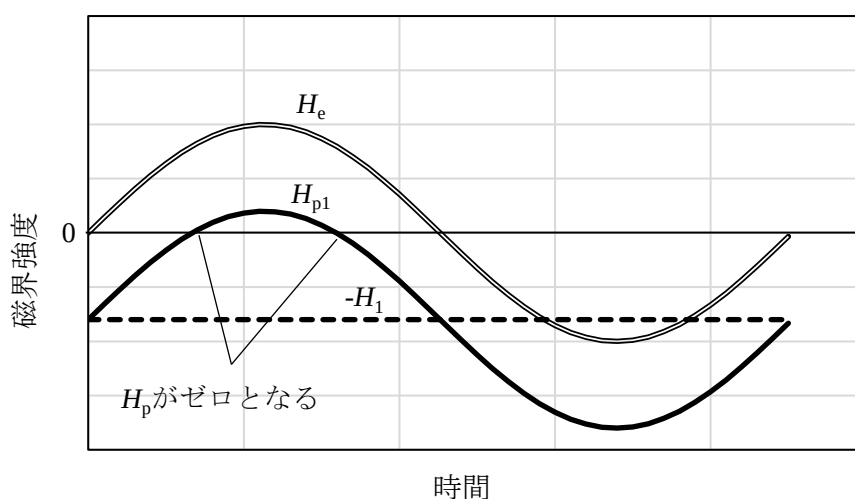


図 3.3 変動する外部磁界と硬磁性体周囲の磁界との重畳

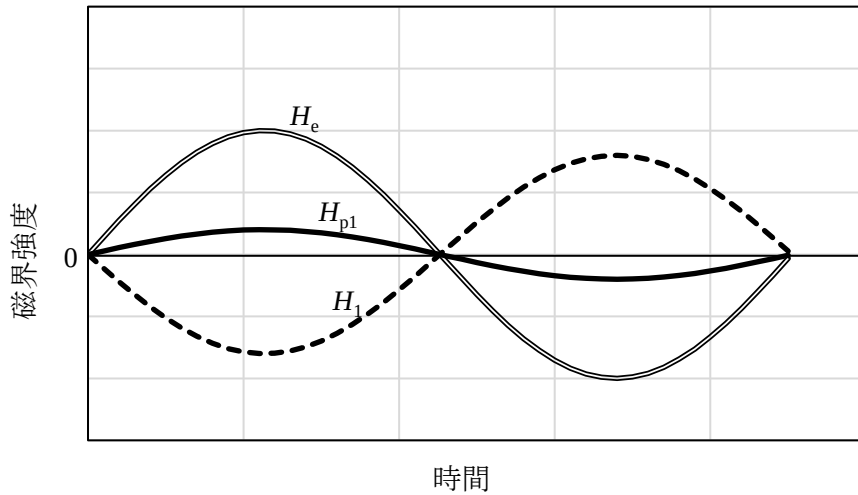


図 3.4 変動する外部磁界と軟磁性体周囲の磁界との重畳

次に、外部からの印加磁界によって軟磁性体内部に生じる磁界の大きさ、および軟磁性体の磁極間に発生する磁界を図 3.5のように閉磁路と開磁路とで示す．図 3.5 (a)のように N ターンの巻き線に電流 I を流した時、平均磁路長 l_s を持つ軟磁性材料で作られた閉磁路のコア内部に生じる磁界強度 H_i は $H_i = NI / l_s$ で与えられる．また両辺に l_s をかけると、コア内部の磁界と平均磁路長の積 $H_i l_s$ が、起磁力 $K (=NI)$ に等しいことが分かる．これに対して図 3.5(b)のようにコアの一部が切られた開磁路のコアには、次の関係が成り立つ[3.4][3.5]．

$$K = NI = (l_s - l_g)H_{ii} + l_g H_g \quad (3.2)$$

式 3.2 はコア内部の磁界強度 H_{ii} と磁路長 $l_s - l_g$ の積と、コアが切り取られたギャップ部分の磁界強度 H_g と磁路長 l_g の積の和が起磁力になることを示す．ここで閉磁路と開磁路コアの大きな違いは、同じ起磁力を与えた場合、この後で扱う反磁界の影響により $H_i \gg H_{ii}$ となることである．MSR のように一様平行磁界を磁気シールドする場合、還流する磁界を通す閉磁路ではなく、図 3.6に示すように磁極を持つモデルとして捉えなければならない．そのため、起磁力の源である外部磁界よりも内部磁界は大きく減衰するが、一方では MSR 室内では複数の壁面が作る逆向きの磁界が合わさり、重畳する外部磁界をキャンセルして磁界振動を減衰させるという効果がある．

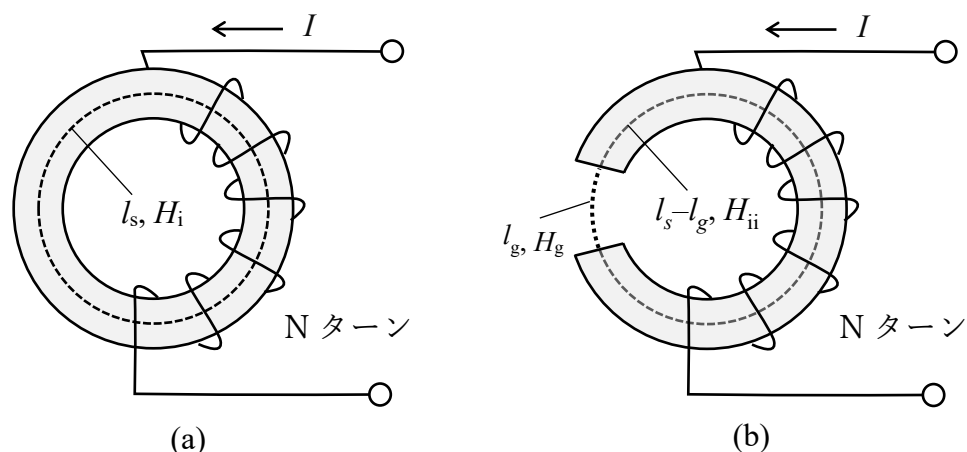


図 3.5 コイル電流が発生させる磁界 (a)閉磁路コアの内部における発生磁界, (b)エアギャップのある開磁路コアにおける発生磁界

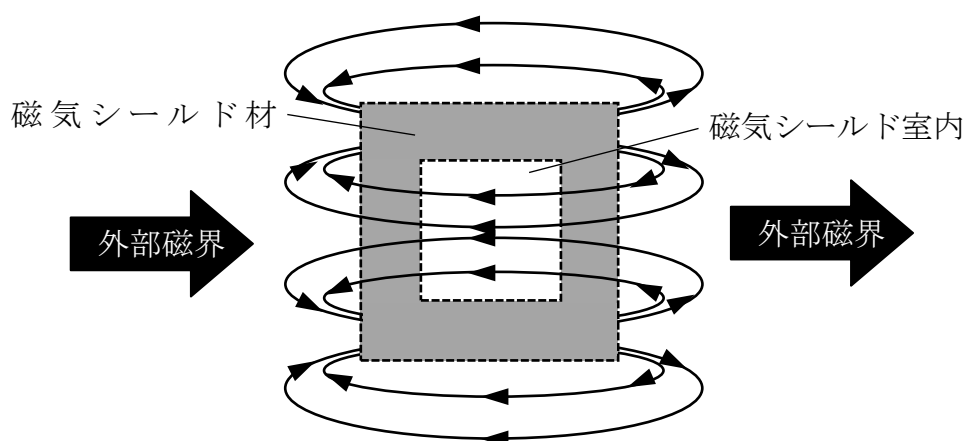


図 3.6 一様平行な外部磁界中の MSR が発生させる磁界

次に、開磁路となる軟磁性材料について、内部磁界が外部磁界（印加磁界）よりも小さくなる現象について述べる。

開磁路である棒状の軟磁性材料に磁界を印加したとき、材料は磁化され、その両端に磁極を生じる。これがリング状の閉磁路との大きな違いである。図 3.7(a)に外部磁界を受けて磁化した棒状の軟磁性材料について、内部磁界と周囲に作る磁界を磁力線で示す。一方の端部 N 極から外の空間に出た磁力線は、逆側の S 極に戻るような曲線を描く。このとき N 極から S 極に向かって材料内部にも l_0 で示したように磁力線が向かう。つまり N 極と S 極を結ぶ経路の中には軟磁性材料内部も含まれ、外部磁界と逆向きの磁界が発生しているということであり、これを反磁界と呼び H_d と記さ

れる．図 3.7 (b)に示したように材料内部の磁界強度 H_i は印加磁界 H_e と反磁界 H_d との差分であり， H_d は，磁化 M (Wb/m^2) と真空の透磁率 μ_0 を用いて，

$$H_d = \frac{NM}{\mu_0} \quad (3.3)$$

と説明される．ここで， N は形状で決まる反磁界係数と呼ばれる定数で $0 \sim 1$ までの値を取る．図 3.7(a)において磁極 N と S を結ぶと，次式に示すようにどの経路についても磁界強度を線積分すると同じ起磁力 K になる．

$$\begin{aligned} K &= \int_S^N H(l_0) dl_0 = H_d l_0 \\ &= \int_S^N H(l_1) dl_1 = H_1 l_1 \\ &= \int_S^N H(l_2) dl_2 = H_2 l_2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで，反磁界にとって反磁界係数 N が重要であるが，回転楕円体のような対称性の高い形状ではない **MSR** のような中空の立方体の場合， N は簡単には計算できない．また，回転楕円体のような形状以外では，実際には材料中の H_d は一様ではなく，極に近いほど大きく中央では最も低い値を取るが，本論文では単純化して一つの値で代表されるものとする．

磁気シールドの原理は軟磁性材料により外部磁界と逆方向の磁界を発生させて打ち消すことであり，このキャンセル磁界は材料内部の反磁界に依存することを式 3.4 が示している．また，その反磁界を決定する要素の一つが材料の透磁率であり，円柱状の試験片を用いた検証[3. 6]で，その直径と長さの比であるアスペクト比が固定であるとき，透磁率が高いほど反磁界係数が高くなることが知られている．

軟磁性材料内部の反磁界を決定するもう一つの要素が，その形状である．軟磁性材料の透磁率が一定であるとき，その形状が長細くなるほど，長辺方向の反磁界係数は 1 より小さくなってゼロに近づき，短辺方向の反磁界係数は 1 に近づく．

形状が細長くなり，反磁界係数が小さくなると式 3.3 から H_d が小さくなっていくことが分かる．したがって式 3.4 の H_1, H_2 というキャンセル磁界が小さくなり，磁気シールド効果が低くなる．逆に，試験片が極端に短くなると反磁界係数は 1 に近づくが，この場合は式 3.3 より $H_d = M / \mu_0$ が上限であるのに対し， l_0 が小さくなっていくと式 3.4 の起磁力 K がゼロに近づいていくため，この場合も H_1, H_2 というキャンセル磁界が小さくなり，磁気シールド効果が低下する．

磁気シールド効果は材料の透磁率に比例することや，板厚に対してサイズが大きくなるほど低下していくことは **Wills** の式で端的に表現されているが，その理由は上記

のように材料内部の反磁界の働きで理解することができる。また、反磁界をもとに磁気シールド効果を捉えると、磁気シールドは軟磁性材料の透磁率と形状とで $H_d l_0$ を増大させる技術であると理解することもできる。

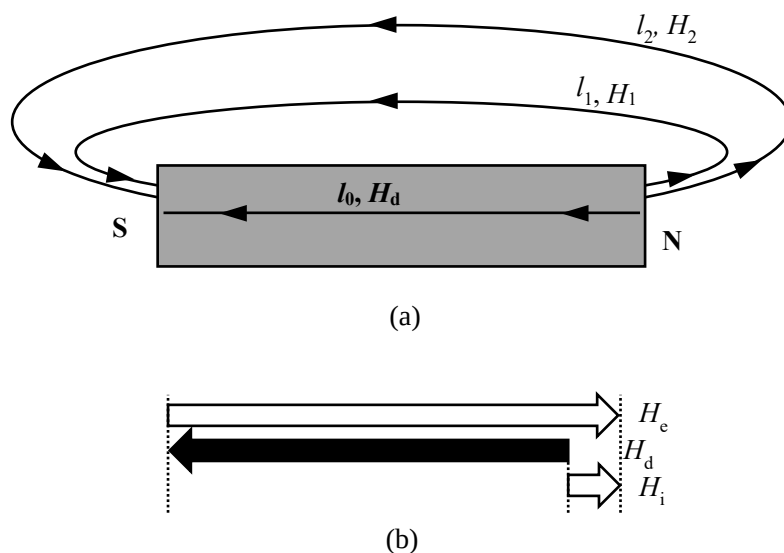


図 3.7 磁気シールド材料の磁極が発生させる材料内外の磁界

3.3. 軟磁性材料の磁気特性

磁気シールドにとって重要な指標の一つが透磁率であることは前節で述べた通りで、ここでは透磁率とその他の指標について述べる。

パーマロイなどの軟磁性材料で作られた試験片について磁化の変化を示す場合、磁界強度 H に対する試験片内部に発生する磁束密度 B を用いて BH 曲線として説明されることが多い。初めに特定方向に強く磁化している状態の試験片を消磁し、磁氣的に初期状態、つまり $H=0$ のとき $B=0$ にしておく。図 3.8に示すように、磁界発生コイルなどを用いて徐々に試験片内部の磁界強度を正方向に強めていくと、試験片内部に発生する磁束密度 B が原点 O から a に向かって大きくなる。このとき、ある瞬間の B を H で除した値が透磁率 μ であり、磁界に対する磁化の感度を示す指標である。

図 3.8に示す原点 O から a , b を通り c に到達した後、磁界 H を減少に転じさせて $H=0$ まで戻しても $B=0$ には戻らず磁束が残った状態となる。このときの磁束密度を残留磁束密度 B_r と呼ぶ。 H を更に減少させ負の方向に進めると e で $B=0$ にすることができ、このときの H を保磁力 H_c と呼ぶ。また、 f まで磁界を負の方向に進めた時点で、再度 H を増加に転じさせ正方向へ進めると g を通って、やがて c に戻る。この c - d - e - f - g - c の曲線をヒステリシスループと呼ぶ。

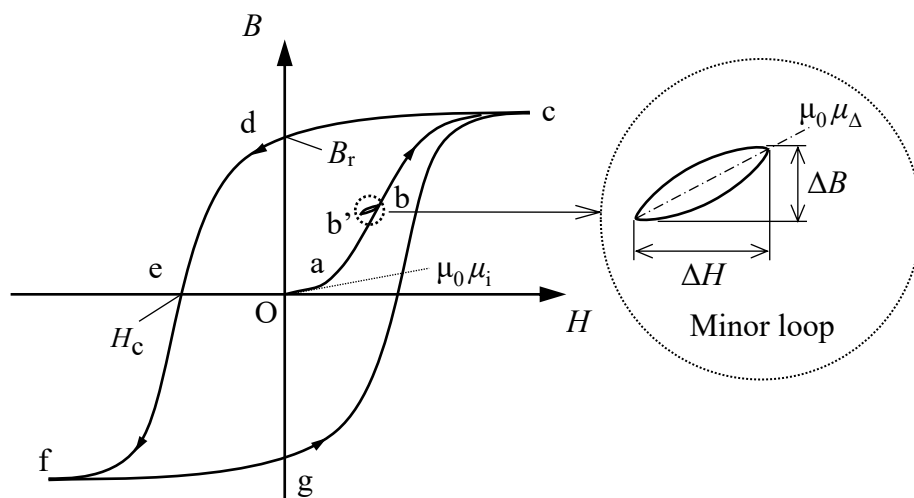


図 3.8 BH 曲線

このように、軟磁性材料は、それまでの磁化履歴を含め、状況に応じて H に対して B が様々な値を取るため、透磁率はどのような条件設定で計測するのかによって値と呼び方が異なる点に注意しなければならない。以下に各種透磁率について違いを示す[3. 7].

振幅透磁率 μ_a (Amplitude permeability)

試験片に対し、原点を中心に周期的に増減する磁界を印加したとき、振幅透磁率 μ_a は磁束密度の極大値 $\hat{B}$ と、そのときの磁界強度 $\hat{H}$ から、

$$\mu_a = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\hat{B}}{\hat{H}} \quad (3.5)$$

と算出される。ここで、 μ_0 は真空の透磁率 (Permeability of the free space) を示し、特に条件がない限り本論文では各透磁率を μ_0 で除した比透磁率で表現する。また μ_a は単に透磁率 μ と扱われることもある。

初透磁率 μ_i (Initial permeability)

図 3.8に示す原点 O 付近において、次式に示すように限りなく $H=0$ に近づけていったときの透磁率を初透磁率 μ_i と呼ぶ。

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad (3.6)$$

第3章

または、微小な領域の振幅透磁率 μ_a と捉え、

$$\mu_i = \lim_{H \rightarrow 0} \mu_a \quad (3.7)$$

と表すこともできる.

増分透磁率 μ_Δ (Incremental permeability)

図 3.8の原点 O から abc までの曲線は消磁後にのみ見られる初磁化曲線で、原点 O から a までは、いったん $H=0$ に戻したとき $B=0$ に戻る可逆領域である. しかし、可逆領域を超え b まで増加させた後、 H を減少させると B は初磁化曲線から外れた値を取り、図 3.8に示すように磁界振動 ΔH に対して b と b'との間でマイナーループを描くような磁束密度変動 ΔB が得られる. このとき μ_Δ は、

$$\mu_\Delta = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (3.8)$$

と表される.

微分透磁率 μ_{dif} (Differential permeability)

BH 曲線上のある 1 点における接線を示す傾きを、その点における微分透磁率と呼び、次式で表される.

$$\mu_{\text{dif}} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH} \quad (3.9)$$

実効透磁率 μ_e (Effective permeability)

図 3.5(b)のような開磁路コアなど、透磁率のことなる不均一な磁気回路について、全体を 1 つの代表値で示す場合の透磁率を実効透磁率という. 閉磁路コアの透磁率を μ としたとき、開磁路コアの実効透磁率 μ_e は次式で求められる.

$$\mu_e = \frac{\mu}{1 + N \cdot (\mu - 1)} \quad (3.10)$$

ここで N は反磁界係数を示す.

パルス透磁率 μ_p (Pulse permeability)

パルス波や任意波形の磁化に対する透磁率であり、透磁率の振幅 ΔB と ΔH から計算される.

上記の透磁率のうち、本研究で目的としている MEG 用 MSR の性能予測にとって重要な指標は振幅透磁率 μ_a である。

2 章で示したように MEG 用 MSR に求められるのは数 Hz に相当する超低周波で、数 nT 程度の微小磁束密度変化にまで対応できる軟磁性材料である。外部磁界を正弦波の周期的な磁界振動で代表できるものとすれば、印加した磁界の振幅 $\hat{H}$ と、計測された磁束密度の振幅 $\hat{B}$ から式 3.4 にて計算されるのは振幅透磁率ということになる。また、3.2 節で示したように磁気シールドにとって外部磁界は閉磁路に還流する磁界振動ではなく開磁路として捉える必要があるため、反磁界によって小さくなった磁界に対する透磁率で評価しなくてはならない。つまり 初透磁率 μ_i に近い振幅透磁率が材料の評価指標となるはずである。

正弦波の印加磁界に対する透磁率は増分透磁率 μ_Δ と解釈することもできるが、この場合はバイアスとして直流磁界を与えた上で磁界振動 ΔH を与えることになる。直流磁界の強度によっては可逆／不可逆領域の違いで同じ ΔH に対する透磁率が変化すると考えられるためバイアス磁界をゼロと統一すると、最終的に得られる値は振幅透磁率に等しくなる。

3.4. Rayleigh の法則

微小磁界振動に対する透磁率を扱う上で、最も重要な法則の一つに Rayleigh の法則がある。図 3.9 に縦軸を透磁率としたパーマロイの μ - H 曲線を示す。この曲線の最大値が最大透磁率 $\mu_{\max}$ で、これより H の小さい方向に 0.4 A/m における透磁率 μ_4 がある。透磁率は、 H を限りなく小さくしていくと、やがて一定の値、初透磁率 μ_i に近づいていくが、この μ_i に至る手前の破線で囲んだ部分では μ - H が直線になる線形領域を持つ。鉄の透磁率が、小さな H の領域でこのように線形になることは知られており、Rayleigh 領域と呼ばれている[3.8]。また、Rayleigh 領域において鉄の透磁率 μ は Rayleigh 定数 ν および初透磁率 μ_i を用いて次式で表される。

$$\mu = \mu_i + \nu \cdot H \quad (3.11)$$

これを Rayleigh の法則といい、パーマロイでも同様の現象がみられることは筆者らが確認している[3.9]。また、外部磁界が磁気シールドに印加されるとき、都市磁気ノイズ程度の磁界強度では反磁界の影響で H が微小になり、ほとんどの場合この Rayleigh の法則が成り立つ領域内となる。この領域内における数点の実測データがあれば最小二乗法を用いて式 3.11 を満たす ν および μ_i を導出することができ、また、

以降は同式から任意の H に対する μ が得られることになる．

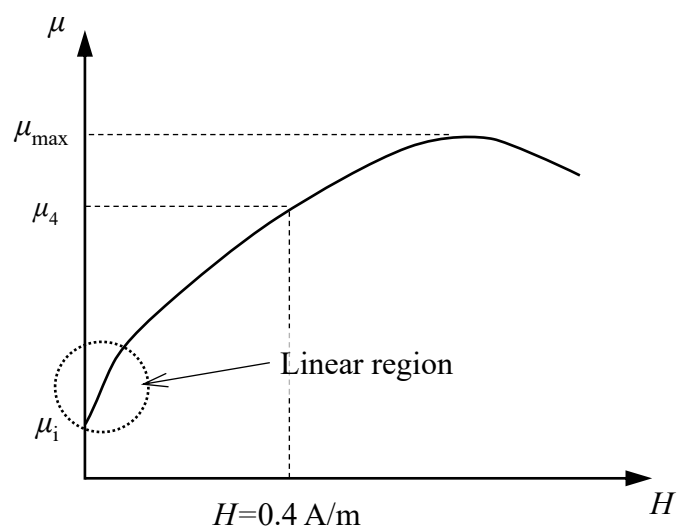


図 3.9 μ - H 曲線と線形領域

第3章 参考文献

- [3. 1] 関康雄: 電磁シールドハンドブック, ミマツデータシステム (1989)
- [3. 2] 日本建築学会, 電磁環境と建築設計 (2000)
- [3. 3] 三枝 健二, 電磁波シールドと吸収技術の基礎, 表面技術, vol. 71, no. 11 (2019),
doi: 10.4139/sfj.70.534
- [3. 4] 島田寛: 磁性材料, 講談社(1999)
- [3. 5] 太田恵造: 磁気工学の基礎 II, 共立全書 (2017)
- [3. 6] R. M. Bozorth: IEEE Magnetics Society, pp. 848 (1993).
- [3. 7] R. Hilzinger et.al: Magnetic Materials, Publics Publishing (2013)
- [3. 8] R. M. Bozorth: IEEE Magnetics Society, pp. 489 (1993)
- [3. 9] 榊原 満・武藤 暁・奥田 学・上原 弦・足立 善昭: 極低周波微小磁界振動に
対する増分比透磁率 μ_{Δ} を用いた磁気シールド材料評価, 電気学会論文誌 A, vol.
140, no. 6, pp 331-337 (2020), doi: 10.1541/ieejfms.140.331

第4章 磁気シールド材料の透磁率

4.1. 透磁率の計測システム

4.1.1. はじめに

脳磁計 (MEG) など生体磁気計測の分野において、高度な磁気シールドが求められる場合、磁気特性の優良なパーマロイ、又はミューメタルと呼ばれる合金材料が用いられている[4. 1][4. 2][4. 3]. この軟磁性材料は IEC および JIS で規格化[4. 4][4. 5]されており、より高度な磁気シールド性能を求めるとき、この規格で規定されている直流磁気特性における透磁率 μ_4 あるいは交流磁界に対する透磁率 μ_z [4. 5]の指標で材料を比較評価することが一般的である.

しかしながら、この2つの指標は MEG 用の磁気シールドにとっては比較的大きな磁界強度 (0.4 A/m) や特定の周波数 (50 Hz あるいは 60 Hz) で規定されている. また、この2つの指標には地磁気など、材料が置かれる場所の直流磁界についての規定がなく、材料が MEG 用磁気シールドに適するかどうかの判定に懸念があった. 一方で直流磁界中の試験材料に磁界振動が重畳する場合、そのマイナーループが示す増分透磁率 μ_Δ を評価する手法[4. 6]が知られており、円筒シールド実験と磁界解析で μ_Δ を推定する例[4. 7]や、リング形状の試験片から電磁鋼板の μ_Δ を計測し材料を評価する例[4. 8]などが報告されている. しかし、円筒シールドを用いる方法では、その製作の過程で生じる応力など、性能に影響する項目を適切に管理する必要があり、円筒シールドの製作および実験と磁界解析に時間を要するため多くの材料を比較評価するには不向きである. 電磁鋼板の例で磁界振動の大きさや周波数の影響を検証しているように、この考え方をパーマロイに置き換え、極低周波微小磁界振動に拡張して検証する必要がある. そこで我々は、簡易で精度の高い計測方法としてリング形状の試験片から直接透磁率を計測する方法を採用した.

上記で挙げた報告例では評価指標を増分透磁率としているが、本研究における計測条件では 3.3 節で示した図 3.5(a)のように還流するコイル磁界に直流磁界成分は含まれず、還流しない平行磁界としてリング状試験片の外部から加えられる状況を前提としている. したがって、直流磁界を加えたうえで更に微小磁界振動 ΔH を重畳させる図 3.8の Minor loop とは異なり、厳密には増分透磁率 μ_Δ ではなく単に透磁率 μ , あるいは振幅透磁率 μ_a と解釈することができる. 本論文では、試験片に一樣平行な直流磁界を加える条件であっても振幅透磁率と表現することで統一する.

振幅透磁率の計測システムにおける基本構成は、従来の鉄ニッケル軟質磁性材料の

規格[4. 5]に規定されている交流磁界に対する透磁率 μ_z の計測方法に準拠しつつ、磁界振動の条件、磁界強度および変動周波数を、本研究にて磁気シールド対象とした MEG 用に設定した。

この節では、まず極低周波微小磁界振動における振幅透磁率を計測するための基本システムを示す。また2章で示したように、MEGの磁界検出方式とノイズ除去方法を考慮し、磁気シールドが対応すべき磁界強度範囲を設定する。次に、振動速度については都市磁気ノイズとして問題となる数 Hz 程度の極低周波で、かつ精度が得られる妥当な評価基準を実験結果から示す。また懸念事項の検証として、極低周波微小磁界振動における μ_a 計測において直流磁界環境の影響が小さいことを示す。最後に、ここで提案する計測方法と設定値を用い、実際に3種類のパーマロイを評価し、 μ_4 の評価だけでは分からない材料の適正や傾向が捉えられる例を示す。

4.1.2. 透磁率の計測原理

鉄ニッケル軟質磁性材料の JIS 規格では、特に重要な指標として 0.4 A/m における透磁率 μ_4 や交流の透磁率 μ_z が定義され、それぞれ計測方法が示されている。に示すように μ_4 は、消磁を行った後の試験片が示す初磁化曲線上で、原点と $H=0.4 \text{ A/m}$ の点とを結ぶ直線の勾配を真空の透磁率 μ_0 ($4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$) で除した無次元の値である。これに対して交流磁気特性を表す μ_z は BH 曲線における原点を中心としたマイナーループの傾きを示し、図 4.2に示すような計測システムを用いて行うことができる。

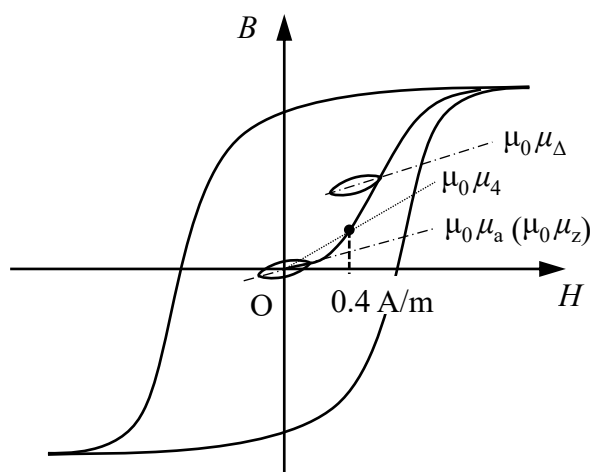


図 4.1 BH 曲線とマイナーループ

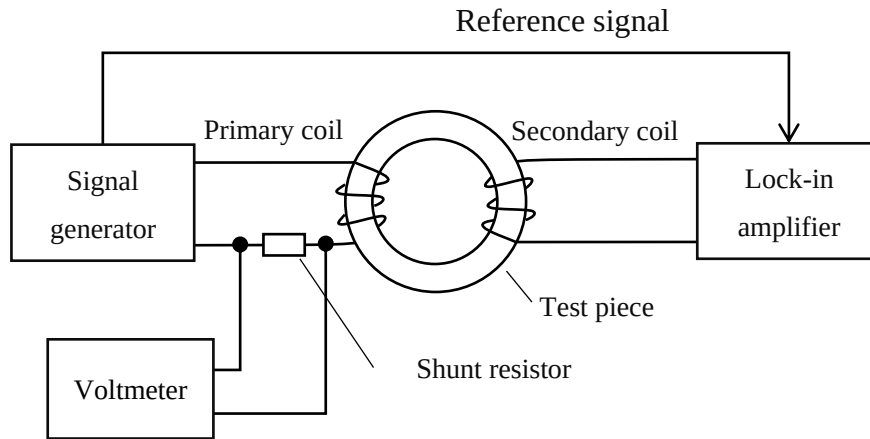


図 4.2 透磁率の計測システム概略図

MEG 用 MSR に用いられるパーマロイの PC グレードの場合，規格では交流磁界に対する透磁率 μ_z は周波数 50 Hz あるいは 60 Hz で，磁界振動の振幅 ΔH が 0.4 A/m であるときの透磁率，あるいは 0.3, 1, 10, 100 kHz の周波数で ΔH が 0.8 A/m であるときの透磁率と規定されている．これに対して振幅透磁率 μ_a は μ_z についての磁界振動と周波数の規定を省いた指標であり，計測方法と計算方法は μ_z のそれを，そのまま用いることができる．したがって ΔH や周波数を極低周波微小磁界振動に合わせて設定することで，MEG 用磁気シールドの材料評価として適した指標となる．

計測としてはまず，リング状の試験片に巻き線した一次側コイルに磁界振動を発生させるための正弦波信号を入力し，試験片内部に生じる磁束密度変動を二次側コイルで誘起電圧として計測し， μ_a は式 4.1 より求められる．また，磁界振動の振幅 ΔH は式 4.2 で算出される．

$$\mu_a = \frac{V_2}{A} \cdot \frac{l_m}{N_1 N_2} \cdot \frac{1}{2\pi f I_1} \cdot \frac{1}{\mu_0} \quad (4.1)$$

$$\Delta H = \frac{N_1 I_1}{l_m} \quad (4.2)$$

ここで，各変数および定数は下記の通りである．

μ_a : 振幅透磁率	V_2 : 二次電圧 [Vrms]
A : 平均断面積 [m^2],	l_m : 平均磁路長 [m]
N_1 : 一次巻線回数 [turn],	N_2 : 二次巻線回数 [turn]
f : 周波数 [Hz],	I_1 : 一次電流 [Arms]
μ_0 : 真空の透磁率 [H/m]	

本研究の目的である極低周波微小磁界振動に対する μ_a を評価するためには、式 4.1 の f と I_1 をある程度小さくしなければならない。しかし、一方では誘起される二次電圧 V_2 が微小になるため計測精度が低下するという問題がある。そこで、本研究では図 4.2 に示したように、ロックインアンプを用いた検波を用いることにより、入力信号に同期する電圧信号のみを取り出すことで μ_a の計測を精度よく行えるよう考慮した。例えば $f=3$ Hz, $\Delta H=0.001$ A/m, $\mu_a=10000$ に相当する 2 次側コイルの誘起電圧は、式 4.1 から約 36 nVrms と計算される。またロックインアンプの入力換算雑音は装置の仕様書から 5 nVrms 程度と計算される。したがって信号対雑音比 (SN 比) は 7.5 となり十分な SN 比での計測ができると考えられる。また、 $\mu_a > 10000$, $f > 3$ Hz, $\Delta H > 0.001$ A/m である場合は更に良い SN 比での計測が可能である。

ここで、 ΔH をどの程度の磁界強度に設定するかについては MEG 計測システムが求める仕様を考慮する必要がある。2 章でも示した通り、脳から発生する磁界信号は周波数帯域にして数 Hz ~ 数百 Hz と言われ、その大きさは磁束密度にして $10^{-14} \sim 10^{-13}$ T 程度[4.9]である (10^{-8} A/m 相当)。MEG を使用するためには、少なくとも磁界ノイズをこれと同レベルか、これ以下に抑えなくてはならない。

しかし、我々を取り巻く環境 (特に都市部) にはこのレベルを遥かに超える磁界強度のノイズが存在しており、この対策として MEG では磁気シールドルーム (MSR)、微分型ピックアップコイル (グラジオメータ)、フィルタや加算平均などの信号処理という 3 段階のノイズ除去が用いられている。MEG を用いる用途や必要精度によって異なる場合もあるが、2 章で示した通り、MSR が提供すると期待される磁界環境は 0.001 A/m 程度ということになる。環境磁界ノイズの大きさは発生源の状況や、発生源からの距離により様々な状況が考えられるが、2.1 節で示したように、ここでは比較的大きなノイズ 1 A/m を想定し、MSR がこの環境磁界ノイズを室内で 0.001 A/m まで減衰させる状況を想定する。MSR の材料が磁気シールドとして機能するためには、この磁界範囲で高い透磁率を持つことが必要であると捉え、本研究では磁界振動の振幅 ΔH の範囲を 1 A/m ~ 0.001 A/m と設定し μ_a を計測する。

4.1.3. パーマロイを用いた実験検証

極低周波微小磁界振動に対応する μ_a の計測に関して ΔH と共に重要な設定条件が磁界振動の周波数 f であり、また試験片が置かれる環境の地磁気に代表される直流磁界の影響である。これらは以下に示す通り、実測によって検証する。また、決定した計測条件で磁気特性の異なる 3 つの試験片を評価する方法について以下に述べる。

(a) 周波数による μ_a の変化

MEG で問題となる都市磁気ノイズと呼ばれる磁界ノイズは低い周波数成分ほど振幅が大きくなる傾向があり，特に直流電気鉄道の送・帰電流に起因する不規則な磁界振動や自動車，エレベータなどといった磁性体の移動に起因する磁界振動が代表的な例である．この磁界ノイズは，MSR の遮蔽性能評価法規格[4. 10]でも超低周波（1 Hz 以下）と表現される周波数帯域である．ここでは，材料の評価基準として適切な磁界振動の周波数を定めることを目的とし，周波数を 0.5, 1, 3, 10, 30, 100 Hz と変化させたときの μ_a - ΔH 曲線の変化から周波数依存性を明らかにする．また， ΔH については 1 A/m から 0.001 A/m の間を段階的に変化させた．実験に使用する試験片の条件は表 4.1 に示す通りである．試験片は，巻き線作業によるストレスを避けるため樹脂ケースに入れてから 1 次側，2 次側のコイルを巻くこととした．

表 4.1 試験片の条件

Material	Permalloy (PC)
Shape	45 mm OD, 33 mm ID, Thickness 1 mm Cross section area $A=6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ Magnetic mean path length $l_m=0.1225 \text{ m}$
Annealing	H ₂ atmosphere 1100 °C
Coil	Turn number of primary coil $N_1=25$ turn Turn number of secondary coil $N_2=25$ turn

(b) 直流磁界の重畳と μ_a の変化

通常，BH アナライザを用いた直流磁気特性の計測は，地磁気環境下で行われており，その大きさは日本では 50 μT （真空中，約 40 A/m）程度で，計測時には試験片にこの直流磁界が重畳することになる．極低周波微小磁界振動における μ_a も同様に地磁気環境下で計測を実施するため，その影響が懸念される．そこで，地磁気を 0.01 A/m 以下に磁気シールドした空間（PC パーマロイ板厚 0.5 mm，3 層円筒内）において，ソレノイドコイルから 5 段階の一樣平行な直流磁界（0.8, 8, 32, 80, 160 A/m）を試験片に重畳させる．このとき，1 A/m から 0.001 A/m まで試験片に与える ΔH を段階的に小さくしていき，それぞれ μ_a を求める．また，直流磁界の印加方向は，試験片に対して図 4.3に示す Horizontal, Vertical の 2 方向とする．

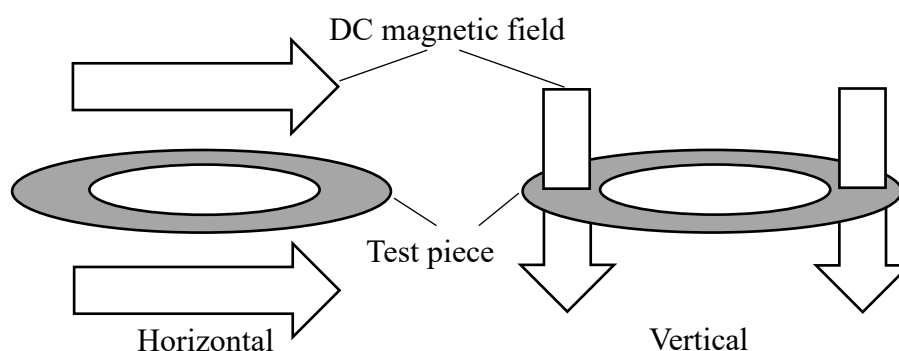


図 4.3 直流磁界の方向

ここでは、実測による直流磁界の影響検証とともに、磁界解析を用いたリング状の試験片内部の影響も検証した。直流磁界の大きさを 32 A/m として図 4.3に示す2方向それぞれに加えたとき、材料内部に働く直流磁界の強度を求め、また図 4.2の1次巻き線から 0.001 A/m の ΔH を加えて重畳させた場合の内部磁束密度変動が直流磁界あり／なしの場合で変化するかどうかを検証した。解析ソフトウェア (ELF/MAGIC) に(a)で実測した 3 Hz の $\mu_a - \Delta H$ 曲線のデータを入力し、リング状試験片の解析モデルは表 4.1 に示す形状を、円周方向に対し3度刻みの120分割、リング幅方向に6分割、板厚方向を1分割とし、図 4.4に示すような720個の要素からなる形状とした。1次巻き線は線電流要素としてリング状試験片に45度ピッチに8カ所モデル化した。

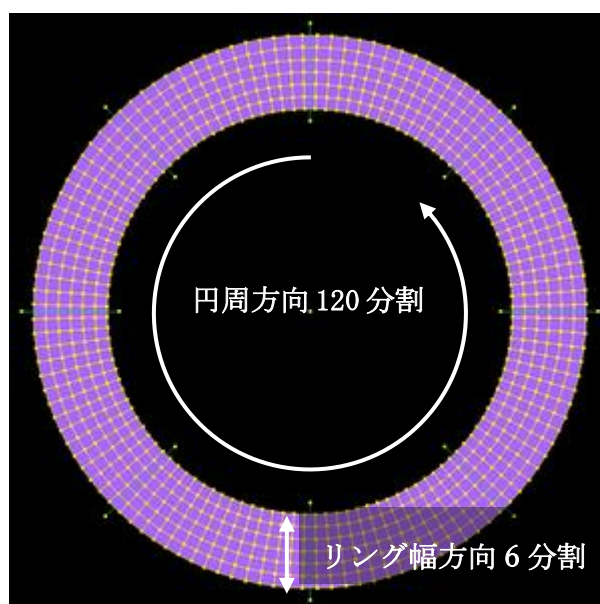


図 4.4 リング状試験片の磁界解析モデル

(c) 3 種類のパーマロイにおける μ_a の比較

計測条件の検討結果から極低周波微小磁界振動の μ_a 計測の条件を周波数 3 Hz, 磁界強度 0.001~1 A/m と設定して, 表 4.2 に示す 3 種類のパーマロイについて実際に評価を行った. ここで, 表中の直流磁気特性 μ_4 , H_c , $B_{\max}$ は BH アナライザ (理研電子社, BHS-40) を用いて計測した値である.

表 4.2 パーマロイサンプルの組成と磁気特性

Sample 1	Ni 80, Mo 4.6, Fe 15 % $\mu_4=210900$, $H_c=0.750$ A/m $B_{\max}=0.753$ T (at $H=800$ A/m)
Sample 2	Ni 80.5, Mo 4.9, Fe 13.7 % $\mu_4=120700$, $H_c=0.829$ A/m $B_{\max}=0.744$ T (at $H=800$ A/m)
Sample 3	Ni 77.9, Mo 4.5, Cu 3.5, Fe 13.2 % $\mu_4=179000$, $H_c=0.676$ A/m $B_{\max}=0.695$ T (at $H=800$ A/m)

4.1.4. 実験結果と考察

(a) 周波数による μ_a の変化

計測結果を周波数ごとの μ_a - ΔH 曲線として図 4.5 に示す. この曲線形状は周波数が低くなるほど直流磁気特性の μ - H 曲線に近づく傾向が見られた. また, 周波数が低くなるほど ΔH の変化に対し μ_a が大きく変化しており, 例えば 3 Hz の結果では 1 A/m における μ_a は 0.001 A/m における μ_a の 3 倍以上となっている. これは, 極低周波においては特定の大きさの ΔH のもとで計測した透磁率だけでは, 材料特性を十分表すことができないことを示している. μ_a をどの周波数で計測するかについては, 計測精度も考慮に入れなければならない. 0.5 Hz では二次側電圧が安定せず, 0.001 A/m までの μ_a が得られなかったが, これは二次側のコイルターン数を増やしても改善されることはなかった. 1 Hz では二次電圧の安定と平均化のための時間として数分を要したが 0.001 A/m まで計測可能である. したがって, 表 4.1 に示した試験片については 1 Hz, 3 Hz での計測が現実的な条件と考えられる.

一方で, 3 Hz より高い周波数では 0.001 A/m まで計測結果が得られているが, 10 Hz 以上では計測される μ_a が全体的に小さくなることが分かる. これはレンツの法則か

ら、試験片の中を通る磁束の時間変動量が増加することで、これを妨げる渦電流の影響が顕著になることと、パーマロイの磁化の速度が追従しなくなることが主な要因と考えられる。

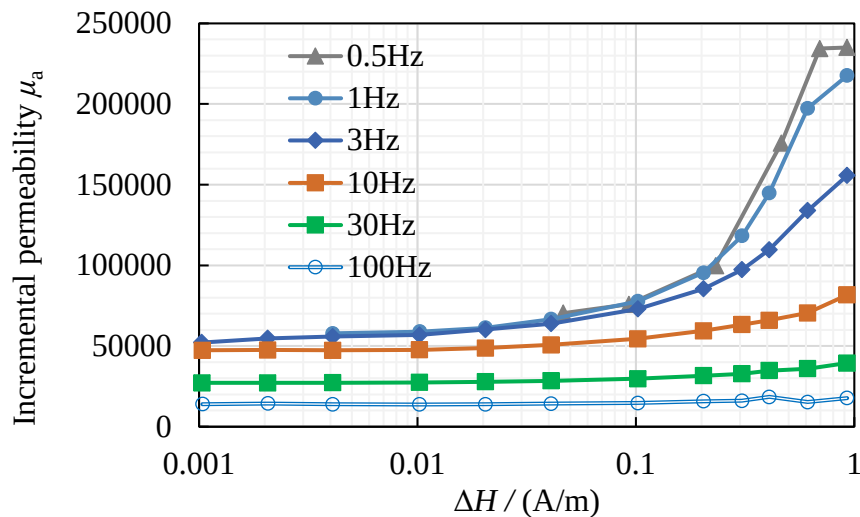
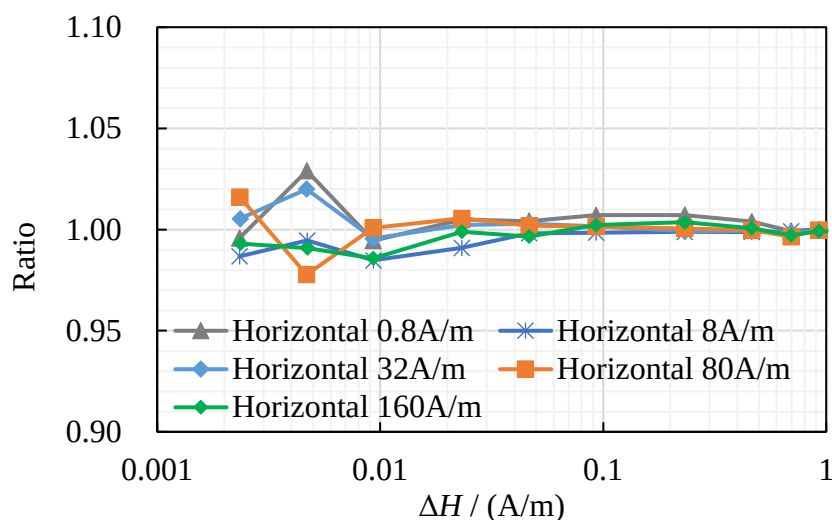


図 4.5 周波数の違いによる μ_a - ΔH 曲線の変化

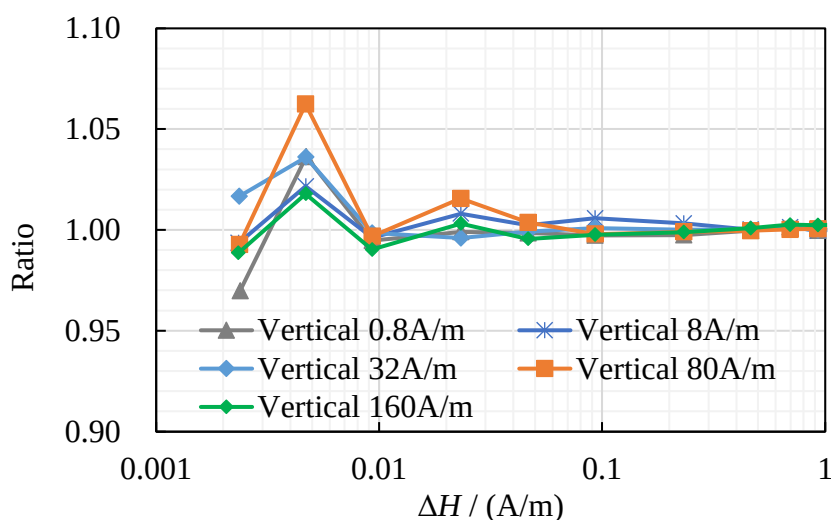
(b) 直流磁界の重畳と μ_a の変化

図 4.6(a) に Horizontal, (b) に Vertical 条件の実験結果を示す。図の縦軸は、それぞれの直流磁界中の μ_a を、印加直流磁界なしの時の結果で除した比率である。Horizontal, Vertical とともに ΔH が小さくなるにつれて 1 からのずれが大きくなる。しかし、重畳する直流磁界の大きさに比例して大きくなるという傾向は見られず、これは ΔH が小さくなるにしたがって計測結果のバラツキが大きくなっていることを単に示しており、したがって、今回実験した直流磁界範囲内においては、直流磁界の重畳がおよぼす影響は小さいと考えられる。

磁界解析の結果では、直流磁界 32 A/m が Horizontal の方向に加えられたときリング状試験片モデル 720 要素の内部に作用する磁界は平均で 0.0505 A/m, Vertical の方向での平均は 0.0007 A/m に減衰していた。したがって通常の地磁気環境では影響は $1/634 \sim 1/45000$ 程度に軽減されるということである。しかし、1 次巻き線から 0.001 A/m の ΔH を加え直流磁界あり／なしの場合で、リング状試験片モデル 720 要素の平均磁束密度変動 ΔB を比較したところ、直流磁界なしのとき 6.82×10^{-5} T, Horizontal の方向に直流磁界ありのとき ΔB の平均値は 8.99×10^{-5} T となり、つまり直流磁界に曝されると透磁率が 32% 高くなる結果となった。実測結果では透磁率に大きな変化はなかったことから、この結果については更なる検証が必要である。



(a) 水平方向の直流磁界が重畳した場合



(b) 垂直方向の直流磁界が重畳した場合

図 4.6 直流磁界の強度を 5 段階変えて試験片に加えたときの μ_a の変化. 縦軸の Ratio は直流磁界を加えた場合の μ_a を直流磁界がない場合の μ_a で除した比率を示す.

(c) 3 種類のパーマロイにおける μ_a の比較

3 種類のパーマロイについて本研究で提案する方法で評価した結果を図 4.7 に示す. 図から分かるように Sample 1 と Sample 3 は 0.3 A/m 付近を境にして優劣が逆転している. つまり, 1 A/m 程度の比較的大きな磁界ノイズのシールドには Sample 1 が, 0.3 A/m 以下の微小磁界ノイズには Sample 3 が有効であるという評価になる. 直流磁気特性の 0.4 A/m における透磁率 μ_4 のみで評価した場合, 表 4.2 に示したように Sample 1 が明らかに評価は高くなるが, 実際の用途を考慮した場合, MEG 用 MSR の

材料として求められるのは 0.001 A/m までの総合的な磁気特性であり，このとき最も適した材料は Sample 3 である．また，図 4.8に示すように 0.06 A/m 程度以下の領域では ΔH と μ_a の関係はほぼ線形であり，これは Rayleigh 領域に相当するものと考えられる．

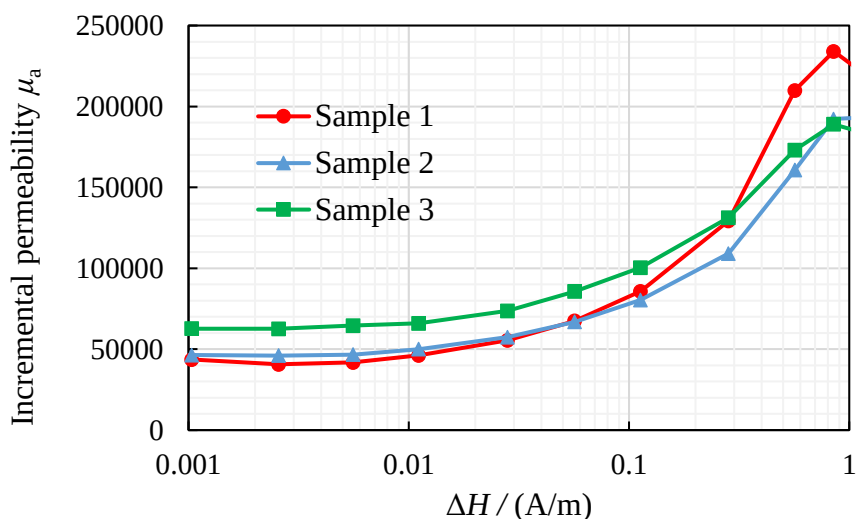


図 4.7 パーマロイサンプルの評価結果

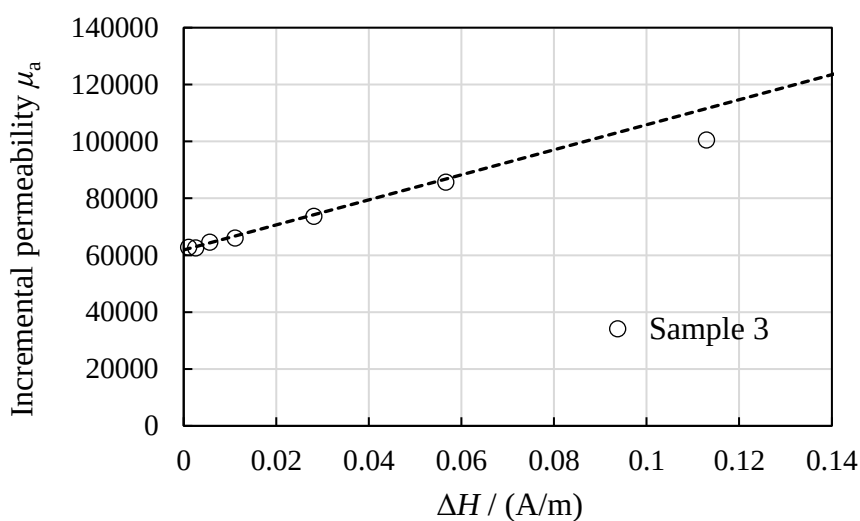


図 4.8 Sample 3 における μ_a - ΔH 曲線の拡大図

4.1.5. 振幅透磁率の計測システム

本研究に用いた μ_a 自動計測システムと，そのシステム内部での計測データの平均化処理方法について以下に述べる．

本評価法は一つの試験片を ΔH の大きさを数段階変えて評価する方法であること

と、計測精度を向上させるため平均化を用いていることから、計測時間が長くなるという欠点があり、また BH アナライザのような、すでに自動化された装置はなく、多くの手順を手作業で行う必要があった。そこで、本研究を進める過程で、図 4.2 に示した測定系をコンピュータで制御し、自動計測システムにすることで計測時間の短縮と省力化を行った。このシステムの主な構成機器を表 4.3 に、図 4.9 にインターフェース画面を示す。

表 4.3 使用機器およびソフトウェア

Device	Type	Manufacturing company
DAQ module	NI USB-6251	NATIONAL INSTRUMENTS
	NI USB-6221	
Lock-in amplifier	LI5640	NF Corporation
Programing software	LabVIEW	NATIONAL INSTRUMENTS



図 4.9 計測システムのユーザインターフェース 画面上部で計測条件を設定し、計測が開始されると左下に順次計測結果が数値で表示され、また同時に μ_a - ΔH 曲線が描かれる。

まず、インターフェース画面で試験片の条件や、印加する磁界強度や周波数、データのサンプリング条件等を任意に設定する。計測を開始すると、コンピュータは試験片に磁界振動を印加するため信号を発生させ、DAQ モジュールを介して一次側コイルに電流を与える。このとき、コンピュータはシャント抵抗両端の電圧差をモニタし、 ΔH に換算する。

二次側コイルに発生する電圧はロックインアンプで検波され、入力信号に同期した周波数成分のみが通過し DAQ ユニットの介してコンピュータに取り込まれる。コンピュータは任意の時間、任意のサンプリング周波数で電圧データを採取して平均値を求め、試験片形状や一次・二次コイルターン数などの入力情報から μ_a を算出し、 ΔH とともに記録する。また、インターフェース画面には計測結果がリアルタイムに数値とグラフで表示されるようになっている。

極低周波微小磁界振動の領域では、安定した μ_a の計測値を得ることが困難であるため、自動計測システムでは、コンピュータで計測データの平均化処理を行い計測結果として出力している。平均化をするにあたり、妥当なデータのサンプル数を求めるため、サンプリングを毎秒 10 回 (10 Hz) に固定し、サンプリング時間を 10 秒、30 秒、100 秒 (サンプリング数 100, 300, 1000) と変化させ μ_a の平均値を求めた。各 ΔH に対する μ_a の結果を図 4.10 に示す。また、データのばらつきを評価するため標準誤差を算出し縦軸に取ったグラフを図 4.11 に示す。計測条件は一次側の入力信号周波数を 3Hz、磁界振動量は 1 A/m $\sim$ 0.001 A/m、試験片形状は表 4.4 で示した通りとし、データのサンプリングは磁界振動量の切り替え 15 秒後、ロックインアンプが安定してからの開始とした。

結果として、図 4.10 から分かるようにサンプリング時間 10, 30, 100 秒で μ_a の平均値に大きな違いは見られない。標準誤差が最も大きくなるサンプリング時間 10 秒の 0.001 A/m (図 4.11) においても、 μ_a の計測結果は 56317 ± 416 であり、十分に高い信頼度を示していることから、10 秒の計測で問題ないと判断した。

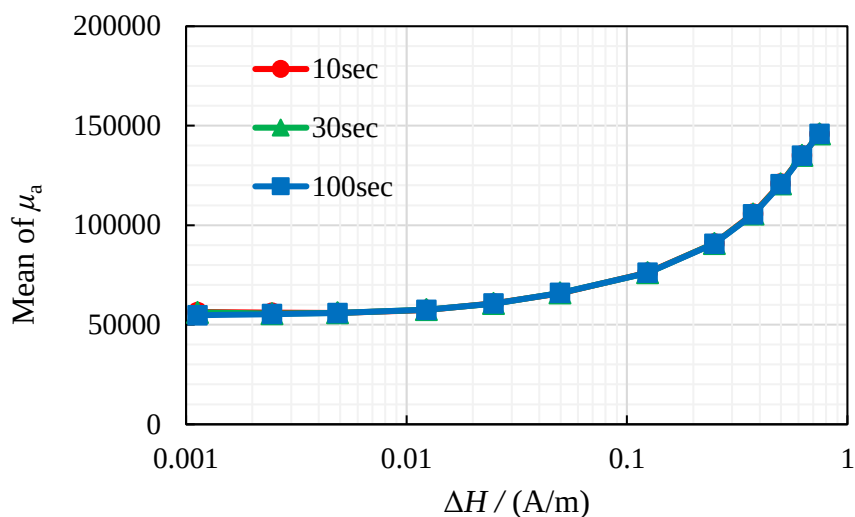


図 4.10 サンプル時間と μ_a 平均値の変化 10sec, 30sec, 100sec におけるデータの母数はそれぞれ 100, 300, 1000 である.

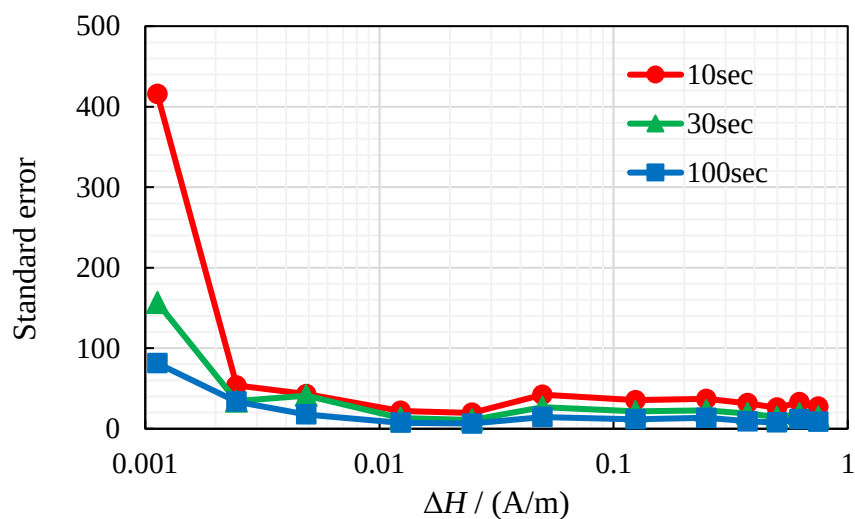


図 4.11 サンプル時間と μ_a の標準誤差

4.1.6. まとめ

本研究では, MEG のような極低周波微小磁界振動に影響を受ける装置を対象とし, その磁気シールドに適した材料を評価する方法として μ_a 計測を提案し, 本節では磁界振動の範囲や周波数の考察から計測条件を具体的に示し, 直流磁界の重畳が計測結果に大きな影響を与えないことを示した. また, その計測方法を用いて, 異なる3種のパーマロイについて評価を行い, 鉄ニッケル軟磁性材料の規格に準じた評価だけでは捉えられない特徴まで評価できることを示し, またこの結果が Rayleigh 領域の特徴を示す ΔH 範囲を含むことも確認することができた.

本研究では MEG に注目して磁気シールド材料の評価を行ったが、環境磁界ノイズに影響を受ける装置は半導体製造・検査装置など他にも様々あり、求められる磁気シールド性能も多様である。同時に環境磁界ノイズの大きさや周波数帯域も様々で、さらには多層 MSR の場合、それぞれの磁気シールド層に加わる磁界振動の大きさが変わり、内側の層になるほど微小な磁界振動に対応できる材料が求められる。 μ_a 計測による評価法は、このような磁気シールド材料が置かれる状況に合わせ計測条件を変えて対応することで応用可能である。つまり、磁気シールド対象に合わせ f および ΔH を設定して評価することによって、最適な材料が選定できるという点で MSR 性能の高度化の一手段になると考えられる。

なお、今回はパーマロイの μ_a 計測を 1 A/m から 0.001 A/m まで段階的に減少させて行い、途中で計測をやり直す場合でも必ず 1 A/m から始めることで、試験片の消磁は不要であったが、 ΔH の範囲設定を変えた場合や、電磁鋼板など他材料では試験のたびに消磁が必須となる場合も考えられる。また、アモルファスや微結晶材料などの数十 μm 程度の薄い板厚材は地磁気の重畳で μ_a が影響を受けることも考えられる。このような応用例に対しての検証が今後の課題の一つである。また今後、実際のものづくりに適用するためには、試験片の μ_a を用いて MSR の性能予測を行う手法が求められると共に、 μ_a を指標として、材料特性を調整・向上させる熱処理などの技術開発も、磁気シールドの高度化における課題である。

4.2. 熱処理による材料改質

4.2.1. はじめに

本節では、前節で提案した振幅透磁率を実際に指標として用いて、熱処理で改質した材料の微小磁界変動に対する透磁率が、適切に評価可能であることを示す。

磁気シールド材料として最も優れた磁気特性を持つパーマロイには、熱処理が必須であり、その透磁率は 1000 °C 以上の高温下で大幅に改質されることが知られている [4. 11]。また、冷却を含めた温度パターンによって μ - H 曲線の形状が変化することに加え、一度目の熱処理で作られた特性が、再熱処理によって変えられることも知られている [4. 12]。したがって、磁気シールドの高性能化にはパーマロイの熱処理技術が重要であり、その評価にあたっては前節までに述べてきたように適切な指標を用いなければならない。

従来、材料の磁気特性を評価するために μ_4 が使用されてきたが、 μ_4 を使用した評価は、特定の磁界強度 [4. 4][4. 5] に対して定義され、また周波数は DC あるいは 50, 60 Hz と規定されているため、多くの場合適切ではない。実際には、周波数はアプリケーションによって磁気シールドが受ける磁界強度や周波数は異なり、例えば多層磁気シールドルーム (MSR) の場合、外側の層はより高いノイズ磁界強度、内側の層はより低い磁界強度に対応することになる。これは、MSR の各層のパーマロイが、それぞれの磁界強度レベルに応じて適した磁気特性を持つ必要があるということである。

4.1 節で述べたように、磁気シールド材料（ここではパーマロイ）の性能は μ_4 の代わりに、振幅透磁率 μ_a を使用し、極低周波微小磁界振動における磁気特性として評価する必要がある。2 章で示したように脳信号を精度よく計測するためには、MSR 内部空間の環境を約 0.001 A/m 程度かそれ以下にする必要があり、一方で MSR が曝される可能性のある都市磁気ノイズのレベルは約 1 A/m であるとする。その周波数も 4.1 節にて述べたように都市磁気ノイズを想定し、また計測精度を確保するため本節では周波数を 3 Hz とする。

ここでは、まず初めに 1 つのパーマロイ母材から 3 つの試験片を作成し、それぞれに異なる温度パターンで熱処理を施して磁気特性の改質を試みる。 μ_a 計測で熱処理の効果を評価したのちに、3 つの試験片に対して、同一の温度パターンにより、2 回目の熱処理を行う。そして、2 回目の熱処理の効果を再び μ_a 計測で評価する。

μ_a からは、従来の評価基準 μ_4 では得られない微小磁界に対する性能情報が得られ

ると期待できる．これらの実験により得られた結果は，熱処理プロセスが極低周波微小磁界振動に対するパーマロイの特性改質が可能であることを示すだけでなく，MEG の磁気シールドの性能を予測および設計するための情報としても有効である．

4.2.2. 熱処理および計測方法

熱処理の効果を評価するための，3 つの試験片（TP 1, TP 2, TP 3）を同じパーマロイ母材（Ni 79.7%, Fe 15%, Mo 4.6 %, 1 mm thick）から，レーザー加工機を用いて切り出した．その形状は 3 つとも同形状で，図 4.12に示すように内側の直径が 33 mm, 外側の直径が 45 mm のリング形状である．

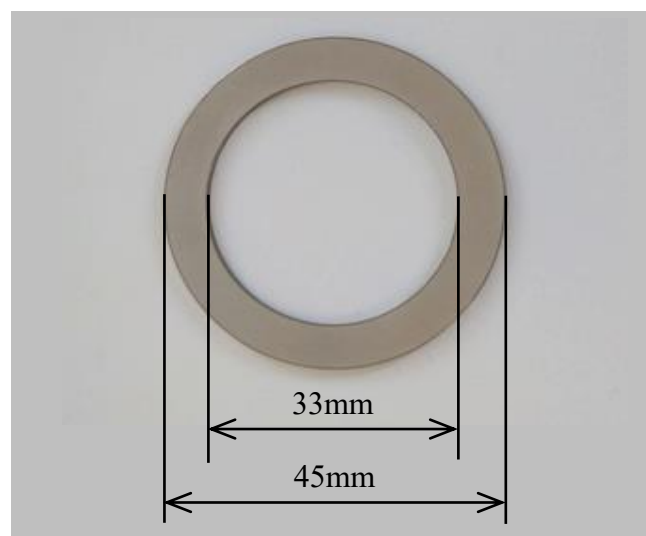


図 4.12 リング状試験片の形状

熱処理は図 4.13に示すように 3 つの試験片それぞれに 2 回ずつ行う．1 回目の熱処理は，最高温度が同一であるが冷却途中での保持温度が異なる 3 パターン A, B, C で，それぞれ 1 つずつの試験片を熱処理し，冷却途中での温度保持が及ぼす振幅透磁率 μ_a への影響を調べた．次に 3 つの試験片をパターン D の温度条件で同一の熱処理を行い，2 回目の熱処理が μ_a へ与える影響を捉える．通常，パーマロイの熱処理は最高温度 1000 °C 以上で行われるが，それより低温の 300 – 600 °C 温度帯での熱処理も磁気特性を大きく変えられることが知られており[4. 12]，これを検証した．

熱処理は電気炉を用い，昇温から冷却まで炉内に高純度の水素ガス（露点-60 °C 以下）を流して行った．1 回目の熱処理において，温度パターン A, B, C は，約 20 °C の室温から最高到達温度である 1100 °C まで 5.5 時間で昇温し，2 時間 1100 °C を保持する部分までは同一条件である．その後，パターン A では 450 °C まで 4 時間で冷却

し、そこで2時間保持した．パターンBは500℃まで4時間で冷却し2時間保持，パターンCは550℃まで4時間で冷却し2時間保持とした．

2回目の熱処理は同じ条件で3つの試験片に対して行い，室温から550℃まで昇温し0.5時間保持した．1回目，2回目の熱処理ともに昇温するに当たり，加熱開始時に水素を吹きこむ前には不活性ガスとして窒素ガスを炉内に吹きこみ酸素を追い出す工程を設け，また冷却終了後の取り出し前にも水素ガスを炉内から追い出すため窒素ガスを吹き込む工程を設けた．

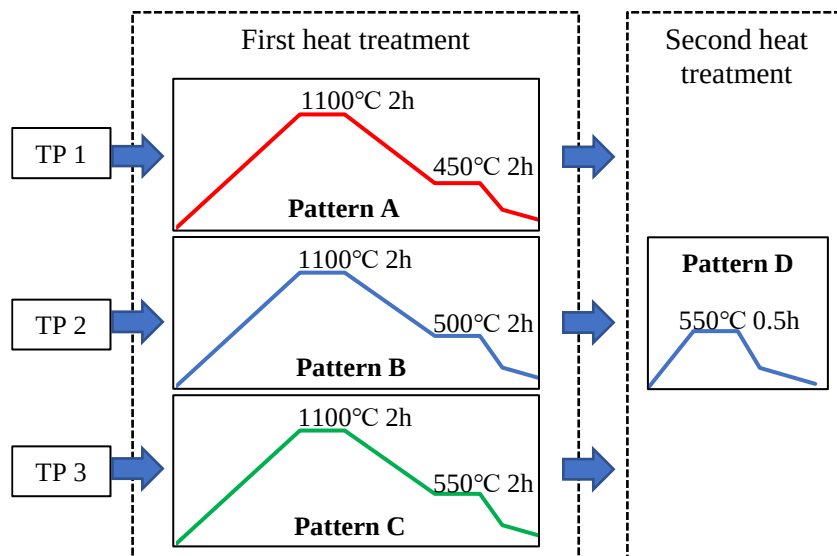


図 4.13 3つの熱処理温度パターン

試験片は，4.1節にて示した計測システムを用い， μ_a を指標として評価した．試験片の形状や実験条件から，式4.1の各変数は表4.4に示す通りである．式4.2から ΔH はインプットコイルに与える電流値によって決まる．計測では電流の振幅 I_1 の調整によって，試験片に与える ΔH の値を1.0～0.001 A/mの間で段階的に変化させ，2次電圧 V_2 を計測することにより μ_a を算出し μ_a - ΔH のデータを得た．ここで設定した磁界振動の周波数3 Hzは，前節での検証結果を受け，また車両やエレベータなどの磁性体の動きや，直流き電の電気鉄道における供給電流の変動による磁界ノイズを想定した．

μ_a の計測時，試験片に与える磁界振動は $\Delta H=1$ A/mから開始し，インプット電流を段階的に下げて，最終的に $\Delta H=0.001$ A/mまでとした．また試験片は，巻き線作業によるストレスを避けるため樹脂ケースに入れてから1次側，2次側のコイルを巻くこととした．

表 4.4 試験片の条件

A	Cross section area	$6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$
l_m	Magnetic mean path length	0.1225 m
N_1	Turn number of input coil	25 turn
N_2	Turn number of pickup coil	25 turn
f	Frequency of input signal	3 Hz
μ_0	Permeability in free space	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$

4.2.3. 結果と考察

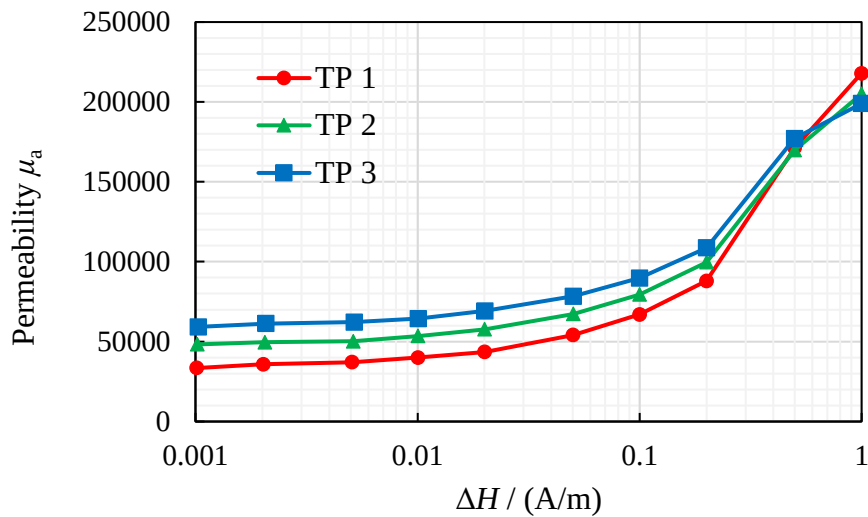
図 4.14 (a) に示すように、3 つの試験片は同じ ΔH の値に対して異なる μ_a を持っていることが分かる。これは冷却途中の低温側の保持温度と冷却速度の違いが $0.001 \sim 1.0 \text{ A/m}$ の範囲で μ_a に違いをもたらすことを示している。TP1 は約 $\Delta H = 1 \text{ A/m}$ 付近で他の試験片よりも高い μ_a を示し、TP3 は 0.5 A/m よりも小さい ΔH の領域で他の試験片よりも高い μ_a を示している。

この結果は、熱処理によって、ある強度の磁界振動における振幅透磁率を制御できることを示し、多層磁気シールドなどにおいて 1 種類の材料を各層で想定される磁界振動の強度に応じた材料特性に調整できる可能性を意味している。つまりこの場合、TP 1 は外層に適しており、TP3 は内層に適しているということになる。また、このように振幅透磁率の計測システムにより、線形領域に至る微小な磁界まで評価することによって、従来の評価指標である μ_4 などでは分からなかった情報を得ることができる。

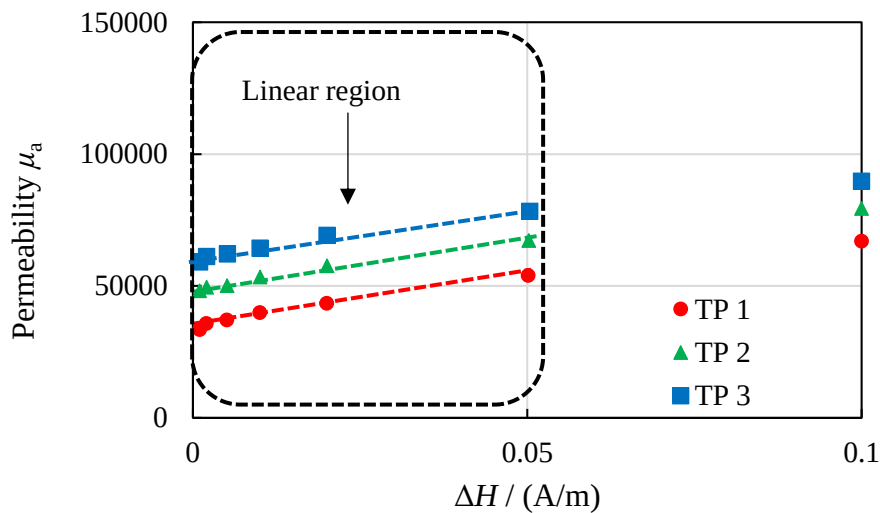
さらに、図 4.14 (b) に示すように、3 つの TP すべての $\mu_a - \Delta H$ は、 $\Delta H < 0.05 \text{ A/m}$ の領域で線形となっている。3.5 節で述べたように Rayleigh の法則によれば、透磁率は十分に低い磁界強度で、その一次関数となる (式 3.11)。つまりパーマロイにおいてもこの法則が成り立つことで、この直線領域上の 2 点から外挿によって Rayleigh 定数および μ_i を求めることができる。これらの定数により、実際に計測していない点についても ΔH から μ_a を求めることができ、また μ_i を指標として材料の評価を議論することもできる。

2 回目の熱処理の効果を図 4.15 に示す。全体的に 3 つの試験片は 1 回目の熱処理における温度パターン C の結果に近づいたことが分かる。TP 1 と TP 2 の μ_a は 0.001

～0.2 A / m の領域で改善されているが、TP 1 は 0.4～1.0 A/m の領域で逆に低下している。領域全体での TP3 の変化が小さかったのは、最初の熱処理パターン C (図 4.13) にも 550 °C での保持が含まれていたためである。したがって、冷却途中の低温側の保持温度が重要であることが分かる。また、2 回目の熱処理によって低温側の保持温度を高めることで再調整可能であることも示唆している。

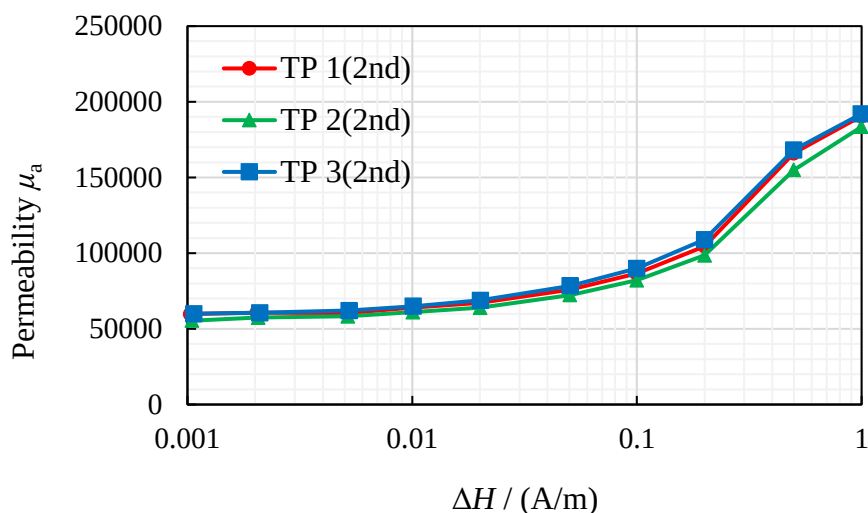


(a) 0.001–1.0 A/m の範囲における μ_a - ΔH 曲線



(b) μ_a - ΔH の線形領域

図 4.14 3 種類の温度パターンで熱処理した後の μ_a - ΔH 曲線の違い

図 4.15 550 °C で再熱処理した後の μ_a - ΔH 曲線

4.2.4. 直流磁気特性の計測結果

1 回目の熱処理後, 3 つの試験片について μ_a の計測とは別に, BH アナライザ (BHS-40, 理研電子) を使用して直流磁気特性も計測した. BH アナライザによる計測時, 設定条件は最大磁界強度 $H_m = 80 \text{ A/m}$ として, その他の変数 A , l_m , N_1 , N_2 は, 表 4.4 と同じとした. また, 計測前に試験片それぞれを磁化状態が初期状態, つまり $H=0$ のとき $B=0$ にするため交流消磁を行った.

計測の結果を図 4.16 に示す. $0.1 \sim 1 \text{ A/m}$ で, μ は μ_a に近い曲線を示すことが確認された. しかし 0.1 A/m 以下の計測は BH アナライザでは SN 比が不十分であるため, 更に微小な磁界領域で優劣が逆転する場合の評価はできない.

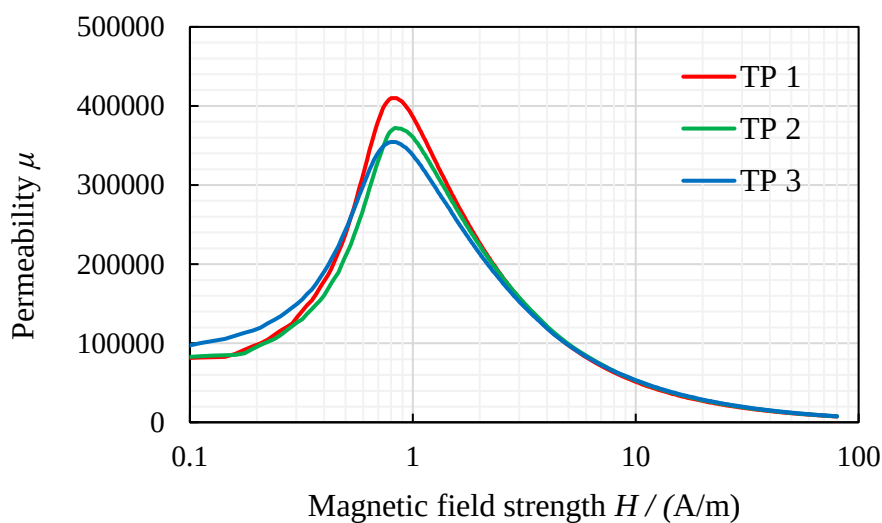


図 4.16 3 種類の温度パターンで熱処理した後の直流磁気特性の違い

4.2.5.まとめ

振幅透磁率 μ_a の測定システムを用いて、パーマロイに対する熱処理の影響を評価するため、3つの温度パターンによる熱処理を行った。試験片の評価は磁界振動の周波数を 3 Hz、磁界強度 0.001~1.0 A/m の範囲と設定した。その結果、パーマロイの μ_a が熱処理温度パターンにより変化することが確認された。特に低温側の保持温度を 550°Cにした場合、 $\Delta H \leq 0.5$ A/m の領域で高い μ_a を示した。これより低い温度で熱処理された試験片が 2 回目の熱処理で 550 °C 保持を行うことで改善することも分かった。この改善が初透磁率にまで及ぶということを確認できたことは、熱処理による改質の大きな可能性を示すものである。このように微小領域に至るまでの改質効果確認は、従来の BH アナライザでは困難である。

4.1 節にて、熱処理条件が同じであっても材料が異なると μ_a - ΔH 曲線が異なることを示し、本節では同じ材料であっても熱処理条件が異なると μ_a - ΔH 曲線が異なることを示した。極低周波微小磁界変動に対する振幅透磁率を指標とすることで、磁気シールドの高度化をするにあたっては、熱処理によるパーマロイの改質が有効な手段の 1 つであることがわかった。また、その熱処理の温度パターンの最適化には、本章で提案した計測システムを用いて得られる振幅透磁率 μ_a を評価の指標とするのが有効であり、この振幅透磁率を指標にして材料のスクリーニングを行うという手段も、磁気シールドの高度化手段として有効であると考えられる。

第4章 参考文献

- [4. 1] D. Cohen: Large-volume conventional magnetic shield, *Rev. Phys. Appl.*, vol. 5, pp. 53-58 (1970), doi: 10.1051/rphysap:019700050105300
- [4. 2] V. Kelha, J. Pukki, R. Peltonen, A. Pettinen, and A. Ilmoniemi: Design construction, and performance of a large-volume magnetic shield, *IEEE Trans. Magn.*, vol. MAG-18, pp. 260-270 (1982), doi: 10.1109/TMAG.1982.1061780
- [4. 3] 石川 登, 原川 健一, 賀戸 久: 生体磁場計測用磁気シールドルーム, *低温工学*, vol. 28, no. 5, pp. 237-243 (1993), doi: 10.2221/jcsj.28.237
- [4. 4] IEC 60404-8-6, Edition 3.0 2016-12
- [4. 5] 日本規格協会: 鉄ニッケル合金, JIS C 2531 (1999)
- [4. 6] R. M. Bozorth: *Ferromagnetism*, Piscataway, NJ: IEEE Magnetics Society, pp. 489-490, 538-554 (1993)
- [4. 7] K. Yamazaki, K. Kato, K. Muramatsu, A. Haga, K. Kobayashi, K. Kamata, K. Fujiwara and T. Yamaguchi: Incremental Permeability of Mu-Metal in Low Magnetic Fields for the Design of Multilayer-Type Magnetically Shielded Rooms, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 4087-4089 (2005), doi: 10.1109/TMAG.2005.855196
- [4. 8] K. Tashiro, M. Nagano, T. Kimura and I. Sasada: The Effect of Magnetic Shaking on Nonoriented Silicon Steel Rings, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 4078-4080 (2005), doi: 10.1109/TMAG.2005.855194
- [4. 9] 原 宏・栗城真也: 脳磁気科学—SQUID 計測と医学応用—, オーム社 (1997)
- [4. 10] 電子情報技術産業協会: 磁気シールドルームの超低周波 (1Hz 以下) 環境変動磁気ノイズに対する遮蔽性能評価法, JEITA EM-4502 (2012)
- [4. 11] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Piscataway, NJ: IEEE Magnetics Society, pp. 114-117.
- [4. 12] S. Tomita: Anomalous Specific Heat of Permalloys, *Trans. JIM*, vol. 3, pp. 164-166 (1962), doi: 10.2320/matertrans1960.3.164

第5章 磁気シールド効果の推定法

磁気ノイズに特に敏感な脳磁計 (Magnetoencephalograph : MEG) などの装置には、高透磁率材料であるパーマロイを用いた磁気シールドルーム (MSR) が使用される[5. 1][5. 2][5. 3]. 新たに MSR など磁気シールド製品を設計する段階では、多くの場合、その性能は過去の類似製品の性能をもとに磁気シールド効果の推定・性能設計が行われる. ただし、磁気シールド材料であるパーマロイによっては、過去の磁気特性と今後、新たに入手可能な材料との間に大きく差がある場合もあり、過去の製品実績をもとにした推定結果が大きな誤差を含むことが懸念される. その誤差を想定し安全率を高く見積もる場合、結果的に製品のコストを高く押し上げることとなりユーザへの負担が増加する. したがって、パーマロイの透磁率を事前に正しく評価し、精度の高い磁気シールド効果の推定方法が重要である.

把握すべき材料の透磁率は、2章で述べたように MEG が MSR に求める性能や、3章で述べた反磁界の効果を鑑みて、線形領域を含む微小な磁界振動領域までが対象となる. また、その周波数は都市磁気ノイズの傾向を考慮して数 Hz に相当する超低周波でなければならない.

4章では、開発した振幅透磁率の計測システムを用いることによって、パーマロイの Rayleigh 領域[5. 4]にあたる微小磁界領域まで透磁率を計測することができることを示した. この領域の透磁率データから初透磁率 μ_i を求めることができるため、この情報を用いて MEG が求める微小磁界ノイズまでの磁気シールド効果が推定できるはずである. しかし、4章では計測システムが十分に小さい領域の透磁率まで計測できることは示したが、これが直接磁気シールド効果に連動するという検証には至っていなかった. また、球殻についての磁気シールドの簡易式が Wills によって報告されており[5. 5], 透磁率と磁気シールド効果の関係式が示されているが、式の中で用いられる透磁率を特定する方法は議論されていない. 同様に無限長円筒や立方体に応用した式[5. 2][5. 6]で性能を計算する手法などの報告もあるが、透磁率の具体的な条件や計測法などは記されていない. その他、磁気シールド効果を実測して逆算される値を実効透磁率として扱っている報告[5. 7][5. 8]は見られるが、これは事後検証の方法である.

本章では、磁気シールド効果を推定する過程で、極低周波微小磁界振動に対する振幅透磁率の計測データを用いて推定精度が高められることを示す. 計測システムを用いて得られた試験片の計測データをもとに、板形状、円筒形状、立方体形状という3種類の単純形状について磁気シールド効果の推定を行う. また、推定は複数の方法で

行い、実測データと比較することでその推定精度を評価し、また課題抽出を行う。

5.1. 板状の磁気シールド効果推定

5.1.1.はじめに

MEG 用 MSR に求められる磁気シールド効果は、微小な磁界領域に対応する必要がある、またそれに加え、材料内部に生じる反磁界の影響によって、材料に加わる実際の磁界は線形領域程度まで小さくなる。したがって、磁気シールドにとって初透磁率 μ_i に近い微小磁界における透磁率が重要な指標であることを3章で述べた。5章では実際に透磁率と磁気シールド効果の関係を実験および解析によって示すことを目的とし、特に従来から評価基準とされてきた指標 μ_4 との比較も含め、単純化した磁気シールド形状を用いて磁気シールド効果の推定を試みる。

ここでは、パーマロイを用いた板形状の磁気シールドについて磁気シールド効果の推定を行う。あるパーマロイ母材から切り出したリング状試験片の振幅透磁率 μ_a データを用いて μ_i を求め、そのデータを用いて同じ材料から磁気シールド板を作製した場合にどの程度の磁気シールド効果が得られるか推定するものである。

リング状試験片の μ_a は、4章で示した計測システムを用いて計測するものとし、その際、 μ_i が推定できる磁界強度を含む微小磁界領域を計測対象として、線形領域に当たるデータ2点以上を用いて式3.11から μ_i を算出した。また、これまで一般的にパーマロイの評価基準として用いられてきた指標 μ_4 も比較としてBHアナライザで計測しておき、この2つの透磁率を用いて磁気シールド効果を推定し比較した。

ここでは、磁気シールド効果の推定に磁界解析ソフトウェアを用いており、入力パラメータとして μ_i と μ_4 をそれぞれ入力し線形解析を行った。磁気シールド効果の評価点はパーマロイ板の直近1点とし、それぞれ μ_i と μ_4 の条件で磁気シールド効果を求めた。また、2つの推定精度を評価するため、実際に磁気シールド板を製作し、一様平行磁界中に設置した際の磁気シールド効果実測値と比較した。実測では、磁気シールドの対象として外部磁界を0.0012~19.5 A/mの範囲と設定し、 μ_i と μ_4 を用いた2つの推定結果が、それぞれ実測値に対してどれぐらい一致するかを、比較的広い磁界範囲で評価した。

5.1.2.実験方法

実験は、まず振幅透磁率の計測システムを用いてリング状試験片の μ_i 、およびBHアナライザを用いて μ_4 を求めた後、磁界解析にてパーマロイ板の磁気シールド効果

を推定し、最後に磁気シールド実験を行い実測値と推定値とを比較する手順で行った。

1) **実験対象** 実験は特性の異なる3種類のパーマロイ (Permalloy1, 2, 3) について行うものとし、それぞれからリング状の試験片と板状の試験片を切り出した。表 5.1 にそれぞれのパーマロイの組成と BH アナライザ (理研電子社, BHS-40) を用いて求めた磁気特性、表 5.2 にリングおよび板状試験片の形状、および定数を示す。また、リング状試験片とパーマロイ板は同じ母材から切り出され、同じ装置内で熱処理を施されており、両者の μ_4 および μ_a は同一とみなすことができる。ここで、熱処理は水素雰囲気中にて 1100 °C, 4 時間保持とした。

表 5.1 試験片の組成と基本磁気特性

Permalloy 1	Ni 80, Mo 4.6, Fe 15 % $\mu_4=154500$, $H_c=0.750$ A/m
Permalloy 2	Ni 80.5, Mo 4.9, Fe 13.7 % $\mu_4=247800$, $H_c=0.705$ A/m
Permalloy 3	Ni 77.9, Mo 4.5, Cu 3.5, Fe 13.2 % $\mu_4=146400$, $H_c=0.674$ A/m

表 5.2 リング状試験片とパーマロイ板の形状

Item	Dimensions
Ring test piece Permalloy 1, 2, and 3	45 mm OD, 33 mm ID, Thickness 1 mm Cross section area $A = 6 \times 10^{-6}$ m ² Magnetic mean path length $l_m = 0.1225$ m
Plate shield Permalloy 1, 2, and 3	500 mm $\times$ 500 mm, Thickness 1 mm

2) **試験片の磁気特性評価** 4 章に示した計測システムを用い、リング状試験片の μ_a を評価した。計測条件は極低周波の磁界ノイズを想定し周波数を 1 Hz とし、試験片に巻かれたコイルに入力電流 I_1 として正弦波信号を入力した。リング状試験片に印加する磁界強度 H_e は 0.0029~1.91 A/m (0 to peak) の 11 段階とし、電流値で制御し式 4.2 から求めた。ここで、試験片に印加する磁界 H_e は 4 章における ΔH と同義であるが、本章では磁気シールドに対しても磁界を加えるため、両者を区別して表す必要があり、リング状試験片に還流するように印加する磁界を H_e 、磁気シールドに与える一様平行な外部磁界を H_{ex} と表記する。

リング状試験片内部に生じる磁束密度変動はピックアップコイルの誘導電圧 V_2 として計測し、 μ_a は式 4.1 から求めた。以上の手順で3種類のパーマロイについて $\mu_a - H_e$ データを求めた後、式 3.11 の μ_i と ν の値を、線形領域におけるデータから最小二乗法によって求めた。

3) **磁気シールド効果推定** : SF_i , SF_4 磁気シールド効果の推定は磁界解析ソフトウェア(ELF/MAGIC, ELF corporation) を用い、リング状試験片から求めた Permalloy 1, 2, 3 の μ_4 および μ_i をそれぞれ入力し線形計算を行った。

図 5.1に示すように解析モデルは1対の四角形電流要素を印加コイルとして、外部磁界 H_{ex} を発生させるものとした。パーマロイ板は3D要素で平面方向を 50×50 分割、板厚方向は分割なしの2500要素からなるモデルとして、解析はパーマロイ板の平面中央、表面から14.8 mm離れた位置の空間接点Pについて、磁界強度 H_p を求めるものとした。

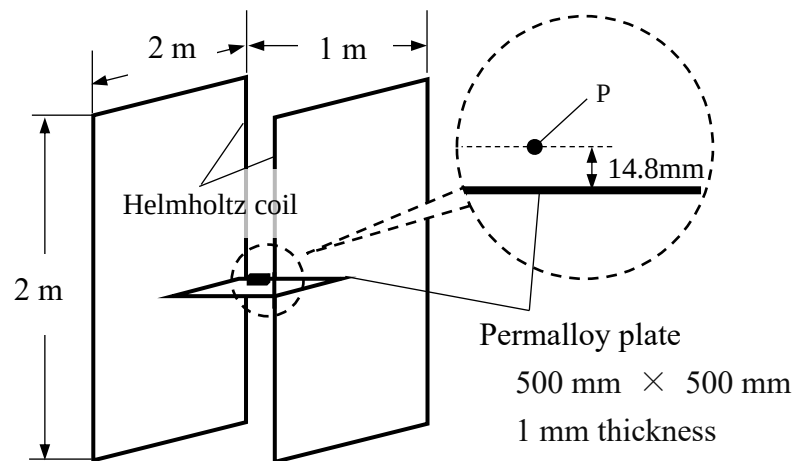


図 5.1 磁界解析モデルの概略図

H_p は12段階(0.0025～26.96 A/m)の H_{ex} に対して計算され、磁気シールド効果 SF は次式から求め磁気シールド効果の推定結果を得た。

$$SF = \frac{H_{ex}}{H_p} \quad (5.1)$$

μ_4 および μ_i を用いて推定された磁気シールド効果を、それぞれ SF_4 , SF_i とした。

4) **磁気シールド効果の実測** : SF_e 磁気シールド板の SF を実験により求め、磁界解析により得られた推定結果と比較し推定精度を評価した。 SF の実測は磁界解析で

入力した磁界の印加条件を再現し、四角形コイルに電流を与えてパーマロイ板に均一な平行磁界 H_{ex} を印加した．このとき H_{ex} は磁界解析と同様に 0.0025, 0.0049, 0.0148, 0.025, 0.045, 0.166, 0.864, 1.389, 2.616, 5.412, 16.19, 26.96 A/m (0 to peak) の 12 段階とした．磁界強度 H_p の計測は、パーマロイ板の中央、板の表面から 14.8 mm 上の点で、磁界センサ (Bartington, Mag-13MSL100) を用いて行った．また、磁気シールド効果 SF は式 5.1 にて算出し SF_e とした．実験環境については、コイルで印加する外部磁界が環境磁界ノイズと同程度かそれよりも小さな磁界振動となるため、磁気シールド効果の実測はすべて背景ノイズが 0.004 A/m 程度かそれ以下の MSR 内で行い、 H_p は FFT アナライザを用いて 1 Hz の周波数成分のみを検出して評価した．また、12 段階の H_{ex} それぞれにおいて 10 回計測し、その平均値を SF_e とした．

ヘルムホルツコイルは 2×2 m の大きさに銅線を 6 ターン巻き、コイル間距離は 1m とした．また、コイルで印加する外部磁界は背景磁界（環境磁界ノイズ）と同程度かそれよりも小さな磁界変動となるため、磁気シールド効果の実測はすべて MSR 内で行った．このとき、MSR によってコイルからの発生磁界が不均一になることが懸念されたため、磁気シールドが設置される空間において、中心と周囲の間で発生磁界に大きな勾配が生じていないことを実測で確認した．図 5.2 に示す 3 点にて実測した結果、中心における磁界強度と角部 2 点の磁界強度との差は、それぞれ 3% 未満に収まっていた．

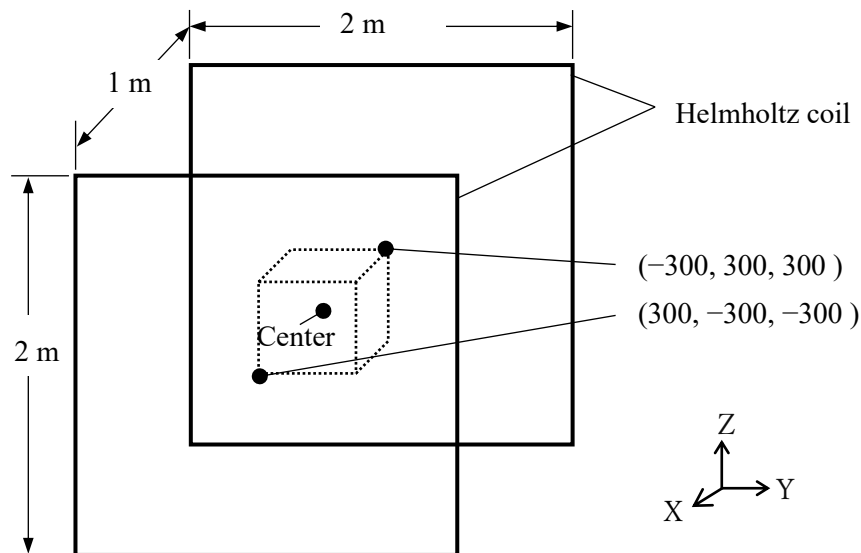


図 5.2 ヘルムホルツコイルの発生磁場を計測した 3 つの計測点(黒丸)

5) 磁気シールド材料の内部磁界 3.2 節において、反磁界の影響で磁気シールドに加えられた外部磁界のごく一部しか材料内部には入らないことを示した．環境磁気ノ

イズを磁気シールドの対象にした場合, 材料内部に生じる磁界は反磁界により減衰し, 透磁率は初透磁率 μ_i に近い値にまで減少する. ここでは板状の磁気シールド材料内部で外部磁界が減衰することを計算によって確認するため, 磁界解析を用いて外部磁界 H_{ex} に対する材料内部磁界 H_i の比を計算した. 解析モデルは2辺 500 mm を 50 分割, 厚さ方向 1 mm は分割なしとして, 2500 要素に分割し各要素の H_i を計算した. ここでは Permalloy 1 を代表例としてリング状試験片のデータを入力し, 磁界解析で 2500 要素の内部に生じる磁界強度を計算して, その平均値を内部磁界 H_i とした. また, 12 段階の H_{ex} に対してそれぞれ H_i を求めた.

また, この解析結果について妥当性を評価するため, 理論式を用いて H_i/H_{ex} を計算し比較した. ここでは, 計算可能な形状として, 扁平な回転楕円体モデルを用い, 直径 500mm の薄い円盤状の板と 500×500mm の板が同程度の H_i/H_{ex} を持つと仮定した. 理論式として, 図 5.3に示すような扁平な回転楕円体の反磁界係数 N は次式で表されることが知られている[5. 9].

$$N = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\delta^2}{(\delta^2 - 1)^{\frac{3}{2}}} \cdot \sin^{-1} \frac{\sqrt{\delta^2 - 1}}{\delta} - \frac{1}{\delta^2 - 1} \right\} \quad (5.2)$$

ここで $\delta=D/d$ である. また, H_{ex} と H_i との比は N を用いて次式で求められる[5. 10].

$$\frac{H_i}{H_{ex}} = \frac{1}{1 + N(\mu - 1)} \quad (5.3)$$

比較対象の磁気シールド板は 500×500 mm, 厚さ 1 mm であるので回転楕円体の D を 500 mm, d を 1 mm として薄い円盤に近い回転楕円体について H_{ex} と H_i との比を式 5.2, および式 5.3 から求めた. 計算の結果, 反磁界係数 N は 0.00157, H_i/H_{ex} は式 5.3 から 0.0105 である.

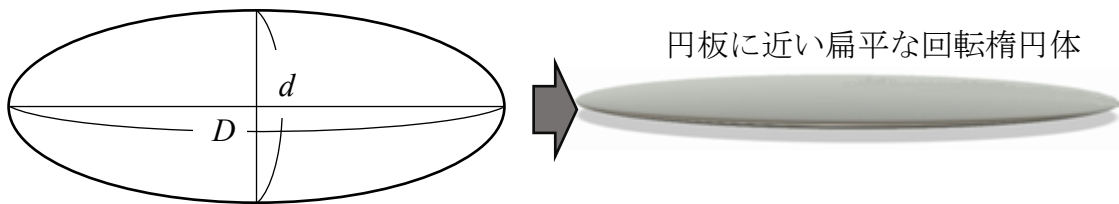
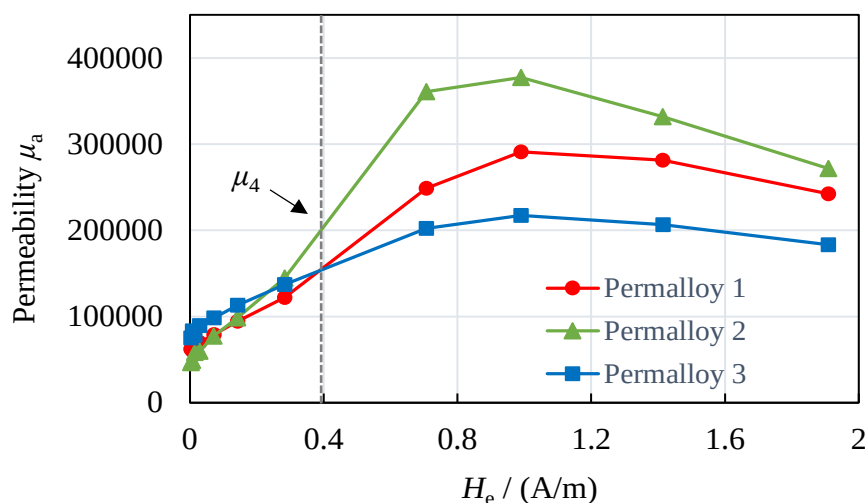
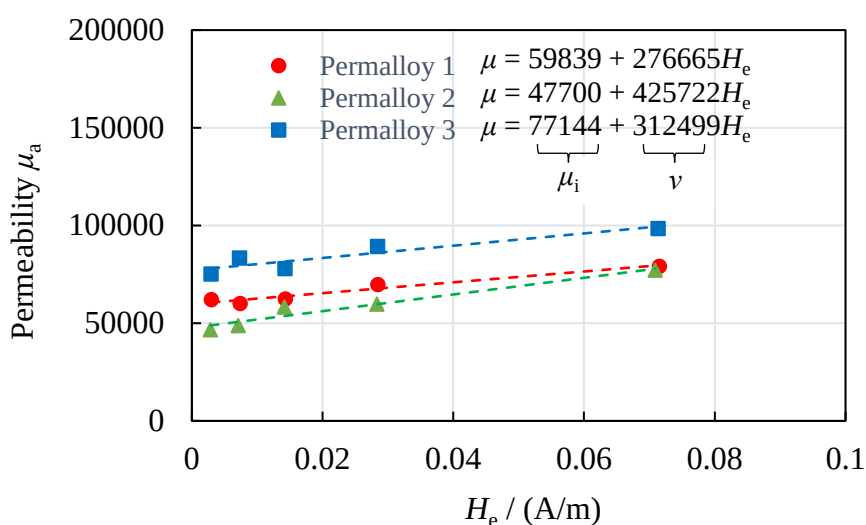


図 5.3 扁平な回転楕円体

5.1.3. 結果と考察

1) 試験片の磁気特性評価 リング状試験片の μ_a 計測結果を μ_a-H_e 曲線として図 5.4 に示す。また、図 5.5 に μ_a-H_e が直線をなす領域を拡大したグラフを示す。この領域のデータから最小二乗法にて傾きと切片、すなわち ν と μ_i を求めた結果を図中に示す。グラフから分かるように Permalloy 2 は、0.3 A/m を超える H_e の領域で最も高い μ_a を示すが、微小磁界に対する性能指標 μ_i は最も低い結果となった。Permalloy 3 は、0.4 A/m 以上の H_e 領域では最も低い透磁率を示すが、 μ_i は最も高い値を示した。測定結果から、Permalloy 1, 2, 3 の μ_i 値はそれぞれ 59839, 47700, 77144 であり、BH アナライザで計測した μ_4 はそれぞれ、154500, 247800, 146400 で μ_i の約 3~7 倍である。

図 5.4 μ_a-H_e の結果グラフ図 5.5 μ_a-H_e データの直線領域

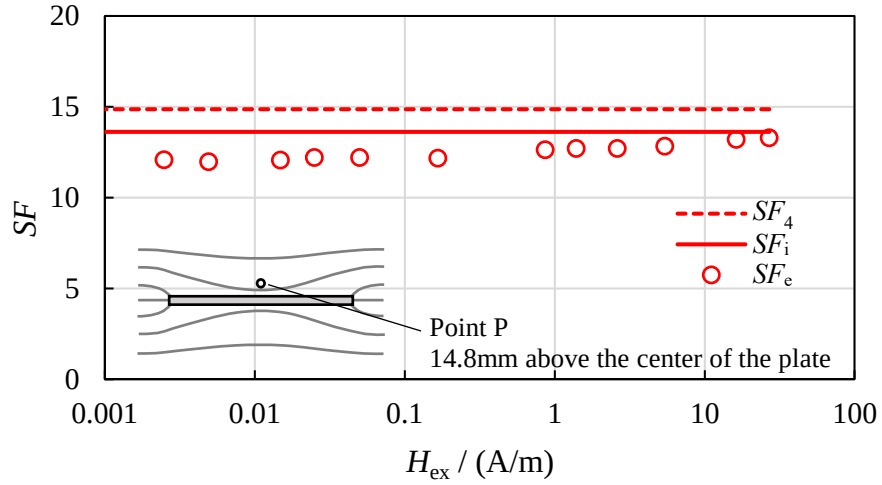
2) **磁気シールド効果推定結果と実測値** Permalloy 1 について μ_4 および μ_i を磁界解析に入力し、計算結果から得られた磁気シールド効果の推定値 SF_4 , SF_i は、それぞれ 14.9 および 13.6 となった。磁界解析の入力条件として、外部磁界 H_{ex} を変化させても透磁率は一定であるため、P における磁界強度 H_p は常に H_{ex} に正比例する。したがって図 5.6(a)に示すように SF は H_{ex} によらず一定となる。これに対して実測により求めた SF_e は H_{ex} が大きくなるにつれて増加する傾向が見られる。これは図 5.5に示したように、外部磁界により透磁率も増加する領域にあたるためである。ここで図中のプロットは計測した 10 回の平均値で、標準誤差は最大で 0.11 である。

推定精度としては図 5.6(a)に示したように実測した H_{ex} の全域で SF_i が SF_4 より実測値に近いことが分かる。 SF_4 は SF_e より最大 24% 大きく推定されているのに対し、 SF_i は最大でも 12% である。したがって、 μ_i を用いて推定した SF が実測値に近いことから、26.96 A/m という比較的大きな磁界に対する磁気シールドであっても、その磁気シールド材料内部に生じる磁界が反磁界の影響により減衰されるため、磁気シールド効果として有効に機能しているのは μ_i 付近の透磁率であるということになる。

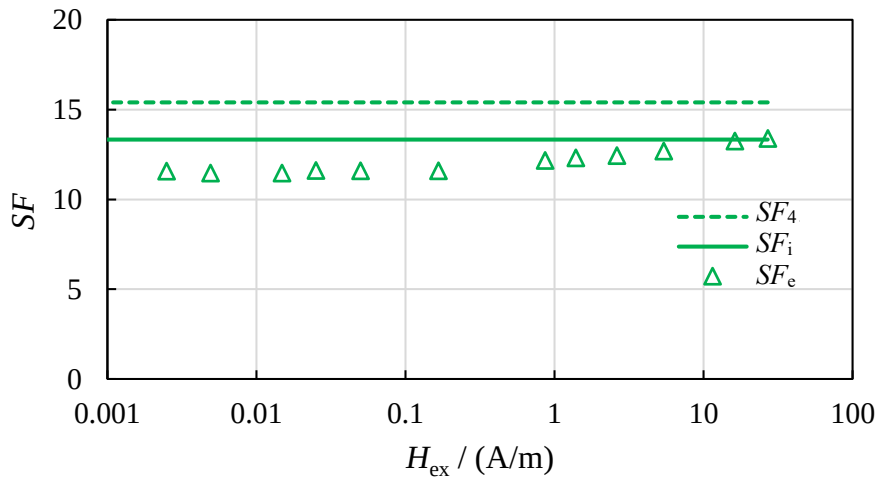
Permalloy 2, 3 についての推定値と実測値の結果を図 5.6(b)および(c)に示す。 SF_i が SF_4 よりも実測値に近い値となる点については Permalloy 1 と同様であり、Permalloy 2, 3 それぞれの SF_4 は 15.4, 15.0 で、 SF_i は 13.3, 14.2 である。また、 SF_e における標準誤差（母数 10）の最大値は、それぞれ 0.09 および 0.12 である。

3) **磁気シールド材料の内部磁界** Permalloy 1 の μ_i を用いた磁界解析で外部磁界に対する磁気シールド材料の内部磁界を計算した結果を図 5.7に示す。透磁率を一定値とした線形計算であるため H_i と H_{ex} の関係は図中に示す一次式で表され、 H_i/H_{ex} は 0.0089 となった。

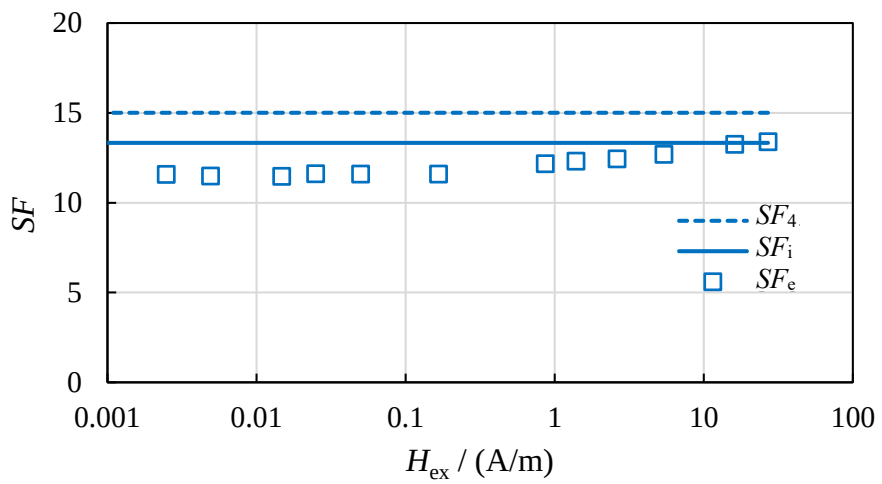
また、扁平な回転楕円体における反磁界係数 N は式 5.2 から計算の結果 0.00157 となり、 H_i/H_{ex} は式 5.3 から 0.0105 となった。磁界解析により求められた H_i/H_{ex} に対し、扁平な回転楕円体についての計算結果は 18.5 % 程度の違いはあるが、磁界解析の結果はおおよそ妥当な範囲内にあると判断できる。



(a)



(b)



(c)

図 5.6 点 P における磁気シールド効果 (a)は Permalloy 1, (b)は Permalloy 2, (c)は Permalloy 3 の推定および実測値を示す。

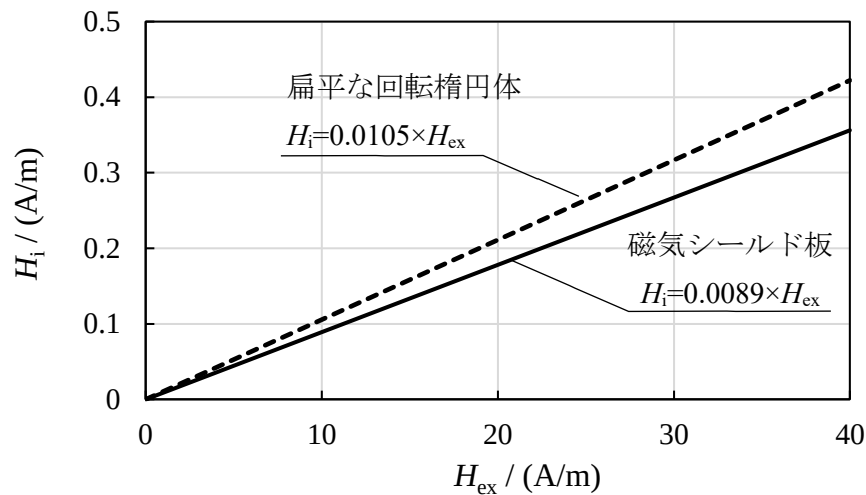


図 5.7 磁気シールド板と扁平な回転楕円体の内部磁界

5.1.4.まとめ

MSR の設計時に磁気シールド効果の正確な推定方法を開発するために、準備段階としてパーマロイ板の磁気シールド性能推定法を提案した。リング状試験片から得られたデータをもとに初透磁率 μ_i を求め線形解析から磁気シールド効果を推定し SF が推定できることを示した。また、従来用いられてきた指標 μ_4 を用いた推定も行い、 μ_i が推定に適していることを確認した。

今回の SF の推定は線形計算であり透磁率を μ_i で一定としたことにより、 SF 推定も直線となっているが、図 5.6に示したように実測値の SF は H_{ex} と共に徐々に増加傾向にあることが分かる。これは透磁率が磁界とともに増加するためであり、磁界解析に与える μ を一定値ではなく、磁界に対して非線形に変化する値で与えることによって、磁界が増加する際の SF の推定値にも増加傾向を反映させることができるはずである。

5.2. 磁気シールド円筒の性能予測

5.2.1. はじめに

高性能磁気シールドを設計するためには、高精度の効果推定方法を採用することが重要であることを前節で述べた。磁気シールド効果の推定には通常、磁界解析ソフトウェアが使用されるが、そこでは、ソフトウェアへのパラメータ入力が必要なカギであるのに対し、特に透磁率をどのように決めるかについての議論が参考文献としてはほとんどないのが現状である。本研究は実際にいかにして透磁率を決定するのかを中心に MSR の磁気シールド効果推定を行うことが目的である。板状のモデルに対して行った実験結果では振幅透磁率を用いて初透磁率を導出し、精度よく推定できることが確認できたが、実際の磁気シールドは1枚の板を単体で用いることは少なく、ある空間を囲むような形状、円筒や直方体のような形状となる。板形状で検証された推定方法を、更に一般的な形状に適用して実用性を検証し、MSR へとつなげていく必要がある。

ここでは、実際に用いられることの多い円筒形状の磁気シールドについて磁気シールド効果の推定を行う。板形状では磁界解析を用いて直接 SF を推定したが、円筒形状はこれまで、磁気シールド効果の検証が多く報告されており、有効な SF の計算式 [5.5] や、またその応用・検証事例 [5.11][5.12][5.13] が利用できる。これらの報告では磁気シールド効果 SF を直径や辺の長さ、板厚、透磁率で表せるとしており、本節では、これら有効性が確かめられている SF の計算式を用いて推定を行う。また、式に入力する透磁率の違いによって生じる SF の違いを比較し、微小磁界振動における振幅透磁率を用いた推定法の有効性を評価する。

前節と同様に、磁気特性の異なる3種類のパーマロイを用いるものとし、リング状試験片から得られた透磁率を用いて円筒シールドの磁気シールド効果推定を行う。反磁界の影響により、磁気シールド内部に生じる磁界強度 H_i が外部印加磁界 H_{ex} よりも減衰することは3.2節で述べた通りであり、5.1節では μ_i を用いて良好な推定結果を得た。しかし、透磁率が固定であるとき、 H_{ex} とともに SF も大きくなるという傾向が表せないという問題があった。したがって、透磁率は H_{ex} の変化に追従して変動する値である必要があり、本節ではリング状試験片の μ_a-H_c データを磁界解析ソフトウェアに入力し、材料内部の磁界から μ_a を選定し SF の推定を行う。また比較対象として μ_i 、 μ_4 を SF の計算式に入れた SF の推定も行う。

5.2.2. 実験方法

本節では、前節で用いた磁気シールド材料と同一の材料である Permalloy 1, 2, 3 を

用いた円筒磁気シールドについて、材料の磁気特性から SF を推定した。磁気シールド効果の推定は、以下に説明する通り、磁界解析を用いて磁気シールド内部における磁界強度を抽出し、理論式を用いた SF の推定を行い、製作した円筒磁気シールドによる SF の実測値と比較するという手順で行う。

1) **実験対象** 本節で用いる材料は 5.1 節と同一（表 5.1）の材料を用い、同じ熱処理装置で処理したものである。また、本節で実験対象とする円筒磁気シールドの形状を図 5.8に示す。 SF 推定に用いる Wills の式[5. 5]は無限長円筒についての式であるが、実験においては必然的に有限長となり、円筒の両端が開口である場合、その開口から侵入する漏洩磁界 H' も考慮する必要がある。いま、直径 D の円筒があり、中心軌道上における評価点を P としたとき、この点における漏洩磁界 H' は、外部磁界を H_{ex} 、端部から P までの距離を x としたとき、次式で求められる[5. 12][5.14]。ここで外部磁界の方向は、円筒の長さ方向に対して直交する（円筒の半径方向）向きとする。

$$H' = 0.33H_{ex} \cdot \exp \frac{-7x}{D} \quad (5.4)$$

この式より、円筒端部からちょうど直径分の距離だけ円筒内部に入る毎に、漏洩磁界は H_{ex} の約 1/1000 に減衰していく。本実験では円筒端部から評価点 P までの距離は直径の 3.2 倍であり、十分に無視できるほど小さくなるため SF は Wills の式で推定する。また、5.1 節と同様に、リング状試験片と円筒磁気シールドは同じ母材から切り出された後、同じ熱処理を施されているため、その μ_4 および μ_a は同一とみなす。

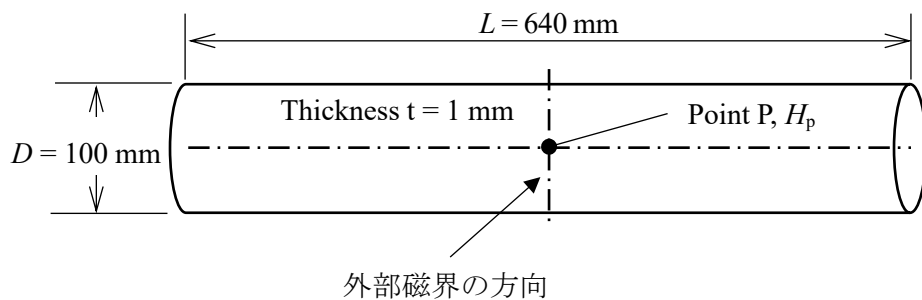


図 5.8 円筒磁気シールドの形状と評価点 P

2) **試験片の磁気特性評価** SF 推定の基本情報である Permalloy1, 2, 3 の透磁率データは 5.1 節の結果をそのまま用いるものとし、 μ_4 は表 5.1, μ_a は図 5.4, μ_i および ν は図 5.5に示す値を用いた。

3) **磁気シールド効果推定** 同心の多層無限長円筒について、磁気シールド効果が

その直径 D や板厚 t および透磁率 μ によって表されることは Wills により詳細に示されているが、多くの場合、より単純化された近似式で表現される[5.12]。本実験では1層の磁気シールド円筒を検証の対象としており、 SF は次の近似式で示される。

$$SF = 1 + \frac{\mu \cdot t}{D} \quad (5.5)$$

この式中の μ として採用すべき値を以下の(a), (b), (c)の3つの異なる方法で推定し、それぞれ SF を算出した。

磁界解析結果の H_i と簡易式を用いた性能推定： SF_a 前節の図 5.6 で示されたように、実測した SF は H_{ex} の増加に伴って大きくなる。これを考慮して性能推定に用いる透磁率は固定ではなく H_i および H_{ex} に応じて変化する量とする。ここで H_{ex} が加えられたときの H_i を求めることができれば μ_a - H_i 曲線から μ_a が得られることになり、 H_{ex} に連動した μ_a を用いて式 5.5 から推定した値を SF_a とする。

H_i の求め方として対称性の高い回転楕円体などの形状では内部の反磁界係数 N が均一になるため、式 3.3 から反磁界 H_d を推定できる。一方、中空の円筒形状においては反磁界係数 N が均一ではなく簡易計算で求めることはできないため、前節で行ったように磁界解析にて H_i を求めるものとした。ここで、磁界解析ソフトウェアに入力する透磁率データには図 5.4 に示すリング状試験片の計測結果を用いた。磁界解析ソフトウェアには ELF/MAGIC (ELF Corporation) を用い、解析モデルは 3D モデルで円周方向 180 分割、円筒の長さ方向 64 分割、板厚方向 1 分割として、合計分割数 11520 とした。このモデルに対して一様平行磁界として外部磁界 H_{ex} を 0.025, 0.045, 0.166, 0.864, 1.389, 2.616, 5.412, 16.19, 26.96 A/m (0 to peak) の 9 段階で与えて非線形解析を行った。 H_{ex} の方向は図 5.8 のように円筒の長さ方向に対して直交する方向である。このとき各 H_{ex} において 11520 要素に分割された一つひとつに H_i が算出されるが、この平均値をとり各 H_{ex} に対する H_i とした。次に、この H_i に対応する透磁率を μ_a - H_e データから求めるか、あるいは H_i が線形領域内であるときは図 5.5 の図中に示した式から算出した。また、同様の手順を Permalloy 1, 2, 3 に対し、それぞれ行った。

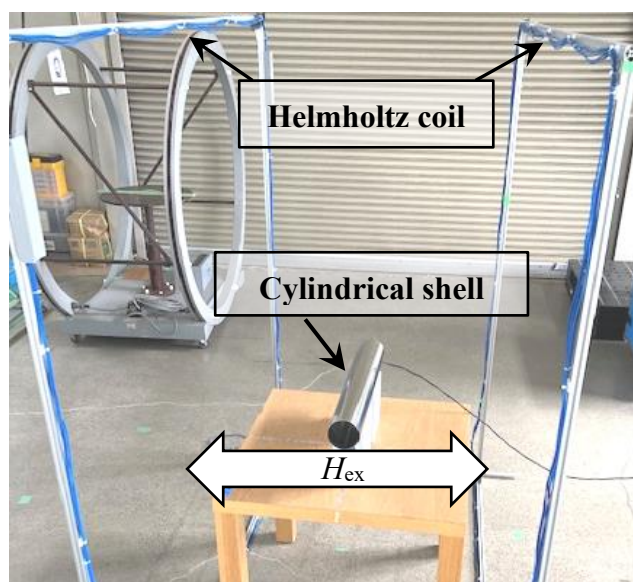
μ_i と簡易式を用いた性能推定： SF_i 式 5.5 の μ に図 5.5 の μ_i を入れることで推定した値を SF_i とし、Permalloy 1, 2, 3 に対し、それぞれ SF_i を求めた。

μ_4 と簡易式を用いた性能推定： SF_4 式 5.5 の μ に表 5.1 で示した μ_4 を入れること

で推定した値を SF_4 とし, Permalloy 1, 2, 3 に対し, それぞれ SF_4 を求めた.

4) 磁気シールド効果の実測 : SF_e .

磁気シールド効果の実測値 SF_e は, 図 5.9 に示すように四角形印加コイルに電流を流し円筒磁気シールドに一樣平行な外部磁界 H_{ex} を印加したとき, 円筒の中心点 P における磁界強度 H_p を計測して式 5.1 から導出した. このとき H_{ex} は磁界解析と同様に 0.025~26.96 A/m の 9 段階とし, 磁界強度 H_p の計測は磁界センサ (Bartington : Mag13MSL100) を用いて行った. 実験では, コイルで印加する外部磁界が背景磁界 (環境磁界ノイズ) と同程度かそれよりも小さな磁界振動となるため, 前節と同様に SF_e の計測はすべて MSR 内で行い, H_p は FFT アナライザを用いて 1 Hz の周波数成分のみを検出して評価した. また, 9 段階の H_{ex} それぞれにおいて 10 回計測し, その平均値を SF_e とした. このとき, SF_e は外部磁界 H_{ex} に対し円筒中心に設置した磁界セン



サ (Bartington : Mag13MSL100) にて漏洩磁界 H_p を計測し, 式 5.1 を用いて算出した.
図 5.9 四角形印加コイルを用いた実験の様子

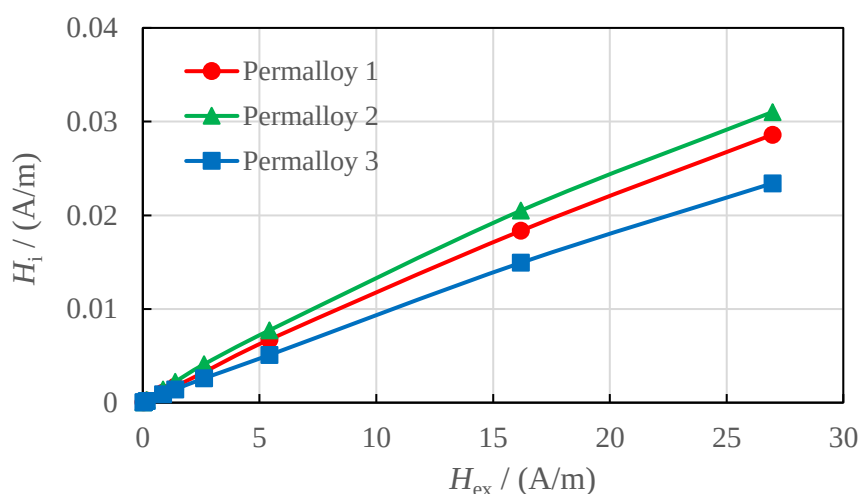
5.2.3. 結果と考察

- 1) 試験片の磁気特性評価 Permalloy 1, 2, 3 について μ_a の計測結果は前節と同一材料であるため図 5.4 となり, 直線領域のデータおよび μ_i と ν も図 5.5 に等しい. 3 種類のパーマロイにおける各透磁率を表 5.3 に示す.

表 5.3 3 種類のパーマロイにおける各透磁率

No.	μ_4	μ_i
Permalloy 1	154500	59839
Permalloy 2	247800	47700
Permalloy 3	146400	77144

2) 磁気シールド効果推定 磁界解析により求めた外部磁界 H_{ex} に対する内部磁界 H_i の関係を図 5.10 示す. この結果から, 外部磁界のごく一部しか材料内部には入らず, H_i/H_{ex} は Permalloy 1 の円筒磁気シールドで 0.0011 ~ 0.0017, Permalloy 2 では 0.0012 ~ 0.0022, Permalloy 3 では 0.0009 ~ 0.0014 程度であることが分かる. Permalloy 3 の H_i が最も低くなったのは微小磁界領域での透磁率が高いため, 反磁界の影響もその分大きいためであると考えられる. また, この結果から外部磁界 H_{ex} が 26.96 A/m までの実験範囲では H_i はすべて直線領域内の微小磁界となることが分かる. したがって, 材料内部の磁界を考慮すると, 本実験の設定条件において磁気シールド性能に重要な評価指標は直線領域の μ_a , つまり微小磁界振動に対する振幅透磁率ということになる.

図 5.10 外部磁界 H_{ex} に対する内部磁界 H_i

磁界解析結果の H_i と簡易式を用いた性能推定: SF_a どの円筒においても, 1 A/m 付近から以降の H_{ex} で SF_a が上昇しており, 実測結果と同様の傾向を示している. SF_a は SF_e に対し大きく推定される傾向があり, Permalloy 1 の場合 18~29 %程度, また Permalloy 2, 3 はそれぞれ 6~12, 6~15%程度大きく推定された. これはリング状試験片と円筒磁気シールドの透磁率が全く同一ではないことが原因の一つと

考えられる．どちらも同じ母材を用いて作られ，熱処理も同じ装置内で同時に行っているが，円筒磁気シールドは熱処理前に丸め加工と溶接加工がされており，リング状試験片にはない加工が材料の透磁率を劣化させている可能性が考えられる．図 5.1 1 に Permalloy 1, 2, 3 の円筒磁気シールドについて， SF_a ， SF_i ， SF_4 および SF_e を示す．

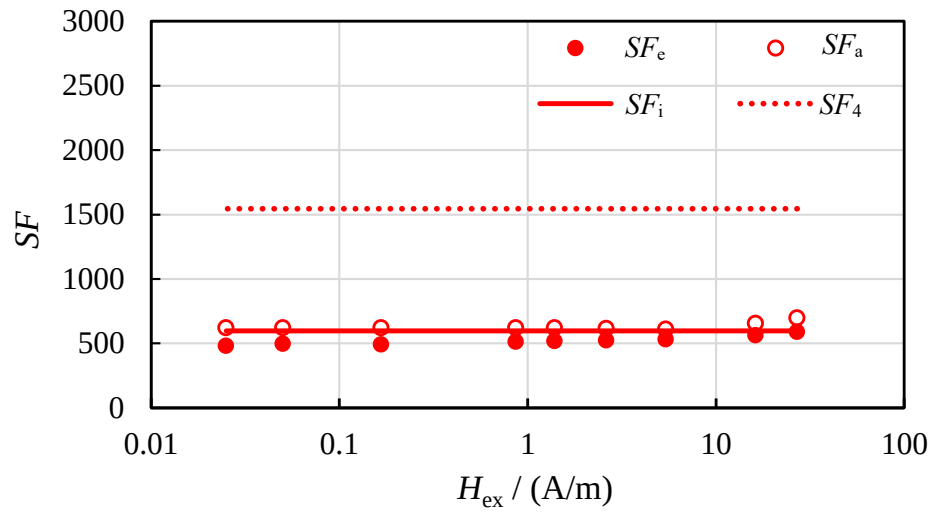
μ_i と簡易式を用いた性能推定： SF_i SF_i は図 5.1 1 に示しように SF_e に近い結果となった． SF_i は一定値であるため本実験よりも大きな H_{ex} においては乖離が大きくなると考えられるが，本研究で対象とする一般的な環境磁界ノイズ程度においては μ_i に近い透磁率が磁気シールドとして機能していることが分かる．また， μ_i と簡易式を用いた性能推定結果が Permalloy 1, 2, 3 について最も SF_e と整合している．

μ_4 と簡易式を用いた性能推定： SF_4 SF_4 は，図 5.1 1 に示しように Permalloy 1 では SF_e に対し 2.6～3.2 倍，Permalloy 2 および Permalloy 3 で 4.3～5.6 倍，1.9～2.1 倍となり推定精度は低い結果となった．

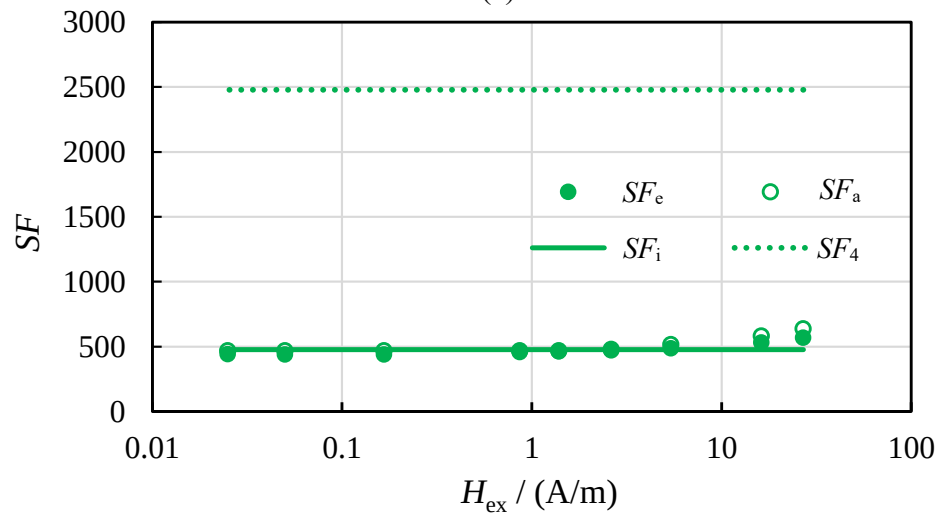
また Permalloy 1, 2, 3 の比較では図 5.5 から分かるように，微小磁界においては Permalloy 3 が最も高い振幅透磁率を示し，次に Permalloy 1 が高く，Permalloy 2 が最も低くなっている．これは図 5.11 における SF_e の優劣順位と一致している．また，透磁率が高いほど同じ外部磁界で強い反磁界を生じ，式 3.4 および図 3.7 で示したように，反磁界の強さに応じて磁気シールド材料が外部に作る磁界，つまりキャンセル磁界が強くなるため，磁気シールド効果が高くなるという考えとも整合する結果である．

5.2.4. まとめ

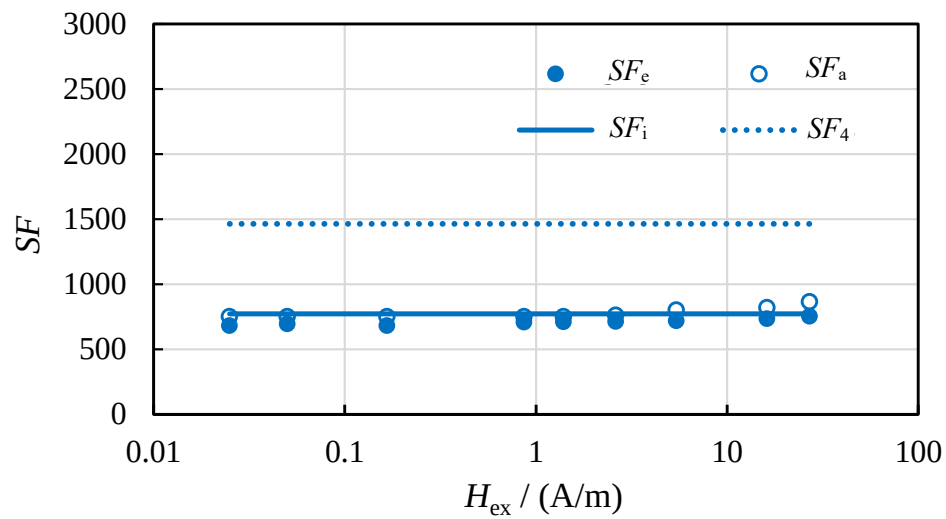
MSR の設計段階における磁気シールド効果の正確な推定方法を目指し，前段階として円筒形状における推定法を示し，また実測値との整合性評価を行った．ここでは外部磁界 H_{ex} に応じた内部磁界 H_i を抽出し，そこから振幅透磁率 μ_a を決定し SF 推定の入力値とした．この方法で H_{ex} が大きくなるにつれて SF が上昇する傾向までを推定値で表すことができた．また透磁率と，形状に特有の反磁界係数が磁気シールド効果に大きな影響を及ぼすことも検証することができた．更に，5.1 節における板状の磁気シールドと同様に，線形領域と呼ばれる微小磁界領域の振幅透磁率が重要であることを確認した．



(a)



(b)



(c)

図 5.1 1 SF の実測値と推定値の比較 (a)Permalloy 1, (b)Permalloy 2, (c)Permalloy 3

5.3. 磁気シールドボックスの性能予測

5.3.1. はじめに

前節までに板状および円筒磁気シールドについて磁気シールド効果の推定を行い、リング状試験片から得られた振幅透磁率を用いることで、従来指標 μ_4 を用いた推定よりも精度の高い結果が得られることを示した。また、推定には μ_a を選定するため磁気シールド内部に生じる磁界 H_i も重要であり、これを外部磁界 H_{ex} から推定する方法についても示した。

本節では、前節までの単純形状の板、円筒に続き、MSR に近い形状である立方体形状の磁気シールド（磁気シールドボックス）について、磁気シールド効果の推定を行う。5.1 節で行ったようにリング状試験片から $\mu_a - H_e$ を求め、磁界解析ソフトウェアに入力し、磁気シールド材料内部の H_i を求め振幅透磁率 μ_a を推定し、簡易式から磁気シールド効果を導出する点においては 5.2 節と同様である。ここで SF の計算式は Wills の式をもとにした、立方体への応用方法[5.2]を利用する。また 5.2 節と同様、比較のため、従来用いられてきたパーマロイの評価指標である 0.4 A/m における透磁率 μ_4 を選定して簡易式から磁気シールド効果を求める方法も適用した。

本節ではこれらの推定法に加えて、磁界解析時に直接、磁気シールドボックス中心における SF を算出する方法と、また、解析結果から H_i と外部磁界 H_e との関係を求め、これを用いて SF を推定する方法も試みる。以上のような4種類の推定法による結果と、実際に製作した磁気シールドボックスの実測 SF と比較することにより、実用的で精度の高い推定法について検討する。

5.3.2. 実験方法

実験は大きく 3 段階に分かれている。まず第 1 段階として、磁気シールド材料から切り出した試験片について極低周波微小磁界振動における透磁率 μ_a 、および BH アナライザにより μ_4 を計測した。次に、極低周波微小磁界振動における μ_a データを入力して磁界解析を行い、外部磁界 H_e に対する磁気シールド材料内部に生じる磁界 H_i を求めるとともに、その減衰比 H_i/H_e を算出した。

実験の第 2 段階では、試験片から得られた μ_a と μ_4 をもとにして 4 通りの方法で磁気シールド効果 SF の推定を行った。立方体形状の SF を推定する場合、大きく分けて 2 通りの方法が考えられる。1 つは磁界解析による方法であり、もう 1 つは推定式[5.2]を用いる方法である。磁界解析はモデルを作成する際、要素の分割方法によって結果が変わることもあり得る。本研究では推定式に適用する透磁率を決定する際、材

料内部に働く磁界強度 H_i を磁界解析から求めるため、磁気シールド効果の推定精度は解析結果の妥当性に影響を受ける。この予測に基づき、解析結果の妥当性を確認する必要がある、これを磁界解析にて性能推定した結果 SF_1 と第3段階で求める実測値 SF_e とを比較して行った。また、推定式を用いた結果 SF_2 は H_i を求めるため常に磁界解析の結果を必要とする。しかし、外部磁界 H_e と内部磁界 H_i の比が常に一定である場合、一度求められた H_e と H_i との比から任意の H_e に対して磁界解析をせず、省力化して H_i を得て磁気シールド効果 SF_3 が得られるはずである。したがって、 SF_2 と SF_3 の比較によって磁界解析の省力化の検討を行った。

最後に第3段階として実際の磁気シールドボックスのシールド効果を実測し、4通りの推定値と比較した。

1) **実験対象** 磁気シールド材料として表 5.1 に示した Pemalloy 1 と同等の母材を用い、試験片は表 5.2 に示した外径 45 mm、内径 33mm のリング形状で厚さ 1 mm とした。5.1 節と 5.2 節では全く同一の試験片を用いたため μ_a-H_e データは共通であったが、本節では異なる個体の試験片を用いた。

ボックスは板厚 1 mm、1 辺が 600 mm の立方体とし、試験片と同じバッチで熱処理を行った。このとき熱処理は水素雰囲気、最高温度 1100 °C にて 4 時間保持とした。磁気シールドボックスの外観を図 5.12 に示す。上下面は取り外しのできるパーツがネジ止めされており、側面の 4 面は曲げあるいは溶接で一体化構造とした。磁界センサを内部に入れ、そのケーブルを外へ引き出すための切りこみを側面の 1 カ所に設けた以外、他に開口はない。



(a)



(b)

図 5.12 SF の実測に用いた磁気シールドボックス (a) 磁気シールドボックスの外観, (b) 磁界センサケーブルの引き出し用切り込み

2) **試験片の磁気特性評価** 試験片の振幅透磁率 μ_a は4章で示した極低周波微小磁界振動における透磁率の計測システムを用いて1 Hz で変動する波高値 0.001~1.35 A/m の磁界変動 H_e に対し、試験片内部に生じる磁束密度変動 B を計測して行った。また真空の透磁率 μ_0 で除し無次元数である比透磁率として求めた。ここで磁界の変動量は、一般的に知られている直流磁気特性を計測する BH アナライザの出力結果に合わせ波高 (0 to Peak) 値とした。

線形領域内の μ_a は前節と同様に式 3.11 で表されるものとし、 μ_a - H_e 曲線のデータから Rayleigh 定数 ν および初透磁率 μ_i を算出した。従来のパーマロイにおける評価指標である JIS 規格の初比透磁率 μ_4 も前節と同様に直流磁気特性計測装置 (理研電子 : BHS-40) を用いて計測した。

3) **磁気シールド効果推定** 本節では磁気シールドボックスに与える外部磁界 H_{ex} を周波数 1 Hz の正弦波、波高値を 0.86~0.005 A/m と設定した。0.86 A/m は通常環境で MSR が曝される可能性のある大きさであり、また 0.005 A/m は最終的に MSR が室内で達成しなければならない遮蔽後の磁界変動レベルを想定した。

磁界解析ソフトウェア (ELF/MAGIC) に試験片から得られた極低周波微小磁界振動に対する BH データを入力し、この磁気特性を持つ 1 辺 600mm の立方体に対し直流の一樣平行磁界を外部磁界として与える条件で解析を行った。ここで用いる BH データは μ_a - H_e 曲線が線形となる微小磁界領域については μ_a が式 3.11 より算出されるものとして、実際に計測されたデータではなく、計算値としての μ_a をもとに入力した。これにより、実測可能な磁界レベルの下限より更に微小な磁界に対しても、解析ソフトウェアに透磁率を与えることができるようになる。また外部磁界強度 H_{ex} は 6 段階 (0.86, 0.17, 0.052, 0.026, 0.015, 0.0051 A/m) に設定し、解析では対称条件を用い 1 辺 600mm の立方体の 1/8 をモデル化し、これを 4921 個の要素に分割して計算を行った。ここでは空間の分割数は含まれず、4921 個の要素は磁気シールド材料のみの分割数である。以下に、図 5.13 に示した 4 通りの磁気シールド効果の推定手順を (a) ~ (d) に示す。

(a) 磁界解析ソフトウェアによる性能推定 : SF_1 磁界解析ではボックス中心における空間の磁界 (漏洩磁界) H_s と、解析モデルの材料内部に生じる磁界 H_i を求める。磁界解析で直接算出される磁気シールド効果の推定値 SF_1 は次式で求められる。

$$SF_1 = H_{ex}/H_s \quad (5.6)$$

(b) 磁界解析結果の H_i と簡易式を用いた性能推定 : SF_2 ここでは、次式に示す実験的に求められた立方体の磁気シールド効果の簡易式 [5. 2] を用いて性能推定を行う。

$$SF_2 = 1 + 0.8 \cdot (\mu_a \cdot t) / L \quad (5.7)$$

ここで t は立方体を構成する磁気シールド材料の板厚、 L は1辺の長さを示す。式中の μ_a は磁界解析から得られた H_i を用い、これが μ_a-H_e 曲線の線形領域内であれば式 3.11 より得られ、それ以外の領域では試験片の実測データから推測され、得られた推定結果を SF_2 とした。なお、磁界解析では磁気シールドを構成する 4921 個の要素ごとに H_i が算出される。 H_i にはばらつきがあるため、ここでは 4921 要素の平均値を H_i とし、6 段階の H_{ex} それぞれに対し H_i を求めた。

(c) 減衰比から求めた H_i と簡易式を用いた性能推定 : SF_3 ここでは、推定の省力化を目的として、磁界解析から H_i と H_{ex} の比を求めておき、 H_{ex} から比例計算で H_i を求める。次いで (b) と同様に H_i から μ_a を求め、式 5.7 から推定結果 SF_3 を得た。

(d) μ_4 と簡易式を用いた性能推定 : SF_4 BH アナライザにて計測した μ_4 を用い、式 5.7 から推定結果 SF_4 を得た。

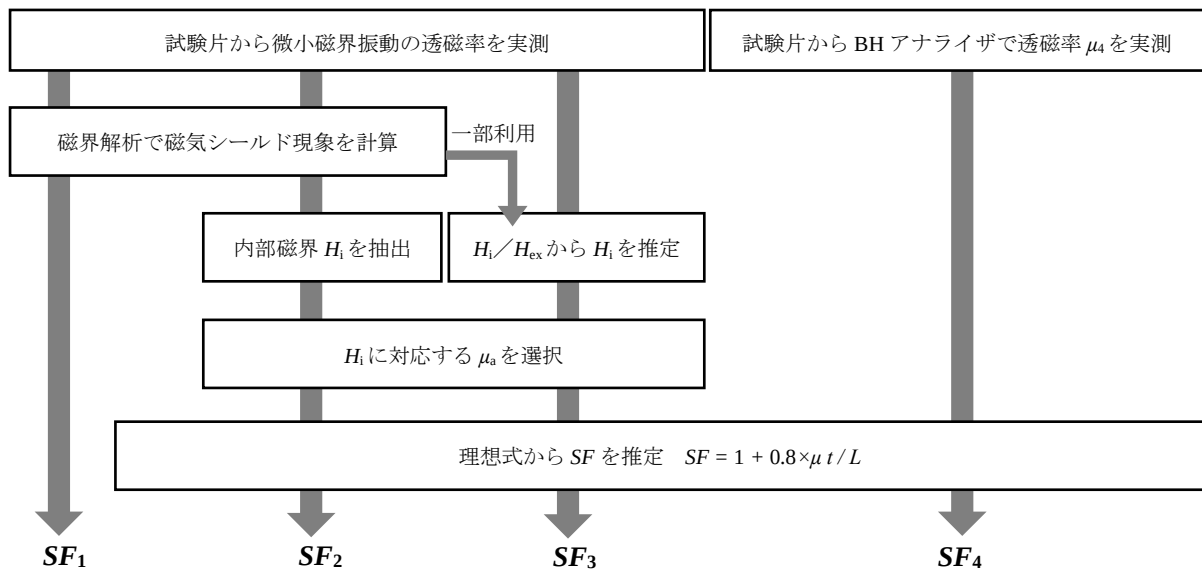


図 5.13 4通りの磁気シールド効果推定

4) **磁気シールド効果の実測 : SF_e** 。磁気シールドボックスに、磁界解析で設定した 6 段階の外部磁界と同じ磁界強度を一对のヘルムホルツコイルを用いて 10 回ずつ印加したときのボックス中心における磁界を計測し、磁気シールド効果 SF_e を平均値で評価した。このとき、 SF_e は外部磁界 H_{ex} に対しボックス中心に設置した磁界センサ (Bartington : Mag13MSL100) にて漏洩磁界 H_s を計測し、式 5.6 を用いて算出した。

5.3.3. 結果

1) **試験片の磁気特性評価** 図 5.14(a)に試験片から得られた μ_a-H_e 曲線を示す. 0.7 A/m 以下で線形になっているように見えるものの, 0.03 A/m 以下で傾きが変化している. 0.03 A/m までの領域を拡大した図が図 5.14(b)であり, 0.03 A/m 未満において μ_a-H_e 曲線が線形を呈しており, この領域のデータから最小二乗法で $\mu_i=77004$, $v=347782$ を得た. また, 従来指標である μ_4 は計測の結果 134010 であった.

2) 磁気シールド効果推定

(a) 磁界解析ソフトウェアによる性能推定: SF_1 図 5.14 (a)および(b)に示したデータを解析ソフトウェアに入力し式 5.6 から 127.8~130.4 を得た.

(b) 磁界解析結果の H_i と簡易式を用いた性能推定: SF_2 磁界解析の結果, 6 段階の H_{ex} に対し H_i の平均値 (母数 4921) は 0.000086 ~ 0.0047 A/m となり, このとき相対標準偏差は 39~44%であった. また, H_i から求めた μ_a は 77014 ~ 78639 となり, これを用いて式 5.7 から SF_2 として 102.7 ~ 104.8 を得た.

(c) 減衰比から求めた H_i と簡易式を用いた性能推定: SF_3 磁界解析の結果である H_e に対する H_i のグラフを図 5.15に示す. ここで最小二乗法を適用すると H_i は次式で得られる.

$$H_i = 0.00544 \times H_e \quad (5.8)$$

式 5.8 から求めた H_i を用いて μ_a は 77014 ~ 78633 となり, SF_3 として式 5.7 から 102.7 ~ 104.8 を得た.

(d) μ_4 と簡易式を用いた性能推定: SF_4 μ に 134010 を用いて, 式 5.7 から 178.7 を得た.

3) **磁気シールド効果の実測: SF_e** 実測の結果, 平均値 (母数 10) 58.8 ~ 64.4 を得た. 標準誤差が最大となったのは磁気シールドボックスに与える磁界が最小の 0.005 A/m の場合であり, SF 平均値が 58.8, 標準誤差 0.24 であった.

図 5.16に 4 つの方法にて得られた磁気シールド効果の推定結果および実測結果を示す.

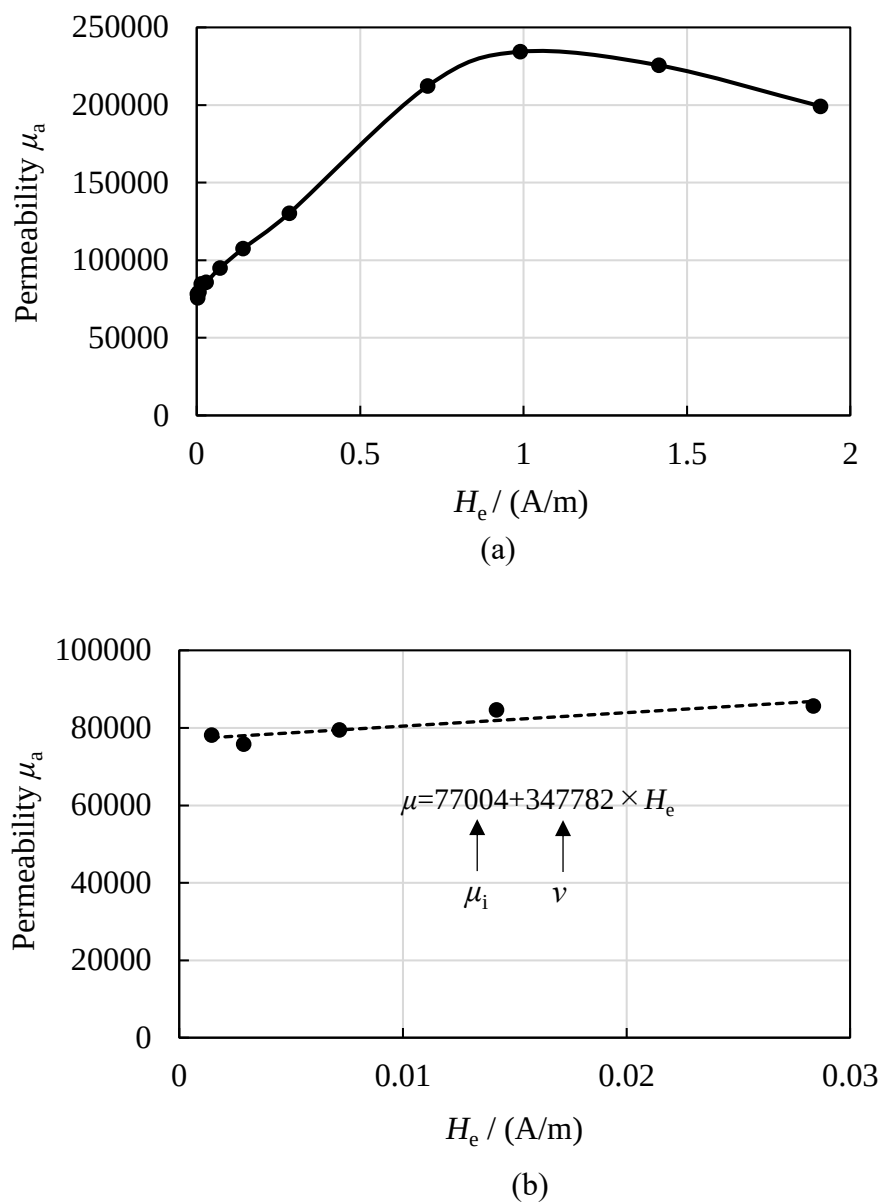


図 5.14 μ_a-H_e の結果 (a)は計測領域全体における μ_a-H_e の曲線, (b)は μ_i および ν を求めるため線形領域の拡大図を示す.

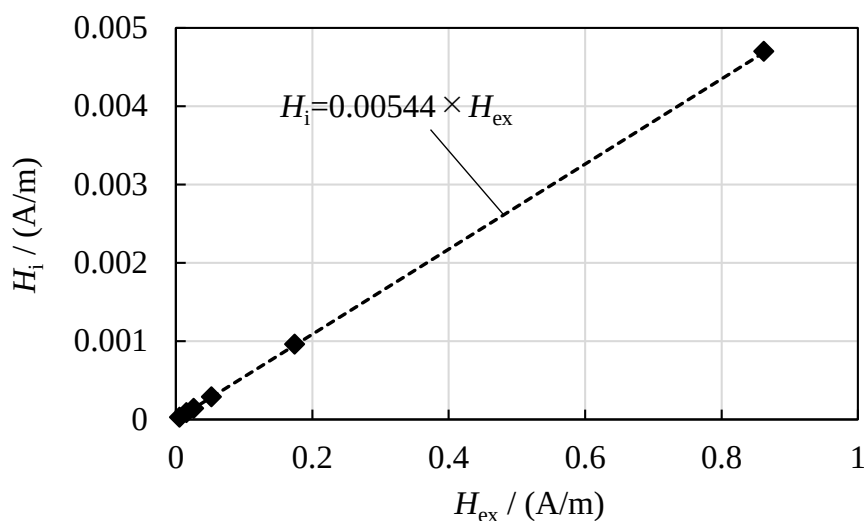
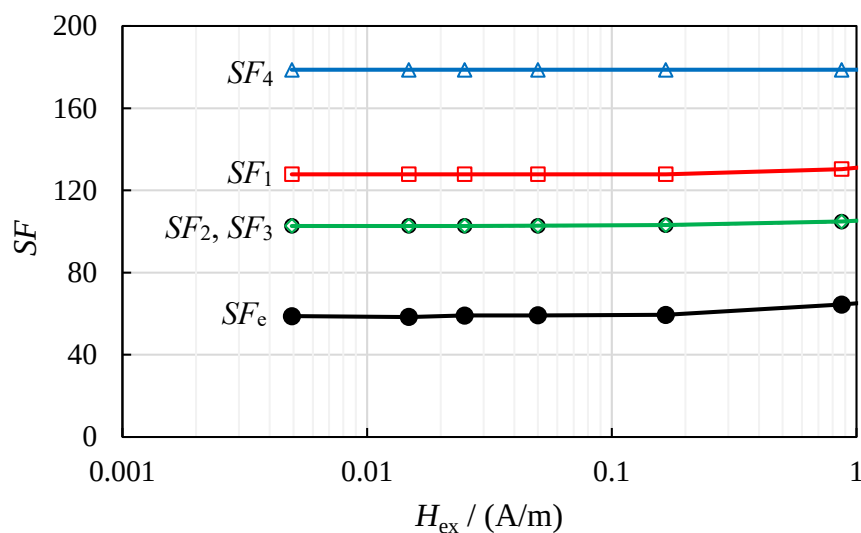


図 5.15 外部磁界と材料内部磁界との関係

図 5.16 4種類の SF 推定と実測結果との比較

5.3.4. 考察

4通りの磁気シールド効果の推定法を試み、実測値と比較したところ、図 5.16から分かるように SF_2 , SF_3 はほぼ同一の値で、実測値 SF_e に最も近い推定値となっていた。しかし、 SF_e に対して大きく推定され 1.6 ~ 1.7 倍となっている。また、 SF_1 は SF_e の 2 ~ 2.2 倍となり、 SF_4 は SF_e の 2.8 倍で最も推定精度の低い方法であることが分かる。 SF_e が最も低い値となった原因の一つとして、立方体磁気シールドの透磁率がリング状の試験片に比べて劣化していた可能性が考えられる。これはリング状試験片が熱処理前後に加工がないのに対し、立方体磁気シールドには熱処理前に曲げや溶接加工があり、また熱処理後には上下の部分をネジ止めにて組み立てる工程があ

るため、これらが透磁率の劣化につながった可能性がある。

SF_2 と SF_3 がほぼ同じ結果になったのは図 5.15 に示すように H_i と H_e が比例関係にあるため H_i は H_e から求めることができると言える。つまり H_i/H_e が示す減衰比が一度求められた H_e の範囲においては、同形状の磁気シールドの場合、必ずしも H_i の算出に磁界解析を用いる必要がなく、磁気シールド効果の推定において省力化が可能であることを示している。ただし、前節で行った円筒形状の検証[5.9]では、この減衰比が大きく違っており、形状が変わるごとにこの減衰比を確認する必要がある。また、同形状であっても透磁率の異なる材料を用いた場合も減衰比が変わることに注意しなければならない。図 5.15 で示した傾きを表す係数 0.00544 は、最小二乗法を用いて求めた値であり、自己減衰の比率を示している。つまり、これは磁気シールドに印加された外部磁界は材料内部の反磁界などの影響を受けて 0.00544 倍 ($1/184$) に減衰するというを示している。また、このとき H_e の範囲 $0.86 \sim 0.005$ A/m に対して H_i は式 5.8 から $0.000028 \sim 0.00468$ A/m と算出され、 μ_a-H_e 曲線の線形領域にあたることから、微小磁界振動に対する透磁率が重要であることが分かる。これに対して μ_4 は磁界強度を 0.4 A/m としており、材料内部の H_i と比較して大きすぎるため、本実験で想定した H_e の範囲においては磁気シールド効果推定には不向きであると言える。

5.3.5. まとめ

極低周波微小磁界振動に対する透磁率データから、立方体の磁気シールド効果を推定する方法として試験片の磁気特性データから磁界解析と簡易式を用い、4通りの推定を行った。単純な形状ではあるが、本研究の提案する極低周波微小磁界振動における透磁率は、磁気シールド効果を推定する指標となりうることを実験によって示すことができた。しかし、リング状試験片に対して磁気シールド製品は加工工程が多いことなど、今後どのように考慮すべきかは大きな課題である。また、最終目標としている実際の MSR に応用するためには多くの形状で検証が必要であり、特に形状に特有な H_i/H_e を検証することも今後の課題の一つである。こうした形状の違いが及ぼす影響は、反磁界係数との関連で更なる議論が必要である。

第5章 参考文献

- [5. 1] D. Cohen: Large-volume conventional magnetic shields, *Rev. Phys. Appl.* 5, 53 (1970), doi: 10.1051/rphysap:019700050105300
- [5. 2] V. Kelha, J. Pukki, R. Peltonen, A. Penttinen, R. Ilmoniemi, J. Heino: Design, construction, and performance of a large-volume magnetic shield, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 18, no. 1 (1982), doi: 10.1109/TMAG.1982.1061780
- [5. 3] 石川 登・原川 健一・賀戸 久：生体磁場計測用磁気シールドルーム，*低温工学*，vol. 28, No. 5, pp. 237-243 (1993), doi: 10.2221/jcsj.28.237
- [5. 4] 太田恵造: 磁気工学の基礎，共立出版，pp. 312 (2017)
- [5. 5] A. P. Wills: On the magnetic shielding effect of Tri lamellar spherical and cylindrical shells, *Physical Review* 9, pp. 193-213 (1899), doi: 10.1103/PhysRevSeriesI.9.193
- [5. 6] 小笠原 武, Ludwig Boesten: 磁気遮蔽，*低温工学*，vol. 8, no. 4pp. 135-147 (1973)
- [5. 7] 石川 登・原川 健一・賀戸 久：生体磁場計測用磁気シールドルーム，*低温工学*，vol. 28, No. 5, pp. 237-243 (1993)
- [5. 8] K. Yamazaki, K. Kato, K. Muramatsu, A. Haga, K. Kobayashi, K. Kamata, K. Fujiwara, T. Yamaguchi: Incremental permeability of mu-metal in low magnetic fields for the design of multilayer-type magnetically shielded rooms, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 4087 - 4089 (2005)
- [5. 9] 島田寛, 山田興治: 磁性材料，講談社，pp. 10 (1999)
- [5. 10] 理工学講座 電磁気学，東京電機大学出版局，pp. 153 (2011)
- [5. 11] W. G. Wadey, "Magnetic Shielding with Multiple Cylindrical Shells, "Review of Scientific Instruments" 27, pp 910-916, (1956), doi: 10.1063/1.1715413
- [5. 12] Takeshi Ogasawara, Ludwig Boesten: 磁気遮蔽”*低温工学*，Vol. 8, No. 4 (1973) doi: 10.1541/ieejfms1990.121.12_1062
- [5. 13] J. F. Hoburg, "Principles of quasistatic magnetic shielding with cylindrical and spherical shields," in *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 37, no. 4, pp 574-579 (1995), doi: 10.1109/15.477342
- [5. 14] 笹田一郎，円筒形磁気シールドの形状と特性，*T.IEE Japan*, vol. 121, no. 12 (2001)

第6章 結論と今後の展望

6.1. 結論

高性能な磁気シールドを必要とする研究や医療、工業などの先端機器・装置といった分野は、近年ますます高度化し、その多様性も増している。それと同時に周囲を満たす磁界環境も多様に変化している中、磁気シールドに対する要求仕様はますます高度になってきている。その要求にこたえる一つの手段として、磁気シールド性能の正確な推定技術を開発することが本研究の目的であった。性能設計段階で、使用する材料の磁気特性を評価し、その結果をもとに事前に磁気シールド性能を推定するためには、要求仕様を明らかにし、評価手法を具体的に示し、磁界強度や磁界の変動速度といった設定値を決定する必要があった。

そのため、本研究では磁気シールド対象を脳磁計と限定し、2章でまず脳磁計の要求仕様と環境磁気ノイズの傾向をもとに、磁気シールドが対応すべき磁界強度を $1 \sim 0.001 \text{ A/m}$ 、周波数を極低周波と定めた。具体的には $1 \sim 3 \text{ Hz}$ であれば計測精度を保ちつつ妥当な透磁率が求められると結論づけ計測条件を明確にした。

3章では反磁界の議論から、外部磁界のごく一部しか磁気シールド材料の磁化に寄与しないことを示し、ゆえに初透磁率に近い微小磁界の透磁率が磁気シールドとして機能するという結論に導いた。特に MEG の場合、 $\mu_a - \Delta H$ が線形を呈する領域で透磁率の優劣を判断すべきであるとした。

また、磁気シールド材料の具体的な評価方法として振幅透磁率の計測システムを4章で示し、 $\mu_a - \Delta H$ 曲線が線形を呈する領域まで計測が可能であること、その領域のデータを利用して Rayleigh の法則から更に微小な磁界領域の振幅透磁率が導出できること、および初透磁率が求められることを示した。つまり、計測条件の設定と合わせて、従来問題となっていた μ_4 に代わる新たな磁気シールド材料の評価方法を提案した。ただし、ここで μ_4 が問題であるとしたのは、 μ_4 自体は軟磁性材料の一般的な評価としては十分に意義があり有用であるが、磁気シールドの指標として設定されたものではないため、検証なしに流用されることに問題があったということである。そこで新たな指標が必要となり、本研究で提案することに意義があった。

また4章では、本研究で提案した方法で得た振幅透磁率を指標として用いることで、熱処理により磁気シールド材料の特性を改質できることも示した。本研究では評価指標を明確にする点に主眼を置いたため、多くの熱処理条件を試みてはいないが、磁気シールドの高度化方法として材料の改質という手段が有効であることを示した。

5章では、磁界解析と磁気シールド効果の推定式を用い、そこに入力する透磁率を

従来用いられてきた指標である μ_4 , μ_i , および微小磁界領域の μ_a として結果を実測値と比較し, μ_i , および微小磁界領域の μ_a を用いた推定結果が実測値に近いことを確認した. また, 外部磁界が材料内部の反磁界によって自己減磁するため, 微小な磁界強度における透磁率が磁気シールド効果を作ることを磁界解析と実験から示した.

更に外部磁界と内部磁界の比 H_i/H_{ex} が板形状では約 1/112, 円筒では約 1/450~1/1000, 立方体では約 1/180 程度となっており, 反磁界の働きは磁気シールドの形状によって大きく異なることも確認した.

以上のように, 本研究で目指した磁気シールド効果の推定法について, 図 1.2 で示した, ①磁界強度と周波数を規定, ②反磁界と内部磁界の推定, ③微小磁界の透磁率の計測方法, ④従来の推定結果との違いを検証するといった4つの項目を完了した. その結果, 磁気シールド効果の推定には従来通り磁界解析あるいは簡易式を用いるとき, 透磁率の設定方法として, 対象装置の仕様および外部磁界(都市環境ノイズなど)を考慮して周波を設定する必要がある, また微小磁界振動に対する振幅透磁率, つまり $\mu_a-\Delta H$ 曲線が線形を呈する領域までを計測するという新たな手法を提案し, その適用性を検証することができた.

本研究の提案は, 磁気シールド材料の評価基準が一つの透磁率で表されるものでなく, 対象に合わせてカスタマイズする必要があるという考えに基づいており, 本論文では1例を示しただけに過ぎない. ここで議論された磁気シールド効果推定法の骨子は個々の装置仕様や環境磁界ノイズに合わせ応用することが基本で, 対象は脳磁計に留まらず, 広く応用が期待されるものである.

6.2. 今後の課題と展望

本論文では, 4章にて透磁率が熱処理によって制御可能な特性であることを実験によって示した. これは MEG 用 MSR にとって重要な, 微小磁界振動に対する振幅透磁率 μ_a を指標にすれば, これを熱処理技術で高めることで磁気シールド性能の高度化を図れるということである. したがって, 熱処理による透磁率の改質に関しても今後の研究課題として捉え, 本研究を補強する内容として実験検証を行っていくつもりである.

また, 磁気シールド性能にとっては, 透磁率と並んで反磁界の働きが重要な因子であることを示した. 形状によって反磁界の影響がどのように変化するかを定量的に示すことができれば, 磁気シールド性能の設計段階で最適化の指標ができ, 実際のものづくりに寄与できることとなる. そのため形状に対する反磁界の実用的評価手法の開発も今後の重要なテーマである. その際, 磁界解析を用いて検証することを前提としており, 磁気シールドの高度化に関しては補助的であるが, 磁界解析の精度向上も今

後の課題である．

本研究の目的は磁気シールドの性能にとって重要な要素を明らかにすることであり，これを極低周波微小磁界変動に対する透磁率，およびシールド形状で決まる反磁界の影響とで議論をした．この研究の延長線上には最終的に実物の磁気シールドルーム MSR の性能向上および，その検証がある．本論文執筆段階では実物大の MSR を用意し一部検証を始めており，脳磁計が動作可能な環境が得られるところまで確認済みである．この時点で，模型と実際の MSR とではパーツの分割数が大きく異なるなどの構造上の違いについて検証が必要であることも分かっており，また 5 章で浮き彫りとなったように，リング状試験片と磁気シールドの加工工程の違いが及ぼす透磁率の差もモノづくり上，避けられない問題であり今後の重要な課題である．

本研究を通して抽出された課題は，今後，補完研究として取り組み，MSR の磁気シールド効果推定につなげていくとともに，磁気シールドの高度化に貢献すべく，より一層研究に邁進していく．

本研究に関する研究業績

A. 学術論文

- [1] 榊原満, 武藤暁, 奥田学, 足立善昭, 上原弦: 極低周波微小磁界振動に対する増分比透磁率 μ_{Δ} を用いた磁気シールド材料評価, 電気学会論文誌 A, vol. 140, no. 6 (2020), doi:10.1541/ieejfms.140.331
(査読あり)
- [2] M. Sakakibara, G. Uehara, Y. Adachi, T. Meguro: Evaluation of Heat Treatment of Mu-Metal Based on Permeability under Very-Low-Frequency Micromagnetic Fields, IEEE Trans. Magn. Vol. 57, no. 2 (2020), doi: 10.1109/TMAG.2020.3015319
(査読あり)
- [3] M. Sakakibara, G. Uehara, Y. Adachi, T. Shinnoh: Prediction of magnetic shield plate performance using permeability in alternating micromagnetic fields, AIP Advances (2021) doi: 10.1063/9.0000236
(査読あり)
- [4] M. Sakakibara, G. Uehara, Y. Adachi: Prediction of cylindrical magnetic shielding performance by considering the magnetic field strength inside the material, IEEE Trans. Magn. (2021), doi: 10.1109/TMAG.2021.3085305
(査読あり)
- [5] 榊原満, 上原弦, 足立善昭: 磁気シールド材料の内部磁界を考慮したボックスシールドの性能推定法とその精度検証, 電気学会論文誌 A, バイオ・医療における磁界・磁性材料の応用研究と産学官連携 特集 (2021 年 9 月 投稿済み, 査読中)

B. 学術講演

- [1] M. Sakakibara: Measurement of magnetic shielding performance and permeability of soft magnetic alloy for SRF, TTC/ARIES topical workshop on flux trapping and magnetic shielding, CERN, Switzerland (November, 2018)
(発表者：榊原満)

- [2] 榊原満, 武藤暁, 奥田学: 極低周波微小磁界変動に対する磁気シールド材料の評価法, 電気学会全国大会, 北海道科学大学 (2019 年 3 月)
(発表者：榊原満)

- [3] 榊原 満: 磁気シェイキング技術を応用した Co 基アモルファスを構成材料とする磁気シールドルームの開発, 日本建築学会, 建築電磁環境に関する研究発表会, 東京 (2019 年 3 月)
(発表者：榊原満)

- [4] 榊原満, 上原弦, 足立善昭, 武藤暁, 奥田学: 極低周波微小磁界変動に対する増分透磁率の計測と自動計測システム, 電気学会 マグネティックス／リニアドライブ合同研究会, 信州大学 (2019 年 6 月)
(発表者：榊原満)

- [5] M. Sakakibara, G. Uehara, Y. Adachi: Predicting of Magnetic Shield Plate Performance Using Permeability in Alternating Micromagnetic Fields, MMM2020, Virtual Conference (November, 2020)
(発表者：榊原満)

- [6] 榊原満, 上原弦, 足立善昭: 磁気シールド材料の内部磁界を考慮したボックスシールドの性能予測検証, 電気学会 マグネティックス／医用工学合同研究会, オンライン開催 (2021 年 3 月)
(発表者：榊原満)

- [7] M. Sakakibara, G. Uehara, Y. Adachi: Prediction of cylindrical magnetic shielding performance by considering the magnetic field strength inside the material, Intermag2021, Virtual Conference (April 2021)
(発表者：榊原満)

謝 辞

2019 年 4 月から金沢工業大学大学院で本研究を実施するにあたり、大学院工学研究科高信頼ものづくり専攻教授、および先端電子技術応用研究所所長、上原弦教授には、ご多忙な中、多くの貴重なご指導とご鞭撻を賜りました。コロナ禍にあって対面による指導が困難となり、研究の進捗が捉えづらい時期をオンライン等での格別なご配慮にて対面指導以上に多くのことをご教授いただきましたこと、謹んで感謝の意を表するとともに、厚く御礼申し上げます。また、同大学 高信頼ものづくり専攻教授足立善昭教授には、本大学院入学前よりご指導をいただき、本研究期間におきましても誠に多くのご指導ご鞭撻を賜りましたこと、深く感謝いたします。

笹田一郎 九州大学名誉教授、金沢工業大学 高信頼ものづくり専攻 中田政之教授、金沢工業大学 電気電子工学専攻 平間淳司教授には、研究発表会を通じて本論文に関する貴重なご意見、およびご助言を賜りましたこと、ここに厚く御礼申し上げます。特に、本研究の前身となる研究に置きまして、笹田一郎九州大学名誉教授に透磁率の計測技術についてご指導いただく機会がなければ、研究そのものがここまで進むことはありませんでした。ここで、改めまして深く感謝申し上げます。

株式会社オータマ社長、奥村哲也氏には、大学院での学位取得の機会を与えていただくとともに、業務上において多くの便宜を図っていただいたことに関し、深く感謝いたします。また、同社研究開発部、新納敏文博士には学位取得において、その意義を説き、常に温かい励ましで後押ししていただきました。同時に、研究者としての姿勢を日々の仕事を通して示していただきましたこと、心より御礼申し上げます。さらに同社 ECM 部、武藤暁氏、奥田学氏には長年にわたり計測や実験を行いながら苦楽を共にし、磁気シールド性能向上に取り組む中で、多くの気づきや学びを与えていただきました。本研究にて結実した成果の多くは共に分かち合うべきものであり、心より感謝いたします。また、同社顧問の目黒卓氏には軟磁性材料全般に関する広範なご助言をいただきました。ここに心より感謝の意を表します。

本研究にたどり着くにあたっては、磁気計測および磁気シールドの分野に私を招き入れていただき、またその基礎を授けていただいた齊藤健氏の存在は欠くことができません。ここで改めて厚く御礼申し上げます。

最後に学位取得を共に喜び感動し、これまで支えとなってくれた妻と子供たちに、心より感謝いたします。

2022 年 2 月