The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	誘電体を装荷した自由電子レーザの発振機構に関する理論的研究
Author(s)	渋谷, 雄
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1002
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

誘電体を装荷した自由電子レーザの発振機構に関する理論的研究

平成元年12月

渋谷　　雄

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)在学中に行った研究の成果をまとめたものであり，以下の5章からなっている．

第1章では，本研究の内容を総括して述べる．

第2章では，開放型チェレンコフ発振器のモード解析を行う．解析のモデルとしては，誘電体を装荷した完全導体平板と，誘電体表面から任意の距離だけ離れたところをドリフトする任意の厚さの相対論的電子ビームから構成される2次元のモデルを考える．但し，電子ビームを集束させるために電子ビームのドリフト方向に無限大の静磁界が印加されているものとする．このような系を伝搬する電磁波モードと電子プラズマ波モードとの結合によって得られる増大波の特性を数値的に詳しく検討し，以下のような結果を得ている．まず，一般の場合には，電子プラズマ波の無限個のモードは一体となって電磁波モードと結合するが，結合がチェレンコフ臨界の近傍で起こるという特別の場合には，電子プラズマ波の無限個のモードのそれぞれは個別に電磁波モードと結合する．また，電子ビームが無限大静磁界によって集束されている場合に得られる増大波の特性は，空間的増大率がやや小さくなることを除いて，電子ビームがイオンによって中和されている場合に得られる特性とほぼ同じであり，次のような特性を持つ．電子ビームの厚さは表皮厚さ程度以上あれば増大波の空間的増大率はほぼ一定となる．電子ビームの速度すなわち電子ビームの加速電圧を変えることによって発振周波数を変化させることができ，また，電磁波の各モードに応じて空間的増大率を最大にする電子ビームの最適速度がある．特に，導

体板に装荷する誘電体の厚さを適当に選ぶかあるいは高次モードとの結合を用いることにより，サブミリ波の発振が可能である．

第3章では，誘電体を装荷した平行平板導波路を用いたラマン型自由電子レーザの特性について理論的に考察している．解析のモデルとしては，誘電体を装荷した導体平行平板導波路と相対論的電子ビームから構成される2次元のモデルを考え，この系に外部からポンプ源として周期磁界を加える．ただし，誘電体の厚さ，誘電体と電子ビームの間隔および電子ビームの厚さはそれぞれ任意であるとする．周期磁界，散乱波 (TE 波) および電子プラズマ波 (TM 波) の間の結合について数値的に詳しく調べ，次のような結果を得ている．誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザでは誘電体を装荷しない場合と比べて空間的増大率の最大値を大きくし，発振周波数も高くすることができる．また，装荷する誘電体の比誘電率および平行平板導波路の間隔に対する電子ビームの厚さの比を適当に選ぶことにより，導波構造として誘電体を装荷しない平行平板導波路を用いた場合に得られる散乱波の発振周波数と増大率の値を保持したままで電子ビームの速度を大幅に下げることができる．さらに，誘電体と電子ビームの間隔を増加させると，発振周波数はほとんど変化しないが，空間的増大率は指数関数的に減少する．

第4章では，導波構造として誘電体を装荷した導体平板導波路を用いた非対称構造の2次元ラマン型自由電子レーザの特性を定量的に明らかにしている．解析のモデルとしては，誘電体を装荷した導体平板導波路と任意の厚さの相対論的電子ビームから構成される2次元のモデルを考え，この系に外部からポンプ源として周期磁界を加える．なお，解析を簡単にするために，誘電体と電子ビームの間隔を零とした場合と，電子ビームの厚さを半無限にした場合の2通りに分けて詳しく調べ，次のような結果を得ている．まず，非対称構造のモデルの場合に有限の厚さの電子ビームを伝搬する電子プラズマ波に電磁界分布の異なる2種類のモードが存在し，その一方のモード (モード1) の増大率は他方のモード (モード2) の増大率より大

きくなる．特に，モード1の電子プラズマ波と結合する散乱波の周波数および増大率は誘電体を装荷しない平行平板導波路の場合よりも大きくなる．また，装荷する誘電体の比誘電率がある程度大きくなると，誘電体を装荷しない平行平板導波路の場合に得られる発振周波数と増大率の値を保持したままで電子ビームの速度を大幅に下げることができる．さらに，電子ビームの厚さは表皮厚さ程度以上あればレーザの特性に影響を与えないことがわかる．そこで，電子ビームの厚さを半無限にした場合について，さらに詳しく検討を加えると，誘電体の厚さ，誘電体と電子ビームの間隔および電子ビームの加速電圧について以下のようなことがわかる．

- より短い波長の散乱波を得るためには
  - 誘電体の厚さを厚くする．
  - 電子ビームの加速電圧を高くする．
- 利得を大きくするためには
  - 誘電体の厚さを薄くする．
  - 誘電体と電子ビームの間隔をできるだけ小さくする．
  - 電子ビームの加速電圧を低くする．

最後に，導波構造として誘電体を装荷した導体平板導波路を用い，ポンプ源としてマイクロ・アンデュレータ (ウィグラー) とよばれる周期の非常に短い周期静磁界を発生する装置を用いることにより，サブミリ波領域で中程度の出力の得られる，非常に小型のラマン型自由電子レーザの設計が可能であることを実際の数値例によって示している．

第5章では，本研究で得られた成果を総括し，今後の課題について述べる．

以上の各章を構成する研究内容は，すべて，IEEE Journal of Quantum Electronics，電子情報通信学会論文誌，電気学会電磁界理論研究会，電気

学会プラズマ研究会および輻射科学研究会においてすでに発表されたものである.

目 次

1 序 論 **1**

2 開放型チェレンコフ発振器のモード解析
(無限大磁界を印加した場合) **6**

2.1 序 言 6
2.2 解析のモデルと基礎方程式 6
2.3 電磁波モードと電子プラズマ波モードの結合 8
2.4 電磁波モードと電子プラズマ波モードの分散特性 11
2.5 増大波の特性 16
2.6 検 討 19
2.7 結 言 25

3 ラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響 **27**

3.1 序 言 27
3.2 解析のモデルと基礎方程式 28
3.3 位相整合条件 29
3.4 電磁界分布 30
3.5 分散関係式と空間的増大率 33
3.6 検 討 35
3.7 結 言 46

4 誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザの特性解析 **48**

4.1 序 言 48

4.2 誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザのモデル 48
4.3 誘電体と電子ビームの間隔を零とした場合 49
4.3.1 解析のモデルと電磁界成分 49
4.3.2 分散関係式と空間的増大率 52
4.3.3 検 討 54
4.4 厚さが半無限の電子ビームを用いた場合 63
4.4.1 解析のモデルと電磁界成分 63
4.4.2 分散関係式と空間的増大率 68
4.4.3 検 討 69
4.5 実際の設計例 73
4.6 結 言 75

5 結 論 **77**

謝 辞 **80**

文 献 **81**

第 1 章

序 論

最近，通信工学，プラズマ理工学および電磁波工学などへの応用を目的として，サブミリ波から遠赤外波に至る周波数領域において，大出力でコヒーレントな電磁波の得られるデバイスの研究が活発に行われている．このような発振器のうち，特に相対論的電子ビームを用いた発振器は自由電子レーザ (FEL) [1]–[58], [60]–[85] と総称され，近年盛んに研究が行われるようになっている．自由電子レーザは従来のレーザとは原理が異なり，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レーザ出力が得られる．従って，自由電子レーザは理論的には短ミリ波から光波に至る広い波長領域において発振可能であり，かつ発振波長を広帯域にわたって連続的に変化させることができ，さらに高出力で高効率の動作が可能なコヒーレント光源である．このような特徴を持つ自由電子レーザは，通信，レーダー，プラズマ加熱から固体物理学や分子生物学といった基礎研究の分野に至る広い範囲にわたっての応用が期待されている．

自由電子レーザの代表的なものとして，チェレンコフ型発振器[3]–[24], [63]–[65], [81] およびラマン型自由電子レーザ[25]–[49], [66]–[76] などがある．チェレンコフ型発振器では，誘電体を装荷した導波管等の遅波構造を伝搬する電磁波と電子ビームに沿って伝搬する電子プラズマ波との線形の結合によって増大波が得られる．一方，ラマン型自由電子レーザでは，非線形の効果である誘導ラマン散乱，すなわち相対論的電子ビームに沿って伝搬するポ

ンプ波，散乱波(電磁波)および電子プラズマ波の間のパラメトリック相互作用によって増大波が得られる．さらに，近年では，自由電子レーザに誘電体を装荷することにより，誘電体を装荷しない場合と同じエネルギーの電子ビームを用いてより短い波長のレーザ発振を得る試みがいくつか報告されている[23], [24], [50]–[53], [77], [78], [82]–[85]．このような試みの代表的なものとして，コンプトン型のレーザに水素のような中性気体を封入した可視領域における可変波長の自由電子レーザが提案されている[50]–[52]．一方，ミリ波からサブミリ波の領域において発振するラマン型自由電子レーザでは，より短い発振波長を得るために，導波構造として真空の導波管のかわりに誘電体を装荷した導波管を用いるレーザが提案されている[23], [24], [53], [77], [78], [82]–[85]．

本論文では，開放型チェレンコフ発振器および誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザの2種類の誘電体装荷型自由電子レーザの2次元モデルについて，その特性を理論的に詳しく検討する．

第2章では，開放型チェレンコフ発振器のモード解析を行う[65], [81]．荷電粒子が誘電体中あるいはその近傍を誘電体中の光速度を越える速度で通過するときチェレンコフ放射が起こる．一般に，単一粒子によって起きる自然放射は大変弱く，そのスペクトルは連続的に広がっている．しかしながら，誘電体装荷導波路等の遅波構造を相対論的電子ビームと共に用いるならば，その結果生じるチェレンコフ不安定性は電子ビームに集群を引き起こし，電子ビームの速度よりごくわずかに遅い位相速度を持つ電磁波と相互作用をして，高出力の誘導放射を引き起こすことができる．この誘導チェレンコフ放射を起こすには，通常のマイクロ波電子管に使われる電子ビームよりも高いエネルギーの電子ビームが必要であり，このためチェレンコフ放射は，まだ実用的な発振器としては用いられていない．しかしながら，技術の進歩により，高速度・高密度の電子ビームが得られるようになるにつれ，チェレンコフ効果を利用した大出力発振器の実験[3]–[11]も報告されるようになった．また，同時に，チェレンコフ放射に関する理論的研究[12]–

[22], [63] も多くなされている．しかしながら，これらの理論的研究の多くは，電子プラズマ波の分散関係を厳密には解析しておらず，電子密度あるいは電子ビームの厚さが十分に薄い場合しか取り扱っていないようである．

最近，塩沢，近藤[63] は，完全導体板上に誘電体を装荷した導波路，およびそれと任意の間隔だけ離れたところを一定の速度でドリフトする任意の厚さの相対論的電子ビームからなる開放型チェレンコフ発振器の２次元モデルを考え，電子ビームがイオンにより中和されている場合について詳細な解析を行い，サブミリ波領域でチェレンコフ発振器を得るために有益な結果を得ている．しかしながら，実際のチェレンコフ発振器の実験においては電子ビームを集束するためにビームの進行方向に静磁界を印加することが多い．そこで，第２章では，電子ビームに無限大の集束磁界を印加した場合について発振特性の厳密な解析を行う．まず，系を伝搬する電磁波モードと電子プラズマ波モードとが結合した場合の分散関係式を導出し，この分散関係式をもとに，結合によって得られる増大波の特性について詳しく検討する．

第３章では，誘電体を装荷した平行平板導波路を用いたラマン型自由電子レーザの特性について理論的に考察している[77], [82], [83]．ラマン型自由電子レーザにおいて導波構造として誘電体を装荷した導波路を用いることにより，誘電体を装荷しない場合と同じエネルギーの電子ビームを用いてより短い波長のレーザ発振を得ること，あるいは，誘電体を装荷しない場合の特性を保ったままで，電子ビームの速度あるいは電子ビームの加速電圧を下げることが期待される．

これまでに行われた誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザの実験[24]においては，ポンプ源として周期静磁界を用いたものが多い．ところで，周期磁界をポンプ源とする誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザについての理論的研究[23], [53] はまだ少なく，１次元の場合を取り扱っているものが多いようである．しかしながら，実際の場合には，２次元あるいは３次元の解析が不可欠である．最近，塩沢，中ノ[75], [76] は，周期磁界をポンプ

源とする2次元ラマン型自由電子レーザのモデルについて考察し，周期磁界の分布，電子ビームの有限の厚さ等，2次元の形状による効果がレーザの発振特性に与えるる影響について明らかにした．本論文では，先の報告と同じ手法を用いて，誘電体を装荷した平行平板導波路中をドリフトする任意の厚さの相対論的電子ビームに，外部から周期磁界を加えるという2次元のモデルについて解析を行う．そして，装荷誘電体が発振特性に与える影響について詳しく検討する．

第4章では，導波構造として誘電体を装荷した導体平板導波路を用いた非対称構造の2次元ラマン型自由電子レーザの特性を定量的に明らかにしている[78], [84], [85]．第3章で取り扱った対称構造のラマン型自由電子レーザでは，電子ビーム中を偶対称と奇対称の2種類の電子プラズマ波が伝搬可能であり，これらの電子プラズマ波と結合する散乱波はほぼ等しい大きさの増大率を持つ．そこで，第4章では，上記の2種類の電子プラズマ波の一方の成長を抑制することによって電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率を改善することならびにレーザの小型化を目的として，誘電体薄膜を装荷した導体平板導波路と任意の厚さの平板状電子ビームから構成される非対称構造のラマン型自由電子レーザのモデルを考え，その発振特性を詳細に検討する．但し，ポンプ源としては永久磁石の配列によって生ずる周期静磁界を用いるものとする．

ラマン型自由電子レーザのポンプ源として用いられる周期磁界の周期は，従来数 cm のオーダであったが，最近，より周期の短い静磁界を発生するマイクロ・アンデュレータ (ウィグラー) と呼ばれる装置を用いて自由電子レーザの小型化の試みも行われている[54]–[58]．マイクロ・アンデュレータ (ウィグラー) を用いたレーザの特徴としては，同じ大きさの電子ビームの加速電圧を用いてより短波長の発振が得られること，あるいは同じ波長の波を得るのに電子ビームの加速電圧をより低くできることが挙げられる．

解析のモデルとしては，誘電体を装荷した導体平板導波路と任意の厚さの相対論的電子ビームから構成される2次元のモデルを考え，この系に外

部からポンプ源として周期静磁界を加える．なお，解析を簡単にするために，誘電体と電子ビームの間隔を零とした場合と，電子ビームの厚さを半無限にした場合の２通りに分けて特性を詳細に検討する．さらに，導波構造として誘電体を装荷した導体平板導波路を用い，ポンプ源としてマイクロ・アンデュレータを用いることにより，サブミリ波領域で中程度の出力の得られる，非常に小型のラマン型自由電子レーザの設計が可能であることを実際の数値例によって示す．

第５章では，本研究で得られた成果を総括し，今後の課題について述べる．

第 2 章

開放型チェレンコフ発振器のモード解析 (無限大磁界を印加した場合)

2.1 序 言

本章では，開放型チェレンコフ発振器のモード解析を行う[65], [81]．解析のモデルとしては，誘電体を装荷した完全導体平板と，誘電体表面から任意の距離だけ離れたところをドリフトする任意の厚さの相対論的電子ビームから構成される2次元のモデルを考える．但し，電子ビームを集束させるために電子ビームのドリフト方向に無限大の静磁界が印加されているものとする．解析にあたっては，マクスウェルの方程式，電子に対する相対論的運動方程式および電子流に対する連続の方程式を基礎方程式とし，まず，誘電体領域，電子ビーム領域および真空領域における波動方程式を導出する．次に，これらの方程式から各領域における電磁界成分を求め，さらに，境界条件を適用することによりこの系を伝搬するモードに対する分散関係式を求め，これを数値的に解いて増大波の特性を数値的に詳しく検討する．

2.2 解析のモデルと基礎方程式

本章において取り扱う開放型チェレンコフ発振器のモデルおよび座標系を図2.1に示す．完全導体板上に厚さ a，比誘電率 ε_r の誘電体を装荷し，その上を距離 $b-a$ だけ離れたところを厚さ $d-b$ の相対論的電子ビームが z

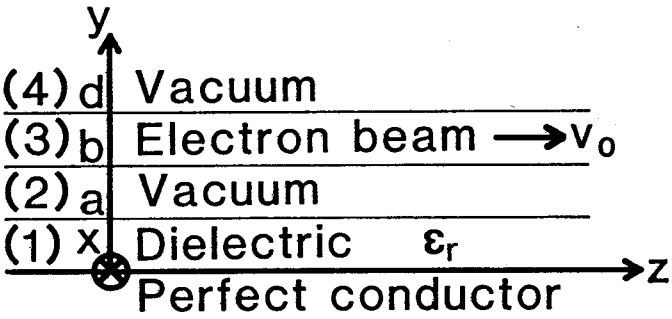


図 2.1 解析のモデル

軸方向に一定の速度 v_0 でドリフトしているものとする．なお，電子ビームの集束のためにビームのドリフト方向に無限大の静磁界を印加するものとすると，電子の運動は z 軸方向のみとなる．本章では，図 2.1の系を伝搬する電子プラズマ波と TM モードの電磁波との結合を考える．なお，すべての物理量は x 軸方向に一様であるとする．

解析の基礎となる方程式は，マクスウェルの方程式，電子に対する相対論的運動方程式および電子流に対する連続の方程式である．本章で考える TM モードの電磁界は，B_x，E_y，E_z および J_z で記述することができ，これらの電磁界成分は以下に示すマクスウェルの方程式を満たす．

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\
\frac{\partial B_x}{\partial z} &= \frac{\varepsilon_r}{c^2}\frac{\partial E_y}{\partial t} \\
-\frac{\partial B_x}{\partial y} &= \frac{\varepsilon_r}{c^2}\frac{\partial E_z}{\partial t} + \mu_0 J_z \\
\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} &= \frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \\
J_z &= -e(n_0 v_z + n v_0) \\
\rho &= -en
\end{aligned}
\tag{2.1}
$$

ここで，c は真空中の光速度を，ε_0 および μ_0 は真空の誘電率および透磁率

を表す．また，J_z および ρ は，それぞれ，電子ビームによって生じる電流密度および電荷密度を表す．さらに，$-e$ および n_0 は電子の電荷および平均密度を，n および v_z は電子の密度および速度の変動分を表す．なお，式 (2.1) は図 2.1の各領域における方程式をまとめて書いたものである．すなわち，式 (2.1) において，$J_z = \rho = 0$ とおくと誘電体領域 (1) における方程式が得られ，$\varepsilon_r = 1$ とおくと電子ビーム領域 (3) における方程式が得られる．さらに，$J_z = \rho = 0$，$\varepsilon_r = 1$ とおくと真空領域 (2) および (4) における方程式が得られる．

次に，電子の速度の振動成分 v_z が電子ビームのドリフト速度 v_0 に比べて十分小さいものとすると，電子に対する相対論的運動方程式は次のようになる．

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{e}{\gamma^3 m_0} E_z \tag{2.2}$$

ここで，

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ \beta &= \frac{v_0}{c} \end{aligned} \tag{2.3}$$

であり，m_0 は電子の静止質量である．

最後に，電子流に対する連続の方程式は次のようになる．

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v_0 \frac{\partial n}{\partial z} = -n_0 \frac{\partial v_z}{\partial z} \tag{2.4}$$

以上，式 (2.1)，(2.2) および (2.4) が以下の解析の基礎となる方程式である．

2.3 電磁波モードと電子プラズマ波モードの結合

電磁量の任意の振動成分 A を角周波数 ω，および z 方向波数 k_z を用いて次式のように表すものとする．

$$A = \tilde{A}(y) \exp[j(\omega t - k_z z)] \tag{2.5}$$

まず，真空領域における波動方程式を示すと，

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} - h_y^2 \tilde{E}_z = 0 \tag{2.6}$$

$$h_y^2 = k_z^2 - (\frac{\omega}{c})^2 \tag{2.7}$$

となる．次に，電子ビームの存在する領域については，

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} + k_y^2 \tilde{E}_z = 0 \tag{2.8}$$

$$\begin{aligned} k_y^2 &= -\varepsilon_p h_y^2 \\ \varepsilon_p &= 1 - (\frac{\omega_p}{\gamma s})^2 \\ s &= \omega - v_0 k_z \\ \omega_p^2 &= \frac{n_0 e^2}{\gamma m_0 \varepsilon_0} \end{aligned} \tag{2.9}$$

となる．最後に，誘電体領域における波動方程式は，次のようになる

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} + p_y^2 \tilde{E}_z = 0 \tag{2.10}$$

$$p_y^2 = \varepsilon_r (\frac{\omega}{c})^2 - k_z^2 \tag{2.11}$$

これらの波動方程式を解いて，図2.1の解析のモデルの各領域における電磁界成分を求めると以下のようになる．

1. 誘電体領域 $(0 \leq y \leq a)$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^{(1)} &= A \sin p_y y \\ \tilde{E}_y^{(1)} &= -j \frac{k_z}{p_y} A \cos p_y y \\ \tilde{B}_x^{(1)} &= j \frac{\varepsilon_r \omega}{c^2 p_y} A \cos p_y y \end{aligned} \tag{2.12}$$

2. 真空領域 $(a \leq y \leq b)$

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_z^{(2)} &= B_1 \sinh h_y y + B_2 \cosh h_y y \\
\tilde{E}_y^{(2)} &= j\frac{k_z}{h_y}(B_1 \cosh h_y y + B_2 \sinh h_y y) \\
\tilde{B}_x^{(2)} &= -j\frac{\omega}{c^2 h_y}(B_1 \cosh h_y y + B_2 \sinh h_y y)
\end{aligned} \tag{2.13}
$$

3. 電子ビーム領域 $(b \leq y \leq d)$

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_z^{(3)} &= F_1 \sin k_y y + F_2 \cos k_y y \\
\tilde{E}_y^{(3)} &= j\frac{k_z k_y}{h_y^2}(F_1 \cos k_y y - F_2 \sin k_y y) \\
\tilde{B}_x^{(3)} &= -j\frac{\omega k_y}{c^2 h_y^2}(F_1 \cos k_y y - F_2 \sin k_y y)
\end{aligned} \tag{2.14}
$$

4. 真空領域 $(d \leq y)$

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_z^{(4)} &= G \exp(-h_y y) \\
\tilde{E}_y^{(4)} &= -j\frac{k_z}{h_y} G \exp(-h_y y) \\
\tilde{B}_x^{(4)} &= j\frac{\omega}{c^2 h_y} G \exp(-h_y y)
\end{aligned} \tag{2.15}
$$

ここで，添字 (1)，(2)，(3) および (4) は，それぞれ，領域 (1)，(2)，(3) および (4) の別を表す．また，$y = 0$ での境界条件および $y = \infty$ での放射条件を考慮してあり，A，B_1，B_2，F_1，F_2 および G は振幅定数である．これらの電磁界成分に誘電体表面および電子ビーム表面における境界条件を適用することにより，電磁波モードと電子プラズマ波モードとが結合した系の分散関係式を導出することができる．本章で用いる解析のモデルの場合には，電子ビームの集束のためにビームの進行方向に大きさが無限大の静磁界を印加しているために，誘電体表面および電子ビーム表面における境界条件は以下のようになる．

$$
\tilde{E}_z^{(m)} - \tilde{E}_z^{(n)} = 0
$$

$$
\begin{aligned}
\tilde{B}_x^{(m)} - \tilde{B}_x^{(n)} &= 0 \\
(m,n) &= (1,2),\ (2,3),\ \text{or}\ (3,4)
\end{aligned}
\tag{2.16}
$$

ここで，$(1,2)$，$(2,3)$ および $(3,4)$ は，それぞれ，$y=a$，$y=b$ および $y=d$ における境界条件を表している．

境界条件式 (2.16) を各電磁界成分に適用すると，結合した系において以下のような分散関係式が得られる．

$$
\begin{aligned}
&\varepsilon_p \tan k_y(d-b)[\frac{p_y}{h_y}\tan p_y a - \varepsilon_r \tanh h_y(b-a)] \\
&\quad + \sqrt{-\varepsilon_p}[1+\tanh h_y(b-a)[\frac{p_y}{h_y}\tan p_y a - \varepsilon_r] \\
&\quad + \tan k_y(d-b)[\frac{p_y}{h_y}\tan p_y a \tanh h_y(b-a) - \varepsilon_r] = 0
\end{aligned}
\tag{2.17}
$$

以下では，この分散関係式 (2.17) を基礎として電磁波モードと電子プラズマ波モードとの結合について検討を加えていく．

2.4 電磁波モードと電子プラズマ波モードの分散特性

電磁波モードと電子プラズマ波モードとの結合について検討する前に，本節では，電磁波モードおよび電子プラズマ波モードがそれぞれ単独で存在する場合の特性について考察する．

まず，図 2.1の解析のモデルにおいて誘電体層を取り除いた系を伝搬する電子プラズマ波の分散関係式は，電磁波モードと電子プラズマ波モードが結合した場合の分散関係式 (2.17) において $a=0$ とすることにより次式のようになる．

$$
\begin{aligned}
\varepsilon_p \tan k_y(d-b)\tanh h_y b &+ \sqrt{-\varepsilon_p}(1+\tanh h_y b) \\
&+ \tan k_y(d-b) = 0
\end{aligned}
\tag{2.18}
$$

ところで，これまでに報告されている論文の多くは，電子ビームが十分に薄いものとして電子プラズマ波の分散関係を $\omega = v_0 k_z$ で近似している．し

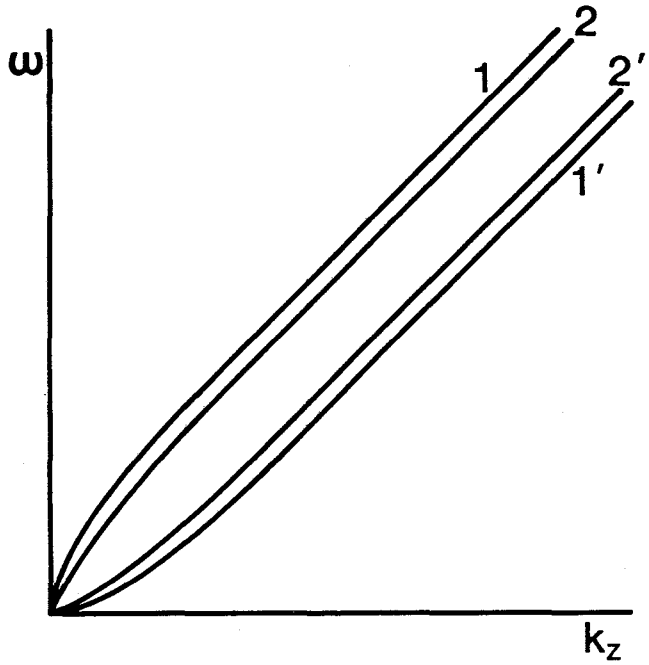
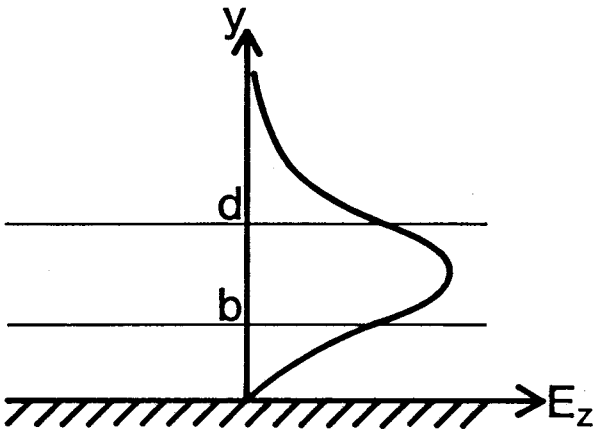


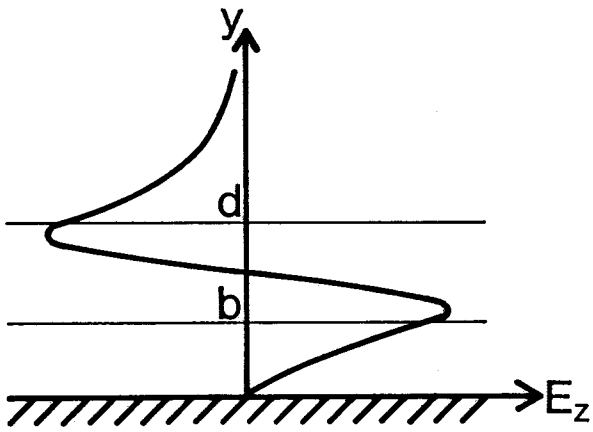
図 2.2 電子プラズマ波の分散曲線

かしながら，電子プラズマ波には正エネルギー波と負エネルギー波が存在し，さらに本章のように電子ビームのドリフト方向に無限大磁界を印加した場合にはそれぞれの波について無限個のモードが存在することに注意しなければならない．電子プラズマ波の最低次モードおよび第2高次モードの分散曲線および縦方向電界分布をそれぞれ図2.2および図2.3に示す．図2.2において，曲線1，2はそれぞれ最低次モードと第2高次モードの速波を示し，曲線1′，2′はそれぞれ最低次モードと第2高次モードの遅波を示している．

次に，解析のモデル図2.1において電子ビームが存在しない系を伝搬する電磁波モード[59]の分散関係式は，電磁波モードと電子プラズマ波モードが結合した場合の分散関係式(2.17)において $b = d$ とすることによって，以下のように得られる．



(a) 最低次モード



(b) 第2高次モード

図 2.3 電子プラズマ波の縦方向電界分布

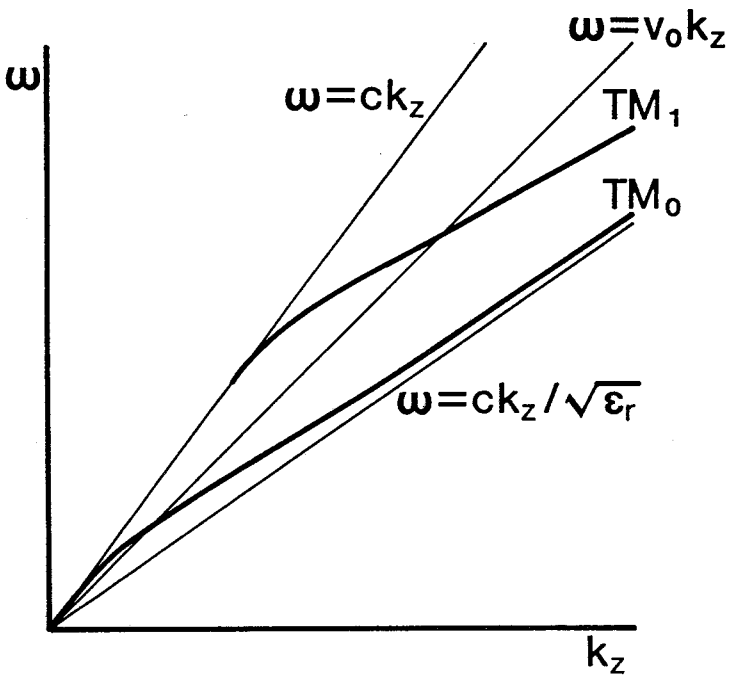


図 2.4 電磁波モードの分散曲線

$$\frac{p_y}{h_y}\tan p_y a - \varepsilon_r = 0 \tag{2.19}$$

これを数値的に計算して求めた分散曲線を図2.4に示す．この図からわかるように最低次の電磁波モード (TM_0 モード) にはカットオフはないが，一般に第 n 次モードは，

$$\frac{\omega_c a}{c} = \frac{n\pi}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \qquad (p = 0, 1, 2, \cdots) \tag{2.20}$$

で与えられる周波数においてカットオフとなる．図2.5に，TM_0 および TM_1 モードに対する z 方向電界の概形を示す．

ところで，図2.4には電磁波モードの分散曲線と直線 $\omega = v_0 k_z$ で略記した電子プラズマ波モードの分散曲線が重ねて示されている．チェレンコフ相互作用は電磁波モードの分散曲線と電子プラズマ波の分散曲線との交点あたりで起こる．従って，図2.4より結合を起こすことのできる電子ビーム

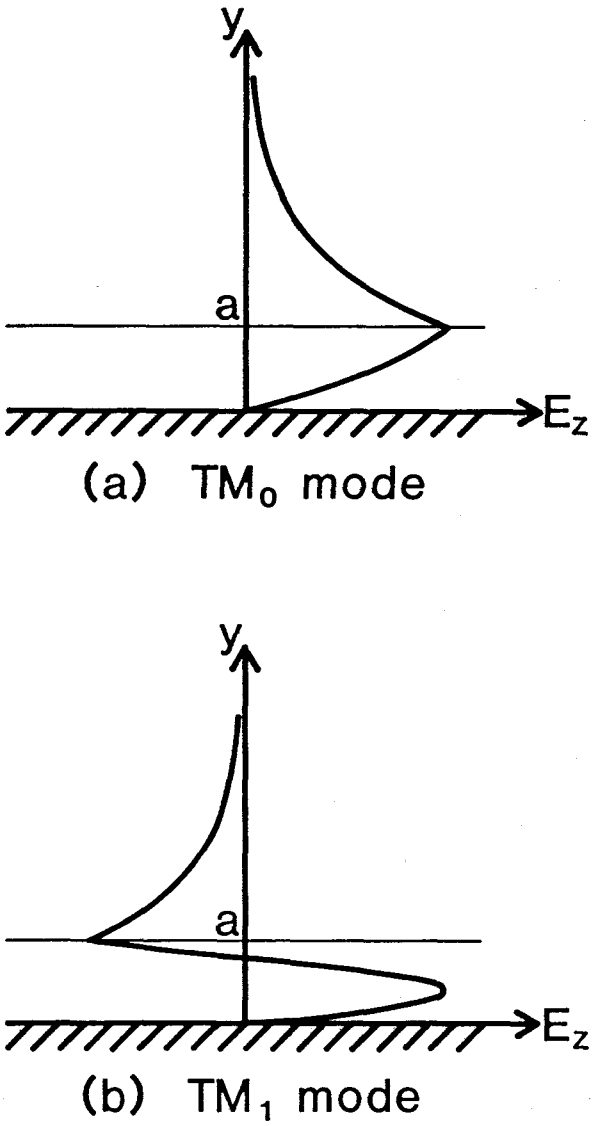


図 2.5 電磁波モードの縦方向電界分布

の速度の範囲は

$$\beta\sqrt{\varepsilon_r} \ > \ 1 \tag{2.21}$$

であることがわかる．

2.5 増大波の特性

前節では，電磁波モードと電子プラズマ波モードがそれぞれ独立に存在する場合についてそれらの性質を調べた．本節では，これら2つのモードが結合して得られる増大波の特性について考察する．

まず，電子ビームの密度が十分に薄く ($\omega_p \ll \omega$) かつ電子ビームの厚さが十分に薄い場合 ($k_y(d-b) \ll 1$) について，増大波の空間的増大率を近似的に求める．ところで，電磁波モードと電子プラズマ波モードの2つの波が結合し増大波が得られるのはこれら2つの波の位相速度が等しくなるときである．このことを分散曲線上で考えると，2つの波が結合を起こす点は電子プラズマ波モードの分散曲線と電磁波モードの分散曲線との交点付近であることがわかる．ところが，電子ビームの電子密度が十分に薄いとすると，結合を起こす点は電磁波モードの分散関係式 (2.19) と直線 $\omega = v_0 k_z$ との交点付近となる．さらに，電子ビームの厚さが十分に薄いとすると，増大波の空間的増大率 α が次式のように得られる[63]．

$$\alpha \ = \ \frac{\sqrt{3}}{2} h_{y_0}(d-b)\varepsilon_r^{1/3}\left(\frac{\omega_p}{\gamma v_0}\right)^{2/3} \frac{\exp[-\frac{2}{3}h_{y_0}(b-a)]}{\left|\frac{\partial}{\partial k_z}\left(\frac{p_y}{h_y}\tan p_y a\right)\right|_0^{1/3}} \tag{2.22}$$

ここで，添字0は結合点における値をとることを示している．この式からわかるように，誘電体と電子ビームの間隔 $(b-a)$ が増加するに従って空間的増大率は指数関数的に減少することがわかる．

次に，電磁波モードと電子プラズマ波モードが結合した場合の分散関係式 (2.17) を直接数値的に解いて，電磁波モードと電子プラズマ波モードの結合の様子を明らかにする．まず，図2.6に結合点付近における分散曲線の

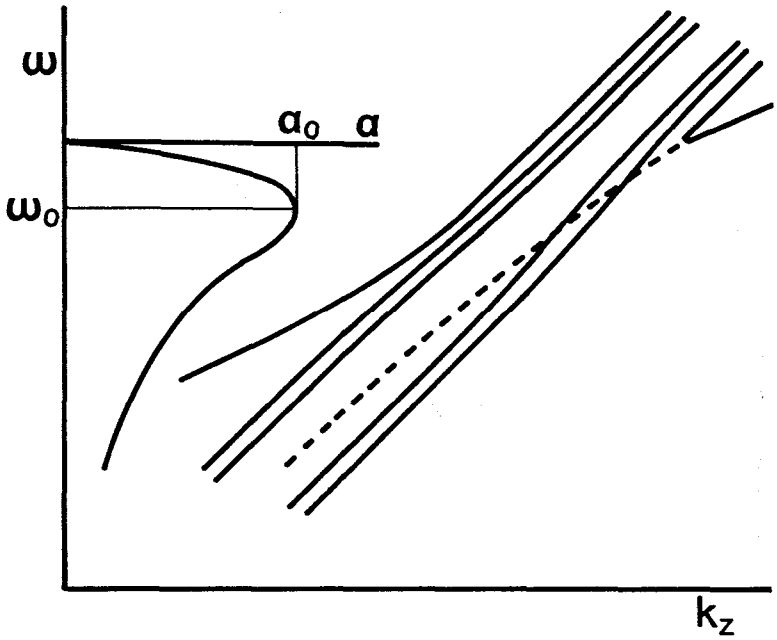


図 2.6 結合点付近における分散曲線と空間的増大率
(増大波が縮退を起こしている場合)

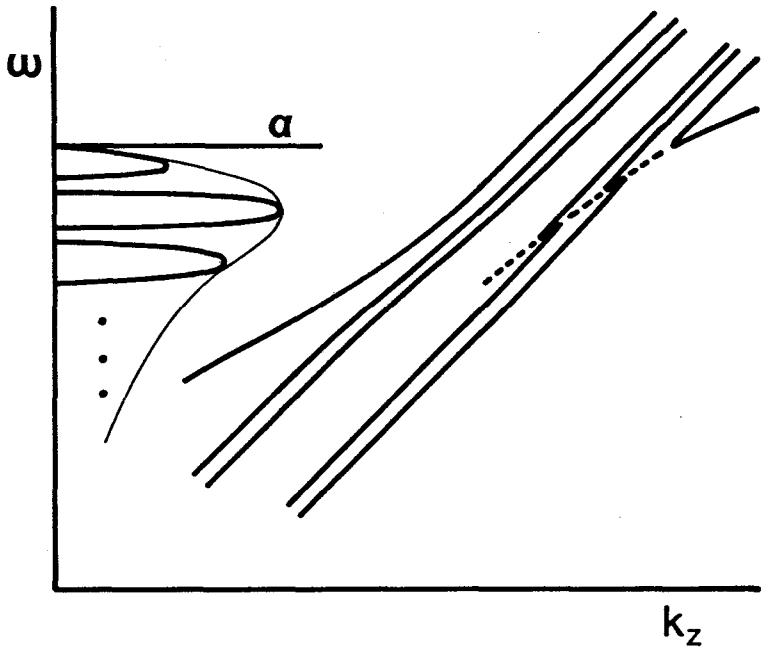


図 2.7 結合点付近における分散曲線と空間的増大率
(増大波が縮退を起こしていない場合)

概形を示す．実線で示しているのは分散関係式の実根であり，破線で示しているのは複素根の実部である．複素根の虚部は空間的増大率に相当するのであるが，これを図の左に示す．この図の場合，増大波が縮退を起こしていること，つまり，電子プラズマ波の無限個のモードは一体となって電磁波モードと結合していることがわかる．

ところが，結合がチェレンコフ臨界の近傍 ($\beta\sqrt{\varepsilon_r} \simeq 1$) で起こるという特別の場合には，電子プラズマ波の無限個のモードのそれぞれは個別に電磁波モードと結合する．この様子を図 2.7に示す．図 2.7の左側には空間的増大率を示しているが，電子プラズマ波の無限個のモードがそれぞれ個別に電磁波モードと結合する場合の空間的増大率は，電子プラズマ波の無限個のモードが一体となって電磁波モードと結合している場合に得られるものよりも非常に小さいものとなる．実用上は，増大波が縮退した状態を利用するのが望ましいと考えられる．なぜなら，この場合には，モード分離について考慮する必要がないからである．そこで，以下の検討においては電子プラズマ波の無限個のモードが一体となって電磁波モードと結合している場合について，結合の様子を数値的に明らかにする．

2.6 検 討

本節では，2.3節で導出した分散関係式 (2.17) をもとに増大波の特性が種々のパラメータの値によってどのように変化するかを定量的に詳しく調べる．

まず，図 2.8に誘電体と電子ビームとの間隔 $(b-a)$ を変化させたときの空間的増大率の変化の様子を示す．縦軸 $\alpha_0 a$ は誘電体の厚さ a で規格化した空間的増大率の極大値を表す．図 2.8より誘電体と電子ビームの間隔が増加するにつれて空間的増大率が指数関数的に減少していくことがわかる．このことは，空間的増大率を近似的に求めた式 (2.22) からも説明できるが，ここでは電磁界分布により説明する．チェレンコフ相互作用は，電磁波モードと電子プラズマ波モードの電界の z 方向成分を通じて行われるが，図 2.3

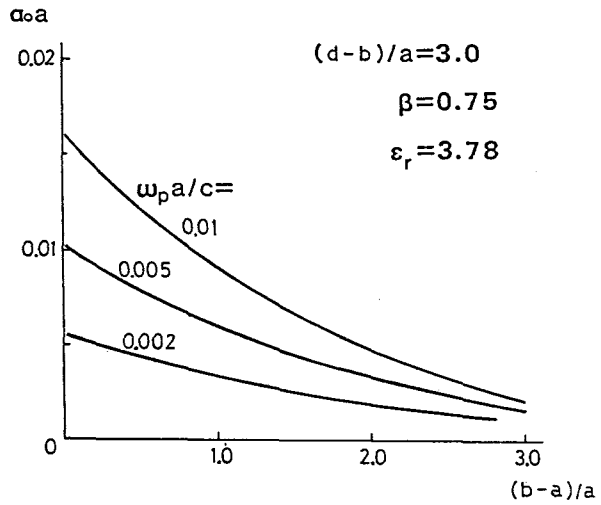


図 2.8 誘電体と電子ビームの間隔と空間的増大率

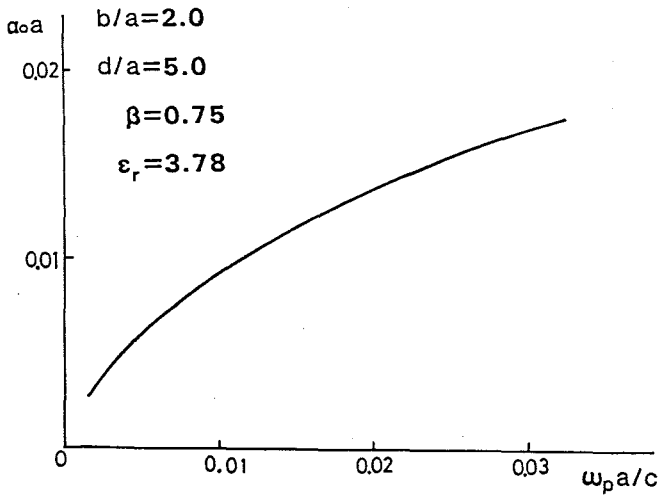


図 2.9 電子密度と空間的増大率

および図2.5からわかるように，いずれのモードの電界も電子ビーム表面あるいは誘電体表面から離れるにつれて指数関数的に減少する傾向にある．従って，電子ビームが誘電体から遠ざかるにつれて相互作用する電界が弱くなり，結果として空間的増大率が指数関数的に小さくなるものと考えられる．

次に，電子ビームの電子密度が増大波に与える影響について考察する．電子ビームの電子密度 n_0 は，式 (2.9) で与えられるように電子ビームのプラズマ角周波数 ω_p の 2 乗に比例する．そこで，ω_p と増大波の空間的増大率との関係を調べたのが図 2.9である．図 2.9より，空間的増大率は電子ビームの密度と共に大きくなってゆくことがわかる．

図 2.10には，電子ビームの厚さに対する空間的増大率の変化の様子を，プラズマ角周波数 ω_p をパラメータとして示している．図 2.10において，実線が本章で用いたモデル，すなわち，電子ビームに無限大の集束磁界を印加した場合の数値例を示している．この図からわかるように，電子ビームの厚さがある値以上になると空間的増大率は一定値に近づくことがわかる．一般には，電子ビームの厚さを真空中の横方向波数の逆数程度にすれば十分である．例えば，$(b-a)/a = 1.0$ ，$\omega_p a/c = 0.005$ ，$\beta = 0.75$ ，$\varepsilon_r = 3.78$ の場合，空間的増大率は $\omega_0 a/c \simeq 0.828$ で極大となる．このとき，真空中の横方向波数の逆数は $1/h_y = 1.36a$ となり，電子ビームの厚さとしてこの値をとれば，空間的増大率の値は電子ビームの厚さが十分に厚いときに得られる飽和値の約 97% となる．

さらに，図 2.10には，比較のために電子ビームがイオンにより中和されている場合に得られる増大波の空間的増大率を破線で示している．図 2.10からわかるように，電子ビームに無限大の集束磁界を印加した場合の空間的増大率の特性は，電子ビームがイオンによって中和されている場合に比べて，空間的増大率の値が小さくなることを除いて，ほとんど同じ特性を示している．このように，電子ビームに無限大の集束磁界を印加することにより空間的増大率が小さくなることの理由を考える．まず，軸方向に無限

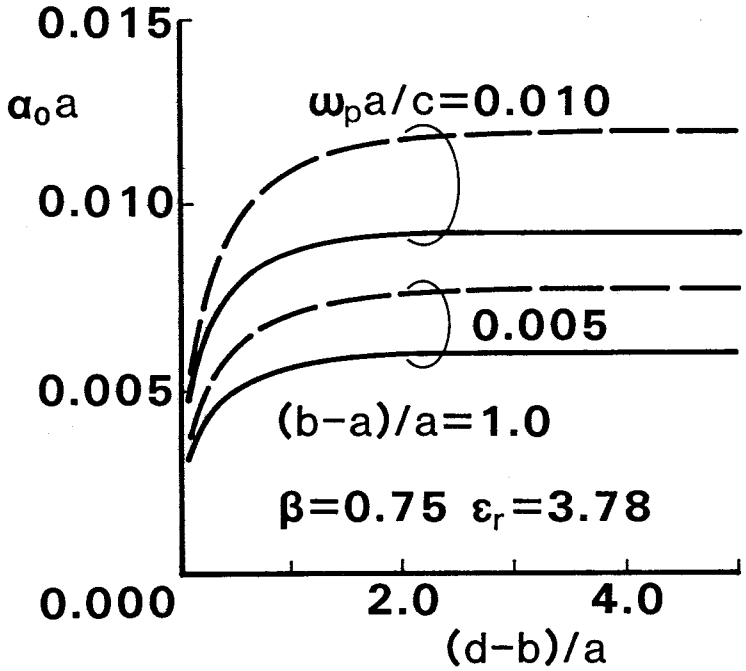


図 2.10 電子ビームの厚さと空間的増大率

大の集束磁界を印加された電子ビーム中の電子は軸方向のみにしか動くことができない．一方，イオンで中和された電子ビーム中における電子は，あらゆる方向に動くことができる．従って，後者に比べて前者は電子と電磁波の相互作用が小さくなり，空間的増大率が小さくなるのである．

最後に，電子ビームの速度を変化させたときの増大波の特性を調べる．図2.11に電子ビームの速度と増大波の周波数，および空間的増大率との関係を電磁波の TM_0 ， TM_1 および TM_2 それぞれのモードについて示す．図2.11では図2.10の場合と同様に，実線は電子ビームに無限大の集束磁界を印加した場合を示しており，破線は電子ビームをイオンにより中和している場合を示している．そして，これら2つの場合を比較すると，電子ビームに無限大の集束磁界を印加した場合は電子ビームをイオンにより中和した場合に比べて，空間的増大率が小さくなることを除いて，以下のような同様な特性を示している．図2.11(a) から，電磁波のいずれのモードを用いても，電子ビームの速度を変えることによって発振周波数を大幅に変化させられること，すなわち，周波数可変であることがわかる．一方，増大波の空間的増大率については図2.11(b) から，用いる電磁波のそれぞれのモードに空間的増大率を最大にする電子ビームの速度の最適値があり，その速度はモード次数が高くになるにつれて大きくなることがわかる．そして，得られる空間的増大率の最大値はモード次数が高くなるほど小さくなる．誘電体の厚さを $a = 0.5(mm)$ と仮定するとき，各電磁波モードを用いたときに得られる増大波の空間的増大率を最大とする電子ビームの速度およびそ増大波の周波数は以下のようになる．

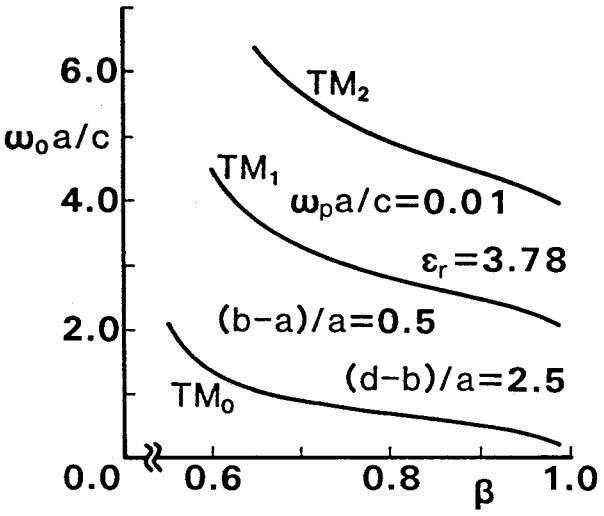
- TM_0 モードの場合

  空間的増大率が最大となる電子ビームの速度:$\beta = 0.74$

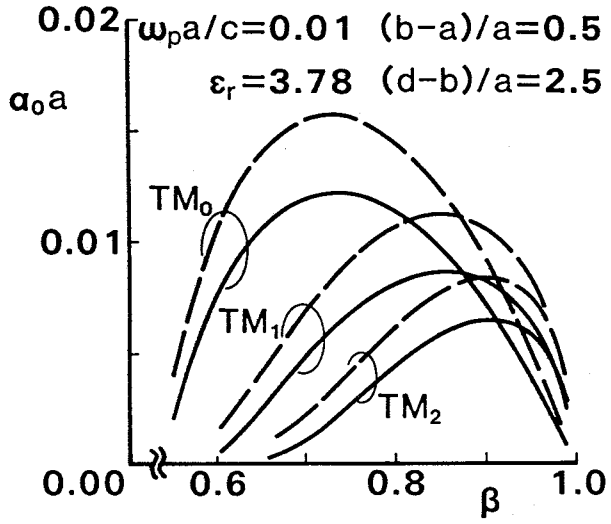
  増大波の周波数 :$\omega/2\pi = 81(\mathrm{GHz})$

  増大波の波長 :$\lambda = 3.70(mm)$

- TM_1 モードの場合



(a) 増大波の周波数



(b) 増大波の空間的増大率

図 2.11 電子ビームの速度に対する増大波の特性

空間的増大率が最大となる電子ビームの速度:$\beta = 0.86$
増大波の周波数 :$\omega/2\pi = 252(\mathrm{GHz})$
増大波の波長 :$\lambda = 1.19(mm)$

- TM_2 モードの場合
  空間的増大率が最大となる電子ビームの速度:$\beta = 0.91$
  増大波の周波数 :$\omega/2\pi = 423(\mathrm{GHz})$
  増大波の波長 :$\lambda = 0.71(mm)$

このように，本章で用いた開放型チェレンコフ発振器においては，短ミリ波からサブミリ波領域での発振が可能であることがわかる．

2.7 結 言

本章では，誘電体が装荷された完全導体平板および誘電体から任意の距離だけ離れたところをドリフトする任意の厚さの相対論的電子ビームから構成される開放型チェレンコフ発振器のモデルを考え，電子ビームに無限大の集束磁界を印加した場合について，その発振特性の理論的解析を行った．

基礎方程式として，マクスウェルの方程式，電子に対する相対論的運動方程式および電子流に対する連続の方程式を用いて，電磁波モードと電子プラズマ波モードが結合を起こした場合の分散関係式を導出し，この分散関係式をもとに増大波の特性を数値的に明らかにした．まず，一般の場合には，電子プラズマ波の無限個のモードは一体となって電磁波モードと結合するが，結合がチェレンコフ臨界の近傍で起こるという特別の場合には，電子プラズマ波の無限個のモードのそれぞれは個別に電磁波モードと結合することがわかった．また誘電体と電子ビームの間隔が大きくなるに従って増大波の空間的増大率は指数関数的に減少し，電子ビームの電子密度が大きくなるに従って空間的増大率は大きくなることがわかった．さらに，電子ビームに無限大の集束磁界が印加されている場合の増大波の特性は，

電子ビームがイオンにより中和されている場合に比べて，空間的増大率が小さくなることを除いて以下のようなほぼ同様な特性を示すことがわかった．電子ビームの厚さは誘電体と同程度あれば十分であること，電子ビームの速度を変化させることによって発振周波数を変化させることができること，また，電磁波の各モードに応じて空間的増大率を最大にする電子ビームの速度の最適値があることなどである．

第 3 章

ラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響

3.1 序言

本章では，ラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響について考察する[77], [82], [83]．ラマン型自由電子レーザは，非線形の効果である誘導ラマン散乱，すなわち，相対論的電子ビームに沿って伝搬するポンプ波，散乱波 (電磁波) および電子プラズマ波の間のパラメトリック相互作用により増大波を得る．本章で取り扱う誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザは，誘電体による遅波効果と誘導ラマン散乱を合わせて用いることにより，レーザの発振特性を保ったままで電子ビームの速度を下げることが期待できる．これまでに行われた誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザの実験[24] においては，ポンプ源として周期静磁界を用いたものが多い．ところが，周期磁界をポンプ源とする誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザについての理論的研究[23], [53] はまだ少なく，1 次元の場合を取り扱っているものが多いようである．しかしながら，実際の誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザを考える場合は，2 次元あるいは 3 次元の解析が不可欠である．最近，塩沢，中ノ[75],[76] は，周期磁界をポンプ源とする 2 次元ラマン型自由電子レーザのモデルについて考察し，周期磁界の分布，電子ビームの有限の厚さ等，2 次元の形状による効果がレーザの発振特性にあたえる影響について明らかにした．本章では，誘電体を装荷した平行平板導波

路中をドリフトする任意の厚さの相対論的電子ビームに，外部から周期磁界を加えるという2次元のモデルについて解析を行う．そして，装荷誘電体がレーザの特性に与える影響について詳しく検討する．

3.2 解析のモデルと基礎方程式

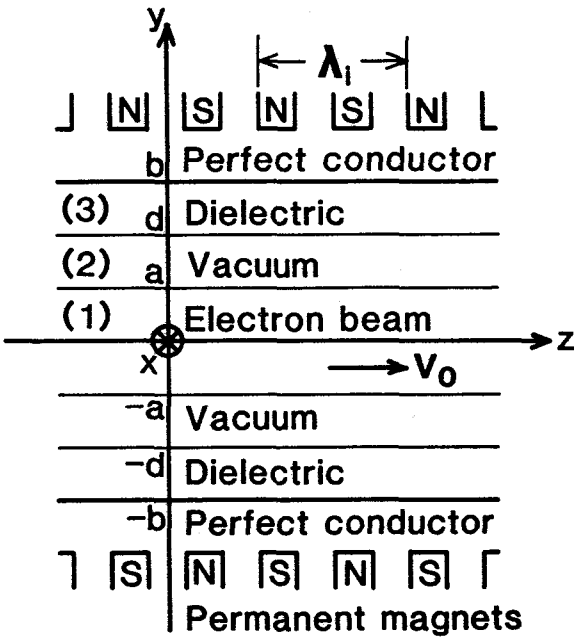


図 3.1 解析のモデル

本章で取り扱う誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザのモデルおよび座標系を図3.1に示す．間隔 $2b$ の平行平板導波路に厚さ a，比誘電率 ε_r の誘電体を装荷し，その間を幅 $2a$ の相対論的電子ビームが一定の速度 v_0 でドリフトしているモデルを考え，これにポンプ源としてビームの進行方向に大きさが周期 λ_i で変化する2次元の静磁界を加えるものとする．簡単のために，電子ビームはイオンによって中和されており，電子の熱運動による効果は無視できるものとする．解析の基礎となる方程式は，マクスウェ

ルの方程式，電子に対する相対論的運動方程式および電子流に対する連続の方程式である．これらの方程式において振動成分に関して2次のオーダの量を考慮にいれると，周期磁界が媒介となって，電磁波モード(正エネルギー波)と電子プラズマ波モード(負エネルギー波)は互いに結合しエネルギーの授受を行う．ここで，電子プラズマ波がTM波であることに注意すると，ポンプ源が周期磁界の場合，散乱波はTE波になることが，電子に対する相対論的運動方程式よりわかる．

3.3 位相整合条件

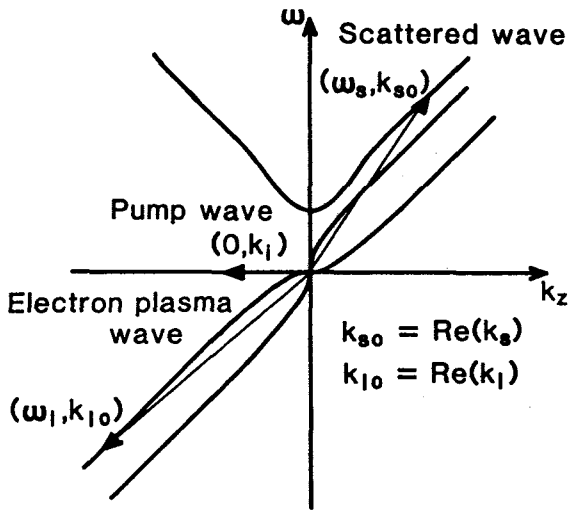


図 3.2 周期磁界，散乱波および電子プラズマ波のパラメトリック相互作用

ポンプ源(周期磁界)，散乱波(電磁波モード)および電子プラズマ波の間のパラメトリック結合の様子を分散曲線上に示すと，図3.2のようになる．図3.2において，ω_s および ω_l は，散乱波および電子プラズマ波の周波数であり，これらに対応する z 方向波数を k_s および k_l としている．また，周期

磁界の z 方向波数 k_i は，周期を λ_i とすると次式で与えられる．

$$k_i = -2\pi p/\lambda_i \qquad (p = 1, 2, 3, \cdots) \tag{3.1}$$

ここで，$p = 1$ は，周期磁界の基本波成分に対する波数であり，$p = 2, 3, \cdots$ は，それぞれ第 p 次の空間高調波成分に対する波数を表す．すなわち，図3.1に示したような周期磁界は，これらの波数を持つ正弦的に変化する静磁界の重ね合わせでできている．

k_i ，ω_s および ω_l を実数と仮定すると，k_s および k_l は複素数となり得る．周期磁界を媒介として，散乱波と電子プラズマ波が結合し，ともに空間的に増大するためには次の位相整合条件が成立しなければならない．

$$\begin{aligned} \omega_s + \omega_l &= 0 \\ k_s + k_l^* &= k_s^* + k_l = k_i \end{aligned} \tag{3.2}$$

ここで，k_s^* および k_l^* は k_s および k_l の複素共役を意味し，k_s および k_l の虚部は，散乱波および電子プラズマ波の空間的増大率を表す．式 (3.2) からわかるように，周期磁界の各空間高調波成分は，それぞれ別々の散乱波を生じさせる．従って，一つの波数 k_i をもつ成分にのみ着目して解析を行うことができる．

3.4 電磁界分布

周期磁界，散乱波および電子プラズマ波の間の結合が十分弱いものとして，これらの波の電磁界成分を求めよう．まず，ポンプ源である周期磁界は十分に振幅が大きく，結合による影響を受けないものとするとその z 方向成分は次のようになる．

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{iz}^{(1)} &= -j\frac{k_{iy}}{k_i}A_i \sinh k_{iy}y \\ \tilde{B}_{iz}^{(2)} &= -j(B_{i1}\sinh h_{iy}y + B_{i2}\cosh h_{iy}y) \\ \tilde{B}_{iz}^{(3)} &= j[C_{i1}\sinh h_{iy}(b-y) + C_{i2}\cosh h_{iy}(b-y)] \end{aligned} \tag{3.3}$$

但し，

$$
\begin{aligned}
h_{iy}^2 &= k_i^2 \\
k_{iy}^2 &= k_i^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2
\end{aligned}
\tag{3.4}
$$

ここで，位相因子 $\exp(-jk_iz)$ は省略されている．また，c および ω_p は，真空中の光速およびプラズマ周波数である．添字 (1)，(2)，(3) は領域 (1)，(2)，(3) の別を表す．さらに，図 3.1のモデルの対称性から，電磁界成分はすべて y の正負に関して偶対称のモードと奇対称のモードに分けることができ，各々について y の正領域だけで考えればよい．ここでは，奇対称の周期磁界をポンプ源としているので，式 (3.3) には奇対称のモードのみを示す．任意定数 A_i，B_{i1}，B_{i2}，C_{i1} および C_{i2} の関係は，電子ビームおよび誘電体の表面で磁界が連続という境界条件より定まる．ここで，式 (3.3) で与えられる周期磁界の横方向成分の分布を示すと図 3.3のようになる．

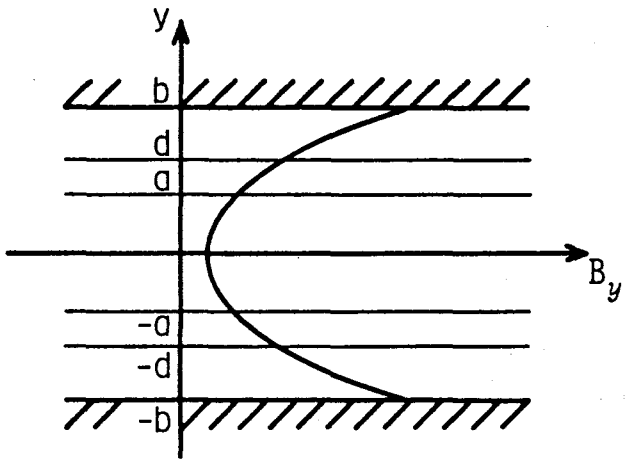


図 3.3 周期磁界の横方向磁界分布

奇対称の周期磁界をポンプ源として増大波を得るためには，散乱波が奇対称の TE 波で電子プラズマ波が偶対称の TM 波である場合か，散乱波が

偶対称のTE波で電子プラズマ波が奇対称のTM波である場合のいずれかでなければならない[76]．以下では，散乱波が偶対称のTE波で電子プラズマ波が奇対称のTM波の場合について解析を行う．

偶対称TE波の電磁界は以下のようになる．

$$
\begin{aligned}
\tilde{B}_{sz}^{(1)} &= -j\frac{k_{sy}}{\omega_s}A_s\cosh k_{sy}y \\
\tilde{B}_{sz}^{(2)} &= -j\frac{h_{sy}}{\omega_s}(B_{s1}\sinh h_{sy}y + B_{s2}\cosh h_{sy}y) \\
\tilde{B}_{sz}^{(3)} &= j\frac{p_{sy}}{\omega_s}C_s\cos p_{sy}(b-y)
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

但し，

$$
\begin{aligned}
p_{sy}^2 &= \varepsilon_r(\frac{\omega_s}{c})^2 - k_s^2 \\
h_{sy}^2 &= k_s^2 - (\frac{\omega_s}{c})^2 \\
k_{sy}^2 &= k_s^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2 - (\frac{\omega_s}{c})^2
\end{aligned}
\tag{3.6}
$$

ここで，A_s，B_{s1}，B_{s2} および C_s は任意定数である．また，式(3.5)では導体板表面において電界の接線成分が零になるべきであるという境界条件を考慮している．

一方，電子プラズマ波の電磁界成分は次のようになる．

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{lz}^{(1)} &= A_l\sinh k_{ly}y + jQ\frac{A_iA_s^*}{k_i\omega_s}\cosh k_{iy}y\sinh k_{sy}^*y \\
\tilde{E}_{lz}^{(2)} &= B_{l1}\cosh h_{ly}y + B_{l2}\sinh h_{ly}y \\
\tilde{E}_{lz}^{(3)} &= C_l\sinh p_{ly}(b-y)
\end{aligned}
\tag{3.7}
$$

但し，

$$
\begin{aligned}
p_{ly}^2 &= k_l^2 - \varepsilon_r(\frac{\omega_l}{c})^2 \\
h_{ly}^2 &= k_l^2 - (\frac{\omega_l}{c})^2 \\
k_{ly}^2 &= k_l^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2 - (\frac{\omega_l}{c})^2
\end{aligned}
\tag{3.8}
$$

また，A_l，B_{l1}，B_{l2} および C_l は任意定数であり，Q は次式で与えられる．

$$
\begin{aligned}
Q &= \frac{e\omega_p^2(\beta\omega_l - ck_l)}{2\gamma m_0 c[(\omega_l - v_0 k_l)^2 - \omega_p^2/\gamma^2]} \\
\gamma &= 1/\sqrt{1-\beta^2}, \quad \beta = v_0/c
\end{aligned} \tag{3.9}
$$

ここで，$-e$ および m_0 は電子の電荷および静止質量を表す．式 (3.5) および式 (3.7) では，簡単のために，位相因子 $\exp[j(\omega_s t - k_s z)]$ および $\exp[j(\omega_l t - k_l z)]$ は省略されている．

3.5 分散関係式と空間的増大率

電子ビームの表面 $(y = a)$ における境界条件[73]

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{sx}^{(1)} - \tilde{E}_{sx}^{(2)} &= 0 \\
\tilde{E}_{lz}^{(1)*} - \tilde{E}_{lz}^{(2)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{lx}^{(1)*} - \tilde{B}_{lx}^{(2)*} + \frac{\beta}{c}(\tilde{E}_{ly}^{(1)*} - \tilde{E}_{ly}^{(2)*}) &= 0 \\
\tilde{B}_{sz}^{(1)} - \tilde{B}_{sz}^{(2)} - \frac{v_{ix}^{(a)}}{2c^2}(\tilde{E}_{ly}^{(1)*} - \tilde{E}_{ly}^{(2)*}) &= 0
\end{aligned} \tag{3.10}
$$

および誘電体表面 $(y = d)$ における境界条件

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{sx}^{(2)} - \tilde{E}_{sx}^{(3)} &= 0 \\
\tilde{E}_{lz}^{(2)*} - \tilde{E}_{lz}^{(3)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{lx}^{(2)*} - \tilde{B}_{lx}^{(3)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{sz}^{(2)} - \tilde{B}_{sz}^{(3)} &= 0
\end{aligned} \tag{3.11}
$$

を，散乱波および電子プラズマ波の電磁界成分 (式 (3.5)，(3.7)) に適用すると，周期磁界の媒介によって結合した散乱波と電子プラズマ波に対する分散関係式として次式が得られる．

$$
S_e \cdot L_o^* = \left(\frac{Q^* B_i(a)}{ck_i}\right)^2 \varepsilon_l^* T_1
$$

$$
\begin{aligned}
S_e &= h_{sy}\tanh k_{sy}a[p_{sy}+h_{sy}\tan p_{sy}(b-d)\tanh h_{sy}(d-a)] \\
&\quad +k_{sy}[p_{sy}\tanh h_{sy}(d-a)+h_{sy}\tan p_{sy}(b-d)] \\
L_o &= k_{ly}\tanh k_{ly}a[\varepsilon_r h_{ly}+p_{ly}\tanh p_{ly}(b-d)\tanh h_{ly}(d-a)] \\
&\quad +\varepsilon_l h_{ly}[\varepsilon_r h_{ly}\tanh h_{ly}(d-a)+p_{ly}\tanh p_{ly}(b-d)] \\
T_1 &= \tanh k_{sy}a[p_{sy}\tanh h_{sy}(d-a)+h_{sy}\tan p_{sy}(b-d)] \\
&\quad \cdot[\varepsilon_r h^*_{ly}+p^*_{ly}\tanh p^*_{ly}(b-d)\tanh h^*_{ly}(d-a)] \\
\varepsilon_l &= 1-\frac{\omega_p^2}{\gamma^2(\omega_l-v_0k_l)^2} \qquad (3.12)
\end{aligned}
$$

ここで，$|B_i(a)|$ は，電子ビーム表面における周期磁界の大きさである．また，$S_e=0$ および $L_o=0$ は，それぞれ，結合が生じていないときの奇対称の散乱波および偶対称の電子プラズマ波の分散関係式を与える．

ところで，散乱波と電子プラズマ波の結合が十分弱いものとすると，これらの波に対する z 方向の波数は次のように表すことができる．

$$
\begin{aligned}
k_s &= k_{s0}+j\alpha \\
k_l &= k_{l0}+j\alpha \qquad (3.13)
\end{aligned}
$$

ここで，k_{s0} および k_{l0} は，それぞれ，$S_e=0$ および $L_o=0$ を満たす波数を表し，α は散乱波および電子プラズマ波の空間的増大率を表す．いま，$\alpha \ll |k_{s0}|$，$|k_{l0}|$ とすると，散乱波と電子プラズマ波の空間的増大率 α は次式から得られる[73]．

$$
(\frac{\partial S_e}{\partial k_s})_0\cdot(\frac{\partial L_o^*}{\partial k_l^*})_0\alpha^2 = (\frac{Q^*B_{i0}}{ck_i})_0^2\varepsilon_{l0}^*T_{10} \qquad (3.14)
$$

但し，上式における添字 0 は，$k_s=k_{s0}$，$k_l=k_{l0}$ における値をとることを示す．

以上は，散乱波が偶対称の TE 波で電子プラズマ波が奇対称の TM 波の場合であったが，散乱波が奇対称の TE 波で電子プラズマ波が偶対称の TM 波である場合についても同様に解析を行うことができる．後者の場合につ

いては結果の式のみを示すと次のようになる．

$$
\begin{aligned}
&(\frac{\partial S_o}{\partial k_s})_0 \cdot (\frac{\partial L_e^*}{\partial k_l^*})_0 \alpha^2 = (\frac{Q^* B_{i0}}{ck_i})_0^2 \varepsilon_{l0}^* T_{20} \\
S_o &= h_{sy}[p_{sy} + h_{sy} \tan p_{sy}(b-d) \tanh h_{sy}(d-a)] \\
&\quad + k_{sy} \tanh k_{sy} a[p_{sy} \tanh h_{sy}(d-a) + h_{sy} \tan p_{sy}(b-d)] \\
L_e &= k_{ly}[\varepsilon_r h_{ly} + p_{ly} \tanh p_{ly}(b-d) \tanh h_{ly}(d-a)] \\
&\quad + \varepsilon_l h_{ly} \tanh k_{ly} a[\varepsilon_r h_{ly} \tanh h_{ly}(d-a) + p_{ly} \tanh p_{ly}(b-d)] \\
T_2 &= \tanh k_{ly}^* a[p_{sy} \tanh h_{sy}(d-a) + h_{sy} \tan p_{sy}(b-d)] \\
&\quad \cdot [\varepsilon_r h_{ly}^* + p_{ly}^* \tanh p_{ly}^*(b-d) \tanh h_{ly}^*(d-a)] \qquad (3.15)
\end{aligned}
$$

結合が生じていないときの奇対称の散乱波および偶対称の電子プラズマ波の分散関係式は，それぞれ，$S_o = 0$ および $L_e = 0$ によって与えられる．

3.6 検討

本節では，2次元周期磁界をポンプ源とするラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響について数値的に検討する．但し，線形の効果であるチェレンコフ放射が生じない，すなわち，電子ビームのドリフト速度が誘電体中の光速度より遅い ($\beta\sqrt{\varepsilon_r} < 1$) という条件のもとで以下の数値例を示す．まず，簡単のために誘電体と電子ビームの間隔を零とした場合について示す．図3.4および図3.5に，散乱波が偶対称の最低次モード (TE_2 モード) の場合および奇対称最低次モード (TE_1 モード) の場合のそれぞれについて散乱波の周波数と空間的増大率を示している． 横軸 a/b は，平行平板導波路の間隔に対する電子ビームの厚さを示し，$a/b = 0.0$ は誘電体の厚さが無限大であることに相当し，$a/b = 1.0$ は誘電体の厚さが零であることに相当する．また，$\varepsilon_r = 1.0$ は誘電体を装荷しない場合に相当する．さらに，図3.4(a) および図3.5(a) において，散乱波の周波数はポンプ源の波数の大きさ $|k_i|$ で規格化されており，図3.4(b) および図3.5(b) において，空間的増大率は電子ビームの表面におけるポンプ源の大きさ $|B_i(a)|$ で規格

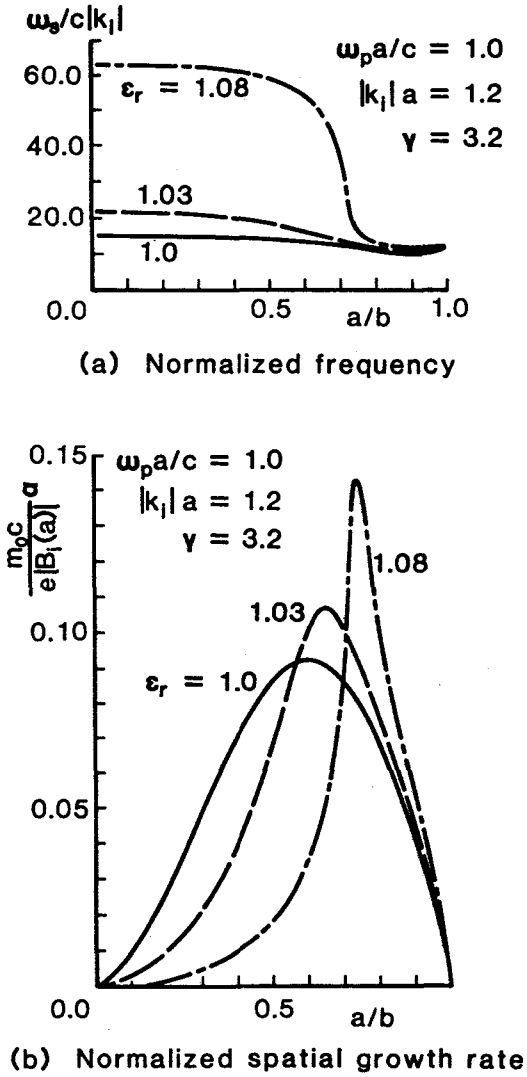


図 3.4 散乱波の周波数と空間的増大率 (TE_2mode,$\gamma = 3.2$)

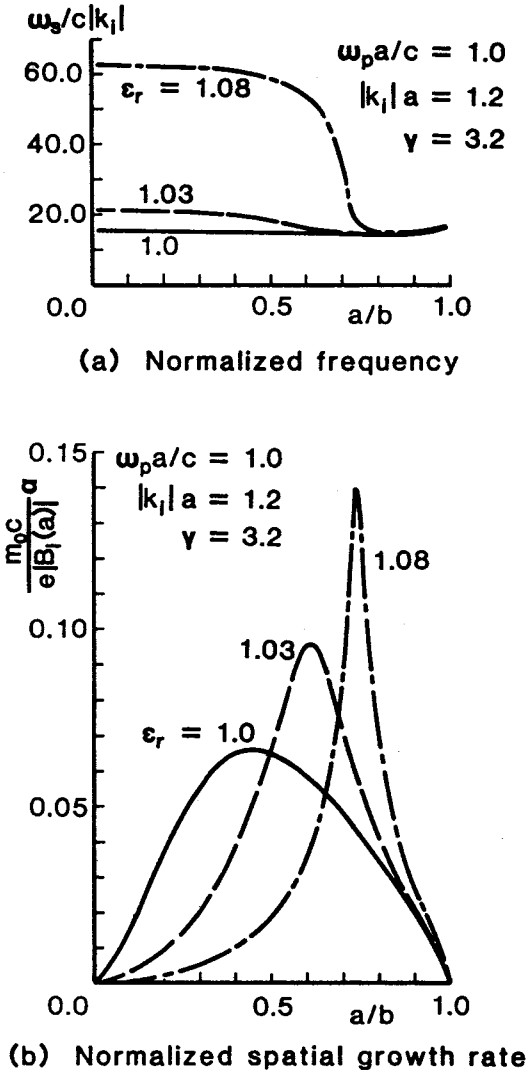


図 3.5 散乱波の周波数と空間的増大率 (TE_1mode,$\gamma = 3.2$)

化されているので，これらの図に周期磁界による効果は現れていない．周期磁界による影響については文献 [76] で述べられており，より大きな空間的増大率を得るためには $|k_i|$ が小さいことが必要である．図 3.4(b) および図 3.5(b) からわかるように，散乱波の空間的増大率はある特定の a/b の値で極大となることがわかる．また，装荷する誘電体の比誘電率が大きくなるに従い，散乱波の空間的増大率の極大値は大きくなり，周波数も高くなることがわかる．誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザにおいて以上のような特性が得られる理由について以下に詳しく検討する．

まず，誘電体を装荷した場合に散乱波の周波数が高くなる理由を明らかにするために，平行平板導波路に誘電体を装荷した場合と装荷しない場合の散乱波の分散曲線の様子を図 3.6に示す．図 3.6における曲線 1 および 2 がそれぞれ，誘電体を装荷しない場合と誘電体を装荷した場合の散乱波の分散曲線を表している．一方，電子プラズマ波の分散曲線を破線で略記してあ

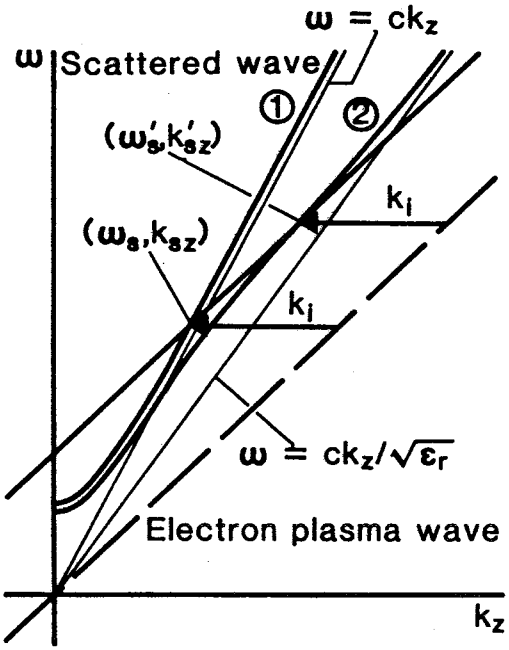


図 3.6 散乱波の周波数の変化

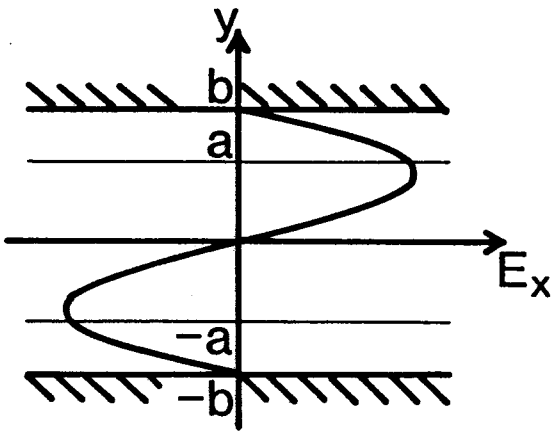
り，これを波数軸方向に k_i だけ平行移動した実線と，散乱波の分散曲線との交点が位相整合条件を満たす点である．誘電体を装荷すると，散乱波のしゃ断周波数が低くなり，分散曲線は $\omega = ck_z/\sqrt{\varepsilon_r}$ の直線に漸近するようになる．その結果として，位相整合条件を満たす散乱波の周波数が ω_s から ω_s' に変化し，増大波の周波数が高くなるのである．

次に，空間的増大率の変化について説明するために，図3.7および図3.8に誘電体を装荷しない場合と装荷した場合のそれぞれについて散乱波の横方向電界分布を示し，電子プラズマ波の縦方向電界分布を図3.9に示す．

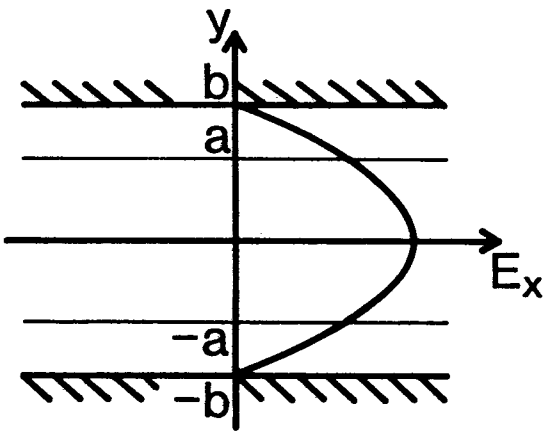
周期磁界をポンプ源とするラマン型自由電子レーザにおいて空間的増大率の極大値は散乱波の横方向電界の極大となる位置が電子プラズマ波の縦方向電界の集中している電子ビームの表面の近くに来るときに得られる[76]．ところが，図3.7および図3.8からわかるように，誘電体の装荷によって散乱波の電磁界が誘電体の部分に集中し，電子プラズマ波のモードの電磁界分布と似かよった形になるために，散乱波が電子プラズマ波と結合する場合にはよりいっそう結合が強くなり，空間的増大率の極大値が大きくなるのである．

なお，本章のように奇対称の周期磁界をポンプ源とする場合には，散乱波が偶対称の TE 波で電子プラズマ波が奇対称の TM 波である場合と散乱波が奇対称の TE 波で電子プラズマ波が偶対称の TM 波である場合とがあるが，そのいずれの場合にも数値的にほぼ同様の特性が得られることを確かめている．

本章では線形の効果であるチェレンコフ効果が生じない場合，すなわち電子ビームのドリフト速度が誘電体中における光速度よりも遅い場合を取り扱っているので，電子ビームのドリフト速度と装荷誘電体の比誘電率の取り得る値の間には $\beta\sqrt{\varepsilon_r} < 1$ なる制約がある．従って，図3.4および図3.5の場合には，$\beta = 0.95(\gamma = 3.2)$ であるから，比誘電率の取り得る値の上限は $\varepsilon_r = 1.1$ となる．一方，図3.10および図3.11には，電子ビームのドリフト速度が小さい場合の例として $\beta = 0.67(\gamma = 1.35)$ の場合の増大波

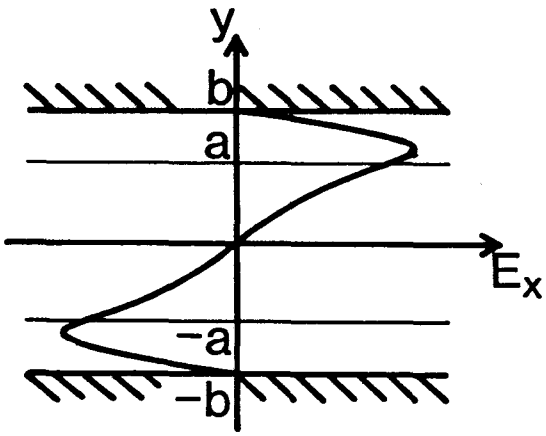


(a) TE_2 mode

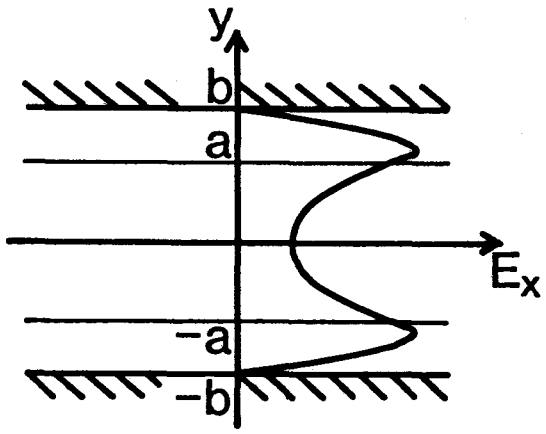


(b) TE_1 mode

図 3.7 誘電体を装荷しない場合の散乱波の横方向電界分布



(a) TE_2 mode



(b) TE_1 mode

図 3.8 誘電体を装荷した場合の散乱波の横方向電界分布

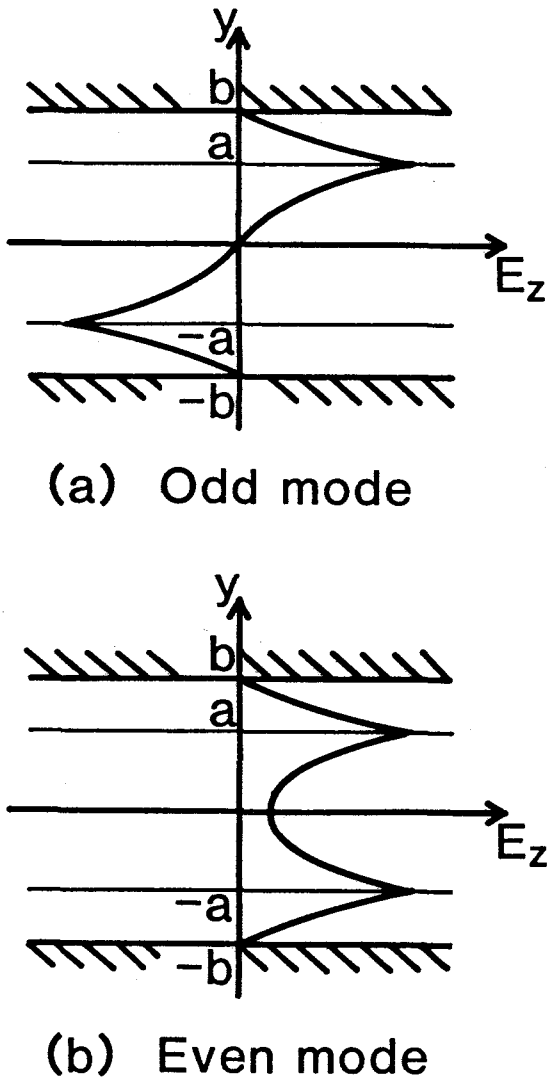
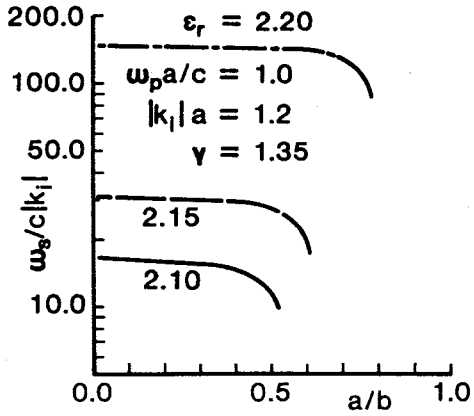
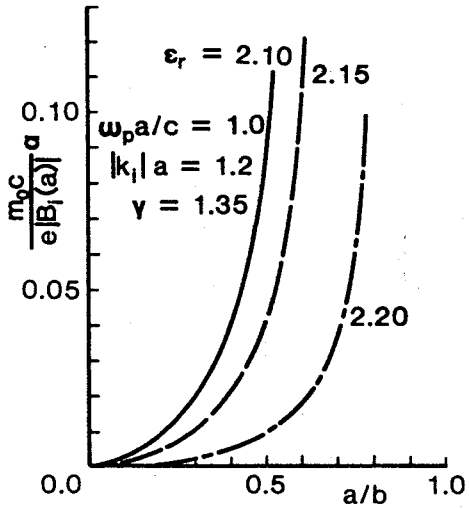


図 3.9 電子プラズマ波の縦方向電界分布



(a) Normalized frequency



(b) Normalized spatial growth rate

図 3.10 散乱波の周波数と空間的増大率 (TE_2mode,$\gamma = 1.35$)

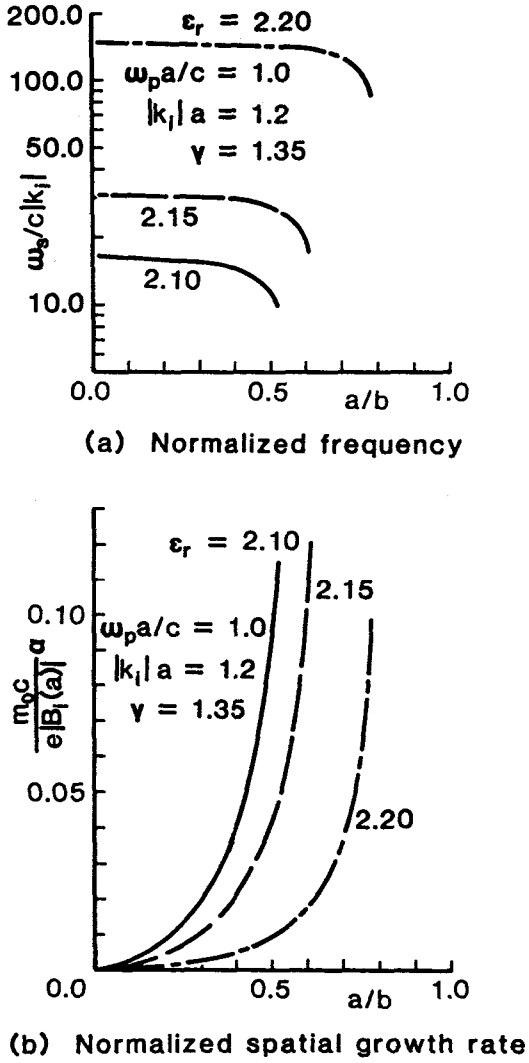
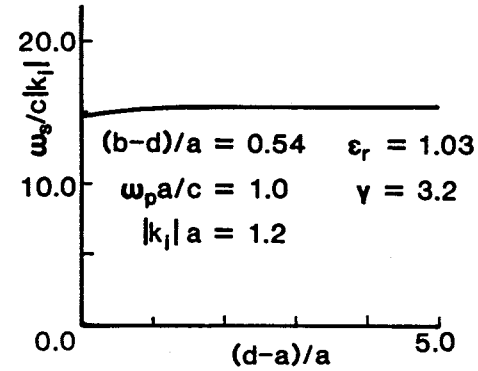
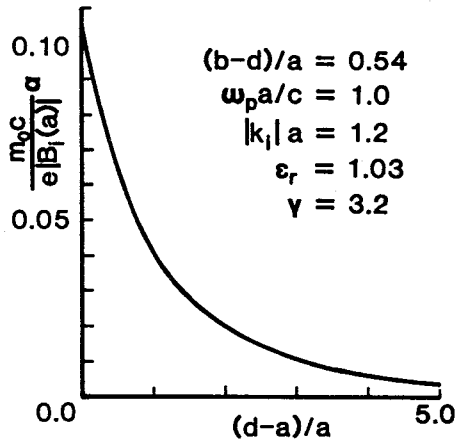


図 3.11 散乱波の周波数と空間的増大率 (TE_1mode,$\gamma = 1.35$)



(a) Normalized frequency



(b) Normalized spatial growth rate

図 3.12 散乱波の周波数と空間的増大率 (TE_2mode,$\gamma = 3.2$)

の特性が示してある．この場合の比誘電率の取り得る値の上限は $\varepsilon_r = 2.2$ となる．図3.10および図3.11に示した数値例では，a/b の値がある値以上になると，散乱波と電子プラズマ波との位相整合の条件が成り立たなくなり，増大波は得られなくなる．これは散乱波の分散曲線と電子プラズマ波の分散曲線との k_z 軸に平行な隔たりが周期磁界の波数の大きさよりも大きくなるからである．また，図3.10および図3.11の数値例では，図3.4および図3.5の場合に比べて，電子ビームのエネルギーはかなり小さくなっているが，a/b の値を適当に選ぶと，後者の場合と同程度の大きさの増大率および発振周波数を得ることができる．

これまでは，誘電体と電子ビームの間隔が零の場合について数値例を示してきたが，図3.12には，誘電体と電子ビームの間隔に対する偶対称最低次モードの散乱波の特性について示している．図3.12からわかるように，誘電体と電子ビームの間隔が増加するに従い散乱波の空間的増大率は指数関数的に減少していく．このことは，誘電体を装荷した導波路における散乱波の横方向電界分布を表す図3.8および電子プラズマ波の縦方向電界分布を示す図3.9よりわかる．これらの図において，散乱波および電子プラズマ波の電界分布は，それぞれ，誘電体表面および電子ビーム表面から遠ざかるにつれて指数関数的に減少している．ところが，散乱波と電子プラズマ波との相互作用は電子ビーム表面近傍において起こるため，電子ビーム表面が誘電体表面から遠ざかるにつれて相互作用は指数関数的に弱くなり，その結果として利得も減少するのである．また，散乱波の周波数は誘電体表面と電子ビーム表面の間隔が変化してもほとんど変わらないことが図3.12よりわかる．

3.7 結言

本章では，2次元周期磁界をポンプ源とするラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響について理論的な考察を行い，以下のような結果を得た．ラマン型自由電子レーザにおいて誘電体を装荷することにより，

誘電体を装荷しない場合に比べて，得られる散乱波の周波数は高くなり，空間的増大率の極大値も大きくなること．また，装荷する誘電体の比誘電率および導体板間隔に対する電子ビームの厚さの比を適当に選ぶことにより，散乱波の特性を損なわないで，電子ビームの速度を大幅に下げることができること．さらに，誘電体と電子ビームの間隔が大きくなるに従って，散乱波の空間的増大率は指数関数的に減少していくことがわかった．

第 4 章

誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザの特性解析

4.1 序 言

本章では，誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザの特性について理論的に解析を行う[78], [84], [85]．第3章で取り扱った対称構造のラマン型自由電子レーザでは，偶対称と奇対称の2種類の電子プラズマ波が伝搬可能であり，これらの電子プラズマ波と結合する散乱波はほぼ等しい大きさの空間的増大率を持つことがわかった．本章では，上記の2種類の電子プラズマ波の一方の成長を抑制することによって電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率を改善することならびにレーザの小型化を目的として，誘電体薄膜を装荷した導体平板導波路と任意の厚さの平板状電子ビームから構成される非対称構造のラマン型自由電子レーザのモデルを考え，その発振特性を詳細に検討する．但し，ポンプ源としては永久磁石の配列によって生ずる周期静磁界を用いるものとする．

4.2 誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザのモデル

本章で用いる誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザのモデルを図4.1に示す．平行平板線路の一方に誘電体薄膜を装荷し，その上を

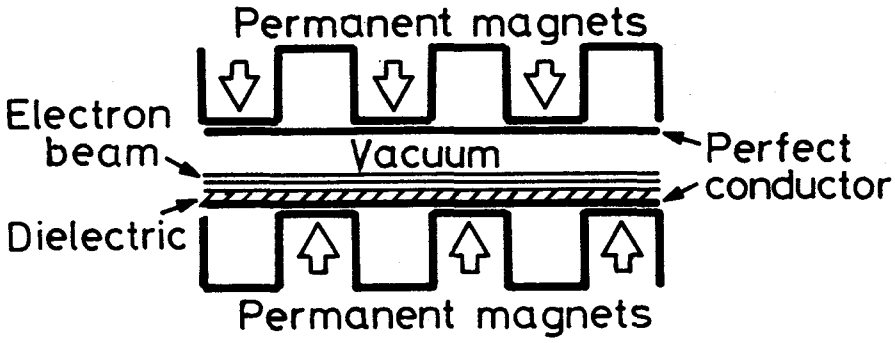


図 4.1 ラマン型自由電子レーザのモデル

任意の距離だけ離れたところを任意の厚さの相対論的電子ビームが一定の速度で，ドリフトしているモデルを考える．これに，外部からポンプ源として磁界の大きさが電子ビームのドリフト方向に周期的に変化する静磁界を印加する．なお，解析を簡単にするために，次のような2つの場合に分けて解析を行う．まず，電子ビームと誘電体との間隔が零の場合[78], [84]についてレーザの特性を明らかにする．次に，誘電体と電子ビームの間隔を任意に選び電子ビームの厚さを半無限とした場合[85]について解析を行う．

4.3 誘電体と電子ビームの間隔を零とした場合

4.3.1 解析のモデルと電磁界成分

本節で取り扱う誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザのモデルおよび座標系を図4.2に示す．図4.2では，完全導体平板上に厚さ d，比誘電率 ε_r の誘電体を装荷し，その上を厚さ a の均質な相対論的電子ビームが導体平板に平行に，すなわち z 軸方向に一定の速度 v_0 でドリフトしている．そして，間隔 $b-a$ の真空を介して電子ビームを完全導体平板で遮へいし，外部からビームの進行方向に大きさが周期 λ_i で変化する静磁界を加えるものとする．但し，周期磁界の大きさは，y 方向には一様であるとする．簡単のために，電子ビームはイオンによって中和されており，電子の熱運動によ

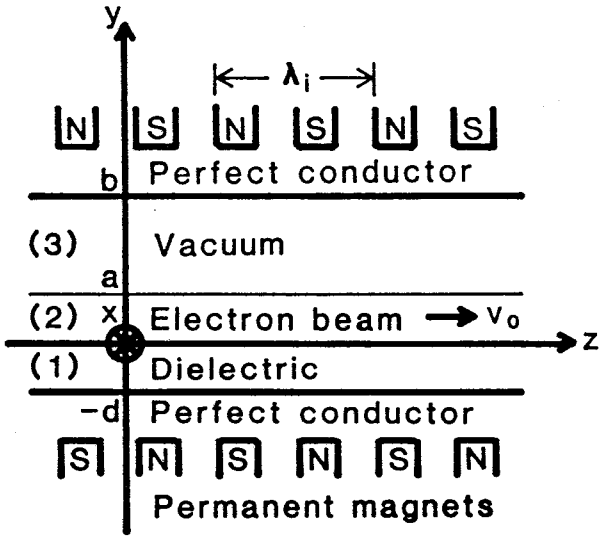


図 4.2 解析のモデル

る効果は無視できるものとする．このとき，解析の基礎となる方程式は，マクスウェルの方程式，電子に対する相対論的運動方程式および電子流に対する連続の方程式である．これらの方程式において振動成分に関して 2 次のオーダの量を考慮にいれると，周期磁界が媒介となって，電磁波モード (正エネルギー波) と電子プラズマ波モード (負エネルギー波) は互いに結合しエネルギーの授受を行う (第 3.3節参照)．ここで，電子プラズマ波が TM 波であることに注意すると，ポンプ源が周期磁界の場合，散乱波は TE 波でなければならないことが電子に対する相対論的運動方程式よりわかる．

周期磁界，散乱波および電子プラズマ波の間の結合が十分弱いものとして，これらの波の電磁界成分を求めよう．まず，ポンプ源である周期磁界は十分に振幅が大きく，結合による影響を受けないものとすると，その y 方向成分は次のようになる．

$$\tilde{B}_{iy} = B_{i0} \tag{4.1}$$

ここで，B_{i0} は一定の振幅を表し，位相因子 $\exp(-jk_i z)$ は省略されている．

周期磁界の振幅は一般には y の関数となるが，電子ビームがあまり厚くない場合には電子ビームの内部ではほぼ一定とみなすことができるので，本章では式 (4.1) のような仮定を行う．

TE 波の散乱波の電磁界成分は以下のようになる．

$$
\begin{aligned}
\tilde{B}_{sz}^{(1)} &= -j\frac{p_{sy}}{\omega_s}A_s\cos p_{sy}(d+y) \\
\tilde{B}_{sz}^{(2)} &= -j\frac{k_{sy}}{\omega_s}(B_{s1}\sinh k_{sy}y + B_{s2}\cosh k_{sy}y) \\
\tilde{B}_{sz}^{(3)} &= j\frac{h_{sy}}{\omega_s}C_s\cosh h_{sy}(b-y)
\end{aligned}
\tag{4.2}
$$

但し，

$$
\begin{aligned}
p_{sy}^2 &= \varepsilon_r(\frac{\omega_s}{c})^2 - k_s^2 \\
h_{sy}^2 &= k_s^2 - (\frac{\omega_s}{c})^2 \\
k_{sy}^2 &= k_s^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2 - (\frac{\omega_s}{c})^2
\end{aligned}
\tag{4.3}
$$

式 (4.2) では，導体平板表面において電界の接線成分が零になるという境界条件が考慮されている．また，A_s，B_{s1}，B_{s2} および C_s は任意定数である．さらに，c および ω_p は真空中の光速度およびプラズマ周波数であり，添字 (1)，(2)，(3) は領域 (1)，(2)，(3) の別を表す．

一方，電子プラズマ波の電磁界成分は次のようになる．

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{lz}^{(1)} &= A_l\sinh p_{ly}(d+y) \\
\tilde{E}_{lz}^{(2)} &= B_{l1}\cosh k_{ly}y + B_{l2}\sinh k_{ly}y \\
&\quad +j\frac{QB_{i0}}{k_i\omega_s}(B_{s1}^*\cosh k_{sy}^*y + B_{s2}^*\sinh k_{sy}^*y) \\
\tilde{E}_{lz}^{(3)} &= C_l\sinh h_{ly}(b-y)
\end{aligned}
\tag{4.4}
$$

但し，

$$
p_{ly}^2 = k_l^2 - \varepsilon_r(\frac{\omega_l}{c})^2
$$

$$
\begin{aligned}
h_{ly}^2 &= k_l^2 - (\frac{\omega_l}{c})^2 \\
k_{ly}^2 &= k_l^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2 - (\frac{\omega_l}{c})^2
\end{aligned} \tag{4.5}
$$

また，A_l，B_{l1}，B_{l2} および C_l は任意定数であり，Q は次式で与えられる．

$$
\begin{aligned}
Q &= \frac{e\omega_p^2(\beta\omega_l - ck_l)}{2\gamma m_0 c[(\omega_l - v_0 k_l)^2 - \omega_p^2/\gamma^2]} \\
\gamma &= 1/\sqrt{1-\beta^2}, \quad \beta = v_0/c
\end{aligned} \tag{4.6}
$$

ここで，$-e$ および m_0 は電子の電荷および静止質量を表す．式 (4.2) および式 (4.4) では，位相因子 $\exp[j(\omega_s t - k_s z)]$ および $\exp[j(\omega_l t - k_l z)]$ は省略されている．

4.3.2 分散関係式と空間的増大率

電子ビームの表面 $(y = 0, a)$ における境界条件[73]

- $y = 0$

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{sx}^{(1)} - \tilde{E}_{sx}^{(2)} &= 0 \\
\tilde{E}_{lz}^{(1)*} - \tilde{E}_{lz}^{(2)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{lx}^{(1)*} - \tilde{B}_{lx}^{(2)*} + \frac{\beta}{c}(\varepsilon_r \tilde{E}_{ly}^{(1)*} - \tilde{E}_{ly}^{(2)*}) &= 0 \\
\tilde{B}_{sz}^{(1)} - \tilde{B}_{sz}^{(2)} - \frac{v_{ix}^{(0)}}{2c^2}(\varepsilon_r \tilde{E}_{ly}^{(1)*} - \tilde{E}_{ly}^{(2)*}) &= 0
\end{aligned} \tag{4.7}
$$

- $y = a$

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{sx}^{(2)} - \tilde{E}_{sx}^{(3)} &= 0 \\
\tilde{E}_{lz}^{(2)*} - \tilde{E}_{lz}^{(3)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{lx}^{(2)*} - \tilde{B}_{lx}^{(3)*} + \frac{\beta}{c}(\tilde{E}_{ly}^{(2)*} - \tilde{E}_{ly}^{(3)*}) &= 0 \\
\tilde{B}_{sz}^{(2)} - \tilde{B}_{sz}^{(3)} - \frac{v_{ix}^{(a)}}{2c^2}(\tilde{E}_{ly}^{(2)*} - \tilde{E}_{ly}^{(3)*}) &= 0
\end{aligned} \tag{4.8}
$$

を，式 (4.2) および式 (4.4) によって与えられる散乱波および電子プラズマ波の電磁界成分に適用すると，周期磁界の媒介によって結合した散乱波と電子プラズマ波に対する分散関係式として次式が得られる．

$$
\begin{aligned}
S \cdot L^* &= (\frac{Q^* B_{i0}}{ck_i})^2 \varepsilon_l^* T \\
S &= k_{sy} \tan p_{sy} d[h_{sy} + k_{sy} \tanh k_{sy} a \tanh h_{sy}(b-a)] \\
&\quad + p_{sy}[h_{sy} \tanh k_{sy} a + k_{sy} \tanh h_{sy}(b-a)] \\
L &= \varepsilon_r p_{ly} \tanh p_{ly} d[k_{ly} + \varepsilon_l h_{ly} \tanh k_{ly} a \tanh h_{ly}(b-a)] \\
&\quad + \varepsilon_r k_{ly}[k_{ly} \tanh k_{ly} a + \varepsilon_l h_{ly} \tanh h_{ly}(b-a)] \\
T &= \varepsilon_r k_{ly}^* \tanh k_{sy} a[h_{sy} \tan p_{sy} d + p_{sy} \tanh h_{sy}(b-a)] \\
&\quad + 2\varepsilon_r k_{sy} k_{ly}^* \tan p_{sy} d \tanh h_{sy}(b-a) \\
&\quad \cdot [1 - 1/\cosh k_{sy} d \cosh k_{ly}^*] \\
&\quad + \varepsilon_r \varepsilon_l^* h_{ly}^* \tan p_{sy} d \tanh h_{ly}^*(b-a) \tanh k_{ly}^* a \\
&\quad \cdot [h_{sy} \tanh k_{sy} a + k_{sy} \tanh h_{sy}(b-a)] \\
&\quad + \varepsilon_l^* p_{ly}^* \tanh h_{sy}(b-a) \tanh p_{ly}^* d \tan k_{ly}^* a \\
&\quad \cdot [k_{sy} \tan p_{sy} d + p_{sy} \tanh k_{sy} a] \\
\varepsilon_l &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2(\omega_l - v_0 k_l)^2}
\end{aligned}
\tag{4.9}
$$

ここで，$S = 0$ および $L = 0$ は，それぞれ，散乱波と電子プラズマ波の間に結合が生じていないときの散乱波および電子プラズマ波に対する分散関係式を与える．

ところで，散乱波と電子プラズマ波の結合が十分弱いものとすると，これらの波に対する z 方向の波数は次のように表すことができる．

$$
\begin{aligned}
k_s &= k_{s0} + j\alpha \\
k_l &= k_{l0} + j\alpha
\end{aligned}
\tag{4.10}
$$

ここで，k_{s0} および k_{l0} は，それぞれ，$S = 0$ および $L = 0$ を満たす波数を表し，α は散乱波および電子プラズマ波の空間的増大率を表す．いま，$\alpha \ll |k_{s0}|$，$|k_{l0}|$ とすると，散乱波と電子プラズマ波の空間的増大率 α は次式から得られる[73]．

$$(\frac{\partial S}{\partial k_s})_0 \cdot (\frac{\partial L^*}{\partial k_l^*})_0 \alpha^2 = (\frac{Q^* B_{i0}}{c k_i})_0^2 \varepsilon_{l0}^* T_0 \tag{4.11}$$

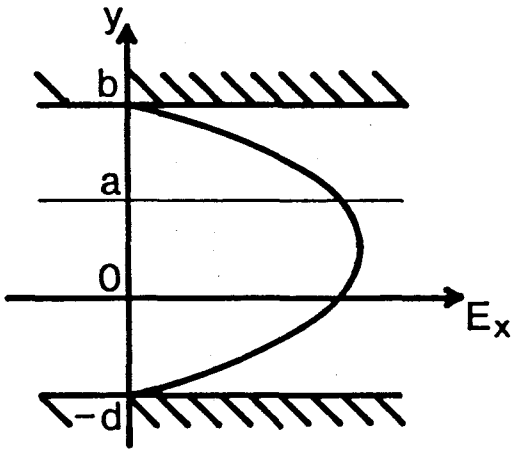
但し，上式における添字 0 は，$k_s = k_{s0}$，$k_l = k_{l0}$ における値をとることを示す．

4.3.3 検 討

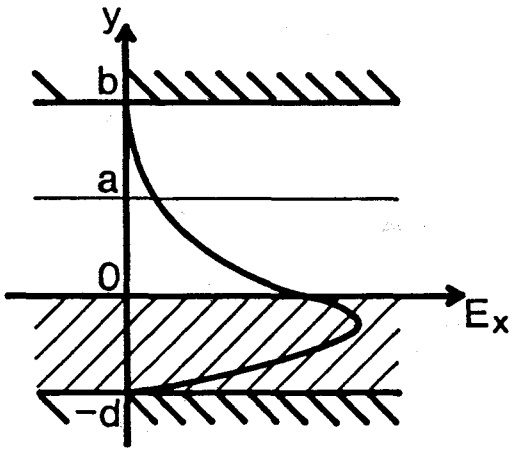
ここでは，誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響について数値的に検討する．但し，線形の効果であるチェレンコフ放射が生じない，すなわち，電子ビームのドリフト速度が誘電体中の光速度より遅いという条件 $(\beta\sqrt{\varepsilon_r} < 1)$ のもとで以下の数値例を示す．

まず，散乱波の電界の横方向成分 E_x の分布を誘電体を装荷しない平行平板導波路の場合と誘電体を装荷した平行平板導波路の場合についてそれぞれ図示すると図 4.3のようになる．一方，電子プラズマ波の縦方向の電界 E_z の分布は図 4.4のようになる．本節で用いている解析のモデルの場合には，電子プラズマ波のモードとしては，図 4.4に示したような 2 種類のモードが伝搬可能となる．以下では，図 4.4(a) および図 4.4(b) のモードをそれぞれモード 1 およびモード 2 と呼ぶことにする．

さて，散乱波が電子プラズマ波のモード 1 およびモード 2 のそれぞれと結合する場合について，誘電体の比誘電率をパラメータとし，散乱波の周波数および空間的増大率と誘電体の厚さとの関係を図示すると図 4.5および図 4.6のようになる． これらの図において，横軸は誘電体の厚さに対する電子ビームの厚さを表し，$a/d = 0.0$ は誘電体の厚さが無限大である状態に対応する．また，$\varepsilon_r = 1.0$ は誘電体を装荷しない場合に相当する．図 4.5(a) および図 4.6(a) では，増大波の周波数をポンプ源の波数の大きさ $|k_i|$ で規

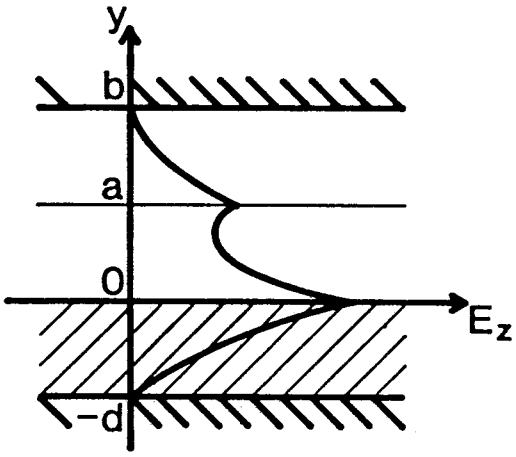


(a) 誘電体を装荷しない場合

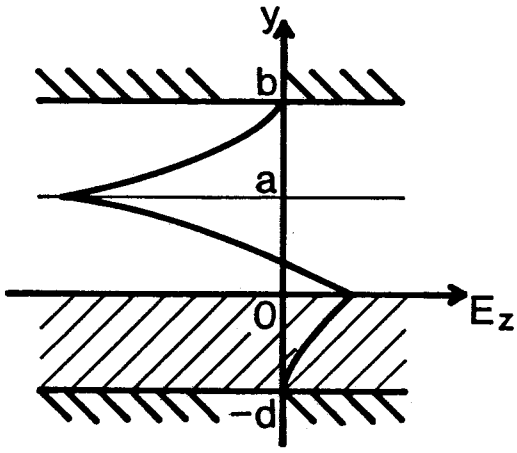


(b) 誘電体を装荷した場合

図 4.3 散乱波の横方向電界分布



(a) Mode 1



(b) Mode 2

図 4.4 電子プラズマ波の縦方向電界分布

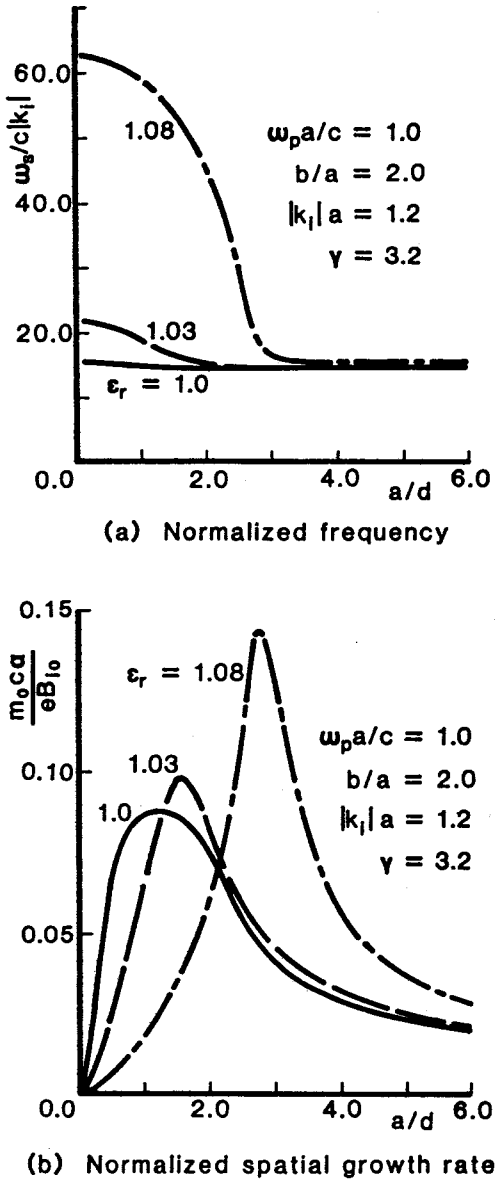
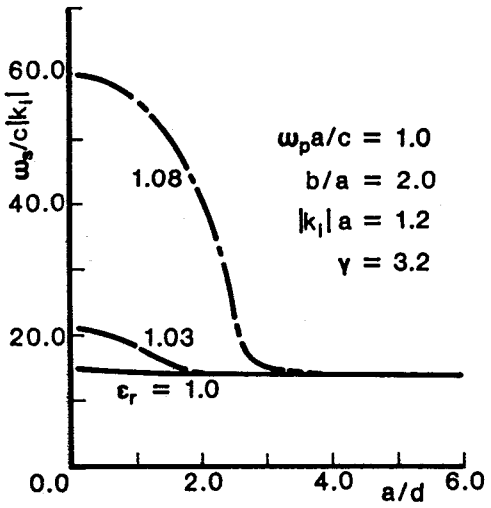
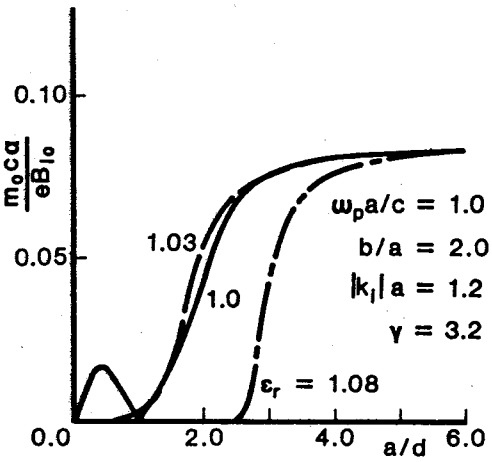


図 4.5 モード 1 と結合する散乱波の周波数と空間的増大率 ($\gamma = 3.2$)



(a) Normalized frequency



(b) Normalized spatial growth rate

図 4.6 モード 2 と結合する散乱波の周波数と空間的増大率 ($\gamma = 3.2$)

格化しており，図4.5(b) および図4.6(b) では，空間的増大率をポンプ源の大きさ B_{i0} で規格化している．従って，これらの図には周期磁界による影響は現れていない．周期磁界による影響については，文献 [76] で述べられており，より大きな空間的増大率を得るためには，$|k_i|$ が小さいことが必要である．

また，図4.5および図4.6のどちらの場合も比誘電率 ε_r が大きいほど散乱波の周波数が高くなるが，空間的増大率については2つの場合に違いが生じる．散乱波が電子プラズマ波のモード1と結合する場合には空間的増大率の極大値が存在し，その極大値は比誘電率 ε_r が大きいほど大きくなる．一方，散乱波が電子プラズマ波のモード2と結合する場合には，空間的増大率の極大値は存在せず，a/d が大きくなるにつれ ε_r の値に関係なく一定の値に漸近する．誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザにおいて以上のような効果が得られる理由について以下に詳しく検討する．

まず，誘電体を装荷した場合に増大波の周波数が高くなる理由は第3.6節に述べたように，誘電体を装荷すると散乱波のしゃ断周波数が低くなり，分散曲線は $\omega = ck_z/\sqrt{\varepsilon_r}$ の直線に漸近するようになる．その結果として，位相整合条件を満たす散乱波の周波数が高くなるのである．

次に，空間的増大率について考える．空間的増大率の極大値は，散乱波の電界の極大となる位置が電子プラズマ波の電磁界の集中している電子ビームの表面の近くに来るときに得られる[76]．ところが，図4.3からわかるように，誘電体の装荷によって散乱波の電磁界が誘電体の部分に集中し，電子プラズマ波のモード1の電磁界分布と似かよった形になるために，散乱波が電子プラズマ波のモード1と結合する場合にはよりいっそう結合が強くなり，空間的増大率の極大値が大きくなるのである．一方，散乱波が電子プラズマ波のモード2と結合する場合には，散乱波が電子プラズマ波のモード1と結合する場合に比べて増大率は小さくなる．これは前者の場合には，ビームの上壁と下壁における散乱波と電子プラズマ波の相互作用の効果が互いに打ち消し合うからである．第3章で取り扱った対称構造のラマ

ン型自由電子レーザでは，電子プラズマ波には偶対称と奇対称の2種類のモードが存在し，これらの電子プラズマ波のモードと結合する散乱波はほぼ同じ大きさの増大率をもっている．ところが，レーザの構造を本論文のように非対称にすると，上に示したように，電子プラズマ波のモードは対称構造のレーザの場合と同様に2種類存在するが，その一方のモードの成長は抑制されることがわかる．

また，誘電体層の厚さを零に近づけた場合，つまり，a/d を十分に大きくした場合には図4.4(a)の電界分布からも明らかなように電子プラズマ波のモード1は存在しなくなり，増大波が得られなくなる．一方，電子プラズマ波のモード2は存在するが，誘電体の効果は無くなり，誘電体を装荷しない場合と同じになり，空間的増大率は一定値に漸近する．

本章では線形の効果であるチェレンコフ効果が生じない場合，すなわち電子ビームのドリフト速度が誘電体中における光速度よりも遅い場合を取り扱っているので，電子ビームのドリフト速度と装荷誘電体の比誘電率の取り得る値の間には $\beta\sqrt{\varepsilon_r} < 1$ なる制約がある．従って，図4.5および図4.6の場合には，$\beta = 0.95(\gamma = 3.2)$ であるから，比誘電率の取り得る値の上限は $\varepsilon_r = 1.1$ となる．一方，図4.7には，電子ビームのドリフト速度が小さい場合の例として $\beta = 0.67(\gamma = 1.35)$ の場合の増大波の特性が示してある．この場合の比誘電率の取り得る値の上限は $\varepsilon_r = 2.2$ となる．但し，電子プラズマ波がモード2の場合には散乱波との結合が弱く，得られる増大波の空間的増大率は非常に小さくなるので，電子プラズマ波としてはモード1のみを考えている．

図4.7に示した数値例では，a/d の値がある値以上になると増大波は得られなくなる．これは散乱波の分散曲線と電子プラズマ波の分散曲線との k_z 軸に平行な隔たりが周期磁界の波数の大きさよりも大きくなり，散乱波と電子プラズマ波との位相整合の条件が成り立たなくなるからである．また，図4.7の数値例では，図4.5および図4.6の場合に比べて，電子ビームのエネルギーはかなり小さくなっているが，a/d の値を適当に選ぶと，後者

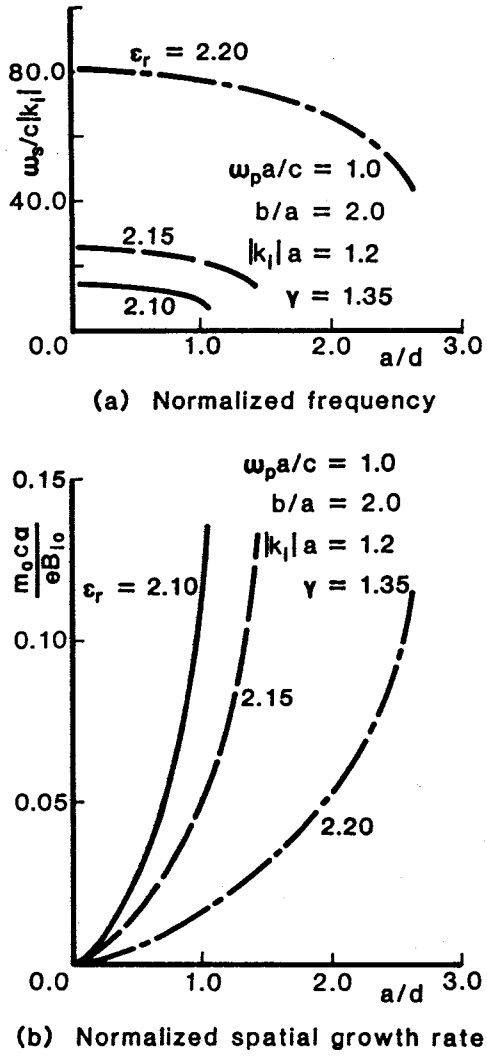


図 4.7 モード 1 と結合する散乱波の周波数と空間的増大率 ($\gamma = 1.35$)

の場合と同程度の大きさの増大率および発振周波数を得ることができる．

これまでの数値例では，電子ビームの厚さ a を一定として種々の物理量を電子ビームの厚さ a で規格化していたが，図 4.8には，誘電体の厚さ d を一定として種々の物理量を誘電体の厚さ d で規格化した場合の数値例を示している．なお，電子プラズマ波としてはモード 1 を考え，誘電体の比誘電率は $\varepsilon_r = 2.2$ としている．この図では横軸 a/d は電子ビームの厚さを表しており，a/d が零というのは電子ビームの厚さが零であることに相当し，

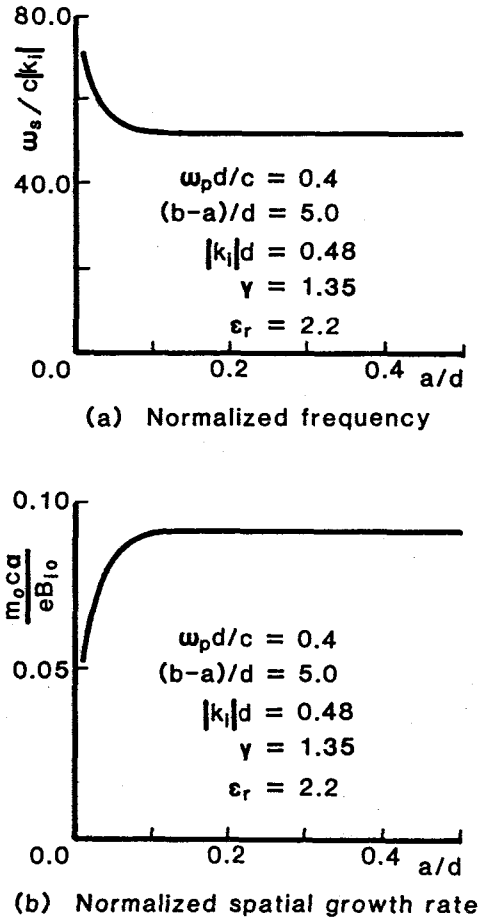


図 4.8 散乱波の周波数および空間的増大率とビームの厚さとの関係 ($\gamma = 1.35$)

a/d 大きくなるにしたがって電子ビームの厚さが大きくなることになる．

図 4.8から明らかなように，電子ビームの厚さがある値以上になると増大波の周波数および空間的増大率はそれぞれある一定値に近づくことがわかる．このことは，誘電体を装荷した導波路における散乱波の横方向電界分布を表す図 4.3(b) および電子プラズマ波のモード 1 の縦方向電界分布を表す図 4.4(a) からわかる．すなわち，散乱波と電子プラズマ波との相互作用は電子ビームの下壁の近傍における相互作用が支配的であり，従って，電子ビームの厚さをある程度以上大きくすると電子ビームの厚さの影響はほとんど無くなるからである．図 4.8の数値例では，増大波の周波数および空間的増大率の値は，$a/d = 0.1$ のときにすでに $a/d \to \infty$ のときの値にほぼ等しくなっていることがわかる．一般的には，電子ビームの厚さが表皮の厚さ以上あれば実用上十分であることがわかる [63],[77]．

なお，本節では，簡単のために，電子ビームと誘電体の間隔は零としているが，この間隔が大きくなると空間的増大率は指数関数的に小さくなる [77]．従って，電子ビームは誘電体に可能な限り接近させる方がよいことになる．また，本節では，問題を一般化するために，図 4.2に示したように，誘電体を装荷した導体平板導波路にもう一枚の導体平板を付加したモデルを考えたが，この導体平板は，2 枚の導体平板の間隔が誘電体の厚さの数倍程度になると，事実上，散乱波および電子プラズマ波の伝搬には影響を与えなくなり，単に電子ビームを外界から遮へいする役割のみを果たすようになる．図 4.8に示した数値例はこのような場合に相当している．

4.4 厚さが半無限の電子ビームを用いた場合

4.4.1 解析のモデルと電磁界成分

図 4.1に示した誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザのモデルにおいて，一般に，電子ビームの厚さが表皮厚さ程度以上あれば，自由電子レーザの特性は電子ビームの厚さが半無限であるとみなした場合と

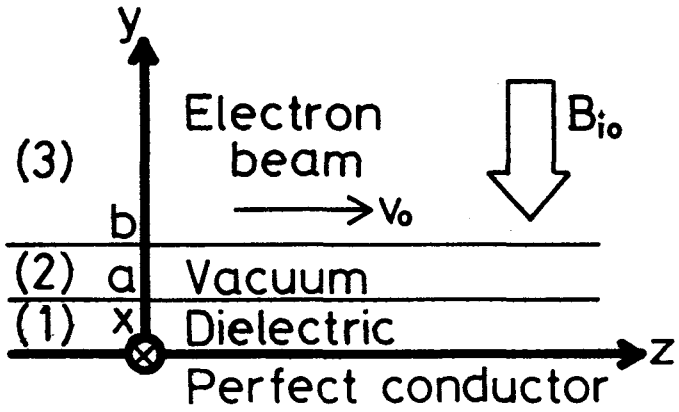


図 4.9 解析のモデル

ほぼ変わりがないことがわかっている[63],[77]．また，誘電体表面とビームの外側の導体板との間隔がこの系を伝搬する電磁波の波長の数倍程度以上あれば外側の導体板の影響は無視することができる．そこで，本節では，解析を簡単にするために，図 4.1におけるビームの外側の導体板を取り除き，有限の厚さのビームを半無限のビームに置き換えた図 4.9に示すようなモデルについて解析を行うことにする．すなわち，完全導体平板上に厚さ a，比誘電率 ε_r の誘電体を装荷し，誘電体表面から距離 $b-a$ だけ離れたところを厚さが半無限の均質な相対論的電子ビームが導体平板に平行に，すなわち z 軸方向に一定の速度 v_0 でドリフトしている．そして，外部からポンプ源としてビームの進行方向に大きさが周期 λ_i で変化する静磁界を加えるものとする．但し，周期磁界の大きさは，y 方向には一様であるとする．簡単のために，電子ビームはイオンによって中和されており，電子の熱運動の効果は無視できるものとする．

ところで，ラマン型自由電子レーザのポンプ源として用いられる周期磁界の周期は，従来数 cm のオーダであったが，最近，より周期の短い静磁界を発生するマイクロ・アンデュレータ (ウィグラー) と呼ばれる装置を用いて自由電子レーザの小型化の試みも行われている[55]．マイクロ・アンデュ

レータ (ウィグラー) を用いたレーザの特徴としては，同じ大きさの電子ビームの加速電圧を用いてより短波長の発振が得られること，あるいは同じ波長の波を得るのに電子ビームの加速電圧をより低くできることが挙げられる．

第3章および前節で示したように，ラマン型自由電子レーザに誘電体を装荷することによりレーザの発振特性を大幅に改善できる．本節では，サブミリ波領域で中程度の出力の得られる小型のラマン型自由電子レーザの設計を目的として，誘電体薄膜を装荷した導体平板導波路，平板状の電子ビームならびにマイクロ・アンデュレータから構成される2次元のモデルを考え，その発振特性を詳細に検討する．

周期磁界，散乱波および電子プラズマ波の間の結合が十分弱いものとして，これらの波の電磁界成分を求めよう．まず，ポンプ源である周期磁界は十分に振幅が大きく，結合による影響を受けないものとすると，その y 方向成分は前節と同様に次のようになる．

$$\tilde{B}_{iy} = B_{i0} \tag{4.12}$$

ここで，B_{i0} は一定の振幅を表し，位相因子 $\exp(-jk_i z)$ は省略されている．

次に，TE 波の散乱波の電磁界成分は以下のようになる．

$$\begin{aligned}
\tilde{B}_{sz}^{(1)} &= -j\frac{p_{sy}}{\omega_s}A_s \cos p_{sy}y \\
\tilde{B}_{sz}^{(2)} &= -j\frac{h_{sy}}{\omega_s}(B_{s1}\sinh h_{sy}y + B_{s2}\cosh h_{sy}y) \\
\tilde{B}_{sz}^{(3)} &= j\frac{k_{sy}}{\omega_s}C_s \exp(-k_{sy}y)
\end{aligned} \tag{4.13}$$

但し，

$$\begin{aligned}
p_{sy}^2 &= \varepsilon_r(\frac{\omega_s}{c})^2 - k_s^2 \\
h_{sy}^2 &= k_s^2 - (\frac{\omega_s}{c})^2 \\
k_{sy}^2 &= k_s^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2 - (\frac{\omega_s}{c})^2
\end{aligned} \tag{4.14}$$

式 (4.13) では，導体平板表面において電界の接線成分が零になるという境界条件が考慮されている．また，A_s，B_{s1}，B_{s2} および C_s は任意定数である．さらに，c および ω_p は真空中の光速度およびプラズマ周波数であり，添字 (1)，(2)，(3) は領域 (1)，(2)，(3) の別を表す．

一方，電子プラズマ波の電磁界成分は次のようになる．

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{lz}^{(1)} &= A_l \sinh p_{ly} y \\
\tilde{E}_{lz}^{(2)} &= B_{l1} \cosh h_{ly} y + B_{l2} \sinh h_{ly} y \\
\tilde{E}_{lz}^{(3)} &= C_l \exp(-k_{ly} y) + j \frac{Q^* B_{i0}}{k_i \omega_s} C_s^* \exp(-k_{sy}^* y)
\end{aligned}
\tag{4.15}
$$

但し，

$$
\begin{aligned}
p_{ly}^2 &= k_l^2 - \varepsilon_r (\frac{\omega_l}{c})^2 \\
h_{ly}^2 &= k_l^2 - (\frac{\omega_l}{c})^2 \\
k_{ly}^2 &= k_l^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2 - (\frac{\omega_l}{c})^2
\end{aligned}
\tag{4.16}
$$

また，A_l，B_{l1}，B_{l2} および C_l は任意定数であり，Q は次式で与えられる．

$$
\begin{aligned}
Q &= \frac{e\omega_p^2(\beta\omega_l - ck_l)}{2\gamma m_0 c[(\omega_l - v_0 k_l)^2 - \omega_p^2/\gamma^2]} \\
\gamma &= 1/\sqrt{1-\beta^2}, \quad \beta = v_0/c
\end{aligned}
\tag{4.17}
$$

ここで，$-e$ および m_0 は電子の電荷および静止質量を表す．式 (4.13) および式 (4.15) では，簡単のために，位相因子 $\exp[j(\omega_s t - k_s z)]$ および $\exp[j(\omega_l t - k_l z)]$ は省略されている．

ここで，散乱波および電子プラズマ波が結合していないときの散乱波の横方向電界成分 E_x および電子プラズマ波の縦方向電界成分 E_z の分布を図示すると，それぞれ，図 4.10および図 4.11のようになる．

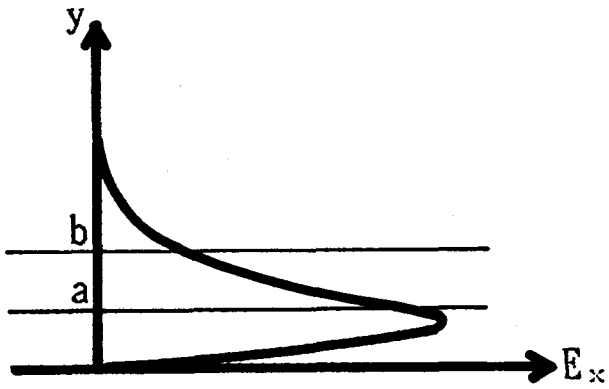


図 4.10 散乱波の横方向電界の分布

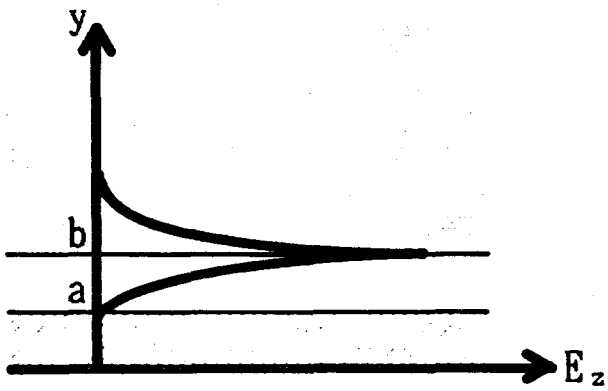


図 4.11 電子プラズマ波の縦方向電界の分布

4.4.2 分散関係式と空間的増大率

誘電体表面 $(y=a)$ における境界条件

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{sx}^{(1)} - \tilde{E}_{sx}^{(2)} &= 0 \\
\tilde{E}_{lz}^{(1)*} - \tilde{E}_{lz}^{(2)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{lx}^{(1)*} - \tilde{B}_{lx}^{(2)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{sz}^{(1)} - \tilde{B}_{sz}^{(2)} &= 0
\end{aligned} \tag{4.18}
$$

および電子ビームの表面 $(y=a)$ における境界条件[73]

$$
\begin{aligned}
\tilde{E}_{sx}^{(2)} - \tilde{E}_{sx}^{(3)} &= 0 \\
\tilde{E}_{lz}^{(2)*} - \tilde{E}_{lz}^{(3)*} &= 0 \\
\tilde{B}_{lx}^{(2)*} - \tilde{B}_{lx}^{(3)*} + \frac{\beta}{c}(\tilde{E}_{ly}^{(2)*} - \tilde{E}_{ly}^{(3)*}) &= 0 \\
\tilde{B}_{sz}^{(2)} - \tilde{B}_{sz}^{(3)} - \frac{v_{ix}^{(a)}}{2c^2}(\tilde{E}_{ly}^{(2)*} - \tilde{E}_{ly}^{(3)*}) &= 0
\end{aligned} \tag{4.19}
$$

を，式 (4.13) および式 (4.15) によって与えられる散乱波および電子プラズマ波の電磁界成分に適用すると，周期磁界の媒介によって結合した散乱波と電子プラズマ波に対する分散関係式として次式が得られる．

$$
\begin{aligned}
S \cdot L^* &= (\frac{Q^* B_{i0}}{ck_i})^2 \varepsilon_l^* T \\
S &= h_{sy} \tan p_{sy} a [k_{sy} \tanh h_{sy}(b-a) + k_{sy}] \\
&\quad + p_{sy}[k_{sy} \tanh h_{sy}(b-a) + h_{sy}] \\
L &= p_{ly} \tanh p_{ly} a [k_{ly} \tanh h_{ly}(b-a) + \varepsilon_l h_{ly}] \\
&\quad + \varepsilon_r h_{ly}[k_{ly} + \varepsilon_l h_{ly}(b-a)] \\
T &= [h_{sy} \tan p_{sy} a + p_{sy} \tanh h_{sy}(b-a)] \\
&\quad \cdot [\varepsilon_r h_{ly}^* + p_{ly}^* \tanh p_{ly}^* a \tanh h_{ly}^*(b-a)] \\
\varepsilon_l &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2(\omega_l - v_0 k_l)^2}
\end{aligned} \tag{4.20}
$$

ここで，$S = 0$ および $L = 0$ は，それぞれ，散乱波と電子プラズマ波の間に結合が生じていないときの散乱波および電子プラズマ波に対する分散関係式を与える．

ところで，散乱波と電子プラズマ波の結合が十分弱いものとすると，これらの波に対する z 方向の波数は次のように表すことができる．

$$\begin{aligned} k_s &= k_{s0} + j\alpha \\ k_l &= k_{l0} + j\alpha \end{aligned} \tag{4.21}$$

ここで，k_{s0} および k_{l0} は，それぞれ，$S = 0$ および $L = 0$ を満たす波数を表し，α は散乱波および電子プラズマ波の空間的増大率を表す．いま，$\alpha \ll |k_{s0}|$，$|k_{l0}|$ とすると，散乱波と電子プラズマ波の空間的増大率 α は次式から得られる[73]．

$$(\frac{\partial S}{\partial k_s})_0 \cdot (\frac{\partial L^*}{\partial k_l^*})_0 \alpha^2 = (\frac{Q^* B_{i0}}{c k_i})_0^2 \varepsilon_{l0}^* T_0 \tag{4.22}$$

但し，上式における添字 0 は，$k_s = k_{s0}$，$k_l = k_{l0}$ における値をとることを示す．

4.4.3 検 討

ここでは，誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザにおける誘電体の厚さ，誘電体と電子ビームの間隔および電子ビームの加速電圧等が散乱波の特性に与える影響について数値的に検討する．但し，線形の効果であるチェレンコフ放射が生じない，すなわち，電子ビームのドリフト速度が誘電体中の光速度より遅い ($\beta\sqrt{\varepsilon_r} < 1$) という条件のもとで以下の数値例を示す．また，従来ポンプ源の周期磁界としては周期が数 cm のオーダのものが用いられてきたが，最近におけるマイクロ・アンデュレータの出現によりさらに短い周期の静磁界を用いることができるようになった．そこで，以下での数値例では，周期静磁界の周期を $4.1mm$ としている．

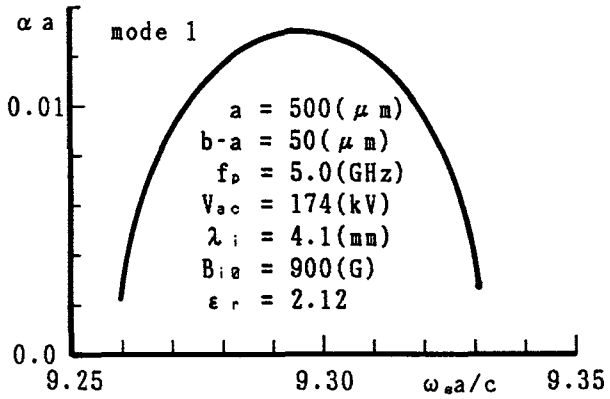
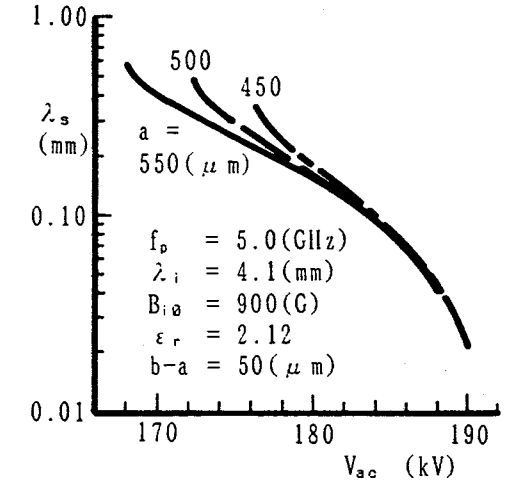


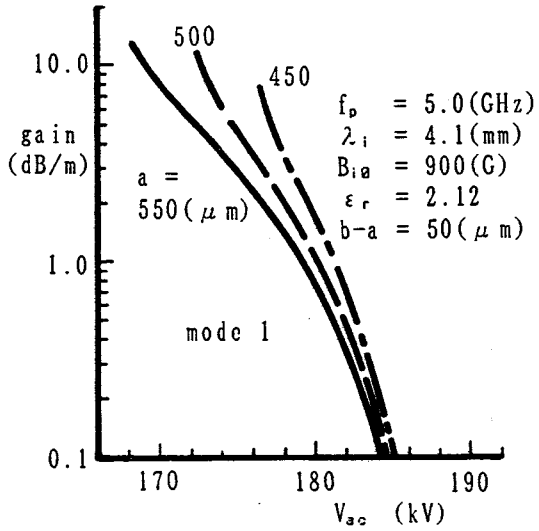
図 4.12 散乱波の空間的増大率の周波数特性

周期磁界を媒介として結合した散乱波と電子プラズマ波に対する分散関係式 (4.20) を直接数値的に解いて，散乱波の空間的増大率の周波数に対する変化の様子を示すと図 4.12のようになる．この図において空間的増大率が極大となるときの周波数および空間的増大率の値は，近似式 (4.22) により求めた値とよく一致している．従って，以下では近似式 (4.22) を用いて散乱波の特性について詳細に検討する．

さて，誘電体の厚さをパラメータとし，散乱波の波長および $1m$ あたりの利得と電子ビームの加速電圧との関係を図示すると図 4.13のようになる．図 4.13より，電子ビームの加速電圧が高くなるにつれて散乱波の波長は短くなり，利得は小さくなることがわかる．また，誘電体の厚さが増加するにつれて，同じ加速電圧の電子ビームを用いたときに得られる散乱波の波長は短く，利得は小さくなっている．さらに，誘電体の厚さが増加するにつれて，空間的に増大する散乱波が得られる加速電圧の範囲は，より低い方へ移動していくことがわかる．なお，電子ビームの加速電圧をある程度以上低くすると，散乱波と電子プラズマ波との波数の差が周期磁界の波数の大きさよりも大きくなり，位相整合条件 (第 3.3節参照) を満たすことができなくなる．図 4.13において曲線の上端が途切れているのはこのためであ

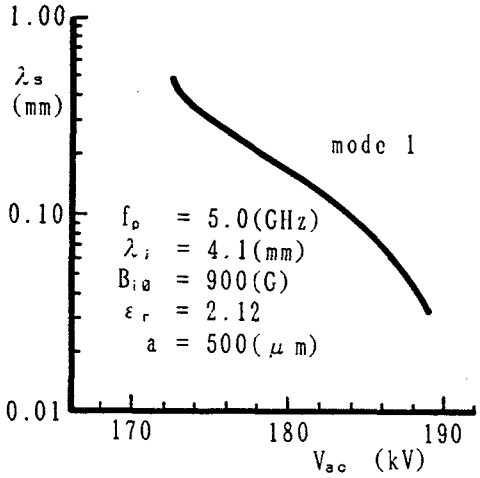


(a) 散乱波の波長

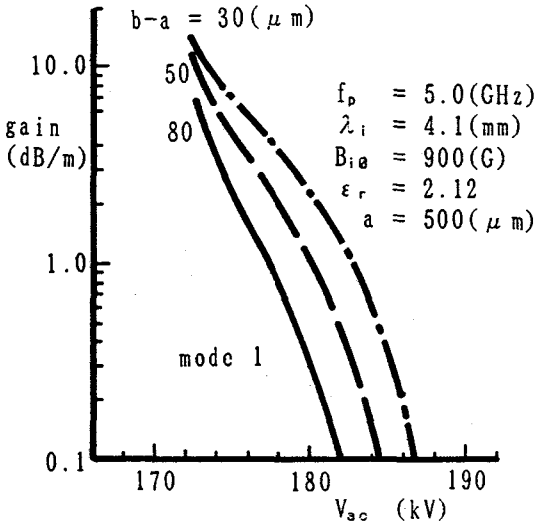


(b) 散乱波の利得

図 4.13 散乱波の波長および利得とビームの加速電圧との関係
(パラメータ:誘電体の厚さ)



(a) 散乱波の波長



(b) 散乱波の利得

図 4.14 散乱波の波長および利得とビームの加速電圧との関係
(パラメータ: 誘電体と電子ビームの間隔)

り，これより低い加速電圧では散乱波と電子プラズマ波の結合は生じない．

次に，誘電体表面と電子ビーム表面の間隔をパラメータとした場合の散乱波の波長および利得とビームの加速電圧との関係を図4.14に示す．この図より，誘電体表面と電子ビーム表面の間隔が狭いほど散乱波の利得は大きいことがわかる．このことは，誘電体を装荷した導波路における散乱波の横方向電界分布を表す図4.10および電子プラズマ波の縦方向電界分布を示す図4.11よりわかる．これらの図において，散乱波および電子プラズマ波の電界分布は，それぞれ，誘電体表面および電子ビーム表面から遠ざかるにつれて指数関数的に減少している．ところが，散乱波と電子プラズマ波との相互作用は電子ビーム表面近傍において起こるため，電子ビーム表面が誘電体表面から遠ざかるにつれて相互作用は指数関数的に弱くなり，その結果として利得も減少するのである．また，散乱波の波長は誘電体表面と電子ビーム表面の間隔が変化してもほとんど変わらないことが図4.14よりわかる．

これらの結果から以下のことがわかる．より短い波長の散乱波を得るためには，誘電体の厚さを厚くし電子ビームの加速電圧を高くしなければならない．また，利得を大きくするためには誘電体の厚さを薄くし，誘電体と電子ビームの間隔をできるだけ小さくし，さらに，電子ビームの加速電圧を低くしなければならない．

4.5 実際の設計例

これまでに示した数値計算結果をもとにして，誘電体を装荷した導体平板導波路とマイクロ・アンデュレータを用いるラマン型自由電子レーザの実際の設計例を示すと以下のようになる．まず，完全導体平板上に厚さ $a = 500(\mu m)$，比誘電率 $\varepsilon_r = 2.12$ の誘電体を装荷し，その上を距離 $b - a = 50(\mu m)$ だけ離れたところを $\mathrm{V}_{ac} = 174(\mathrm{kV})$ の電圧で加速された相対論的電子ビームをドリフトさせる．これにポンプ源として周期 $\lambda_i = 4.1(mm)$，強さ $B_{i0} = 900(\mathrm{G})$ の周期静磁界を加える．このとき得られる散乱波の波長

表 4.1 誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザの実際の設計例

周期磁界の周期 $:\lambda_i = 4.1(mm)$			
周期磁界の大きさ$:B_{i0} = 900(\mathrm{G})$			
誘電体の比誘電率$:\epsilon_r = 2.12$			
プラズマ周波数 $:f_p = 5.0(\mathrm{GHz})$			
電子ビームの幅を $5.0(mm)$ と仮定したとき			
誘電体の厚さ (μm)	500	600	800
誘電体と電子ビームの間隔 (μm)	50	50	50
電子ビームの加速電圧 (kV)	174	165	148
散乱波の波長 (μm)	338	562	903
電子ビームの表皮厚さ (μm)	53	92	152
散乱波の電力 (kW)	11	27	58
電力の変換効率 (%)	1.76	2.78	4.28

は $\lambda_s = 338(\mu m)$ ，$1m$ 当たりの利得は $20\log[\exp(\alpha)] = 2.98(\mathrm{dB}/m)$ となる．次に，上記のように設計したラマン型自由電子レーザにおける散乱波の電力を考える．電子ビームの表皮厚さは約 $53\mu m$ であり，電子ビームの幅を $5mm$ と仮定すれば，ビーム電流は約 3.5(A) となる．従って，ビームの伝送電力は約 600kW となる．ここで，電子ビームの運動エネルギーからレーザ出力すなわち散乱波のエネルギーへのエネルギー変換効率を η とすると，η は近似的に次式によって定義することができる[67]．

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\gamma - \gamma_s}{\gamma - 1} \\ \gamma_s &= 1/\sqrt{1-\beta_s^2}, \quad \beta_s = v_{0s}/c \end{aligned} \tag{4.23}$$

但し，v_{0s} はレーザ出力が飽和に達したときの電子ビームの速度であり，散乱波と結合する電子プラズマ波の位相速度を v_l とすると次式で与えられる．

$$v_0 - v_{0s} = 2(v_0 - v_l) \tag{4.24}$$

さらに，電子ビームから散乱波への電力の変換効率を η_p とすれば，η_p は次式によって与えられる．

$$\eta_p = \frac{v_{gs}}{v_0}\eta \tag{4.25}$$

ここで，v_{gs} はレーザ発振の得られる周波数，すなわち，散乱波が電子プラズマ波と結合する周波数における散乱波の群速度である．式 (4.25) に設計例の値を代入すると η_p は約 1.76% となる．従って，電子ビームから散乱波に与えられる電力は約 11kW となることがわかる．この例を含めて，いくつかの設計例を表 4.1に示す．この表からわかるように，誘電体を装荷した導体平板導波路とマイクロ・アンデュレータを用いることにより，サブミリ波領域で中程度の出力の得られる，非常に小型のラマン型自由電子レーザの設計が可能となることがわかる．

4.6 結 言

本章では，誘電体を装荷した非対称構造のラマン型自由電子レーザの特性について理論的に解析を行った．まず，非対称構造のレーザでは，有限の厚さをもつ電子ビーム中を伝搬可能な電子プラズマ波のモードは 2 種類存在するが，その一方のモードと結合する散乱波の増大率は他方のモードと結合する散乱波の増大率に比べて大きくなることがわかった．また，誘電体を装荷した導体平板導波路を用いることにより，誘電体を装荷しない平行平板導波路の場合よりも散乱波の空間的増大率が改善され，発振周波数も高くなることがわかった．さらに，装荷する誘電体の比誘電率および厚さを適当に選ぶと，誘電体を装荷しない平行平板導波路の場合に得られる増大率と発振周波数の値を保持したままで電子ビームの速度を大幅に下げられることがわかった．さらに，誘電体を装荷した導体平板導波路とマイクロ・アンデュレータを組み合わせたラマン型自由電子レーザの特性について理論的に考察し，次のような結果を得た．電子ビームの加速電圧が増加するに従い，得られる散乱波の波長は短くなり，利得は小さくなる．ま

た，誘電体の厚さが増加するにつれて散乱波の波長は短くなり，利得は小さくなる．さらに，誘電体と電子ビームの間隔が小さいほど散乱波の利得は大きくなる．最後に，マイクロ・アンデュレータを用いることにより，サブミリ波領域で中程度の出力の得られる非常に小型のラマン型自由電子レーザの設計が可能であることを実際の数値例により示した．

第 5 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誘電体を装荷した自由電子レーザの発振機構に関する理論的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，電子ビームの進行方向にビーム集束のための無限大静磁界を印加した場合の開放型チェレンコフ発振器の特性を明らかにした．電子ビームに無限大の集束磁界を印加した場合には電子ビームを伝搬する電子プラズマ波には無限個のモードが存在するが，一般の場合，これらの電子プラズマ波の無限個のモードは一体となって電磁波モードと結合する．ところが，結合がチェレンコフ臨界の近傍で起こるという特別の場合には，電子プラズマ波の無限個のモードのそれぞれは個別に電磁波モードと結合することがわかった．また，電子ビームが無限大静磁界によって集束されている場合に得られる増大波の特性は，空間的増大率がやや小さくなることを除いて，電子ビームがイオンによって中和されている場合に得られる特性とほぼ同じであり，次のような特性を持つことがわかった．

- 誘電体と電子ビームの間隔が大きくなるに従い 増大波の空間的増大率は指数関数的に減少する．
- 電子ビームの電子密度が増加するに従って 空間的増大率も増加する．
- 電子ビームの厚さが真空中の横方向波数の逆数程度以上あれば増大波

の 空間的増大率はほぼ一定となる.

- 電子ビームの速度すなわち電子ビームの加速電圧を変え ることによって発振周波数を変化させることができ，また， 電磁波の各モードに応じて空間的増大率を最大にする 電子ビームの速度の最適値がある.

特に，導体板に装荷する誘電体の厚さを適当に選ぶかあるいは高次モードとの結合を用いることにより，サブミリ波の発振が可能であることを実際の数値例を用いて示した.

第3章では，誘電体を装荷した平行平板導波路を用いたラマン型自由電子レーザの特性について理論的に考察した. 周期磁界，散乱波 (TE 波) および電子プラズマ波 (TM 波) の間の結合について数値的に詳しく調べ，次のような結果を得た.

- 誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザでは 誘電体を装荷しない場合と比べて空間的増大率 の最大値を大きくし，発振周波数も高くする こと ができる.

- 装荷する誘電体の比誘電率および平行平板導波路 の間隔に対する電子ビームの厚さの比を適当に選 ぶことにより，導波構造として誘電体を装荷しな い平行平板導波路を用いた場合に得られる散乱波 の発振周波数と増大率の値を保持したままで電子 ビームの速度を大幅に下げることができる.

- 誘電体と電子ビームの間隔を増加させると，発振 周波数はほとんど変化しないが，空間的増大率は 指数関数的に減少する.

第4章では，導波構造として誘電体を装荷した導体平板導波路を用いた非対称構造の2次元ラマン型自由電子レーザの特性を定量的に明らかにした. 非対称構造のモデルの場合に有限の厚さの電子ビーム中を伝搬する電子プラズマ波に電磁界分布の異なる2種類のモードが存在し，その一方の

モード(モード1)の増大率は他方のモード(モード2)の増大率より大きくなる．特に，モード1の電子プラズマ波と結合する散乱波の周波数および増大率は誘電体を装荷しない平行平板導波路の場合よりも大きくなる．また，装荷する誘電体の比誘電率がある程度大きくなると，誘電体を装荷しない平行平板導波路の場合に得られる発振周波数と増大率の値を保持したままで電子ビームの速度を大幅に下げることができる．さらに，電子ビームの厚さは表皮厚さ程度以上あればレーザの特性は変化しなくなることがわかった．そこで，電子ビームの厚さを半無限にした場合について，さらに詳しく検討を加えると，誘電体の厚さ，誘電体と電子ビームの間隔および電子ビームの加速電圧について以下のようなことがわかった．

- より短い波長の散乱波を得るためには
  - 誘電体の厚さを厚くする．
  - 電子ビームの加速電圧を高くする．
- 利得を大きくするためには
  - 誘電体の厚さを薄くする．
  - 誘電体と電子ビームの間隔をできるだけ小さくする．
  - 電子ビームの加速電圧を低くする．

最後に，導波構造として誘電体を装荷した導体平板導波路を用い，ポンプ源としてマイクロ・アンデュレータとよばれる周期の非常に短い周期静磁界を発生する装置を用いることにより，サブミリ波領域で中程度の出力の得られる，非常に小型のラマン型自由電子レーザの設計が可能であることを実際の数値例によって示した．

以上，本研究で得られた成果が相対論的電子ビームを利用したレーザの技術発展と平和利用に多少なりとも貢献し得るならば，著者の望外の喜びとするものである．

謝辞

本研究を行うにあたり，終始懇切な御指導・御激励を賜った大阪大学工学部倉薗貞夫教授，ならびに終始一貫して直接御指導頂いた大阪大学工学部塩沢俊之助教授に深甚なる感謝の意を表します．また，本論文作成にあたり御助言・御教示を賜った大阪大学工学部森永規彦教授に深く感謝致します．

著者が大阪大学ならびに同大学大学院在学中，通信工学一般および本研究に関して御指導・御教示を頂いた大阪大学総長熊谷信昭先生，大阪大学滑川敏彦名誉教授，中西義郎名誉教授，手塚慶一教授，ならびに本研究および本論文に関して御助言を頂いた大阪大学産業科学研究所北橋忠宏教授に深謝致します．

また，種々有益な御教示・御助言を頂いた大阪電気通信大学通信工学科小嶋敏孝教授，大阪大学工学部中川健助手，汐見修三技官，ならびに岡本良一技官に深謝致します．

さらに，本研究遂行にあたり終始適切な御助言・御討論を頂いた石堂能成氏 (現在通産省電子技術総合研究所) に感謝致します．また，数値計算に御協力頂いた中沢敦氏 (現在住友電工株式会社)，延澤庸行氏 (現在株式会社コムシステム)，ならびに苗村真一郎氏 (現在日本放送協会) に感謝致します．

また，事務的な面で御協力頂いた岩元佳佐子さん，中山美津子さんに感謝致します．

最後に，日頃御討論頂いた大阪大学大学院堀之内克彦氏をはじめとする大阪大学工学部通信工学科電磁波工学講座の諸兄に厚くお礼申し上げます．

文献

[1] T. C. Marshall : "Free-electron lasers", Macmillan, New York (1985).

[2] J. A. Pasour : "Free electron laser", *IEEE circuits and devices magazine*, **3**, pp. 55-64 (1987).

[3] J. E. Walsh, T. C. Marshall, and S. P. Schlesinger : "Generation of coherent Cerenkov radiation with a intense relativistic electron beam", *Phys. Fluids*, **20**, 4, pp. 709-710 (April 1977).

[4] K. L. Felch, K. O. Busby, R. W. Layman, D. Kapilow, and J. E. Walsh : "Cerenkov radiation in dielectric-lined waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 8, pp. 601-603 (April 1981).

[5] W. D. Kimura, D. Y. Wang, M. A. Piestrup, A. M. Fauchet, J. A. Edighoffer, and R. H. Pantell : "The stimulated Cerenkov interaction and its applications", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**, 2, pp. 239-245 (Feb. 1982).

[6] S. Von Laven, J. Branscum, J. Golub, R. Layman, and J. Walsh : "High-power Cerenkov maser oscillator", *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 5, pp. 408-410 (Sept. 1982).

[7] E. Garate, R. Cook, P. Heim, R. Layman, and J. Walsh : "Cerenkov maser operation at lower-mm wavelengths", *J. Appl. Phys.*, **58**, 2, pp. 627-632 (July 1985).

[8] E. P. Garate, S. Moustaizis, J. M. Buzzi, C. Rouille, H. Lamain, J. Walsh, and B. Johnson : "Cerenkov maser operation at 1-2 mm wavelengths", *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 20, pp. 1326-1328 (May 1986).

[9] E. P. Garate, J. Walsh, C. Shaughnessy, and B. Johnson : "Cherenkov free electron laser operation from 375 to 1000 μm", *Nucl. Instrum. Methods*, **A259**, pp. 125-127 (1987).

[10] J. S. Groot, R. A. Stone, K. Mizuno, J. H. Rogers, and T. D. Pointon : "High-power and superpower Cerenkov masers", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **16**, 2, pp. 206-216 (April 1988).

[11] W. Main and R. Cherry : "200 MW S-band dielectric Cherenkov maser oscillator", *Appl. Phys. Lett.* , **55**, 9, pp. 1498-1500 (Oct. 1989).

[12] J. E. Walsh, T. C. Marshall, M. R. Mross, and S. P. Schlesinger : "Relativistic electron-beam-generated coherent submillimeter wavelength Cerenkov radiation", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-25**, 6, pp. 561-563 (June 1977).

[13] J. E. Walsh : "Stimulated Cerenkov radiation", in *Physics of quantum electronics*, **5**, S. F. Jacobs, M. Sargent III, M. O. Scully, and R. Spitzer, Eds. Reading MA : Addison-Wesley, pp. 357-380 (1978).

[14] J. E. Walsh and J. B. Murphy : "Tunable Cerenkov lasers", *IEEE J. Quantum electron.*, **QE-18**, 8, pp. 1259-1263 (Aug. 1982).

[15] Magdi Shoucri : "The excitation of microwaves by a relativistic electron beam in a dielectric-lined waveguide", *Phys. Fluids*, **26**, 8, pp. 2271-2275 (Aug. 1983).

[16] W. B. Case and.R. D. Kaplan : "Space-charge-Cerenkov and cyclotron-Cerenkov instabilities in an electron-beam dielectric system", *J. Appl. Phys.*, **55**, 7, pp. 2651-2658 (April 1984).

[17] J. Walsh and B. Johnson : "Undulator and Cerenkov free-electron lasers : a preliminary comparison", *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 8, pp. 779-782 (Aug. 1984).

[18] V. K. Tripathi : "Excitation of electromagnetic waves by an axial electron beam in a slowave structure", *J. Appl. Phys.*, **56**, 7, pp. 1953-1958 (Oct. 1984).

[19] E. P. Garate and J. E. Walsh : "The Cerenkov maser at millimeter wavelengths", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-13**, 6, pp. 524-530 (Dec. 1985).

[20] 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", 電子情報通信学会論文誌, **J70-C**, 1, pp. 40-48 (平1-01).

[21] E. P. Garate, C. H. Shaughnessy, and J. E. Walsh : "High gain Cerenkov free-electron laser at far infrared wavelengths", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 9, pp. 1627-1632 (Sept. 1987).

[22] S. K. Kim, J. S. Choi, and D. I. Choi : "The microwave generation mechanism of a relativistic electron beam propagating through the dielectric-loaded cylindrical waveguide" *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-17**, 4, pp. 576-582 (Aug. 1989).

[23] J. E. Walsh : "Cerenkov and Cerenkov-Raman radiation sources", in *Physics of Quantum Electronics*, **7**, S. F. Jacobs, H. S. Pilloff,

M. Sargent III, M. O. Scully, and R. Spitzer, Eds. Reading MA : Addison-Wesley, pp. 255-300 (1980).

[24] K. L. Felch, K. O. Busby, R. W. Layman, and J. E. Walsh : "Cerenkov and Cerenkov-Raman masers : experiments", in *Physics of Quantum Electronics*, **7**, S. F. Jacobs, H. S. Piloff, M. Sargent III, M. O. Scully, and R. Spitzer, Eds. Reading, MA : Addison-Wesley, pp. 301-322 (1980).

[25] D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Mardey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman, and T. I. Smith : "First operation of a free electron laser", *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 16, pp. 892-894 (April 1977).

[26] V. L. Granastein, S. P. Schlesinger, M. Herdon, R. K. Parker, and J. A. Pasour : "Production of megawatt submillimeter pulses by stimulated magneto-Raman scattering", *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 8, pp. 384-386 (April 1977).

[27] P. C. Efthimion and S. P. Schlesinger : "Stimulated Raman scattering by an intence relativistic electron beam in a long rippled magnetic field", *Phys. Rev. A*, **16**, 2, pp. 633-639 (Aug. 1977).

[28] D. B. McDermott, T. C. Marshall, S. P. Schlesinger, R. K. Parker, and V. L. Granatstein : "High-power free-electron laser based on stimulated Raman backscattering ", *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 20, pp. 1368-1371 (Nov. 1978).

[29] R. M. Gilgenbach, T. C. Marshall, and S. P. Schlesinger : "Spectral properties of stimulated Raman radiation from an intense relativistic electron beam", *Phys. Fluids*, **22**, 5, pp. 971-977 (May 1979).

[30] D. S. Birkett, T. C. Marshall, S. P. Schleshinger, and D. B. McDermott : "A submillimeter free-electron laser experiment", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**, 8, pp. 1348-1353 (Aug. 1981).

[31] K. L. Felch, L. Vallier, J. M. Buzzi, P. Drossart, H. Boehmer, H. J. Doucet, and B.Etlicher : "Collective free-electron laser studies", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**, 8, pp. 1354-1358 (Aug. 1981)

[32] R. H. Jackson, S. H. Gold, R. K. Parker, H. P. Freund, P. C. Efthimion, V. L. Granastein, M. Herndon, A. K. Kinkead, J. E. Kosakowski, and T. J. T. Kwan : "Design and operation of a collective millimeter-wave free-electron laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**, 3, pp. 346-356 (Mar. 1983).

[33] S. H. Gold, D. L. Hardesty, A. K. Kinkead, L. R. Barnett, and V. L. Granatstein : "High-gain 35-GHz free-electron laser-amplifier experiment", *Phys. Rev. Lett.*, **52**, 14, pp. 1218-1221 (April 1984).

[34] J. Fajans, G. Bekefi, Y. Z. Yin, and B. Lax : "Spectral mesurements from a tunable, Raman free-electron laser", *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 3, pp. 246-249 (July 1984).

[35] T. J. Orzechowski, B. R. Anderson, J. C. Clark, W. M. Fawley, A. C. Paul, D. Prosnits, E. T. Scharlemann, and S. M. Yarema : "High-efficiency extraction of microwave radiation from a tapered-wiggler free electron laser", *Phys. Rev. lett.*, **57**, 17, pp. 2172-2175 (Oct. 1986).

[36] I. Shraga, Y. Goren, C. Leibovitch, and S. Eckhouse : "Experimental demonstration of longitudinal wiggler free-electron laser", *Appl. Phys. Lett.* , **49**, 21, pp. 1412-1414 (Nov. 1986).

[37] W. M. Manheimer and Edward Ott : "Theory of microwave generation by an intense relativistic electron beam in a rippled magnetic field", *Phys. Fluids*, **17**, pp. 463-473 (Feb. 1974).

[38] T. Kwan, J. M. Dawson, and A. T. Lin : "Free electron laser", *Phys. Fluids*, **20**, 4, pp. 581-588 (April 1977).

[39] N. K. Kroll and W. A. McMullin : "Stimulated emission from relativistic electrons passing through a spatially periodic transverse magnetic field", *Phys. Rev. A*, **17**, 1, pp. 300-308 (Jan. 1978).

[40] A. Hasegawa : "Free electron laser", *Bell Syst. Tech. J.*, **57**, pp. 3069-3089 (Oct. 1978).

[41] P. Sprangle and A. T. Drobot : "Stimulated backscattering from relativistic unmagnetized electron beams", *J. Appl. Phys.*, **50**, 4, pp. 2652-2661 (April 1979).

[42] P. Sprangle, R. A. Smith, and V. L. Granastein : "Free electron laser and stimulated scattering from relativistic electron beams", in *Infrared and Millimeter Waves*, **1**, K. J. Button, Ed. New York : Academic, (1979).

[43] I. B. Bernstein and L. Friedland : "Theory of the free-electron laser in combined helical pump and axial guide fields", *Phys. Rev. A*, **23**, 2, pp. 816-823 (Feb. 1981).

[44] C. M. Tang and P. Sprangle : "Nonlinear analysis of the free-electron lasers utillizing a linear wiggler field", *J. Appl. Phys.*, **52**, 5, pp. 3148-3153 (May 1981).

[45] H. A. Haus : " Noise in free-electron laser amplifier", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**, 8, pp. 1427-1435 (Aug. 1981).

[46] H. S. Uhm and R. C. Davidson : " Theory of free electron laaser instabillity in a relativistic annular electron beam", *Phys. Fluids*, **24**, 8, pp. 1541-1552 (Aug. 1981).

[47] A. Fruchtman and L. Friedland : " Amplification of frequency upshifted radiation by cold relativistic guided electron beam", *J. Appl. Phys.*, **53**, 6, pp. 4011-4015 (June 1982).

[48] Y. Z. Yin and G. Beckefi : " Dispersion characteristics of a free-electron laser with a linearly polarized wiggler and axial guide field", *J. Appl. Phys.*, **55**, 1, pp. 33-42 (Jan. 1984).

[49] S. Liu and X. Chen : "Free-electron laser with electrostatic wiggler", *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 8, pp. 3104-3109 (Oct. 1987).

[50] A. M. Fauchet, J. Feinstein, A. Gover, and R. H. Pantell : "Visible and ultraviolet radiation generation using a gas-loaded free-electron laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**, 12, pp. 1332-1341 (Dec. 1984).

[51] R. H. Pantell, A. S. Hisher, J. Feinstein, A. H. Ho, M. Özcan, and H. D. Dulman : "Effects of introducing a gas into the free-electron laser", *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, pp. 1008-1014 (May 1989).

[52] M. B. Reid, J. Feinstein, R. H. Pantell, and A. S. Fisher : "Gain in spatially varying optical fields : application to high emittance beams and gas dielectric FEL's", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 9, pp. 1539-1544 (Sept. 1987).

[53] V. K. Tripathi and C. H. Liu : "A slow wave free-electron laser", *IEEE Trans.Plasma Sci.* , **PS-17**, 4, pp. 583-587 (Aug. 1989).

[54] R. M. White : "Magnetic structure for a microundulator", *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 2, pp. 194-195 (Jan. 1985).

[55] G. Ramain, L. Elias, and I. Kimel : "Micro-undulator FELs", *Nucl. Instrum. Methods*, **A250**, pp. 125-133 (1986).

[56] J. H. Booske, W. W. Destler, Z. Segalov, D. J. Radack, E. T. Rodgers, T. M. Antonsen, Jr., V. L. Granatstein, and I. D. Mayergoyz : "Propagation of wiggler focused relativistic sheet electron beams", *J. Appl. Phys.*, **64**, 1, pp. 6-11 (July 1988).

[57] S. C. Chen, G. Bekefi, S. DiCecca, and R. Temkin : "Tunable microwigglers for free-electron lasers", *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 14, pp. 1299-1301 (April 1989).

[58] D. J. Radack, J. H. Booske, Y. Carmel, and W. W. Destler : "Wiggler focused relativistic sheet beam propagation in a planar free-electron laser configuration", *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 20, pp. 2069-2071 (Nov. 1989).

[59] R. E. Collin : "Foundations for Microwave Engineering", McGraw-Hill, New York (1966).

[60] J. M. J. Madey : "Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field", *J. Appl. Phys.*, **42**, 5, pp. 1906-1913 (April 1971).

[61] B. G. Danly, G. Bekefi, R. C. Davidson, R. J. Temkin, T. M. Tran, and J. S. Wurtele : "Principles of gyrotron powered electromabnetic

Wigglers for free-electron lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 1, pp. 103-116 (Jan. 1987).

[62] D. B. Chang and J. C. McDaniel : "Compact short-wavelength free-electron laser", *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 10, pp. 1066-1069 (Sept. 1989).

[63] T. Shiozawa and H. Kondo : "Mode analysis of an open-boundary Cerenkov laser in the collective regime", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 9, pp. 1633-1641 (Sept. 1987).

[64] 石堂能成, 茨木晋, 塩沢俊之 : "非線形誘電体導波路を用いたチェレンコフレーザの理論解析", 電子情報通信学会論文誌, **J72-C**, 3, pp. 152-159 (平1-03).

[65] Y. Shibuya and T. Shiozawa : "Characteristics of an open-boundary Cerenkov laser using a magnetically-confined relativistic electron beam", *Trans. IEICE Japan*, **E72**, 7, pp. 828-833 (July 1989).

[66] 塩沢俊之 : "相対論的電子ビームによる誘導ラマン散乱ー自由電子レーザの解析ー", 電子通信学会論文誌, **J55-C**, 5, pp. 279-286 (昭55-05).

[67] 塩沢俊之 : "周期磁界を用いた自由電子レーザの解析", 電子通信学会論文誌, **J64-C**, 9, pp. 574-581 (昭56-09).

[68] 塩沢俊之 : "ラマン型自由電子レーザーの一般理論", 電子情報通信学会論文誌, **J65-C**, 1, pp. 436-443 (昭57-06).

[69] 塩沢俊之 : "ラマン型自由電子レーザにおける電子サイクロトロン共鳴の影響について", 電子通信学会論文誌, **J57-C**, 12, pp. 977-984 (昭57-12).

[70] 中島隆, 塩沢俊之, 盛田仁 : "ラマン型自由電子レーザーの2次元解析", 電子通信学会論文誌, **J66-C**, 6, pp. 439-446 (昭58-06).

[71] 中島隆, 塩沢俊之 : "2 次元ラマン型自由電子レーザーのモード解析", 電子通信学会論文誌, **J66-C**, 9, pp. 692-693 (昭 58-09).

[72] 塩沢俊之, 中島隆 : " 2 次元中空ビームを用いたラマン型自由電子レーザの最適ビーム厚", 電子通信学会論文誌, **J67-C**, 6, pp. 537-544 (昭 59-06).

[73] T. Shiozawa and T. Nakashima : "Two-dimensional mode analysis of the Raman-type free-electron laser", *J. Appl. Phys.*, **55**, 3, pp. 637-646 (Feb. 1984).

[74] T. Shiozawa and T. Nakashima : "Optimum beam thickness for the Raman-type free-electron laser using a two-dimensional hollow beam", *J. Appl. Phys.*, **56**, 11, pp. 3067-3074 (Dec. 1984).

[75] 中ノ勇人, 塩沢俊之 : " 2 次元周期磁界をポンプ源とするラマン型自由電子レーザーの特性解析", 電子通信学会論文誌, **J68-C**, 5, pp. 355-362 (昭 60-05).

[76] T. Shiozawa and H. Nakano : "Optimization of the beam configuration in the Raman-type free-electron laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 7, pp. 931-938 (July 1985).

[77] Y. Shibuya and T. Shiozawa : "Mode analysis of a dielectric-loaded Raman-type free-electron laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-24**, 7, pp. 1235-1241 (July 1988).

[78] 渋谷雄, 塩沢俊之 : " 誘電体装荷によるラマン型自由電子レーザの特性改善", 電子情報通信学会論文誌, **J72-C**, 4, pp. 223-230 (平 1-04).

[79] 石堂能成, 塩沢俊之 : " 相対論的電子ビーム端面における反射を利用した大電力短ミリ波発生の解析", 電子情報通信学会論文誌, **J71-C**, 1,

pp. 122-129 (昭 63-01).

[80] 渋谷雄, 石堂能成, 塩沢俊之：“相対論的電子ビーム端面における電磁波の反射特性”, 電子情報通信学会論文誌, **J71-C**, 11, pp. 1587-1589 (昭 63-11).

[81] 渋谷雄, 塩沢俊之：“チェレンコフ型サブミリ波発振器のモード解析ー無限大磁界を印加した場合ー”, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-86-107**, (Oct. 1986).

[82] 渋谷雄, 塩沢俊之：“チェレンコフ・ラマン型発振器のモード解析”, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-87-99**, (Oct. 1987).

[83] 塩沢俊之, 渋谷雄：“誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザの特性解析”, 電気学会プラズマ研究会資料, **EP-88-16**, (Feb. 1988).

[84] 渋谷雄, 苗村真一郎, 塩沢俊之：“ラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響”, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-88-126**, (Oct. 1988).

[85] 渋谷雄, 塩沢俊之：“ラマン型自由電子レーザの小型化について”, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-89-100**, (Oct. 1989).