

修士学位論文

J-PARC 主リングの加速能力増強のための新しい
加速空洞冷却システムの基礎研究

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

076059

末廣 徹

平成 21 年 1 月

概要

世界最高クラスの大強度陽子ビームを生成する加速器と、その大強度陽子ビームを利用する実験施設で構成される最先端科学の研究施設である大強度陽子加速器施設 J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex)は、現在第一期として建設中である。この施設では、世界最高クラスの加速器を用いて物質・生命科学、原子核素粒子物理、核変換に関する研究などを行うことが考えられている。1次粒子として陽子を利用でき、2次粒子として中性子ほかの種々の粒子を使えるため、原子力科学に係る断面積測定、遮蔽実験などのビーム利用実験も可能となる。また、核変換実験施設は、原子力エネルギーに直接関係するものである。この J-PARC では更なるビームの大強度化が計画されている(第二期)。第二期ではメインリングのビームエネルギーを第一期の 30GeV から 50GeV に増強するため、加速空洞が大パワーに耐えうる構造である必要がある。しかし、現行のメインリングの加速空洞では第二期計画における大パワーに耐えることが出来ないと考えられている。その理由の一つとして、長期使用での加速空洞コアの劣化がある。メインリングのコアには株式会社日立金属が開発した金属磁性体である FINEMET をカットしたコアが用いられている。現行の水冷システムでは、長時間の運転により錆が生じ、劣化することが考えられる。表面にはエポキシによるコーティングが行われ、直接水が触れないようになっているが、カット面にはコーティングが行うことが出来ない。このコアは約 $18\mu\text{m}$ のリボンがコイル状に巻いてある構造をしている。このリボンの1枚1枚はシリカの層で絶縁されており、渦電流が生じないようにしている。したがってコアをカットする際、カット面でショートしてしまわないように、非常に細かい研磨である、ダイヤモンド研磨を行う。その結果この面は非常に滑らかになり、コーティングを行うことが出来なくなってしまう。そのため水冷ではカット面に錆が生じてしまう。コーティングの防水確実性も不透明である。また、現行の水冷システムでは層流で流速を出しているため、冷却効率は第二期計画に対して余裕はない。そこで冷媒を水から油(ノルマルパラフィン)に変更し流速を上げ、乱流にすることにより冷却効率の向上を実現する FINEMET 加速コア冷却システムを開発することとなった。まずは新素材である FINEMET の熱特性の測定として熱伝導率の測定を行い、電磁場解析ソフト HFSS によるコア内の磁場分布のシミュレーションと、これらを使用して ANSYS でコア内の熱分布をシミュレーションした。現行の水冷モデルと油冷モデルのシミュレーション結果を比較することにより油冷システムを設計する上で留意する点などを調べた。その結果熱伝導率の測定によって正確な異方性熱伝導率を求めることができ、HFSS によって FINEMET ではコアの磁場分布がアンペールの法則で見られる $1/r$ 則が破られていることが分かり、ANSYS によって油を使用した冷却システムでは乱流を引き起こす 0.6m/s プラス十分なマージンを持った流速が必要であることが分かった。この値は現行の水冷コアの 6 倍の流速になり、流路の設計をする上で非常に重要な情報であり、熱伝導率の測定値と共に冷却用流路の設計に対して大きな貢献となった。

目次

- 1 章 序論
- 2 章 J-PARC 計画の概要
 - 2-1 J-PARC の物理
 - 2-1-1 ニュートリノ振動実験
 - 2-1-2 K 中間子稀崩壊の物理
 - 2-1-3 大強度ミューオンビームによる物理
 - 2-1-4 ストレンジネス核物理
 - 2-1-5 ハドロン核物理
 - 2-1-6 反陽子科学
 - 2-2 J-PARC の加速器科学
 - 2-2-1 加速器全体の構成
 - 2-2-2 リニアック
 - 2-2-3 RCS(Rapid-Cycling Synchrotron)
 - 2-2-4 MR(Main Ring)
- 3 章 J-PARC、MR 及び RCS 空洞について
 - 3-1 加速空洞について
 - 3-1-1 RF 加速システム
 - 3-1-2 金属磁性体
 - 3-1-3 カットコア
 - 3-1-4 冷却システム
 - 3-1-5 MR 空洞
 - 3-1-6 RCS 空洞
 - 3-2 RF 電力増幅器
 - 3-3 等価回路と共振周波数
- 4 章 FINEMET について
 - 4-1 FINEMET の特徴
 - 4-2 FINEMET の製造方法
 - 4-3 FINEMET の採択
 - 4-4 FINEMET コアの冷却
- 5 章 HFSS を用いた油冷システムの設計
 - 5-1 電磁場解析ソフト HFSS とは
 - 5-2 擬似円筒座標の定義について
 - 5-3 異方性比誘電率について
 - 5-3-1 径方向
 - 5-3-2 周方向

- 5-4 異方性比透磁率について
 - 5-4-1 径方向
 - 5-4-2 周方向
- 5-5 水冷フェライトコアの磁場分布
- 5-6 水冷 FINEMET コアの磁場分布
 - 5-6-1 異方性誘電率・異方性透磁率・PEC 層コア
 - 5-6-2 異方性誘電率・異方性透磁率・PEC 層なしのコア
 - 5-6-3 ミクロなモデル (異方性誘電率・等方性透磁率・PEC層50枚モデル)
 - 5-6-4 油冷モデル
- 5-7 それぞれのモデルの周波数比較
- 5-8 Q値について
- 5-9 コア内の磁束密度の計算
- 5-10 Low Power試験でのコアの熱分布測定
- 6章 FINEMET の熱伝導率の測定
 - 6-1 熱伝導率を測定する意味
 - 6-2 熱伝導率とは
 - 6-3 レーザーフラッシュ法
 - 6-4 比熱の測定
 - 6-4-1 水を使用した結果
 - 6-4-2 物性評価システム PPMS を使用した測定(東大低温センター)
 - 6-5 ハーフタイム法
 - 6-6 熱伝導率の測定結果
 - 6-7 占積率と異方性熱伝導率
- 7章 ANSYS を用いた熱分布の計算
 - 7-1 ANSYS とは
 - 7-2 ANSYS で熱分布を求めるための準備
 - 7-3 コアの熱分布
 - 7-3-1 水冷モデル
 - 7-3-3 油冷モデル
- 8章 まとめと課題
 - 8-1 電磁場シミュレーションについて
 - 8-2 FINEMET 熱伝導率の測定
 - 8-3 熱分布及び冷却方法について
 - 8-3-1 発熱分布
 - 8-3-2 冷却システムについて
 - 8-3-3 流路の検討

第1章 序論

J-PARC (Proton Accelerator Research Complex) は日本原子力研究開発機構 (JAEA) と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が共同で建設、運営を行っている大強度陽子加速器施設であり、世界最高クラスの大強度陽子ビームを生成する加速器と、その大強度陽子ビームを利用する実験施設で構成される最先端科学の研究施設である。この大強度陽子加速器施設は400MeVのリニアック、3GeVの速い繰り返しのシンクロトロン (Rapid-Cycling Synchrotron, RCS)、50GeV主リング (Main Ring, MR) シンクロトロンからなるが、そのうちのRCS及びMRにおいて、従来の加速空洞コアにはフェライトが多く使用されてきたが、本施設では日立金属社が開発したFINEMETという金属磁性体を利用したコアが用いられている。金属磁性体のコアを採用した一番の理由は、飽和磁束密度が高い為、大強度陽子ビームを加速するシンクロトロンでは不可欠な高加速勾配が得られるからである。またQ値の制御ができ、求められるバンド幅に応じた広帯域化が可能、キュリー温度が高い(570°C)等の利点もある。このFINEMETコアを積んだ加速空洞を運転すると12kw/coreの熱量が発生することが分かっており、現在、加速空洞内の冷却系として純水の循環設備が配置されている。しかしながら本研究で採用したFINEMETは純鉄をベースとする素材であり、水中で腐食することが報告されている。このため純水に代わる冷却媒体の選定が必要である。そこで油冷方式の可能性を中心に代替冷却媒体の選定を行うこととなった。その第一歩として油冷方式の場合、発火点の問題があるため、コアの熱分布を水冷に比べて精度良く測定する必要がある。比較的新しい素材であるFINEMETは過去に異方性を考慮した熱伝導率の測定が行われておらず、本研究ではFINEMETの熱伝導率の測定から始まり、ANSYSを用いた熱分布のシミュレーション、電磁場解析ソフトHFSSを用いたカットコアの水冷方式・油冷方式の共振周波数の比較等を行うこととなった。

第2章 J-PARC 計画の概要

2-1 J-PARC の物理

大強度陽子加速器施設 J-PARC は複合加速器施設であり、物質・生命科学, 原子核素粒子物理, 核変換に関する研究などを行うことが考えられている。1次粒子として陽子を利用でき、2次粒子として中性子ほかの種々の粒子を使えるため、原子力科学に関する断面積測定, 遮蔽実験などのビーム利用実験も可能となる。また、核変換実験施設は、原子力エネルギーに直接関係するものである。この章では多くの研究課題のうち、基礎物理に関するものを紹介する[1]。

2-1-1 ニュートリノ振動実験

日本がリードして切り開いてきたニュートリノ振動の観測は、標準理論で説明できない現象を初めて確立した。さらに、クォークとは全く異なる大きな世代間混合を示すデータは、未知の物理的機構の存在を示唆している。現在 ν_μ から ν_e への振動は測定されておらず、ニュートリノの世代間混合の全体像が明らかでないため、今後もニュートリノ物理の発展を図ることが重要な課題である。提案されている計画では、K2Kの100倍以上の強度のニュートリノビームをスーパーカミオカンデに打ち込むことができる。これによって振動パラメーターを精密に測定するのみならず、将来、レプトンセクターでのCPの破れの発見に繋がる可能性がある。

2-1-2 K 中間子稀崩壊の物理

CERN、FNALでの $\varepsilon' / \varepsilon$ の実験、およびKEK、SLACでの高輝度のBファクトリーによって小林・益川機構によるCPの破れが確立し、次のステップとして、標準理論を超える物理を起源とするCPの破れの探索が望まれる。その探索の有効な手段として、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比の精密測定実験、および $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ のTの破れの実験がある。

2-1-3 大強度ミューオンビームによる物理

素粒子の階層性の問題を解決する上で有力な超対称理論は、レプトンフレーバーを破る $\mu - e$ 転換などの、標準理論では説明できない新現象を预言している。大強度陽子ビームを用いて質の高いミューオンを大量に生成することにより、理論的に予想される $\mu - e$ 転換の分岐比を射程内に収めることができる。また、提案されているPRISMなどの技術は従来よりも1万倍高い強度のミューオンビームを作ろうとする野心的なものである。この技術は、本実験に限られるものではなく、大規模ミューオン源としての応用や、ニュートリノファクトリー、高エネルギーフロンティア実験に発展しうる将来性がある。

2-1-4 ストレンジネス核物理

この分野は、日本がリードして革新的な実験方法を開拓することによって、ストレンジネスを含む核力の理解に大きく貢献してきており、世界的な注目度も高い。高輝度の2次ビームを用いて、ハイパー核の構造やハイペロン・核子散乱などを、より系統的に研究することが可能になり、核力の本質的理解に大きく寄与する。このような研究は、ストレンジネスを含む核物質の性質を明らかにするばかりでなく、中性子星のような高密度核物質の理論を構築する上でも重要な役割を果たす。

2-1-5 ハドロン核物理

ハドロン核物理分野で提案されている実験では、高輝度を生かした固有の物理が展開できる。特に高輝度1次、2次ビームを用いたレプトン対の観測によって、核子・原子核の構造関数や、原子核におけるカイラル対称性の部分的回復などの、非摂動的QCD現象を引き出すことが、主要な研究目標となる。

2-1-6 反陽子科学

反陽子を用いた物理は、CERNを拠点に日本人研究者が先導的に推進しており、最近、反水素の大量生成に成功した。この成果により反陽子研究は新たな段階に入ったと言える。反陽子ビームの大強度化により、CPTの精密検証や不安定核の中性子分布の測定、また、反陽子の医学応用など、基礎から応用に至る幅広い研究をさらに発展させることが可能となる。

2-2 J-PARCの加速器科学

2-2-1 加速器全体の構成

高エネルギー加速器研究機構（KEK）と日本原子力研究所（原研）は“J-PARC”（Japan Proton Accelerator Research Complex）と呼称される大強度陽子加速器施設を東海（図2-1）に共同で建設している[2]。



図2-1：KEK東海キャンパス・原子力科学研究所
(J-PARCのHP)

計画第一期の加速器建設は、2001年（平成13年）から開始された。J-PARC加速器複合体は、400MeVのリニアック、3GeVの速い繰り返しのシンクロトロン（Rapid-Cycling Synchrotron, RCS）、50GeV主リング（Main Ring, MR）シンクロトロンからなる（図2-2）。



図2-2：施設の配置
(J-PARCのHP)

リニアックにおいては、ピーク電流50mAでパルス幅500 μ secの負水素イオンビームを400MeVまで加速し、繰り返し25HzでRCSに入射する。平均電流は625 μ Aとなる。リングへの入射においては、すべてのビームをRCSでの加速位相と一致させる必要がある。従来一般的である断熱捕獲法では入射時のビーム損失が避けられないため、あらかじめリニアックでビームの46%分だけ間引き(chopping)しておく方法が採られている。間引き後の平均電流は333 μ Aとなる。リニアック自身は、最大50Hzでの運転へ増強可能にしてある。したがって、リニアック自身の潜在能力としては、1.25mAの平均電流が可能である。増強後の計画第二期では、さらに超伝導リニアックで400MeVから600MeVまでビームを加速する。RCSでは平均333 μ Aのビームが3GeVまで加速され、ビーム出力は1MWとなる。加速されたビームの大部分は、物質生命科学実験施設(Materials and Life Science Experimental Facility, MLF)に送られ、主として中性子生成に使用される。そこでは、中性子のみならずミュー粒子も生成され、物質生命科学実験が行われる。すなわち、中性子源の上流に置かれたミュー粒子生成標的をビームが串刺しに通過し、10%がミュー粒子の生成に使用される。RCSから取り出されたビームの一部は約0.3HzでMRに入射される。MRのビーム強度は、陽子数にして 3.3×10^{14} 個、平均ビーム電流にして15 μ Aとなる。MRで加速されたビームは、遅い取り出し法でハドロン実験施設(Hadron Experimental Facility)に供給される。そこではハイパー核実験やK粒子稀崩壊実験などが予定されている。

一方、MRからの速い取り出しビームは、ニュートリノ生成に使用され、そのニュートリノは300km離れたSUPER KAMIOKANDE検出器に送られて、長基線実験が行われる。この部分はニュートリノ実験施設(Neutrino Experimental Facility, NU)と呼ばれ、40GeVで運転される。さらに第一期ではHDビームラインの設備能力の都合で、遅い取り出しビームのエネルギーは30GeVとなる。HDおよびNUは総称して原子核素粒子実験施設(Nuclear and Particle Physics Facility, NP)と呼ばれる[3][4]。

2-2-2 リニアック

J-PARCのリニアックは、3MeVのRFQ(Radio-Frequency Quadrupole)リニアック、50MeVのドリフトチューブリニアック(Drift-Tube Linac, DTL)、400MeVの機能分離型ドリフトチューブリニアック(Separate-type DTL, SDTL)の三つのタイプの加速構造を組み合わせ、イオン源で発生した50keVの負水素イオンビームを181MeVまで加速する。RFQは長さおよそ3mの空洞1台、DTLは長さおよそ9mの空洞3台からなる。また、SDTLは長さがおおよそ1.4mから2.6mの空洞30台からなっている。各空洞の運転周波数は324MHzであり、高周波電力は最大出力3MWのクライストロン19本によって供給される。このように複数のタイプの加速構造を組み合わせ、ビームを加速するのは、いうまでもなく、電子や陽電子の場合と異なり負水素イオンの速度がすぐに光速に近づかないためである、加速する粒子の β が異なると電力効率のよい加速構造が異なるため、J-PARCリニアックでは上記のような三つのタイプの加速構造を組み合わせた構成を採用している。このことはまた、負水素イオンの加速に

においては各加速空洞に供給する高周波電場の位相と振幅をとくに精密に調整する必要があることを意味している。一般にリニアックでは荷電粒子は高周波空洞の中の加速ギャップで電場を受けて加速される。加速ギャップには高周波の電場がかかっているため、粒子が次の加速ギャップに到達したときに再び加速される位相に乗るように、加速ギャップの間隔が調節されていなければならない。粒子の速度が光速に近づいてしまえばこの間隔は一様でよいが、上述の負水素イオンのように加速に応じて β が大きく変化していくときには、それに合わせてギャップ間隔も調節する必要がある。ギャップ間隔とビームの β の間に不整合があると、ビームのエネルギーに不要な振動が誘起され、ビームの質の劣化を招くこととなる。たとえば、J-PARCリニアックに3台あるDTLの第1空洞においては、長さがおおよそ9mの空洞の内部に76の加速ギャップがあり、そのギャップ間隔は最上流の7.4 cmから最下流の18.6 cmまで、一つずつ異なる値に調整されている。このギャップ間隔に整合した β の変化をビームに与える、すなわち加速をおこなうためには、設計値通りの加速電場を各ギャップに印可する必要があり、そのために精密な高周波電場の位相と振幅の調整が要求されるのである。

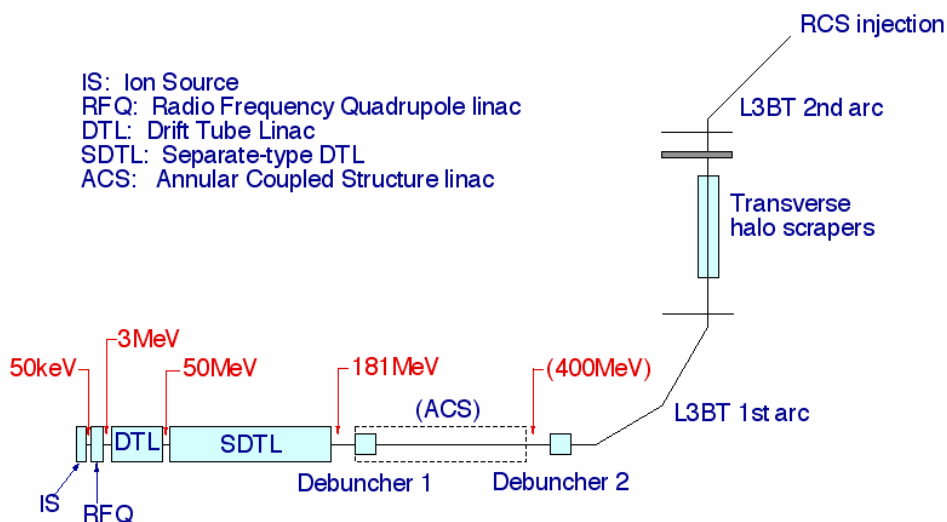


図 2-3 : リニアックのレイアウト

(<http://www.jahep.org/hepnews/2006/Vol25No4-2007.1.2.3ikegami.pdf>)

Parameter	Value	Unit	Comment
Ion species	H-		
Output energy	400	MeV	
Injection energy to ring (3 GeV RCS)	400	MeV	
Peak current at injection	50	mA	
Macropulse duration	500	μ sec	
Repetition	50	Hz	
Ring injection cycle	25	Hz	
Ring injection pulse length	455	nsec	
Ring injection kicker gap	358	nsec	
Ring filling fraction	56	%	
Beam duty factor after chopping	1.4	%	with 50 Hz
Average beam current after chopping	700	μ A	with 50 Hz
Transverse emittance at ring injection	< 4	π mm \cdot mrاد	
Momentum spread at ring injection	< ± 0.1	%	
Total length	248	m	
Beam floor distance	1.5 / 1.2	m	

表 2-1 : リニアックのパラメータ
(J-PARC の HP)

2-2-3 RCS(Rapid-Cycling Synchrotron)

RCSでは、10台の高周波加速空洞を使用し、合計で最大430kVという加速電圧を発生させる。加速電圧および加速周波数（1.2MHzから1.7MHz）は入射時から出射時まで一定のパターンで変化させる必要がある。このように加速電圧および加速周波数を変化させるためには、特殊な加速空洞が必要となる。通常、陽子のようなイオン加速器では、フェライトを使用した加速空洞が採用されることが多いが、RCSでは限られたスペースで大きな加速電圧を得る必要があるため、FINEMETという特殊なテープをコイル状に巻いた金属磁性体を使用することにしたのである。これで、フェライトに比較して飽和磁束密度が大きく、小さなスパー

スで大きな高周波電力を入力できるため、高電圧を発生させることが可能となる。従来のフェライト空洞に比較して、10倍近い高電場勾配を生成することができる。このMA空洞なくしては、高ビーム出力RCSは不可能であったと言っても過言ではない。ただし、単位体積当たりの消費電力が大きいため、容器に収め冷却水により直接冷却することが必要である。さらに、その極めて低い Q 値のために（場合によっては1以下も可能）周波数同調系の必要がなく、高周波制御系が著しく簡素化できる。しかしながら、この Q 値が極めて低いにも関わらず、分流抵抗 R が実用になるほど高いということは、 R/Q が極めて高いことを意味し、空洞での蓄積エネルギーが極めて低いこととなる。その上、 Q 値が低いのであるから、極めて広帯域のビーム負荷補償系が必要となる。



図 2-4 : RCS のレイアウト

(鬼柳 善明 大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で期待される原子力科学 日本原子力学会誌, Vol. 46, No. 3 (2004))

Parameter		value
Circumference		348.333 m
Average Radius		55.44 m
Injection Energy		0.181/0.4 GeV
Extraction Energy		3.0 GeV
Particle Per Pulse		8.3×10^{13}
Revolution Period		
	at Injection	1.629 μ s
	at Extraction	1.196 μ s
Repetition Rate		25 Hz
Ramping Pattern		Sinusoid
	Injection	$\sim 500 \mu$ s
	Acceleration	20ms
	Decreasing Field	20ms
Average Current		333 μ A
Circulating Current		
	at Injection	8.2 A
	at Extraction	11.1 A
Bunching Factor		
	at Injection	
	fundamental	0.3
	with 2 nd harmonics	0.4
	at Extraction	0.056
	for 3GeV users	0.2
	for 50GeV ring	0.3

表 2-2 : RCS のパラメーター
(J-PARC の HP)

2-2-4 MR(Main Ring)

RCSから取り出されたビームはパルス偏向電磁石によって、MRと物質・生命科学実験施設(MLF)へ振り分けられる。この磁石はMR行きのビームのときに励磁され、MLF行きのときは磁場がゼロになる。パルス電磁石の下流には、ビームの x/y 方向のハローを削るためのコリメータセクションがある。このセクションではベータトロン振動の位相の進みが120度のセルが6つ続く。このセクションでは、規格化された位相空間上でビームを正六角形に削るだけでなく、正六角形の角の部分も削り落とす設計となっている。コリメータの下流には、放射線遮蔽とRCS側とMR側の空気の流れを遮断するための隔壁がある。隔壁の下流でビームラインはMRのレベルに合わせるために約80mかけて4.3m下側に下げられる。RCSからMRへのビーム輸送系(3-50BTと呼んでいる)の全長はおよそ230mである。MRは周長1567.5mの3回対称性をもつおむすび型のリングで、一つの曲線部、直線部の長さはそれぞれ406.4m、116.1mである。40msecごとにRCSで加速された二つのビームバンチを4回繰り返して入射し、8つのバンチをMRに蓄積する。残りの一つのバケツは取り出しキッカーの立ち上がりのために空けてある。偏向電磁石は、89.381mの曲率を持つ全長5.85mの電磁石であり、最大磁場1.9Tが可能で、全部で96台ある。四極電磁石は11ファミリーから構成され、磁極長は0.86~1.86m、口径は130~150mmまであり、全台数は216台である。六極電磁石は三つのファミリーからなり、全台数は72台で、加速後のエネルギーでもクロマティシティをゼロにすることが可能である。MRでは6台のMA空洞で280kVの電圧を発生させ加速を行う。基本波の周波数範囲は1.67~1.72MHzであり、RCSと比較して変化量が少ないので、空洞の Q 値はビーム負荷を考慮して、10~20が選ばれている。この場合MAのカットコアのギャップ間隔はおおよそ10mm程度となり、RCSのものとは比べると冷却水の流路は確保し易い。

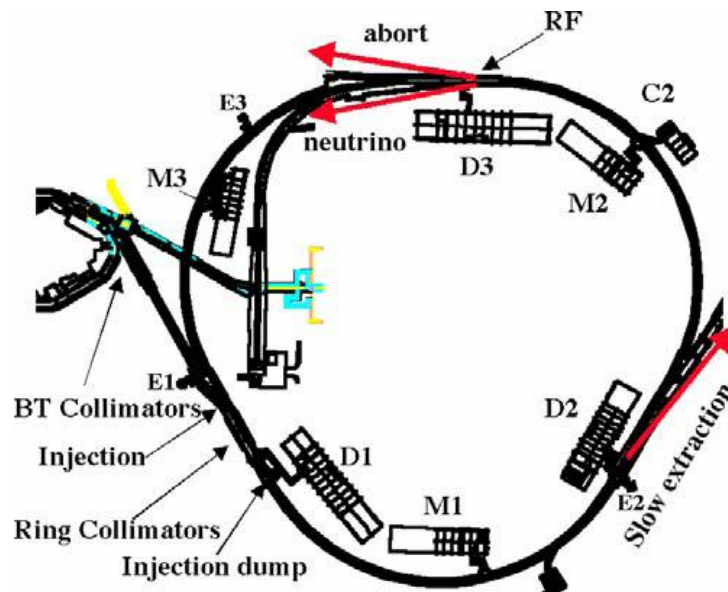


図 2-5 : MR の構成図

(J-PARC 加速器 高エネルギーニュース, vol24, No.1)

Parameters	Value
Circumference	1567.5 m
Average Radius	249.475 m
Injection Energy	3 GeV
Extraction Energy	50 GeV
Particle Per Pulse	3.3×10^{14}
Revolution Period	
at Injection	5.384 μ s
at Extraction	5.230 μ s
Repetition Rate	0.3 Hz
Ramping Pattern	Parabola+Linear+Parabola
Injection	0.17 s
Acceleration	1.96 s
parabola	0.13 s
linear	1.7 s
parabola	0.13 s

表 2-3 MRのパラメータ

第3章 J-PARC、MR 及び RCS 空洞

3-1 加速空洞について

今回の研究対象である磁性体コアを用いた加速空洞についての一般論についてここにまとめる。

まず、コアである磁性体内ではヒステリシスや渦電流によりロスがあるため、透磁率に複素成分を持たせ

$$\mu = \mu' - j\mu''.$$

とする。実成分はインダクタンスの増加となり、複素成分はコアロスとなる。インピーダンスは、 L_0 を真空コアのインダクタンスとすると

$$\begin{aligned} Z &= j\omega\mu L_0 \\ &= j\omega L_0 (\mu' - j\mu'') \\ &= j\omega\mu' L_0 + \mu''\omega L_0 \\ &= j\omega L + r \end{aligned}$$

となる。

ここで図 3-1 のような回路を考えると共振周波数 ω_0 は以下のインピーダンス

$$Z = \frac{v}{i_0} = \frac{1}{j\omega C + \frac{1}{j\omega L + r}}$$

が実数となる条件

$$\omega_0 CL \left(1 + \frac{r^2}{\omega_0^2 L^2} \right) = 1$$

から求まり、そのときのインピーダンス Z は、 Q 値と呼ばれる空洞内にあるマイクロ波のエネルギーに対するエネルギー損失の割合を表す量である

$$Q = \frac{\omega_0 \times \frac{1}{2} C v^2}{\frac{1}{2} R i^2} = \frac{\omega_0 L}{r}$$

※ R はシャント抵抗で、これは LC 共振回路の損失部分の抵抗を並列に接続した場合の抵抗値

を用いて

$$Z = \frac{\omega_0^2 L^2}{r} \left(1 + \frac{r^2}{\omega_0^2 L^2} \right)$$

$$Z = \frac{L}{Cr}$$

$$\begin{aligned}
 Z &= Q\omega L \\
 &= Q\omega\mu' L_0 \\
 Z &= (\mu' Qf) 2\pi L_0
 \end{aligned}$$

となる。
誘電率も同様に

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$$

として考える。

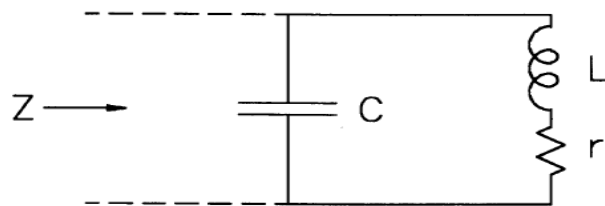


図 3-1 : 計算で用いた回路図

(参考文献[14]より)

ほとんどの RF システムは加速ギャップで共振するような同軸の空洞を使用している。同軸空洞の場合ビームは中空の同軸伝導体を通り、空洞の端にある加速ギャップで加速される。系は磁性体内の磁場を変えることによって要求される加速周波数となるように調整する。基本的な等価回路は以下の図 3-2 のようである。

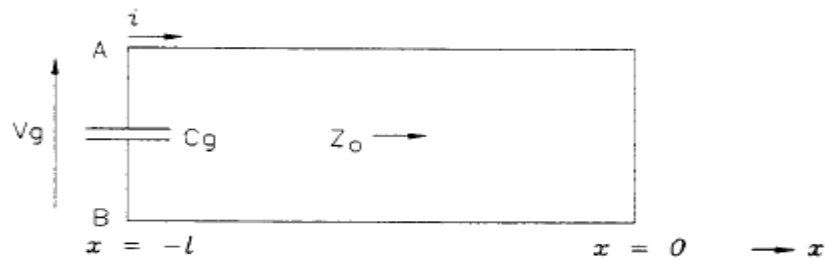


図 3-2 : 基本的な同軸空洞の等価回路

(参考文献[14]より)

AB 間でのインピーダンス Z は

$$Z = jZ_0 \tan(\omega l/v)$$

となり、

$$\omega l/v < \pi/2$$

のとき、 Z はインダクティブとなり

$$Z = j\omega L$$

$$L = \frac{Z_0}{\omega} \tan \frac{\omega l}{v},$$

$$\omega^2 = \frac{1}{LC_{\#}}$$

$$l = \frac{v}{\omega} \tan^{-1} \frac{1}{Z_0 \omega C_{\#}}$$

を満たす。

実際の空洞のモデルと等価回路を用いた共振周波数の計算後の 3-3 で行う。

ここで、一般に加速空洞の性質を評価するパラメータとして Q 値、シャントインピーダンス、 μQf があるのでまとめる。

・ Q 値

理想的な空洞共振器(完全導体で密閉されている)の場合、一旦空洞内にマイクロ波が入るといつまでも減衰することなく振動を続ける。しかし実際の空洞共振器の場合にはエネルギーの損失があるため、マイクロ波は時間とともに減衰する。そこで、空洞内にあるマイクロ波のエネルギーに対するエネルギー損失の割合を表す量として、Q 値

$$Q = \omega_0 \frac{W}{P}$$

が定義される。ここで ω_0 は共振周波数、W は内に蓄えられているマイクロ波のエネルギーの時間平均、P は単位時間当りのエネルギー損失である。値が大きいほどエネルギー損失の割合は少ない。

・ シャントインピーダンス

空洞の加速効率を表わす指標がシャントインピーダンス Z である。空洞の単位時間当りのエネルギー損失と加速電圧の絶対値の 2 乗

$$Z = \frac{V^2}{P}$$

で定義され、値が大きいほど加速効率が良い。

・ μQf 積

空洞の特性を示すために使用されるパラメータ。

$$\begin{aligned} Z &= Q \omega L \\ &= Q \omega \mu L_0 \\ &= (\mu Qf) 2\pi L_0 \end{aligned}$$

より、シャントインピーダンスに比例するので、値が大きいほど空洞の加速効率が良い。L および L_0 はそれぞれ、インダクタンスと真空でのインダクタンス。

3-1-1 RF 加速システム

シンクロトロン RF システムには RCS と MR のために、金属磁性体 (Magnetic Alloy) コア装荷型の空洞がある。RCS 空洞の帯域幅は、基本的共振(H=2)と 2 次共振(H=4)頻度をカバーする 0.96MHz から 1.67MHz。MR 空洞は 1.67MHz から 1.72MHz の基本モードの振動数だけをカバーする(H=9)。第 2 高調波空洞はアップグレードの際に MR にインストールされる。MA コアの選択はフェライトと MA を含む磁気コアの測定に基づいている。MR では共振周波数と帯域幅を最適化するためにカットコアが用いられている。RCS 空洞には 2 の Q 値が広い帯域幅のために使われ、MR 空洞では 26 の Q 値が一時的なビーム荷重を最小にするために選ばれた。Class-AB 操作で 2 つの四極管を使用するプッシュプル増幅器が各空洞を動かす。ビームのフィードフォワード技術でビームを補正する。600kW クラス真空管が、ビームパワーを調整するのに使われている。そのような大きいチューブを使用するのは、チューブの総数を最小にすることができて、チューブの寿命による休止時間を減少させるのを助ける[5]。

3-1-2 金属磁性体

近年、金属磁性体は RF 空洞に利用可能になった。フェライトと比べてこの材料には、高い透磁率によって高電界かが実現し、シンクロトロンの周長を短く出来るだけでなく、以下の特性がある。

- (1) 570°C の高いキュリー温度
- (2) 大きいコアの製作が可能。

図 3-3 で示されるように、MA コアは RF 磁場において μQf 積が安定していることを示している。図 3-4 で示されるように加速のための高勾配を実現することが出来る。今までのところ、RCS は多くの RF ステーションに必要な加速電圧を得るに必要としている。英国ラザフォードアップルトン研究所の ISISRCS の場合、6 つの加速ステーションが直線の 60% を占めている。しかし 3GeV RCS の場合では、長い直線部の 1/3 のみが高勾配システムによって占められている。そして、多くの直線部がビーム強度を増加させるのに使用できる。また、RCS では 12 台設置可能となっており、現在(2008 年 12 月)は 11 で通常運転、1 台予備となっている。

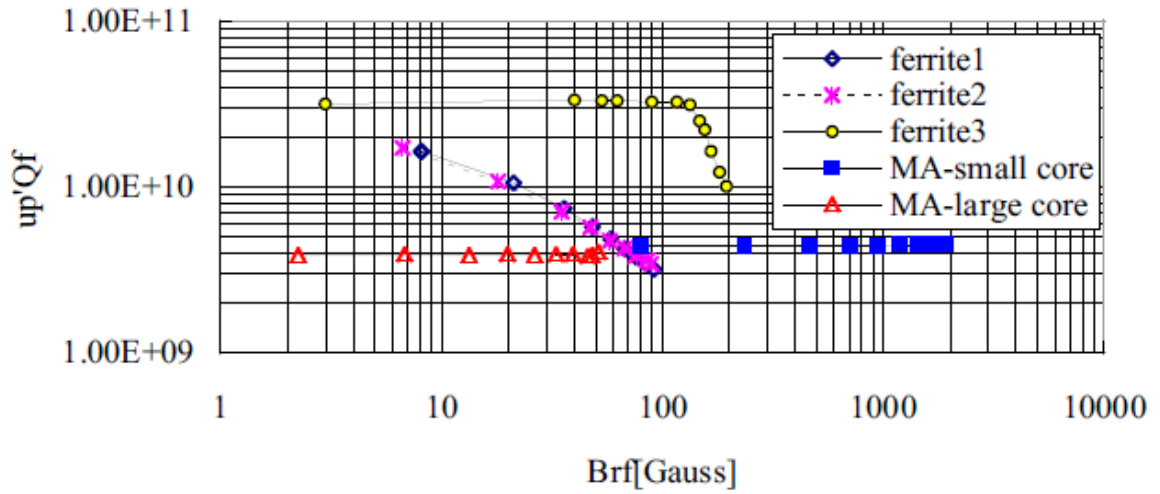


図 3-3 : フェライトと MA の特徴

(ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC:<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>)

Proton Synchrotron RF System

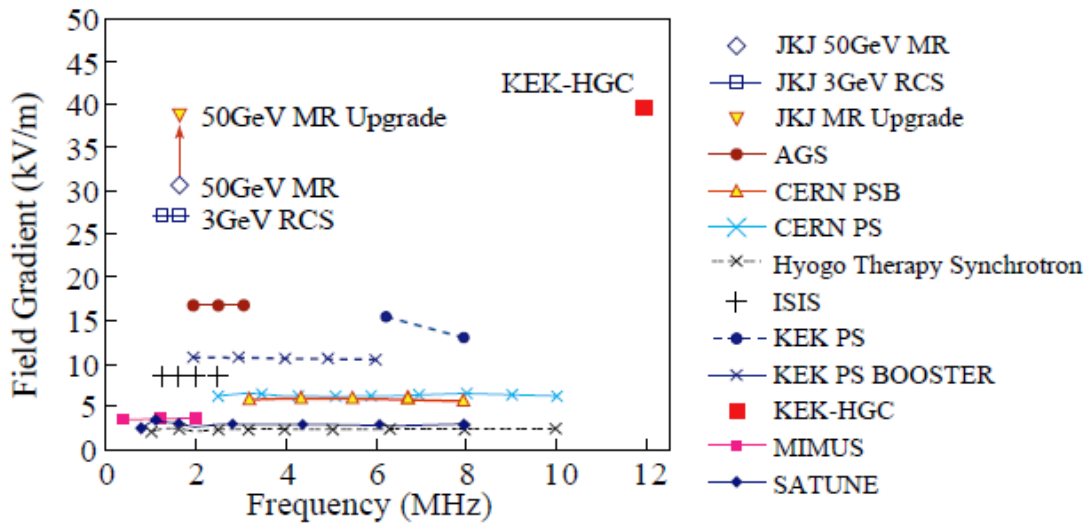


図 3-4 : 陽子シンクロトロンに対する RF 空洞の勾配

(ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC:<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>)

3-1-3 カットコア

カットコア構造によってコアの Q 値を変えることが出来る。カットコアでは約 20、アンカットコアでは約 0.6 の Q 値を持つ。カットが入ると実効的なインダクタンスが下がるが、同時に実質的なインダクタンス（磁束密度）が減り、 Q 値が上がるため、

$$Z = Q \omega L$$

より(3-1)、シャントインピーダンスはカットに対して下がらずに保たれる(図 3-5)。

カットはウォータージェットか、ダイヤモンドソーによって行われ、カット面は FINEMET の各層の絶縁が確認されるまでなめらかに研磨される。これは層間絶縁が破れると渦電流が発生してしまうからである。

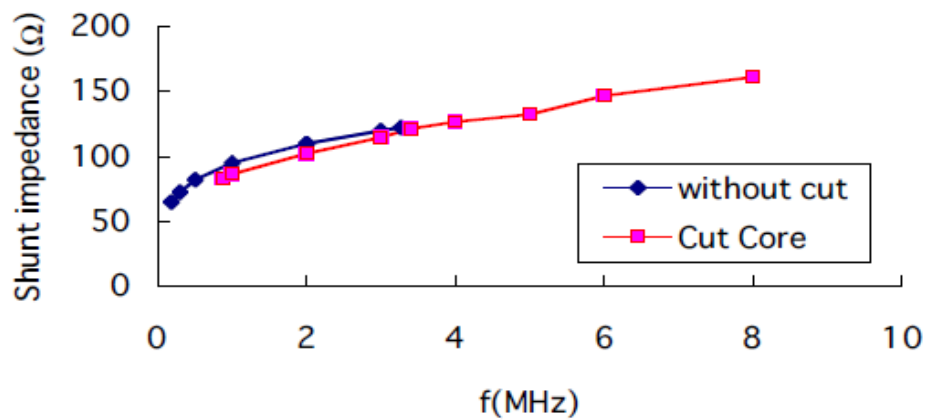


図 3-5： コアのシャントインピーダンスがカットに対して一定であることを示している

(ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC:<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>)

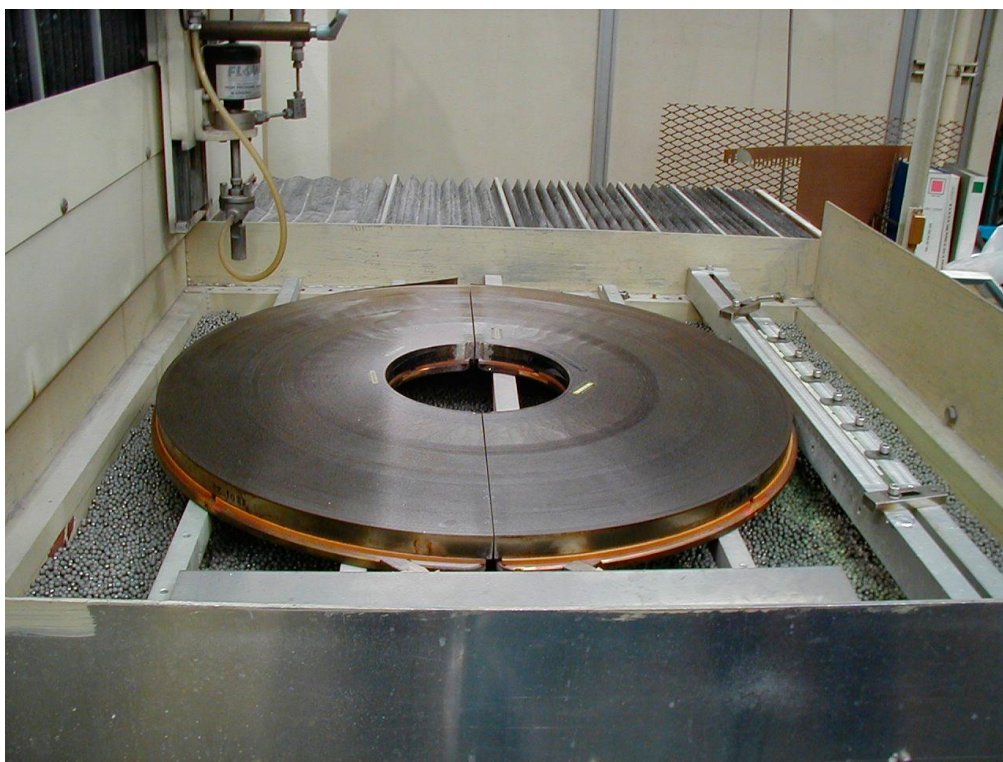


図 3-6： KEK でウォータージェット加工機を使ってカットした直後の写真。

(ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC:<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>)

3-1-4 冷却システム

高勾配のためにコアの損失は RCS 空洞で 5kW、MR で 12kW でとなる。コアを冷やすために、2 つの方法がある。ダイレクトな水冷式とインダイレクトな水冷式である。ダイレクト水冷式の場合には、MA コアはステンレスと絶縁体(FRP)で作られた水槽にインストールされる。コアの表面は水で覆われ、効率的に冷やされる。水(およそ 80)の大きい誘電率による空洞のインピーダンスの減少を避けるために、FRP 絶縁体がコアとステンレスの間にインストールされる。インダイレクトな水冷式は銅板を使用する。コアと金属板間のキャパシタンス効果を避けるために、非常に良い熱伝導率の絶縁体が挿入される(図 3-7)。絶縁体プレートは Polyimide 樹脂と窒化アルミ粉で作られている。Polyimide は、対放射性の高い材料であり、結合剤となっている。窒化アルミは 180W/mK の良い熱伝導物質である。また、絶縁体は非常にしっかりコアと冷却板を結合し、引っ張りヒートサイクルテストの結果は十分満足するものだった。絶縁体の熱伝導率は 4W/mK であり、それは普通のプラスチック(ポリイミドエポキシなど)のものより 20 倍良い。図 3-8 は ANSYS による熱分布を示している。コアの損失は 10kW だが、温度は最高で 59 度である。ダイレクトものと同様にインダイレクトな冷却方法は空洞の候補となっている。

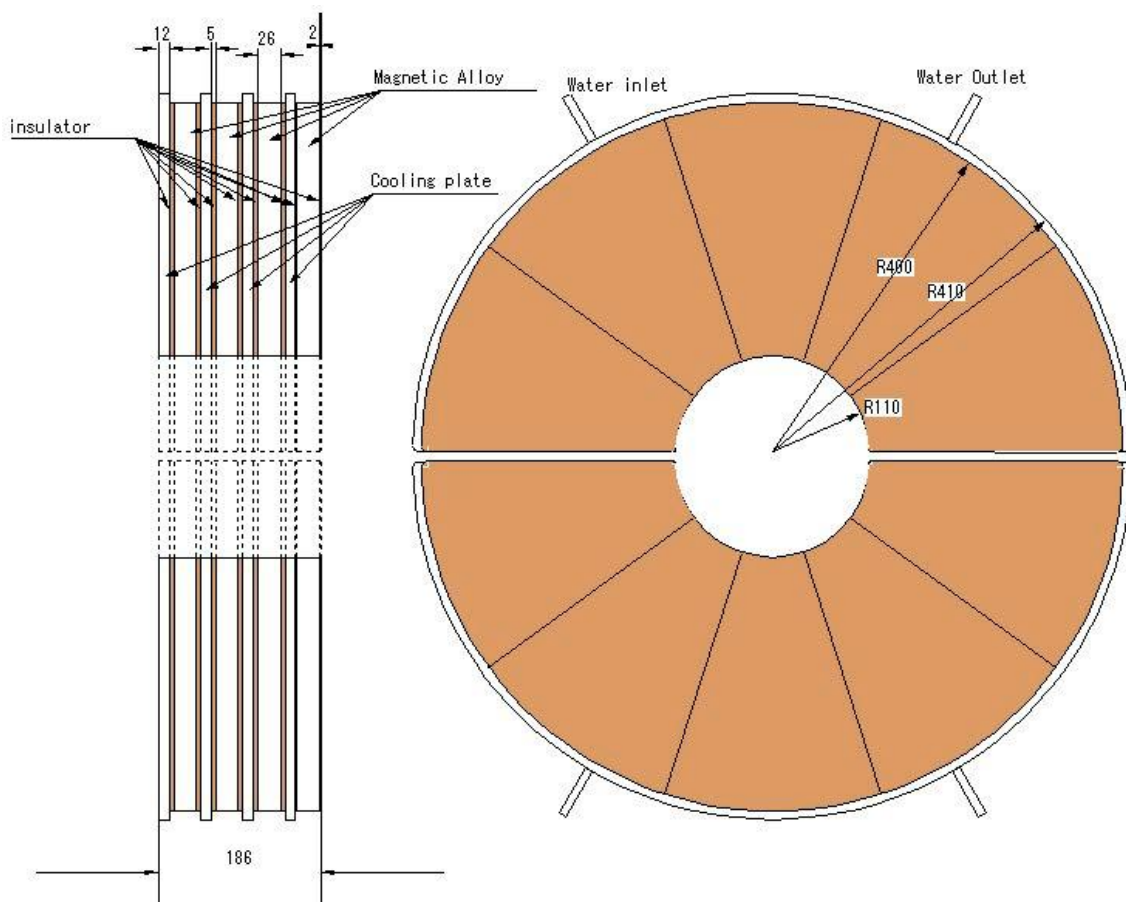


図 3-7 : コアと冷却板と絶縁体のインストール図

(ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC:<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>)

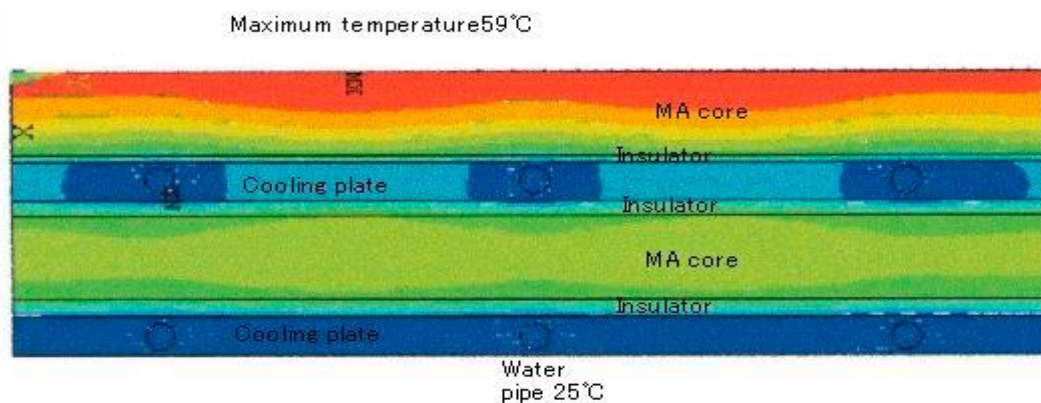


図 3-8 : ANSYS によって計算された温度分布

(ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC:<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>)

3-1-5 MR 空洞

図 3-9 は MR 空洞の図面である。各空洞に 3 つの加速ギャップがある。ギャップに対して 6 つの MA コア、各空洞に対して 18 の MA コアがある。コアのサイズは 3.5cm×80cm×24.5cm。カットコアは Q 値が 26 で調整される。コアの平均インピーダンスは 2MHz の 125Ω、8 つのコアで 1kΩ となる。空洞の長さは 1.846m。

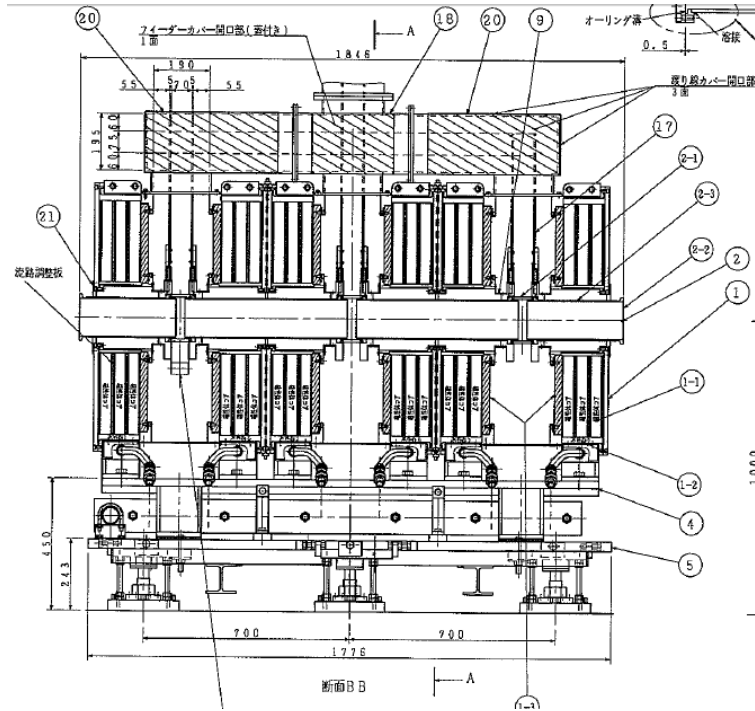


図 3-9 : MR 空洞の設計図

3-1-6 RCS 空洞

RCS と MR 空洞は基本となるコンセプトは一致している。それぞれの RCS 空洞には、3 つの加速ギャップがあるが 260mm という大きいビームパイプサイズのために、コアの内径は 375mm となっている。大きなシャントインピーダンスを得るために、厚さ 30mm のコアが使用される。コアの平均インピーダンスは 2MHz で 100W、8 つのコアで 840W のギャップシャントインピーダンスを得る。空洞の長さは 1.966m。

3-2 RF 電力増幅器

リング RF システムにおいて、各空洞は隣接してインストールされた 1 個の電力増幅器によって運転される。それぞれの空洞の 3 つのギャップは平行に接続されて直接運転される。アンプの出力台はプッシュプル内で操作された 2 つの四極管から成る。空洞に 3 つのギャップがあるため、3 つのギャップの振幅の合計はプレート電圧の振幅のおよそ 6 倍なる。3GeV RCS と 50GeV の MR の RF アンプは基本的に同じである。



図 3-10 : 1.2MW プッシュプルアンプ

(ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC:<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>)

3-3 等価回路と共振周波数

等価回路と共振周波数について

J-PARC の RCS 及び、MR 空洞は単純な半ギャップモデルとして以下の図 3-11 ように考えることができる。

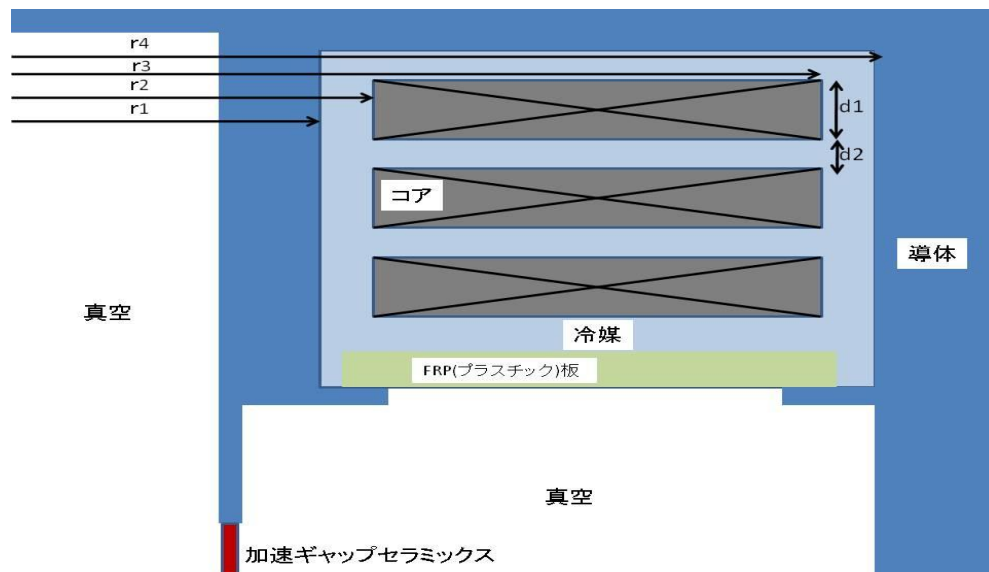


図 3-11 : 半ギャップコア

また、このモデルの等価回路は以下の図 3-12 のようになる。

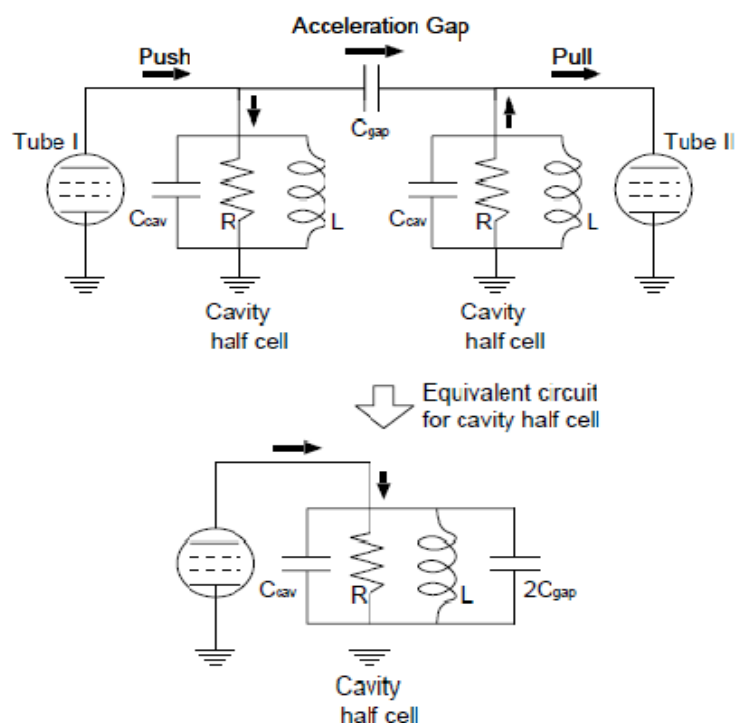


図 3-12 : 空洞の等価回路
(参考文献[13]より)

以下の計算では

$$\varepsilon (\text{冷媒}) = \varepsilon (\text{水}) = 81$$

$$\mu (\text{冷媒}) = \mu (\text{水}) = 1$$

$$\varepsilon (\text{コア}) = 12$$

$$\mu (\text{コア}) = 1000$$

$$r1 = 112 \quad \text{【mm】}$$

$$r2 = 122.5 \quad \text{【mm】}$$

$$r3 = 400 \quad \text{【mm】}$$

$$r4 = 420 \quad \text{【mm】}$$

$$d1 = 36 \quad \text{【mm】}$$

$$d2 = 11 \quad \text{【mm】}$$

を用いてフェライトコアの水冷空洞の共振周波数を見積もる。FINEMET の場合、異方性の誘電率・透磁率を持つために C と L を簡単に見積もることが出来ないため、等価回路の計算では等方性の誘電率・透磁率を持ったフェライトコアのモデルを用いた。

ビーム軸に単位長さ当たりの電荷 q があると空洞中心から距離 r での空洞の電場は

$$E = \frac{q}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0r}$$

となる。これを積分すると

$$V = \int_{r_1}^{r_2} E dr + \int_{r_2}^{r_3} E dr + \int_{r_3}^{r_4} E dr$$

$$V = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{\epsilon(\text{冷媒})} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\epsilon(\text{コア})} \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{1}{\epsilon(\text{冷媒})} \ln \frac{r_4}{r_3} \right)$$

となるため、コア部のキャパシタンス C は

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{1}{\epsilon(\text{冷媒})} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\epsilon(\text{コア})} \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{1}{\epsilon(\text{冷媒})} \ln \frac{r_4}{r_3}}$$

$$C = 5.54 \times 10^{-10} \text{ 【q/m】}$$

となる。同様に水のある部分のキャパシタンス C' を求めると、

$$C' = 3.41 \times 10^{-9} \text{ 【q/m】}$$

さらに加速ギャップセラミックスのキャパシタンス C'' は

$$C'' = 1.26 \times 10^{-9} \text{ 【q/m】}$$

ビーム軸方向 d1×3 分のコア部のキャパシタンス及び d2×3 分の水の部分のキャパシタンスと加速ギャップセラミックスのキャパシタンスを並列合成すると等価回路のキャパシタンスは

$$C = 1.43 \times 10^{-9} \text{ 【q/m】}$$

となる

次にビーム軸状に電流 i が流れていると考えると、空洞の単位長さ当たりの L は

$$B = \frac{\mu i}{2\pi r}$$

より、

$$Li = \int_{r_1}^{r_2} B dr + \int_{r_2}^{r_3} B dr + \int_{r_3}^{r_4} B dr$$

コア部のインダクタンス L は

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\mu(\text{冷媒}) \ln \frac{r_2}{r_1} + \mu(\text{コア}) \ln \frac{r_3}{r_2} + \mu(\text{冷媒}) \ln \frac{r_4}{r_3} \right)$$

$$L = 4.26 \times 10^{-4} \text{ 【H】}$$

となる。同様に水の部分のインダクタンス L' を計算すると

$$L' = 2.64 \times 10^{-4} \text{ 【H】}$$

これらを合成すると

$$L = 2.56 \times 10^{-4} \text{ 【H】}$$

以上より共振周波数は

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

$$f = 0.832 \quad \text{【MHz】}$$

となる。

本研究における第 5 章の電磁場シミュレーションによる周波数の情報などはすべてカットコアのものとなっている。上記計算はアンカットコアの場合の計算であり、カットコアの場合カットの幅によって磁気抵抗の値が変化するため、実効的な透磁率も変化する。アンカットコアのモデルで HFSS でのシミュレーションを行った場合、共振周波数は約 0.8MHz となり、これは上記の計算とよく一致している。

第4章 FINEMET について

4-1 FINEMET の特徴

日立金属株式会社が開発した FINEMET は飽和磁束密度と比透磁率が高く、コアロスが少ないナノ結晶 Fe 基軟磁性材料のことである。この FINEMET には以下のような特徴がある [6]。

- 1) 飽和磁束密度と透磁率の双方が高い
飽和磁束密度はFe（鉄）基アモルファスと同等で、かつ透磁率はCo（コバルト）基アモルファスと同等。
- 2) コアロスが少ない
コアロスはFe基アモルファスの1/5以下、かつCo基アモルファスと同等の値のため、省エネルギー化可能。
- 3) 磁歪が低い
磁歪が低いため、加工時の応力による特性の劣化が少なく、可聴周波成分が入力されたときの騒音も小さく出来る。
- 4) 温度特性が良好で、かつ経時変化が少ない
温度変化による透磁率の変化量は、 $-40^{\circ}\text{C}\sim 150^{\circ}\text{C}$ の範囲で $\pm 10\%$ 以内となっている。経時変化も少なく、Co基アモルファスのような実用上問題となる透磁率低下もない。
- 5) 高周波特性が良好
透磁率とコアロスは、ともに広い周波数帯域において、Co基アモルファスと同等の特性を有する。また、薄帯のため高抵抗であり、低コアロスとなっている。
- 6) B-H曲線の形状制御が可能
B-H曲線の形状・角形比は、熱処理によって高・中・低と制御出来る。

FINEMET の素材は Fe を主成分とし、Si と B (ボロン) および微量の Cu と Nb (ニオブ) を添加した独自組成の高温溶液を約 100 万 $^{\circ}\text{C}$ /秒で急冷固化したアモルファス (非品質) 薄帯である。この素材を結晶化温度以上で熱処理し、結晶粒径をこれまで実現できなかった 10nm 程度まで小さくしていくことにより作成する。結晶の微細化により磁気特性はアモルファスのときに比べて大幅に向上する。従来、結晶磁性材料では結晶組織が細かいほど軟磁気特製は悪くなるとされていたが、FINEMET が常識を覆した。

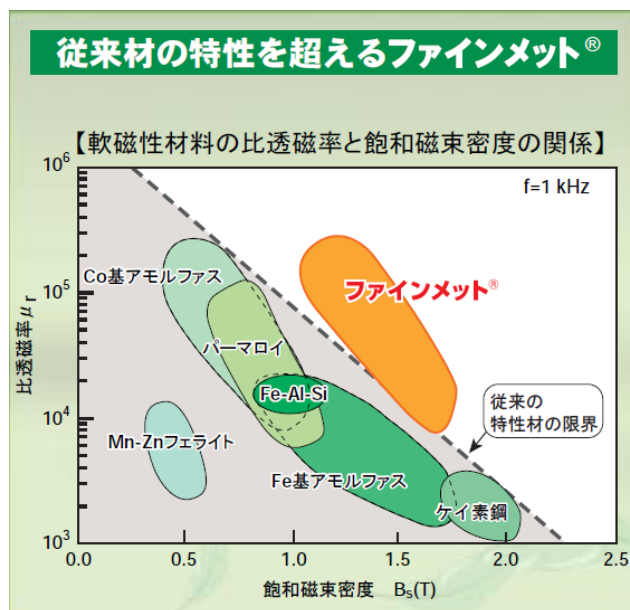


図 4-1：他の材料との比較

材料名	密度 ($\times 10^3 \text{kg/m}^3$)	抵抗率 ($\mu\Omega \cdot \text{m}$)	飽和磁歪定数 (10^{-6})	キュリー温度 ($^{\circ}\text{C}$)
FT-1	7.4	1.1	+2.3	~570
FT-3	7.3	1.2	$\simeq 0$	~570

図 4-2：物理的特性

材 料		板厚 (μm)	B_s (T)	B_r/B_s (%)	H_c (A/m)	$\mu_r(1\text{kHz})$ ($\times 10^3$)	$\mu_r(100\text{kHz})$ ($\times 10^3$)	P_{cv} (kW/m^3)	λ_s ($\times 10^{-6}$)	T_c ($^{\circ}\text{C}$)
ファインメット®	FT-1H	18	1.35	90	0.8	5.0	1.5	950	+ 2.3	~570
	FT-1M		1.35	60	1.3	70.0	15.0	350		
	FT-3H	18	1.23	89	0.6	30.0	5.0	600	$\simeq 0$	~570
	FT-3M		1.23	50	2.5	70.0	15.0	300		
	FT-3L		1.23	5	0.6	50.0	16.0	250		

図 4-3：コアの磁気特性

(日立金属株式会社HPより FINEMET について)

<http://www.hitachi-metals.co.jp/product/finemet/index.html>

4-2 FINEMET の製造方法

FINEMET用のアモルファス薄帯の製造法と、典型的なコアの製造方法を示す。素材のアモルファス薄帯は、単ロール法と呼ばれる超急冷法で溶湯を急速凝固させて製造する。このため、素材は平均18μmと極薄。巻磁心の製造は、薄帯を所定形状に巻き回して成形したあと、熱処理によってナノ結晶組織とする。これにより初めてFINEMET固有の磁気特性が得られる。

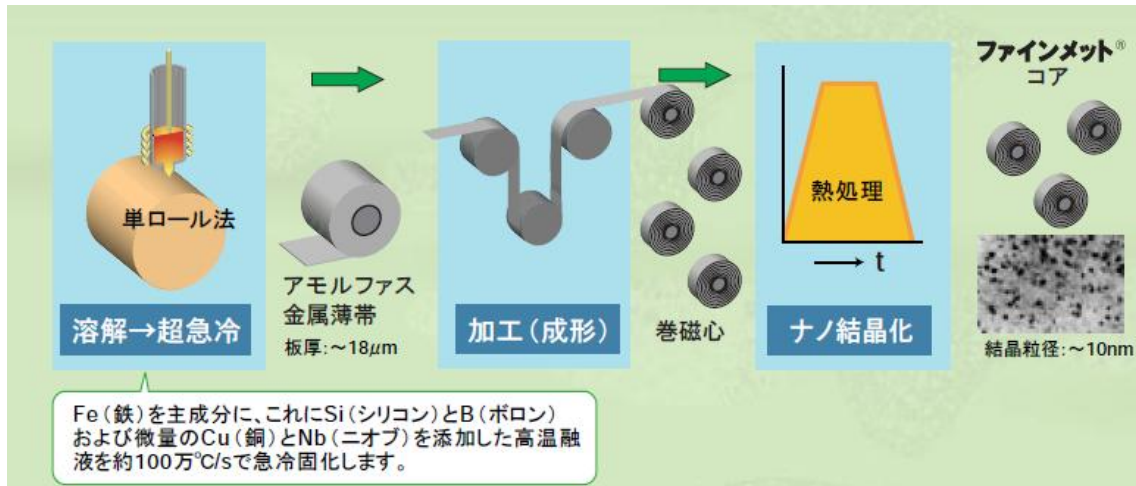


図4-4：FINEMETコアの製作工程

(日立金属株式会社HPより FINEMET について

<http://www.hitachi-metals.co.jp/product/finemet/index.html>)

4-3 FINEMET の採択

4-3-1

誘導加速器は高圧フィードより入力された電流の時間変化によって磁気コア内に磁束の時間変化を誘起し加速ギャップ部に誘導電場を発生させる。磁気コアが飽和状態にならないよう、電流は交流的に与える必要があるが、その際コアの状態は磁束密度 B - 磁場 H を軸とする平面で閉曲面を描き、これが繰り返し運転によって発生するヒステリシス損として表れる。ヒステリシス損は周波数に比例した損失であり次のように表される。

$$P_{\text{loss}} = f \oint \vec{H} d\vec{B} \text{ [W/s]}$$

磁気コアの発熱に寄与する成分としては、磁性体内に生じる渦電流による損失を含む。ヒステリシス損、鉄損を含むすべての損失は磁性体がもつ、等価的な比透磁率の虚数成分として表される。

$$\mu = \mu' + i\mu''$$

磁気コアの持つ損失は等価的電気回路の抵抗成分 R として現れ、内半径 r_1 、外半径 r_2 、厚み D の中空円盤体に対し次のように表される。

$$R = i\omega L(\mu''') = \omega \frac{\mu''}{2\pi} D \ln \frac{r_2}{r_1} [\Omega]$$

高繰り返し磁場に追従する磁性体として、ナノスケールの微細結晶合金組織を持つ薄膜を積層したコアが開発され、パルスパワー技術および誘導加速空洞への応用を目標とした研究が進んでいる。誘導加速空洞内における入力電力の損失は、ほぼ全て磁性体内の損失によるものであるため、コア損失が少ない磁性体材料が検討された。そこで、磁場の高繰り返しに追従する磁性体材料である日立金属ファインメットを磁性体材料として採用した。

4-4 FINEMET コアの冷却

従来、誘導加速器は大電流の電子パルスビームの加速を目的として開発が進められてきた。繰り返し周波数は 5Hz から 50Hz 程度であり、コア発熱は設計限界を定めるパラメータではなかった。

本研究で開発する 1MHz 誘導加速空洞は従来の数万倍という高い繰り返し周波数をもつ。3-1 の議論により磁性体コアの発熱量は周波数に比例した量であるため、従来の数万倍の発熱が想定される。

高エネルギー加速器研究機構では、加速器内の冷却系として純水の循環設備が配置されている。しかしながら本研究で採用したファインメットは純鉄をベースとする素材であり、水中で腐食することが報告されている。このため純水に代わる冷却媒体の選定が必要である。また後述する誘導加速空洞内の静電容量を減少させるためには、誘導加速空洞内を比誘電率の小さい物質で構成することが望まれる。そのため、冷却流体の選定要素として、冷却媒体の比誘電率が考慮される。

第5章 HFSS を用いた油冷システムの設計

5-1 電磁場解析ソフト HFSS とは

HFSS (High-Frequency Structure Simulator) とは、1989 年にアンソフト社が世界に先駆けて開発・提供を始めてから、マイクロ波デバイス設計において業界標準となっている高周波 3 次元電磁界解析ツールである。新たに搭載されたメッシュ生成機能により、解析者の負担を大きく軽減し、これまで以上に高速で高精度な解析を行うことが可能となっている。CAD データの微小誤差を自動補正する新しい機能は、3rd パーティの CAD モデルおよび EDA レイアウトをそのまま HFSS で使用することができ、設計効率化を図ることを可能とする。

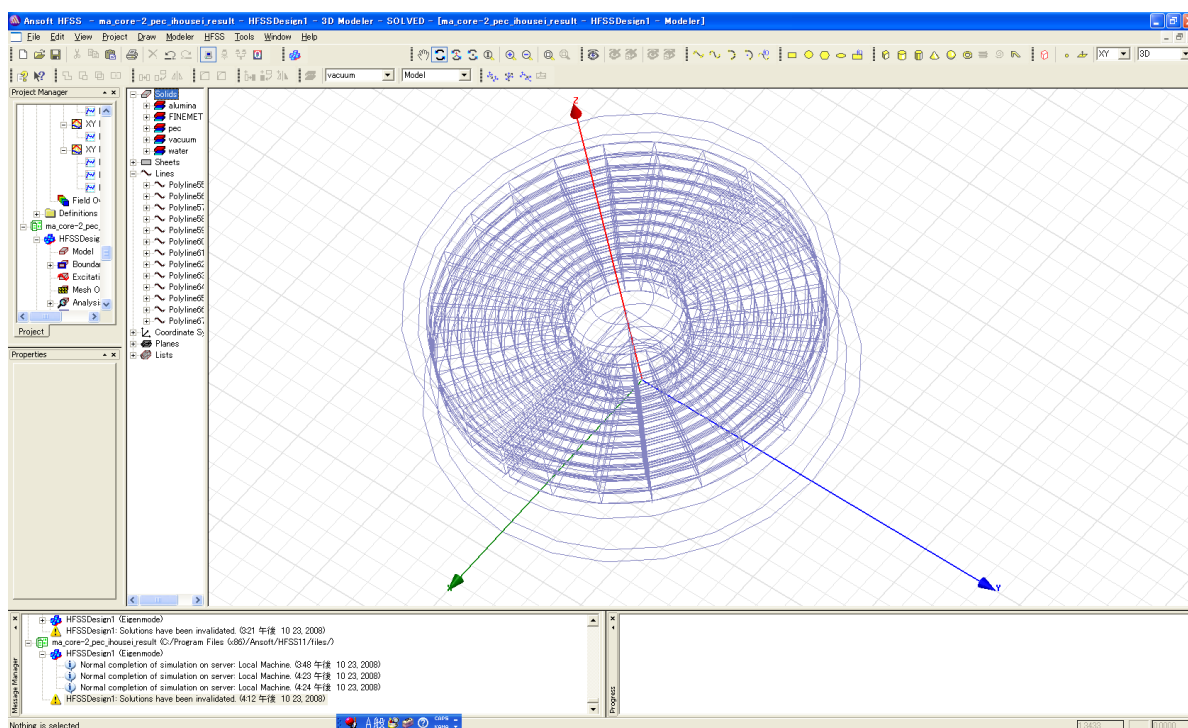


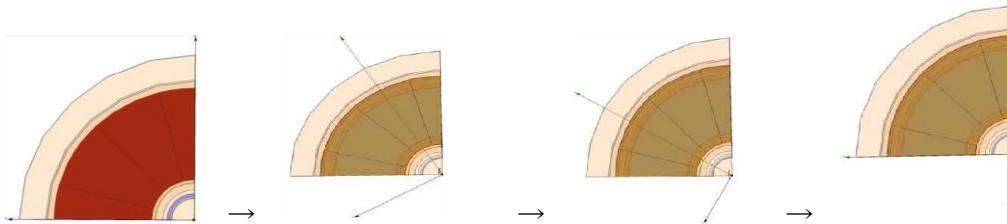
図 5-1 : HFSS のイメージ

5-2 擬似円筒座標の定義について

空洞に使用する FINEMET コアは薄膜リボン(18 μm)を何層にも巻いてあるものを使うため、周方向および、径方向に対して異方性を持った透磁率や誘電率を計算する必要がある。しかし、HFSS では xyz 座標に対してのみ異方性を持った物性値を使用することが可能であり、円筒座標系を用いたシミュレーションには対応していない。そこで、リボンを巻いて製造した磁性体のマイクロ構造を異方性マクロ媒質モデルで近似することを KEK・影山教授が提唱し、異方性誘電体モデルで二次元軸対称の場合の計算がまず可能となる。さらに原研・長谷川氏は三次元にてカットコアの計算を行うべく研究を進め、局

所直交座標系において異方性誘電・磁性体モデルを定義し、それを中心軸周りに回転させることによりファインメットコアの誘電率・透磁率の円筒異方性を表現するという手法を確立し、その過程において、異方性誘電体と PEC 層を併用したモデル等も提案された。

以上の経緯を踏まえ、KEK 影山教授、原研・長谷川氏考案の考案した「擬似円筒座標」という方法を用いて、異方性誘電率及び、異方性透磁率を表現した。その方法は、まず下図のように絶対的な座標(グローバル座標)に対して少しずつ角度をずらしていった相対的な座標(ローカル座標)を定義する。



次に各ローカル座標の x y z 軸に対して異方性を持たせることによって擬似的な円筒座標系をローカル座標で定義することができ、径方向および周方向の異方性物性値を表現することが出来る。今回の研究では 6 度ずつ回転させた擬似円筒座標を用いた。

5-3 異方性比誘電率について

5-3-1 径方向

MA コアをマクロな異方性誘電体で表したときの等価誘電率(ϵ_{\perp})を一辺の長さ L の正方形で挟まれた高さ h の積層コンデンサとみなして求める。ここで金属箔 ($a = 18\mu\text{m}$) と絶縁膜 ($b = 2\mu\text{m}$, $\epsilon \sim 3$) とし、積層コンデンサの場合と等価誘電率を用いた場合でのそれぞれの静電容量 C を求めると、

$$C_{\text{積層}} = \epsilon \frac{L^2(a+b)}{bh}$$

$$C_{\text{等価}} = \epsilon_{\perp} \frac{L^2}{h}$$

となる。2式が等しくなるときの値を求めると、等価誘電率は $\epsilon_{\perp} \sim 30$ となる。さらにコアの

75%の占積率などを考慮し、計算ではおおよその値として $\epsilon_{\perp} \sim 20$ とした。

5-3-2 周方向

周方向は金属である FINEMET の層がある方向なので、誘電率は基本的には無限大ということになる。しかし、周方向の比誘電率を非常に大きい値 (9999 等) に設定し、HFSS で計算を行うと、高次モードに実際には考えることのできないモードが現れてしまった。そこで周方向の誘電率の値は「1」とし、無限大の誘電率を PEC (Perfect Electric Conductor: 完全導体) の層を入れることにより表現した。

5-4 異方性比透磁率について

5-4-1 径方向

FINEMETの比透磁率は2400である。しかし、やはり径方向はFINEMETと絶縁膜の積層構造となっており、周方向とは違った異方性透磁率をもつことが分かっている。それを表現するために、FINEMETの厚み18 μm 、絶縁層2 μm とすると径方向の有効比透磁率は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned}\mu_{\text{有効}} &= \frac{(18+2) \cdot \mu_{\text{FINEMET}}}{18+2 \cdot \mu_{\text{FINEMET}}} \\ \mu_{\text{有効}} &= \frac{20 \cdot 2400}{18+2 \cdot 2400} \\ \mu_{\text{有効}} &= 10\end{aligned}$$

上記の代わりに占積率75%で考えると、即ち磁性体の厚みと絶縁層（シリカと空気）厚みの比を 3:1 と仮定すると

$$\begin{aligned}\mu_{\text{有効}} &= \frac{(3+1) \cdot 2400}{3+1 \cdot 2400} \\ \mu_{\text{有効}} &= 4\end{aligned}$$

となる。どちらも周方向に比べて十分小さいため、どちらの値をしようしても問題ないと考えられるが、今回は「4」を使用した。

5-4-2 周方向

周方向については透磁率が2400のFINEMETの層が占積率75%で考えると

$$\begin{aligned}\mu_{\text{有効(周)}} &= 2400 \cdot \frac{75}{100} \\ \mu_{\text{有効(周)}} &= 1800\end{aligned}$$

となり、周方向の有効比透磁率として1800を使用した。

5-5 水冷フェライトコアの磁場分布

コアの発熱分布は磁場のエネルギーが磁束密度の二乗に比例することから、同様に磁束密度の二乗に比例することが分かっている。したがって、熱分布を調べるためにはカットコアの磁場分布がどのようになっているかを調べる必要がある。現状の冷却システムである水冷方式で、従来使用されてきた等方性誘電率及び透磁率を持ったフェライトコアと異方性誘電率及び透磁率を持ったFINEMETコアを比較することによって磁場分布を考える。

フェライトは

比誘電率：12

比透磁率：1000

でどちらも等方性となっている。

計算で用いたモデルは図 5-2 であり、物性値は以下の表 5-1 ようにした。

	比誘電率	比透磁率
フェライト	12	1000
水	81	1
加速ギャップセラミックス(アルミナ)	1000	1

表 5-1：フェライトコアの物性値

磁場分布は図 5-3、図 5-4 のようになった。それぞれカットの Gap を 0mm と 10mm とした。

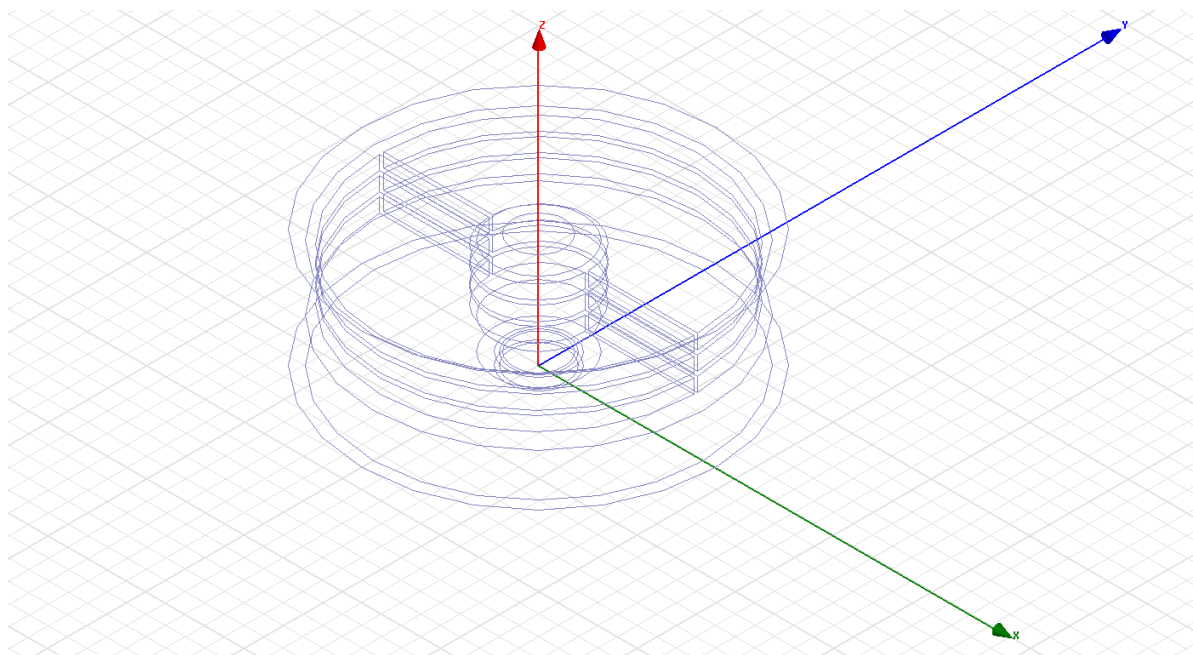


図 5-2：フェライトコアのモデル

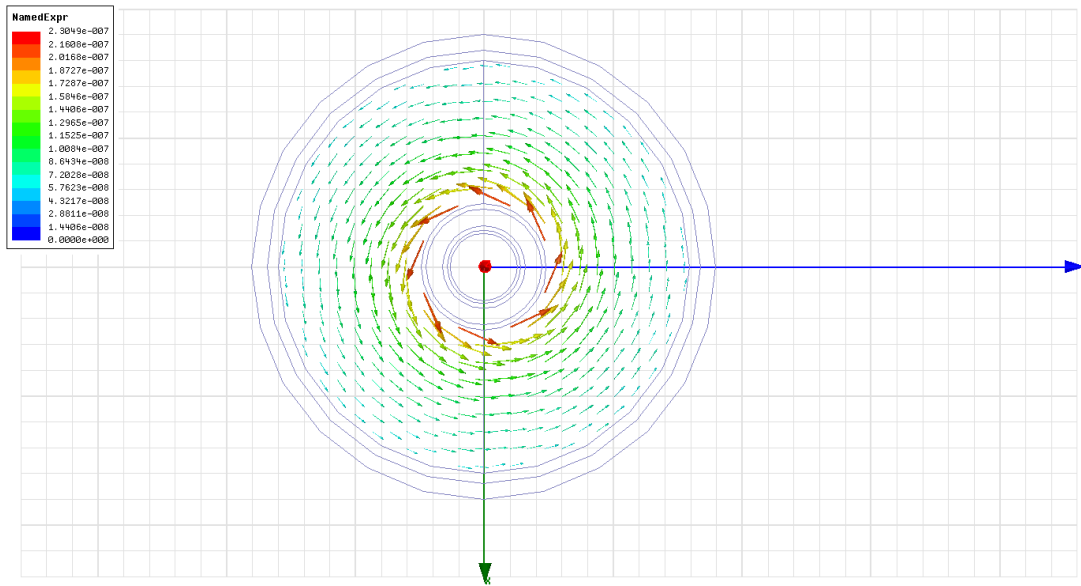


図 5-3 フェライトコアの磁場分布(Gap0mm)

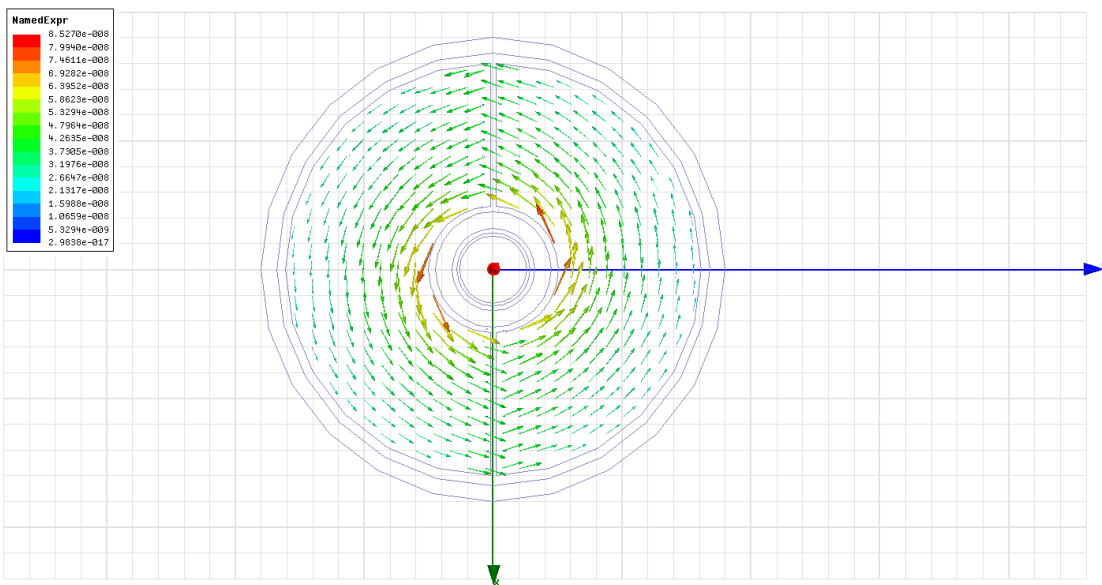


図 5-4 : フェライトコアの磁場分布(Gap10mm)

二つの図を比較するとカット部で磁束密度が弱くなっていることが分かる。これを確かめるために以下の図 5-5 のようなラインでの磁場分布を調べた。結果は図 5-6、図 5-7 のようになった。

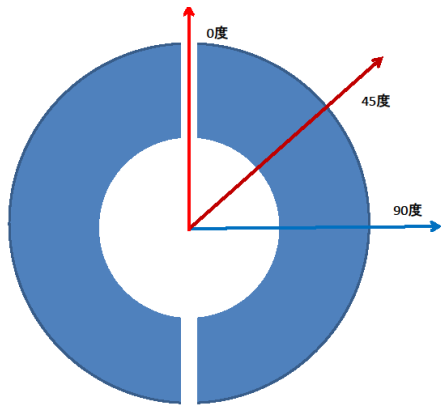


図 5-5 : 磁束密度の強度を調べるライン

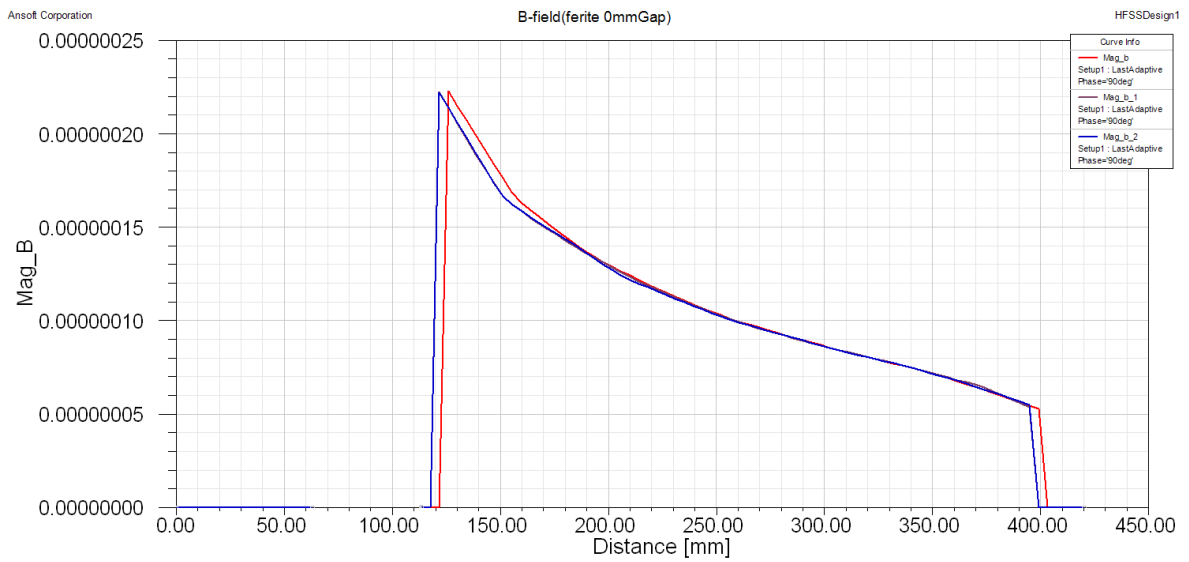


図 5-6 : 磁束密度分布 (Gap0mm)

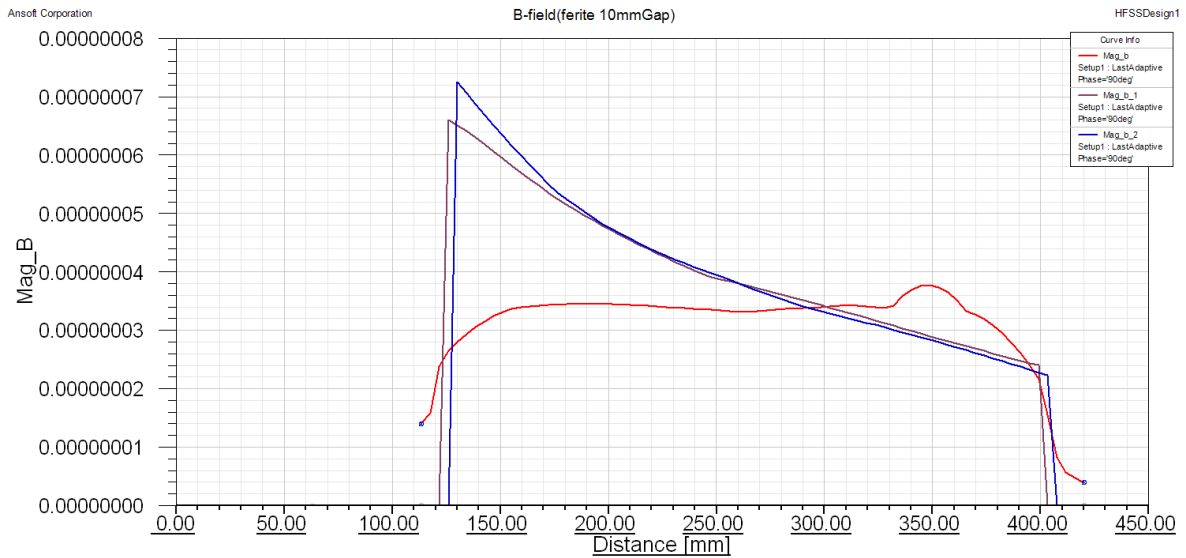


図 5-7 : 磁束密度分布 (Gap10mm)

カットを入れることによってカット部の磁束密度の形状が変化している。

カットがない場合は図 5-8 の①のような経路でアンペールの法則を考えるとコアの中心部からの距離 r に反比例するような磁場が発生する。これはコアの中心部に紙面垂直に立つ時間変化する電場に対して生じる磁場は①の経路の積分では径方向の部分は積分に寄与せず、周方向の成分のみ寄与する。したがって r に反比例して小さくなる磁場がコア内に生じる。しかし、図 5-7 のようにカットを入れた場合、カット部での磁束密度は一様になっている。これは図 5-9 の②のような積分経路でアンペールの法則を考える。コアにカットを入れる場合、カット部とコア部で比透磁率に大きな差が生じる(1 と 1000)。するとコアの表面で磁場は垂直に立つようになり、②の経路で積分路を取ることでアンペールの法則を考えると径方向の積分への寄与はなくなり、周方向のもののみが寄与する。したがって周方向の二つの経路は等しい大きさになり、カット部では一様な磁場が生じることとなる。カットコアの場合のコア部の磁束(45度,90度)は $1/r$ 則が残っているように見える。これはカット面から入った後、磁束はコアの内側を通るようにふるまうためである。

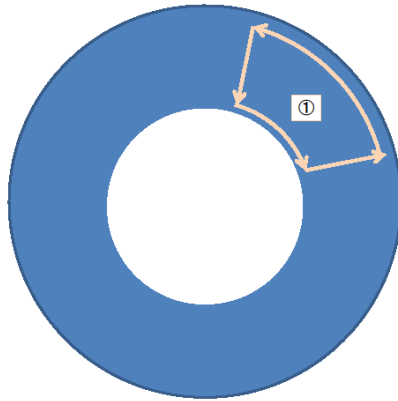


図 5-8 : アンカットコアで考える積分路

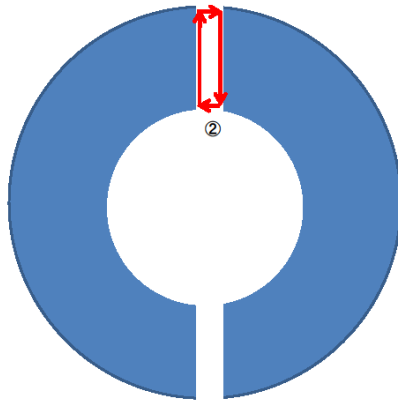


図 5-9 : カットコアで考える積分路

5-6 水冷 FINEMET コアの磁場分布

5-6-1 異方性誘電率・異方性透磁率・PEC 層コア

FINEMET コアの物性値は以下の表 5-2 ようにした。

		比誘電率	比透磁率
FINEMET	r方向	15	4
	φ 方向	1	1800
	z方向	1	1800
水		81	1
加速ギャップセラミックス(アルミナ)		2739	1

表 5-2 : 水冷モデルに用いた物性値

FINEMET コアの場合、リボンの層になっているため、5-3 及び 5-5 で議論した異方性誘電率、異方性透磁率、PEC 層を用いた擬似円筒座標モデルで計算を行った。

PEC 層は 2 枚用いてあり、コアの分布を図 5-10 のような 0 度、45 度、90 度の面に対して、図 5-11 のように 5 本のパスで計算した。結果は図 5-12 のようになった。

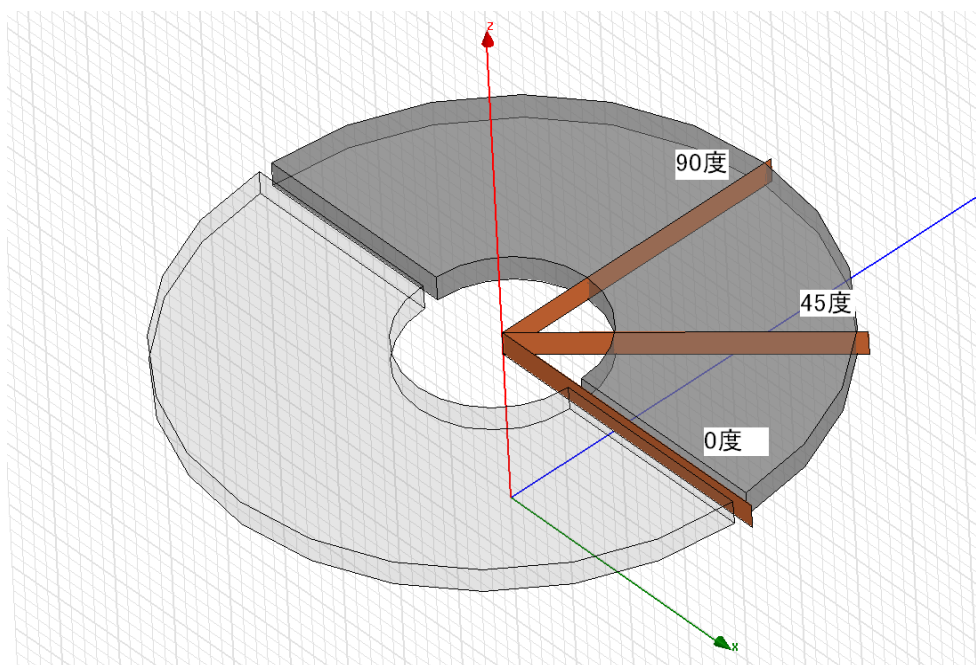


図 5-10：磁場分布を求める面

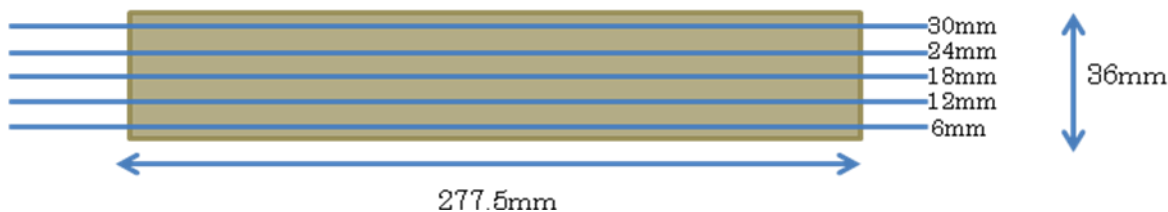


図 5-11：磁場分布を求めるライン

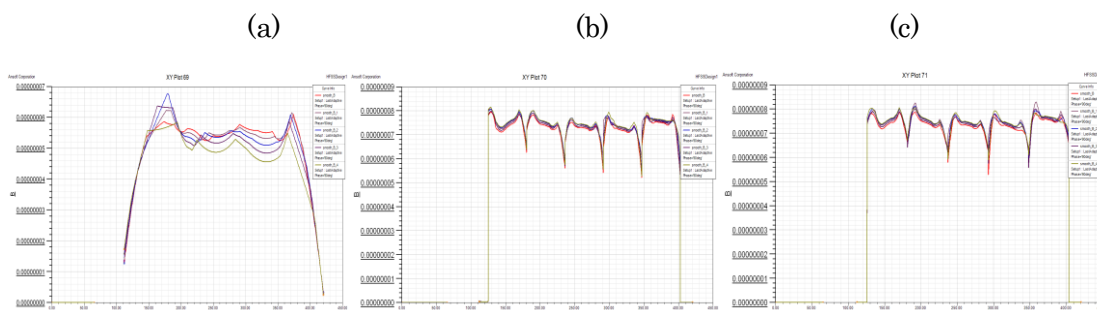


図 5-12：異方性誘電率・異方性透磁率・PEC 層の結果
(a)0 度 (b)45 度 (c)90 度

フェライトコアで見られた $1/r$ 則が破れ、 r に対して一様な磁場分布が得られた。これはフェライトのカットコアとは違い、PEC 層及び異方性透磁率によって磁束が径方向に進めないために一様になるためである。しかし図では一様な磁場だけでなく PEC 層のところでスパイクのようなものが見られる。これは図 5-13 のように PEC 層にある程度の厚みを持たせたモデルと比較すると分かるように、導体内部では磁束密度がなくなることによる影響である。本来はスパイクではなく、局所的に磁束密度がなくなるはずだが、シミュレーションではメッシュのカットに限界があるため、スパイクのような結果が得られたのである。したがってこのモデルは $1/r$ 則の破れ、及び PEC 層を入れることによって高次モードが抑制されたモデルをよく表現しているが、スパイクがあるために磁場分布を完全には表わしていない。

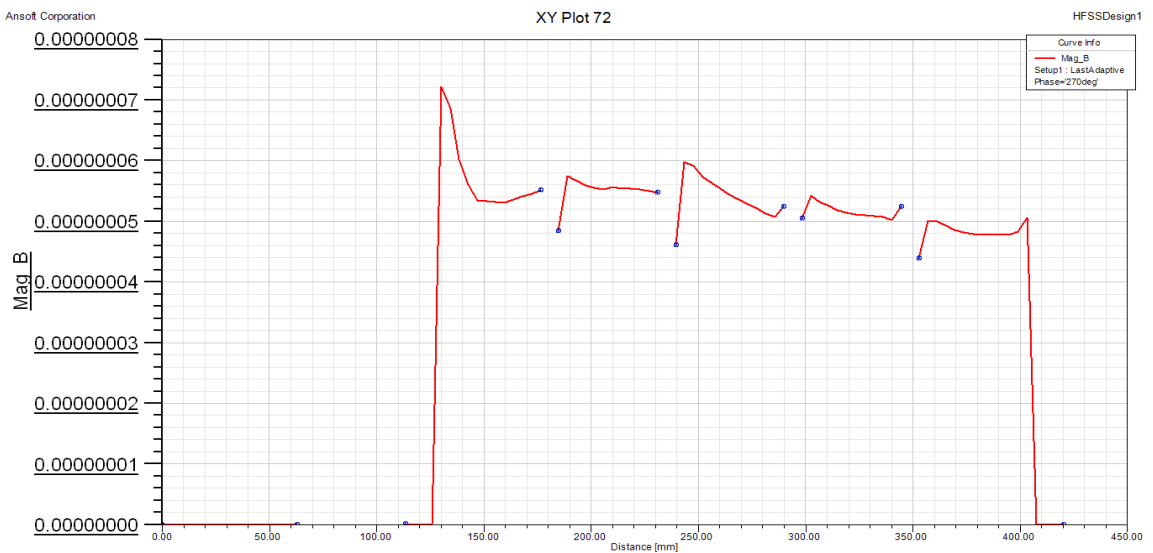


図 5-13：有限の厚みを持った PEC 層を入れたモデル

5-6-2 異方性誘電率・異方性透磁率・PEC 層なしのコア

PEC 層をモデルに組み込むことによって磁場分布を求めたが、PEC 層部でのスパイクが見えてしまったため、モデルの変更を行った。PEC 層を除いた結果は以下の図 5-14 のようになった。

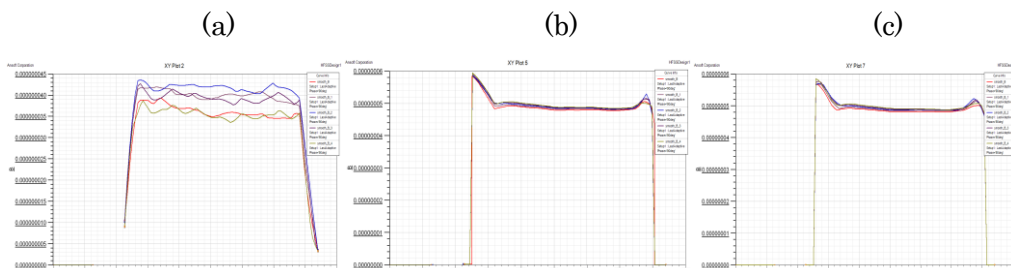


図 5-14：異方性誘電率・異方性透磁率・PEC 層なしの結果
(a)0度 (b)45度 (c)90度

この結果は磁場分布の一様性を良く示している。

PEC 層は周方向の無限大の誘電率を表現するために用いたが、異方性透磁率だけでも径方向への磁束の移動が制限され、その結果径方向と周方向の誘電率の差は生じると考えることができる。さらに、もし高次モードが発生しても、私たちの用いる TEM モードは最低次のモードなので他のモードと区別することが出来る。したがって磁場分布を求めるに当たってはこの異方性誘電率・異方性透磁率・PEC 層なしのモデルを用いることにする。

また、エッジ部だけ磁場が強くなっていることが図 5-13 より確認することができる。これはマクスウェル方程式から、磁束が連続になることから理解することが出来る。磁束は磁束密度 (B) × 面積 (S) で表わされるが、カット部では磁性体がないため、磁束がコアの内径、外径よりも大きく染み出す。したがって S が大きいと、B は小さくなる。逆に B × S は保存するため、コアの内部では S が小さいことにより B が大きくなる。したがってこのカット部での影響により、エッジ部分は B が大きくなる。このエッジ部での高い磁束密度は発熱分布に影響するが、実際はエッジ部を斜めにカットすることによって磁束の集中を抑制している。これは以下の図 5-15 のようなエッジ部をカット (15 mm) したモデルの結果と比較すれば明らかである。結果は図 5-16 に示した。

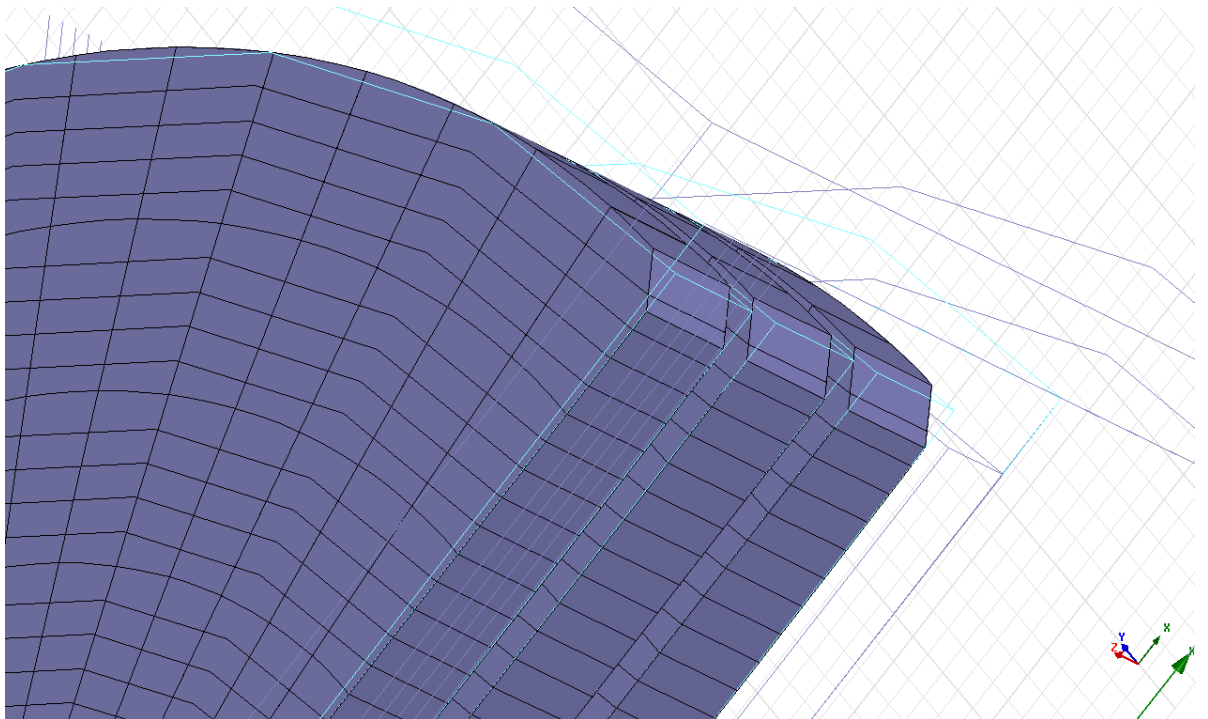


図 5-15 : エッジ部にカットを入れた部分

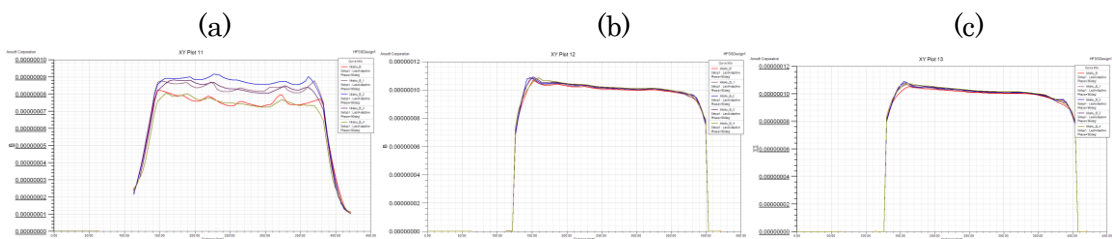


図 5-16：カットを入れた磁場分布の結果
(a)0度 (b)45度 (c)90度

5-6-3 ミクロなモデル (異方性誘電率・等方性透磁率・PEC層50枚モデル)

ミクロに見ると実際にはFINEMETは等方的な透磁率を持っている。したがってPEC層の枚数を十分に多くすることが出来れば等方性透磁率を用いてコアの磁場分布を表現することが出来る。コアに50枚のPEC層を入れ、等方性の透磁率で計算したグラフを図5-17、5-18、5-19に示す。エッジ部のカットは入れてある。

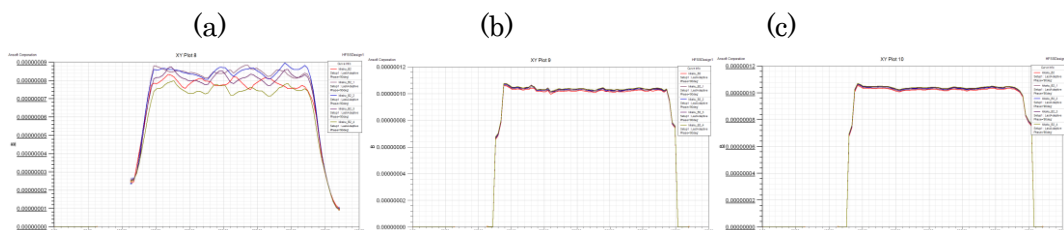


図 5-17：ミクロなモデル(異方性誘電率・等方性透磁率・PEC層50枚モデル)
(a)0度 (b)45度 (c)90度

5-6-4 油冷モデル

油冷のモデルとして、以下の表5-3のような物性値を用いた。

		比誘電率	比透磁率
FINEMET	r方向	15	4
	ϕ 方向	1	1800
	z方向	1	1800
油		2	1
加速ギャップセラミックス(アルミナ)		2739	1

表5-3：油冷モデルの物性値

磁場分布等の結果は水冷モデルと変化がなく、磁場分布に与える油の影響は非常に小さいということが分かった。周波数依存性に関しては次の節でまとめる。

5-7 それぞれのモデルの周波数比較

これまでのシミュレーション

- 1, 異方性誘電率・異方性透磁率・PEC層なしモデル(マクロモデル)
- 2, 異方性誘電率・等方性透磁率・PEC層50枚モデル (マイクロモデル)

で、コア部の磁場分布を表現することが出来た。これらのモデルに対して、加速空洞の設計において重要な周波数の値を調べた。結果は以下の表5-4のようになった。

	異方性透磁率・PEC層 4 枚		異方性透磁率・PEC層なし		等方性透磁率・PEC層 50 枚	
	水冷	油冷	水冷	油冷	水冷	油冷
mode1	1.78	1.80	1.78	1.79	1.77	1.76
mode2	13.4	11.2	13.3	5.95	2.7	2.7
mode3	22.3	12.4	22.3	6.08	8.72	8.67
mode4	35.8	14.8	35.8	6.32	10.4	10.35
mode5	290.8	19.4	290.8	6.69	12.1	12.1

表5-4：各モデルでの周波数(MHz)

モデルのおき方や、冷媒の変更で、高次のモードではかなり周波数が変わった。しかし、使用する最低次のmode1ではほぼ同じ周波数となったため、どのモデルを用いても問題がないことが分かった。

5-8 Q値について

Q値に関しては、コアに磁場分布が集中しているため、水冷・油冷ともに同じであり、周波数 ω 、蓄えられたエネルギーU及び、単位時間あたりに損失するエネルギーをPとするとQ値は

$$Q = \frac{\omega U}{P}$$

と表わされ。

$$U = \frac{1}{2} \iiint \mu' B^2 dV$$

$$P = \frac{1}{2} \iiint \omega \mu'' B^2 dV$$

より

$$Q = \frac{\mu'}{\mu''}$$

となる。日立金属社が出しているデータより、アンカットコアでは

$$\mu' = 3952$$

$$\mu'' = 1814$$

したがってこの空洞の Q 値は

$$Q = 0.459$$

となるが、カット幅を調節することによって 10~20 程度の Q 値にして用いる[7]。

5-9 コア内の磁束密度の計算

HFSS による磁束密度分布のシミュレーションは 1W のパワーを入れた場合の計算に統一されているが、実際の磁束密度を設定されている 1 空洞あたりの加速勾配(第一期・約 47kV/m、第二期・60 kV/m)から求める。マクスウェル方程式から

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$$

コアの断面で両辺を面積分すると

$$\int_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

S をコアの断面積(277.5mm×(35mm+35mm+35mm))とし左辺の電場の線積分を加速勾配とし、周波数 1.7MHz を ω とすると

$$B_{\text{Max}} = E_{\text{Max}} / (\omega \cdot S)$$

$$B_{\text{Max}}(\text{第一期}) = 0.95 \text{ [T]}$$

$$B_{\text{Max}}(\text{第二期}) = 1.21 \text{ [T]}$$

となる。

5-10 Low Power試験でのコアの熱分布測定

コアの発熱分布がコアの磁束密度分布の 2 乗に比例するため、実機のコアにパワーを入れ、温度分布をサーモカメラで測定した。セットアップは以下の図18・19。

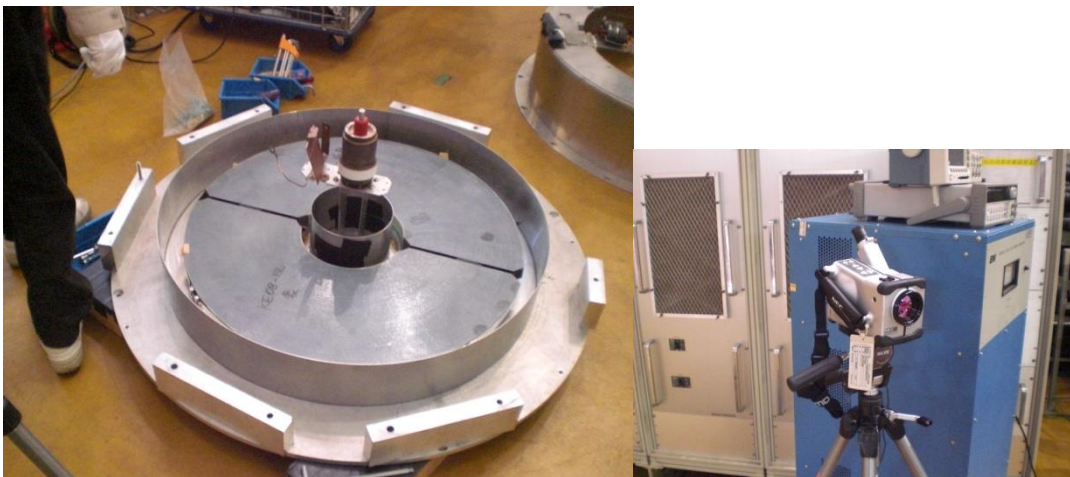


図18 : (左)Low Power試験用セットアップ (右)サーモカメラ

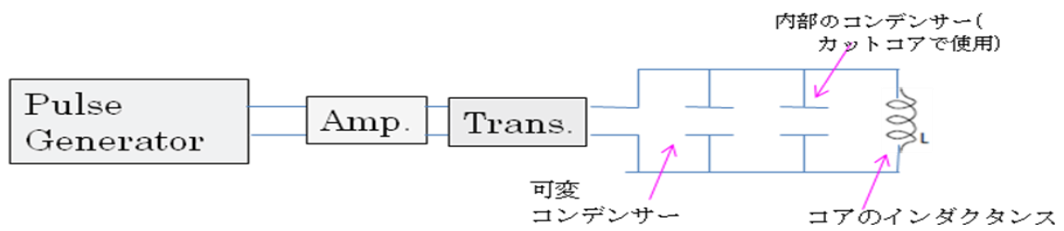


図19 : Low Power試験のセットアップ

上記のようなセットアップを用いて、カット部をくっつけたもの(1rの磁場が得られるはず)とカット部分を10mm離れたもの(磁場分布は一樣になるはず)に500Wのパワーを入れた。コア表面の温度分布を測定した結果は以下の図20のようになった。

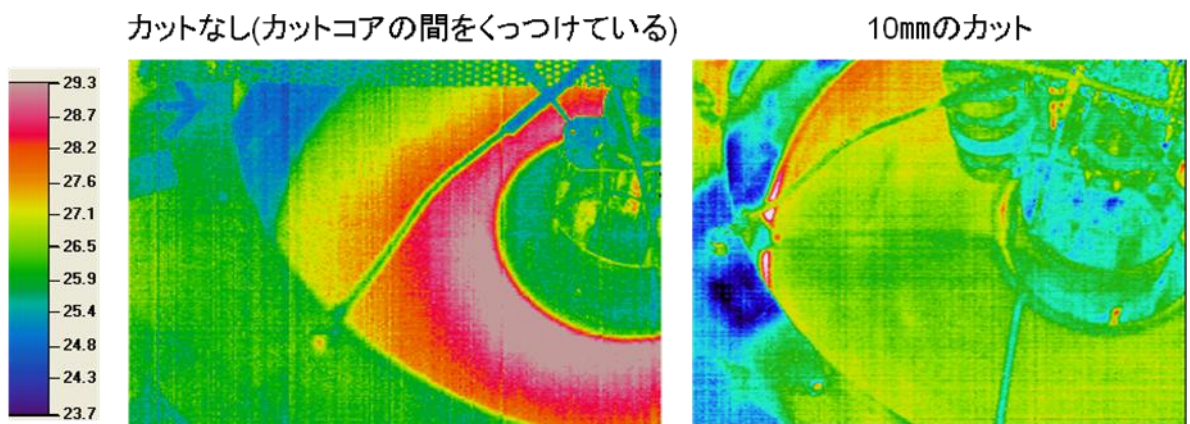


図20 : カットあり・なしの温度分布の比較

HFSSで行った磁場分布のシミュレーションのとおり、カットなしでは距離に対して弱くなり、カットを入れた場合一樣になる磁場分布が発生しているように思われる。カットなしの方の温度分布を以下の図21の経路でプロットしシミュレーションから得られた磁場分布の2乗のグラフと比較すると図22のようになった。

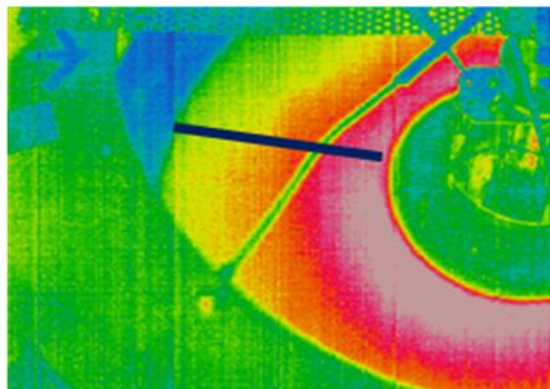


図22 : 温度分布を求める経路

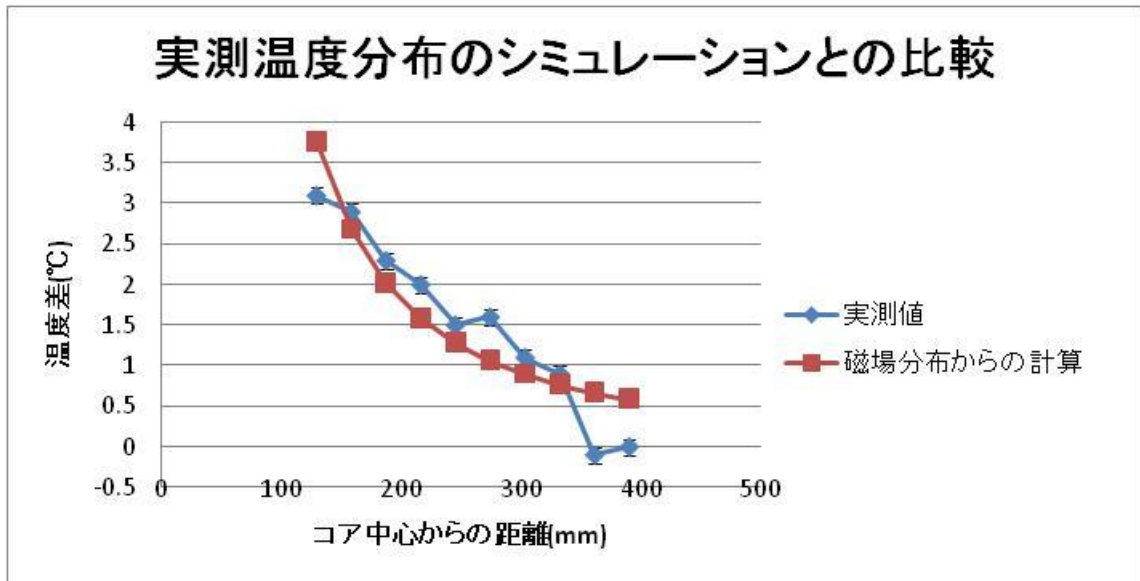


図23：温度分布の実測値とシミュレーションとの比較

上記の結果より、実際の温度分布(温度変化を取っているので発熱分布と等しい)と磁場分布の二乗の分布は非常に近いカーブを描くことが分かった。実測値の端の数点が他の点に比べて落ちているのは、カットコアの角を斜めに落としてある部分をくっつけることができないことが影響していると考えている。

第6章 FINEMET の熱伝導率の測定

6-1 熱伝導率を測定する意味

J-PARC、MRおよびRCS空洞のコアに用いられるFINEMETは比較的新しい素材であり、熱伝導率の測定はあまり行われていない。さらに、コアとしてFINEMETを使用する場合、径方向にはFINEMET層とシリカの層が9：1の割合で交互に占めているため、熱伝導率が異方性を持つことが考えられるなどの問題がある。そこで、FINEMET自身の熱伝導率だけでなく、コアの異方性熱伝導率を直接測定した。

6-2 熱伝導率とは

熱伝導度ともいい、熱伝導において、熱流束密度（単位時間に単位面積を通過する熱エネルギー）を温度勾配で割った物理量。その逆数を熱抵抗率という。

$$J = -\lambda \text{grad}T$$

J：熱流束密度 $\Delta Q / (t \cdot S)$ 【W/m²】

λ ：熱伝導率 【W/(m・K)】

T：温度 【K】

熱伝導率は媒質中により温度勾配がある場合にその勾配に沿って運ばれる熱流束の大きさを規定する量であるため物性値である。一方、熱拡散率は温度勾配により運ばれる温度（熱エネルギー）の拡散係数を意味する。両者を結ぶ式は以下である。

$$\text{熱伝導率} \text{【W/(m・K)】} = \text{熱拡散率} \text{【m}^2\text{/s】} \times \text{定圧比熱容量} \text{【J/g・K】} \times \text{密度} \text{【g/m}^3\text{】}$$

6-3 レーザーフラッシュ法

熱伝導率を測定する方法は、レーザーフラッシュ法、定常熱流法等複数あるが、コアの異方性熱伝導率の測定ではレーザーフラッシュ法を用いた。レーザーフラッシュ法とはレーザー発振器からパルス状のレーザー光を発射し試料の表面に直接当て、試料の裏面から出てくる熱量とその時間を測定し、熱拡散率を導き出し、熱伝導率 (λ) を算出する方法である。セットアップは以下の図6-1のようである。

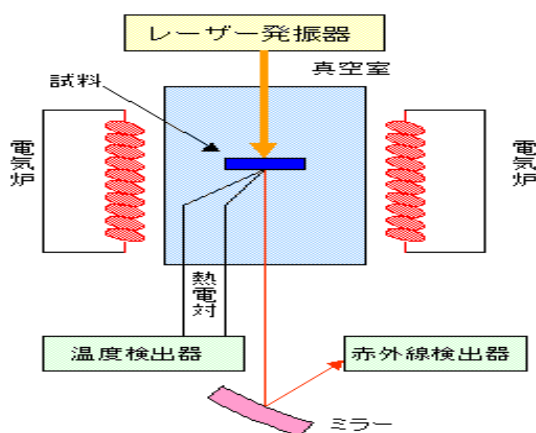


図6-1 レーザーフラッシュ法のセットアップ

6-4 比熱の測定

6-4-1 水を使用した結果

比熱はヒーターで 100 度に熱したコアを水に入れ、その平衡温度を調べることにより測定した。結果は以下の表 6-1 に示した。

一回目					
容器重さ (g)	容器+水重 さ(g)	水の質量 (g)	FINEMET 質量(g)	水の比熱 (J/g・K)	FINEMET の比 熱
41.74	675.37	633.63	372.45	4.2	0.511
		始状態	終状態	温度差	
	水の温度 (°C)	18.3	24.3	6	
	FINEMET 温 度(°C)	108.1	24.3	83.8	
		移動した熱量(J)			
		15967			
二回目					
容器重さ (g)	容器+水重 さ(g)	水の質量 (g)	FINEMET 質量(g)	水の比熱 (J/g・K)	FINEMET の比 熱
41.74	723.6	681.86	372.45	4.2	0.535
		始状態	終状態	温度差	
	水の温度 (°C)	20.7	29.3	8.6	
	FINEMET 温 度(°C)	152.9	29.3	123.6	
		移動した熱量(J)			
		24628			

表 6-1 : 比熱の測定結果

以上より FINEMET の比熱は二回の測定の平均を取って 0.523 【J/(kg・K)】 となった。

6-4-2 物性評価システム PPMS(Physical Properties Measurement System)を使用した測定(東大低温センター)

東大低温センターの物性評価システム PPMS を使用した測定依頼サービスをりようし比熱の測定を行ってもらった。結果は 300K での比熱として、 0.500 ± 0.001 **[J/(kg · K)]** となった。今後の計算や、シミュレーションではこの値を使用する。

6-5 ハーフタイム法

ハーフタイム法とは最大温度上昇 T_m の半分 $T_m/2$ に到達するのに要する時間 $t_{1/2}$ を求めることにより試料の熱拡散率が求められるという方法である [8]。

まず、断熱状態での一様な物質内での温度分布は厚み方向の距離を x とすると

$$T(x,t) = \frac{1}{L} \int_0^L T(x,0) dx + \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2}\right) \times \cos \frac{n \pi x}{L} \int_0^L T(x,0) \cos \frac{n \pi x}{L} dx \quad (1)$$

L :物質の厚さ

α :熱拡散係数 **[cm²/sec]**

となる[9]。

ここで、放射エネルギー Q **[cal/cm²]** の瞬間的なパルスを与えたとし、一様に浅い深さ g で吸収したとすると $t=0$ における温度分布は

$$T(x,0) = Q/DCg \quad \text{for } 0 < x < g \quad (2)$$

$$T(x,0) = 0 \quad \text{for } g < x < L \quad (3)$$

と与えられる。

(1)、(2)、(3)より、

$$T(x,t) = \frac{Q}{DCL} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{n \pi x}{L} \frac{\sin(n \pi x/L)}{(n \pi x/L)} \times \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{L^2} \alpha t\right) \right] \quad (4)$$

ここで、無次元パラメータ V と ω を

$$V(L,t) = T(L,t)/T_M \quad (5)$$

$$\omega = \frac{-n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2} \quad (6)$$

T_M :後面での最大温度

以上より、

$$V = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp(-n^2 \omega) \quad (7)$$

この式をグラフに表すと図 6-2 のようになる。

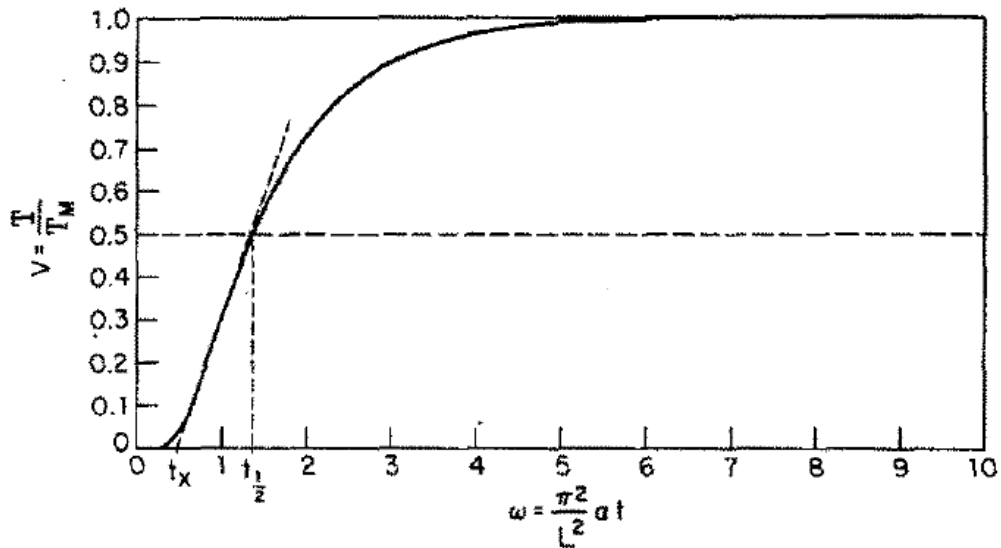


図 6-2 : 裏面温度の無次元プロット

このグラフで、 V が 0.5 となる点を考えると ω は 1.38 となる。
この点では

$$\alpha = \left(1.38L^2 / \pi^2 t_{\frac{1}{2}} \right) \quad (8)$$

$t_{\frac{1}{2}}$: 裏面の温度がちょうど半分になるときの時間

となる。

つまり、表面にパルスを当て、裏面の温度が最大になる半分の時間を求めることによって熱拡散係数 α がわかる。

この熱拡散係数 α とサンプルの密度、及び比熱と

$$\text{熱伝導率} = \text{熱拡散率} \text{【m}^2/\text{s}】 \times \text{定圧比熱容量} \times \text{密度}$$

の関係を用いて熱伝導率を導く。

6-6 熱伝導率の測定結果

茨城県つくば市の(独)産業技術総合研究所 計測標準研究部門 物性統計科 熱物性標準研究室の協力の下、レーザーフラッシュ法を用いた熱伝導率の測定を行った。レーザーを当てる方向を積層方向、縦方向と二つに分け(図6-3、図6-4)、それぞれのサンプルを2つずつ作製し、測定は2回ずつ行った。結果は以下の表6-1のようになった。

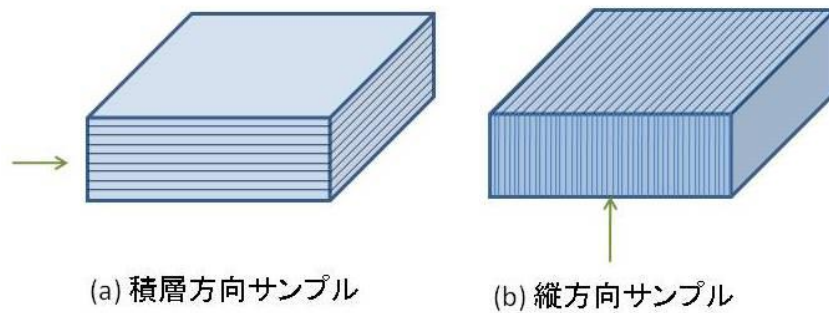
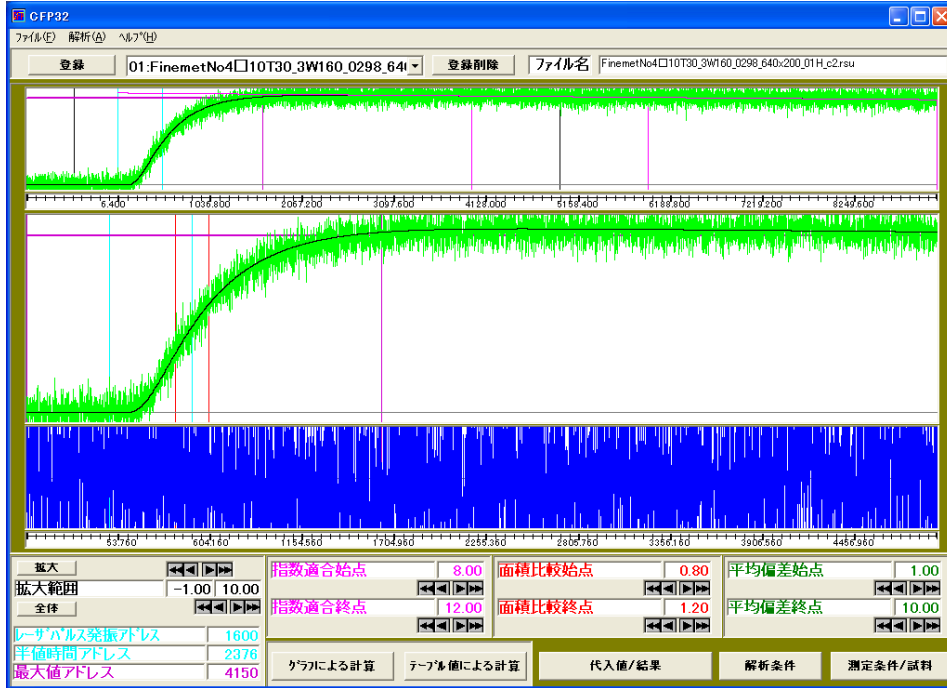


図6-3 積層方向、縦方向のサンプルイメージ



図6-4: サンプルの写真(約9mm×9mm×3mm) 左: 縦方向 右: 積層方向



解析パラメータ/結果

データ情報

物質 FinemetNo4
 試料名 FinemetNo4
 ファイル名 FinemetNo4□
 データ点数 16000

閉じる

測定データ

解析代入値

レーザハルス発振アドレス 1600.0

試料厚さ選択
 コーティングなし コーティングあり

試料厚さ 0.975 mm
 試料直径 10.150 mm
 サンプリング間隔 640.0 μs

読み 保存

グラフによる計算 テーブル値による計算 クリア

解析条件
測定条件/試料
注釈
印刷

解析結果

<input type="checkbox"/> 試料温度	296.720	K	<input type="checkbox"/> 半値時間	496.640	ms
<input type="checkbox"/> 熱拡散率(CF法)	2.503e-7	m ² /s	<input type="checkbox"/> 定常値	23.570	dgt
<input type="checkbox"/> ピオ数	0.0157		<input type="checkbox"/> 外挿値	23.864	dgt
<input type="checkbox"/> 熱拡散率(t1/2法)	2.656e-7	m ² /s	<input type="checkbox"/> 外挿上昇値	0.295	dgt
<input type="checkbox"/> t1/2法とCF法の差	6.116e+0	%			
<input type="checkbox"/> 平均偏差	-0.005				

CSV ファイル

参照 書込

図 6-5：熱拡散率解析ソフト(CFP32)イメージ
(上)データ出力イメージ
(下)解析結果イメージ

	積層方向				縦方向			
	No1-01	No1-02	No2-01	No2-02	No3-01	No3-02	No3-01	No3-01
質量(g)	1.00		1.59		1.48		1.65	
縦(mm)	10.21		8.59		9.08		10.19	
横	9.83		9.56		9.47		9.55	
高さ	1.84		3.42		3.04		3.09	
体積(mm ³)	184.67		280.85		261.40		300.70	
体積(cm ³)	0.18		0.28		0.26		0.30	
密度(g/cm ³)	5.39		5.66		5.67		5.49	
密度(g/m ³)	5.39E+06		5.66E+06		5.67E+06		5.49E+06	
比熱(J/g・K)	5.00E-01							
半値時間(ms)	2.20E+03	2.15E+03	6.95E+03	7.36E+03	4.97E+02	5.02E+02	5.25E+02	5.19E+02
熱拡散率(m ² ・s)	2.14E-07	1.93E-07	2.34E-07	2.21E-07	2.58E-06	2.56E-06	2.52E-06	2.56E-06
平均偏差	-9.00E-03	-7.00E-03	8.00E-03	1.50E-02	-5.00E-03	-1.00E-03	1.00E-03	4.00E-03
熱伝導率(W/(m・K))	0.577	0.520	0.661	0.624	7.317	7.241	6.930	7.018

表 6-1：熱伝導率の測定結果

以上により FINEMET の異方性熱伝導率は、

径方向（積層方向）： 0.595 ± 0.042 【W/(m・K)】

周方向(縦方向)： 7.127 ± 0.073 【W/(m・K)】

となった。

6-7 占積率と異方性熱伝導率

熱伝導率の周方向の測定結果を FINEMET の物性値と仮定し(径方向は層になっていないため)、占積率 75%(質量により測定した値)を用いて径方向の熱伝導率を計算する。

FINEMET コアには FINEMET とシリカの層以外にも空気が入っていることが考えられる。

熱伝導率の測定結果を用いて空気の層がどの程度出来ているかを考える。

まず、各物質の熱伝導率を

FINEMET の熱伝導率： 7.127 【W/(m・K)】

シリカの熱伝導率： 0.049 【W/(m・K)】

空気の熱伝導率： 0.026 【W/(m・K)】

とし、各層の厚みを FINEMET の占積率 75%から

FINEMET 層：シリカ層：空気の層 = $75 : a : b$

$a+b=25$

と考えると、100m の層での熱伝達係数 k 【W/(m²・K)】は

$$\begin{aligned}k(\text{finemet}) &= 7.127/75 \\ &= 0.0950 \text{ 【W/(m}^2 \cdot \text{K)】}\end{aligned}$$

$$k(\text{silica}) = 0.049/a \text{ 【W/(m}^2 \cdot \text{K)】}$$

$$k(\text{air}) = 0.026/b \text{ 【W/(m}^2 \cdot \text{K)】}$$

となる。

$$\begin{aligned}k(\text{径方向}) &= 0.595/100 \\ &= 0.00595 \text{ 【W/(m}^2 \cdot \text{K)】}\end{aligned}$$

及び、熱伝達係数の合成式

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} + \frac{1}{k_3}$$

にあてはめ、

$$\begin{aligned}\frac{1}{k(\text{径})} &= \frac{1}{k(f)} + \frac{1}{k(s)} + \frac{1}{k(a)} \\ \frac{1}{0.00595} &= \frac{1}{0.0950} + \frac{1}{\frac{0.049}{a}} + \frac{1}{\frac{0.026}{b}}\end{aligned}$$

より

$$a = 16.27 \text{ 【m】}$$

$$b = 8.72 \text{ 【m】}$$

FINEMET 層 : シリカ層 : 空気の層 = 75 : 16.27 : 8.72

となり、実際のコアにはシリカで満たされてはおらず、空気の層がシリカ層の半分程度含まれていることが分かった。

第7章 ANSYS を用いた熱分布の計算

7-1 ANSYS とは

ANSYS (アンシス) は、1970 年に工学分野の諸問題をコンピュータを用いて解析するために John A. Swanson 博士により開発されたシミュレーションツールである。当初は電力業界と機械業界に主として利用されていたが、現在では電気、精密機器、自動車、自動車部品、航空宇宙、原子力、化学、医療工学、また研究所や教育機関に至るまで、あらゆる有限要素法解析の要求を満たすまでになっている。解析機能は線形・非線形構造解析、定常・非定常伝熱解析、熱流体解析、電磁場解析、圧電解析、音響解析、衝撃／落下問題まで幅広く用意されており、その豊富な解析機能と特にマルチフィジックスと呼ばれる柔軟な連成解析機能が広範囲のユーザの要求を満たし、世界中で最も高く評価される CAE (Computer Aided Engineering) プログラムに発展している。

7-2 ANSYS で熱分布を求めるための準備

ANSYS にはパラメータとして、各物質の熱伝導率、水の熱伝達係数、コアの発熱分布、水の温度等を用いる。熱伝導率は物性値であり、発熱分布はコア 1 枚あたり 12kW、水の温度は 30°C と決定しているため、流速等に依存する熱伝達係数について考える必要がある。熱伝達係数を求めるためには以下の 3 つの無次元量を考える必要がある。

- ・ヌセルト数 (Nu) … 流体から壁面への熱伝達により移動する熱量と、静止した同じ流体で熱伝導により移動する熱量との比。

$$Nu = \frac{h \cdot L}{\lambda}$$

Nu:ヌセルト数

h:熱伝達係数【W/(m²・K)】

λ:熱伝導率【W/(m・K)】

L:代表長【m】

- ・レイノルズ数 (Re) … 慣性力と粘性力の比を表わす。流体が持っている粘性と慣性がどのようなつりあい状態にあるか。

$$Re = \frac{U \cdot L}{\nu}$$

Re:レイノルズ数

U:流速【m/s】

ν:動粘度【m²/s】

- ・プラントル数 (Pr) … Pr<1 ならば、速度境界層よりも温度境界層のほうが厚くなる。Pr=1 で同じ厚さ。Pr>1 で温度境界層よりも速度境界層が厚くなる。

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

$$\alpha(\text{温度伝達率}) = \frac{k}{\rho \cdot C}$$

ρ :密度【kg/m³】

C:比熱【J/(K・kg)】

k:熱伝導率【J/(s・m・K)】

また、レイノルズ数で、流れが層流・乱流で分かれる。臨界レイノルズ数は 2320 でありその値を境にヌセルト数が変わる。

層流の場合のヌセルト数：Nu = 4.9

乱流の場合のヌセルト数： $Nu = 0.023 \times Re^{0.8} \times Pr^{\frac{1}{4}}$

以上の関係を用いて、水冷モデルと油冷モデルを比較する。現行の水冷モデルは層流であり、流速に熱伝達係数は依存しないため、その他の物性値を用いて求めると熱伝達係数は 511【W/(m²・K)】となる。エポキシの層の熱伝達係数と合成すると 286【W/(m²・K)】となる。同様に層流の場合の油冷モデルの熱伝達係数は 103【W/(m²・K)】となる。したがって油を用いて水冷モデル以上の熱伝達率を達成するためには乱流にする必要がある。レイノルズ数を臨界値の 2320 で計算すると、熱伝達係数は 621【W/(m²・K)】となり、そのときの流速をレイノルズ数の式から逆算すると 0.526【m/s】となりこの値以上の流速で計算すれば乱流によって水冷モデル以上の冷却効率を出すことが出来ることになる。以下ではこの計算について ANSYS を用いて計算する。

7-3 コアの熱分布

ANSYS を用いて水冷モデル、油冷モデルでの平衡状態の熱分布を計算する。

各モデルにおいて

- 1、コア内部の磁場分布を計算する（図 7-1）。
- 2、磁場の 2 乗に発熱量が比例するので 1 の結果より発熱分布を定義する。
- 3、コア一枚当たりの発熱量が 12kW であるという測定結果から 2 の分布を規格化し、発熱分布とする。
- 4、水・油の温度、流速を定義する。
- 5、水・油・FINEMET・エポキシの熱伝達係数を定義する。
- 6、平衡状態での温度分布を計算する。

という条件で計算を行った。

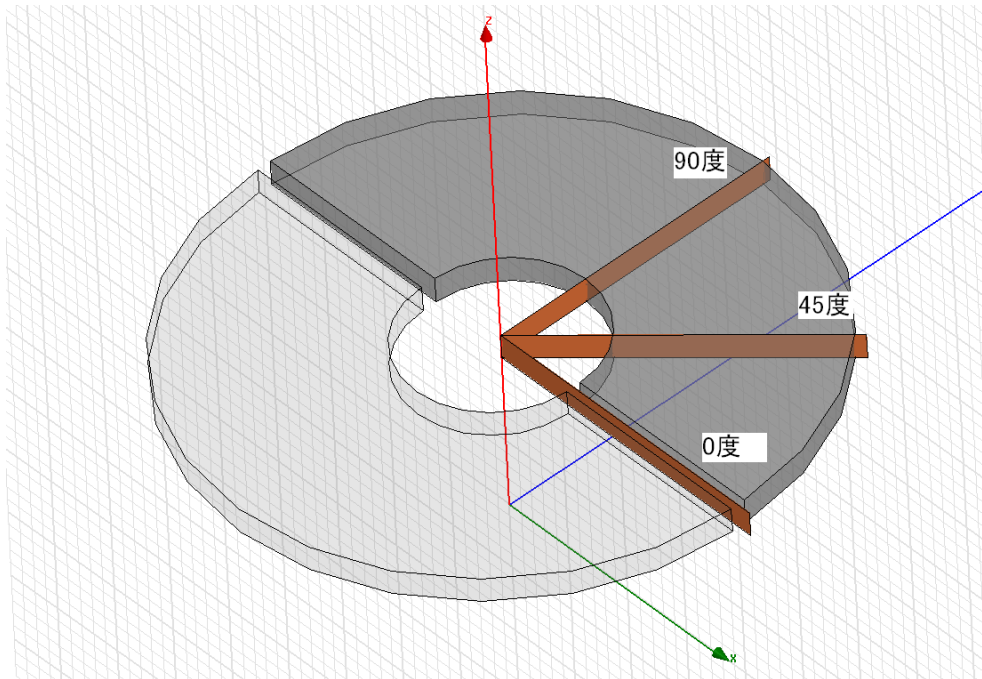


図 7-1：磁場分布を求める面

7-3-1 水冷モデル

まずは現行のモデルである水冷モデルでの計算を行った。

HFSS の計算では無視していたが、現行の水冷モデルでは水が直接コアに触れないようにエポキシによるコーティングを行っている。そのためにコアと水の層の間に 0.3mm のエポキシ層を入れた。これはエポキシの熱伝導率が非常に小さく、0.3mm の薄さでも熱分布には大きな影響を与えるからである。

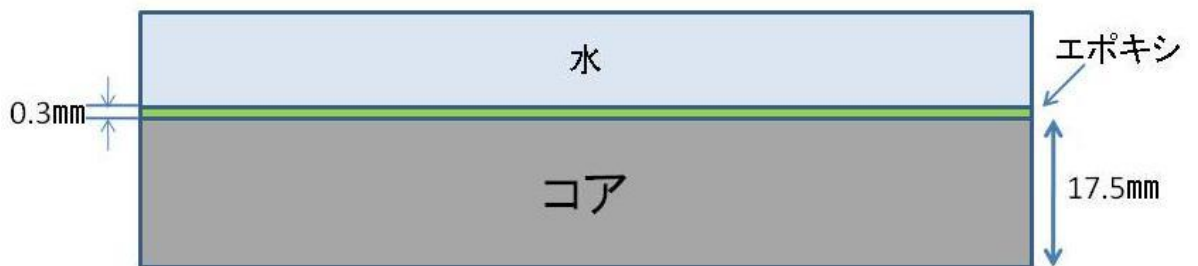


図 7-2：水冷温度分布計算モデル(下面に対称条件を課す)

計算に用いた物性値は以下の表 7-1 である。

	熱伝導率 (W/(m*K))	流速 (m/s)	熱伝達係数 (w/(m ² *K))	温度(度)	発熱分布
水	0.618	0.1	500	30	
エポキシ	0.2				
コア	径方向: 0.595 周方向: 7.127				一様(コア一枚で 12kW)

表 7-1 : 水冷モデルの計算

このような条件を用いて ANSYS の計算を行った。結果は以下の図 7-3 のようになった。

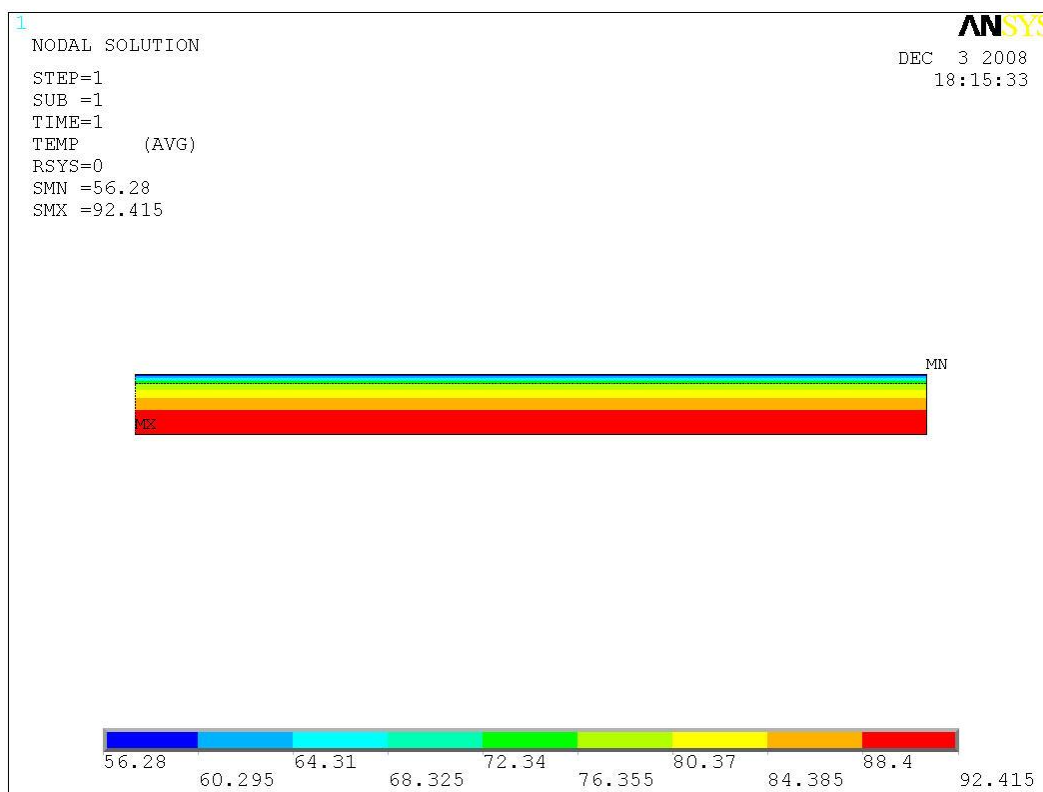


図 7-3 : 水冷コアの温度分布

結果は、コア中心部で 92 度、エポキシ表面で 64 度となった。

7-3-3 油冷モデル

油冷のモデルでは油がコアに直接触れてもコアを劣化させることはないのでエポキシのコーティングは必要ないため、モデルに組み込まなかった。モデルは図 7-4、物性値は表 7-2 に示した。流速に関しては水冷と同じ 0.1m/s だけでなく、0.6m/s、0.8m/s で計算を行った。それぞれの熱伝達係数に関しては後で計算式と共に考察する。それぞれの流速での計算結果は図 7-5、7-6、7-7 に示した。

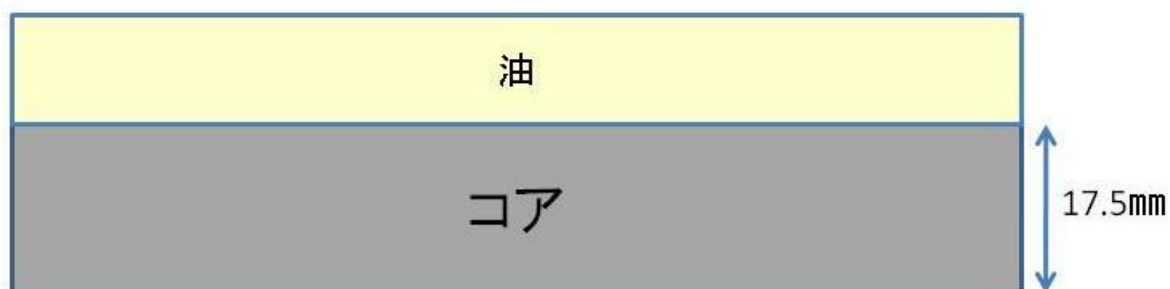


図 7-4：油冷温度分布計算モデル(下面に対象条件を課す)

	熱伝導率 (W/(m*K))	流速 (m/s)	熱伝達係数 (w/(m ² *K))	温度(度)	発熱分布
油	0.126	様々	流速による	30	
コア	径方向: 0.595 周方向: 7.127				一様(コア一枚で 12kW)

表 7-2：油冷モデルの計算

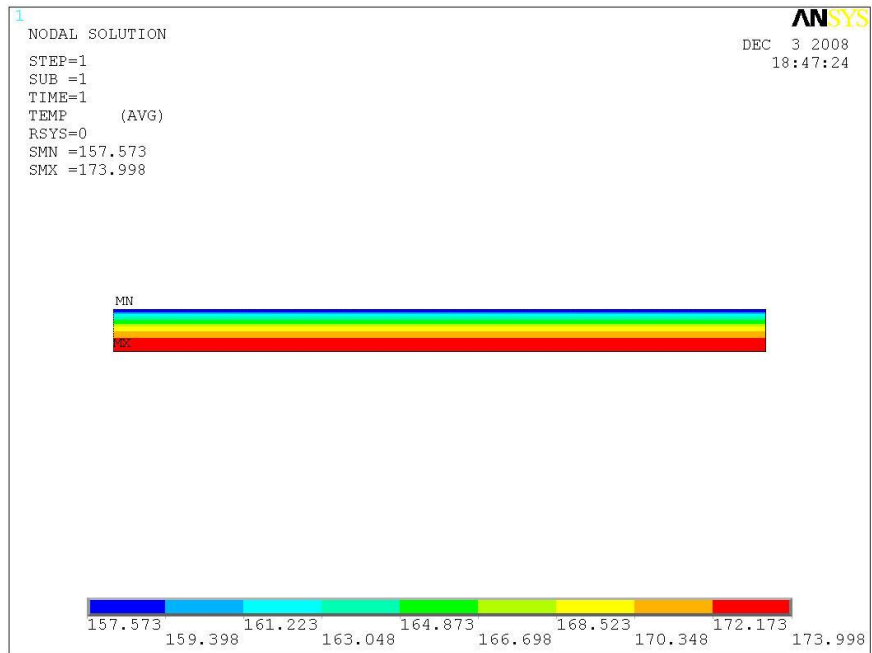


図 7-5 : 流速 0.1m/s での油冷モデル温度分布

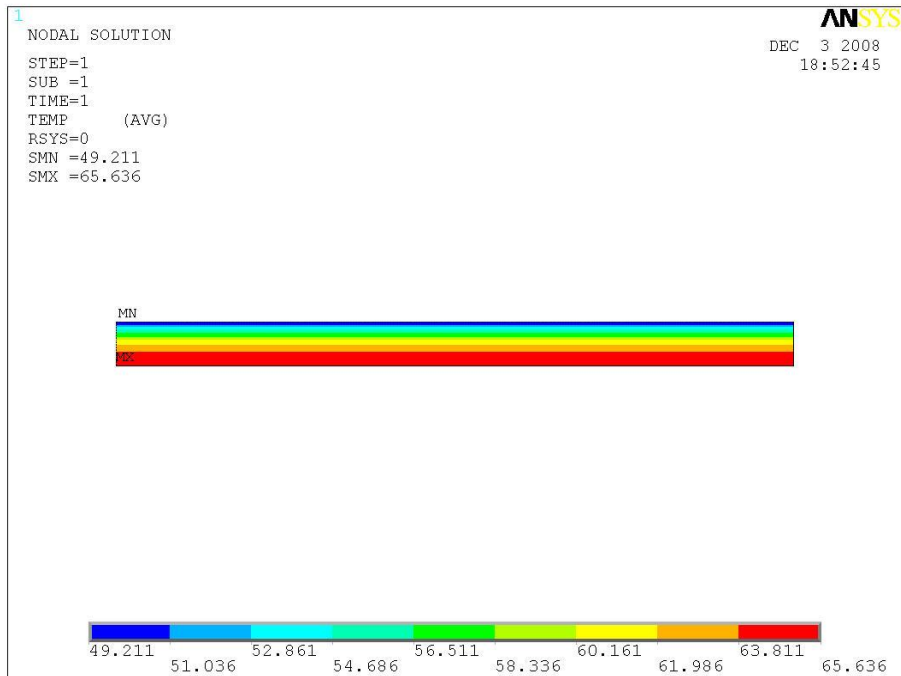


図 7-6 : 流速 0.6m/s での油冷モデル温度分布

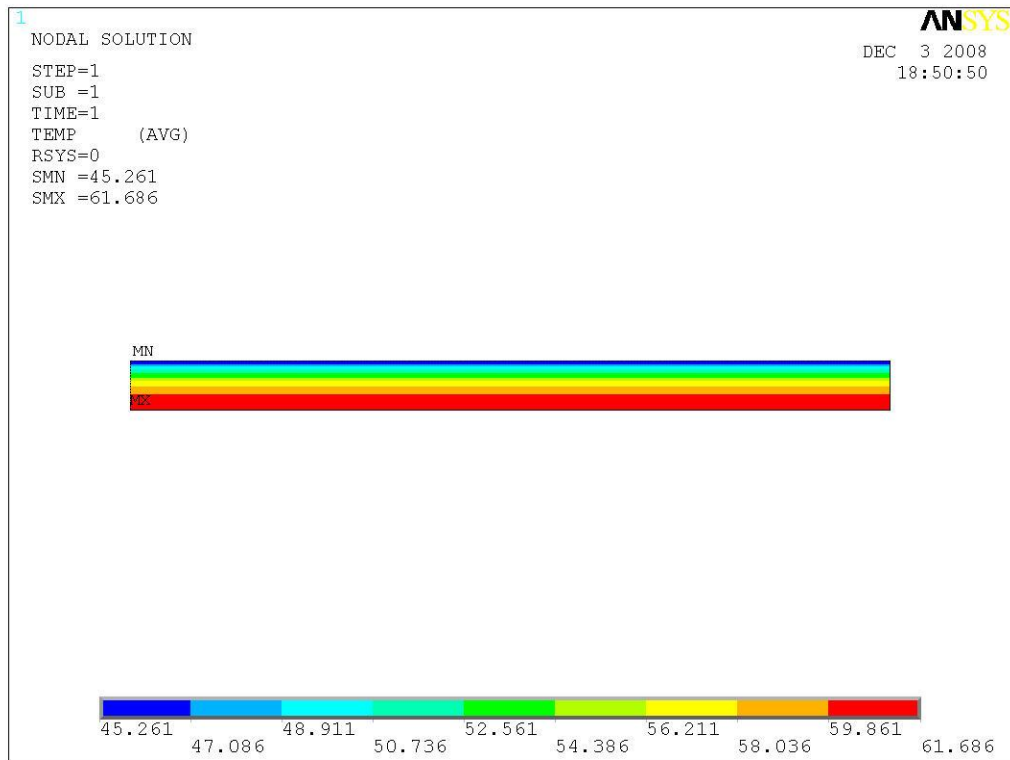


図 7-7 : 流速 0.8m/s での油冷モデル温度分布

以上の結果より、乱流の発生する 0.6【m/s】程度の流速を超えた油冷システムを用いれば、水冷システム以上の冷却効率を達成することが出来ることが分かった。以上の結果をまとめると以下の図 7-8 のようになり、乱流による冷却効率のアップが非常に優れていることが分かる。

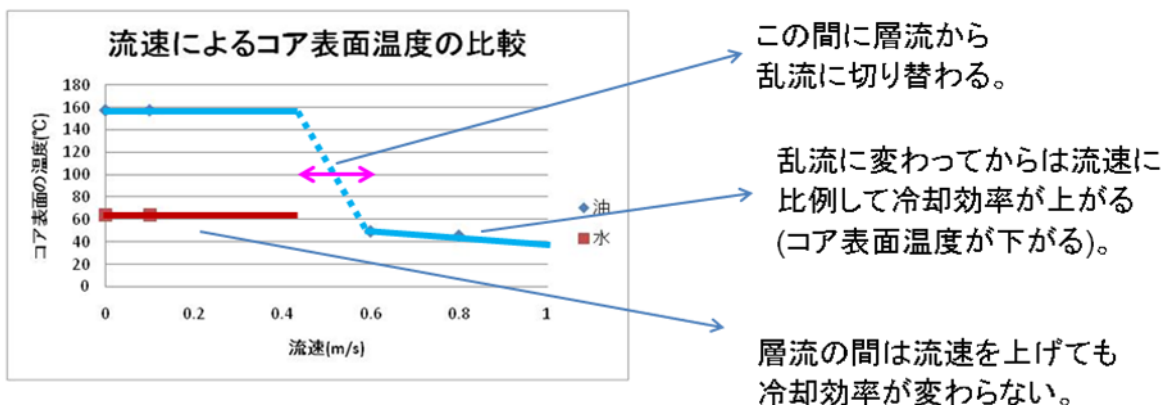


図 7-8 : 流速を変化させた計算のまとめ

第8章 まとめと課題

8-1 電磁場シミュレーションについて

電磁場シミュレーションを用いて、新素材である FINEMET コアの電磁場の分布や共振周波数を知ることになった。コアをカットすることによって磁束がコア部で一様になるなどの特徴の理解が深まり、結果を発熱分布が一様であるという根拠とすることが出来た。

今回の研究では Ansoft 社の HFSS を用いてローカルな相対座標を回転させることによって異方性透磁率を定義したが、コアを分割するには限界があり(今回は 6 度分割)、本来であれば極座標を扱えるシミュレーションソフトを用いたい(現在そのようなソフトは無いように思われる)。また、シミュレーションにおいて PEC 層付近のメッシュの粗さなどが非常に気になった。コア部だけメッシュを細かくする等の対策は行ったが、メッシュの細かさは計算時間を大幅に長引かせるので一部断念した。今後シミュレーションの質を向上させるにはこの異方性の問題と、メッシュの問題があると考えられる。しかし、シミュレーション法の技術は今回の研究において十分コア部で起こっている物理現象を説明することが出来ていると思う。

8-2 FINEMET 熱伝導率の測定

産総研のレーザーフラッシュ法を用いた熱伝導率測定装置をお借りして、最大の懸案事項であった直接的な異方性熱伝導率の測定を行うことが出来た。さらにその周方向の熱伝導率の結果は想像以上に空気が入り込んでいたために、今までシリカの層が詰まっていたと考えてしまっていた値(2W/m)よりもかなり小さかった。これはリボンを巻くことによって作る FINEMET コアの特性上仕方のないことだが、個体差や今後のメーカー側のコア作成能力の向上などによって今回得られた熱伝導率の値が変わってくる懸念される結果であると言える。したがって今後リボンの状態での測定、つまりは FINEMET 自身の物性値としての熱伝導率の直接測定が必要になってくると考えることが出来る。

8-3 熱分布及び冷却方法について

8-3-1 発熱分布

FINEMET コアの持つ磁場分布が一様になるという特徴は冷却システムを考える上で非常に有利になる特徴である。これまで用いられていたフェライトコアなどは磁場が $1/r$ に比例し、コアの中心部に磁束が集中することによる高い発熱があった。しかしこの FINEMET コアでは一様な発熱分布を持つために一部の高い発熱を考慮する必要がない。この結果はシミュレーションだけでなく、Low Power 試験によっても示すことが出来た。

8-3-2 冷却システムについて

現行の水冷システムを油冷システムに変えることによって冷却効率においてプラスに働く部分とマイナスに働く部分がある。錆による FINEMET コアの劣化の問題、現行のシステムでは第二期計画での大強度化に対するマージンの不足から、油冷のシステムを考えるべきであることは絶対である。システムを変更することにより、プラスに働く点は油を直接コアに触れさせることが出来るためにエポキシによるコーティングが必要ないという点である。マイナスに働く点は油自身の冷媒としての性質が水に比べて低いことである(熱伝導率にして 5 倍程度)。ANSYS 及び手計算の結果より、同じ流速では油を用いた場合の冷却効率が悪いことが分かった。したがって流速を上げる必要がある。今回の研究では水冷システムの持つ熱伝達係数 $268 \text{ [W/(m}^2 \cdot \text{K)]}$ を上回るために必要な油冷での流速を求めようとしたが、層流では流速を上げてても熱伝達係数は向上せず、油の物性値から、最大でも $103 \text{ [W/(m}^2 \cdot \text{K)]}$ であることが分かった (図 7-5 は層流での計算)。そのため、油冷のシステムを用いるにはレイノルズ数が 2320 を超え、流れが乱流になる必要がある。乱流になれば熱伝達係数が流速に対して 0.8 乗で効いてくるため、流速を上げれば熱伝達率を上げることが出来る。しかし、計算結果よりちょうど乱流に切り替わる流速は 0.6m/s 程度であり、このときの熱伝達係数は $621 \text{ [W/(m}^2 \cdot \text{K)]}$ となり、十分水冷システムに勝る。ANSYS のシミュレーション図 7-3 と図 7-6 を比較してもその差は明らかである。したがって油冷のシステムを考える上で重要になるのはレイノルズ数が臨界レイノルズ数を超えるような流速を実現することである。

8-3-3 流路の検討

上記のとおり、臨界レイノルズ数を超えるような流速の実現が、現行の水冷システムを超え、第二期計画にも耐えうるような油冷システムを作るためには必要であることが分かった。しかしこの臨界レイノルズ数というのは実験的に分かっている経験則であるため、流路の形状や油の流れる流路の壁面の状況によって変わることが予想できる。そのため今後流路を考える上で乱流となる流速に対して十分なマージンを取った流速で設計し、壁面についても粗い材料を使用するなど、出来るだけ乱流の発生しやすい状況を作るべきである。最終的には必ず乱流の発生の有無を確認してから使用することが必要であると考えられる。

また、径方向の熱伝導率が周方向に比べ 10 倍以上悪いことが分かったため、径方向への熱伝導率の悪さを考慮した流路を設計する必要がある。当初は図 8-1 のような、コアの表面に流路を彫った強化プラスチックをくっつけて油を流すような計画をしていた。

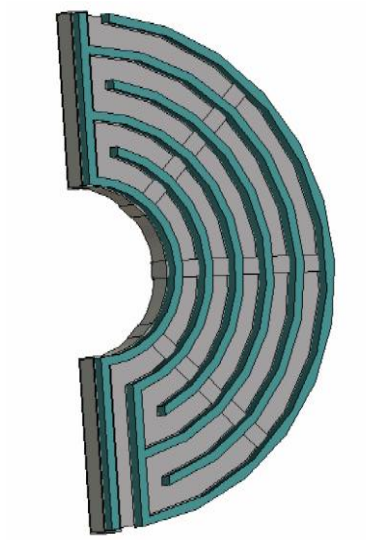


図 8-1：コアにらせん状の流路をつけるイメージ

しかし、この設計では流路の壁となる部分では冷却することが出来ない。したがってコアの径方向の熱伝導率が悪いと、図 8-2 のように流路の壁の部分で冷却効率が悪くなってしまふ。

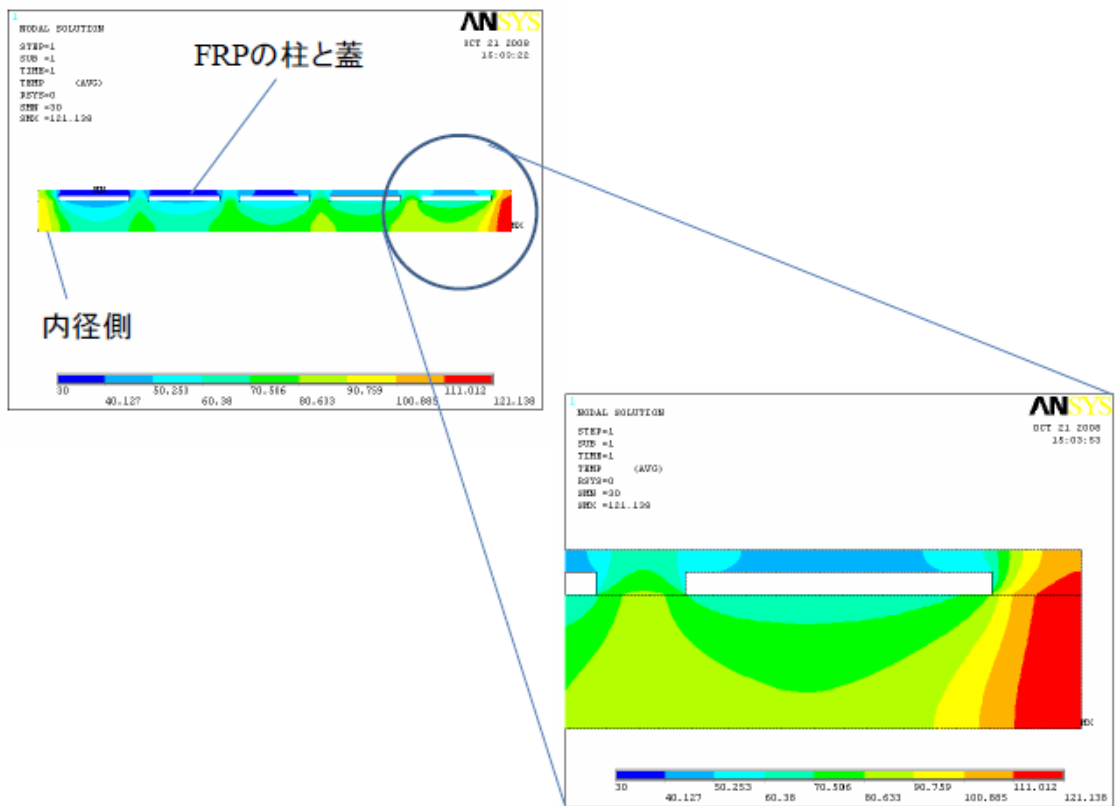


図 8-2：らせん流路での温度分布

そこで、現在はコア自体を径方向に3分割する方法を考えている(図8-3)。

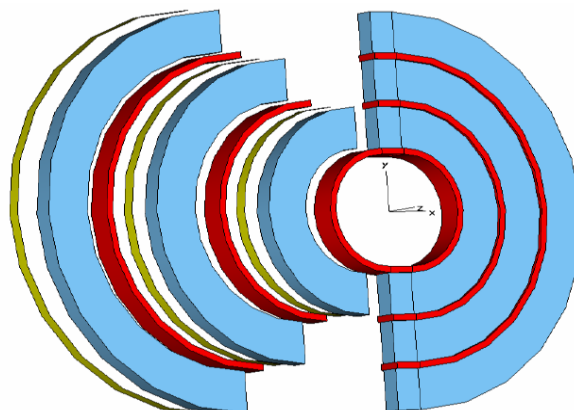


図8-3：径方向分割コア

このコアは **FINEMET** リボンを巻いてコアを作成する段階で、三つのコアを別々に作成したものを使用する。径方向に分割した隙間(上図で赤い部分)を流路の壁として利用すればその部分にはコアがないため、冷却する必要がなくなる(図8-4)。

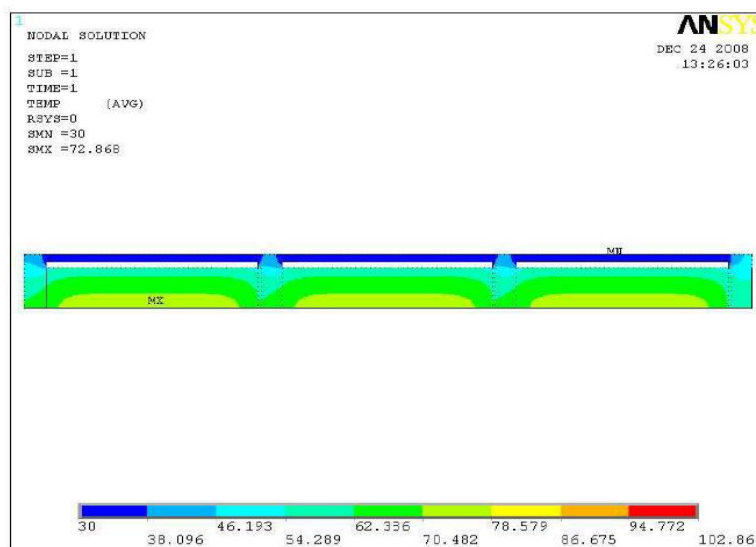


図8-4：径方向分割コアの温度分布シミュレーション

さらに、この径方向分割コアを用いることにより、コアの機械的強度が増すこと、**FINEMET** の内外での巻きむらの違いが改善されるなどの効果もある。現在この径方向分割コアを用いた設計が進んでいる。

参考文献

- [1] 素粒子原子核研究計画委員会 JHF 50GeV 陽子加速器における素粒子原子核研究の進め方
http://www-conf.kek.jp/ipns-rpc/2001-2002/drafts/report_final_1122_1630_rev.pdf
- [2] 鬼柳 善明 大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で期待される原子力科学
日本原子力学会誌, Vol. 46, No. 3 (2004)
- [3] 山崎 良成 J-PARC 加速器 高エネルギーニュース, vol24, No.1
- [4] J-PARCのHP
<http://j-parc.jp/Acc/ja/index.html>
- [5] ACCELERATOR TECHNICAL DESIGN FOR J-PARC
<http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>
- [6] 日立金属株式会社HPより FINEMET について
<http://www.hitachi-metals.co.jp/product/finemet/index.html>
- [7] Roger F. Harrington TIME-HARMONIC ELECTROMAGNETIC FIELDS
McGraw-Hill, Inc.
- [8] W. J. Parker et al. Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity
Journal of applied physics Volume 32, number 9 September, 1961
- [9] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger Conduction of Heat in Solids
Oxford University Press, New York, 1959, 2nd ed., p.76
- [10] T. Koseki et al. PRESENT STATUS OF J-PARC MR SYNCHROTRON
APAC 2007, Raja Ramanna Centre for Advanced Technology(RRCAT), Indore, India
TUPMA111
- [11] Masahiro Nomura et al. Development of cutting technique of Magnetic alloys core
Proceedings of the 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan
and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan (July 20 - 22, 2005, Tosu Japan)
- [12] J.Kishiro et al. CURRENT STATUS OF THE J-PARC ACCELERATOR COMPLEX
Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan
and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan (August 4 - 6, 2004, Funabashi Japan)
- [13] M. Yamamoto et al. DUAL HARMONIC OPERATION WITH BROADBAND
MA CAVITIES IN J-PARC RCS
Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee
- [14]

謝辞

本研究にあたってご指導頂きました指導教員山下了准教授^Aには心から感謝致します。また、本研究や論文の執筆だけでなく様々な研究活動の機会を与えて頂いたことで、二年間の大学院修士課程を有意義に過ごすことができました。本当にありがとうございます。

影山達也教授^Bには加速空洞に関する基本的知識から、研究の細部にわたってご指導頂き大変お世話になりました。ありがとうございます。

今回の研究の核である、HFSSを用いたシミュレーションでは長谷川豪志氏^Cにたくさんの助言を頂き、感謝しています。同様に核となっている FINEMET の熱伝導率の測定では、阿子島めぐみ氏^Dには急な測定のお願いを快く引き受けて頂いただけでなく、測定値に関する助言まで頂きました。測定結果は過去に使用していた値と異なり、FINEMET の物性的特徴の理解に繋がりました。同氏の協力なしには本論文は完成することはありませんでした。本当にありがとうございます。

山下研究室のメンバーには研究室ミーティングで多くの助言や意見を頂きました。特に森田裕一氏^Eには研究活動だけでなく、KEK での生活に関してもお世話になりました。

ここには書ききれなかった方々を含め、学内外に関わらず多くの方々のおかげで充実した大学院生活を送ることができました。多くの人に支えられ、生きているということを実感し、学ぶことができたことが一番の大学院生活での収穫だったと感じています。

最後になりますが、大学院生活の中でお世話になったすべての人たちに心より感謝致します。

東京大学素粒子物理国際研究センター^A

高エネルギー加速器研究機構^B

日本原子力研究開発機構^C

産業技術総合研究所^D

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻^E