



Title	電磁波と媒質の相互作用のモデリングとシミュレーション技法に関する研究
Author(s)	平田, 晃正
Citation	大阪大学, 2000, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3169446
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

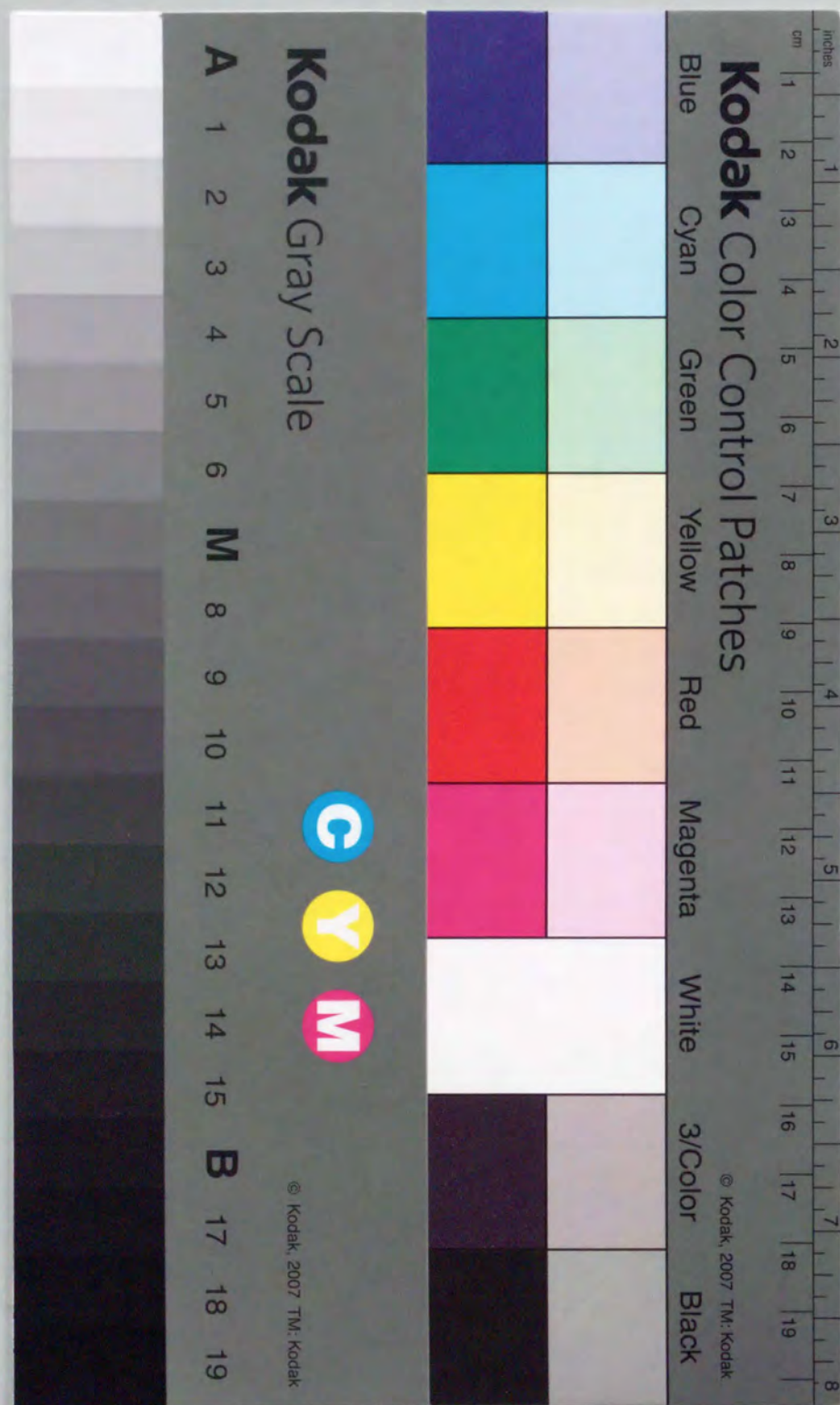
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

電磁波と媒質の相互作用のモデリングと
シミュレーション技法に関する研究

2000年1月

平田晃正



①

電磁波と媒質の相互作用のモデリングと シミュレーション技法に関する研究

2000年1月

平 田 晃 正

謝辞

本論文は、大阪大学大学院教授塩澤俊之博士のご指導のもとに、筆者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った研究成果をまとめたものである。本研究を遂行するにあたり、塩澤教授から賜わったご懇切なるご指導に対し、深甚なる感謝の意を表する次第である。

本論文をまとめるにあたり、筆者は大阪大学大学院教授前田肇博士に有益なご教示、ご助言を賜わった。ここに深く感謝する。

著者の大学院在学中、講義などを通じて通信工学全般、および本論文をまとめるにあたっご指導、ご助言を賜わった、大阪大学名誉教授倉菌貞夫博士、高知工科大学教授長谷川晃博士、大阪大学大学院教授池田博昌博士、同教授森永規彦博士、同教授小牧省三博士、同教授北山研一博士、大阪大学産業科学研究所教授元田浩博士、オハイオ州立大学教授児玉裕治博士、ハリコフ州立大学教授 Gennadiy I. Zaginaylov 博士をはじめとする諸先生方に厚くお礼を申し上げる。

また、筆者は本研究を行うにあたり、大阪大学大学院助教授松本正行博士、同元助手中川健氏、同助手平雅文博士、同元技官岡本良一氏にご助言、ご激励を頂いた。ここに深く感謝の意を表する。

更に、折にふれ熱心なご討論と有益なご助言を頂いた佐伯勇博士（現在大阪大学大型計算機センター）、上田哲也博士（現在京都工芸繊維大学）、耿輝氏、鎌田央氏（現在日本電気株式会社）、木村良之氏（現在三洋電機株式会社）、藤本義久氏（現在シャープ株式会社）、牛尾剛氏（現在関西電力株式会社）、堅山貴弘氏（現在シャープ株式会社）、湯瀬芳雄氏（現在三洋電機株式会社）、山下克行氏（現在NTTコムウェア株式会社）をはじめとする卒業生、ならびに Tipyada Thumvongskul さん、徳永秀彰氏、松山真一氏、森繁一氏、上田貴政氏、広坂史朗氏をはじめとする大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻塩澤研究室の諸兄に感謝する。

また、人体モデルの作成に対し、多大なるご助言を頂いた服部憲明氏（国立循環器病センター内ビーエフ研究所）に深謝する。

最後に、惜しめない援助と理解を頂いた両親、弟に心より感謝する。

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った電磁波と媒質の相互作用のモデリングとシミュレーション技法に関する研究の成果をまとめたものであり、以下の7章からなる。

第1章では、本研究の背景、目的ならびに概要について述べている。

第2章では、本論文中で解析手法として用いる時間領域差分法(FDTD法)について述べている。特に、粒子シミュレーションと呼ばれる電子ビームを計算機上で取り扱う方法、およびそれをFDTD法に組み込む方法について詳しく説明する。

第3章では、代表的なチェレンコフレーザの3次元モデル([1] 方形導波管の内部導体に誘電体薄膜を装荷したモデル, [2] 同軸線路の内部導体に誘電体薄膜を装荷したモデル)を考え、その非線形特性を調べる。また、得られた結果を従来用いられてきた2次元モデルを用いて得られた結果と比較し、2次元モデルの妥当性を検討した結果、以下のことが明らかとなった。まず、方形モデルでは、電磁波の電界が電子ビームに均一に作用しないために2次元モデルに比べてエネルギー変換効率が小さくなる。また、2次元モデルを用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法が、3次元モデルでもなお有効である。次に、円形モデルでは、方形モデルとは対照的に、電磁波が電子ビームに様に作用するため、電子ビームから電磁波へエネルギーが効率的に変換される。最後に、以上の結果をもとに、3次元モデルとほぼ同じ結果が得られる2次元モデルを提案し、その妥当性を示している。

第4章では、チェレンコフレーザにおける装置のコンパクト化およびエネルギー変換効率の改善について議論している。これらの問題は、チェレンコフレーザの実用化のためには、早急に解決しなければならない研究課題である。

そこで、まず、誘電体導波路の両端にDBR(Distributed Bragg Reflector)を形成し、誘電体表面から一定距離離れたところを相対論的電子ビームがドリフトしているチェレンコフレーザのモデルを考え、装置のコンパクト化について議論している。解析手法としては、粒子シミュレーションと線形解析を併用した手法を提案し、それを用いる。解析の結果、DBRチェレンコフレーザは、single-pass チェレンコフレーザに比べて得られる電力は小さくなるが、デバイスの大きさを小型化できることを示す。また、出力電磁波電力は、電子ビームの非線形性により大きく制限されることを明らかにする。

次に、チェレンコフレーザにおけるエネルギー変換効率の改善方法について論じる。本章では、エネルギー変換効率の改善方法として、電子ビームのドリフト速度の変化に合わせて、導波路を構成する誘電体の誘電率を変化させる方法を提案している。数値解析を行うことにより、本章で提案した手法は、従来提案されていた方法に比べて電子ビームと電磁波との同期をより長く保つことができ、エネルギー変換効率を更に大幅に改善できることを示す。

第5章では、スミス・パーセル自由電子レーザの増幅特性について調べる。特に、電子ビームの非線形性が増幅特性に与える影響について検討する。その結果、チェレンコフレーザの場合と

同様に、電磁波は線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大し、やがて電子ビームの非線形効果により非線形性が強まり飽和に達することを示す。また、電子ビームの非線形性を考慮に入れた場合でも、電子ビームに線形近似を用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法がなお有効であることを明らかにする。

第6章では、電磁波の人体に与える影響を電磁気学的に調べる。まず、そのために必要な、人体を計算機上で厳密に取り扱うためのモデリングについて説明する。

次に、構築したモデルを用いて、衛星携帯電話で用いられる電磁波の人体頭部に与える熱効果について論じる。また、得られた結果を従来の携帯電話を用いて得られた結果と比較し、その相違を議論する。その結果、衛星携帯電話が用いられている周波数は従来の携帯電話に比べて高く、出力電力が高いため、局所SAR (Specific Absorption Rate; 比吸収率) は大きくなることを示す。一方、周波数が高くなると、電磁波は脳内にはあまり浸透せず、脳におけるSARは逆に小さくなることを明らかにする。また、衛星携帯電話で用いられる程度の強さの電磁波を浴びても、人体頭部における温度上昇はあまり大きくないことを明らかにする。

更に、眼球が電磁波を浴びた場合のSAR分布について論じる。まず、眼球はある周波数で共振構造となり、それらの周波数において眼球中におけるSARが特に大きくなることを示す。また、眼球内部において、局所的に吸収電力の大きくなるホットスポット現象は、電磁波の共振現象と密接な関係があることを明らかにする。最後に、得られたSAR分布をもとに眼球内の温度上昇を計算し、電磁波加熱による白内障誘発の可能性は十分小さいことを明らかにする。

第7章では、本研究で得られた成果を総括して述べる。

目次

1	序論	1
2	時間領域差分法 (FDTD法)	5
2.1	序言	5
2.2	基本概念	5
2.2.1	マクスウェルの方程式の微分表示	6
2.2.2	電磁界成分の空間配置とマクスウェルの方程式の差分化	6
2.3	粒子シミュレーションの手法	9
2.3.1	緒言	9
2.3.2	概要	9
2.3.3	粒子の重み付け	11
2.4	境界条件	12
2.4.1	周期境界条件 (PBC)	12
2.4.2	吸収境界条件 (ABC)	13
2.5	数値的安定性について	15
2.6	結言	16
3	チェレンコフレーザの3次元非線形特性	17
3.1	序言	17
3.2	方形チェレンコフレーザの3次元解析	17
3.2.1	緒言	17
3.2.2	解析のモデル	18
3.2.3	解析結果	18
3.2.4	増幅特性の改善	21
3.2.5	結言	23
3.3	円形チェレンコフレーザの3次元解析	24
3.3.1	緒言	24
3.3.2	解析のモデル	24
3.3.3	解析結果	25
3.3.4	2次元モデルの精度改善	28

3.3.5 結言	29
3.4 結言	30
4 チェレンコフレーザにおける装置のコンパクト化と高効率化	31
4.1 序言	31
4.2 DBRチェレンコフレーザの非線形特性	32
4.2.1 緒言	32
4.2.2 解析のモデル	32
4.2.3 解析結果	33
4.2.4 結言	37
4.3 誘電率変化によるチェレンコフレーザの効率改善	38
4.3.1 緒言	38
4.3.2 解析のモデル	38
4.3.3 解析結果	39
4.3.4 結言	43
4.4 結言	43
5 スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性	45
5.1 序言	45
5.2 解析のモデル	45
5.3 解析結果	46
5.4 増幅特性の改善	48
5.5 結言	52
6 電磁波の人体に与える影響	53
6.1 序言	53
6.2 人体モデルの作成方法	54
6.3 衛星携帯電話で用いられる電磁波の人体頭部に与える熱効果	55
6.3.1 緒言	55
6.3.2 解析のモデルと入射波源	57
6.3.3 解析結果	58
6.3.4 結言	64
6.4 電磁波の眼球に与える熱効果	64
6.4.1 序言	64
6.4.2 解析のモデル	65
6.4.3 解析結果	66
6.4.4 結言	70
6.5 結言	71
7 結論	73

第1章

序論

近年、電気関連工学の各分野で数値シミュレーションに差分法の応用が盛んに行われ、波動場を取り扱う電磁波工学の分野においても多くの成果が得られてきている。特に、最近の計算機の大規模化、高速化、低価格化に伴い、差分法、有限要素法^{[1]、[2]}、境界要素法^[3]などを中心とした計算物理学あるいは計算力学と呼ばれる新しい学問分野が専門分野を越えた研究協力のもとに形成されつつある^[4]。これは、科学の進歩に伴って解析対象が複雑化するにつれ、従来の数学的なアプローチでは取り扱うことができず、計算機を用いて数値的に解く必要が生じてきたためである。

さて、上記のように様々な計算機手法が開発されているが、電磁波工学に関連しては、時間領域差分法(FDTD法)^{[5]~[7]}が計算電磁気学の分野における主要な解析手法としてその地位を確立しつつある。その特長としては、

- 過渡状態から定常状態に至る電磁界の状況を視覚化できる
- モーメント法などの積分方程式に基礎をおく解析手法に比べて汎用性が高い
- 他系との相互作用を容易に取り扱うことができる

などが挙げられる。FDTD法の適用例としては、アンテナ問題、散乱問題、導波路問題が一般的であるが、解析対象がより複雑になると、FDTD法の特長はより際立つと言える。そこで、本論文では、他の手法では取り扱いが困難であった

1. ミリ波・サブミリ波自由電子レーザ(電磁波と粒子の相互作用)
2. 電磁波と人体の相互作用

に着目し、FDTD法を用いて効率的に解析する方法を提案し、実際にその特性を調べることを目的とする。

第2章では、本論文で解析手法として用いるFDTD法の基本概念について説明している。特に、粒子シミュレーション^[8]と呼ばれる電子ビームを計算機上で取り扱う方法、およびそれを

FDTD法に組み込む方法について詳しく説明する。また、解析領域を終端するための境界条件などについても述べている。

さて、代表的な自由電子レーザ^{[9]、[10]}の一つとして、相対論的電子ビームによる誘導チェレンコフ効果を利用したチェレンコフレーザがある^{[11]–[30]}。チェレンコフレーザは、相対論的電子ビームに沿って伝搬する空間電荷波と誘電体導波路に沿って伝搬する電磁波とを結合させることによって増大波を発生させるレーザであり、サブミリ波から遠赤外波領域にいたる波長領域において大出力かつコヒーレントな電磁波を発生することができる。チェレンコフレーザの解析においては、現実の系が3次元であるにもかかわらず、1次元あるいは2次元問題に単純化されて解析されてきた。これは、従来の解析手法では、3次元系において電子ビームなどの非線形媒質を取り扱うことは非常に困難であったためである。しかしながら、第2章で述べたFDTD法に粒子シミュレーションを組み込んだ手法を用いると、この種の問題を比較的容易に取り扱うことができる。

そこで第3章では、チェレンコフレーザの3次元モデルを考え、その増幅特性を明らかにする。解析のモデルとしては、まず、方形導波管の内部下部導体に誘電体を装荷したチェレンコフレーザの3次元モデルを考え、その非線形増幅特性について調べる。本章の考察によると方形チェレンコフレーザでは、電磁波の電界が電子ビームに均一に作用しないため、2次元モデル^[26]に比べてエネルギー変換効率が小さくなることが明らかとなる。また、2次元モデルを用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法^[25]が、3次元モデルでもなお有効であることを示す。

次に、同軸線路の内部導体に誘電体薄膜を装荷した円形チェレンコフレーザの3次元モデルを考え、その非線形特性を詳しく調べる。また、得られた結果を、方形モデル、2次元モデルを用いて得られた結果と比較し検討する。その結果、まず、円形モデルでは方形モデルとは対照的に電磁波が電子ビームに様に作用するため、電子ビームから電磁波へエネルギーが効率的に変換されることを示す。また、誘電体の厚さに比べて導体円柱半径が十分大きい場合には、平板2次元モデルに対する特性とほぼ等しくなり、3次元系を2次元系に低次元化して解析することが有効であることを明らかにする。更に、以上の結果をもとに、電磁波の分散関係を用いて誘電体の厚さを補正した2次元モデルを提案する。そして、数値例を用いて、このモデルの特性は、3次元円形モデルのものとほぼ等しいことを示す。

チェレンコフレーザの応用目的としては、高分解能レーダ、リモートセンシング、プラズマ加熱、大気の観測、オゾン層の修復などが考えられている^[31]。これらの応用目的を考えると、チェレンコフレーザの実用化のためには、(1)装置のコンパクト化、および(2)電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率の改善、が必要不可欠である。

そこで第4章では、まず、誘電体導波路の両端にDBRを形成し、誘電体表面から一定距離離れたところを相対論的電子ビームがドリフトしているチェレンコフレーザのモデルを考え、装置のコンパクト化について議論する。また、解析手法としては、粒子シミュレーションと線形解析を併用した手法を提案し、計算機メモリの低減をはかり、解析を行う。その結果、DBRチェレンコフレーザで得られる電力は、single-passチェレンコフレーザに比べて小さくなるが、デバイ

スの大きさを大幅に小型化できることを示す。また、二つの反射鏡の間隔が長いほど得られる電磁波電力が大きくなり、single-pass型のレーザの特性に近づくことを示す。特に、出力電磁波電力は、出力側DBRの反射係数に大きく依存すること、電子ビームの非線形性により大きく制限されることを明らかにする。

次に、チェレンコフレーザにおけるエネルギー変換効率の改善方法について論じる。チェレンコフレーザにおいて、電磁波の増大は、電子ビームの運動エネルギーが電磁波のエネルギーに変換されることによって起こる。そのため、電磁波の増大とともに電子ビームのドリフト速度は減少し、電子ビームのドリフト速度と電磁波の位相速度との間に同期のずれが生じる結果、エネルギー変換が有効に行われなくなる。この難点を解決するために、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて導波路を構成する誘電体の誘電率を徐々に大きくし、電磁波の位相速度を遅くすることによって電子ビームと電磁波との同期をより長く保ち、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換の効率を大幅に改善する方法が報告されている^{[23]、[25]、[27]–[29]}。本章では、更に、電磁波の増大が一旦飽和に達し、電子ビームが逆に加速されはじめると、それに合わせて導波路を構成する誘電体の誘電率を徐々に小さくすることを提案する。これにより電子ビームと電磁波との同期をより長く保ち、更にエネルギー変換効率を大きくすることを試みている。その結果、電磁波の位相速度と電子ビームのドリフト速度との同期がより長く維持され、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率がより大幅に改善されることを示す。

誘導スミス・パーセル効果を利用したスミス・パーセル自由電子レーザ^{[32]–[42]}は、金属グレーティングに沿って伝搬する電磁波と相対論的電子ビームに沿って伝搬する空間電荷波との能動結合によって大強度のミリ波あるいはサブミリ波を発生するレーザである。第3章、第4章で取り扱ったチェレンコフレーザとの大きな相違点としては、チェレンコフレーザは遅波構造として誘電体を用いるのに対して、スミス・パーセル自由電子レーザでは金属グレーティングを用いていることである。この相違により、チェレンコフレーザで問題となる

- 誘電体の絶縁破壊
- 誘電体への荷電粒子の蓄積

などの難点を解決することができ、安定かつ高効率な発振が期待できる。スミス・パーセル自由電子レーザの理論的研究においては、チェレンコフレーザと同様に、電子ビームに流体近似を用いて解析されてきた。そこで、第5章では、粒子シミュレーションの手法を用い、スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性を詳しく検討する。その結果、チェレンコフレーザの場合と同様に、電磁波は線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大し、やがて電子ビームの非線形効果により非線形性が強まり飽和に達することを示す。また、電子ビームの非線形性を考慮に入れた場合でも、電子ビームに線形近似を用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法がなお有効であることを明らかにする。

近年、携帯電話、パソコンなどの急速な普及に伴って、電磁波が人体に与える影響に大きな関心が寄せられている^{[43]、[44]}。このため、世界各国の団体は、独自の安全基準を制定している^{[45]–[49]}。ところで、この研究分野においては、計算機の急速な発達に伴い、計算機上で厳密

な人体モデルを再現し^{[50] - [59]}, 電磁波との相互作用の様子を調べる試みがなされるようになった. 計算手法として, モーメント法, 有限要素法なども試みられたが, 第2章で説明するFDTD法が最も有効な手法であるということが証明されつつある^[44]. 第6章では, まず, 人体を計算機上で取り扱うためのモデリングについて詳しく説明する. 次に, 解析対象として

- 衛星携帯電話で用いられる電磁波の人体頭部に与える影響
- 電磁波の眼球に与える影響

という2つの課題を取り上げ, FDTD法を用いて, 電磁波と人体との相互作用の様子を詳しく調べる.

まず, 衛星携帯電話で用いられる電磁波の人体頭部に与える影響については, 実際の衛星携帯電話で用いられる周波数, 電力を持つ携帯端末から発せられる電磁波の人体頭部に吸収される様子を明らかにする. 特に, 安全指針の基準となる局所SARを計算し, 指針値と比較する. また, 従来の携帯電話を用いて得られた結果と比較し, その相違を議論する. 更に, 携帯電話使用時の頭部内温度上昇を計算し, その安全性をより正確に評価する. その結果, 衛星携帯電話で用いられている周波数は従来の携帯電話に比べて高く, 出力電力が高いため, 局所SARは大きくなることを示す. 一方, 周波数が高いため, 電磁波は脳内にはあまり浸透せず, 脳におけるSARは逆に小さくなることを明らかにする. また, 衛星携帯電話で用いられる程度の強さの電磁波を浴びても, 人体頭部における温度上昇はあまり大きくないことを明らかにする.

次に, 眼球が電磁波を浴びた場合の, 眼球内SAR分布および平均SARの周波数依存性について論じる. その結果, まず, 眼球はある周波数で共振構造となり, それらの周波数において眼球中におけるSARが大きくなることを示す. また, 人体内部において, 局所的に吸収電力の大きくなるホットスポット現象は, 電磁波の共振現象と密接な関係があることを明らかにする. 最後に, 得られたSAR分布をもとに眼球内の温度上昇を計算し, 電磁波加熱による白内障誘発の可能性は十分小さいことを明らかにする.

最後に, 第7章では, 本研究で得られた成果を総括して述べる.

第2章

時間領域差分法 (FDTD法)

2.1 序言

本章では, 本論文で解析手法として用いるFDTD法について説明する^{[5] - [7]}. まず, FDTD法の概要について述べる. 次に, 粒子シミュレーション^[8]と呼ばれる粒子の運動を追跡する方法を述べ, それをFDTD法に組み込む方法について説明する. 更に, 解析領域を終端するための境界条件, および数値的安定性について述べる.

2.2 基本概念

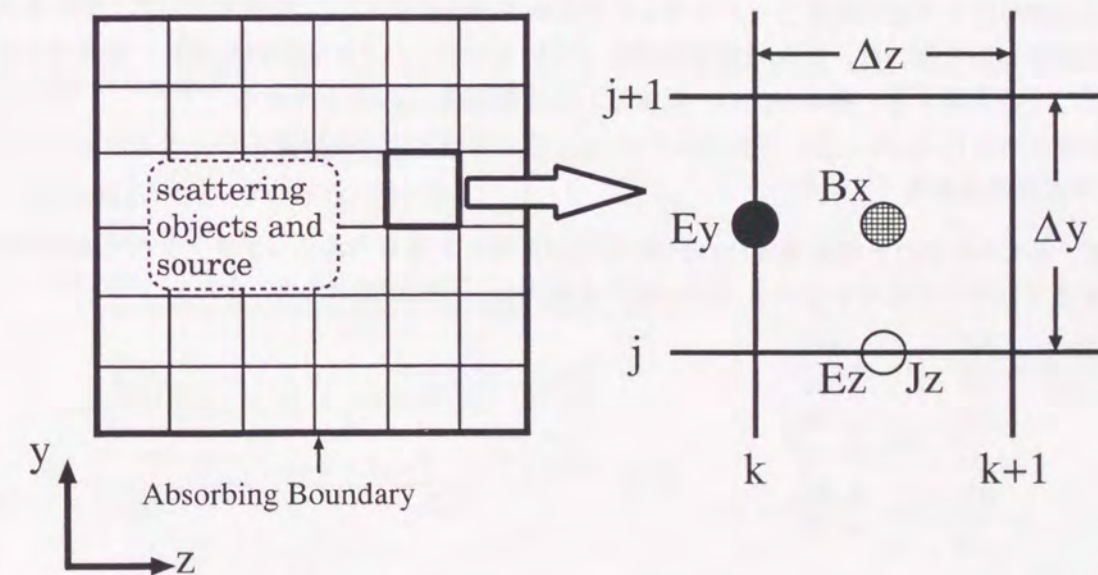


図 2.1 2次元直交座標系 (TMモード) の場合のセルの配置

FDTD法では, 波源, 散乱体を囲むように解析領域をとり, 解析領域全体を多数のセルと呼ばれる微小領域に分割する. 次に, 各セルに対して, マクスウェルの方程式の微分表示を差分化

した式を適用して定式化する. また, 電磁界成分の時間および空間配置は, Yee のアルゴリズムを用いる^[60]. ここで, FDTD法は有限要素法などと同様に, 基本的には有界領域の解析手法である. そのため, 開放領域の問題を扱う場合には解析領域の外壁に反射が起こらないような仮想的な境界を設ける必要がある. これを吸収境界というが, その詳細は第2.4節で説明する. 以上のことを2次元直交座標系(TMモード)の場合を例にとり, 図2.1に示す.

2.2.1 マクスウェルの方程式の微分表示

本項では, FDTD法の基礎となるマクスウェルの方程式の微分表示を示す. それは, 電界を E , 磁束密度を B , 電流密度を J とすると,

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \end{cases} \quad (2.1)$$

で与えられる. ここで, $\mathbf{r}$ は位置ベクトル, ε_r は誘電体の比誘電率, μ_0 は真空の透磁率, c は真空中の光速を表す.

2.2.2 電磁界成分の空間配置とマクスウェルの方程式の差分化

本論文では, 2次元直角座標系(TMモード), 3次元直角座標系, 3次元円柱座標系において解析を試みる. 本項では, 上記のうち2次元直角座標系(TMモード), 3次元円柱座標系における電磁界成分の空間配置とマクスウェル方程式の差分化について説明する. ここで, 3次元直角座標系の取り扱いは, 2次元直角座標系(TMモード), 3次元円柱座標系と同様であるため, ここでは省略する. 簡単のため, 波源としては電流源 J_z のみを考える.

1) 2次元直角座標系(TMモード)

まず, 各セルにおける電磁界成分の配置は図2.1に示した通りである. また, 2次元直角座標系におけるTMモードに対するマクスウェルの方程式は, 次式で表される.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial B_x}{\partial z} &= \frac{\varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ -\frac{\partial B_x}{\partial y} &= \frac{\varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \mu_0 J_z \end{aligned} \quad (2.2)$$

更に, 式(2.2)を差分化すると,

$$\begin{aligned} & \frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}(j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - B_x^{n-\frac{1}{2}}(j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})}{\Delta t} \\ &= -\frac{E_z^n(j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} \\ & \quad + \frac{E_y^n(j+\frac{1}{2}, k+1) - E_y^n(j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_y^{n+1}(j+\frac{1}{2}, k) - E_y^n(j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta t} \\ &= \frac{c^2}{\varepsilon_r} \frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}(j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - B_x^{n+\frac{1}{2}}(j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_z^{n+1}(j, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})}{\Delta t} \\ &= -\frac{c^2}{\varepsilon_r} \frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}(j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - B_x^{n+\frac{1}{2}}(j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{J_z^{n+\frac{1}{2}}}{\varepsilon_0} \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる. 但し,

$$B_x(j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = B_x^n(j, k) \quad (2.6)$$

などを表している.

2) 3次元円柱座標系

まず, 各セルにおける電磁界成分の配置は図2.2のようになる. また, 式(2.1)を円柱座標系において差分化すると, 次式のようになる.

$$\begin{aligned} & \frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z+\frac{1}{2}) - B_x^{n-\frac{1}{2}}(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z+\frac{1}{2})}{\Delta t} \\ &= \frac{E_\phi^n(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z+1) - E_\phi^n(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z)}{\Delta z} \\ & \quad - \frac{1}{j_r \Delta r} \frac{E_z^n(j_r, j_\phi+1, j_z+\frac{1}{2}) - E_z^n(j_r, j_\phi, j_z+\frac{1}{2})}{\Delta \phi} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{B_\phi^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z+\frac{1}{2}) - B_\phi^{n-\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z+\frac{1}{2})}{\Delta t} \\ &= \frac{E_z^n(j_r+1, j_\phi, j_z+\frac{1}{2}) - E_z^n(j_r, j_\phi, j_z+\frac{1}{2})}{\Delta r} \\ & \quad - \frac{E_r^n(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z+1) - E_r^n(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.8)$$

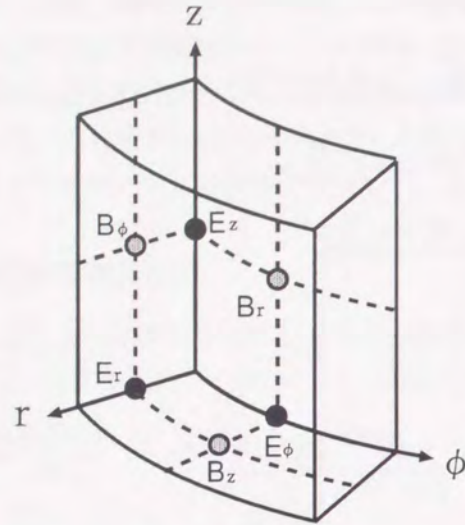


図 2.2 3次元円柱座標系における電磁界成分の配置

$$\begin{aligned} & \frac{B_z^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z) - B_x^{n-\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z)}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{(j_r+\frac{1}{2})\Delta r} \left\{ \frac{E_r^n(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi+1, j_z) - E_r^n(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z)}{\Delta \phi} \right. \\ & \quad \left. - \frac{(j_r+1)\Delta r E_\phi^n(j_r+1, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z) - j_r \Delta r E_\phi^n(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z)}{\Delta r} \right\} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_x^{n+1}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z) - E_x^n(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z)}{\Delta t} \\ &= -\frac{c^2}{\epsilon_r} \left\{ \frac{B_\phi^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z+\frac{1}{2}) - B_\phi^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{(j_r+\frac{1}{2})\Delta r} \frac{B_z^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z) - B_z^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi-\frac{1}{2}, j_z)}{\Delta \phi} \right\} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_\phi^{n+1}(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z) - E_\phi^n(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z)}{\Delta t} \\ &= -\frac{c^2}{\epsilon_r} \left\{ \frac{B_z^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z) - B_z^{n+\frac{1}{2}}(j_r-\frac{1}{2}, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z)}{\Delta r} \right. \\ & \quad \left. - \frac{B_r^{n+\frac{1}{2}}(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z+\frac{1}{2}) - B_r^{n+\frac{1}{2}}(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_z^{n+1}(j_r, j_\phi, j_z+\frac{1}{2}) - E_z^n(j_r, j_\phi, j_z+\frac{1}{2})}{\Delta t} \\ &= -\frac{c^2}{\epsilon_r} \frac{1}{j_r \Delta r} \left\{ \frac{B_r^{n+\frac{1}{2}}(j_r, j_\phi+\frac{1}{2}, j_z+\frac{1}{2}) - B_r^{n+\frac{1}{2}}(j_r, j_\phi-\frac{1}{2}, j_z+\frac{1}{2})}{\Delta \phi} \right. \\ & \quad \left. - \frac{(j_r+\frac{1}{2})\Delta r B_\phi^{n+\frac{1}{2}}(j_r+\frac{1}{2}, j_\phi, j_z+\frac{1}{2}) - (j_r-\frac{1}{2})\Delta r B_\phi^{n+\frac{1}{2}}(j_r-\frac{1}{2}, j_\phi, j_z+\frac{1}{2})}{\Delta r} \right\} \\ & \quad - \frac{J_z^{n+\frac{1}{2}}(j_r, j_\phi, j_z+\frac{1}{2})}{\epsilon_0 \epsilon_r} \end{aligned} \quad (2.12)$$

となる。但し、

$$B_x(j_r \Delta r, j_\phi \Delta \phi, j_z \Delta z, n \Delta t) = B_x^n(j_r, j_\phi, j_z) \quad (2.13)$$

などを表している。

2.3 粒子シミュレーションの手法

2.3.1 緒言

本節では、計算機上で粒子の運動を取り扱う手法である粒子シミュレーションについて述べる。粒子シミュレーションというのは、電子ビーム（プラズマ）を流体として近似することなく、直接電子ビームを構成する個々の粒子と電磁界との相互作用を調べる手法である。そのため、従来の解析で多く用いられてきた線形解析では無視されてしまう個々の粒子の運動に伴い生じる非線形性を考慮することができる。

2.3.2 概要

近年の計算機の急速な進歩とともに発達してきた計算機シミュレーションは、物理学の分野では、特に、非線形現象を研究する強力な手段として確立した。この計算機シミュレーションの一つの流れとして、プラズマ物理に特有な粒子と電磁波の共鳴相互作用やプラズマ加熱・粒子拡散などの運動論的現象を研究対象とする粒子シミュレーションがある。

粒子シミュレーションでは、プラズマを荷電多粒子系としてとらえ、粒子が作る電磁界と、その電磁界中の粒子の運動を計算機を使って解き、プラズマの時間発展を解析する。ここでいう粒子とは、多くの荷電粒子の集まりである巨視的粒子を考えている。巨視的粒子とは、荷電質量比 (q/m) を保存しつつ、電荷 q 、質量 m を現実の電子・イオンに比べて大きくしたものである。更に、巨視的粒子に空間的な広がりを持たせて物理量を空間的に平滑化することにより、シミュレーションで扱うデバイ球あたりの粒子が少ないことに起因する粒子間の誇張された衝突や極短波長のショットノイズを大幅に減少させ、物理的に意味のあるシミュレーションを実現することができる。この概念を用いることにより、見かけの粒子の数を減らすことができ、その結果、シミュ

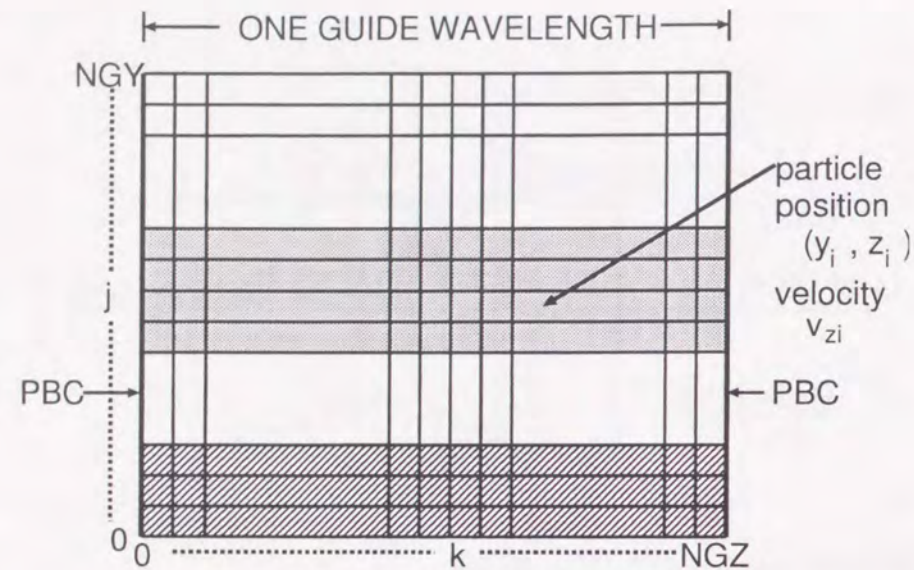


図 2.3 格子による系の分割

レーションに要する時間を短縮できる利点がある。現実には比較的に少ない個数の粒子を用いる粒子シミュレーションの技法は、プラズマの持つ集団的性質のおかげで、プラズマを記述する自然でしかも妥当な方法となる。

本論文で用いる手法は、粒子シミュレーションの中でも、特に、粒子コード (particle-in-cell code) と呼ばれているものである。本論文中第3章～第5章で解析するミリ波・サブミリ波自由電子レーザにおいては、ほぼ同じ速度で進行する電子ビームと電磁波との間でエネルギーの授受が行われ、電磁波のエネルギーが最大となる飽和点に達するまでに両者が進む距離の差は管内波長のほぼ半分である。但し、管内波長とは導波路に沿って測った電磁波の波長を表す。そこで、電子ビームとともに伝搬しながら増大していく電磁波が管内波長に比べて十分長い波束からなるものとし、管内波長当りの増大率が十分小さいものとする。このとき、この波束の (波頭を除く) 任意の一波長の長さの部分に着目すると、その部分の直前、直後では、電子ビームと電磁波の相互作用の様子はほぼ同じであると考えられる。従って、電子ビーム全体を構成する粒子の集団と電磁波の相互作用を取り扱う代わりに、管内波長の幅を持つ領域を占める電子の集団と電磁波の相互作用を時間的に追跡することにより、電磁波の増大特性を明らかにすることができる。

そこで本論文では、ミリ波・サブミリ波自由電子レーザのモデルを管内波長の長さで進行方向に分割し、その分割された領域の前後では周期的境界条件 (PBC) が成り立つものとする (図 2.3 参照)。そして、初期状態において、原点近傍のある一つの領域に含まれる粒子群を選び、時間領域差分法 (FDTD法) を用いてその粒子群と電磁波との相互作用を時間的に追跡していく。

シミュレーションを行うために、まず、初期状態において、電子およびイオンの巨視的粒子を電子ビーム領域に様に配置する。そして、粒子の速度にわずかな擾乱を与えると、電子密度に変動が生じるので、まず、この電子密度の変化に伴って変化する格子点上の電流密度を求める。次に、この電流密度によって生じる電磁界成分を求める。この電磁界成分により電子が加速度を得

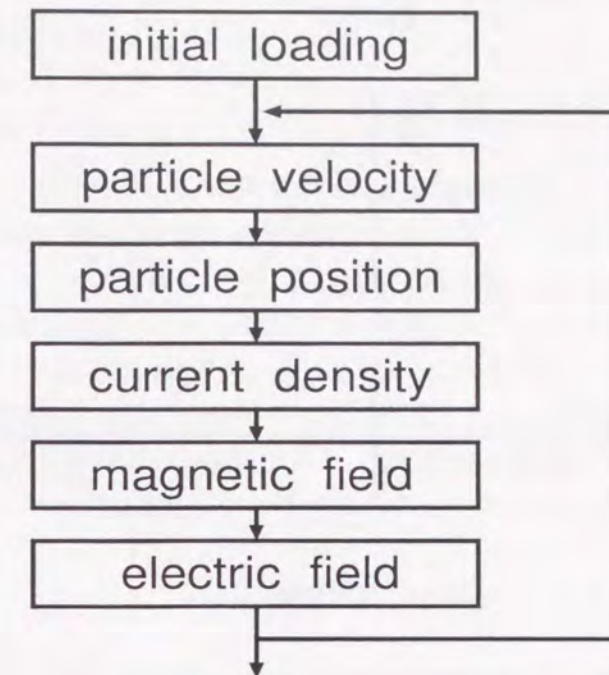


図 2.4 計算手順

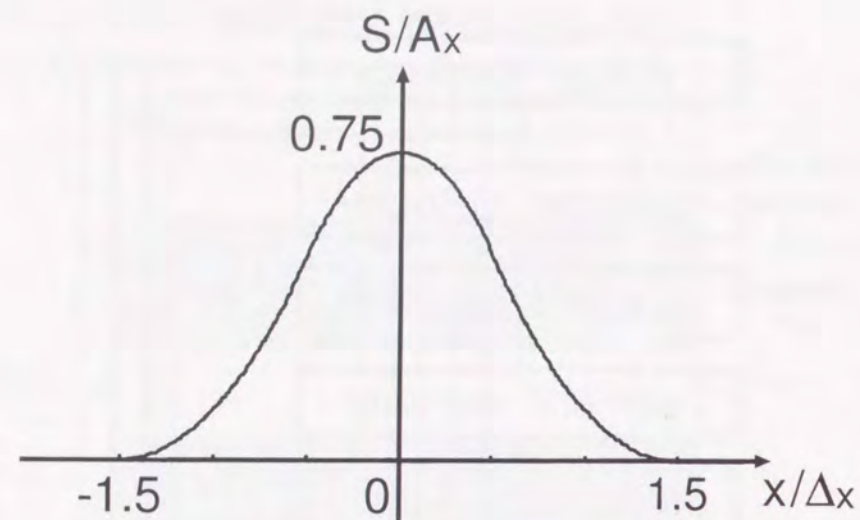
て、その速度および位置が変化する。そして再び、電子密度に変化が生じる。この過程を繰り返すことにより電磁界および電子の運動の時間変化を追跡することができる (図 2.4 参照)。

2.3.3 粒子の重み付け

本項では、粒子の位置と速度から、空間格子点上の電流密度を計算する方法と、逆に空間格子上で定義された電磁界から粒子の位置での電界を計算する方法について述べる (文献 [8] 第 8.5 節参照)。

粒子は有限の広がりを持つ粒子雲とし、図 2.5 に示すような形状をしているものとする。図 2.5 の形状関数 $S(x)$ は、2 次スプライン関数を用いて次式で表される。

$$S(X_j - x_i) = \begin{cases} A_x \left(\frac{3}{4} - \left(\frac{X_j - x_i}{\Delta x} \right)^2 \right), & \frac{|X_j - x_i|}{\Delta x} \leq \frac{1}{2} \\ \frac{A_x}{2} \left(\frac{3}{2} - \frac{|X_j - x_i|}{\Delta x} \right)^2, & \frac{1}{2} < \frac{|X_j - x_i|}{\Delta x} \leq \frac{3}{2} \\ 0, & \frac{3}{2} < \frac{|X_j - x_i|}{\Delta x} \end{cases} \quad (2.14)$$

図 2.5 形状関数 $S(x)$

但し, x は粒子の位置を表し, X は空間格子上の点を表している. また, A_x は,

$$A_x = \begin{cases} \frac{X_j + x_i}{2x_i}, & \text{3次元円柱座標系の } r \text{ 方向について} \\ 1, & \text{それ以外の場合} \end{cases} \quad (2.15)$$

である.

この関数を用いると, 空間格子上的での電流密度 J_j , および粒子の位置での電界 E_i は, 次式で与えられる.

$$J_j = \sum_i q_i v_i S(X_j - x_i) \quad (2.16)$$

$$E_i = \sum_j E_j S(X_j - x_i) \quad (2.17)$$

2.4 境界条件

解析領域の終端方法として, 第3章~第5章ではPBCを, 第6章では吸収境界条件(ABC)を用いる. そこで, 本節では, この2種類の境界条件について説明する.

2.4.1 周期境界条件(PBC)

第2.3節でも述べたが, プラズマ問題を取り扱う場合には, 周期境界条件がよく適用される. これは, 電磁波の1波長に相当する領域に着目し, 隣接する領域における物理現象は, 着目した領域のものと等しいと仮定できる場合にのみ有効である. 本論文で取り扱うミリ波・サブミリ波自由電子レーザーでは, 一波長当たりの増大率が小さいため, 電磁波の進行方向に対してこれを適用することができる.

すなわち, $k = m$ と $k = \text{NGZ} + m$ ($m = 1, 2, \dots, \text{NGZ} - 1$) における位置のすべての物理量は同じであるとする(図2.3参照).

2.4.2 吸収境界条件(ABC)

先に述べたように, FDTD法は基本的には有界領域の解析手法である. そのため, 開放領域の問題を扱う場合には解析領域の外壁に反射が起こらないような仮想的な境界を設ける必要がある. FDTD法では, MurのABC^[61], BerengerのPML (Perfectly Matched Layer)^[62]など多数のABCが提案されているが, 本論文では精度が高く, かつ安定性も優れているPMLを用いる. PMLに関する説明は, 文献[6], [7]などに見られるため, ここでは概要のみを述べる.

まず, 導電率 σ , 磁気損失 σ^* をもつ仮想的な媒質を導入する. これは, 電磁波が斜め入射する場合にも整合がとれるような非物理的な媒質であり, この仮想媒質層のことをPMLという. 従って, PML中では, 以下の仮想媒質中におけるマクスウェルの方程式(2.18), (2.19)をもとに, 定式化をはかる.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} \quad (2.18)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \sigma^* \mathbf{H} \quad (2.19)$$

まず, 2次元TE波の場合を考える. 磁界が z 成分だけをもつ場合, 次の式(2.20)~(2.22)が成立する.

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (2.20)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.21)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.22)$$

ここで, H_z を次式のように2つのサブコンポーネントに分ける.

$$H_z = H_{zx} + H_{zy} \quad (2.23)$$

更に, PML内における電磁界は, 次の式(2.24)~(2.27)の方程式を満足すると仮定する.

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (2.24)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = -\frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (2.25)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.26)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.27)$$

ここで, 式(2.25)と(2.26)および式(2.24)と(2.27)は, 損失媒質(σ, σ^*)中をそれぞれ, x 方向, y 方向に進む平面波を表している¹. $\sigma = \sigma^* = 0$ ならば, 式(2.24), (2.27)は, 次の式(2.28),

¹ここで, σ および σ^* は x, y 方向について異なっても構わない. 但し, 本項では簡単のため同じ値とする.

(2.29) となる.

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (2.28)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.29)$$

$H_{zy} = 0$ とすると, 式 (2.28), (2.29) は次の式 (2.30), (2.31) となる.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} - (\mu_0 \sigma + \varepsilon_0 \sigma^*) \frac{\partial E_y}{\partial t} - \sigma \sigma^* E_y = 0 \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial^2 H_{zx}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 H_{zx}}{\partial t^2} - (\mu_0 \sigma + \varepsilon_0 \sigma^*) \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} - \sigma \sigma^* H_{zx} = 0 \quad (2.31)$$

従って, (E_y, H_{zx}) のペアは x 軸方向に減衰しながら進む波となるので, このPML媒質を y 軸に平行な吸収境界壁として使うことができる. また, x 軸に平行な吸収境界壁は, 同様に, 式 (2.25) と (2.26) から導出できる. ここで, 真空中から媒質中に平面波が入射する場合のインピーダンス整合条件は次の式 (2.32) で与えられる.

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (2.32)$$

式 (2.32) を満たすように導電率, 磁気損失を設定すると平面波の反射係数が 0 となる. このPMLをFDTD法の吸収境界とするためにはPMLを有限の厚さで打ち切らなくてはならない. そのことにより, PMLの外壁でも幾分かの反射が起こる. これを避けるためにPMLを数層積層し, 徐々に損失を大きくする. 最外壁は, 完全導体で囲む. 以上の議論より, PML吸収境界と各領域での導電率, 磁気損失を示したものが図 2.6 である.

物質定数の不連続による誤差を避けるために, y 軸方向の導電率, 磁気損失を次の式 (2.33), (2.34) のように定める.

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_{max} \left[\frac{L\Delta y - y}{L\Delta y} \right]^M & (y < L\Delta y) \\ 0 & (L\Delta y < y < (NY - L - 1)\Delta y) \\ \sigma_{max} \left[\frac{y - (NY - L - 1)\Delta y}{L\Delta y} \right]^M & (y > (NY - L - 1)\Delta y) \end{cases} \quad (2.33)$$

$$\sigma^* = \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \sigma \quad (2.34)$$

ここで, L はPML層の数, σ_{max} は外壁での導電率, M は導電率の分布を与える次数である. また, x 軸方向も同様に記述することができる. このような構造のPMLの反射係数は理論的に次の式 (2.35) となる.

$$R(\phi) = E_x p \left\{ -\frac{2\sigma_{max} L \Delta x \cos \phi}{(M+1)\varepsilon_0 c} \right\} \quad (2.35)$$

但し, ϕ は入射角である.

次に, 定数 M, L, σ_{max} の決定方法について述べる. PML内での電磁界の変化が穏やかになるように M を 1~3 とするのが一般的である. L は要求される反射率により異なるが, 4~16 とす

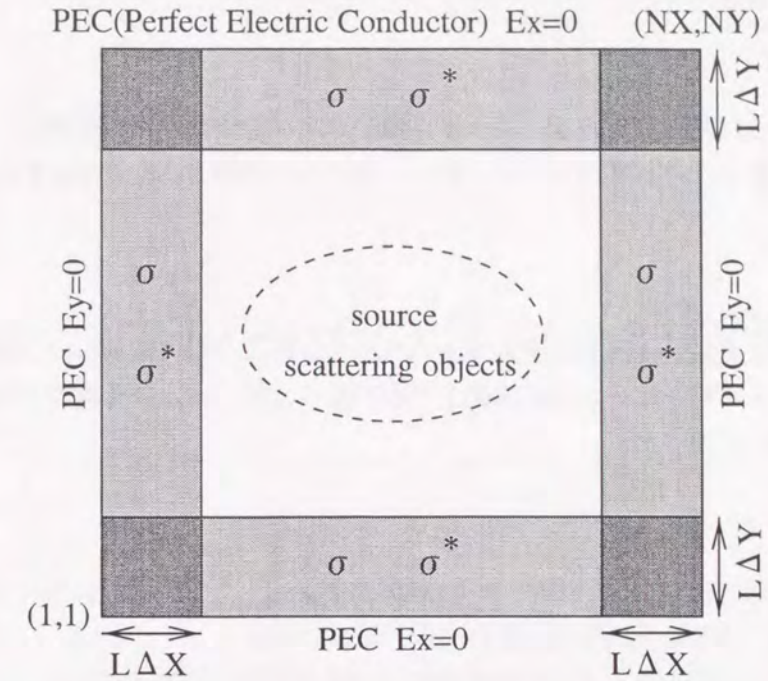


図 2.6 PML吸収境界

るとよい. σ_{max} は L, M を定めた後, 要求される反射率から式 (2.35) を用いて決定する. また, 2次元TM波の場合についても同様に導出でき, 3次元の電磁界は, TE波, TM波の合成で表せるため, ここでは省略する.

2.5 数値的安定性について

FDTD法のように空間格子を導入した場合, 電磁界の計算を時間に関して安定に進めていくためには次の時間きざみ Δt_c が要求される.

$$\begin{aligned} c \cdot \Delta t_c &< \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right]^{-\frac{1}{2}} & (2 \text{次元直角座標系}) \\ c \cdot \Delta t_c &< \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right]^{-\frac{1}{2}} & (3 \text{次元直角座標系}) \\ c \cdot \Delta t_c &< \left[\frac{1}{\Delta r^2} + \frac{1}{(\Delta r \Delta \phi)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} & (3 \text{次元円柱座標系}) \end{aligned} \quad (2.36)$$

ここで, 式 (2.36) は一般にクーラン条件 (Courant condition) と呼ばれ, この条件を満たしていない場合, 数ステップのうちに電磁界が数値的に発散することが知られている.

また, 粒子シミュレーションを組み込んだ場合, 更に, 粒子を移動させる際の安定性として, 次の時間きざみ Δt_p が要求される.

$$\omega \cdot \Delta t_p \ll 1 \quad (2.37)$$

なお十分な精度で粒子シミュレーションを行うには, 経験的に,

$$\omega \cdot \Delta t_p < 0.2 \quad (2.38)$$

を用いればよいことが知られている. 従って, 粒子シミュレーションの場合は, この条件とクーラン条件を共に満たさなければならない. 但し, ほとんどの場合 $\Delta t_c < \Delta t_p$ である.

2.6 結言

本章では, 本論文で用いる解析の手法であるFDTD法について説明した. 特に, 粒子シミュレーションと呼ばれる電子ビームを計算機上で取り扱う方法, およびそれをFDTD法に組み込む方法について詳しく述べた.

第3章

チェレンコフレーザの3次元非線形特性

3.1 序言

チェレンコフレーザに関しては, これまでに実験的^{[11]–[15]} および理論的研究^{[16]–[30]} が多数報告されている. しかしながら, 従来の理論的研究では, 現実の系が3次元であるにもかかわらず, 1次元あるいは2次元問題に単純化されて解析されてきた. その理由としては, 3次元問題では, 解析モデルが非常に複雑になり, 計算コストも膨大になることが挙げられる. しかしながら, 電子ビームのような非線形媒質を扱う場合, 2次元モデルを用いて得られた結果と3次元モデルの結果が一致するとは限らない. 従って, 現実の系と同様に, チェレンコフレーザの3次元モデルを考え, その非線形特性を調べることは非常に重要である. このような問題は, 従来の解析手法では適用が非常に困難であった. しかしながら, 第2章で述べたFDTD法に粒子シミュレーションを組み込んだ手法を用いると比較的容易に取り扱うことができる.

そこで本章では, 二種類の3次元モデルを取り上げ, 粒子シミュレーションの手法を用いてその非線形特性を詳しく調べる^{[63]–[66]}. また, それらの結果を従来用いられてきた2次元モデルの結果と比較し, 2次元モデルの妥当性を検討する. 更に, 2次元モデルを用いてその有効性が示されているエネルギー変換効率の改善方法の, 3次元モデルにおける有効性を検討する.

3.2 方形チェレンコフレーザの3次元解析

3.2.1 緒言

チェレンコフレーザでは, 様々なモデルを用いて実験が行われてきた. 本節では, 電磁波モードが安定して伝搬する利点を持つ方形導波管を用いたモデルを考え, その非線形特性を調べる. また, 2次元モデルを用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法が, 3次元モデルでもなお有効であることを示す^{[63]–[65]}.

3.2.2 解析のモデル

本節において解析する方形チェレンコフレーザの3次元モデルを図3.1に示す. 横断面寸法が $f \times h$ の方形導波管の下部表面に厚さ a の誘電体薄膜を装荷し, そこから一定距離 $b-a$ 離れたところを, 厚さ $d-b$ の電子ビームが z 軸方向にドリフトしているものとする. 電子ビームは, 十分大きい静磁界によって集束されており, z 軸方向に平均速度 v_z でドリフトしているものとする.

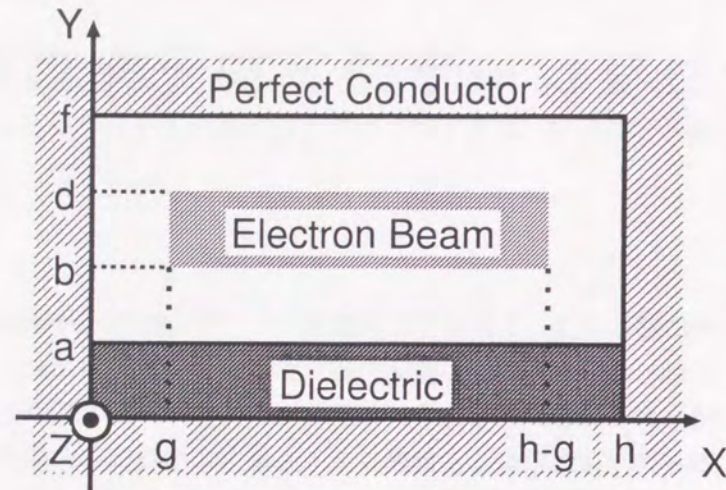


図 3.1 解析のモデル

3.2.3 解析結果

本節では, 粒子シミュレーションの手法を用いて, 図3.1に示したチェレンコフレーザの非線形特性を解析し, その結果を検討する. 本節の解析で用いたパラメータの値を表3.1に示す. また, 以下の図で用いる相互作用距離 (interaction distance) は, 相互作用時間 t の間に電子ビームの平均速度が進む距離を表す.

まず, 電磁波電力の空間変化の様子を図3.2に示す. 増大波電力は指数関数的に増大しているが^[26], x 軸方向には一様ではなく, 中央に近いほど短い相互作用長で, 大きく増大している様子がわかる. これは, 完全導体壁における境界条件, および電子ビームの有限幅による効果である. また, 電磁波の振幅は, 1.40 m において飽和に達していることがわかる. このとき, 飽和時における電磁波の電力は, 4.6 kW であった.

表 3.1 シミュレーションに用いたパラメータの値

誘電体の厚さ a	0.5 [mm]
電子ビームの厚さ $d-b$	0.125 [mm]
電子ビームと誘電体の間隔 $b-a$	0.5 [mm]
導波管断面の高さ f	2.0 [mm]
(y 軸方向) 導体壁とビームの間隔 g	1.0 [mm]
導波管断面の幅 h	10.0 [mm]
ビームの幅 $h-2g$	8.0 [mm]
比誘電率 ϵ_r	2.12
ビームのドリフト速度の初期値 v_z/c	0.8274
電子のプラズマ周波数 $\omega_p / 2\pi$	0.954 [GHz]
増大波の周波数 F	123.8 [GHz]
管内波長 λ_g	2.0 [mm]
粒子の個数 N	4096 [個]
x 方向格子数 NGX	40
y 方向格子数 NGY	64
z 方向格子数 NGZ	32
1 ステップの時間間隔 Δt	1.44×10^{-13} [s]
電子ビームの加速電圧 V	398.8 [kV]
電子密度 n_0	2.01×10^{10} [/cm ³]

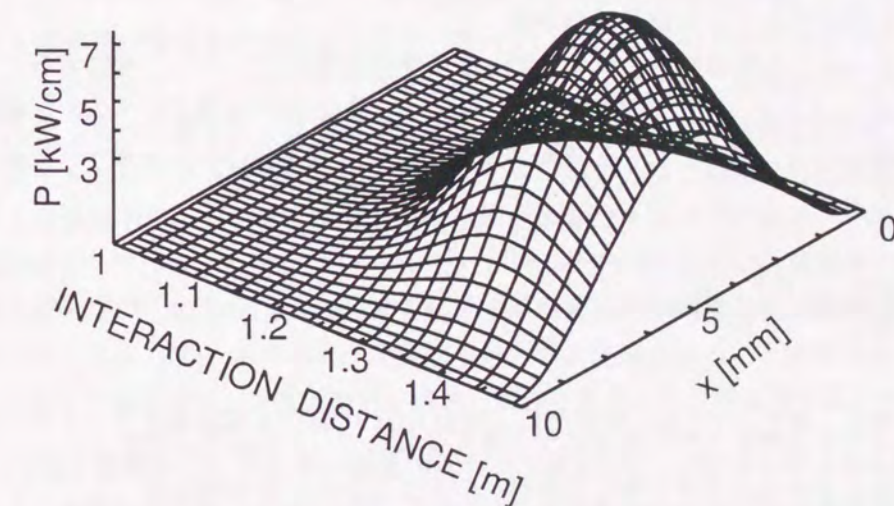


図 3.2 電磁波電力の空間変化

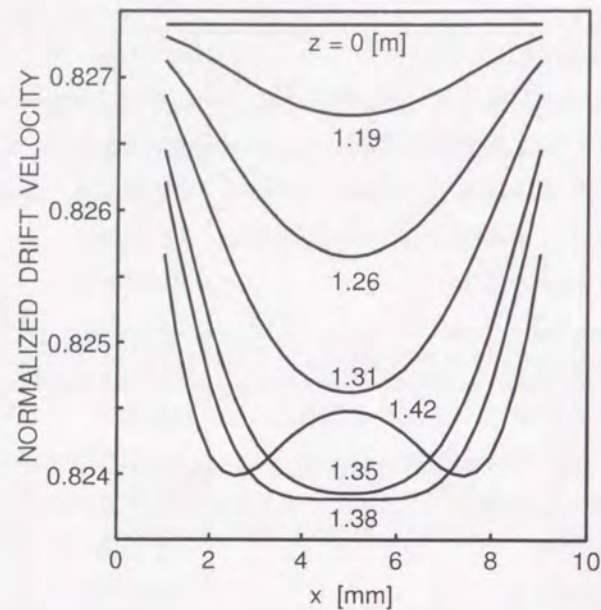


図 3.3 電子ビームのドリフト速度の横方向空間変化

電子ビームの平均速度の横方向空間変化の様子を図 3.3 に示す。図 3.2 と図 3.3 を比較すると、電磁波の電力が増大するにつれて電子ビームの平均速度が減少していくことがわかる。このことから、電子ビームの運動エネルギーの減少分が増大波の電磁界のエネルギーに変換されていることがわかる。図 3.3 から、電子ビームの速度は中央に近いほど短い距離で、より減速している様子がわかる。また、 $z = 1.42$ m では、既に中央部が飽和に達し加速されているのに対し、両端に近い部分では更に減速されている様子がわかる。

次に、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の空間変化について考察する。ここで、時刻 $t = n\Delta t$ ($\Delta t = 1$ ステップの時間間隔, $n = 0, 1, 2, \dots$) における電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率 $\eta(n)$ を、電子ビームの運動エネルギーから電磁波のエネルギーへ変換された割合として定義すると、

$$\eta(n) = \frac{W_{em}^n}{W_p^0} = \frac{W_p^0 - W_p^n}{W_p^0} \quad (3.1)$$

と表される。但し、 W_{em}^n , W_p^n は、それぞれ、時刻 $n\Delta t$ における電磁波のエネルギーおよび電子ビームの運動エネルギーを示し、 W_p^0 は電子ビームの運動エネルギーの初期値を表す。

エネルギー変換率の空間変化の様子を図 3.4 に示す。図 3.4 から、増大波は線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大しているが、やがて粒子が電磁波の電界に捕捉され、非線形性が強まり飽和にいたる様子がわかる。また、電磁波の電力が飽和に達するまでの距離、つまり結合長は $z_{sat} = 1.40$ m であることがわかる。但し、飽和に達するまでの距離は初期値によって変化することに注意しなければならない。図 3.4 の数値例では、飽和時のエネルギーの変換率、すなわち

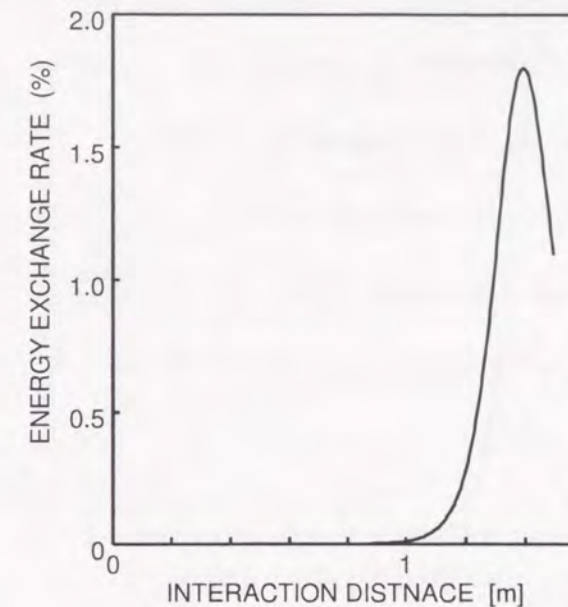


図 3.4 エネルギー変換率の空間変化

エネルギー変換効率は 1.8 % であった。また、本モデルの結果と 2 次元モデルの結果との比較については、次節で議論する。

3.2.4 増幅特性の改善

一般に、自由電子レーザでは、電子ビームの運動エネルギーを直接電磁波のエネルギーに変換することにより電磁波の増幅または発振を行う。従って、電磁波が電子ビームからエネルギーをもらって増大すると電子ビームのドリフト速度が減少する。その結果、電子ビームと電磁波との同期が維持されなくなって電子ビームから電磁波へのエネルギー変換が有効に行われなくなる。そこで、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて何らかの方法で電磁波の位相速度を遅らせることによって自由電子レーザのエネルギー変換効率を改善できるはずである。このような方法の具体的な適用例として、チェレンコフレーザ^{[23], [25], [27] - [29]}あるいは誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザ^[67]において、導波路を構成する誘電体の誘電率を電磁波の進行方向に徐々に増加させることによって、エネルギー変換効率が大幅に改善されることが示されている。しかしながら、これらの解析では、2 次元モデルが用いられてきた。そこで本項では、一例として、電子ビームのドリフト速度に合わせて、誘電率を大きくする方法^[25]の 3 次元モデルにおける有効性を調べる。ここで、誘電率を変化させることは、誘電体の厚さを変化させることと等価であることに注意しなければならない^{[68], [69]}。

誘電率を決定する方法としては、まず、各時点での電子ビームの平均ドリフト速度を計算し、その値を用いて線形流体近似から得られる分散関係式を解くことにより増大波の増大率が最大、すなわち ω の虚部が最大となるような誘電率を決定する。そして、その誘電率を随時、シミュレー

ションに組み込むことにより解析を行う。ここで、分散関係式は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{h_y k_y^2} \tan p_y a \tanh h_y (b-a) - \frac{\varepsilon_r}{p_y k_y^2} \tan k_y (d-b) \\ & + \frac{1}{h_y^2 k_y} \tan p_y a (1 + \tanh h_y (b-a) \tanh h_y (f-d)) \\ & - \frac{\varepsilon_r}{p_y h_y k_y} (\tanh h_y (f-d) + \tanh h_y (b-a)) \\ & - \frac{1}{h_y^3} \tan p_y a \tan k_y (d-b) \tanh h_y (f-d) \\ & + \frac{\varepsilon_r}{p_y h_y^2} \tan k_y (d-b) \tanh h_y (b-a) \tanh h_y (f-d) = 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

但し、

$$\begin{aligned} p_y^2 &= \varepsilon_r \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2 \\ h_y^2 &= k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \\ k_y^2 &= k_z^2 + \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

とする。

以上のような方法を用いて解析を行った結果を以下に示す。まず、効率改善を行うための誘電率の空間変化の様子を図3.5に示す。この図から、電子ビームと電磁波との同期を保つためには、誘電率を電磁波の進行方向へ徐々に大きくすればよいことがわかる。

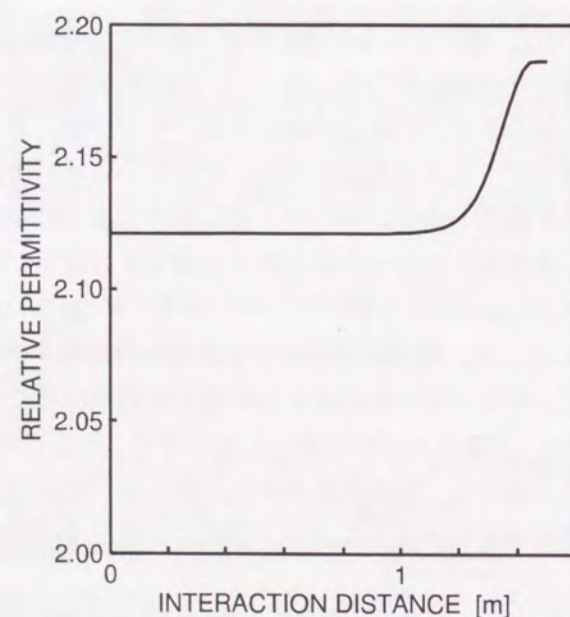


図 3.5 比誘電率の空間変化

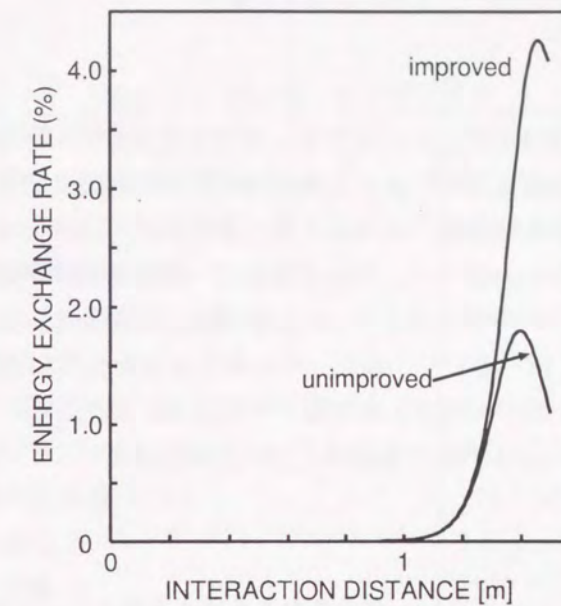


図 3.6 増幅特性の改善

次に、誘電率を図3.5のように変化させ効率改善を行った場合の電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の空間変化の様子を図3.6に示す。改善の様子を明らかにするため、誘電率が一定の場合のエネルギー変換率も合わせて示す。エネルギー変換率は、初めのうちはどちらも同じように増大しているが、誘電率を変化させた場合には電子ビームと電磁波の同期がより長く維持され、より多く電子ビームから電磁波にエネルギーが変換されていることがわかる。電磁波の電力が飽和に達する距離は、誘電率が一定の場合には $z_{sat} = 1.40$ m であるのに対し、誘電率を変化させた場合は電子ビームと電磁波の同期がより長く維持されているため $z_{sat} = 1.46$ m となった。このとき、エネルギー変換効率は、誘電率が一定の場合には 1.8 % であるのに対して、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて誘電率を変化させた場合には 4.3 % に改善されることがわかった。

3.2.5 結言

本節では、方形導波管内部の下部表面に誘電体薄膜を装荷し、そこから一定距離離れたところを電子ビームがドリフトしているチェレンコフレーザの3次元モデルを考え、その非線形特性を調べた。その結果、2次元解析では見られなかった、電子ビームのドリフト速度の横方向不均一性など興味深い結果が得られた。また、2次元モデルを用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法が、3次元モデルでもなお有効であることがわかった。

3.3 円形チェレンコフレーザの3次元解析

3.3.1 緒言

前節では、方形導波管を用いたチェレンコフレーザの3次元モデルを考え、その非線形特性を詳しく調べた。その結果、横断面方向における電磁界の不均一性および電子ビームの有限幅による効果のため、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率は2次元モデルに比べて低下することが明らかになった。そこで本節では、方位角方向に一樣な電磁界が励起可能である円形導波路を用いた円形チェレンコフレーザの3次元モデルを考え、粒子シミュレーションの手法を用いて、その非線形特性を詳しく調べる^[66]。次に、その結果を3次元方形導波路(第3.2節参照)および2次元平行平板導波路を用いて解析した結果^[26]と比較、検討する。更に、従来の理論的研究で多く用いられている2次元モデルの妥当性について検討する。

3.3.2 解析のモデル

本節において解析するチェレンコフレーザの3次元モデルを図3.7に示す。このモデルでは、半径 a の同軸導波管の内部導体表面に厚さ $b-a$ で比誘電率 ϵ_r の誘電体薄膜を装荷し、そこから一定距離 $d-b$ 離れたところを、厚さ $f-d$ の環状相対論的電子ビームが z 軸方向にドリフトしているものとする。

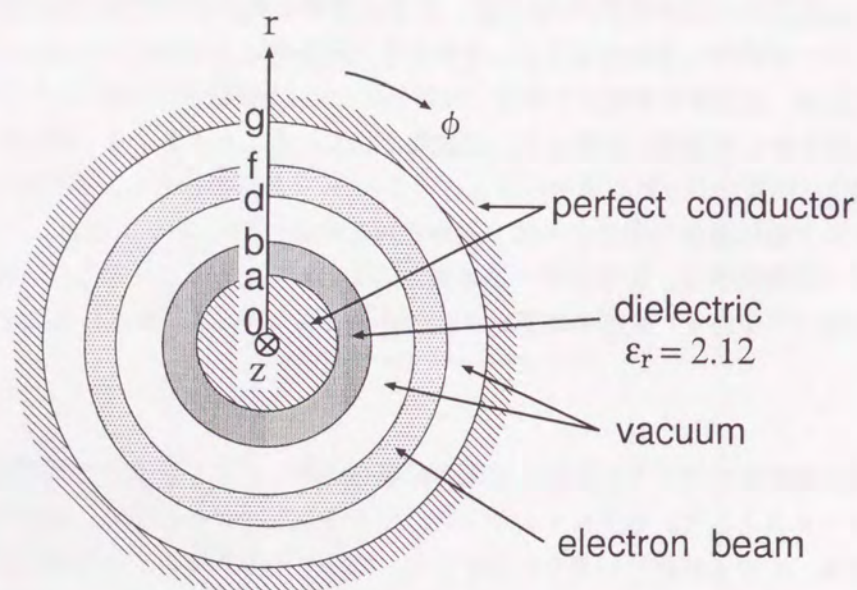


図 3.7 解析モデル

3.3.3 解析結果

表 3.2 解析に用いたパラメータ

誘電体の厚さ $\tau (= b - a)$	0.5 [mm]
電子ビームと誘電体の間隔 $d - b$	0.5 [mm]
電子ビームの厚さ $f - d$	0.125 [mm]
内部導体円柱の半径 a	3.0 [mm]
内部導体と外部導体の間隔 $g - a$	2.0 [mm]
比誘電率 ϵ_r	2.12
電子ビームのドリフト速度の初期値 v_z/c	0.813
電子のプラズマ周波数 $\omega_p/2\pi$	0.954 [GHz]
増大波の周波数 $\omega/2\pi$	124.0 [GHz]
管内波長 λ_g	2.0 [mm]
粒子の個数 N	2880 [個]
r 方向格子数 N_r	80
ϕ 方向格子数 N_ϕ	18
z 方向格子数 N_z	32
1 ステップの時間間隔 Δt	2.70×10^{-14} [s]
電子ビームの加速電圧 V	365.9 [kV]
電子密度 n_0	1.94×10^{10} [/cm]

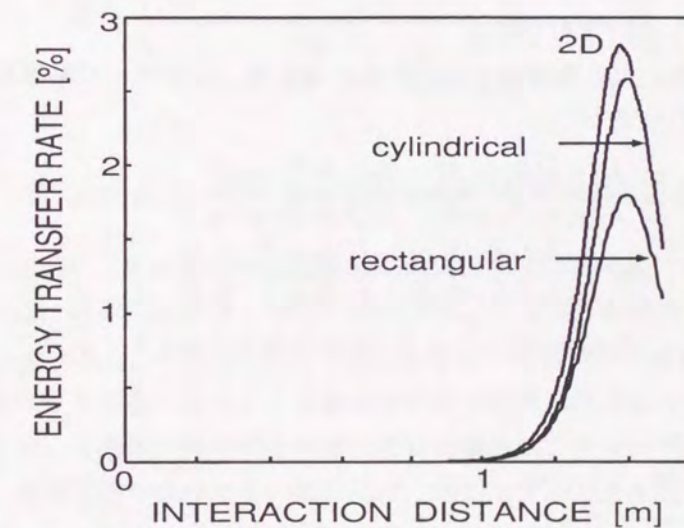


図 3.8 エネルギー変換率の空間変化

本節の解析で用いたパラメータの値を表 3.2に示す。また、誘電体の厚さ $b-a$ は τ で表すもの

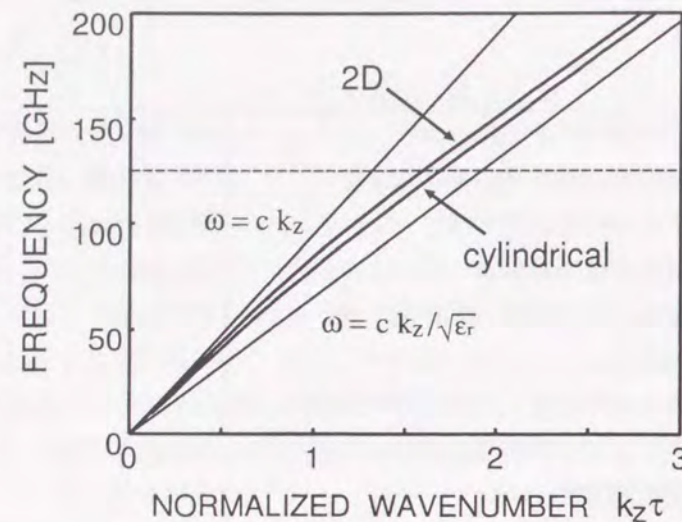


図 3.9 電磁波モードの分散曲線

とする。

電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の空間変化の様子を図 3.8 に示す。比較のため、方形 3 次元モデルおよび 2 次元モデルの結果も合わせて示す。ここで、2 次元モデルは、方形 3 次元モデルにおいて横方向に一樣であると仮定したものである。図 3.8 より、エネルギー変換率は、各モデルともに線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大しているが、やがて粒子が電磁波の電界に捕捉され、非線形性が強まり飽和にいたる様子がわかる。また、円形モデルの方が 2 次元モデルよりもわずかに増大率が小さい様子もわかる。これは、電子ビームに作用する電界が、2 次元モデルに比べて小さいためである。

以下に、分散関係を用いてこの理由を説明する。ここで、各モデルの電磁波モードの分散関係式は以下のように与えられる^[24]。

$$\begin{aligned} \text{円形モデル} : \quad & \frac{p_r}{\epsilon_r} \frac{J_0(p_r a) N_0(p_r b) - J_0(p_r b) N_0(p_r a)}{J_0(p_r a) N_1(p_r b) - J_1(p_r b) N_0(p_r a)} \\ & - h_r \frac{I_0(h_r b) K_0(h_r g) - I_0(h_r g) K_0(h_r b)}{I_1(h_r b) K_0(h_r g) - I_0(h_r g) K_1(h_r b)} = 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\text{2次元モデル} : \quad \frac{p_r}{\epsilon_r} \tan(p_r(b-a)) - h_r \tanh(h_r(g-b)) = 0 \quad (3.5)$$

但し、

$$p_r = \sqrt{\epsilon_r(\omega/c)^2 - k_z^2} \quad (3.6)$$

$$h_r = \sqrt{k_z^2 - (\omega/c)^2} \quad (3.7)$$

である。ここで、円形モデルは TM_{0n} モードを仮定している。また、 J_n , N_n はそれぞれ n 次の第一種および第二種ベッセル関数であり、 I_n , K_n はそれぞれ n 次の第一種および第二種変形ベッセル関数である。更に、式 (3.4), (3.5) を図示したものを図 3.9 に示す。図 3.9 に示すように、円形

モデルの電磁波モードの分散曲線は、2 次元モデルに比べて、同一の周波数 ω に対する伝搬方向波数 k_z が大きくなる。従って、真空領域での半径方向波数 h_r も大きくなる。このことは、電磁波が誘電体に集中し、電子ビームに作用する電磁界が小さくなることを意味する。そのため、電子ビームと電磁波の結合が弱くなり増大率も小さくなる。一方、方形モデルでは電子ビームに作用する電磁界が横方向に一樣ではなく、また電子ビームが有限幅のため、エネルギー変換効率、増大率ともに小さくなる。円形モデルでは、電磁界は方位角方向に一樣である TM_{01} モードを考えているため、方形モデルに比べてエネルギー変換効率は高くなる。また、図 3.8 の数値例では、エネルギー変換効率は 2 次元モデルの場合が 2.8 % であるのに対して、円形モデルの場合は 2.6 %、方形モデルの場合は 1.8 % であった。ここで、従来の理論研究で得られたエネルギー変換効率は、実験結果のものに比べて大きかった。本章の結果より、先の要因の一つが、従来の理論研究（例えば、文献 [26]）では 3 次元モデルを用いて解析していないためであることがわかった¹。

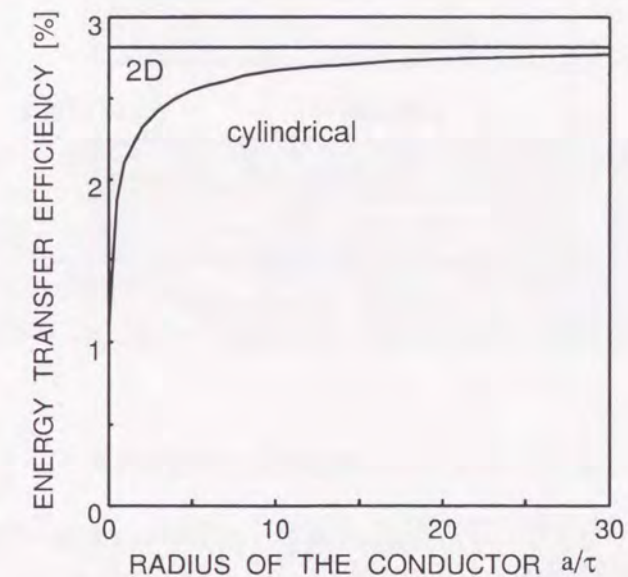


図 3.10 円柱半径に対するエネルギー変換効率の変化

次に、円形モデルにおいて、エネルギー変換効率の内部導体円柱半径に対する依存性を図 3.10 に示す。この解析では、導体円柱半径 a のみを変化させ、それ以外の構造パラメータとしては表 3.2 と同じものを用いた。また、比較のため、2 次元モデルの変換効率も合わせて示す。図 3.10 より、導体円柱半径を大きくするに従って、2 次元モデルの効率に漸近していくことがわかる。これは、円形モデルにおいて導体円柱半径を無限大にした場合が 2 次元モデルに相当するためである。しかしながら、導体円柱半径が小さい場合には、円形モデルと 2 次元モデルの特性は大きく異なる。図 3.10 より、 $a/\tau > 10$ 、すなわち導体円柱半径が誘電体の厚さの 10 倍以上となる場合には、エネルギー変換効率は 2 次元モデルの 95 % 以上となり、2 次元モデルに対する特性とほぼ

¹実験報告では、電子ビームに対する詳細なパラメータが記述がないため、厳密な比較は行えない。そのため、ここでは両者の比較は行わない。

同じになる。

以上の結果から、高いエネルギー変換効率を得るには、円形モデルの方が方形モデルよりも有効であることがわかった。また、誘電体の厚さに比べて導体円柱半径が十分大きいときには、2次元モデルに対する特性とほぼ等しくなり、2次元モデルの有効性が明らかになった。

3.3.4 2次元モデルの精度改善

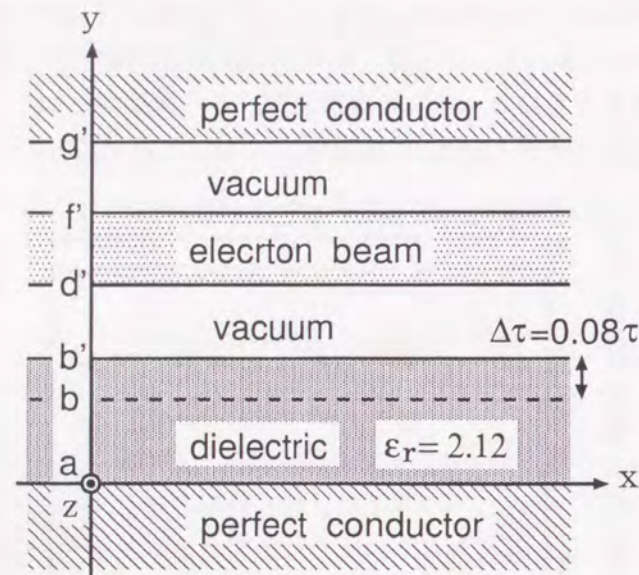


図 3.11 $a/\tau = 6$ の場合の2次元等価モデル

本節では、円形チェレンコフレーザーの非線形特性を3次元モデルを用いて解析した。しかしながら、計算コストおよび解析の容易さの点からは2次元モデルを用いた解析の方が望ましい。ところが、前項で示したように、誘電体の厚さと導体円柱半径が同程度である場合には、円形モデルの解析結果と2次元モデルの解析結果の間には大きな差異が見られた。そこで本項では、円形モデルの特性とほぼ同じ特性が得られる2次元モデルの実現方法を提案し、その有効性を検討する。

円形モデルと2次元モデルの特性が異なる主な理由は、前述のように、円形モデルでは導体円柱半径が小さくなるにつれて電磁波が誘電体に集中するためである。そこで、2次元モデルにおいて誘電体の厚さを補正することにより、円形モデルに等価な2次元モデルを構築することを提案する。

まず一例として、図3.7の円形モデルに対する $a/\tau = 6$ の場合の2次元等価モデルを図3.11に示す。この場合、誘電体の厚さの増分 $\Delta\tau$ は 0.08τ であった。誘電体の厚さを決定する方法として、2次元モデルの電磁波モードの分散曲線が、動作周波数において円形モデルの電磁波モードの分散曲線と一致するようにした。但し、 $\Delta\tau$ は a/τ の値によって変化することに注意しなければならない。なお、誘電体の厚さ以外の構造パラメータは表3.2と同じものを用いた。但し、 b, d, f, g をそれぞれ b', d', f', g' に置き換える必要がある。ここで、 b', d', f', g' は、それぞれ $b, d,$

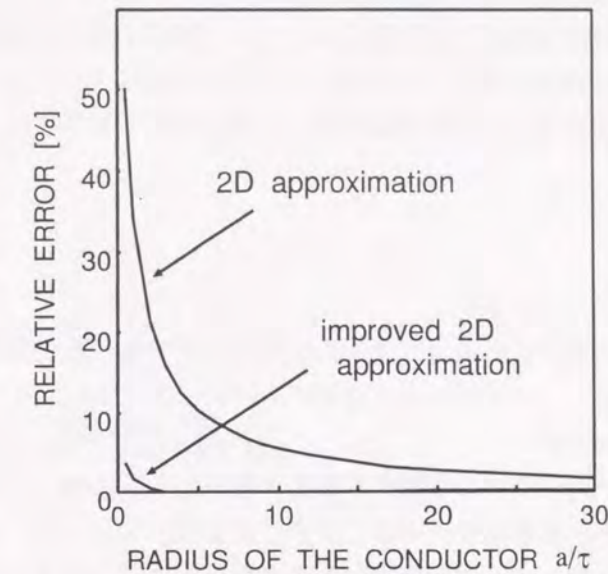


図 3.12 2次元モデルを用いたときのエネルギー変換効率の誤差

f, g を $\Delta\tau$ だけ増加させたものである。

上で述べた等価モデルを用いた場合と、表3.2の誘電体の厚さを2次元モデルにそのまま適用した場合の円形モデルに対するエネルギー変換効率の誤差 err を図3.12に示す。ここで、誤差 err は、

$$err = \frac{|\bar{\eta}_{cyl} - \bar{\eta}_{2d}|}{\bar{\eta}_{cyl}} \quad (3.8)$$

として定義している。但し、 $\bar{\eta}_{cyl}, \bar{\eta}_{2d}$ は、それぞれ、円形モデルおよび2次元モデルのエネルギー変換効率を表す。図3.12より明らかなように、上記のようなモデルを構築することにより、解析モデルの2次元化の際の誤差は大幅に小さくなる。また、提案したモデルでは、 $a/\tau > 2$ においてエネルギー変換効率の誤差が1%以下であるのに対し、誘電体の厚さに何も修正を施さない場合には、 $a/\tau = 18$ においてもなお3%の誤差があった。

本項の結果より、電磁波モードの分散関係を用いて誘電体の厚さに補正を施すことにより、より円形モデルの特性に近い2次元モデルを実現でき、このことにより大幅な計算コストの削減が可能となることが明らかとなった。

3.3.5 結言

本節では、同軸導波管の内部導体表面に誘電体薄膜を装荷し、そこから一定距離離れたところを環状相対論的電子ビームがドリフトしている円形チェレンコフレーザーの3次元モデルを考え、粒子シミュレーションの手法を用いてその非線形特性を調べた。その結果、次のことがわかった。まず、円形3次元モデルのエネルギー変換率は、平板2次元モデルに比べて低いものの方3次元モデルよりは高いことが明らかになった。また、誘電体の厚さに比べて導体円柱半径が十分

大きい場合には、平板2次元モデルに対する特性とほぼ等しくなり、3次元系を2次元系に低次元化して解析することが可能であることを明らかにした。更に、以上の結果をもとに、電磁波の分散関係を用いて誘電体の厚さを補正した2次元モデルを提案した。そして、数値例を用いて、このモデルが、3次元円形モデルの特性とほぼ等しい特性を持つ妥当なものであることを明らかにした。

3.4 結言

本章では、2種類の3次元チェレンコフレーザのモデルを考え、その非線形特性を調べた。また、得られた結果を従来用いられてきた2次元モデルの結果と比較し、その妥当性を調べた。その結果、以下のことがわかった。

まず、方形チェレンコフレーザでは電磁波の電界が電子ビームに均一に作用しないため、2次元モデルに比べてエネルギー変換効率が小さくなることを明らかにした。また、2次元モデルを用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法が、3次元モデルでもなお有効であることを示した。

次に、円形モデルでは、方形モデルとは対照的に電磁波が電子ビームに一様に作用するため、電子ビームから電磁波へエネルギーが効率的に変換されることを示した。また、3次元モデルを用いた場合のエネルギー変換効率は、2次元モデルのものに比べて小さいことがわかった。このことから、従来の理論解析で得られたエネルギー変換効率が、実験結果で得られたものに比べて高い理由の一つが、従来の理論研究では2次元モデルを用いていたためであることが明らかとなった。

最後に、電磁波の分散関係を用いることにより誘電体の厚さを補正した、円形モデルに対応する2次元モデルを提案し、そのモデルにおける増幅特性は、円形モデルのものとほぼ同じになることを示した。

第4章

チェレンコフレーザにおける装置のコンパクト化と高効率化

4.1 序言

本章では、チェレンコフレーザ実用化のためには必要不可欠な課題である装置のコンパクト化およびエネルギー変換効率の改善について議論する。これらの研究課題を取り扱うには、電子ビームの非線形性の影響を考慮に入れることが必要であり、第2章で示したFDTD法に粒子シミュレーションを組み込んだ手法は非常に適している。

まず、デバイスのコンパクト化について議論する。従来、チェレンコフレーザでは、主としてsingle-pass型のレーザが解析されてきた。それらの解析結果によると、必要な導波路長は1~2 mであることが示されている。しかしながら、このように長い導波路は、均一な厚さの誘電体薄膜の製造やビームの制御などに関連して技術的負担になる。また、デバイスの大きさを小さくすることは、あまり大きな出力電力が要求されない応用目的に対しては必要不可欠である。そのため、近年、この課題を解決するために、光領域のレーザと同様に、チェレンコフレーザの導波路を共振構造にし、デバイスのコンパクト化を試みる報告がなされている^{[15], [22], [30]}。そこで、本章では、文献[30]で提案されたDBRチェレンコフレーザを取り上げ、電子ビームの非線形特性を考慮に入れて、電磁波の増幅特性を調べる^{[70], [71]}。また、得られた結果をもとに、デバイスの最適化、コンパクト化の限界について議論する。解析手法としては、粒子シミュレーションと線形解析を併用した解析手法を提案し、計算の効率化をはかる。

次に、エネルギー変換効率の改善について議論する。チェレンコフレーザなどの大出力発振器では、デバイスの大きさ、制御の容易さよりも、コヒーレント性および出力電力のみが本質的となる応用目的も少なくない。しかしながら、ミリ波領域で動作させる場合、電磁波と電子ビームの結合が弱くなり、エネルギー変換効率が小さくなる。このため、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて電磁波の位相速度を遅くし、両者の同期をより長く保つことでエネルギー変換効率が大幅に改善されることが報告されている^{[23], [25], [27]~[29]}。しかしながら、電子ビームの非線形性を考慮に入れた場合、電磁波の増大が一旦飽和に達した後、電子ビームは逆に加速されることが報告されている（例えば、文献[26]）。そこで本章では、新たな改善手法として、電子

ビームのドリフト速度の減少に合わせて誘電率を徐々に大きくし、更に、電磁波の増大が飽和に達したのち、電子ビームが逆に加速されはじめると、それに合わせて導波路を構成する誘電体の誘電率を徐々に小さくすることを提案する。そのことにより、電子ビームと電磁波との同期をより長く保ち、エネルギー変換効率の大幅な改善を試みる^{[72], [73]}。

前章において修正2次元モデルを用いれば、得られた結果は3次元モデルで得られた結果とほぼ同じになることを示した。そこで本章では、解析モデルとして2次元モデルを考え、上記の研究課題について議論する。

4.2 DBRチェレンコフレーザの非線形特性

4.2.1 緒言

従来、チェレンコフレーザに関する理論的研究においては、主として single-pass 型のレーザにおける電磁波の増大特性が解析されてきた。その解析によると、電磁波をある程度の大きさまで増幅するには、長い導波路が必要であった。そのため、装置は大きなものとなり、また導波路に装荷する誘電体を長く一定の厚さに作り、かつ長い距離にわたって電子ビームと誘電体の間隔を一定に保つ必要があり、技術的に大きな負担になると思われる。近年、その難点を解決するために、導波路の両端に反射鏡を置くことにより導波路を共振器構造にし、デバイスのコンパクト化を図り、導波路の長さを短くすることによって技術的負担を軽減する試みがなされている^{[15], [22], [30]}。特に、文献[30]において塩沢と鎌田は、反射鏡としてDBR^{[74], [75]}を用いることを提案し、その線形過渡解析を行っている。ところで、先の報告^[30]では、電子ビームに対しては線形流体近似が用いられ、電子ビームの非線形性は考慮されていない。しかしながら、電磁波が電子ビームからエネルギーをもらって増大していくと、電子ビームを構成する個々の電子は電磁波の電界に捕捉され、電子ビームの非線形性が無視できなくなってくる。そこで、本節では、電子ビームと電磁波の相互作用領域においては粒子シミュレーションの手法を用いて電子ビームの非線形性を考慮に入れ、DBRチェレンコフレーザの非線形特性を詳しく検討する。但し、電子ビームと電磁波が相互作用しないDBR領域においては、文献[30]と同様、線形解析を用い、計算コストの削減を行った。

4.2.2 解析のモデル

本節において解析するチェレンコフレーザの2次元モデルを図4.1に示す。互いに平行な2枚の完全導体平板の一方に厚さ a の誘電体を装荷し、誘電体表面から一定距離 $b - a$ だけはなれたところを厚さ $f - b$ の平板状の相対論的電子ビームが z 軸方向にドリフトしているものとし、ドリフト速度の初期値を v_z とする。また、電子ビームは十分大きい静磁界によってドリフト方向に集束されているものとする。但し、すべての物理量は x 軸方向に一様であるとする。更に、相互作用領域の両端の誘電体に、周期 Λ 、深さ d のグレーティングを施し、反射鏡として用いる。

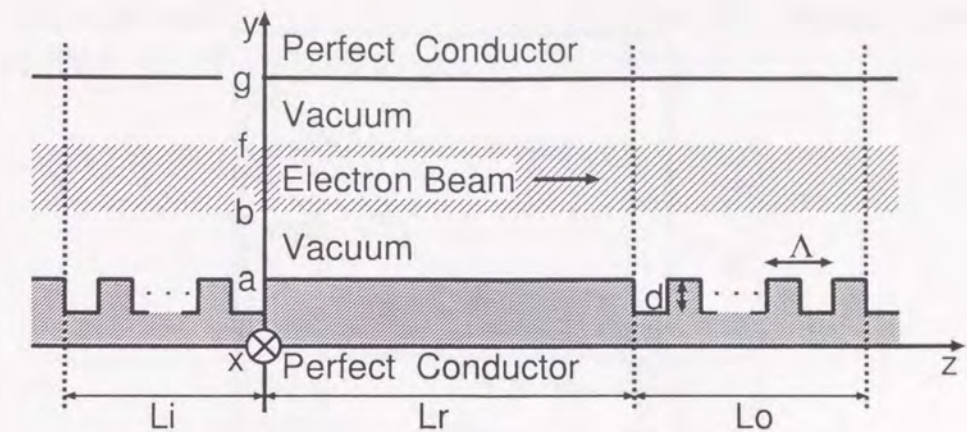


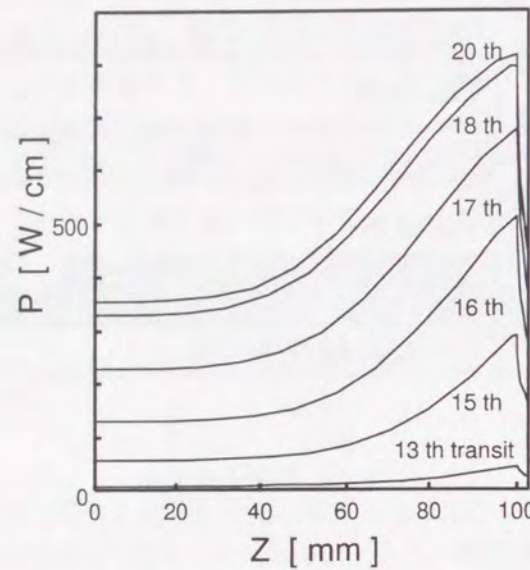
図 4.1 解析のモデル

4.2.3 解析結果

表 4.1 シミュレーションに用いた値

管内波長 λ_g	1.56 [mm]
増大波の周波数 F	105.7 [GHz]
比誘電率 ϵ_r	9.63
誘電体の厚さ a	0.25 [mm]
電子ビームの厚さ $f - b$	0.125 [mm]
電子ビームと誘電体の間隔 $b - a$	0.25 [mm]
導波管断面の高さ f	4.0 [mm]
二つの反射鏡の間隔 L_r	100 [mm]
入力側のグレーティングの長さ L_i	9.75 [mm]
出力側のグレーティングの長さ L_o	3.51 [mm]
グレーティングの深さ d	0.0625 [mm]
グレーティングの周期 Λ	0.78 [mm]
ビームのドリフト速度の初期値 β_0	0.5538
電子のプラズマ周波数 $\omega_p / 2\pi$	0.954 [GHz]
粒子の個数 N	256 [個]
1 ステップの時間間隔 Δt	6.42×10^{-14} [s]
入力パルスの平均電力 P_0	7.2 [μ W/cm]
電子ビームの加速電圧 V	103 [kV]
電子密度 n_0	1.36×10^{10} [/cm ³]

本節では、DBRチェレンコフレーザにおける電磁波と電子ビームの相互作用を粒子シミュレー

図 4.2 電磁波電力の空間変化 ($L_r = 100$ [mm], $L_o = 3.51$ [mm])

シヨンの手法を用いて解析し、その結果を検討する。本節の解析で用いた種々のパラメータの値を表 4.1 に示す。ここで、出力側のグレーティングの長さ L_o は、飽和時の出力電磁波電力が最大となるように選んだ。また、以下のグラフで用いた transit とは、電磁波が共振器内の往路を伝搬する回数を示す。

以下では、時刻 $t = 0$ において、入力端に反射鏡の間隔 L_r の 2 倍より短かつ反射鏡の長さより十分長いパルス電磁波（平均電力 P_0 ）を入力するものとし、このパルスが二つの反射鏡によって交互に反射されながら電子ビームからエネルギーをもらって増大していく過程を数値的に追跡する。但し、シミュレーションでは、パルス中央部付近の長さが一波長の部分にのみ着目し、この部分が増大し飽和に達する様子を調べる。

まず、共振器内の電磁波電力の変化の様子を図 4.2 に示す。図 4.2 から、電磁波が往復を繰り返すごとに共振器内の電磁波電力が増大し、やがて飽和に達する様子がわかる。また、往復回数が増えるにつれ電磁波電力が増大した結果、電子ビームを構成する電子が短い相互作用距離で集群を形成している様子もわかる。この数値例で、電磁波を入力し、出力端で最大電力を得るのに要する時間は 13 ns であり、これは電子ビームの持続時間数百 ns に比べ十分小さい。共振構造を用いない場合、最大電力を得るための相互作用長は 65 cm で、その電力は 624 W/cm である。それに対し、共振構造を用い、二つの反射鏡の間隔を 10 cm にした場合は、出力端における最大出力電力は 446 W/cm であった。

次に、相互作用領域の終端付近における位相空間図を図 4.3 に示す。この図において、左半分が電子の加速領域に、右半分が電子の減速領域に対応している。図 4.3 から、電磁波が反射鏡の間を往復すごとに、電子の集群がより減速している様子がわかる。相互作用領域が一定の長さであるにもかかわらず、電子集群がより減速するのは、共振器内の電界の振幅が大きくなったため、

電子がより強く電界に捕捉されるからである。また、ほぼ飽和に達する往復回数における電子集群は、加速領域に入り、逆に若干加速され始めている様子もわかる。

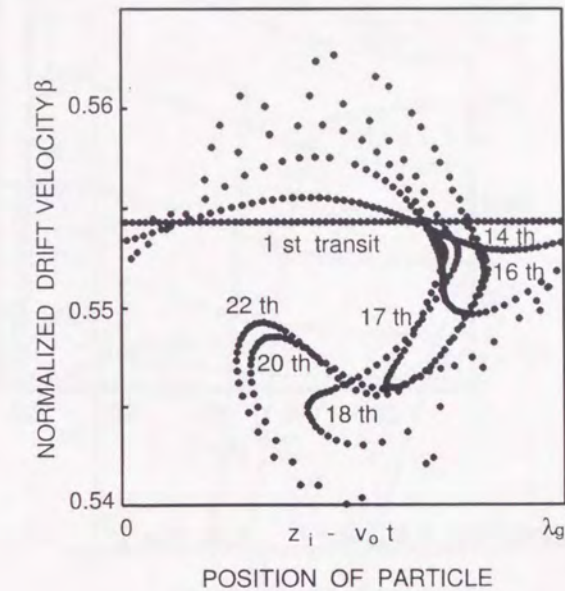


図 4.3 終端付近での位相空間図

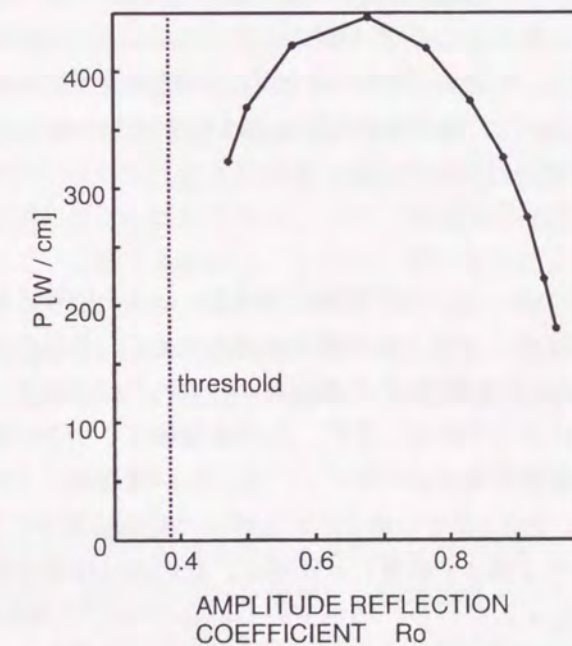
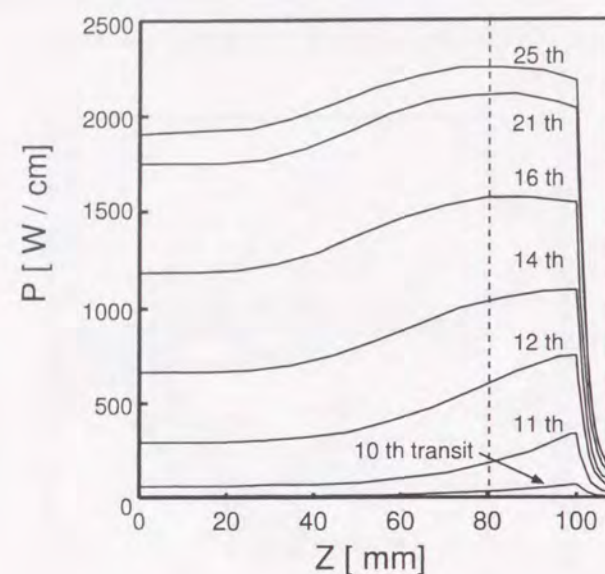


図 4.4 出力電磁波電力の反射係数依存性

図 4.5 電磁波電力の空間変化 ($L_r = 100$ [mm], $L_o = 8.24$ [mm])

本節で反射鏡としてDBRを用いた利点の一つに、グレーティングの長さ、溝の深さなどの各種パラメータを変化させることにより任意の反射係数が実現できることが挙げられる。そこで、図 4.4に飽和時の出力電力が出力側反射係数によりどのように変化するかを示す。ところで、チェレンコフレーザでは、電子ビームと電磁波との相互作用が進むにつれ、電子ビームのドリフト速度が減少し、波数および周波数のごくわずかに変化する。そのため、往復回数により反射係数が若干異なるが、その変化は高々1%であり無視できるので、横軸には反射係数の初期値を示している。ここで、図中の threshold は、電磁波が往復を繰り返すごとに増大するために必要な出力側反射鏡の反射係数の最小値を示し、次式により与えられる。

$$R_o > \exp(-\alpha L_r) / R_i \quad (4.1)$$

但し、 R_i 、 R_o はそれぞれ入力側、出力側の振幅反射係数、 α は小信号近似が成り立つ領域での空間的増大係数を示す。図 4.4から、大きい出力電力を得るための、最適な反射係数が存在することがわかる。また、出力電力は、反射係数 R_o が最適値から離れるにつれて、大きく減少している様子がわかる。この理由は次のようである。まず、 R_o が最適値より小さい場合は、反射係数が小さいため、共振器中で十分電磁波が増幅されない。一方、 R_o が最適値より大きい場合は、一例として $R_o = 0.95$ の場合を考え、図 4.5にその場合の共振器内の電磁波電力の変化を示す。図 4.5から、この場合も $R_o = 0.68$ の場合（図 4.2 参照）と同様に、電磁波は指数関数的に増大し、やがて飽和に達する様子がわかる。しかしながら、25 回目の transit における電磁波電力は、 $z = 100$ mm ではなく、 $z = 80$ mm 付近で飽和に達し、 $z = 80$ mm から $z = 100$ mm に進むにつれて若干減少している。これは、共振器中の電磁波電力が大きくなるにつれて、電子ビームに作用する電界は大きくなり、電磁波の増大率が大きくなるため、電子ビームのドリフト速度は、より短い相互作用距離で減速し、電磁波と電子ビームの位相の同期にずれが生じるからである。また、図 4.5

から明らかなように、電磁波電力が十分大きくても、DBRの反射係数が大きいために電磁波を取り出せないことも原因の一つである。

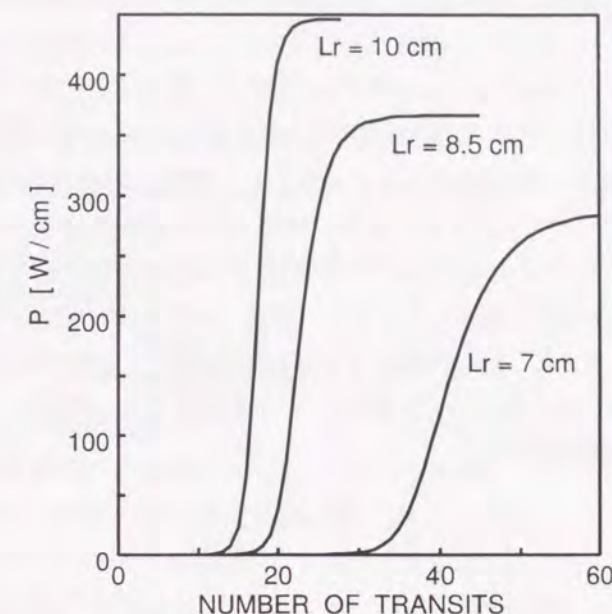


図 4.6 出力端における電力変化

最後に、二つの反射鏡の間隔 L_r による電力増大の変化を調べるために、様々な L_r の値に対して、共振器の出力端における電磁波電力の変化の様子を図 4.6に示す。また、このときの出力側のグレーティングの長さは、出力電力が最大となるように L_r の値ごとに変えるものとし、それ以外のパラメータについては表 4.1のものを用いる。この図から、二つの反射鏡の間隔が長いほど、少ない往復回数で高い電力が得られることがわかる。但し、 L_r が長くなると single-pass 型のレーザの特性に近づくことに注意しなければならない。また、共振器長を短くするにつれ、飽和に達するまでの時間が長くなっている様子もわかる。ここで、先に述べたように、電子ビームの持続時間は有限であり、約数百 ns である。そのため、チェレンコフレーザのコンパクト化の限界は、飽和に達するまでの時間と電子ビームの持続時間の関係で決まる。例えば、表 4.1のパラメータで、電子ビームの持続時間を 100 ns とした場合、コンパクト化の限界は、約 $L_r = 70$ mm である。

4.2.4 結言

本節では、チェレンコフレーザにおけるデバイスのコンパクト化について議論した。解析のモデルとして、誘電体導波路の両端にDBRを形成し、誘電体表面から一定距離離れたところを相対論的電子ビームがドリフトしているチェレンコフレーザを考え、その非線形特性を詳しく調べた。その結果、DBRチェレンコフレーザは single-pass チェレンコフレーザに比べて得られる電力は小さくなるが、デバイスの大きさを小型化できることを示した。また、出力電磁波電力は、出力側のDBRの反射係数に大きく依存し、最適値が存在すること、および電子ビームの非

線形により大きく制限されることを明らかにした。

4.3 誘電率変化によるチェレンコフレーザの効率改善

4.3.1 緒言

3.2.4項でも述べたように、チェレンコフレーザでは、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて導波路を構成する誘電体の誘電率を徐々に大きくし、電磁波の位相速度を遅くすることによって電子ビームと電磁波との同期をより長く保ち、エネルギー変換効率を大幅に改善できることが報告されている。本節では、新しいエネルギー変換効率の改善方法として、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて誘電率を徐々に大きくし、更に、エネルギー変換が飽和に達し、電子ビームが逆に加速されはじめると¹、それに合わせて導波路を構成する誘電体の誘電率を徐々に小さくすることを提案する。このようにして、電子ビームと電磁波との同期をより長く保ち、エネルギー変換効率の大幅な改善を試みる。

4.3.2 解析のモデル

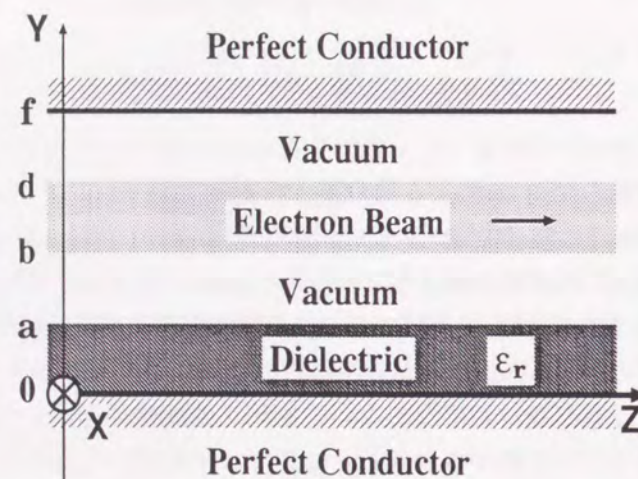


図 4.7 解析のモデル

本節において解析するチェレンコフレーザの2次元モデルを図4.7に示す。互いに平行な2枚の完全導体平板の一方に厚さ a の誘電体を装荷し、誘電体表面から一定距離 $b-a$ だけはなれたところを厚さ $d-b$ の平板状の相対論的電子ビームが z 軸方向にドリフトしているものとし、ドリフト速度の初期値を v_0 とする。また、電子ビームは十分大きい静磁界によってドリフト方向に集束されているものとする。また、すべての物理量は x 軸方向に一樣であるとする。

¹線形解析を行った場合、電子ビームが加速されることはない。

4.3.3 解析結果

本節では、粒子シミュレーションの手法を用いて、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて誘電率を徐々に大きくし、更に、エネルギー変換が飽和に達し電子ビームが逆に加速されはじめると、それに合わせて誘電率を徐々に小さくすることにより電子ビームと電磁波との同期をより長く保ち、エネルギー変換効率を更に大幅に改善することを試みる。また、誘電率の決定には、3.2.4項で述べた方法を用いる。更に、本章の解析で用いたパラメータの値を表4.2に示す。

表 4.2 シミュレーションに用いたパラメータの値

誘電体の厚さ a	0.5 [mm]
電子ビームの厚さ $d-b$	0.125 [mm]
電子ビームと誘電体の間隔 $b-a$	0.5 [mm]
平行平板の間隔 f	2.0 [mm]
比誘電率の初期値 ϵ_r	2.12
ビームのドリフト速度の初期値 β_0	0.8274
電子のプラズマ周波数 $\omega_p / 2\pi$	0.954 [GHz]
増大波の周波数 F	123.8 [GHz]
管内波長 λ_g	2.0 [mm]
粒子の個数 N	256 [個]
y 方向格子数 NGY	64
z 方向格子数 NGZ	64
1 ステップの時間間隔 Δt	6.0×10^{-14} [s]
電子ビームの加速電圧 V	398.8 [kV]
電子密度 n_0	2.01×10^{10} [/cm ³]

まず、効率改善を行うための誘電率の最適な変化の様子を図4.8に、また、このときの電子ビームの平均速度の空間変化を図4.9に示す。図4.8と図4.9を比較すると、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて誘電率を大きくし、逆に電子ビームの速度の上昇に合わせて誘電率を小さくすれば、結果として、電子ビームの平均速度が大きく低下することがわかる。以下、誘電率を図4.8のように変化させた場合の電磁波の特性について検討するために、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の空間変化について考察する。

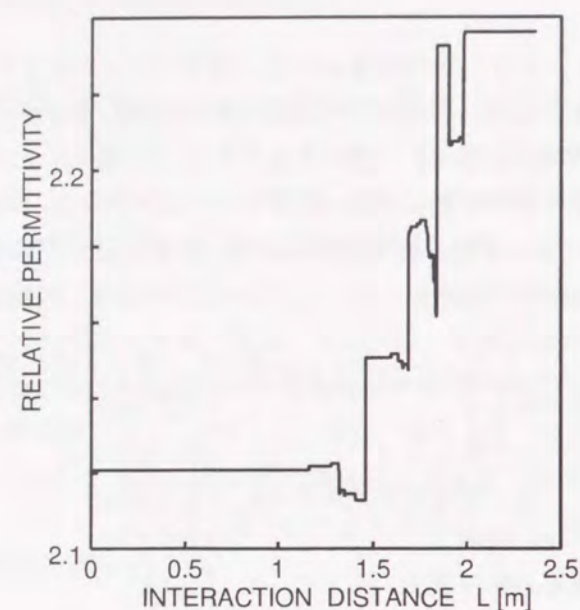


図 4.8 最適な誘電率の変化

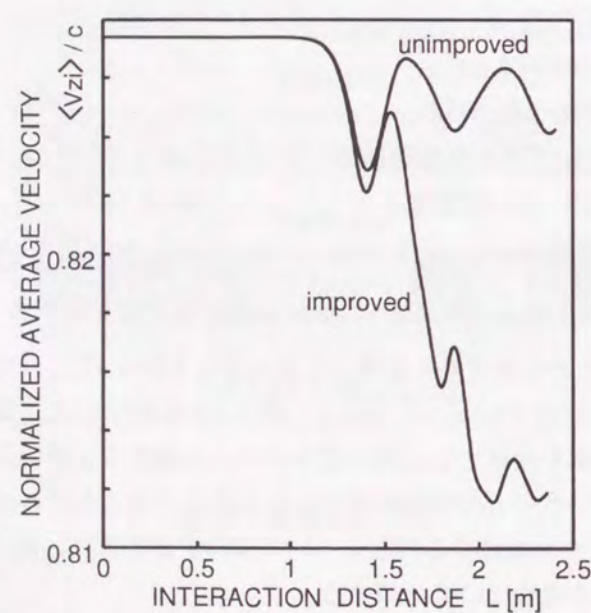


図 4.9 電子ビームの平均速度の空間変化

誘電率が一定の場合, および誘電率を図 4.8 のように変化させて場合の電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の空間変化の様子を図 4.10 に示す。エネルギー変換率は, 初めのうちはどちらも同じように増大しているが, 誘電率を変化させた場合は電子ビームと電磁波の同期がより長

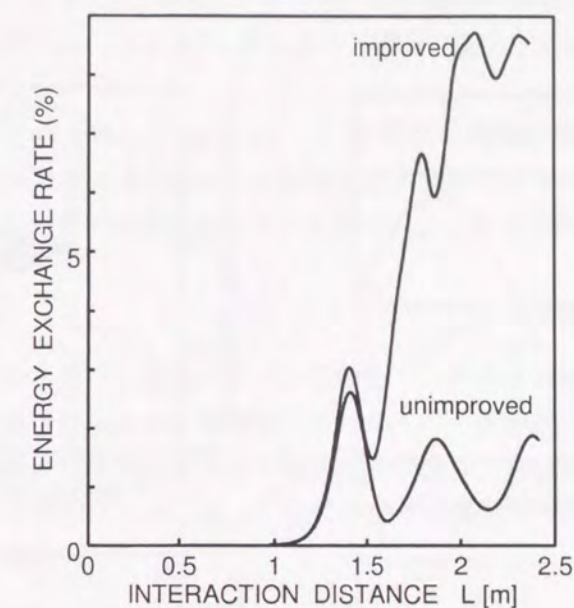


図 4.10 エネルギー変換率の空間変化

く維持され, より多く電子ビームから電磁波にエネルギーが変換されていることがわかる。これは, 誘電率が一定の場合は, 電磁波の増大とともに電子ビームのドリフト速度が減少し, 結果的に電子ビームと電磁波との同期が維持されなくなるのに対し, 電子ビームのドリフト速度の変化に合わせて誘電率を変化させた場合は, 電子ビームと電磁波との同期がより長く維持され, 電子ビームから電磁波へエネルギーが効率よく変換されるためである。また, 電磁波電力が最大となることを結合長とすると, 誘電率が一定の場合の結合長は 1.40 m であるのに対し, 電子ビームのドリフト速度の変化に合わせて誘電率を変化させた場合の結合長は 2.09 m であった。但し, 結合長は初期値によって変化することに注意しなければならない。更に, 結合長が長くなることは, 導波路設計に, 技術的負担になることも注意しなければならない。

また, 図 4.10 の数値例では, 飽和時のエネルギーの変換率, すなわちエネルギー変換効率誘電率一定の場合が 2.8 % であるのに対し, 誘電率を変化させた場合には 8.7 % と, 大幅に改善されている様子がわかる。

次に, 横軸に粒子の位置 z_i を, 縦軸に個々の粒子の速度 v_{zi} をとった位相空間図を図 4.11 に示す。まず, 図 4.11(a) では, 相互作用距離 $L = 0$ m のときに, 粒子は小さな正弦的振動成分をもってほぼ一様に並んでいる。しかし, 時間の経過とともに粒子は電磁波の電界に捕捉され, 集群し, その集群が徐々に減速される。そして, 図 4.11(b) を見ると, $L = 1.40$ m において集群は最も減速され, その後は, 集群の速度が小さくなったため集群の位置が電子の減速領域から加速領域に移り, 集群は逆に加速される。これまでの報告では, ドリフト速度の減少に合わせて誘電率を大きくするのみだったため, 電子ビームと電磁波との同期がずれてしまい, あまり大きな改善はなされていなかった。一方, 本節では, 更にドリフト速度が大きくなるのに合わせて誘電率を小さくしているため, 電磁波と電子ビームとの同期が保たれたまま, つまり集群が保たれたまま加速

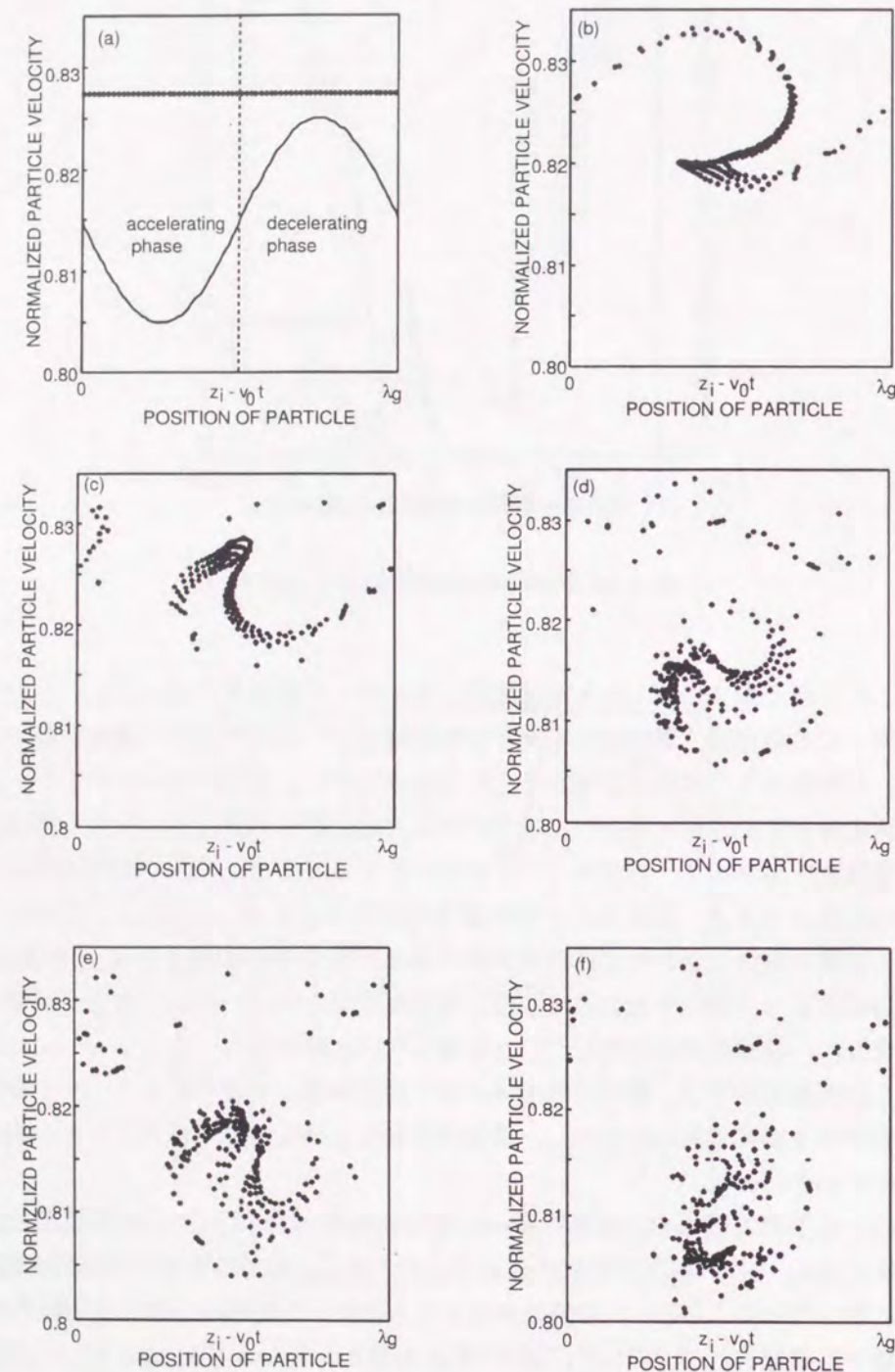


図 4.11 位相空間図 (a) $L = 0$ [m], (b) $L = 1.40$ [m], (c) $L = 1.53$ [m], (d) $L = 1.80$ [m], (e) $L = 1.87$ [m], (f) $L = 2.08$ [m]

されている様子がわかる (図 4.11(c) 参照). そして, その集団が加速されたため, 再び集団は電子の減速領域に入り, 減速され, 図 4.11(d) を見ると, 集団は図 4.11(b) よりも更に減速している様子がわかる.

図 4.11(e), (f) では, それぞれ, 図 4.11(c), (d) と同様の現象が起こっている. ここで, 図 4.11(b), (d), (f) を比較すると, 電子集団が減速領域に入る度に, 電子ビームの平均速度が低下し, 電子ビームの運動エネルギーが電磁波のエネルギーにより多く変換されていることがわかる.

4.3.4 結言

本節では, 電子ビームのドリフト速度の変化に合わせて, 導波路を構成する誘電体の誘電率を変化させることにより, 電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率の改善を試みた. その結果, 本節で提案した方法は, 従来のエネルギー変換効率の改善方法に比べて, 大幅にエネルギー変換効率が改善されることがわかった. 但し, この方法では導波路長が長くなり, 設計が困難になることも明らかとなった.

4.4 結言

本章では, チェレンコフレーザの実用化のための研究課題であるデバイスのコンパクト化とエネルギー変換効率の改善とについて議論した.

まず, デバイスのコンパクト化の一例として, DBR チェレンコフレーザを取り上げ, その非線形特性を調べた. また, 解析手法としては, 粒子シミュレーションと線形解析を併用するという新しいアプローチを試みた. その結果, 次のことがわかった. まず, DBR チェレンコフレーザは single-pass チェレンコフレーザに比べて得られる電力は小さくなるが, デバイスの大きさを小型化できることを示した. また, 出力電磁波電力は, 出力側の DBR の反射係数に大きく依存し, 出力電力を最大にする反射係数の最適値が存在すること, および電子ビームの非線形により出力が大きく制限されることを明らかにした.

次に, 電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率改善の方法として, 電子ビームのドリフト速度の変化に合わせて, 導波路を構成する誘電体の誘電率を変化させる方法を提案し, 電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率の改善を試みた. その結果, 本節で提案した方法は, 従来のエネルギー変換効率改善の方法に比べて, 大幅にエネルギー変換効率が改善されることがわかった. 但し, この方法では, 導波路設計が困難になることも明らかとなった.

第5章

スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性

5.1 序言

誘導スミス・パーセル効果を利用したスミス・パーセル自由電子レーザ^{[32]–[42]}は、金属グレーティングに沿って伝搬する電磁波と相対論的電子ビームに沿って伝搬する空間電荷波との能動結合によって大強度のミリ波あるいはサブミリ波を発生するレーザである。このデバイスでは、前述のように遅波構造として金属グレーティングを用いるため、第3, 4章で取り扱ったチェレンコフレーザに比べて安定かつ高効率な発振が期待され、近年、多くの研究成果が報告されている。

また、スミス・パーセル自由電子レーザでも他の自由電子レーザと同様に(3.2.4項, 文献[9]参照), 効率的な電磁波の発生に大きな関心が寄せられている。文献[42]では、エネルギー変換効率を改善するために、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて導波路を構成する金属グレーティングの周期, スロットの深さおよび幅のいずれかを電磁波の進行方向に徐々に増加させ、電磁波の増幅特性を数値的に詳しく検討し、十分なエネルギー変換効率の改善が得られることが示されている。

ところで、従来の理論研究^{[32], [34]–[36], [38], [39], [41], [42]}では、解析において電子ビームの非線形性が考慮されたものはない。しかしながら、電磁波が電子ビームからエネルギーをもらって増大していくと、電子ビームを構成する個々の電子は電磁波の電界に捕捉され、電子ビームの非線形性が無視できなくなってくる。そこで、本章では、粒子シミュレーションの手法を用いて電子ビームの非線形性を考慮に入れ、スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性を詳しく検討する^{[76], [77]}。また、電子ビームの非線形性を考慮した場合の、エネルギー変換効率の改善方法の有効性についても議論する。

5.2 解析のモデル

本章において解析するスミス・パーセル自由電子レーザの2次元モデルを図5.1に示す。互いに平行な2枚の完全導体平板の一方に深さ a のグレーティングを施し、グレーティングの上部から

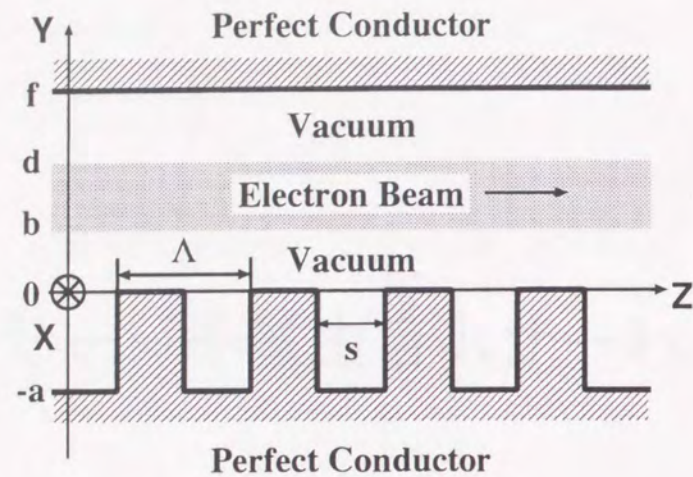


図 5.1 解析のモデル

一定距離 b だけ離れたところを厚さ $d-b$ の平板状の相対論的電子ビームが z 軸方向にドリフトしているものとし、ドリフト速度の初期値を v_0 とする。また、電子ビームは十分大きい静磁界によってドリフト方向に収束されているものとする。また、すべての物理量は x 軸方向に一様であるとする。

5.3 解析結果

本節では、図 5.1 に示したスミス・パーセル自由電子レーザーの 2 次元モデルにおいて、系内を z の正方向に伝搬している電磁波と電子ビームの相互作用を、粒子シミュレーションの手法を用いて解析し、その結果を検討する。本章の解析で用いた種々のパラメータの値を表 5.1 に示す。

まず、エネルギー変換率の時間変化の様子を図 5.2 に示す。図 5.2 から、増大波は線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大しているが、やがて粒子が電磁波の電界に捕捉され、非線形性が強まり飽和にいたる様子がわかる。電界に捕捉された粒子の振舞いについては次節で議論する。また、電磁波の電力が飽和に達するまでの時間は $t_{sat} = 3.54$ ns であり、その時間で波が進んだ距離を結合長とすると、結合長は 44 cm であることがわかる。但し、飽和に達するまでの時間は初期値によって変化することに注意しなければならない。図 5.2 の数値例では、飽和時のエネルギーの変換率、すなわちエネルギー変換効率は 1.9 % であった。

次に、時間的に増大する電磁界成分の周波数スペクトルを図 5.3 に示す。ここでは、データ数が少ない場合においても周波数分解能の高い最大エントロピー法^[78]を用いた。この図から、粒子シミュレーションの手法により得られた周波数は、線形流体近似を用いた解析より求まる周波数 125 GHz とほぼ一致することがわかる。

表 5.1 シミュレーションに用いたパラメータの値

グレーティングの深さ a	0.5 [mm]
グレーティングの周期 Λ	0.248 [mm]
グレーティングのスロット幅 s	0.124 [mm]
グレーティングと電子ビームの間隔 b	0.25 [mm]
電子ビームの厚さ $d-b$	0.05 [mm]
グレーティングと上部導体壁の間隔 f	0.70 [mm]
ビームのドリフト速度の初期値 β_0	0.4154
電子のプラズマ周波数 $\omega_p / 2\pi$	1.53 [GHz]
増大波の周波数 F	125 [GHz]
管内波長 L	0.992 [mm]
粒子の個数 N	2560 [個]
y 方向格子数 NGY	96
z 方向格子数 NGZ	320
1 ステップの時間間隔 Δt	1.00×10^{-14} [s]
電子ビームの加速電圧 V	50.77 [kV]
電子密度 n_0	3.18×10^{10} [/cm ³]

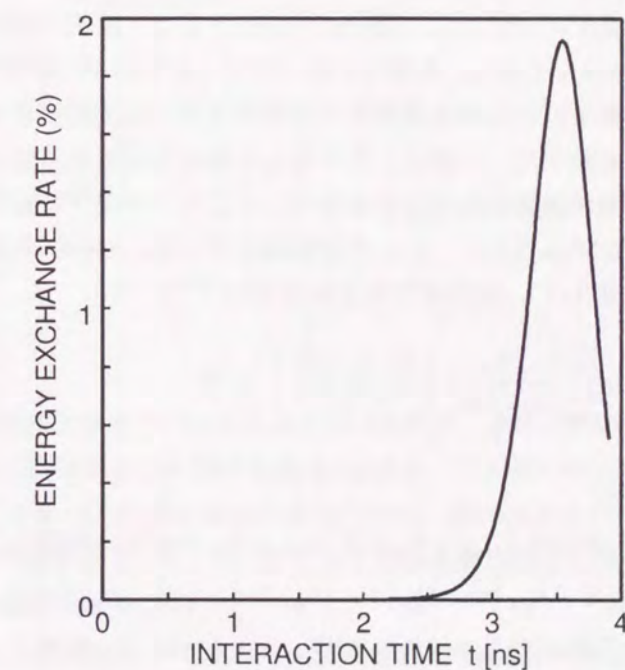


図 5.2 エネルギー変換率の時間変化

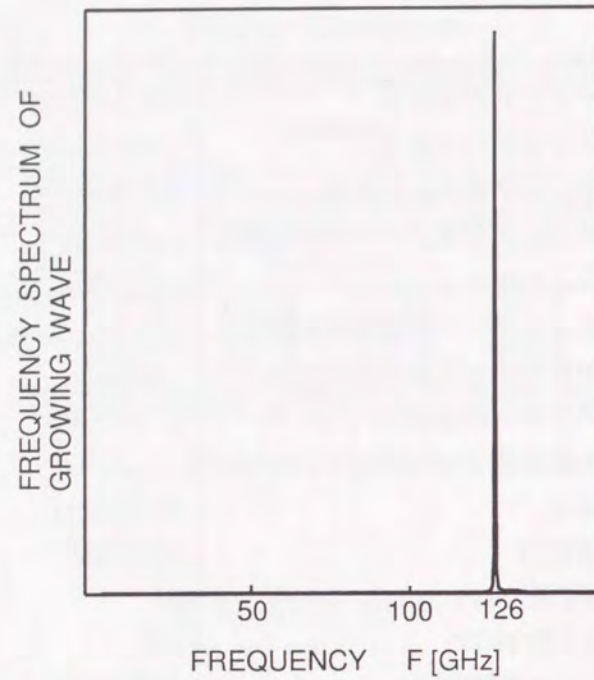


図 5.3 増大波の周波数スペクトル

5.4 増幅特性の改善

スミス・パーセル自由電子レーザでは、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて、グレーティングのスロット幅、スロット深さ、周期などのパラメータを徐々に増加させることにより、遅波効果を高め、その結果電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率が大幅に改善されることが報告されている^[42]。本節では、一例としてスロット幅を変化させ、電子ビームの非線形効果を考慮に入れても変換効率が改善されることを示す。ここで、スロット幅の決定方法は、3.2.4項の誘電率の決定方法と同じであるため、ここでは省略する。また、その際に用いる分散関係式は、電磁波の z 方向波数を k_z として、次の式で表される^{[42], [79], [80]}。

$$1 + \frac{\omega s}{c} \tan \frac{\omega a}{c} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Phi_n}{h_{yn} \Lambda \Psi_n} \left[\frac{\sin(k_n s/2)}{k_n s/2} \right]^2 = 0 \quad (5.1)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \Phi_n &= (k_{yn} \tan k_{yn} d \tanh h_{yn} g - h_{yn}) \times (k_{yn} - h_{yn} \tan k_{yn} b \tanh h_{yn} b) \\ &\quad - (h_{yn} \tan k_{yn} d + k_{yn} \tanh h_{yn} g) \times (h_{yn} \tanh h_{yn} b + k_{yn} \tan h_{yn} b) \\ \Psi_n &= (k_{yn} \tan k_{yn} d \tanh h_{yn} g - h_{yn}) \times (h_{yn} \tan k_{yn} b - k_{yn} \tanh h_{yn} b) \\ &\quad + (h_{yn} \tan k_{yn} d + k_{yn} \tanh h_{yn} g) \times (h_{yn} + k_{yn} \tan k_{yn} b \tanh h_{yn} b) \\ g &= f - d \end{aligned}$$

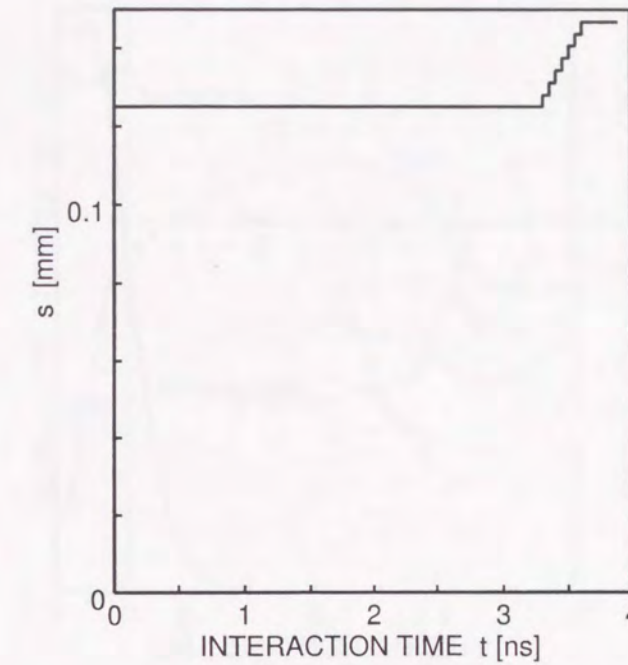


図 5.4 スロット幅の最適変化

である。但し、

$$\begin{aligned} k_n &= k_z + \frac{2n\pi}{\Lambda} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \\ h_{yn}^2 &= k_n^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \\ k_{yn}^2 &= -\varepsilon_p h_{yn}^2 \\ \varepsilon_p &= 1 - \left[\frac{\omega_p}{\gamma(\omega - vk_n)} \right]^2 \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ \beta &= \frac{v}{c} \end{aligned}$$

とする。

以上のような方法を用いて解析を行った結果を以下に示す。まず、効率改善を行うためのグレーティングのスロット幅の最適な変化の様子を図5.4に示す。この図から、電子ビームと電磁波との同期を保つためには、スロットの幅を電磁波の進行方向へ徐々に大きくしていけばよいことがわかる。以下、スロットの幅を図5.4のように変化させ効率改善を行った場合とスロットの幅が一定の効率改善を行わない場合の比較を行う。

まず、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の時間変化の様子を図5.5に示す。エネルギー変換率は、初めのうちはどちらも同じように増大しているが、スロット幅を変化させた場合には電子ビームと電磁波の同期がより長く維持され、より多く電子ビームから電磁波にエネルギーが変換されていることがわかる。電磁波の電力が飽和に達する時間は、スロット幅が一定の場合

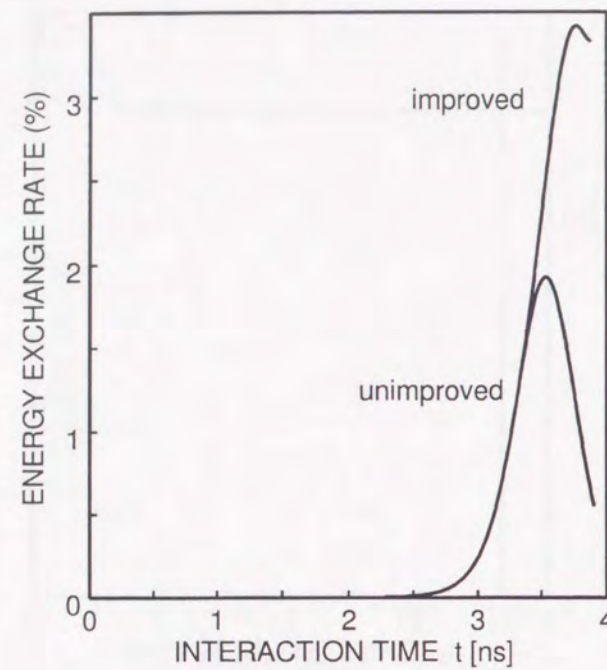


図 5.5 スロット幅変化により改善された増幅特性

には $t_{sat} = 3.54$ ns であるのに対し、スロット幅を変化させた場合は電子ビームと電磁波の同期がより長く維持されているため $t_{sat} = 3.77$ ns となった。このとき、エネルギー変換効率、スロット幅が一定の場合には 1.9 % であるのに対して、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせてスロット幅を変化させた場合には 3.4 % に改善されることがわかった。

次に、横軸に粒子の位置 z_i をとり、縦軸に個々の粒子の速度 v_{zi} をとった位相空間図を、スロット幅が一定の場合を図 5.6 に、一方、スロット幅を変化させた場合を図 5.7 に示す。まず、図 5.6 を見ると、 $t = 0$ s のときには、小さな正弦振動成分をもってほぼ一様に並んでいた粒子が、次第に集群し、その集群が徐々に減速していく様子がわかる。そして、 $t = 3.49$ ns において電子の集群は最も減速され、電磁波のエネルギーが飽和に達する。その後は、電子集群の速度が小さくなったため電子集群の位置が電子の減速領域から加速領域に移ってしまい電子の集群が加速されていく様子もわかる。更に、図 5.6 と図 5.7 を比較すると、 $t = 3.62$ ns において、図 5.6 では粒子の集群がすでに加速されているのに対し、図 5.7 では更に減速されている様子がわかる。このことから、スロット幅を変化させることにより電子ビームと電磁波の同期をより長く保つことができ、電子ビームから電磁波へより効率的にエネルギー変換が行われることがわかる。

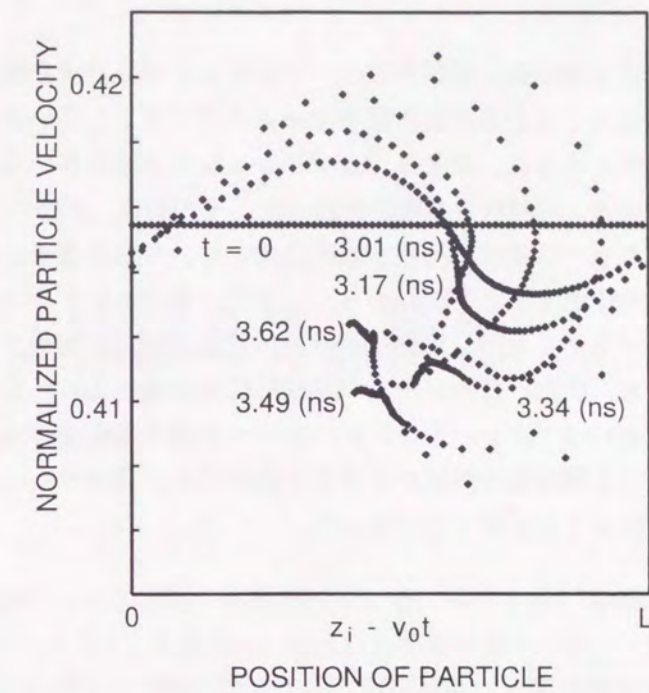


図 5.6 位相空間図 (スロット幅一定の場合)

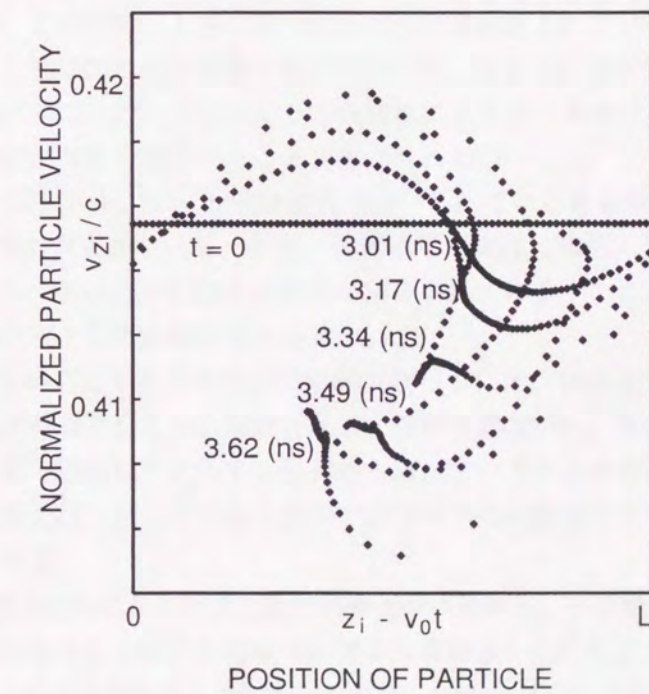


図 5.7 位相空間図 (スロット幅を変化させた場合)

5.5 結言

本章では、互いに平行な2枚の完全導体平板の一方にグレーティングを施し、グレーティング上部から一定距離はなれたところを相対論的電子ビームがドリフトしているスミス・パーセル自由電子レーザの2次元モデルを考え、粒子シミュレーションの手法を用いて、電子ビームの非線形効果を考慮に入れた場合の、増幅特性の解析を行った。その結果、次のことがわかった。まず、電磁波は、線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大し、やがて電子ビームの非線形効果により非線形性が強まり飽和に達することがわかった。また、最大エントロピー法を用いて増大波の周波数スペクトルを調べたところ、周波数は線形流体近似を用いた解析より求まる周波数とほぼ一致することがわかった。更に、電子ビームの非線形性を考慮に入れた場合でも、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせてグレーティングのスロット幅を電磁波の進行方向に徐々に大きくしていけば、電子ビームと電磁波の同期がより長く維持され、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率が改善されることが明らかになった。

第6章

電磁波の人体に与える影響

6.1 序言

近年、電磁波の人体に与える影響が懸念されている。そのため、各種団体は独自の安全基準を制定している^{[45] - [49]}。これらの基準は、団体により若干異なるが、一般に次のように定められている。まず、100 kHz 以下の周波数領域では、電磁波による誘導電流が問題となり、その誘導電流の電流密度をもとに安全基準が定められている。また、10 GHz 以上の周波数では、電磁波はあまり体内に浸透せず、電磁波のエネルギーの一部が人体表面で熱に変換される。そのため、許容値は周波数に依存せず、電力密度で規定されている (5.0 mW/cm^2)。一方、100 kHz と 10 GHz の周波数領域のうち、特に、10 MHz 付近から 10 GHz の範囲では、電磁波は人体内部に吸収され、熱に変換される。そのため、人体内部での熱効果が問題視されている。そのため、この周波数領域では、SAR と呼ばれる単位質量当たりの吸収電力をもとに指針値が定められている (10 g 組織平均 2.0 W/kg)。ここで、上記のように周波数により安全基準が異なる背景には、人体組織の物質定数が周波数に大きく依存することが挙げられる^[81]。

ところで、近年急速に発達している無線通信で用いられている電磁波の大部分は、10 MHz - 10 GHz の周波数領域に含まれている。また、無線通信端末は比較的人体近傍で用いられているため、比較的高レベルの電磁波を浴びる危険性が指摘されている。このため、特に、通信端末が発する電磁波の人体に与える熱効果が懸念されている^[43]。

ここで、電磁波と人体の相互作用を電磁気学的に調べるには、詳細な人体モデルの構築と、そのモデルを計算機上で再現することが重要となる。後者の理由から、電磁波と人体の相互作用を取り扱うには、第2章で説明したFDTD法が最も適している手法であることが証明されつつある^[44]。そこで、本章では、FDTD法を用いて以下の2つの課題を取り上げ、それらの相互作用の様子を明らかにする。

まず、現在、その実用化が注目される移動体衛星通信に着目し、その端末が人体頭部に与える熱効果を調べる。その方法としては、各種端末が発する電磁波を浴びた場合の人体頭部内のSAR分布を求め、得られた結果を指針値と比較する。また、従来のPDC (Personal Digital Cellular) についても同様のことを調べ、衛星通信用携帯端末の結果と比較、検討する^[82]、^[83]。更に、得られたSAR分布をもとに、頭部内における温度上昇を計算し、より詳細に安全性を評価する。

次に、電磁波の眼球に与える熱効果を議論する。ここで、眼球に着目する理由は、眼球は皮膚に防護されず、しかも血流が存在しないため、電磁波による熱効果が最も懸念されている器官のひとつであるためである。そこで、眼球内に平面波が入射した場合の平均SARの周波数特性と眼球内のSAR分布について調べる。また、先の課題と同様、眼球中における温度上昇を計算し、マイクロ波加熱による白内障の形成の可能性について検討する^{[82], [84]–[88]}。

ここで、マイクロ波帯では、熱効果とは別に、非熱効果と呼ばれるいくつかの現象も報告されている。それらの例として、変調波によるカルシウムイオンの流出^[89]、コロイドがパルス変調された高周波電界中で電界方向に配列するパールチェーンの形成^[90]などが挙げられる。しかしながら、これらの現象は理論研究の枠組みを越えているため、本章では議論の対象としない。

6.2 人体モデルの作成方法

本節では、人体頭部のモデリングについて説明する。頭部モデルの作成例として、第6.3節で用いる人体頭部を取り上げ、その方法を説明する。

人体頭部モデルは、インターネットサイト“The Visible Human Project”¹から得たMRI (magnetic resonance imaging) 画像をもとに作成した。この画像は、1.0 mm あたり3ドットという非常に精度の良いものである。これらの画像をFDTD法で用いるためには、画像を格子状に分割する必要がある。本節では、画像を一辺が4.0 mmの正方形格子で分割することを考える。ここで、FDTD法において正確な解を得るには、セル長を系内の最低波長の10分の1程度になるように定めれば良いことが知られている。第6.3節で解析する3つの周波数900 MHz, 1.6 GHz, 2.6 GHzにおける系内の最低波長はそれぞれ4.0 cm, 2.3 cm, 1.5 cmである。従って、特に2.6 GHzについては、その条件が大幅に満たされていない。そこで、得られた4.0 mmの寸法で分割されたモデルを再分割し、2.0 mmのモデルを構成する。この結果、セル長が系内における最低波長の10分の1以下である条件を最も満たしていないのは、1.6 GHzの場合となる。そこで、1.6 GHzにおけるセル長4.0 mmの妥当性を確認するために、半無限の皮膚層に平面波を入射した場合の電界分布を調べる（皮膚組織の物質定数は、表6.1を参照）。図6.1に、セル長が4.0 mmの場合および先の条件を十分満たすセル長が0.50 mmの場合の電界成分の最大値の空間分布を示す。図6.1から、セル長を4.0 mmとした場合と0.50 mmとした場合の電界分布はよく一致している様子がわかる。つまり、900 MHz, 1.6 GHzについては4.0 mmのセル長が、また2.6 GHzについては2.0 mmのセル長が妥当であると言える。本節と同様のアプローチは、文献[91], [92]などにおいて見られる。

次に、画像からモデルを作成する手順について説明する。まず、長さ4.0 mmの正方形の格子でMRI画像を区切り、その格子において最大面積を占める組織あるいは空気をセルに割り当てた。組織の決定は、最初に皮膚層以外の組織（脳、骨、筋肉、眼球、脂肪）を割り当て、その後に最外部に均一に1セルずつの皮膚層を加えた。また、MRI画像からの組織の同定は非常に困難である。特に、灰白質、白質、CSF（脳脊髄液）などは、撮影のパラメータに大きく依存することが知られている。そこで、脳については、灰白質、白質は区別せず脳として扱い、その物質

¹<http://gopher.nlm.nih.gov/research/visible/>

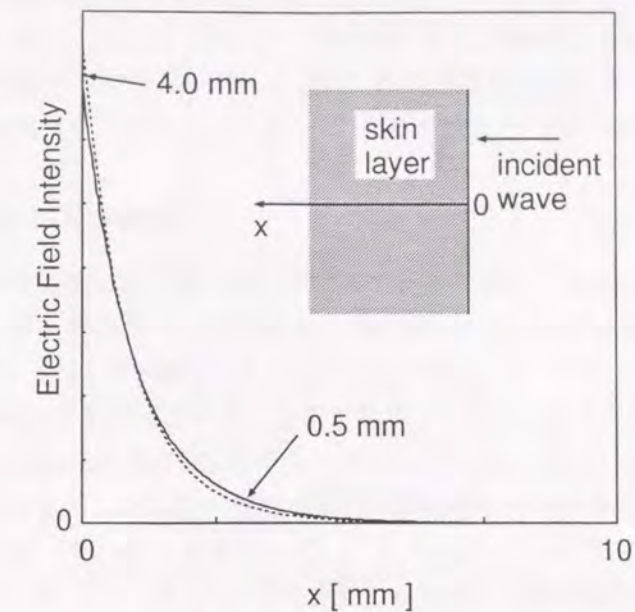


図 6.1 半無限皮膚層における電界分布

定数はそれらの平均値を用いる。また、CSFは解析に含まないことにする。ここで、MRI画像からの組織の同定方法については、文献[93]に詳しく論じられている。

得られた人体頭部モデルを図6.2に示す。図6.2は、(a) 頭部モデルと座標系、(b) $x = 8.0$ cmにおける垂直方向断面図、(c) $z = 13.2$ cmにおける水平方向断面図、を示したものである。

ここで、本節では、4.0 mmの格子で分割したが、取り扱う周波数が高い場合には、モデリングの際の格子幅を小さくするか、あるいは完成したモデルのセルを再分割すればよい。

6.3 衛星携帯電話で用いられる電磁波の人体頭部に与える熱効果

6.3.1 緒言

近年、小型・携帯端末を用いた移動体衛星通信サービスへの関心、要求が急速に高まっている。現在、低軌道衛星（LEO）、中高度衛星（ICO）、静止衛星（GSO）を用いた種々のシステムが構築されつつある^{[94], [95]}。しかしながら、それらのシステムで用いられる端末の出力電力は、PDC（900 MHz）のものに比べて高いという難点があり、人体頭部に与える熱効果が一層懸念される。また、移動体衛星通信サービスで用いられている電磁波の周波数は、従来の移動体通信サービスのものと異なる。これは、人体組織の物質定数が変化することを意味し^[81]、それによってSAR分布が大きく変化することが予想される。そこで、本節では、移動体衛星通信サービスの中でも、特に、LEOシステムのイリジウム（1.6 GHz）、GSOシステムのN-STAR（2.6 GHz）に着目し、その端末の発する電磁波の人体に与える熱効果を調べ、その安全性を定量的に評価する。

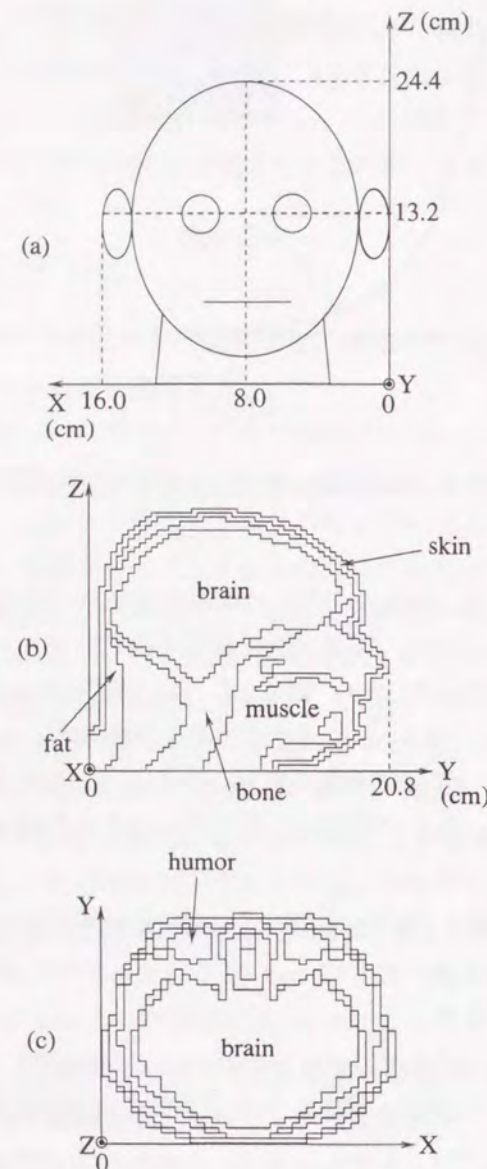


図 6.2 解析モデル, (a) 人体頭部モデルの概略図と座標系, (b) 垂直方向断面図 ($x = 8.0$ [cm]), (c) 水平方向断面図 ($z = 13.2$ [cm])

まず, 各種端末が発する電磁波を浴びた場合の人体頭部内の SAR 分布を求め, 得られた結果を指針値と比較する. 次に, それらの端末が人体頭部に与える熱効果をより正確に評価するために, Pennes の生体熱方程式^[96]を用いて, 頭部内の体温上昇を計算する. また, 従来の PDC についても同様のことを調べ, イリジウム, N-S T A R の結果と比較, 検討する.

6.3.2 解析のモデルと入射波源

本節で用いる解析のモデルは, 前節で示した通りである. また, 前述のように, FDTD 法で開放領域の問題を取り扱う場合には, 解析領域を吸収境界と呼ばれる仮想的な境界で閉じておく必要がある. 本節では, 2.4.2 項で紹介した PML を用いる.

ところで, 前節で構築した頭部モデルを FDTD 計算に組み込む際, それらの物質定数を知る必要がある. 人体組織の物質定数に関する研究は, Gabriel により文献 [81] にまとめられている. その文献からもわかるように, 人体組織の電気的特性は周波数に大きく依存する. 本節の解析で用いる端末の発振周波数は, PDC, イリジウム, N-S T A R について, それぞれ 900 MHz, 1.6 GHz, 2.6 GHz である. そこで, 表 6.1 に各周波数に対する人体頭部組織の物質定数をまとめる. これらの定数の決定には, 4-Cole-Cole 推定法を用いた^[81]. また, SAR を計算する際に必要な媒質の密度も合わせて示す.

表 6.1 頭部組織の電気的特性 (σ , ρ の単位は, それぞれ [S/m], [kg/cm³])

Freq.	900 MHz		1.6 GHz		2.6 GHz		Density
Tissues	ϵ_r	σ	ϵ_r	σ	ϵ_r	σ	ρ
Skin	46.1	0.84	44.2	1.13	42.6	1.68	1100
Bone	16.6	0.24	15.8	0.38	14.8	0.64	1850
Muscle	56.0	0.97	54.7	1.28	53.4	1.92	1040
Brain	45.8	0.77	43.9	1.06	42.3	1.60	1030
Humor	68.9	1.64	68.7	1.92	68.1	2.60	1010
Fat	5.46	0.05	5.37	0.07	5.26	0.11	920

更に, PDC, イリジウムにおいては, 波源としては, 正弦波を励振する携帯電話モデルを用いる. 携帯電話モデルのアンテナとしては 1/4 波長モノポールアンテナ (半径 0.50 mm) を用い, 筐体部は完全導体とする (図 6.3 参照). ここで, 実際のデバイスでは, 金属筐体は誘電体で被われ, 更に, アンテナは 1/4 波長モノポールアンテナとは異なる. しかしながら, 本節の主な目的は, 先に述べたように, 電磁波が人体に与える熱効果が周波数と電力にどのように依存するかを調べることである. 従って, 上記のような単純化を行う. 1/4 波長モノポールアンテナ以外のアンテナの SAR 特性は, 文献 [56], [97] などで見られる.

本節で用いたアンテナ, 筐体部の大きさのパラメータを表 6.2 に示す. ここで, モノポールアンテナの放射特性は筐体部のパラメータ c (図 6.3 参照) に大きく依存することが報告されている^[98]. そこで, 本節では, 人体方向に最も指向性が強い場合の c の値を選ぶことにした^{[7], [98], [99]}.

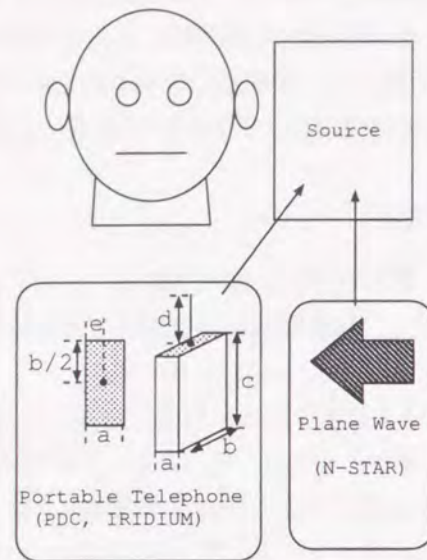


図 6.3 頭部モデルと入射波

表 6.2 携帯端末のサイズ

	a [mm]	b [mm]	c [mm]	d [mm]	e [mm]
PDC	24	60	80	80	6.0
Iridium	24	60	40	40	6.0

但し、パラメータ c による局所平均 SAR の変化は 1 割にも満たない^[100]。また、携帯電話モデルのアンテナ部分と頭部モデルとの距離は 1.4 cm とする。更に、負荷インピーダンスは、頭部が存在しない自由空間中でのアンテナ入力インピーダンスと整合がとれているものとする。

一方、N-STAR では、特有の平板状 (16 cm × 20 cm) のアンテナを用いることを考慮し、波源としては平面波を用いる (図 6.3 参照)。入射電力としては実際のデバイスの平均電力、0.20 W (PDC)、0.64 W (イリジウム)、2.0 W (平面波換算 6.25 mW/cm²) (N-STAR) を用いる。ここで、携帯電話モデルについては、人体頭部の存在によりインピーダンスの不整合が生じ、電力損失があることに注意しなければならない^{[56], [57]}。本節で用いたパラメータでは、電力損失は、PDC、イリジウムで、それぞれ 12.3%、16.2% であった。従って、実際の放射電力は PDC、イリジウムで、それぞれ 0.174 W、0.550 W である。

6.3.3 解析結果

本項では、移動体衛星通信サービスで用いられる携帯端末から発せられる電磁波が人体頭部に与える熱効果を明らかにする。まず、人体頭部における SAR 分布を計算する。そして、得られた SAR 分布をもとに、10 g 組織の平均 SAR の最大値を求め、それを指針値と比較する。次に、

熱効果をより正確に評価するために、得られた SAR を Pennes の生体熱方程式^[96]に代入し、頭部内の体温上昇を求める。

SAR 分布

時間的に正弦変化する電磁界に対して、SAR は次式で与えられる。

$$SAR = \frac{\sigma}{2\rho} |E_{max}|^2 \quad (6.1)$$

但し、 E_{max} [V/m] は、電界の最大値である。

まず、人体頭部垂直断面 ($x = 8.0$ cm) および水平断面 ($z = 13.2$ cm) における SAR 分布をそれぞれ図 6.4、図 6.5 に示す。図 6.4 において、(c) の N-STAR の SAR 分布の最大値のオーダが 2 桁大きい。図 6.4(c) に注目すると、SAR が大きいのは、平面波がほぼ直接当たる皮膚表面に集中し、頭部中心部においては極めて低い。この大きさの相違は、N-STAR のみが波源として平面波を用いたためである。また、脳内への電磁波の浸透、つまり SAR 分布の範囲は、N-STAR、イリジウム、PDC の順に広がっている。これは、表 6.1 からわかるように、周波数が高くなるにつれて、人体組織の導電率が大きくなり、結果的に電磁波が人体に浸透しにくくなるためである。また、図 6.5 においても、N-STAR の場合の SAR 値が最も大きい。これは N-STAR 端末の出力電力が大きく、更に高い周波数を用いているため導電率が大きいからである (式 (6.1) 参照)。この図 6.5 から、図 6.4 と同様に、出力電力が小さいにもかかわらず、周波数が最も低い PDC の場合が最も脳内に浸透している様子がわかる。この様子をより明らかにするために、図 6.6 に、脳内中心部付近を通る直線 ($y = 8.8$ cm, $z = 13.2$ cm) に沿った SAR 分布を示す。この図から明らかのように、SAR は電磁波の周波数が高いほど、端末からの距離 (+ x 軸方向) に従い急速に減少している様子がわかる。脳中枢 ($x = 8.0$ cm) 付近ではイリジウムが最も大きく、PDC はそれとほぼ同程度であり、N-STAR はそれらより十分小さい。これは、脳内における熱効果は、端末の出力電力よりも周波数の影響を受けやすいことを意味する。

ここで、本節では脳の物質定数として灰白質と白質の平均値を用いたが、人体組織の物質定数には個体差がある。そこで、脳の物質定数として灰白質の値^[81]を用いて同様な計算を行った。その結果、脳中央部付近における SAR は、逆に PDC の方がイリジウムの SAR よりも大きくなった。このことから、PDC とイリジウムが脳に与える熱効果は同程度と言ってよいであろう。但し、その場合の SAR 曲線は、脳内における SAR が若干小さい以外、図 6.6 の曲線と極めて近いのでここでは示さない。

次に、上記の SAR 分布をもとに、安全性を評価する。安全基準は制定した団体により異なるが^{[45] - [49]}、本節では、CENELEC^[46]および郵政省^[48]の値を採用することにする。それらの基準によれば、「立方体状局所 10 g 組織の平均 SAR 値の 6 分間平均が 2.0 W/kg 以下」であれば安全であると定めている。そこで、安全基準となる立方体状局所 10 g 組織の平均 SAR の最大値を求める。ここで、10 g 組織の選び方は、PDC、イリジウムについては、5 × 5 × 6 のセル (9.6 cm³) に対して平均 SAR を計算し、その最大値を選んだ。また、N-STAR については、10 × 11 × 11 のセル (9.7 cm³) を用いて平均 SAR を求めた。計算の結果、立方体状 10 g 組織の平均 SAR の最大値は、PDC、イリジウム、N-STAR について、それぞれ 0.411、

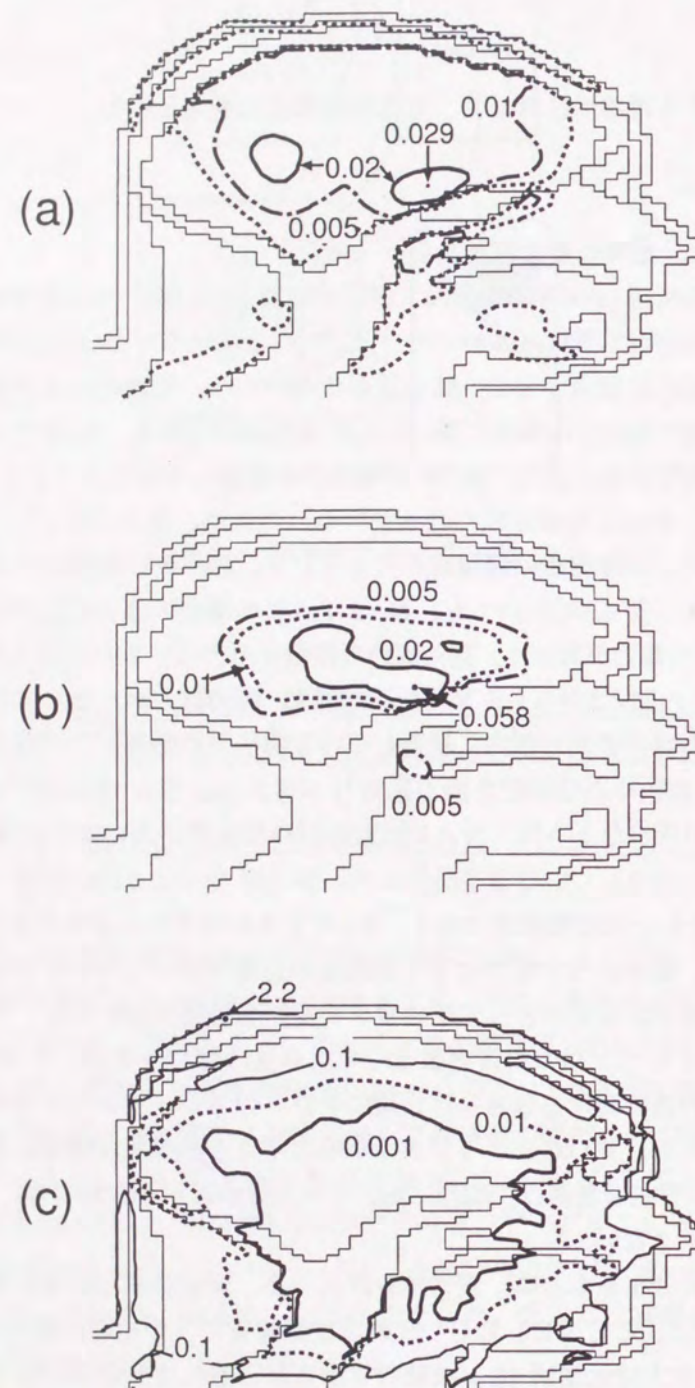


図 6.4 垂直断面 ($x = 8.0$ [cm]) における SAR 分布. (a) PDC, (b) イリジウム, (c) N-ST AR

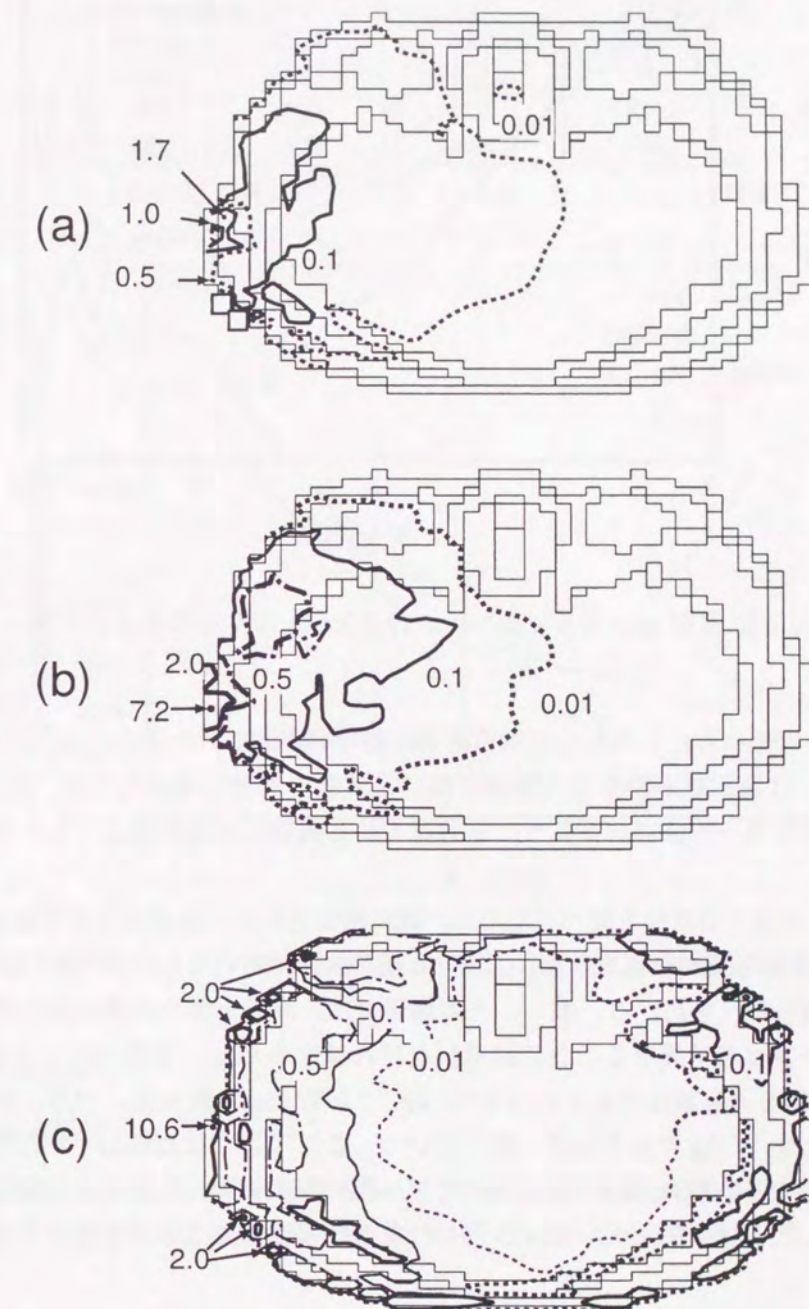
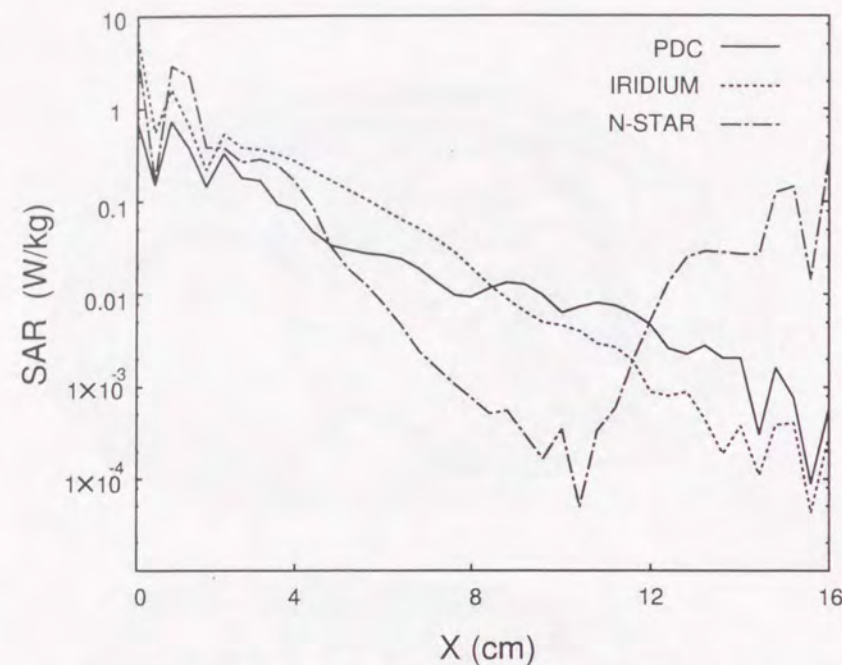


図 6.5 水平断面 ($z = 13.2$ [cm]) における SAR 分布. (a) PDC, (b) イリジウム, (c) N-ST AR

図 6.6 直線 ($y = 8.8$ [cm], $z = 13.2$ [cm]) に沿った SAR 分布

1.46, 1.69 W/kg であった。これらの値は指針値 2.0 W/kg よりも小さい。また、本節では N-S TAR に関して、1) 放射電磁波を全て頭部に浴びる最悪の場合を考えたこと、および 2) 指針値は 6 分の時間平均を取った値であること、を考慮すると実際には指針値よりも十分低いことが予想される。

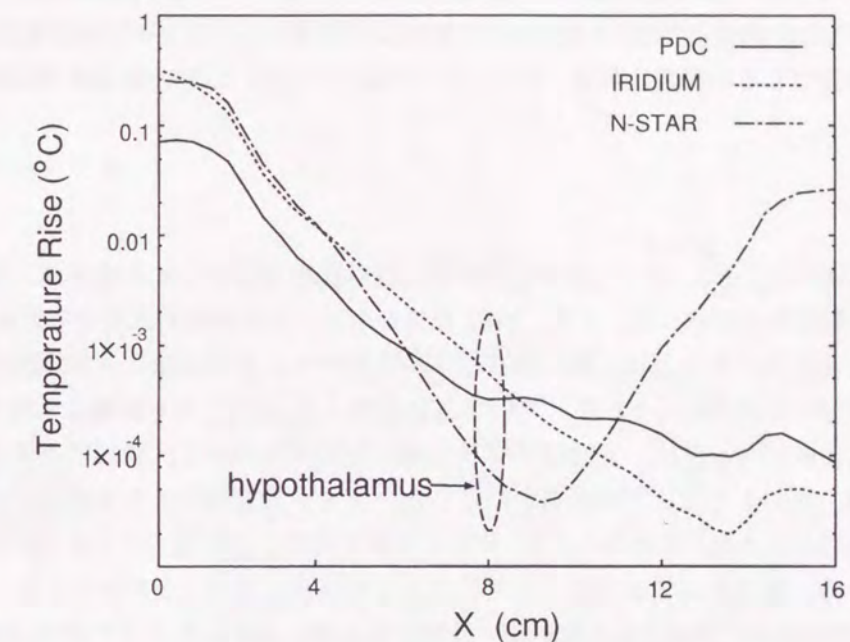
最後に、得られた値の妥当性を調べるために、既に報告されている結果との比較を行なう。比較の対象としては、人体組織の物質定数として用いた値が本節で用いたものと比較的近い Okoniewski と Stuchly による報告^[58]を用いる。但し、その報告では、本節とセルの刻み幅が異なるため、携帯電話のパラメータは若干異なることに注意しなければならない。文献[58]において、局所 1 g および 10 g の平均 SAR 値はそれぞれ 1.8 W/kg, 2.6 W/kg であった。一方、本節ではそれぞれ 1.68 W/kg, 2.46 W/kg でありほぼ一致している。ここで、これらのわずかな誤差は、セルの刻み幅による寸法の不一致および人体頭部のモデル化の際の相違によるものと考えられる。従って、本節で構成した人体頭部モデルおよび得られた値は妥当であると言える。

温度上昇

次に、前節で得られた SAR 分布をもとに、頭部内の温度上昇を求める。同様の議論は、眼球については Taflove^[102], Scott^[103], 高井^[104]らにより、そして人体頭部については藤原, Wang^{[105] - [107]}らにより行なわれている。まず、本解析の基礎方程式となる Pennes の生体熱方

表 6.3 頭部組織の熱定数

Tissues	C_t [J/kg·°C]	K [W/m·°C]	b_t [W/m ³ ·°C]
Bone	1300	0.30	1401
Brain	3500	0.60	37822
Muscle	3500	0.60	3488
Humor	3900	0.50	0
Fat	2300	0.22	815.8
Skin	3500	0.50	8652

図 6.7 直線 ($y = 8.8$ [cm], $z = 13.2$ [cm]) に沿った人体頭部内温度上昇

程式^{[96], [101]}は次式で与えられる。

$$C_t \rho_t \frac{dT}{dt} = K \nabla^2 T - \rho_t (\text{SAR}) - b_t T \quad (6.2)$$

ここで、 T は組織の上昇温度、 K は熱伝導率、 C_b は血液の熱容量 (4000 J/kg·°C)、 C_t は媒質の熱容量、 ρ_t は媒質の密度、 b_t は血流に関する項である。また、その境界条件^{[102], [106]}は、次式で与えられる。

$$H \cdot (T_s - T_e) = -K \frac{\partial T}{\partial n} \quad (6.3)$$

但し、 H は熱伝達率、 T_s , T_e は、それぞれ人体組織表面、空気の温度である。ここで、本節では、 $H = 10.5 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ とした。式 (6.2) の SAR 部分に、先に得られた SAR 値を代入し、体温上昇を時間的に追跡する。但し、本節では先の文献同様、マイクロ波による発熱は十分低く、発汗作用、代謝量調節作用などによる冷却作用はないものと仮定する。更に、人体頭部の温度は、37 °C で一様であるものとする。本解析で用いたパラメータを表 6.3 に示す^[106]。

まず、温度上昇の最大値について考察する。最大の温度上昇が見られたのはいずれの場合も波源側の耳介付近で、その上昇温度の最大値は、PDC、イリジウム、N-STARについて、それぞれ0.09, 0.34, 0.46 °Cであった。但し、耳介を除いた温度上昇の最大値はN-STARの場合で、0.2 °C程度であり、日常生活における温度変化の範囲内である。次に、図6.7に直線 ($y = 8.8$ cm, $z = 13.2$ cm) に沿った温度上昇分布を示す。この直線を選んだ理由は、人体の体温調節の機能を担う視床下部 (hypothalamus) を含んでいるためである。ここで、視床下部は温度上昇に弱く、0.2-0.3 度の上昇でその調節機能に狂いが生じることが知られている^[108]。図6.7から、視床下部の体温上昇が最も大きいのは、1.6 GHz のイリジウムであることがわかるが、SARと同様、PDCと同程度である。出力電力が小さいにも関わらずPDCの体温上昇が比較的大きいのは、前にも述べたように、周波数が低いほど脳内に電磁界が浸透するためであると考えられる。但し、イリジウムの場合でもその温度上昇は、 5.6×10^{-4} 度程度であり、しきい値よりも3桁程度低いことがわかる。

6.3.4 結言

本節では、従来のPDCに比べて出力電力が高い衛星携帯通信サービス端末が人体に与える熱効果を調べた。解析の手順として、まず、MRI画像をもとに人体頭部の正確なモデルを構築した。次に、FDTD法を用いることにより、携帯端末から発せられる電磁波に人体頭部がさらされた場合の、SAR分布を求めた。そして、そのSAR分布より、局所10 g組織の平均SAR値を求め、安全基準と比較した。更に、安全性をより正確に把握するために、頭部内の温度上昇を調べた。解析の結果、次のようなことが明らかになった。まず、頭部内SAR分布は、周波数に大きく依存することがわかった。そのため、N-STARは相対的に出力電力が大きいのにもかかわらず周波数が高いため、電磁波は人体頭部中央付近にあまり浸透しないことがわかった。次に、得られたSARをCENELECが制定した指針値と比較した結果、解析したすべての通信器携帯端末では指針値の範囲内にあることが明らかになった。更に、人体頭部内の温度上昇を計算したところ、波源側の耳介付近以外は、際立った温度上昇は見られなかった。以上の結果から、本節で取り上げた移動体衛星通信用携帯端末が人体に与える熱効果は十分小さいと結論づけることができる。

また、本節の結果より明らかのように、周波数が高くなるにつれて、電磁波が人体に与える熱効果は皮膚表面に集中する。従って、端末の周波数が本研究で取り上げたものよりも相対的に低く、更に出力電力が高いデバイスがあれば、脳内における熱効果は高くなることが予想され、再検討する必要がある。

6.4 電磁波の眼球に与える熱効果

6.4.1 序言

近年、電磁波が人体に与える影響に大きな関心が寄せられている。とりわけ、眼球は熱を運ぶ血流が存在せず、更に皮膚により保護されていないため、電磁波による熱効果が特に懸念されている^{[52], [92], [102]}。そのため現在までに、携帯電話で用いられている周波数帯近傍の750 MHz^[102]、1.5 GHz^{[52], [102]}、そして今後WLAN (wireless local area network) での利用が

考えられている周波数帯6.0 GHz ~ 30 GHz^[92]において調べられている。しかしながら、人体の電気的特性は、電磁波の周波数に大きく依存することが知られている。また、眼球は、特定の周波数領域でホットスポット²を形成することが知られている。そこで、本節では、文献[109]で予想されたホットスポット周波数領域(約900 MHz~2, 3 GHz)を含む800 MHz~6.0 GHzの周波数帯において、電磁波の眼球に与える熱効果を調べる。解析の手順としては、まず、平面波が入射した場合の眼球中におけるSARの周波数特性およびその分布を求める。そして得られた値を安全基準値と比較し、その安全性を定量的に評価する。

ところで、強い電力密度の電磁波を浴びた場合、人体組織の温度は上昇し、熱に弱い器官は損傷を受けることが知られている。眼球も例外ではなく、電磁波による熱効果が最も懸念されている器官の一つである^{[110], [111]}。そこで、前節で示した生体熱方程式(6.2)を用い、眼球中における温度上昇を調べる。

6.4.2 解析のモデル

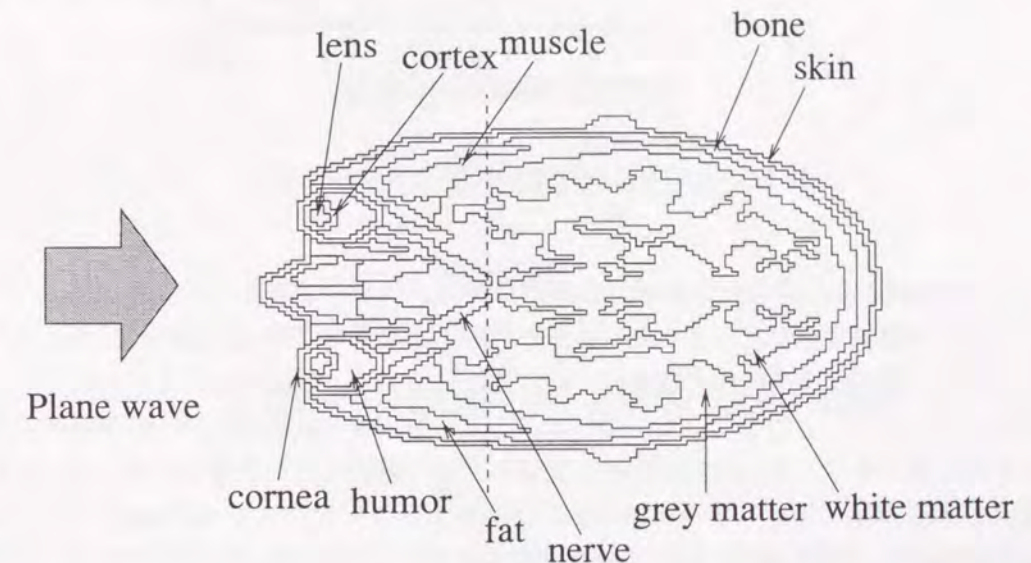


図 6.8 頭部 2 次元モデル

本節では、解析のモデルとして、眼球およびその周辺部のみからなる局所的なものを考える。ここで、単純化したモデルを用いた場合でも、得られた値は許容できるものでなければならない。そこで、モデルを単純化した場合の有効性を調べるために、2次元モデルを用いた予備的な計算を行う。手順としては、まず、眼球の中央を通る頭部水平断面2次元モデル(図6.8参照)を作成する(格子幅2.0 mm)。そして、頭部2次元モデル、およびそのモデルを短絡した場合(図6.8の破線より後頭部を短絡)の眼球中におけるSARを計算し、その値を比較する。図6.9に上で述べた2つのモデルを用いた眼球内のSARの相対誤差を示す。

²ホットスポットとは人体表面よりも内部に電力吸収の強い場所がスポット状に現れる現象のことである。

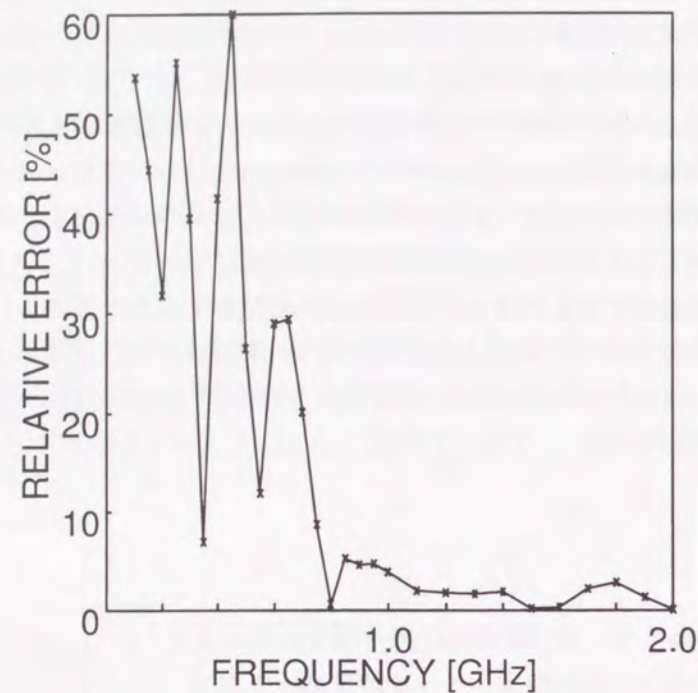


図 6.9 眼球中における平均 SAR の相対誤差

図 6.9 より 800 MHz 以上の周波数領域では相対誤差は 5 % 以下である。この誤差は、モデルの作成および用いる媒質定数などにより生じる差と比較すると許容できる範囲内にある。また、このようなモデルの簡単化の有効性の議論は、1.5 GHz において、藤原らにより行われその有効性が確かめられている^[85]。ここで、先に述べたように、図 6.9 の結果はモデルの簡単化の妥当性を示すための計算であり、得られた結果は 3 次元モデルの結果を用いた場合と異なることに注意しなければならない。

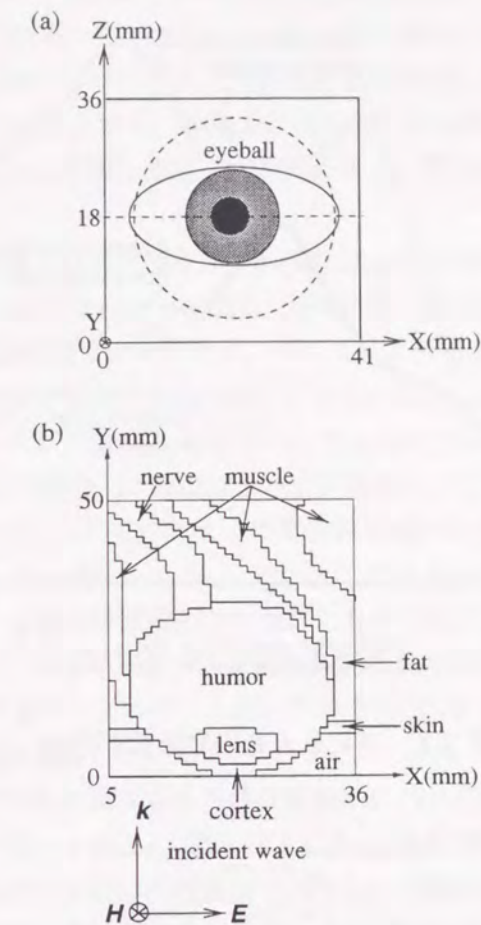
以上の結果を用い、第 6.2 節で示した手続きで眼球モデルを作成した。この眼球モデルを図 6.10 に示す。得られたモデルは、角膜、レンズ、体液（ガラス体）、皮膚、骨、筋肉、脳、脂肪、神経の 9 種類の組織から構成されている。これらの組織を FDTD 法に組み込む際、それらの物質定数を知る必要がある。本節では、前節と同様、人体組織の物質定数は、4-Cole-Cole 推定法を用いて決定した^[81]。

本節では、入射波源として水平偏波の平面波を用いる。平面波の電力密度は、職業人に対して適用される MPE (maximum permissible exposure)^{[46], [48]}である 5.0 mW/cm²とする。そして、この平面波を眼球正面から入射する (図 6.10 参照)。

6.4.3 解析結果

SAR 分布

図 6.11 に、眼球全体および体液の平均 SAR 値の周波数特性を示す。また、比較のために体液

図 6.10 解析のモデル。(a) 眼球モデルと座標系。(b) 眼球付近の水平方向断面図 ($z = 18.0$ mm)

からなる損失誘電体球モデルを考え、その平均値も合わせて示す。まず、眼球全体および損失誘電体球モデルの平均 SAR を比較する。図 6.11 から明らかなように、両者には大きな差異があることがわかる。特に、1 GHz 以上の周波数領域では、眼球の平均値の方が小さいことがわかる。これは、リアルモデルでは、眼球はまぶたに被われているため、まぶたに吸収される電磁波電力が増加するためである。一方、1 GHz よりも低い周波数領域では、リアルモデルの SAR の方が、若干大きい。これは、この周波数では、脳、脂肪など、眼球の後ろにある組織の境界において生ずる反射波の影響が大きいためである。

図 6.11 から、平均 SAR は双方とも 1.9 GHz 付近で最大となることがわかる。これは、この周波数において眼球が共振構造になっていることを示す。同様に、2.8 GHz、3.8 GHz でも小さなピークを持つ。これらの周波数は、眼球の高次共振周波数に対応している。また、4 GHz よりも高い周波数領域では、周波数が高くなるにつれ、眼球全体の平均 SAR と体液の平均 SAR の差が大きくなっている。これは、周波数が高くなるにつれ、人体組織の導電率が高くなり^[81]、電磁界が眼球内部まで浸透しないためである。このため、3.8 GHz よりも高い周波数領域で共振現象は見られなかった。

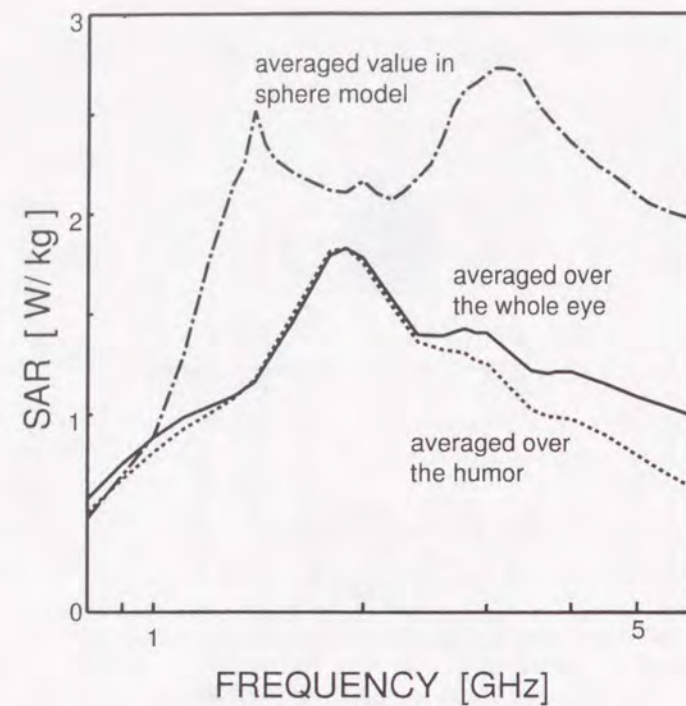
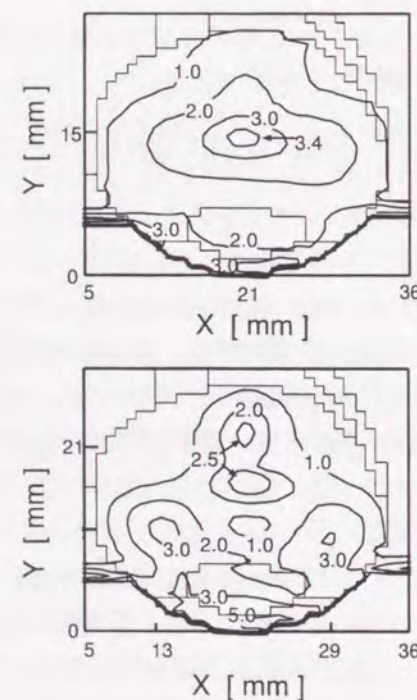


図 6.11 平均SARの周波数依存性

図 6.12 水平断面 ($z = 18$ [mm]) における SAR 分布. (a) 1.9 GHz, (b) 2.8 GHz (SAR の単位は W/kg).

次に、得られた平均 SAR を指針値^{[46]、[48]}と比較する。平均 SAR が最大となるのは、上記のように 1.9 GHz の場合である。この場合、10g 当たりの平均 SAR は約 1.8 W/kg であり、指針値 10 W/kg よりも十分小さい。ここで、10 g 当たりの平均 SAR として、眼球全体の平均 SAR (11.0 g) を用いた。このことから、職業人に適用される MPE の電力密度レベルでは、眼球内にホットスポット現象が生じた場合でも、眼球内の SAR 値が指針値より大きくなることはないことがわかった。

更に、図 6.12 に共振周波数 1.9 GHz および 2.8 GHz における水平方向断面 ($z = 18$ mm) の SAR 分布を示す。ここで、3.8 GHz においては、上述のように組織の導電率が高いため、明確なホットスポットは観測されなかった。そのため、その SAR 分布は示さない。図 6.12 (a) から明らかなように、1.9 GHz では、体液中央部付近 ($x = 20$ mm, $y = 15$ mm) でホットスポットが存在することがわかる。一方、図 6.12 (b) から、2.8 GHz においては、3 つのホットスポット ($(x, y) = (13, 12), (29, 12), (21, 21)$; 単位は mm) が存在することがわかる。ここで、仮にホットスポットが文献 [109] で述べられているように電磁波の集束効果によるものとするれば、($x = 13$ mm, $y = 12$ mm) および ($x = 29$ mm, $y = 12$ mm) の 2 点の位置でホットスポットは発生しないはずである。これらの 2 点は定在波により生じたものであり、これらの位置はその腹の部分に相当する。このことから、ホットスポット現象は共振現象と密接に関係があると言える。また、 $x = y = 21$ mm 付近におけるホットスポットは、その中に二つのピークが存在している。これは共振現象と共に、集束効果も影響している。

最後に、ホットスポット現象が観測される周波数領域について議論する。本論文で解析したモデルでは、明確なホットスポットが 1.4 GHz ~ 3.5 GHz の周波数領域で観測された。この周波数領域は、電磁波の波長と眼球の大きさが同程度であり、かつ組織の導電率がそれ程大きくない範囲を意味する。つまり、眼球が準共振構造になりうる範囲である。但し、この範囲は、眼球の構造により若干変化すること、つまり個体差があることに注意しなくてはならない。

温度上昇

強い電力密度の電磁波を浴びた場合、人体組織の温度は上昇し、熱に弱い器官は損傷を受けることが知られている。先に述べたように、眼球も例外ではなく、電磁波による熱効果が最も懸念されている器官の一つである^{[110]、[111]}。Guy らはうさぎを用いた動物実験において、眼球中において約 3°C の温度上昇により、白内障を誘発する可能性が無視できないことを指摘した。そこで、前節で示した生体熱方程式を用い、眼球中における温度上昇を調べる。ここで、眼球と空気、眼球と人体組織の熱伝達率としては、それぞれ、 $20 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ 、 $65 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ を用いた^[103]。その他のパラメータは、表 6.4 に示している。

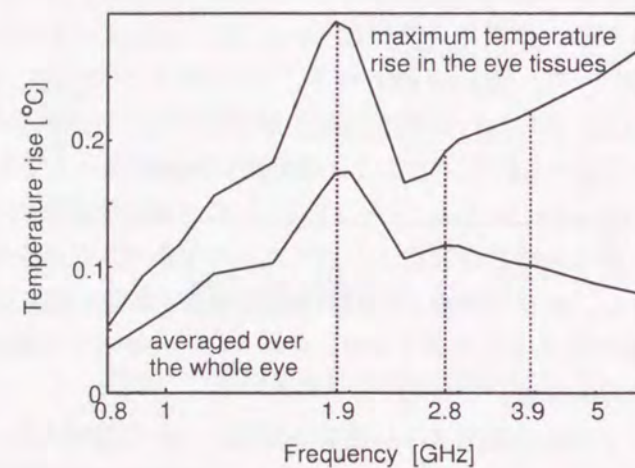
まず、図 6.13 に、眼球全体平均の温度上昇および眼球内における最大温度上昇の周波数依存性を示す。図 6.11 と図 6.13 を比較すると、眼球全体平均の温度上昇は、平均 SAR の周波数特性と非常に似ていることがわかる。一方、最大温度上昇は、3 GHz 以上では大きく異なっている。この理由は以下のようである。まず、先に述べたように、周波数が高くなるにつれ、電磁波の吸収は眼球表面付近に集中する。また、眼球と空気の熱伝達率は、眼球と人体組織のものに比べて小さい。そのため、周波数が高くなるにつれ、眼球に吸収されたエネルギーは冷却されにくくなる

表 6.4 眼球組織の熱定数

Tissues	C_t [J/kg·°C]	K [W/m·°C]
Cornea	4178	0.603
Humor	4178	0.59†
Lens	3000‡	0.40‡

†^[112], ‡^[113]. その他のパラメー

タは、水の熱定数を用いる。

図 6.13 眼球内における温度上昇 (入射電力 5.0 [mW/cm²])

ためと考えられる。

次に、マイクロ波加熱による白内障の誘発について議論する。対象とする周波数として、図 6.13において温度上昇が最大となった 1.9GHz を選んだ。そして、白内障形成のしきい値である 3°C^[110] の温度上昇が起こる入射電力密度を調べた。その結果、入射電力密度が約 51 mW/cm² 以上になると、最大温度上昇が 3°C を上回った。この電力密度は、職業人に適用される指針値 5 mW/cm² の約 10 倍である。従って、マイクロ波加熱による白内障誘発の可能性は十分小さいと言える。

6.4.4 結言

本節では、眼球に正面から平面波を入射した場合の、平均 SAR の周波数特性および眼球内 SAR 分布を調べた。特に、眼球内ホットスポット現象について詳細に議論した。その結果、まず、眼球はある周波数で共振構造となることがわかった。また、眼球内におけるホットスポット現象は、電磁波の共振現象と密接な関係があることがわかった。更に、ホットスポットは周波数により位置・個数が変化することが明らかとなった。最後に、電磁波を浴びた場合の眼球内の温度上昇を計算した結果、安全基準で定められている程度の電力密度では、マイクロ波加熱による白内

障誘発の可能性は十分小さいことが明らかとなった。

6.5 結言

本章では、近年注目されている電磁波が人体に与える影響について、以下の 2 つの課題を取り上げ議論した。

まず、従来の PDC に比べて出力電力が高い衛星携帯通信サービス端末が人体に与える熱効果を調べた。解析手法として FDTD 法を用いることにより、携帯端末から発せられる電磁波に人体頭部がさらされた場合の SAR 分布を求めた。そして、その SAR 分布より、局所 10 g 組織の平均 SAR 値を求め、安全基準と比較した。解析の結果、次のようなことがわかった。まず、頭部内 SAR 分布は、周波数に大きく依存することがわかった。そのため、N-SAR は相対的に出力電力が大きいかかわらず周波数が高いため、電磁波は人体頭部中央付近にあまり浸透しないことがわかった。次に、得られた SAR を CENELEC が制定した指針値と比較した結果、解析したすべての端末は指針値以下にあることが明らかになった。

また、これらの結果より明らかなように、周波数が高くなるにつれて、電磁波が人体に与える熱効果は皮膚表面に集中する。従って、端末の周波数が本章で取り上げたものよりも相対的に低く、更に出力電力が高いデバイスがあれば、脳内における熱効果は高くなることが予想され、再検討する必要がある。

次に、眼球に正面から平面波を入射した場合の、平均 SAR の周波数特性および眼球内 SAR 分布を調べた。特に、眼球内ホットスポット現象について詳細に議論した。その結果、まず、眼球はある周波数で共振構造となることがわかった。また、眼球内におけるホットスポット現象は、電磁波の共振現象と密接な関係があることがわかった。更に、ホットスポットは周波数により位置・個数が変化することが明らかとなった。また、得られた SAR 分布をもとに、眼球内における温度上昇を計算し、電磁波を浴びた場合の白内障の誘発の可能性について議論した。その結果、安全基準で定められた程度の電磁波を浴びても、その可能性は低いことがわかった。

第7章

結論

本章では、著者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った電磁波と媒質の相互作用のモデリングとシミュレーション技法に関する研究において得られた成果を総括して述べる。

第2章では、本論文中で解析手法として用いる時間領域差分法（FDTD法）について述べた。特に、粒子シミュレーションと呼ばれる電子ビームを計算機上で取り扱う方法、およびそれをFDTD法に組み込む方法について説明した。

第3章では、代表的なチェレンコフレーザの3次元モデル（[1] 方形導波管の内部導体に誘電体薄膜を装荷したモデル，[2] 同軸線路の内部導体に誘電体薄膜を装荷したモデル）を考え、その非線形特性を調べた。また、得られた結果を従来用いられてきた2次元モデルを用いて得られた結果と比較し、2次元モデルの妥当性を検討した結果、以下のことが明らかになった。まず、方形モデルでは、電磁波の電界が電子ビームに均一に作用しないため、2次元モデルに比べてエネルギー変換効率が小さくなる。また、2次元モデルを用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法が、3次元モデルでもなお有効である。次に、円形モデルでは、方形モデルとは対照的に、電磁波が電子ビームに一樣に作用するため、電子ビームから電磁波へエネルギーが効率的に変換される。最後に、以上の結果をもとに、3次元モデルとほぼ同じ結果が得られる2次元モデルを提案し、その妥当性を示した。

第4章では、チェレンコフレーザの実用化のためには、早急に解決しなければならない研究課題である、装置のコンパクト化およびエネルギー変換効率の改善について議論した。

そこで、まず、誘電体導波路の両端にDBRを形成し、誘電体表面から一定距離離れたところを相対論的電子ビームがドリフトしているチェレンコフレーザのモデルを考え、装置のコンパクト化について考察した。解析手法としては、粒子シミュレーションと線形解析を併用した手法を提案し、それを用いた。解析の結果、DBRチェレンコフレーザは、single-pass チェレンコフレーザに比べて得られる電力は小さくなるが、デバイスの大きさを小型化できることがわかった。また、出力電磁波電力は、電子ビームの非線形性により大きく制限されることが明らかとなった。

次に、チェレンコフレーザにおけるエネルギー変換効率の改善方法について論じた。本章では、エネルギー変換効率の改善方法として、電子ビームのドリフト速度の変化に合わせて、導波路を

構成する誘電体の誘電率を変化させる方法を提案した。数値解析の結果、本章で提案した手法は、従来提案されていた方法に比べて電子ビームと電磁波との同期をより長く保つことができ、エネルギー変換効率を更に大幅に改善できることを示した。

第5章では、スミス・パーセル自由電子レーザの増幅特性について調べた。特に、電子ビームの非線形性が増幅特性に与える影響について検討した。その結果、チェレンコフレーザの場合と同様に、電磁波は線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大し、やがて電子ビームの非線形効果により非線形性が強まり飽和に達することを示した。また、電子ビームの非線形性を考慮に入れた場合でも、電子ビームに線形近似を用いてその有効性が示されたエネルギー変換効率の改善方法がなお有効であることを明らかにした。

第6章では、電磁波の人体に与える影響を電磁気学的に調べた。まず、そのために必要な、人体を計算機上で厳密に取り扱うためのモデリングについて説明した。

次に、構築したモデルを用いて、衛星携帯電話で用いられる電磁波の人体頭部に与える熱効果について論じた。また、得られた結果を従来の携帯電話を用いて得られた結果と比較し、その相違について検討した。その結果、衛星携帯電話が用いられている周波数は従来の携帯電話に比べて高く、出力電力が高いため、局所SARは大きくなることを示した。一方、周波数が高いことにより、電磁波は脳内にはあまり浸透せず、脳におけるSARは逆に小さくなることを明らかにした。また、衛星携帯電話で用いられる程度の強さの電磁波を浴びても、人体頭部における温度上昇はあまり大きくないことを明らかにした。

更に、眼球が電磁波を浴びた場合のSAR分布について論じた。まず、眼球はある周波数で共振構造となり、それらの周波数において眼球中におけるSARが特に大きくなることを示した。また、眼球内部において、局所的に吸収電力の大きくなるホットスポット現象は、電磁波の共振現象と密接な関係があることを明らかにした。最後に、得られたSAR分布をもとに眼球内の温度上昇を計算し、安全基準で定められている程度の電力密度をもつ電磁波を浴びても、マイクロ波加熱による白内障誘発の可能性は十分小さいことを明らかにした。

以上が本研究で得られた成果であるが、これらの成果が電磁波工学の発展に多少なりとも貢献し得るならば、著者の幸いとするところである。

参考文献

- [1] J. N. Reddy, "An introduction to the Finite Element Method," McGraw-Hill (New York), 1984
- [2] K. -J. Bathe, "Finite Element Procedures," Prentice-Hall, 1996.
- [3] C. A. Brebbia, "The Boundary Element Method for Engineers," Pentech Press (London), 1978.
- [4] 川井忠彦編, "特集コンピューティショナル・メカトロニクス (計算力学)," コンピュータロール, vol.8, コロナ社, 1984.
- [5] K. S. Kunz and R. J. Lubbers, "The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics," CRC Press (Boca Raton), 1993.
- [6] A. Taflov, "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method," Artech House (Norwood), 1995.
- [7] 宇野亨, "FDTD法による電磁界およびアンテナ解析," コロナ社, 1998.
- [8] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, "Plasma Physics via Computer Simulation," McGraw-Hill (New York), 1985.
- [9] T. C. Marshall, "Free-electron lasers," Macmillian (New York), 1985.
- [10] C. A. Brau, "Free-electron lasers," Academic Press, INC, 1991.
- [11] J. E. Walsh, T. C. Marchall, and S. P. Schlesinger, "Generation of coherent Cherenkov radiation with an intense relativistic electron," *Phys. Fluids*, vol.20, pp.709-710, 1977.
- [12] K. L. Felch, K. O. Busby, R. W. Layman, D. Kapilow, and J. E. Walsh, "Cherenkov radiation in dielectric lined waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol.38, pp.601-603, 1981.
- [13] E. P. Garate, J. E. Walsh, C. Shaughnessy, B. Johnson, and S. Moustazis, "Cherenkov free electron laser operation from 375 to 1000 μm ," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A259, pp.125-127, 1987.

- [14] F. Ciocci, A. Doria, G. P. Gallerano, I. Giabbai, M. F. Kimmitt, G. Messina, A. Renieri, and J. E. Walsh, "Observation of coherent millimeter and submillimeter emission from a microtron-driven Cherenkov free-electron laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol.66, pp.699-702, 1991.
- [15] E. E. Fisch and J. E. Walsh, "Operation of the sapphire Cherenkov laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol.60, pp.1298-1300, 1992.
- [16] J. E. Walsh and J. B. Murphy, "Tunable Cherenkov lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.18, pp.1259-1263, 1982.
- [17] M. Shoucri, "The excitation of microwaves by a relativistic electron beam in a dielectric-lined waveguide," *Phys. Fluids*, vol.26, pp.2271-2275, 1983.
- [18] V. K. Tripathi, "Excitation of electromagnetic waves by an axial electron beam in a slow wave structure," *J. Appl. Phys.*, vol.56, pp.1953-1958, 1984.
- [19] T. Shiozawa and H. Kondo, "Mode analysis of an open-boundary Cherenkov laser in the collective regime," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.23, pp.1633-1641, 1987.
- [20] T. Tanaka and K. Yasumoto, "Cherenkov radiation from a relativistic electron beam propagating through a circular waveguide," *IEICE Trans.*, vol.J70-C, pp.40-48, 1987.
- [21] Y. Shibuya and T. Shiozawa, "Characteristics of an open-boundary Cherenkov laser using a magnetically-confined relativistic electron beam," *IEICE Trans.*, vol.E72, pp.828-833, 1989.
- [22] E. Fisch, A. K. Henning, and J. Walsh, "A Cherenkov microlaser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.27, pp.753-759, 1991.
- [23] L. Schächter, "Cherenkov traveling-wave tube with a spatially varying dielectric coefficient," *Phys. Rev. Lett.*, vol.43, pp.3785-3794, 1991.
- [24] 堀之内克彦, 平川功, 塩沢俊之, "無限大磁界を印加した開放型円形チェレンコフレーザの特性," 信学論 (C-I), vol.J75-C-I, pp.188-196, 1992.
- [25] K. Horinouchi and T. Shiozawa, "Analysis of dynamic behavior of an open-boundary Cherenkov laser," *IEICE Trans.*, vol.J76-C-I, pp.331-336, 1993.
- [26] 堀之内克彦, 三田正樹, 高橋博之, 塩沢俊之, "粒子シミュレーションによるチェレンコフレーザの特性解析," 信学論 (C-I), vol.J78-C-I, pp.1-8, 1995.
- [27] T. Shiozawa and T. Yoshitake, "Efficiency enhancement in a Cherenkov laser loaded with a Kerr-like medium," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.31, pp.539-545, 1995.
- [28] T. Shiozawa and T. Nishimura, "Efficiency enhancement by a tapered dielectric grating in a Cherenkov laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol.68, pp.1443-1445, 1996.

- [29] T. Shiozawa, H. Takahashi, and Y. Kimura, "Nonlinear saturation and efficiency enhancement in a Cherenkov laser using a dielectric grating," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.32, pp.2037-2044, 1996.
- [30] T. Shiozawa and H. Kamata, "A compact Cherenkov laser with a Bragg cavity composed of dielectric grating," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.33, pp.1687-1693, 1997.
- [31] A. V. Gaponov-Grekhev and V. L. Granatstein, Ed., "Applications of High-Power Microwave," Artech House (Norwood), 1994.
- [32] J. M. Wachtel, "Free-electron lasers using the Smith-Purcell effect," *J. Appl. Phys.*, vol.50, pp.49-56, 1979.
- [33] D. E. Wortman, R. P. Leavitt, H. Dropkin, and C. A. Morrison, "Generation of millimeter-wave radiation by means of a Smith-Purcell free-electron laser," *Phys. Rev. A*, vol.24, pp.1150-1153, 1981.
- [34] J. E. Walsh, T. L. Buller, B. Johnson, G. Dattoli, and F. Ciocci, "Metal-grating far-infrared free-electron lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.21, pp.920-923, 1985.
- [35] 石堂能成, 塩沢俊之, "スミス・パーセル型サブミリ波発振器のモード解析," 電学会電磁界理論研資, vol.EMT-86-106, Oct. 1985.
- [36] 田中俊幸, 安元清俊, "円形導波管内を伝搬する相対論的電子ビームによるチェレンコフ放射," 信学論 (C), vol.J70-C, pp.40-48, 1987.
- [37] E. M. Marshall, P. M. Phillips, and J. E. Walsh, "Planar orotron experiments in the millimeter wavelength," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol.16, pp.199-205, 1988.
- [38] L. Schächter and A. Ron, "Exponential gain in a Smith-Purcell amplifier," *Appl. Phys. Lett.*, vol.53, pp.828-830, 1988.
- [39] B. Hafizi, P. Sprangle, and P. Serafim, "Nonlinear analysis of a grating free-electron laser," *Phys. Rev. A*, vol.45, pp.8846-8853, 1992.
- [40] G. Doucas, J. H. Mulvey, and M. Omori, "First observation of Smith-Purcell radiation from relativistic electron," *Phys. Rev. Lett.*, vol.69, pp.1761-1764, 1992.
- [41] B. Hafizi, P. Sprangle, and A. Fisher, "Tunable compact high power far-infrared grating free-electron laser," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol.22, pp.666-673, 1994.
- [42] T. Shiozawa and M. Sata, "Efficiency enhancement in a Smith-Purcell free-electron laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol.66, pp.124-126, 1995.
- [43] M. A. Stuchly, "Biomedical concerns in wireless communications," *Crit. Rev. Biomed. Eng.*, vol.26, pp.117-151, 1998.

- [44] W. R. Stone, Ed., "Review of Radio Science 1996-1999," pp.873-918 (chap34), Oxford Univ. Press, 1999.
- [45] IEEE C95.1-1991 IEEE standard for safety levels with respect to human exposure to radio frequency electromagnetic fields, 3 kHz to 300 GHz, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York, 1992.
- [46] European Committee for Electrotechnical Standardization (CENELEC) Prestandard ENV 50166, Human exposure to electromagnetic fields. High frequency (10 kHz to 300 GHz), 1995.
- [47] Federal Communication Commission, ET Docket No. 93-62, Effects of Radiofrequency Radiation, prepared by the Federal Communication Commission, Washington, DC, 1996.
- [48] 郵政省電気通信技術審議会答申, 諮問第 89 号, "電波利用における人体の防護指針," 1997.
- [49] ICNIRP Guidelines, "Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)," *Health Phys.*, vol.74, pp.494-522, 1998.
- [50] R. J. Spiegel, M. B. E. Fatmi, S. S. Stuchly and M. A. Kunz, "Comparison of finite-difference time-domain SAR calculations with measurements in a heterogeneous model of man," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, vol.36, pp.849-855, 1989.
- [51] P. J. Dimbylow and O. P. Gandhi, "Finite-difference time-domain calculations of SAR in a realistic heterogeneous model of the head for plane-wave exposure from 600 MHz to 3 GHz," *Phys. Med. Biol.*, vol.36, pp.1075-1089, 1991.
- [52] A. Kato and O. Fujiwara, "Computation of SAR inside eyeball for 1.5 GHz microwave exposure using finite-difference time-domain technique," *IEICE Trans. Comm.*, vol.E76-B, pp.732-737, 1994.
- [53] M. Dohlus, S. Gutschling, P. Thoma, and T. Weiland, "Berechnung elektromagnetischer Felder in komplexen Modellen des menschlichen Koerpers," *Klein Heubacher Berichete*, pp.609-618, 1994.
- [54] M. A. Jensen and Y. Rahamat-Samii, "EM interaction of handset antennas and a human in personal communicatoins," *Proc. IEEE*, vol.83, pp.7-17, 1995.
- [55] O. P. Gandhi and J. Y. Chen, "Electromagnetic absorption in the human head from experimental 6-GHz handheld transceivers," *IEEE Trans. Electrmagnetic Compat.*, vol.37, pp.547-558, 1995.
- [56] P. Bernardi, M. Cavagnaro, and S. Pisa, "Evaluation of the SAR distribution in the human head for cellular phones used in a partially closed environment," *IEEE Trans. Electrmagnetic Compat.*, vol.38, pp.357-366, 1996.

- [57] 渡辺聡一, 多氣昌生, 野島俊雄, "携帯無線機のアンテナ入力インピーダンスに対する人体頭部との相互作用による影響," 信学論 (B-II), vol.J79-B-II, pp.557-565, 1996.
- [58] M. Okoniewski and M. A. Stuchly, "A study of the handset antenna and human body interaction," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.44, pp.1855-1864, 1996.
- [59] M. Burkhardt and N. Kuster, "Appropriate modeling of the ear for compliance testing of handheld MTE with safety limits," *20 th Annual Meeting of the Bioelectromagnetics Society*, p.79, 1998
- [60] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.14, pp.302-307, 1966.
- [61] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-differece approximation of the time-domain electromagnetic-field equations," *IEEE Trans. Electromagnetic Comp.*, vol.23, pp.377-382
- [62] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic wave," *J. Computational Phys.*, vol.114, pp.185-200, 1994.
- [63] 平田晃正, 塩沢俊之, "粒子シミュレーションによるチェレンコフレーザの 3 次元解析," 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-98-2, Jan. 1998.
- [64] A. Hirata and T. Shiozawa, "Three-dimensional analysis of a Cherenkov laser via particle simulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.34, pp.1802-1806, 1998.
- [65] A. Hirata and T. Shiozawa, "Three-dimensional analysis of a Cherenkov laser via particle simulation," *1998 Asia-Pacific Microwave Conferene Proceedings*, vol.2, pp.749-752, Dec. 1998.
- [66] 湯瀬芳雄, 平田晃正, 塩沢俊之, "円形チェレンコフレーザの 3 次元解析," 信学技報, PS98-74, Jan. 1999.
- [67] T. Shiozawa and M. Mikawa, "Efficiency enhancement in a dielectric-loaded Raman-type free-electron laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.30, pp.2676-2681, 1994.
- [68] 平田晃正, 湯瀬芳雄, 塩沢俊之, "誘電体の厚さの最適変化によるチェレンコフレーザの特性改善," 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-97-111, Nov. 1997.
- [69] A. Hirata, Y. Yuse, and T. Shiozawa, "Efficiency enhancement in a Cherenkov laser by a proper variation of dielectric thickness," *IEICE Trans.on Electronics*, vol.E81-C, pp.1764-1765, 1998.

- [70] 平田晃正, 塩沢俊之, “DBR チェレンコフレーザの粒子シミュレーションによる解析,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-98-150, Nov. 1998.
- [71] T. Shiozawa and A. Hirata, “FDTD analysis of nonlinear beam-wave interaction in a DBR Cherenkov laser,” *XXVIth General Assembly of the International Union of Radio Science - Abstract*, p.178, Aug. 1999.
- [72] 平田晃正, 塩沢俊之, “誘電率変化によるチェレンコフレーザの特性改善,” 電子情報通信学会総合大会講演論文集, SC-1-3, Mar. 1997.
- [73] A. Hirata and T. Shiozawa, “Efficiency enhancement in a Cherenkov laser by a proper permittivity variation,” *J. Appl. Phys.*, vol.82, pp.5907-5912, 1997.
- [74] M. C. Wang, W. L. Granatstein, and R. A. Kebs, “Design of a Bragg cavity for a millimeter wave free-electron laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.48, 817-819, 1986.
- [75] A. Yariv, “Quantum Electronics: 3rd Edition,” John Wiley & Sons (New York) pp.606-615, 1988.
- [76] 平田晃正, 塩沢俊之, “スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-96-103, Oct. 1996.
- [77] 平田晃正, 塩沢俊之, “スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性,” 電子情報通信学会論文誌 (C-I), vol.J80-C-I, pp.361-367, 1997.
- [78] 南重夫, 科学計測のための波形データ処理, CG 出版社, 1986.
- [79] B. D. McVey, M. A. Basten, J. H. Booske, J. Joe, and J. E. Scharer, “Analysis of rectangular waveguide-gratings for amplifier applications,” *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.42, pp.995-1003, 1994.
- [80] R. E. Collin, “Foundations for Microwave Engineering, McGraw-Hill,” New York, 1966.
- [81] C. Gabriel, “Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and microwave frequencies,” *Final Technical Report Occupational and Environmental Health Directorate AL/OE-TR-1996-0037* (Brooks Air Force Base, TX: RFR Division).
- [82] 平田晃正, 塩沢俊之, “電磁波の人体に与える影響について,” 輻射科学研究会資料, RS-99-1, May 1999.
- [83] A. Hirata, T. Katayama, and T. Shiozawa, “Thermal effects in the human head for exposure to EM waves emitted from terminals for mobile satellite services,” *Personal Indoor and Mobile Radio Communications(PIMRC) '99*, G5-4, 1999.

- [84] A. Hirata, G. Ushio, and T. Shiozawa, “Calculation of temperature rises in the human eye for exposure to EM waves in the ISM frequency bands,” to be published in the March 2000 issue of *IEICE Transactions on Communications*.
- [85] 牛尾剛, 平田晃正, 塩沢俊之, “眼球内におけるホットスポットの生成,” 電子情報通信学会論文誌 (B), vol.J82-B, pp.1605-1607, 1999.
- [86] 平田晃正, 牛尾剛, 塩沢俊之, “電磁波の眼球に与える熱効果,” 信学技報, AP-99-78, Aug. 1999 (福岡).
- [87] A. Hirata, G. Ushio, and T. Shiozawa, “Thermal effects in the human eye for exposure to EM waves at the ISM frequency bands,” *XXVIth General Assembly of the International Union of Radio Science - Abstract*, p.636, Aug. 1999.
- [88] A. Hirata, G. Ushio, and T. Shiozawa, “Formation of hot spots in the human eye for plane wave exposures,” *1999 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings*, vol.2, pp.477-480, 1999.
- [89] J. L. Schwartz, D. E. House, and G. A. Mealing, “Exposure of frog hearts to CW or a amplitude-modulated VHF fields: selective efflux of calcium ions at 16 Hz,” *Bioelectromagnetics*, vol.11, pp.349-358, 1990.
- [90] J. Freeborn, “Non-thermal effects of RF energy,” *IEEE Student Journal*, vol.2, pp.2-6, 1964.
- [91] O. P. Gandhi, Y. G. Gu, J. Y. Chen, and H. I. Bassen, “SAR and induced current distributions in a high-resolution in anatomically based model of a human for plane-wave exposures 100-915 MHz,” *Health Phys.*, vol.63, pp.281-290, 1992.
- [92] P. Bernardi, M. Cavagnaro, S. Pisa, and E. Piuze, “SAR distribution and temperature increase in an anatomical model of the human eye exposed to the field radiated by the user antenna in a wireless LAN,” *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.46, pp.2074-2082, 1998.
- [93] D. D. Stark, G. W. Bradley, Jr., “Magnetic resonance imaging, 2nd Ed.,” Mosby Year Book (St. Louis), 1992.
- [94] W. W. Wu, E. F. Miller, W. L. Pritchard, and R. L. Pickholtz, “Mobile satellite communications,” *Proc. IEEE*, vol.82, pp.1431-1448, 1994.
- [95] 小野寺正, 高橋康文, 篠永英之, 上野晋, “移動体衛星通信サービス,” 信学誌, vol.79, pp.392-398, Apr. 1996.
- [96] H. H. Pennes, “Analysis of tissue and arterial blood temperature in resting forearm,” *J. Appl. Physiol.* vol.1, pp.93-122, 1948.

- [97] G. Lazzi and O. P. Gandhi, "On modeling and personal dosimetry of cellular telephone helical antennas with the FDTD code," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.46, pp.525-530, 1998.
- [98] R. Lubbers, L. Chen, T. Uno, and S. Adachi, "FDTD calculation of radiation patterns, impedance, and gain for a monopole antenna on a conducting box," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.40, p.1577-1583, 1992.
- [99] R. Yamaguchi, K. Sawaya, Y. Fujino, and S. Adachi, "Effect of dimension of conducting box on radiation pattern of a monopole antenna for portable telephone," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E76-B, pp.1526-1531, 1993.
- [100] A. D. Tinniswood, C. M. Furse, and O. P. Gandhi, "Computations of SAR distributions for two anatomically based models of the human head using CAD files of commercial telephones and the parallelized FDTD code," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.46, pp.829-833, 1998.
- [101] K. R. Foster, A. Lozano-Nieto, and P. J. Riu, "Heating of tissues by microwaves: a model analysis," *Bioelectromagnetics*, vol.19, pp.420-428, 1998.
- [102] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Computation of the electromagnetic fields and induced temperatures within a model of the microwave-irradiated human eye," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.23, pp.888-896, 1975.
- [103] J. A. Scott, "A finite element model of heat transport in the human eye," *Phys. Med. Biol.*, vol.33, pp.227-241, 1988.
- [104] 高井清文, 藤原修, "1.5 GHz マイクロ波を浴びた頭部リアルモデルにおける眼球内の比吸収率と上昇温度との定量関係," 電気学会論文誌 (C), vol.118-C, pp.2-8, 1998.
- [105] 王建青, 藤原修, "携帯電話の実使用状態における頭部内上昇温度の FDTD 計算," 信学技報, EMCJ97-60, 1997.
- [106] 藤原修, 谷野正明, 王建青, "1.5GHz マイクロ波による頭部内上昇温度の FDTD 法計算," 信学論 (B-II), vol.J81-B-II, pp240-247, 1998.
- [107] J. Wang and O. Fujiwara, "FDTD computation of temperature rise in the human head for portable telephones," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.47, pp.1528-1534, 1999.
- [108] E. R. Adair, B. W. Adams, and G. M. Akel, "Minimal changes in hypothalamic temperature accompany microwave-induced alteration of thermoregulatory behavior," *Bioelectromagnetics*, vol.5, pp.13-30, 1984.

- [109] H. P. Schwan, "Microwave and RF hazard standard considerations," *J. Microwave Power*, vol.17, pp.1-9, 1982.
- [110] A. W. Guy, J. C. Lin, P. O. Kramar, and A. Emery, "Effect of 2450-MHz radiation on the rabbit eye," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.23, pp.492-498, 1975.
- [111] Y. Kamimura, K. Saito, T. Saiga, and Y. Amemiya, "Effect of 2.45 GHz microwave irradiation on monkey eyes," *IEICE Trans.* vol.E77-B, pp762-765, 1994.
- [112] H. Pauly and H. P. Schwan, "The dielectric properties of the bovine eye lens," *IEEE Trans. Bio-Med. Eng.*, vol.11, pp.103-109, 1964.
- [113] J. J. W. Lagendijk, "A mathematical model to calculate temperature distributions in human and rabbit eyes during hyperthermic treatment," *Phys. Med. Biol.*, vol.27, pp.1301-1311, 1982.

本論文に関する原著論文

学会論文

1. 平田晃正, 塩沢俊之, “スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性,” 電子情報通信学会論文誌 (C-I), vol.J80-C-I, no.8, pp.361-367, 1997.
2. A. Hirata and T. Shiozawa, “Efficiency enhancement in a Cherenkov laser by a proper permittivity variation,” *Journal of Applied Physics*, vol.82, no.12, pp.5907-5912, 1997.
3. A. Hirata and T. Shiozawa, “Three-dimensional analysis of a Cherenkov laser via particle simulation,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.34, no.10, pp.1802-1806, 1998.
4. T. Thumvongskul, A. Hirata, and T. Shiozawa, “A compact Smith-Purcell free-electron laser with a Bragg cavity,” *IEICE Transactions on Electronics*, vol.E82-C, no.11, pp.2094-2100, 1999.
5. T. Thumvongskul, A. Hirata, G. Zaginaylov, and T. Shiozawa, “Enhancement of amplification characteristics in a plasma-filled Cherenkov laser at millimeter wavelengths,” to be published in the 15 February 2000 issue of *Journal of Applied Physics*.
6. A. Hirata, G. Ushio, and T. Shiozawa, “Calculation of temperature rises in the human eye for exposure to EM waves in the ISM frequency bands,” to be published in the March 2000 issue of *IEICE Transactions on Communications*.
7. G. Zaginaylov, A. Hirata, T. Ueda, and T. Shiozawa, “Full wave modal analysis of the rectangular waveguide,” to be published in the June 2000 issue of *IEEE Transactions on Plasma Science*.

学会レター

1. A. Hirata, Y. Yuse, and T. Shiozawa, “Efficiency enhancement in a Cherenkov laser by a proper variation of dielectric thickness,” *IEICE Transactions on Electronics*, vol.E81-C, pp.1764-1765, no.11, 1998.

2. 牛尾剛, 平田晃正, 塩沢俊之, “眼球内におけるホットスポットの生成,” 電子情報通信学会論文誌 (B), vol.J82-B, no.8, pp.1605-1607, 1999.
3. S. Hirosaka, A. Hirata, and T. Shiozawa, “Efficiency enhancement in a rectangular Cherenkov laser by a proper variation of dielectric permittivity in the transeverse direction,” *IEICE Transactions on Electronics*, vol.E82-C, no.11, pp.2108-2109, 1999.

国際会議

1. A. Hirata and T. Shiozawa, “Three-dimensional analysis of a Cherenkov laser via particle simulation,” *1998 Asia-Pacific Microwave Conferene Proceedings*, vol.2, pp.749-752, Dec. 1998.
2. T. Shiozawa and A. Hirata, “FDTD analysis of nonlinear beam-wave interaction in a DBR Cherenkov laser,” *XXVIth General Assembly of the International Union of Radio Science - Abstract*, p.178, Aug. 1999.
3. A. Hirata, G. Ushio, and T. Shiozawa, “Thermal effects in the human eye for exposure to EM waves at the ISM frequency bands,” *XXVIth General Assembly of the International Union of Radio Science - Abstract*, p.636, Aug. 1999.
4. A. Hirata, T. Katayama, and T. Shiozawa, “Thermal effects in the human head for exposure to EM waves emitted from terminals for mobile satellite services,” *Personal Indoor and Mobile Radio Communications(PIMRC) '99*, G5-4, Sep. 1999.
5. T. Thumvongskul, A. Hirata, and T. Shiozawa, “Enhancement of amplification characteristics in a plasma-filled Cherenkov laser,” *1999 Asia-Pacific Microwave Conferene Proceedings*, vol.2, pp.254-257, 1999.
6. A. Hirata, G. Ushio, and T. Shiozawa, “Formation of hot spots in the human eye for plane wave exposures,” *1999 Asia-Pacific Microwave Conferene Proceedings*, vol.2, pp.477-480, 1999.

研究会, 全国大会

1. 平田晃正, 塩沢俊之, “スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-96-103, Oct. 1996.
2. 平田晃正, 塩沢俊之, “誘電率変化によるチェレンコフレーザの特性改善,” 輻射科学研究会資料, RS-96-23, Mar. 1997.

3. 平田晃正, 塩沢俊之, “誘電率変化によるチェレンコフレーザの特性改善,” 電子情報通信学会総合大会講演論文集, SC-1-3, Mar. 1997.
4. 平田晃正, 湯瀬芳雄, 塩沢俊之, “誘電体の厚さの最適変化によるチェレンコフレーザの特性改善,” 輻射科学研究会資料, RS-97-7, July 1997.
5. 平田晃正, 湯瀬芳雄, 塩沢俊之, “誘電体の厚さの最適変化によるチェレンコフレーザの特性改善,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-97-111, Nov. 1997.
6. 平田晃正, 塩沢俊之, “粒子シミュレーションによるチェレンコフレーザの3次元解析,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-98-2, Jan. 1998.
7. 平田晃正, 塩沢俊之, “DBRチェレンコフレーザの粒子シミュレーションによる解析,” 輻射科学研究会資料, RS-97-19, Mar. 1998.
8. 平田晃正, 塩沢俊之, “DBRチェレンコフレーザの粒子シミュレーションによる解析,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-98-150, Nov. 1998.
9. T. Thumvongskul, 平田晃正, 塩沢俊之, “Enhancement of amplification characteristics in a plasma-filled Cherenkov laser,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-98-135, Nov. 1998.
10. 湯瀬芳雄, 平田晃正, 塩沢俊之, “円形チェレンコフレーザの3次元解析,” 信学技報, PS98-71, Jan. 1999.
11. 山下克行, 平田晃正, 松本正行, 塩沢俊之, “チェレンコフレーザにおける空間ソリトンの励起一変分法による解析,” 信学技報, PS98-72, Jan. 1999.
12. 平田晃正, 塩沢俊之, “電磁波の人体に与える影響について,” 輻射科学研究会資料, RS-99-1, May 1999.
13. 平田晃正, 牛尾剛, 塩沢俊之, “電磁波の眼球に与える熱効果,” 信学技報, AP-99-78, Aug. 1999.
14. 平田晃正, 徳永秀彰, 塩沢俊之, “二重Mur吸収境界条件の精度評価,” 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-99-90, Nov. 1999.

