

J A E R I - M
94-048

ラマン／コンプトン領域におけるテーパード
FEL 増幅に関する 3 次元数値解析

1994年3月

高橋麻由子^{*}・川崎 温^{*}・坂本 慶司
渡辺 聰彦・岸本 泰明・志甫 謙

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1994

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 株原子力資料サービス

ラマン／コンプトン領域におけるテーパード FEL 増幅に関する 3 次元数値解析

日本原子力研究所那珂研究所核融合工学部

高橋麻由子*・川崎 温*・坂本 慶司・渡辺 聰彦

岸本 泰明+・志甫諒

(1994 年 2 月 7 日受理)

3 次元自由電子レーザー解析コードを用いて効率向上のためのウイグラー磁場テーパに関する研究を行った。その結果エネルギー変換に関して直線テーパが最適値に近いことが示された。テーパも含めた全エネルギー変換効率は K パラメータとともに大きくなるため、高効率の FEL を得るために大きな K パラメータを用いる必要がある。シミュレーションに先立ち、ビームエネルギー及びその分散を原研のミリ波 FEL 装置 (LAX-1) を用いて測定を行った。その結果インダクションライナックからの 820 keV の電子ビームにおいて、エネルギー分散は 15 keV であることがわかった。これは、原研の FEL 実験がラマン領域で行われたことを裏付けるものである。

那珂研究所：〒311-01 茨城県那珂郡那珂町大字向山 801-1

+ 炉心プラズマ研究部

* 埼玉大学

Simulation Study of Tapered FEL Amplifiers
in Raman and Compton Regimes

Mayuko TAKAHASHI*, Sunao KAWASAKI*, Keishi SAKAMOTO
Akihiko WATANABE, Yasuaki KISHIMOTO[†] and Makoto SHIHO

Department of Fusion Engineering Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 7, 1994)

The magnetic taper of the wiggler field was studied numerically for an efficiency enhancement of mm wave free electron laser using the 3 dimensional analysis code. The linear taper seems effective to obtain an effective energy conversion. As the total conversion ratio increase as the K parameter increase, the large value of K parameter should be designed for high efficiency FEL. Prior to the simulation, the energy and its spread of the electron beam E_{sp} were measured experimentally at the JAERI mm wave FEL (LAX-1). As a result, $E_{sp} = 15\text{keV}$ at the beam energy of induction linac of 820keV , which support that the JAERI FEL was operated at the Raman regime.

Keywords: Milimeter Wave Free Electron Laser, Resonance Condition,
Magnetic Tapered Wiggler, FEL Nonlinear Simulation Code

* Department of Fusion Plasma Research

* Saitama University

目 次

第1章 はじめに	1
第2章 FEL 機構の基本的概念	8
2-1 放射機構の基本的概念	8
2-2 共鳴条件と誘導放射による増幅の機構	13
2-3 増幅の飽和（振り子の方程式）	16
2-4 FEL 研究の歴史	20
第3章 3次元 FEL コードによるシミュレーション	29
3-1 線形理論	29
3-2 シミュレーションコード	35
3-3 計算結果	38
3-4 テーパーシミュレーションの考察	44
第4章 電子ビームエネルギー測定実験	101
4-1 Freund の臨界条件	101
4-2 測定系	103
4-3 測定結果	106
4-4 エネルギー測定実験の考察	109
第5章 結論	130
謝辞	131
参考文献	132

Contents

1.	Introduction	1
2.	Basic Concept of FEL Mechanism	8
2-1	Basic Concept of Radiation Mechanism	8
2-2	Resonance Condition and Amplification Mechanism by Stimulated Radiation	13
2-3	Saturation in Power Amplification (Pendulum Equation)	16
2-4	History of FEL Research	20
3.	Simulation by 3 Dimensional FEL Code	29
3-1	Linear Theory	29
3-2	Dimensional Simulation Code	35
3-3	Simulation Results	38
3-4	Study of FEL Amplification of a Tapered Wiggler	44
4.	Measurement of Energy Spectrum of Electron Beam Accerelated by the JAERI Induction Linac (LAX-1)	101
4-1	Critical Condition of Freund	101
4-2	Measurement Apparatus	103
4-3	Measurement Results	106
4-4	Discussion	109
5.	Conclusion	130
	Acknowledgement	131
	Reference	132

第1章 はじめに

自由電子レーザー (Free Electron laser、FELと略称)とは John Madey による造語であって (1975)、いわゆる分子レーザーとのアナロジーを踏まえている。レーザー(Laser)、すなわち "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" は、原子や分子に束縛された電子が、外部から入射された放射を、そのエネルギー準位間の遷移に伴う誘導放射機構を通じて共鳴的に増幅することを指す。放射の波長はそのレーザー媒質固有のエネルギー準位で決定される。歴史的にはまずマイクロ波の領域で実現され、その時はメーザー (Maser)/1/と呼ばれた。レーザー光の特徴/2/は、

- 1) 位相が揃っていること（位相のコヒーレント性）、
- 2) 单色性、
- 3) 高輝度（空間的なコヒーレント性）、
- 4) 超短光パルス実現の可能性と非線形光学の分野の開拓

等でいずれも従来の光源に比べて本質的に異なっている。

通常のレーザーはその媒質によって固体レーザー、気体レーザー、半導体レーザー、色素レーザー等に分類される。レーザー作用の物理的な本質を、準位間の反転分布をエネルギー源とする共鳴的誘導放射であるとする観点に立ってみれば、反転分布即ち負の温度状態の下での、光と物質の相互作用に基づく不安定平衡開放系における相転移現象と解釈できる。この時レーザー媒質は必ずしも原子や分子に限られることはなく、準位間遷移もまた、discreteな準位のみに限定されなくてよいであろう。一般に光の放出過程は上に述べたような元来のレーザーに利用されている量子論的エネルギー準位間の遷移による放射の他にも、電子の加速度運動に基づく機構、例えば一様な静磁場中の回転運動によるシンクロトロン放射、プラズマ中のイオンや原子核のケーロン場による制動放射、電子が誘電体中で光速を超えるとき生ずるチェレンコフ放射、あるいはその他にも相対論的電子によって光が散乱される逆コンプトン散乱/3/、回折格子を用いて電子とそのイメージ影像の相互作用を可能にしたスミス・パーセル放射がある。いずれも”束縛

されない”電子のcontinuousなエネルギー”準位”間の遷移に由来し、これらの機構によってレーザーを構成することが出来れば、”自由電子レーザー”と呼んでもよいであろう。これらの放射自体はレーザーでいう(離散的)準位間の遷移による自発放射に相当し、個々の電子からの放射は互いに関わりをもたず、全体の放射は結果としてコヒーレントではない。レーザー光を得るにはこれらの放射機構を媒介とした放射電磁場と電子の(共鳴的)相互作用による誘導放射(増幅)過程が必要であって、自由電子レーザーの実現に必須の要素である。

これまでのFELの研究の大部分は、上記の機構一道具建てをどのようにして供給するかに関してである。ある意味では不孝なことであったが、二つのそれぞれ方法論的にかけ離れた手法のアプローチがなされてきた。遠赤外、ミリ波の領域の放射に関しては主にプラズマ、マイクロ波物理のコミュニティで、(比較的)低エネルギー、大電流の電子ビームが生じる放射に关心が集まり、そのために相互作用は個々の電子としてよりは電子間の集団的(collective)な効果がドミナントとなる。この機構領域で動作する場合をラマンFELと呼ぶ。他方において、可視光、近赤外領域に対しては加速器、レーザーコミュニティによる高エネルギー加速器を用いた研究が主流であって、そこでは電子は一個の粒子(single particle)として振る舞うものとされ、コンプトンFELとして知られている。この二つのアプローチを統一的に理解する試みはまだごく初期の段階である。以下においては、もっぱらプラズマ物理の立場から、即ち前者の観点からの叙述を行う。

電磁波は時間的、空間的に振動する波動であるのに対して、この場合電子ビームは直流的構造を持つ(粒子はその個性を失い、ビームは”流体”と見做される)ものと理解されるから、電磁場と電子のエネルギーの教受は電子ビームに付随する波動(ビームモード)を介在として行われる。例えばマグネットロンやクライストロンのような電子管では電子密度の疏密が伝播する空間電荷波モードと磁場中の電子サイクロトロン運動に伴う電子サイクロトロンモードが重要である。これらのビームモードから電磁波モードにエネルギーを伝達し変換するには(つまり放射を引き起こすには)互いの位相速度を同期させ等しくしなければならない。言い換えると振動数(ω)と波数(k)が等しいようなモード

の間に(エネルギーと運動量の保存により)エネルギーの授受が成立する。電磁波が自由空間を伝播するときの位相速度は光速 c であるのに、同じく自由空間を伝播する電子ビームの空間電荷波の位相速度は電子の速度 v_b に等しく、明らかになにも揺動が加えられなければ、 $v_b < c$ であるので両者間ではエネルギーのやり取りは起こりえない。両者の位相速度(ω , k)を等しくするために次の2通りの場合が考えられる。

- (a) 電磁波の位相速度を誘電媒質や遅波構造によって光速以下にする
- (b) 電子ビームに周期的揺動を加えて電子の分散関係を変えてビームモードを光速より速くする

(a)のタイプは(光速より)遅い電磁波モードを、(b)は(光速より)速いビームモードを利用していると言う意味において前者は遅波(slow wave)構造、後者は速波(fast wave)構造と呼ばれている。このような方法を用いて誘導放射を実現できればこれを(物質中の原子や分子のエネルギー準位に束縛されていないと言う意味での)自由電子を媒質としたレーザーとして自由電子レーザー(FEL)と呼ぶことが許されるであろう。このような一般的概念によるFELのうちに、(1)周期的磁場系による制動放射を用いる、いわゆる自由電子レーザー/4/が含まれているがその他にも、(2)チエレンコフ・レーザー/5/、(3)電子サイクロトロン・メーザー(electron cyclotron maser)/6/、CARM(cyclotron auto-resonance maser)/7/、(4)プラズマを媒質としたx線レーザー/8/等の”異形”FEL”ファミリー”がある。

ここに扱う自由電子レーザーの放射機構はこれらのうちでもっとも広く研究されている(1)の型であり、単に自由電子レーザーと言えばこれを指す。(b)の方法が採用されていて、周期的揺動は外部磁場の形で与えられる。その方式の概略は以下のごとくである。 ウィグラー磁場と呼ばれる、周期的に変化する磁場中で電子ビームを伝播させて、ビームに進行方向と垂直な速度成分をもたせ、電磁場の電場(横波であるから伝播方向に垂直の成分をもつ)との相互作用を可能にし、その結果エネルギーのやり取りが行われ

る（第2章参照）。ウィグラー磁場には二重らせんコイルに電流を逆方向に流し軸に沿って回転する磁場をつくるヘリカルウィグラー（Fig.1.1.1.a）や永久磁石等を極性を交互に（周期的に）配列した線形ウィグラー（Fig.1.1.1.b）、電子ビームと反平行に伝播する電磁波を利用した高周波ウィグラー等がある。FELによって発生する電磁波の波長は電子のエネルギーとウィグラー磁場の強度、波長を変化させることによって連続的な値をとることができ（波長可変）。さらにレーザー媒質に電子ビームを用いているので大出力化に伴う媒質の損傷等に関わる問題は解消される。相対論的ドップラーシフトの効果（第2章参照）により、より一層の短波長化も期待される。電子ビームを再利用することでエネルギーの回収が比較的容易に行われることからさらに高効率化を計ることもできる。このため応用面でも多くの可能性を秘めている、発生させた高輝度コヒーレント光は分子レーザー光、シンクロトロン軌道放射光（SOR）に勝る多くの利点をもち、物性物理における固体分光やウラン濃縮をはじめとする同位体分離、プラズマ加熱等の原子力分野、医療への応用としてはレーザーメス、そして産業面では半導体製造におけるX線リソグラフィーなど幅広い分野で応用できるものと考えられている。

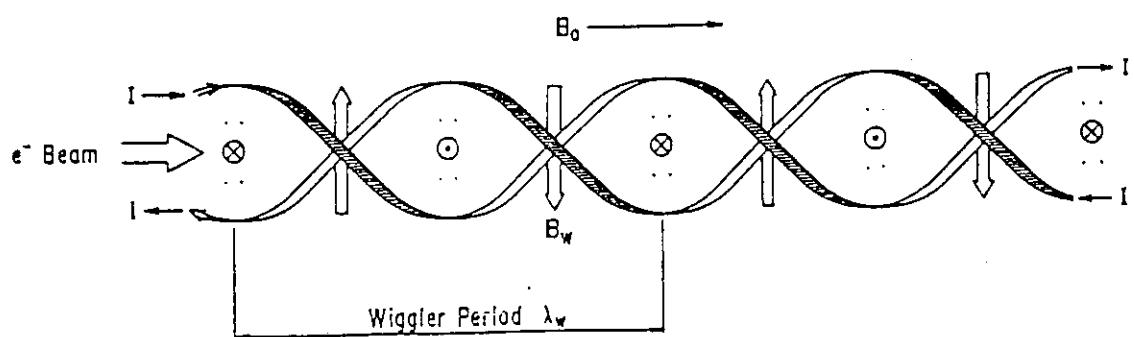
またアカデミックな研究の対象として、FELとともにここで扱っている第一種ラマンFELの型はそれ自身が（相対論的）プラズマ物理の対象であり、その研究は2種類の電荷がほとんど中和しあっているとの意味における通常のプラズマの枠組みを越えて、非中性プラズマ物理の新しい分野を開く可能性がある。その誘導放射機構を調べることは開放非平衡系の統計力学において、電磁場と粒子系が対等の立場で（いざれが揺動として扱われるのでもなく）電磁力という遠距離力によって影響を及ぼしあう新しい体系を導入するものであると言え、原理的な意味でも十分な興味がある。

日本原子力研究所核融合工学部RF加熱研究室においては、6-7年以前よりトカマクプラズマの加熱に適用することを目的としてラマンFELの研究を行なっている。埼玉大学理学部物理学科川崎研究室もこの計画の構想、設計に助力し、実験にはマンパワーを提供して共同して実験を行っている⁹⁾。高能率が予想されるのと、周波数が可変に出来るのがプラズマの制御上極めて好都合である。この種のFELの実験は既にローレンスリ

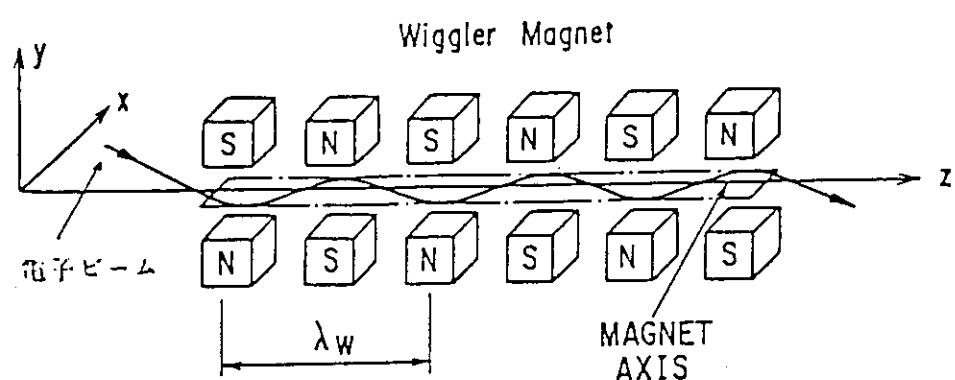
バモア国立研究所(LLNL)において先行していく、35GHzの帯域で最大出力1GW、ビームからのエネルギー変換効率35%を実現している¹⁰⁾。プラズマ加熱への応用実験もLLNLで原子力研究所との共同研究として行われている。原子力研究所に設置されたのは、誘導型電子線形加速器LAX-1と収束型線形ウェーブguideを用いたミリ波帯ラマンFEL実験装置であって、現在までのところ45GHzのマイクロ波増幅出力6MWが得られ、最大空間成長率56dB/m、エネルギー変換効率3%に達している⁹⁾。初め均一な(位置と位相の両面で)ビームとしてウェーブguideに入射された電子流は個々の電子からの放射が打ち消しあい、ほとんど放射を出さないが、次第に併進する電磁波との相互作用の結果として集団化を始め、放射はコヒーレントの度を強めて出力が増加する。ある放射レベルで集団化とそれに伴う放射が飽和に到達する。集団化の過程とその制御、飽和の機構と出来ればそのレベルを出来るだけ高くするように動作のパラメーターをアレンジするのが極めて重要なポイントである。これらの技法は極めて多岐にわたるが、その中で出力(即ち集団化)が飽和した後に更に電子のパンチングを強めるために、ウェーブguide磁場のパラメーターをビームパラメーターの変化を補償するように徐々に変化させる方式をテーパーリング、またはウェーブguide磁場に”テーパーを施す”といつて、有力な手段となっている。現在のLAX-1実験系にはテーパーリングは施されていないが、将来の接続計画のためにテーパーリングの詳細な設計を多くのパラメーターに対して行った。設計に際しては先に行われた増幅実験のパラメーターを考えに入れ、解析的理論を参照しつつも本質的には理論体系が整備されていない学問領域における多体問題であることを考慮して、新しく開発された3次元FELコードを用いた。なかでもラマン機構領域とコンプトン機構領域における動作の質的な差、またそれらのtransition領域の研究を意識して、ビームの3次元的構造に基づく静電ポテンシャルを算入した場合としない場合とを計算した。さらにLAX-1によって生成される電子ビームのエネルギー及びエネルギー分布を実際に測定し、Freundによって新たに提唱された、ラマン領域とコンプトン領域(第4章参照)の臨界条件¹¹⁾と比較を行った。このようなテーパーリングの詳細なパラメーター研究、および電子ビームの実測による実験値との突き合わせは世界的にも他に例を見

ない。

本稿では2章でFEL機構の基本的概念をシンクロトロン放射光との対比や歴史的背景を交えて概説し、3章ではシミュレーション実験について、4章ではエネルギー絶対値測定について報告し、5章で結果をまとめそれについて議論する。



(Fig.1.1.1a) ヘリカル ウィグラー



(Fig.1.1.1b) 線形 ウィグラー

第2章 FEL 機構の基本的概念

2—1 放射機構の基本的概念

FELの放射の物理を理解するためにまずその基本的放射機構であるシンクロトロン放射とそのスペクトル分布/12/について述べる。

シンクロトロン放射は高エネルギー荷電粒子が磁場中を横切り軌道が変化させられるときに出す放射である。最も簡単な場合として磁速密度Bの一様な磁場中を磁場に垂直な面内で等速円運動を行っている荷電粒子を考える。粒子1個当たりの全輻射電力W/13/は

$$W = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \left| \frac{dp}{dt} \right|^2 \quad (2.1.1)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{q^4 c}{(m_0 c^2)^4} E^2 B^2 \quad (2.1.2)$$

で与えられる。q、 m_0 、p、Eはそれぞれ粒子の電荷、静止質量、運動量、エネルギーであり、cは光速を表し、c.g.s.Gauss単位系を用いている。(2.1.2)より輻射電力が質量の4乗に反比例していることから電子が最適であることがわかる。相対論によれば $\gamma \gg 1$ の場合 (γ は相対論的因子で電子の運動エネルギーと静止質量の比を表す)、シンクロトロン放射光は (fig.2.1.1a) に示すように、電子の速度ベクトルを軸にした $1/\gamma$ のコーンの内部にそのほとんどが放射される。

つまり電子軌道の接線上にいる観測者と電子の速度ベクトルのなす角が $1/\gamma$ 以上になると観測者に放射は届かなくなる。(fig.2.1.1b) に示すように、線分ABの延長線上にいる観測者が観測する放射は、電子が弧ABを通過して電子の速度方向が 2θ 変化する間に放出されたものである。観測者が放射を見ている時間 Δt は 電子が弧ABを移動する時間 Δt_e と 光が線分ABを伝播する時間 Δt_p の差によって与えられる。電子の軌道半径を ρ 、速度を v_e とすると

$$\Delta t_e = \frac{\rho \cdot 2\theta}{V_e} \quad \Delta t_p = \frac{2\rho \sin \theta}{c} \quad (2.1.3)$$

であるので、 Δt は

$$\Delta t = \Delta t_e - \Delta t_p$$

$$\sim \frac{\rho}{c} \frac{1}{\gamma^3} \quad (2.1.4)$$

で与えられる。

放射光のスペクトルの幅 $\Delta \omega$ は Δt と

$$\Delta \omega \sim \frac{2\pi}{\Delta t}$$

の関係があるから (2.1.4) より

$$\Delta \omega \sim \frac{2\pi c}{\rho} \gamma^3 \quad (2.1.5)$$

とエネルギーの3乗に比例する。観測者には周期 $2\pi\rho/v_c$ 、時間幅 $\Delta t \sim \rho/c\gamma^3$ のパルス状になって見え、放射光のスペクトルはこのパルスをフーリエ変換することによって求まる。シンクロトロン放射光は (fig.2.1.2a) に示すような連続スペクトルになる。以上の説明は一個一個の電子を粒子として捉えているので single particle 的描像にたよっているが、ビームを流体と見る立場でも流体の各部分同士の干渉を考えないかぎりは本質的には同じである。

このようにシンクロトロン放射光は周波数の幅が大きいが、個々の電子からの放射は電子ビームの軌道面内で $1/\gamma$ の円錐内に収まるから、その意味合いにおいては空間的一次元コヒーレントである。放射光は粒子が加速度運動をすることにより放出されるものであるから、軌道が円弧である必要はない。放射のために軌道自身を要求に応じて最適に設計することが出来るはずである。かくて、シンクロトロン放射光を利用してさらに短波長で高い輝度、単色性の高い光を得るために考案されたのウイグラー磁場である。

第1章でも述べたようにウイグラー磁場は周期的磁場を生成し電子に周期的運動を加え放射電磁場との共鳴的相互作用を可能にするものである。永久磁石(もしくは電磁石)を交互に並べた線形ウイグラー磁場では電子は蛇行運動を、2重螺旋コイルに逆電流を流したヘリカルウイグラー磁場では電子は螺旋運動をする。建設や実際の装置への適用の上で差があるだけでなく、両者の間にはその機構上本質的な違いが存在するが、本研究の範囲から外れるので、ここではLAX-1装置に用いられたタイプの、線形ウイグラー

による放射光の性質に限って簡単に述べる。

(fig.2.1.3) にFEL装置の配置と座標系を示す。z方向に電子を入射させるとウィグラー磁場Bはy方向にのみ存在するので、電子はx-z面内を蛇行運動する。電子の運動方程式は

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{c} v \times B \quad (2.1.6)$$

ウィグラー磁場はz方向に正弦波的に変化しているとしてその波長を λ_w 、振幅を B_0 とする

$$B = \left(0, B_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_w} z\right), 0 \right) \quad (2.1.7)$$

とあらわせるから(2.1.7)を(2.1.6)に代入し時間で積分すると電子の運動量のx成分が得られる。

$$P_x = -\frac{e B_0 \lambda_w}{2 \pi c} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_w} z\right) \quad (2.1.8)$$

z方向と電子速度ベクトルのなす角θは平均として

$$\begin{aligned} \theta &\sim \frac{\langle P_x^2 \rangle^{1/2}}{P} \\ &\sim \frac{e \langle B^2 \rangle^{1/2} \lambda_w}{2 \pi m_0 c^2} \frac{1}{\gamma} \\ &= K \frac{1}{\gamma} \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

ここで

$$K \equiv \frac{e \langle B^2 \rangle^{1/2} \lambda_w}{2 \pi m_0 c^2} \quad (2.1.10)$$

はKパラメータといつて蛇行の大きさを示すウィグラーでは重要なパラメータである。
θが相対論的電子からの放射の自然な広がり $1/\gamma$ よりも小さければz軸上にいる観測者は常にウィグラーからの放射光を観測できる。観測者の見る光はひずみの少ない正弦波となりフーリエ変換によるそのスペクトルも基本波のみとなって単色性が高い。つまり

$$K \leq 1 \quad (2.1.11)$$

であるようなウィグラー磁場を用いれば、スペクトルの単色性は著しく改善される。この間の事情は、電子が磁場のさまざまの位相で放出する放射が互いに干渉しあって単色

性が確保されると表現しても同じことである。このときのウィグラー光は従来のレーザーでいうならば自発放射に相当し、空間的にのみコヒーレントである。この光がつぎの節で述べる共鳴条件を満たすと、位相についても干渉効果により時間的にも空間的にもコヒーレントな電磁波を得ることが出来る。これがFELの基礎過程である。

電子がウィグラーと相互作用する距離をLとすると観測者が光を見ている時間 Δt はシンクロトロン放射のときと同様に電子がウィグラーを通過する時間 Δt_e と光がウィグラーを通過する時間 Δt_p の差によって与えられる。

$$\Delta t = \frac{L}{v_z} - \frac{L}{c} \quad (2.1.12)$$

電子の運動はx、zの2方向であるから

$$\begin{aligned} v_z^2 &= v^2 - v_x^2 \\ &= c^2 \left(1 - \frac{m_0^2 c^4}{E^2} \right) - \left(\frac{e B_0 \lambda_w}{2 \pi c m_0 \gamma} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_w} z \right) \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

v_z の2乗平均を v_0^2 とすると

$$\begin{aligned} v_0^2 &\equiv \langle v_z^2 \rangle = c^2 \left\{ 1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E} \right)^2 (1+K^2)^2 \right\} \\ &= c^2 \left\{ 1 - \left(\frac{1+K^2}{\gamma^2} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.1.14)$$

となって、(2.1.14)を(2.1.12)に代入すると

$$\begin{aligned} \Delta t &\sim \frac{L}{2c} \left(\frac{m_0 c^2}{E} \right)^2 (1+K^2) \\ &\sim \frac{L}{2c} \frac{1+K^2}{\gamma^2} \end{aligned} \quad (2.1.15)$$

従って周波数幅 $\Delta\omega$ は

$$\Delta\omega \sim \left(\frac{2\pi c}{L} \right) \gamma^2 \frac{1}{1+K^2} \quad (2.1.16)$$

と γ の2乗に比例する。これは(2.1.5)で求めたシンクロトロン放射光の周波数幅の $1/\gamma$ になっておりウィグラー光がシンクロトロン放射光よりも単色性に優れていることを示す。さらに電子のエネルギーが高くなつて γ が大きくなれば $1/\gamma$ がより効果的に効いてくる。

つぎに中心周波数を電子に乗った系で考える。電子の静止座標系ではウィグラー磁場

は実効的に（完全な光ではないが）光子と見なすことができる。相対論によれば電子の静止座標系で計った時間は実験室系で計った時間の $1/\gamma$ 倍になるので、電子の静止座標系で電子が感じるウィグラー磁場の振動数 ω'_w は実験室系でのウィグラー磁場の振動数 ω_w の γ 倍になる。

$$\omega'_w = \gamma \omega_w \quad (2.1.17)$$

このウィグラー磁場によって電子はその位置に関して点対称に双極子輻射を行っているが、もとの系に戻すと進行方向前方に輻射は偏光される。またこの輻射の周波数 ω はドップラー効果によって

$$\begin{aligned} \omega &= \sqrt{\frac{1 + \frac{v_0}{c}}{1 - \frac{v_0}{c}}} \omega'_w \\ &\sim \frac{2}{1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2} \frac{2\pi c}{\lambda_w} \\ &= 2\gamma^2 \frac{2\pi c}{\lambda_w} \end{aligned} \quad (2.1.18)$$

となる。ここで $2\pi c / \lambda_w$ は光がウィグラーを通ったときの周波数で、輻射の周波数はこの γ^2 に比例する。(2.1.16) と (2.1.18) より

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim \frac{\lambda_w}{2L} = \frac{1}{2N} \quad (2.1.19)$$

これより相対的な周波数幅は N (ウィグラーのペアの数)を増やすことによって狭められることがわかる。

2-2 共鳴条件と誘導放射による増幅の機構

前節で述べたようにウイグラー光は従来のレーザーにおける自発放射に相当し空間的コヒーレントであるが、そのままでは時間的にはインコヒーレントである。このウイグラー光を種としてFEL発振に至るにはウイグラーを通過する電子と、同じくウイグラー中を伝播する（電子の蛇行と同じ面に偏光面をもつ）電磁波の電場との相互作用が共鳴的に行われ、電子から電磁波へのエネルギーの移行が継続的に行われる（電磁波が増幅される）ことが保証されねばならない。この共鳴的エネルギー移行の物理的機構は、電子の軌道と電磁波の位相関係を考えることによって理解される。前節と同様に線形ウイグラー/14/を採用しするものとし、その実験配置と座標系を(Fig. 2.1.3)に示す。ウイグラー中に図のz方向に沿って相対論的電子ビームを入射させると、電子はx方向に蛇行運動を始める。入射時には光速に近いz方向の速度成分しかもたない電子も、蛇行運動によって入射方向と垂直方向に速度成分をもつので、入射方向速度（速度のz成分） v_z は光速よりさらに遅くなる。当然z方向に伝播する電磁波の位相速度は光速に等しいので電子の位相は電磁波の位相より遅れてしまい電子から電磁波へのエネルギーの共鳴的な享受は期待できない。しかし(Fig.2.2.1)に示すように(図の実線は電子の軌道、破線は電場の方向を表している)、電子がウイグラーの半波長 $\lambda_w/2$ 進む間に電磁波に対し電磁波の半波長 $\lambda/2$ 遅れる位相関係にあったとしよう。ここで λ_w 、 λ はそれぞれウイグラー、電磁波の波長である。電子の速度をvとすると電場Eによる電子のエネルギー変化は $-ev \cdot E$ である。点A₀では $-ev \cdot E$ の値は負となって電子は減速する（エネルギー保存則により電磁波は増幅される）。電子が $\lambda_w/2$ 進んだとき電子は電磁波の位相に対し $\lambda/2$ 遅れるから点A₀にいた電子は点A₁の位置にくる。ここでも $-ev \cdot E$ の値は負となって点A₀から点A₁まで連続的に電子は減速される。このあと電子は電磁波に追い抜かされていくが、さらに $\lambda_w/2$ 進んだ点A₂ではまた点A₀と同じ位相関係になり同じような相互作用が繰り返される。このようにして光速よりも遅い電子が電磁波と常に電磁波に対してエネルギーを与え続ける向きの相互作用し続け、電磁波にエネルギーを与える続けることが可能になる。他方において、これとは全く反対に点B₀の位置から出発し

た電子は点 B_1 、点 B_2 を通じて共鳴的に加速され、電磁波は減衰するから、電子系全体にわたって合計したときに電子から電磁波へのエネルギー移行が positive definite に(あるいは negative definite に)ならねば意味がない。

以上の共鳴条件は次式で表される。

$$\frac{\lambda_w}{2v_z} (c - v_z) = \frac{\lambda}{2} \quad (2.2.1)$$

エネルギーが十分に高いときは (2.1) 式は

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad (2.2.2)$$

となる。ここで K は前節 (2.2.10) で定義した K パラメーターである。共鳴波長は電子のエネルギーの 2 乗に反比例し、ウィグラー磁場の増減は K を通じて共鳴波長をシフトする。つまりウィグラー磁場のもとで、電子流と共鳴的に相互作用を行う電磁場の波長は、電子のエネルギーとウィグラー磁場強度を変えることによって連続的に可変とすることが出来る。

ウィグラー中に (2.2.2) の共鳴条件を満たすエネルギーをもつ、時間的に一定の強度の電子ビームを入射すると、上に述べた電磁場との相互作用により、電磁場との位相によつて電子から電磁波へのエネルギー移行が異なるために、エネルギーが時間的に変調され、ある距離を伝播した後にはビームに密度変調が生じる。しかしちょうど共鳴条件を満たすエネルギーをもつ電子では (Fig.2.2.1) で説明したように電子の加速と減速は位相に関し、対称的に行われる所以電子ビームと電磁場間のエネルギー変換は全体的に均すとゼロである。そこで共鳴よりも少し高いエネルギーの電子を入射する。 加速位相に入った電子はエネルギーを得るので共鳴からのずれが益々大きくなり、加速位相から減速位相へ移行することにより共鳴に近づく。減速位相に入った電子も同様に共鳴条件に近づくが、しかし今度はエネルギーを失いながらであるのでより長時間に亘って減速位相に滞在することになる。結果として減速位相の電子が増加し、全体としては電子から電磁場へのエネルギー変換が起こる。このとき電子ビームはほぼ入射電磁波の周期で密度変調を受け、位相的に(実は空間的にも)減速位相に集群化(パンチング)する。

(2.1.2) 式からわかるようにシンクロトロン放射のエネルギーは電荷の2乗に比例するので、バンチが完全になっていれば個々の電子はそのすべてが集まつた一個の巨大粒子であるかのように振る舞い、N個の電子がバンチした巨大粒子からの放射エネルギーはランダムに分布したN個の電子からの放射のN倍に強まる。バンチングの過程を詳細に検討すると、増幅された電磁波によってさらにバンチが深まり、それによって電磁場が増幅されるといったフィードバック過程が存在し、電磁波の強度は指数関数的に成長する。理想的には電子のバンチ列は電磁波の周期に同期しており、そこから放出される電磁波の位相は増幅される電磁場の位相と揃っていて、かつバンチしたすべての粒子からの放射はコヒーレントである。以上が粒子のエネルギーが monochromatic であり、かつすべて同一の方向の速度成分をもち(プラズマ物理の用語に従うと、この場合ビームは完全に cold である)、かつまた空間的にも空間電荷の効果は無視できる(例えばそれはど粒子密度が小さい)とした場合のFEL増幅の物理的機構である。これは従来のレーザーでいう誘導放射による増幅過程にほかならない。現実の電子ビームは有限のエネルギーと角度の広がりをもち、x - y 方向の広がりの有限性と境界条件からくる空間電荷の効果、z 方向のバンチングのための電場の効果も考慮されねばならない。そのような種々の効果を小さいとして、撮動として扱うことが出来るような場合をコンプトンFEL、single particle 的描像を捨てて流体的(プラズマ的)取り扱いを必要とするときをラマンFELと分類することは既に述べた。この両領域の接点をどこに求めるかが本論文の主題の一つであり、また、ラマンFEL の理論的取り扱いについては既に膨大な研究が積み重ねられてきているが、本稿の枠を越えると思われる所以必要以上に深く立ち入らない。

2-3 増幅の飽和（振り子の方程式）

誘導放射による電磁場の増幅(FELが発振モードで動作する場合はドリフトチューブ内に存在する白色ノイズを選択的に増幅し、増幅モードで動作する場合は外部から入射された電磁波を増幅する)がある程度に達するとエネルギー保存則からエネルギーを失った電子は共鳴から外れて減速位相へのバンチングが弱まり加速位相にも電子が分布するようになる。その結果、電磁波の振幅の飽和又は減衰が生じる。この、電子から電磁波へのエネルギー移行の evolution を記述する方程式(分子レーザーではレート方程式と呼ばれる)を電子と電磁波のエネルギー変化から導く。

電子の密度変調に伴う空間電荷効果が無視できる場合、ウィグラー中を蛇行運動する電子の同じくウィグラー中を伝播する光の電場との相互作用によるエネルギー変化率は

$$\frac{dE}{dt} = m_0 c^2 \frac{d\gamma}{dt} = e E_L v_x \quad (2.3.1)$$

(2.1.8)より v_x は

$$v_x = \frac{P_x}{m_0 \gamma} = -\frac{c K}{\gamma} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_w} z\right) \quad (2.3.2)$$

E_0 、 ω 、 k 、 ϕ_L をそれぞれ電場の振幅、周波数、波数、電子と電磁波の位相差とすれば光の電場 E_L は

$$E_L = E_0 \cos(\omega t - k z + \phi_L) \quad (2.3.3)$$

であるから (2.3.1) は (2.3.2) と (2.3.3) を代入すると

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{e E_0 c K}{m_0 c^2 \gamma} \cos(\omega t - k z + \phi_L) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_w} z\right) \quad (2.3.4)$$

$$= \frac{e E_0 K}{2 m_0 c \gamma} \left[\sin\left(\left(k - \frac{2\pi}{\lambda_w}\right) z - \omega t - \phi_L\right) - \sin\left(\left(k + \frac{2\pi}{\lambda_w}\right) z - \omega t - \phi_L\right) \right] \quad (2.3.5)$$

となる。電子と光の位相速度がほぼ等しいとき、(2.3.4) の右辺に現われる力は電磁波が電子に及ぼす力を表し、ウィグラー磁場と光の電場のビートによる ポンデラモーティブ力 (ponderomotive force) と呼ばれ、光の放出に伴う反跳力とも理解される。これはロー

レンツ力の z 成分で電子のパンチを引き起こす。(2.3.5) の右辺ではビートの成分に分けており第1項は速く変化する波を、第2項はゆっくり変化する波を示す。速く変化する波の位相を ψ_+ 、ゆっくり変化する波の位相を ψ_- とおけば

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{e E_0 K}{2 m_0 c \gamma} [\sin \psi_+ - \sin \psi_-] \quad (2.3.6)$$

速く変化する波はビートの周期で積分するとゼロになるからゆっくり変化する波のみに着目するとエネルギー変化は

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e E_0 K}{2 m_0 c \gamma} \sin \psi \quad (2.3.7)$$

となる。ここで ψ_- を ψ とおきかえ

$$\psi = \left(k + \frac{2\pi}{\lambda_w} \right) z - \omega t - \phi_L \quad (2.3.8)$$

である。(2.3.7) には独立変数 t の他にその従属変数である距離 z 、エネルギーを表す γ が含まれているのでこれらを消去する。(2.3.8) の時間の2階微分は

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} = \left(k + \frac{2\pi}{\lambda_w} \right) \frac{d^2z}{dt^2} \quad (2.3.9)$$

一方電子の蛇行運動の振れが小さく、エネルギーが十分相対論的ならば

$$\frac{dz}{dt} = c \left[1 - \frac{1}{2\gamma^2} (1 + K^2) \right] \quad (2.3.10)$$

これを微分して

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{c}{\gamma^3} (1 + K^2) \frac{d\gamma}{dt} \quad (2.3.11)$$

(2.3.9) に(2.3.11) と(2.3.7) を代入し、 $\gamma \gg 1$ 、 $K/\gamma \ll 1$ とすると

$$\begin{aligned} \frac{d^2\psi}{dt^2} &\equiv -\Omega^2 \sin \psi \\ &= -\frac{\partial}{\partial \psi} \Phi_p \\ \Omega^2 &\equiv \frac{e^2 E_0 B_0}{m_0^2 c^2 \gamma^2} \\ \Phi_p &\equiv -\Omega^2 \cos \psi \end{aligned} \quad (2.3.12)$$

が得られる。これはポテンシャル Φ_P の中で振動する振り子の運動方程式である。 ψ に共役な運動量を P_ψ とすると(2.3.12)の保存量であるハミルトニアン H は

$$H = \frac{1}{2} P_\psi^2 - \Omega^2 \cos \psi \quad (2.3.13)$$

で正準方程式

$$\begin{aligned} \frac{dP_\psi}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \psi} = -\Omega^2 \sin \psi \\ \frac{d\psi}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial P_\psi} = P_\psi \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

を満たす。位相空間における電子軌道は H (電子のエネルギー) によって (Fig. 2.3.1a) のように 2 つの領域 (実線部と点線部) に分けられる。この境界は $H = \Phi_{p_{max}}$ でセパラトリックスと呼ばれ不安定である。この内側の閉じた空間内にある電子のエネルギーは $H < \Phi_{p_{max}}$ でポテンシャルの山を越えることができず、ポテンシャルが極小となる $\psi = 2n\pi$ (n は整数) のまわりに捕捉される。このような電子は捕捉電子 (trapped electron) と呼ばれ、図の実線で描いた安定な軌道を描く。 $H > \Phi_{p_{max}}$ の電子は $|P_\psi|$ が大きく非捕捉電子とよばれ、このような電子は光との位相が速くずれてしまい加速位相または減速位相に留まらない (非共鳴的) ので時間的平均をとるとエネルギーの享受を行わない。これに対し、捕捉電子またはセパラトリックス付近の非捕捉電子は $|P_\psi|$ が小さく共鳴的で電磁場の増幅、減衰に寄与する (共鳴電子)。

2-2 節では放射場を増幅するには初期条件として共鳴条件(2.2.2)を満たすエネルギーよりも少し高いエネルギーを入射することを電子の運動の立場から述べた。そのようなエネルギーをもつ電子が空間的に一様に分布して入射されたとする。位相空間での電子の分布を (Fig. 2.3.1b) に示す。つまり共鳴よりも少し高いエネルギーをもつ電子を入射させることは、ちょうど共鳴条件を満たす電子では電子から見た光の位相の時間変化 $P_\psi = 0$ ($\psi = 0$) に対し、電子から見た光の位相が時間的にゆっくり変化する $P_\psi > 0$ ($\psi > 0$) ことに相当する。電子は (2.3.12) に従って電場と相互作用しながら位相空間内を右回りに回転する (シンクロトロン振動)。その回転周期の半周期経過したとき電子は (Fig. 2.3.1c) のように分布する。この状態は電子が減速位相に多く滞在していること

を示し2—2節で述べたバンチの様子を明確にしている。反対に $P_\psi < 0$ ($\Psi < 0$) の電子は加速位相にバンチすることは容易に理解される。

しかしさらに回転が続くとバンチは解け減速位相から加速位相へと電子の分布は広がり、その結果放射場の成長の飽和もしくは減衰が起こる。コンプトンFELの場合、これは単純に誘導放射によって電子のエネルギーが減少し共鳴条件が崩れるためと考えてよい。電子のパラメーターが変化しても共鳴条件を維持することが出来れば、飽和の現象は解消するか、あるいは別の理由に良くて生じるまでそのレベルを上げることが出来よう。このようにしてエネルギー変換効率を上げるために、外部から電子にエネルギーを供給する方法や逆にエネルギーの損失に合わせてウィグラーのパラメーターを変化させて共鳴を保持する方法が考案されている。後者はテーパードウィグラーと呼ばれ徐々にウィグラー磁場強度を弱めるものやウィグラー周期を狭めるもの等がある。分かり易くするために理想的ビームに対するコンプトンFELを例にとったが、現実のビームの場合やラマンFELでは問題は極度に複雑となり、現在のところこの問題を有効に扱えるほど唯一の手段は計算機シミュレーションである。

ウィグラー磁場強度を変化させた場合のテーパードウィグラーの設計を、LAX-1とその延長上にある装置を想定して、様々の装置パラメーターに対して広範囲に行った。その詳細は次章に譲る。

2—4 FEL研究の歴史/5/

FEL研究が物理学とその応用の上にもつ意義を理解するために、簡単にその研究の歴史を述べる。

自由電子レーザーの基礎的な物理過程である粒子と波の相互作用については、誘導コントン過程として、1933年にすでにKapitzaとDiracによって発表されていたが、この概念が19世紀末のラジオ波の研究に始まった、コヒーレントな電磁波の短波長化を目的とした電子管技術へ盛んに応用されるようになったのは、1950年代に入ってからであった。

このような短波長化を目的としたマグネットロンやクライストロンなどの遅波管の設計は、ミリ波以上の高周波領域では精度や耐久性、高出力化といった点で技術的に困難だったので、高周波領域におけるコヒーレントな電磁波の研究は、1960年のレーザーの発明以来、電子管デバイスから量子エレクトロニクスという新しい分野に急速に移行した。しかしそのような時代背景にあって、Motzはスタンフォード大学でアンジュレーター中を通過する相対論的電子ビームからの誘導放射の研究を始めた。それより得られたスペクトルや出力は古典電気力学から導かれる1個の電子からの放射と一致し、実験はRF線形加速器で100MeVと3MeVに加速された電子ビームを用いて、可視光と1.9mm以下のミリ波長帯で行われた。1959年にはMotzとNakamuraにより導波管構造中のexternal wavesの増幅が確認された。

PhillipsはMotzらの研究より派生してユビトロン (ubitron ; undulated beam interaction) という、その動作はエネルギーが低いという点を除いて、原理的には現在のFELと全く同じである装置を製作した。その結果は、10cmの波長帯でエネルギー150keVの電子を用いて、最大出力1MW、変換効率~10%と良好であったが、マイクロ波領域では他の電子管デバイスでも優れた性能を得ていたので、マイクロ波源としてはジャイロトロンの開発が主流となった。

その後もMotzの研究はスタンフォード大学で続けられ、1968年にはMotzが製作した装置に、新しく鏡とマイクロ波アンジュレーターを備えた装置がPantellらによって提案された。1970年頃にはJhon MadeyとH.A.Schwettmanが "a free electron laser (以下" FEL ") の

研究を始め、PalmerはFELに加速器技術を活かした研究の可能性について言及した。

two-wave regionにおける最初の相対論的誘導散乱の実験はスタンフォード大学で行われ、1976年にはEliasらが線形加速器で加速された低電流電子ビーム [I= 70mA, V=24MV] と磁場強度2.4kGのヘリカルアンジュレーターを用いて波長10.6mmの波を增幅し、変換効率7%を得た。その後Deaconらによって発振モードで実験が行われ、I=2.6A, V=43MVの電子ビームを用いて波長3.4mmで最大出力7kW、変換効率0.01%を達成した。FELは始めは量子力学によって解析されたが、その後の研究では誘導散乱過程を古典的に取扱っても量子力学で導いたときと同じ結果が得られることが示された。

一方、Nation、FriedmanとHerndonは大強度相対論的電子ビーム（電流密度1-10 kA/cm²、印加電圧1-2 MV）を生成し、遡波構造やリップル磁場からの放射を研究した。

NRL(Naval Research Laboratory)における高出力サブミリ波の研究は、Sprangleらの解釈によれば、誘導散乱に起因すると考えられた。コロンビア大学では、ラマン散乱過程を励起させる静磁場アンジュレーターを使って数々の実験が行われた。EfthimionとSchlesingerは、波長 0.3 - 6.0 cmの高出力マイクロ波を生成して導波管内の負エネルギー電子サイクロトロンモードと空間電荷波モードの結合を含む物理的機構を示した。

Marshallらは実験系を改良してより強いポンプ場でFELを動作させたところ、1-3 mm 波長帯で出力数MWを達成し、さらにポンプ場の強度が可変な電磁石のアンジュレーターを用いて、ポンプ振幅に対する空間成長率の線形依存性を立証した。その結果から、この相互作用はラマン領域で起きていると結論付けた。ミリ波帯における詳細な分光実験はGligenbachによって行われた。McDermottらは集団 ラマンFELが発振器として動作したと報告した。この装置は、コロンビア大学とNRLの協力もあって、光学的フィードバックがかけられるように準光学的空洞を使い、ビームの運動量の広がりを少なくするために、カソード付近に空間的高磁場領域を設けた。波長 400 mmでレーザー出力 1 MW、ライン幅比率 2 % が観測された。その後の実験ではFEL波長を定める関係を確認した。NRLのグループはダイオード磁場と電子ビームを再設計することによって、ラマンFELに対し効率7%代を実現した。FELの他の応用として、Walshは一連の実験を行って、振

動数が高いほうへ移行する誘電体と誘導ラマン効果を励起させるアンジュレーターを組み合わせた装置を使えば、誘導チエレンコフ効果とラマンFELを結合できることを説明した。

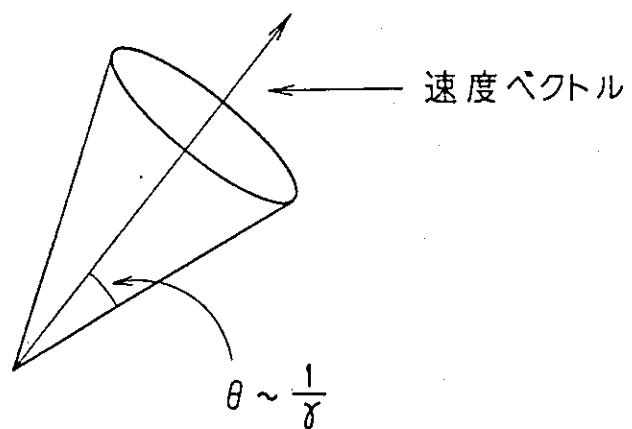
上に述べた実験に伴って数々の理論的研究が行われ、先にも触れたように最初は量子力学的问题として扱われた。SukhatmeとWolffは電子と電磁波の相互作用距離が有限であることを算入した。Colsonはtwo-wave FELを振り子の方程式(pendulum equation)を使い力学的モデルをつくった。このモデルは一様でないアンジュレーターや飽和効果を理解するのに特に有効であった。Sprangleらは弱いポンプ磁場中におけるラマン散乱過程の空間成長率を初めて計算し、その後の非線形領域での解析では成長率と効率はすべて指數関数的であることを示した。KrollとMcMullinの線形化では高利得領域にたいする成長率を求め、低利得two-wave 散乱過程においても計算した。高利得領域でのさらに進んだ研究は Hasegawaによって報告され、それにはビームの熱的広がりの効果が含まれていた。その一方で、BernsteinとHirschfieldは伝播する波のFEL增幅機構を境界値問題として扱った論文を発表した。粒子シミュレーション・コードを使って、Kwanらは非線形問題を解析し、LinとDawsonはリップル磁場周期とポンプ振幅を適当に調節することによって、25%代の高効率が達成されることを示した。これらの概念のうち、two-wave FELに関連する分野はSprangleとTangやKroll、MortonとRosenbluthによってさらに発展した研究がなされた。後者の理論は加速器技術とFEL物理の関係を確立した点でとくに評価された。ALAbariはレーザー lethargyの概念を用いて、two-wave FELにおける短パルスの効果を解釈した。

1980年代にはいると、FELの研究活動は大変活発になり、FEL増幅における捕捉粒子の問題や効率強化を目的とした実験に関する報告、例えば蓄積リング内の可視光の増幅実験やBell研究所における遠赤外FELの建設など、が多数出された。蓄積リングFELは電子エネルギーが150MeV以上と高いので、短波長光のFELに適していることや電子ビームのエネルギー幅とエミッタンスが小さい良質のビームが使え、さらに実験室での放射線レベルが低いことなどの利点があるので、多くの加速器の研究所、とりわけフラン

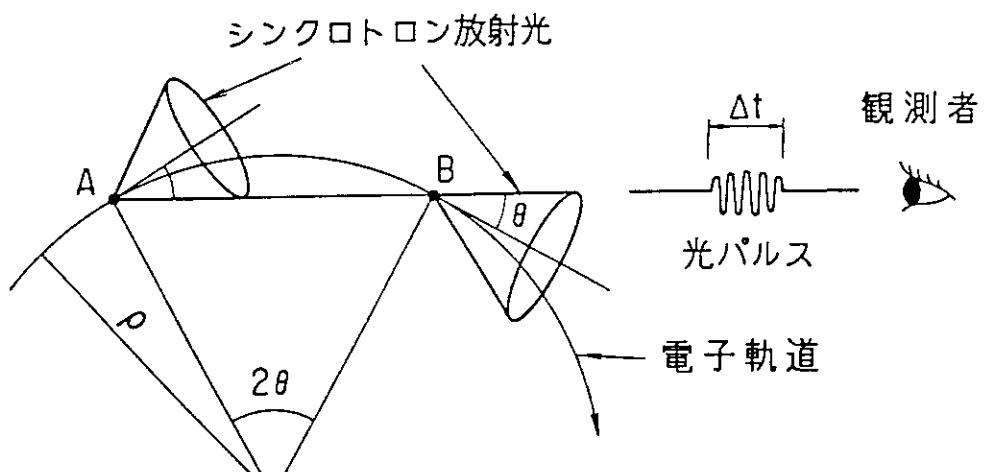
スのAOC、イタリアのADONE、米国のブルックハーベンやスタンフォードで、蓄積リングFELが建設された。1983年にはフランスのパリ大学の蓄積リングFELのグループは波長6400Åの可視光域でのFEL発振を報告した。スタンフォード大学では波長0.5mm付近で3次のハーモニクスで発振に成功した。これらの実験は両方とも一様でないアンジュレーターを使って得られた。1984年には米国カリフォルニア大学のFELのグループが電子エネルギー回収型のバンデグラーフを用いて遠赤外域(400mm)の高効率発振に成功した。

国内では1950年代の電子管全盛期から、1960年代以降の半導体やレーザーといった量子エレクトロニクスへと見事に転換を果たし、技術大国といわれるまでに技術的発展をとげたが、残念ながらその時に電子ビームや電子管の研究は途絶えてしまい、電子管全盛期に蓄えられた技術や研究者はほとんど失われてしまった。1977年のスタンフォード大学の自由電子レーザーやそれに続く長波長での研究に刺激され、最近になって自由電子レーザーの研究が国立研究機関を中心として大学や企業でも始められている。日本原子力研究所では誘導型線形加速器と収束型平面ウイグラーを用いたラマン領域で45GHz帯の增幅実験を行い、最大出力6MW、最大空間成長率56dB/mを得た。また、阪大レーザー核融合研究センター、宇宙科学研究所では誘導型線形加速器を用いた遠赤外自由電子レーザー、理化学研究所ではパルスパワーを用いた自由電子レーザー、分子科学研究所および電子技術総合研究所、東大物性研では電子蓄積リングを用いた自由電子レーザーの研究が進められている。

一定磁場中のシンクロトロン放射

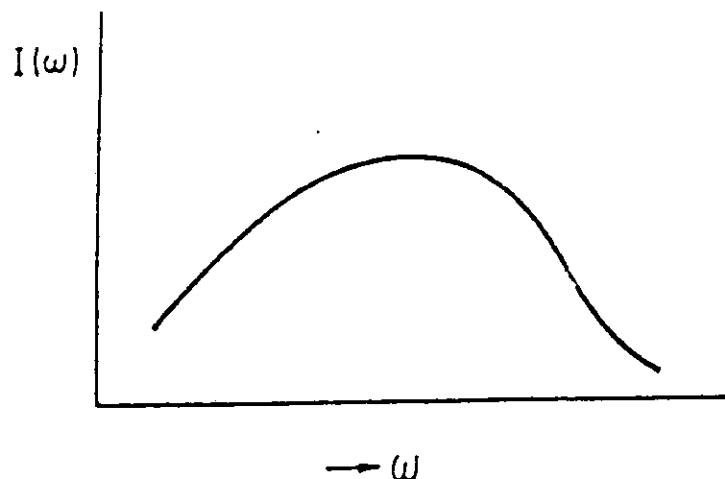


(Fig.2.1.1a)

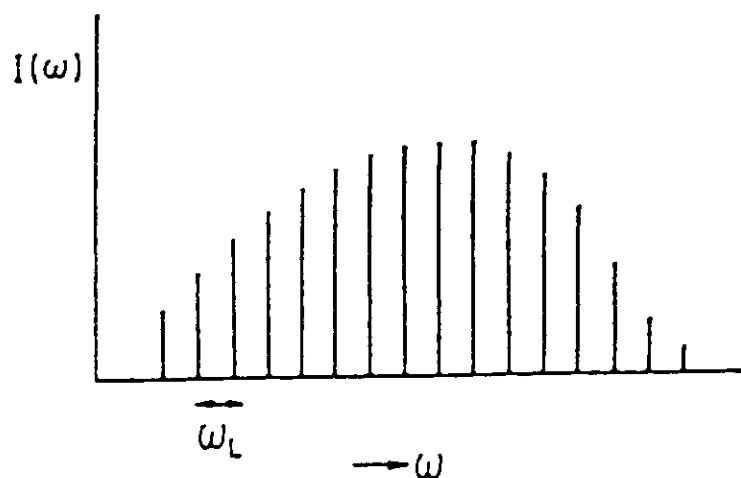


(Fig.2.1.1b)

シンクロトロン放射光スペクトル

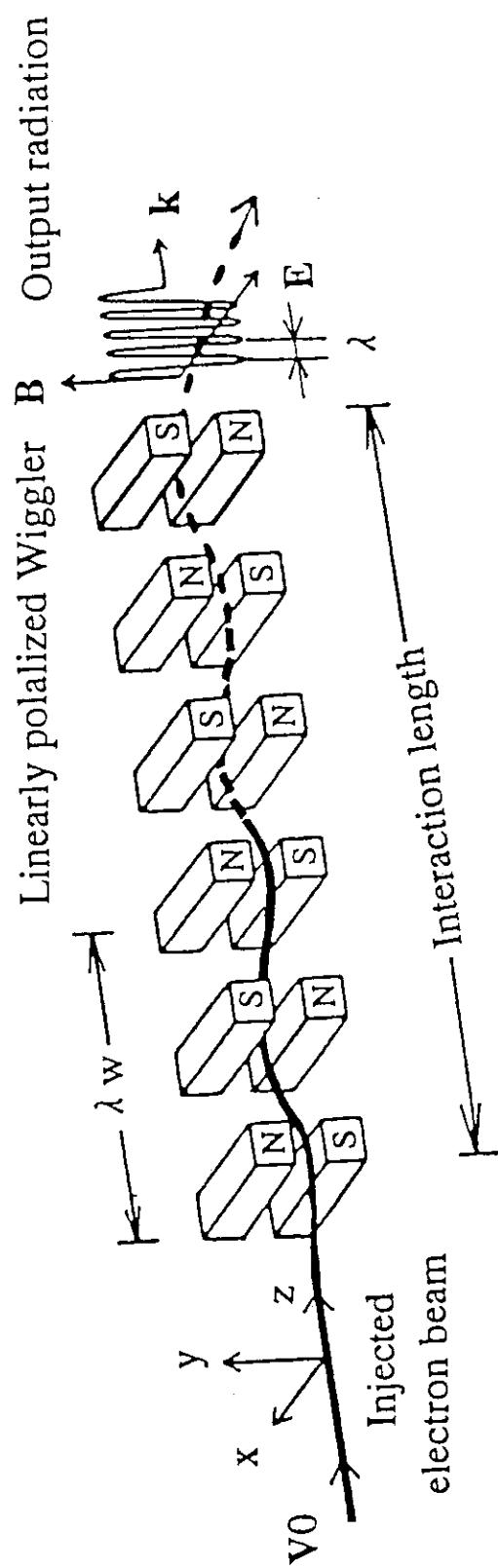


(Fig.2.1.2a) 単パルスのフーリエ成分。



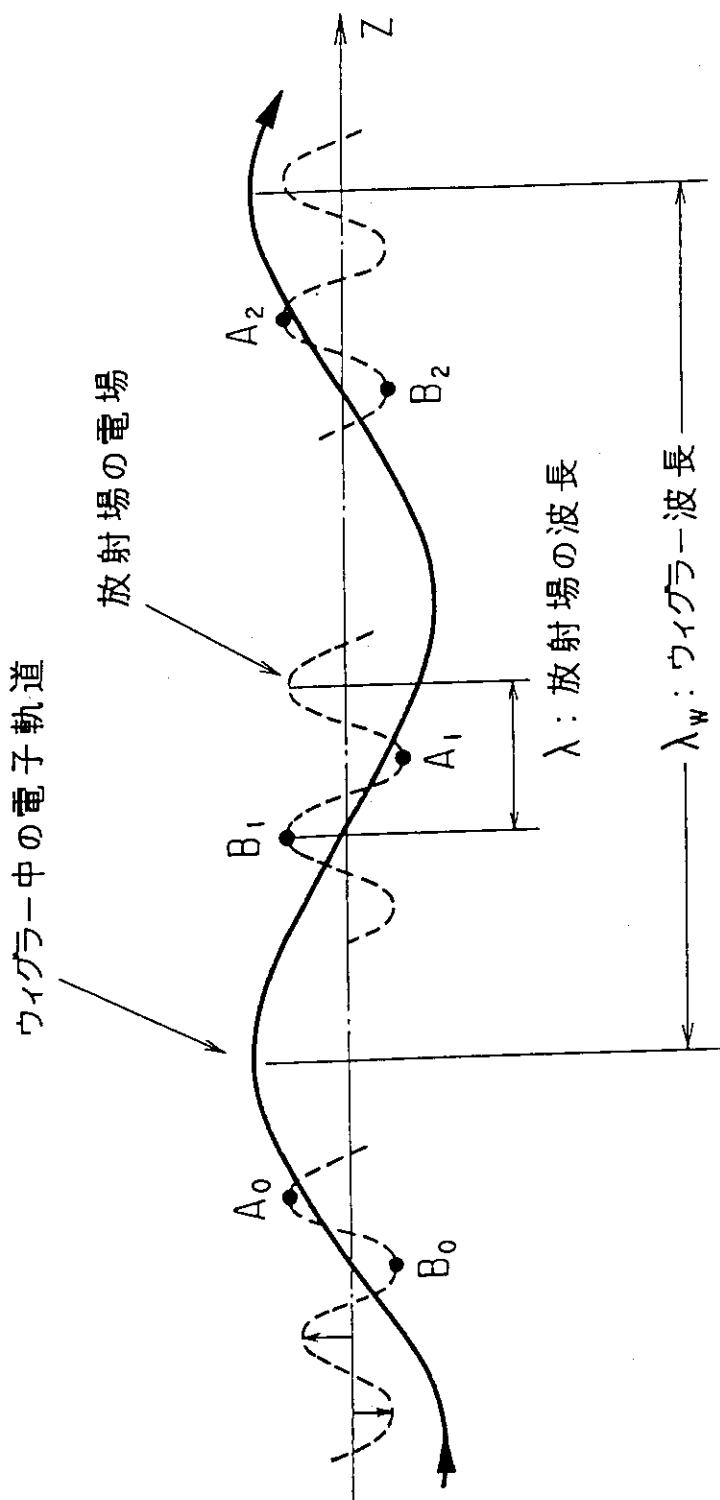
(Fig.2.1.2b) 電子が ω_L の角周波数で回転している場合。
そのフーリエ成分は ω_L の整数倍の所に鋭いピークを持つ。
実際にはピークはならされて(Fig.2.1.2a)と同じ形になる。

FEL装置の配置と座標系



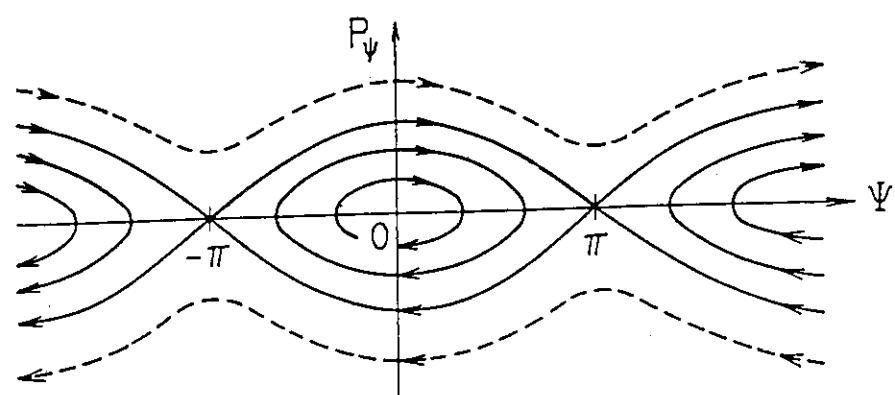
(Fig.2.1.3)

電子と放射場の共鳴構造

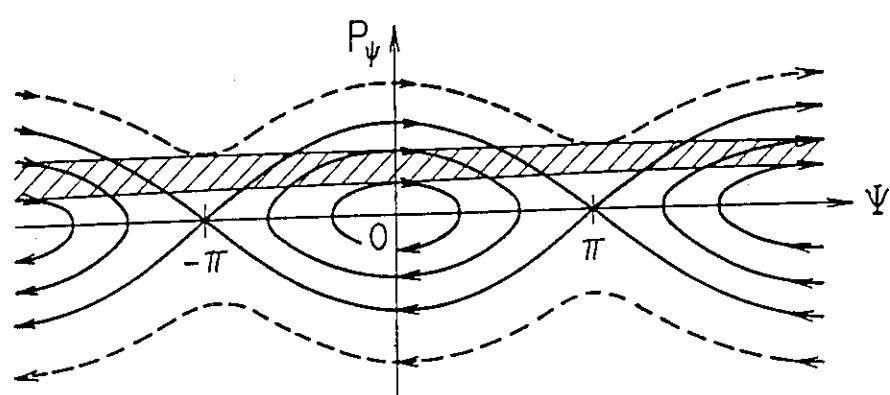


(Fig.2.2.1)

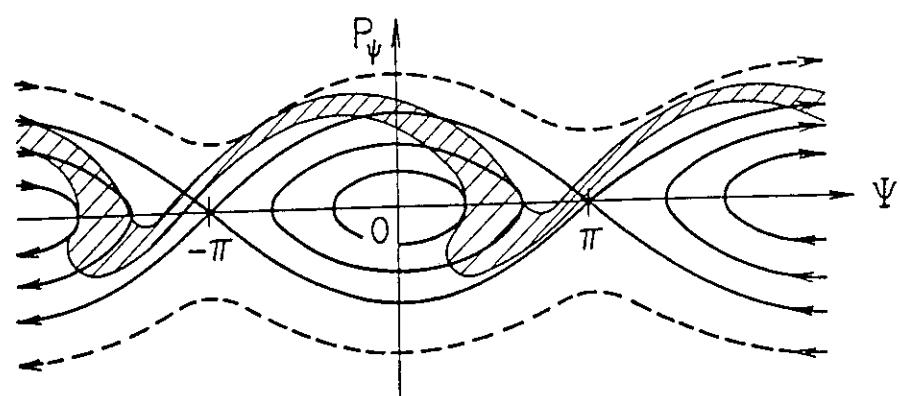
位相空間における電子の分布



(Fig.2.3.1a)



(Fig.2.3.1b)



(Fig.2.3.1c)

第3章 3次元FELコードによるシミュレーション

3-1 線形理論 /15/

2章ではFEL放射機構の骨格となる電子ビームと電磁波の相互作用を明確なものとするために、電子の密度変調がビーム内を伝播する空間電荷波や電子ビームのエネルギー幅 $\Delta\gamma$ 等が無視できる、理想的な場合（即ち完全にcoldであってかつビームの強度がゼロの極限の場合）を想定してFELの物理的概要を説明した。この節では一歩進んで、空間電荷の効果を電子密度の振動として取り入れ、ウィグラー磁場による放射電磁場と電子の密度変調をself-consistentに含む方程式を導く。線形的に扱うために、FEL相互作用の構成要素である電子ビーム、ウィグラー磁場、放射電磁場、空間電荷波を空間的一次元（z方向にのみ変化）であると仮定する。しばしばこの近似は1次元線形理論とも呼ばれる。

電子と放射場の相互作用を担う物理的機構が主に何であるかによってFEL動作領域は大きく2つの領域に分けられることは以前に述べた。これを、電子の密度変調（バンチング）に寄与するポテンシャルによって分類しよう。ラマン領域のFELでは電子は流体的に振る舞い、ビームの密度変調に対する寄与はポンディラモーティブポテンシャルよりも空間電荷ポテンシャルのほうが優勢である。このときの放射は、空間電荷波によるラマン散乱と見做せる。逆に、(high-gain)コンプトン領域では電子の密度変調に対する寄与が、空間電荷ポテンシャルよりもポンディラモーティブポテンシャルのほうが大きくなり、この場合の放射は電子による電磁波のコンプトン散乱と見做される。（この両者の場合はともに機構はそれぞれ異なるが電磁波-電子-電磁波のフィードバックループにより、不安定性が生じて（誘導放射！）放射電磁場は指数関数的に成長するのにに対して、不安定性よりはむしろ（強めあう）干渉効果によって小信号の放射が起こる場合がlow-gainコンプトン領域のFELである）この分類に従う両領域において、得られた放射電磁場と電子の密度変調を記述する方程式より、それぞれFELの分散関係とその時の最大空間成長率を求める。

ここでは 2-1 節で用いたのと同じ線形 ウィグラー 磁場 (2.1.7) とそれに付随する座標系を採用する (Fig. 2.1.3)。 (2.1.7) で表される ウィグラー 磁場のベクトルポテンシャル A_w は

$$A_w(z) = A_w \sin(k_w z) e_x \quad (3.1.1)$$

k_w : ウィグラー 磁場の波数、 $k_w = 2\pi/\lambda_w$

A_w : ベクトルポテンシャルの振幅、 $A_w = B_w/k_w$

e_x : x 方向の基本ベクトル

である。

(3.1.1) の ウィグラー 磁場中に z 軸に沿って 電子ビームを入射すると、 電子ビームは ウィグラー 磁場によって x 方向に 蛇行運動し、 電子は z 方向に 垂直な速度成分をもつ。 この速度の垂直成分と、 同じく z 方向に 伝播する ($x-z$ 平面に 偏光面をもつ) 電磁波の電場が 相互作用して エネルギーの 授受を行なう結果、 電子ビームに 密度変調が起こり、 電磁場の増幅に至る過程は 既に 2 章で 述べた。 増幅された 放射場の種となるのは、 FEL が superradiant モードで 動作する 場合は ドリフトチューブ内に 存在する 白色ノイズであり、 増幅モードで 動作する 場合は 外部から 入射された 電磁波である。 放射場のベクトルポテンシャルを $A_R(z,t)$ とすると 放射場は

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_R = -\frac{4\pi}{c} F J_{\perp} \quad (3.1.2)$$

に従って 発展する。 J_{\perp} は ポンディラモーティブ力によって 誘導される 振動電流である。

電磁波は このように 粒子全体を平均した 誘導電流によって 駆動されると 考えるところが、 この 流体近似の 特徴である。 F は filling factor といつて $F = \sigma_b / \sigma_r$ で 表され、 σ_b 、 σ_r は それぞれ 電子ビームの 断面積、 電磁波の 断面積である。 これは 実際のビームが もつ 有限の 広がりの 効果を 近似的に 電子ビームと 電磁場の 断面積の比で 算入した もである。

電子と 相互作用する 放射場は 直線偏光していると 仮定してよく、 そのベクトルポテンシャル $A_R(z,t)$ は

$$A_R(z,t) = A_R \sin(k z - \omega t) e_x \quad (3.1.3)$$

である。 k 、 ω はそれぞれ放射電磁場の波数と周波数、 A_R はベクトルポテンシャルの振幅である。

振動電流 J_\perp は、ウィグラー磁場と放射場のそれぞれの場による電子の横方向の速度をそれぞれ v_ω 、 v_R として、さらに $|v_\omega| \gg |v_R|$ を仮定すると

$$J_\perp = -e |(\delta n v_\omega + n v_R)| \quad (3.1.4)$$

と近似される。ある場所では粒子はすべて同一の速度をもつと考えているのが読み取れる。“流体”近似の所以である（粒子的シミュレーションの場合は粒子について適当に和をとる）。ここで e は電子の電荷、 n は電子密度、 δn は電子密度の擾動項である。

一方、電子のハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H &= \gamma m_0 c^2 - e \Phi \\ &= [m_0^2 c^4 + (P + e A_\omega + e A_R)^2 c^2]^{1/2} - e \end{aligned}$$

で、一次元モデルのため横方向の座標を含まないので横方向の正準運動量の保存則

$$|\gamma m_0 v_\perp - \frac{e}{c} (A_\omega + A_R)| = |P_\perp| = \text{const.}$$

が成立する。実際にはウィグラー磁場の入射部で電子ビームの入射方向を磁石などにより制御することができるので、横方向の正準運動量をゼロと仮定しても一般性を失うことなく、

$$v_\perp = \frac{e}{\gamma m_0 c} (A_\omega + A_R)$$

としてよい。

従って、ウィグラー磁場と放射場による電子の横方向の速度は、それぞれのベクトルポテンシャルを用いて独立した形で表される。

$$v_\omega = \frac{e}{\gamma_0 m_0 c} A_\omega \quad (3.1.5)$$

$$v_R = \frac{e}{\gamma_0 m_0 c} A_R \quad (3.1.6)$$

ここで、電子から電磁場へのエネルギー変換が小さいとして、電子のエネルギーを表す γ をエネルギーの初期値 γ_0 で置き換えた。振動電流による放射場を記述する方程式 (3.1.2) に (3.1.4)、(3.1.5)、(3.1.6) を代入して

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - F \frac{\omega_b^2}{\gamma_0 c^2} \right) A_R = - \frac{4\pi |e|^2 \delta n}{\gamma_0 m_0 c^2} F A_w \quad (3.1.7)$$

が得られる。 $\omega_b = (4\pi n e^2 / m_0)^{1/2}$ はビームに乗った系でのビームのプラズマ振動数である。この式から、放射場 A_R はウェーブルー磁場 A_w と電子の密度変調 δn を種として、時間的、空間的に発展することがわかる。もちろん、密度の擾動項である δn は放射場とウェーブルー磁場により与えられるから、すべての方程式を同時に連立させて、self-consistent に定められなければならない。

次に δn を記述する方程式を求める。z 方向の速度の擾動を δv_z とすると電荷の保存則より

$$\frac{d \delta n}{dt} = -n \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} \quad (3.1.8)$$

である。 δv_z を求めるには電子の運動方程式より出発する。電子の相対論的運動方程式は

$$\frac{dP}{dt} = -e \left(E + \frac{P \times B}{\gamma m_0 c} \right) \quad (3.1.9)$$

である。ここで $P = \gamma m_0 v$ 、 $\gamma = (1 + P \cdot P / m c^2)^{1/2}$ である。電子に作用する電場 E と磁場 B はそれぞれ

$$\begin{aligned} E(z, t) &= -\frac{\partial \Phi}{\partial z} e_z - \frac{1}{c} \frac{\partial A_R}{\partial t} \\ B(z, t) &= \nabla \times (A_w + A_R) \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

で与えられる。 Φ は電子密度の擾動項 δn が電子ビーム中を伝播する空間電荷波（ポンシャル）で

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi |e| \delta n \quad (3.1.11)$$

を満たす。(3.1.9)に(3.1.10)、(3.1.11)を用いて z 成分を線形化すると

$$\frac{d \delta v_z}{dt} = \frac{|e|}{\gamma_0 m_0} \left[\gamma_z^{-2} \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} + \left(\frac{\partial}{\partial z} + c^{-2} v_{z0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Phi_p(z, t) \right] \quad (3.1.12)$$

となる。ここで $\gamma_z = (1 - v_z^2 / c^2)^{1/2}$ である。 Φ_p は

$$\Phi_p = -\frac{|e| A_w \cdot A_R}{\gamma_0 m_0 c^2} \quad (3.1.13)$$

で表され放射場とウェーブルー磁場によるポンディラモーティブポテンシャルである。

(3.1.12)の右辺は電子ビームの z 方向の速度の擾動、即ち z 方向の密度変調に及ぼす力

を表している。右辺第一項は空間電荷効果を第二項はポンティラモーティブ力を示す。

(3.1.12)に(3.1.8)、(3.1.11)、(3.1.13)を用いると、電子密度の攝動部 δn を求める式

$$\frac{d^2 \delta n}{dt^2} + \frac{\omega_b^2 \delta n}{\gamma_0 \gamma_z^2} = -\frac{|e| n}{\gamma_0 m_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} + c^{-2} v_{z0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Phi_p(z, t) \quad (3.1.14)$$

を得る。(3.1.14)と(3.1.13)と先に求めた(3.1.7)によって、電子密度の攝動部 δn と放射場 A_R がウイグラー磁場を通じてself-consistentに求められる。

次にラマン領域とコンプトン領域におけるFELの分散関係と最大空間成長率を求める。

(3.1.14)より密度攝動 δn の位相はポンティラモーティブポテンシャルの位相

$[(k + k_\omega) z - \omega t]$ に等しいと類推されるので

$$\delta n(z, t) = \delta \tilde{n} \sin[(k + k_\omega) z - \omega t] \quad (3.1.15)$$

とおくことができる。(3.1.15)、(3.1.1)、(3.1.3)、(3.1.13)で表される δn 、 A_w 、 A_R 、 Φ_p を使って、(3.1.7)と(3.1.14)よりそれぞれの振幅を消去して

$$\begin{aligned} & \left[k - \left(\frac{\omega^2}{c^2} - F \frac{\omega_b^2}{\gamma_0 c^2} \right)^{1/2} \right] \left[(k + k_\omega - \frac{\omega}{v_{z0}})^2 - \frac{\omega_b^2}{v_{z0}^2 \gamma_0 \gamma_z^2} \right] \\ &= -F \frac{\omega_b^2 / c^2}{2 \gamma_0} \beta_\omega^2 \beta_{z0}^{-2} k_\omega \end{aligned}$$

分散関係が得られる。右辺の結合係数を

$$\alpha^2 = F \frac{\omega_b^2 / c^2}{2 \gamma_0} \beta_\omega^2 \beta_{z0}^{-2} k_\omega$$

とし、電磁波モードの波数を

$$k_{em} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - F \frac{\omega_b^2}{\gamma_0 c^2} \right)^{1/2}$$

とする。正のエネルギーをもつ速い空間電荷波と負のエネルギーをもつ遅い空間電荷波(正、負のエネルギーという概念はこれらの波が励起されてない場合と比べて、電子ビームの全運動エネルギーが増加または減少していることを意味する。)の波数をそれぞれ正符号と負符号に対して

$$k_\pm = \frac{\omega}{v_{z0}} - k_\omega \mp \frac{\omega_b}{\gamma_z \gamma_0^{1/2}}$$

と置き換えると分散関係は、

$$(k - k_{em})(k - k_-)(k - k_+) = -\alpha^4 \quad (3.1.16)$$

のような簡潔な形になる。この分散関係から次の2つの極限における最大空間成長率を求める。

A. (High-gain) コンプトン領域

この場合電子ビームに作用する力は集団的空間電荷効果によるものよりポンディラモーティブポテンシャルによる力のほうが顕著であるので空間電荷による項を無視する。

(3.1.16)の分散関係は

$$(k - k_{em}) \left[k - \left(\frac{\omega}{v_{z0}} - k_\omega \right) \right]^2 = -\alpha^2 \quad (3.1.17)$$

となる。この領域ではポンディラモーティブポテンシャルと電磁波モードのカップリングが行われているのが分かる。最大空間成長率 Γ を得る共鳴条件は

$k_{em} = (\omega - v_{z0} k_\omega) / v_{z0}$ で、 Γ は波数 k の虚数部として得られ、

$$\Gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} F^{1/3} \left(\frac{\beta_w^2}{2} \frac{\omega_b^2 k_\omega}{\gamma_0 c^2} \right)^{1/3}$$

となる。

B. ラマン領域

この領域ではビームのプラズマ振動数が非常に大きくなる（密度が大きくなる）ので、電磁波モードと2つのビームモード（fast space-charge waveとslow space-charge wave）がそれぞれカップリングする。しかし2章でも説明したように fast space-charge wave と電磁波のカップリングは弱く、(3.1.16)の分散関係で $(k_z - k_r) = 2\omega_b / (\gamma_z v_{z0} \gamma_0^{1/2})$ とおける。

その結果、分散関係は

$$(k - k_{em})(k - k_r) = -\alpha^2 \gamma_z \gamma_0^{1/2} v_{z0} / 2\omega_b$$

となる。電子と電磁波の相互作用は slow space-charge wave と電磁波モードのカップリングによることが分かる。

最大空間成長率 Γ は共鳴条件 $k_{em} = k_r$ のとき

$$\Gamma = \beta_w F^{1/2} \left(\frac{\omega_b \gamma_z k_\omega}{4(\gamma_0 c)^{1/2}} \right)^{1/2} \quad (3.1.18)$$

である。このときの共鳴条件において $\xi = \omega_b / \gamma^{1/2} k_\omega c$ とおいて ξ に関して一次まで展開

すると

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} (1 + K^2) \left(1 + \frac{\xi}{\beta_z \gamma_z} \right)$$

となって 2—3 節で求めたコンプトンFELの場合の共鳴条件 (2.3.2) に比べて、密度の補正項が加わっていることが分かる。

3—2 シミュレーションコード

この節では、数値シミュレーション実験で採用した 3 次元 FEL 非線形数値解析 コードについて簡単に説明する。前節で紹介した 1 次元線形理論では、空間電荷効果を電子密度変調の揺動項として取り入れ、self-consistent に決定される電磁波の発展の様子を記述した方程式系および波動の分散関係、最大空間成長率を得た。しかし FEL を理解し研究する上で重要であり、かつ実際の実験との対比の上で特に興味の対象となる物理現象、例えば非線形効果より生じる飽和現象や、軸に垂直な方向のビームの構造、例えば軸磁場による電子のサイクロトロン運動とウイグラー磁場による蛇行運動の共鳴によって、ビーム粒子のあるものはその軌道が不安定性 /16/ となる場合もあり、その時電子軌道が大きく軸から離れたところでの 3 次元的な電子の運動等の FEL 動作に対する影響は、解釈的に解くことが非常に困難で現在のところシミュレーションに頼るほかない。本稿の論点の一つである、空間電荷効果を考慮した場合としない場合における電磁波の飽和の相違に対する比較や、議論もまたシミュレーションに頼らざるを得ない。

近年急速な発展をとげてきた計算機シミュレーションは、物理学全般にその応用範囲をもつが、とくに極めて多数の粒子や自由度を扱うプラズマ物理学の分野においては非線形現象を研究する強力な手段として確固たる立場を確立したといえる。プラズマ物理に用いられる計算手法は、粒子コードと磁気流体コードの 2 タイプに大別される。前者はその名の通り、数千個～数十万個からなる粒子一つ一つの運動方程式を解き、粒子と電磁場の共鳴的相互作用やプラズマ加熱・粒子拡散等の運動論的現象を研究対象としている。後者はプラズマを伝導性をもつ 2 種の成分からなる流体と見做して流体力学に類似の手法を用いる、磁気流体 (MHD) シミュレーションコードであり、核融合・宇宙

プラズマにおける磁力線のつなぎ替え（リコネクション）、プラズマの自発的エネルギーの緩和現象など、プラズマの巨視的現象を研究の対象にしている。粒子コードによる計算は原理には明快ではあるが、扱うべき粒子の数が他の場合、例えば素粒子物理や、物性物理における分子動力学等の分野に比べて圧倒的に多いのが特徴的（電磁気力という遠距離力によって秩序化が行われるので）であり、これらの数千個から数十万個からなる粒子一つ一つの軌道を長時間にわたり追跡することは現在使用しうるいかなるスーパー・コンピューターをもってしても不可能であるため、定式化の際に様々な近似が行われる。主な近似法としては2つあって、1つは、粒子を多数個寄せ集めてできる”超粒子（super particle）”の集団によってプラズマを表し、超粒子の運動により生じる電磁場のもとで運動方程式をとき軌道を追跡する手法である。もう一つは、異なった初期条件に対して、粒子の運動方程式を位相空間で考えて電子ビームの位相空間での分布を求め、電磁波の放射、吸収過程について位相空間で平均し、電磁波の増幅率あるいは飽和過程を定量的に調べる方法である。自由電子レーザーの数値解析は、初めColsonによる作用モデル/17/が提案されてからさまざまのモデルがあるが、FEL場に対するいくつかの過程の上に成立する非線形粒子—波動方程式を数値的に解くものが一般的である。自由電子レーザーの場合は粒子間の相互作用を方程式系に取り入れる際に、扱う粒子のエネルギーが高いにも拘わらず、熱温度が十分に小さいので電子ビーム内での粒子同士の衝突が問題にならない点が一般のプラズマとは顕著に異なる。初期条件については、適当な分布を与える。

今回のシミュレーション実験で用いたコードは後者の手法に属し、A.K.GangulyとH.P.Freundによる定式化/18/、/19/に従って、日本原子力研究所（略称JAERI）で新たに改良されたものである/20/。Freundらは、今までのチャンピオンデータ（ヘリカル ウィグラー磁場後部にダウンテーパー部を設け35GHz帯域で増幅実験を行った結果、最大出力1GW、エネルギー変換効率35%を達成）であるリバモアのグループが行った実験(Fig.3.2.1)/10/を彼らの開発したコードを用いて解析して、その結果を良く再現することに成功している/18/。Freundらは3次元モデルでヘリカル ウィグラー磁場と工

エネルギーのない円形導波管、収束型線形ウイグラー磁場 /21/ と同じくエネルギーのない矩形導波管の 2 組のタイプについて定式化しているが線形ウイグラーの場合には 空間電荷ポテンシャルは考慮されていない。JAERI のコードのには、ヘリカルウイグラー磁場と収束型線形ウイグラー磁場が設定でき、導波管のタイプはエネルギーのない矩形導波管のみだが、1 次元的に空間電荷ポテンシャルを考慮できるよう改良されている。ただし軸に垂直な方向の空間電荷ポテンシャルはまだどのコードでも取り入れられていない。極端に大電流の場合は考えられなければならないファクターである。

JAERI コードで採用された基礎方程式群を下に示す。

$$\frac{d^2}{dz^2} \delta a_{ln} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - k_{ln}^2 \right] \delta a_{ln} = 8 \frac{\omega_b^2}{c^2} F_{ln} \left\langle \frac{\cos \alpha}{|v_z|} e_{ln}^{(1)} \cdot v \right\rangle \quad (3.2.1)$$

$$2k^{1/2} \frac{d}{dz} (k^{1/2} \delta a_{ln}) = -8 \frac{\omega_b^2}{c^2} F_{ln} \left\langle \frac{\sin \alpha}{|v_z|} e_{ln}^{(1)} \cdot v \right\rangle \quad (3.2.2)$$

ここで A_{ln} は真空導波管中を伝播する電磁場のベクトルポテンシャルで
 $\delta a_{ln} \equiv \delta A_{ln} / m c^2$
 である。

$$v_z \frac{dP}{dz} = -e (\delta E_{rf} + \delta E_\phi) - \frac{e}{c} v \times (B_w + \delta B_{rf}) \quad (3.2.3)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = \frac{2\omega_b^2}{c\omega} \langle \sin \alpha \rangle \quad (3.2.4)$$

ここで α はベクトルポテンシャルの位相を表す。

(3.2.1) と (3.2.2) は Maxwell の方程式で、ここでは境界条件を満たすために、電磁波のベクトルポテンシャルを真空矩形導波管中を伝播する電磁波がなす直交関数系で展開している。(3.2.3) は電子の相対論的運動方程式である。右辺に現われる電子に作用する力は、電場から受ける力としては、導波管内をともに伝播する電磁波の電場と電子ビーム内に励起される空間電荷波（ポテンシャル）による力が、磁場から受ける力としては、ウイグラー磁場と電磁場の磁場の重ね合わせによるポンティラモーティブ力が含まれている。空間電荷ポテンシャル Φ は、(3.2.4) よりその電子のプラズマ周波数（密度）より生みだされる。(3.2.1)～(3.2.2) は Freund らの定式化をそのまま採用し、(3.2.3)～(3.2.4) で新たに空間電荷効果を繰り込み、改良した部分である。

Freund の定式化で数値計算上工夫されているのは、電子ビームと電磁波の相互作用を

仲介する非線形振動電流を一つ一つの電子の速度の足し合わせで表現し、任意の時刻の状態量を一旦初期状態に戻して考えた上で、さらに初期状態での速度の分布を与える。
 $z = 0$ における位相空間とビームの断面で積分し平均をとっているところにある。これらの非線形微分方程式群を個々の粒子に対して平均された場の量を背景として、3次元的かつ self-consistent に解く。

JAERIコードではウェグラーとして、収束作用をもたせるために、放物型に shaped された磁極面をもつ永久磁石による線形ウェグラー（収束型線形ウェグラー：実際の実験で採用されている）を採用し、ビーム電流が入射時にロスしないようにウェグラー磁場の振幅は断熱的にたち上げている。入射ビームは、軸対称に分布した円形ビームを設定し、ビームの初期熱的広がり $\Delta\gamma$ も設定して、ビームは必ずしも cold でないとすることもできる。

今回のシミュレーションは、先に行われた 4.5 GHz 帯域の FEL 増幅実験のパラメータを考慮にいれ、より一層のエネルギー変換効率の上昇を計るため、ウェグラー磁場の後部テーパーリングの設計することを目的として行われた。さらに JAERI では装置のスケールアップを計画していて、既に新しくパワーアップした装置（電子の入射エネルギー～2 MeV）の電源系の製作に取り掛かっているという背景もあって、将来の接続設計のためにより upgrade されたビームパラメーターに対する計算も詳細に行った。なかでもラマン領域とコンプトン領域の動作の本質的な違いや transition 領域の研究を意識して、空間電荷ポテンシャルを考慮した場合としない場合のそれぞれについても計算した。以上の計算結果については次節で述べる。

3-3 計算結果

この節では、3次元 FEL 非線形粒子解析コードを用いたシミュレーションによる、収束型ウェグラー後部に施す1次元磁場テーパーの設計に関する計算とその結果をまとめる。

日本原子力研究所(JAERI)における誘導型電子線形加速器 LAX-1 と収束型ウェグラー

によるラマンF E L実験/9/では、45GHz帯域のマイクロ波増幅出力6MW、エネルギー変換効率3%が得られ、最大空間成長率56dB/mの結果を得ている。飽和に到達した後に、更に電子のバンチングを強めるためにウイグラー磁場のパラメーターに軸方向にテーパーを施す設計を、前節で述べた3次元FEL非線形粒子解析コード(JAERIコード)を用いて行った。JAERIコードでは、テーパーの施し方として直線型とcosine型の2タイプが選択できる。テーパーのパラメーターとしては、前者の場合はテーパーの開始位置(Starting Point of Tapering以下"SPT"と略す)とテーパーの強さを表す直線の傾き(Gradient of Tapering以下"GT"と略す)であり、後者の場合はテーパーの開始位置(SPT)とテーパーをかけ始めてからウイグラー磁場がゼロになるまでの距離(Ending Point of Tapering以下"EPT"と略す; cosineの1/4周期に相当)である。FEL相互作用によって電磁波が増幅される結果、電子はその分エネルギーを失い共鳴条件は満たされなくなる。電子の位相空間で考えれば、エネルギーが減少し共鳴条件から外れた電子は、ポンディラモーティブポテンシャルの山を越えられなくなり、さらにエネルギーが減少するとポテンシャルの井戸に完全に捕捉されて、そのなかで安定に振動(位相空間内を回転)するようになる。このポテンシャルの井戸のなかに捕捉されても、電子と電磁場間のエネルギーの授受は行われるが、時間(電子の位相空間内における振動—シンクロトロン振動—の周期程度のオーダー)的に均せば、電子はほぼ均一に減速位相と加速位相に存在するようになり、つまり放射と吸収の量の時間的平均が等しくなる。その結果、電磁波の増幅は停止したようにみえる。従って、理想的には、電子のエネルギーの減少にあわせてポンディラモーティブポテンシャルの井戸の深さを変え(浅くして)、電子が減速位相により多く存在するように、テーパーの形や強度の最適化を行って設定すべきである。ローレンスリバモア研究所(LLNL)で行われたテーパードウイグラーを用いた35GHz帯の増幅実験では、一定強度のウイグラー磁場の場合にはウイグラー長1.3m付近で180MWで飽和してしまい、エネルギー変換効率は6%程度であったのに対し、振り子の方程式(pendulem equation)のモデルによる2次元シミュレーション計算によって最適化されたウイグラー磁場テーパー部の磁場分布を採用したところ、ウイグラー長1.3mを越えて

も増幅され続けて、2.6 m の位置でほぼ1 GWにまで達して飽和した。これはエネルギー変換効率35%にあたり、その出力とともに現在までのチャンピオンデーターである。(Fig.3.2.1) にその結果/10/を示す。ここで最適化されたテーパードウィグラー磁場の分布は、飽和が起き始めるウィグラー長 1.2 m 付近までは一定強度を保ち、ここからほとんど直線的に強度を減少させて 2.6 m の位置で初期の値の40%までもっていくというものであった。Freundらは彼らが開発した3次元非線形粒子解析コードを用いて、リバモアの結果を再現することに成功しているので、彼らのFEL過程のモデルは実際をかなりの程度よく表していると考えてよい。Freund らの計算結果を (Fig.3.3.1) に示す。今回行ったシミュレーションではリバモアの実験や Freund らの計算結果を踏まえて、直線型テーパーを採用した。テーパーリングの設計は、本質的には理論体系が整備されていない学問領域における多体問題を対象にしており、これに関する研究はまだ初期の段階に留まっていると言える。現在ではなるべく多くの場合を想定してシステムティックにシミュレーションのデータを蓄積し、それらの分析によってより進んだ、新しいモデルを構築する段階である。そういう意味では、今回数々のパラメーターに対して詳細に行つた、直線テーパーをモデルにした計算は、今後のテーパーリングの設計、研究に対し大いに意味をもつと思われる。

シミュレーションは、現在のビームエネルギー820KeVと、スケールアップ後の1.65、2.0MeVの3つの場合（電流値はいずれも250A）と、さらにエネルギー2.0MeVについては、ビーム電流 1kA の場合も計算し、合計4種のビームについてテーパーの強さを変えて計算した。JAERIコードを用いてFreund等の計算結果と照合したところ、縦方向空間電荷ポテンシャル Φ の効果を入れない場合にはよく一致したが、 Φ を考慮して（後に述べるように Φ の効果による共鳴のずれをエネルギーを変えて補正した）計算すると彼らの結果に比べて出力、空間成長率等に差を生じた。特にテーパーを施したとき、 Φ の効果を考慮しない場合のテーパーパラメーターをそのまま採用すると出力がFreund等の約1/3になり、さらにテーパーパラメーターに対して最適化を行うと Φ の効果を考慮しない場合の出力レベルに達する。この場合には Φ の効果を考慮してもしなくとも、つまり

マンFELであってもコンプトンFELであっても、最終出力には大した差は生じないが、
テーパーパラメーターは大きく異なる (Fig.3.3.2)。いずれが実際の実験によく合致して
いるか、Freund等のコードに問題があるのか、我々のコードで Φ の入れかたに原因があ
るのかは実験データの不足もあって、現在の知見ではまだ確定的でない。その後
Freund は空間電荷効果とFELの関わりについて新しい解釈を発表したので、このこと
については次章でエネルギー測定の結果とあわせて検討の結果を報告する。このような事
情を踏まえて、さらに先のパラメーターに対して、それぞれ空間電荷ポテンシャルを考
慮した場合と考慮しない場合についても計算した。

3—1節で述べたように、空間電荷ポテンシャル Φ を考慮した場合の共鳴条件は、
 Φ を考慮していない場合の共鳴条件に密度の補正項が加わっていて、共鳴条件が多少異
なる。従って他のパラメーターをそのままにしておいて、ただ Φ だけを考慮するかし
ないかの計算の比較を行うのは意味がない。スイッチングの前に共鳴条件が満たされて
いても、スイッチングを行ったために共鳴条件が満たされなくなってしまう。共鳴条件
を常に満たすようにするために、空間電荷ポテンシャル Φ の導入に伴って少しパラ
メーターを変えてやらねばならない。極めて多次元のパラメータ空間での極値問題を議
論しているので、一つのパラメータに対する変化を見るためには、その他のパラメータ
に対しては最適化されているとの保証が必要なのである。共鳴条件は1次元の線形理論
では、ビームのエネルギー E_b [MeV] や電流 I [kA]、增幅電磁波の周波数 F [GHz]、ウイ
グラーの磁場強度 B_w [kG]、波長 λ_w [cm]、あるいはビームをガイドするための軸方向
磁場 B_h [kG] に依存している。ここではウイグラー等の装置の環境を変えないように配
慮し、増幅される電磁波の周波数に着目したので、空間電荷ポテンシャル Φ の導入に
伴う共鳴条件のずれをビームのエネルギーを変えて補正した。また、テーパーリングに
よってエネルギー変換効率を上昇させるには装置をコンパクトにすべきとの思想から、
テーパーリングの設計においては 空間成長率が最大 になるビームのエネルギーを用いて
いる。

シミュレーションに用いたパラメーターのうちで、全部の計算を通じて固定されたパ

ラメーターを (Table 3.3.1) に示す。

実際の実験で使用したウィグラーは、ウィグラー入射部のパラメータの非断熱変化に伴うビームのdegradationによる電子ビームの電流損失を防ぐために、入射点におけるウィグラー磁場強度をゼロにとり、その後 $5\lambda_w$ にわたって断熱的に磁場を強くする、アップテーパー部が設備されている。シミュレーションでも同様に設定した。放射場と電子のFEL相互作用は電子ビームの横方向の振動電流を介して行われるため、放射場と電子ビームの coupling は TM モードよりも TE モードが優勢であり効率や利得も大きい^[22]ので、FEL相互作用する電磁波は TE₀₁ モードのみを設定している。このシミュレーションでは、電磁場の成長過程の他に複数個のテスト粒子による実空間と位相空間における分布の遷移も計算した。電磁場の成長過程とテスト粒子の位相空間における分布の遷移を (Fig.3.3.3) に示す。電磁波の成長に伴って、位相空間内を電子が右周りに回転するのが分かる。以下にまとめた全部の計算に対して、入射時におけるテスト粒子は、実空間では τ 方向、 θ 方向にそれぞれ5個ずつ、位相空間では50個の粒子を均等に配置した。

テーパーがかけられていないときについて、本文の後にまとめて掲載した、飽和出力と空間成長率のビームエネルギーに対する依存性を示したグラフの番号と、最大空間成長率 Gmax [dB/m] とその時の飽和出力 Psat [MW]、飽和に達するまで電子がウィグラーを伝播した距離 Lsat [λ_w]、エネルギー変換効率 η [%] を、それぞれのパラメーター、即ち、入射電子エネルギー Eb [MeV]、入射電流 I [kA]、入射電磁波の周波数 F [GHz]、軸方向ガイド磁場強度 B0 [kG] についてまとめた。空間電荷ポテンシャル Φ を考慮した場合を (Table 3.3.2) に、考慮しない場合を (Table 3.3.3) に表す。

グラフの横軸は、入射電子のエネルギー [MeV]、左の縦軸は飽和出力 [MW]、右の縦軸は空間成長率 [dB/m] である。空間成長率のピークと飽和出力のピークを与えるエネルギーは一致しない（空間成長率のピークは飽和出力のピークよりも低いエネルギーで到達される）ので、必ずしも入射エネルギーが高いほうが飽和出力も高くはないことが多いことは注目される。

それぞれの場合において、最大空間成長率を示すエネルギーに対して、テーパーの強

さを変えて計算を行った。テーパーの傾GTは、Freund の定義に倣って

$$GT = -1/2\pi(EPT-SPT)$$

とした。ここで、(Fig.3.3.12) に示すように、SPTはテーパーを開始するまでに電子が通過したウィグラー磁石のペアの数（ピッチ数）、EPTはウィグラー磁場がゼロになる時までのウィグラー磁石のペアの数である。先と同じ要領で、その諸変数とグラフの番号を表にまとめた。グラフの番号の下に、最大出力時のテーパーの傾GTとテーパー開始位置をウィグラーのピッチ数（SPT）で示す。グラフ(A)にはテーパーの開始位置SPTを固定して、テーパーの傾GT(強さ)に対する最大出力の依存性を、グラフ(B)にはテーパーの傾GTを固定して、テーパーの開始位置SPTに対する最大出力の依存性を示す。空間電荷ポテンシャル Φ を考慮した場合を(Table3.3.4) に、考慮しない場合を(Table3.3.5) に表す。

(Table3.3.2) と (Table3.3.3) に示したそれぞれのパラメーターにおいて、飽和出力の最大値をもたらす電子ビームの入射エネルギーにおけるシミュレーションの出力結果を (Fig.3.3.21) ~ (Fig.3.3.28) に示す。各グラフにおいて、グラフ(A)には放射場のパワー [MW] を、(B)にはグラフ(A)の縦軸を対数で表したグラフ（グラフの直線部から放射場の成長が指数関数的であることがわかる）が示されている。

同様に、(Table3.3.4) と (Table3.3.5) に示したそれぞれのパラメーターにおいて、最大出力をもたらすテーパーのパラメーターにおけるシミュレーションの出力結果を (Fig.3.3.29) ~ (Fig.3.3.36) に示す。各グラフにおいて、グラフ(A)には放射場のパワー [MW] を、(B)にはウィグラー磁場強度の振幅（テーパーリングの様子）が示されていて。計算時間を短縮するために、NON-TAPER では出力の飽和するあたりで、TAPER ではウィグラー磁場がゼロになるところで計算をストップさせているので、グラフ番号毎に縦軸と横軸のスケールが少しずつ異なっていることに注意されたい。

出力に対するテーパーの効果を表したグラフ群(Fig.3.3.13) ~ (Fig.3.3.20) より、テーパーリングについて次のような、空間電荷ポテンシャルの有無を通じて、共通した傾向が得られた。

1. テーパーをかけると一旦飽和に達した後のビームの伝播にともなう出力の振動がなくなって、ゆっくりと最終出力が上昇する。
2. その限りではテーパー開始位置は飽和より少し前であるのが効果的である。
3. テーパーの強さは小さい方が最終出力は増加する。しかし、ウイグラーの長さが長くなるので工学的には適当な値での妥協が必要である。
4. テーパーは飽和後の出力を上昇させることを目的としている。その意味でテーパーをかけるのは飽和の前後とするのが簡明なやり方であるとされていた（今回のシミュレーションで、テーパーは飽和の手前よりかけ始めるのが効果的であることが明確になった）。テーパーをかける時点では、出力がexponentialに成長する段階を過ぎていて、空間成長率に対するテーパーの影響を考えるのは余り意味がない。

3—4 テーパーシミュレーションの考察

2章で述べたように、FEL相互作用における電磁場の增幅の飽和やビーム—プラズマ不安定性は、粒子密度が小さいコンプトン領域では特に、ポンディラモーティブポテンシャルによるビーム粒子の捕捉(trapping)、またポンディラモーティブ力との相互作用に帰着する。Phillips はすでにその極めて初期の仕事である(FEL の前身である)ユビトロン(ubitron)の提案と実験において、粒子の捕捉が生じた後ではウイグラーにテーパーを施すことによってユビトロンのエネルギー変換効率が上昇できる可能性を示唆している/23//24/。優れた先駆的な業績といってよい。1979 年にはSprangle とその共同研究者が、ウイグラー周期を空間的に変化させる（減少させる）ことによって効率の増大が期待されることを、FEL相互作用を完全に非線形の理論形式で扱って示した/25//26/。その後 FEL の実験的研究が進められるにつれて、飽和の限界を何らかの手段によって高める必要性が深刻に認識されるようになり、エネルギー変換効率を増大させるためのテーパーリングの技術的研究、開発が続けられてきた。現在ではもっぱら技術的観点から、飽和前後からウイグラー磁場の周期、あるいは磁場強度の振幅を徐々に減らすことが、テー

バーリングの一般的方法とされている。しかし本来はビームを構成する粒子系の統計的な性質(単にエネルギーだけでなくその位相空間における分布など、高次のモーメントとしての情報も含めて)とテーバーリングとの関わり合いを十分検討した上で、各時点でのビームの性質に対してもっとも有効な形のテーバーリングを定める処方が決められるべきである。しかし先に述べたようにまだこのような理論的解析を行うための数学的手段を我々は保有しておらず、差し当たっては数値シミュレーションがもっとも有効な方法である。

最初にここで前節の3次元シミュレーションの結果をもとに、極めて理想的な場合を仮定して、(2.1.10)のKパラメーターを用いてテーバーリングに対するウイグラーの評価を行う。これはかなり大雑把な方法であるが、そのウイグラーからどれだけのパワーが引き出せるか、その上限を見積る程度には有効である。

まず電子の電磁波へのエネルギー授受による、電磁波とのFEL共鳴条件のずれに対し、テーパーがどのような意味を持つかを議論する。電流密度が小さく、FEL相互作用がコンプトン領域で行われると仮定できるような電子ビームと、(2.2.2)の共鳴条件を満たす波長 λ_w の電磁波をウイグラー中に入射し、ともにウイグラーのz軸方向に伝播する。FEL相互作用の結果、電子は入射時よりもエネルギーを失い（その分のエネルギーが電磁波に移行する）、(2.2.2)の共鳴条件は満たされなくなって、電磁波の振幅の成長が飽和する。飽和の直前の電子のエネルギーをローレンツファクター γ_0 を用いて表すものとする。電子はまだ共鳴条件を満たしているので、その時の共鳴条件(2.2.2)は

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma_0^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (3.4.1)$$

である。ここで電子ビームのエネルギーの減少にあわせて、常に共鳴条件(2.2.2)を満たすようにウイグラー磁場にテーパーを施す（Kを減らす；ウイグラー磁場強度を減少させる、もしくはウイグラー磁場周期を減少させる）ことができれば、ウイグラー磁場がゼロになるまで共鳴は保たれ、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換がおこり続ける（実際にはウイグラー磁場がある程度小さくなると電子の蛇行運動が小さくなつて、

FEL相互作用が行われなくなり、ウィグラー磁場がゼロになる前に電磁波の成長は停止するであろうが) るものと期待される。この間の電子ビームは常にcoldであり続けるとのモデルである。ウィグラー磁場がゼロになった時の電子のエネルギーを γ とすると、共鳴条件は

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma} \quad (3.4.2)$$

である。電子と相互作用を行う電磁波はもちろん、同一の波長(振動数)を保たねばならず、(3.4.1) と (3.4.2) は同じ値を取るので、ウィグラー磁場がゼロになった時の電子のエネルギー γ を飽和の直前の電子のエネルギー γ_0 で表せる。

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{(1 + K^2/2)^{1/2}} \quad (3.4.3)$$

一方、飽和してからのテーパーによる最大エネルギー変換効率 η は

$$\eta = \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} \quad (3.4.4.)$$

であるので、(3.4.4)に(3.4.3)を代入して

$$\eta = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \left[1 - (1 + K^2/2)^{-1/2} \right] \quad (3.4.5)$$

となる。

これより K パラメーターが大きいウィグラーほど、テーパーによって期待される最大エネルギー変換効率が効果的に上昇することが分かる。

JAERI ウィグラーの K パラメーターは~0.76 である。前節でまとめたシミュレーション結果に対して、(3.4.5) を用いたテーパーによるエネルギー変換効率 (以下 " η_{tp} " とする) の比較を行う。入射電子エネルギー (E [MeV])、入射ビームの電流値 (I [kA])、 η_{tp} 、シミュレーション結果から計算されたテーパーによるエネルギー変換効率 (以下 " η_{ex} " とする) を、((3.4.5) はコンプトン領域であるという仮定から導かれているので) Φ を考慮しない場合について、(Table 3.4.1) にまとめる。ここでエネルギー変換効率は、ウィグラー中の電流損失はないものとして計算した。

これより η_{tp} と η_{ex} は JAERI のシミュレーションではかなり良い一致を示していること

から、直線テーパーを選択したこと、空間成長率が高いところでテーパーリングを行つたこと等は相当の程度よい効率を与えるような選択であったといえる。

リバモアの実験パラメーターについて同様の比較を行うと、Kパラメーターは3.4とかなり大きく、 η_{tp} （テーパーリングがウイグラー磁場強度が最期の値の40%になるところで終わっていることを考慮している）は54%、実験結果より得られたエネルギー変換効率は35%であった。この実験結果は、出力、効率共に今までのチャンピオンデータであり、高い変換効率を示しているが、上の考察によればこの倍近く増大する可能性を秘めているとも考えられる。飽くまでも η_{tp} は理想的な場合を設定しているのでこれは悪い一致とはいえない。この違いの原因としては、Freundらの計算によるリバモアのパラメーター($GT=0.007$)よりもテーパーの傾がもっと小さいところ($GT=0.002$)で出力の最大値(1.2GW; このとき $\eta_{\text{tp}}=40\%$ となる)を得ていることや、ノンテーパーかつ空間電荷ポテンシャルを考慮しない場合のJAERIコードを用いた計算による飽和出力と空間成長率のエネルギー依存性を示したグラフ(Fig.3.4.1)では、空間成長率は3.4MeVのとき最大値36.4dB/mをとり、リバモアの実験はそこから少しつれども行わかれていることなどが考えられる。

その他のテーパーリングに関する設計についての最近の報告に、核融合の国際的研究プロジェクトであるITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) 計画に関係して、トカマクプラズマ加熱にFELを用いることを想定したメリーランド大学のグループによる計算がある^[27]。彼らの用いたシミュレーションコードはここに用いた形式(Freundらによる定式化)と異なり、粒子一波動方程式を1次元的に解くものでありまた、空間電荷効果は考慮されていない。メリーランドのシミュレーションではビームエネルギー0.86MeV、電流30Aのシートビームを、波長1.5cm、最大磁場強度7.0kG、Kパラメーター～0.98のウイグラー中に入射して周波数150GHzの電磁波の增幅を設定している。ウイグラー入射部には数周期のアップテーパーが施されている。テーパーがかからないときには、電磁波の成長は63cm($\sim 42\lambda_w$)で飽和し、飽和出力は0.62MW、エネルギー変換効率2.4%であった。飽和の付近からテーパーを開始し、1.3m付近で飽和

出力が5MW、エネルギー変換効率20%まで上昇した。テーパーリングに関する組織的研究はこれまで例が少ないので貴重な研究ではあるが、この報告にはテーパーの詳しいパラメーターが記されておらず、上で行った我々の仕事(3.4.5)との比較は行わない。リバモア実験ではウイグラー波長を比較的大きく(9.8 cm)、ウイグラーパラメーターを大きくしたために、それに伴って增幅電磁場の波長は長くなるが、入射ビームエネルギーを高くすることで(3.5 MeV)短波長化を図っている。これに対して、メリーランドの設計によるウイグラーは比較的短いウイグラー波長(1.5 cm)、強いウイグラー磁場強度(7.0 kG)を設定しているため、入射ビームエネルギーが0.86 MeVと低くても短波長化(周波数150 GHz)が成功している。いずれのストラテジーをとるべきかは現段階では判定が難しい。以上の考察からテーパーリングによる効率の上昇を図るためにKパラメーターを大きくしたウイグラー設計が要求されることが結論される。

また、テーパーを施した時の出力は(一様なウイグラー磁場での)飽和に達するまでの伝播距離に大きく依存するので、テーパーリングの設計を行う際には飽和位置の決定が重要なポイントの一つとなる。さらに先にも述べたように空間電荷ポテンシャルの効果を考慮した場合と考慮しない場合では空間成長率や飽和レベル等に差が生じてくるため、その装置の動作領域がラマン領域であるかコンプトン領域であるかを確認した上で(ラマン領域ならば空間電荷ポテンシャルの効果を入れ、コンプトン領域ならば空間電荷ポテンシャルの効果を入れずに)シミュレーションを行うべきである。次章ではシミュレーションに併せて原研FEL装置の動作領域を判定するための実験を行ったので、それについて報告する。

(Table 3.3.1)

ウイグラー磁場強度振幅	1.8 [kG]
ウイグラー波長	4.5 [cm]
入射電磁波パワー	100 [W]
入射電磁波モード	TE ₀₁
入射電子ビームエネルギー幅	0 [%]
入射電子ビーム半径	0.5 [cm]
入射電子の形状	円形
導波管サイズ；縦 × 横	2[cm] × 2[cm]

(Table3.3.2)

NON - TAPER / Φ - ON

パラメーター	グラフの番号	Gmax [dB/m]	Psat [MW]	Lsat [λ_w]	η [%]
E _b = 0.82 MeV					
F = 45 GHz	(Fig.3.3.4)	56	28	29 ($\sim 1.3m$)	13.7
I = 0.25 kA					
B ₀ = 0.75 kG					
E _b = 1.65 MeV					
F = 140 GHz	(Fig.3.3.5)	36.7	22	44 ($\sim 2.0m$)	5.3
I = 0.25 kA					
B ₀ = 3.0 kG					
E _b = 2.0 MeV					
F = 215 GHz	(Fig.3.3.6)	29.2	24	58 ($\sim 2.6m$)	4.8
I = 0.25 kA					
B ₀ = 0.0 kG					
E _b = 2.0 MeV					
F = 210 GHz	(Fig.3.3.7)	43.1	160	40 ($\sim 1.8m$)	8.0
I = 1.0 kA					
B ₀ = 0.0 kG					

(Table3.3.3)

NON - TAPER / Φ - OFF

パラメーター	グラフの番号	Gmax [dB/m]	Psat [MW]	Lsat [λ_w]	η [%]
E _b = 0.75 MeV					
F = 45 GHz	(Fig.3.3.8)	93.4	14.8	18 ($\sim 0.8m$)	7.9
I = 0.25 kA					
B ₀ = 0.75 kG					
E _b = 1.60 MeV					
F = 140 GHz	(Fig.3.3.9)	38.0	24	41 ($\sim 1.8m$)	6.0
I = 0.25 kA					
B ₀ = 3.0 kG					
E _b = 1.95 MeV					
F = 215 GHz	(Fig.3.3.10)	36.1	20	44 ($\sim 2.0m$)	4.1
I = 0.25 kA					
B ₀ = 0.0 kG					
E _b = 1.90 MeV					
F = 210 GHz	(Fig.3.3.11)	65.4	96	28 ($\sim 1.3m$)	5.1
I = 1.0 kA					
B ₀ = 0.0 kG					

(Table3.3.4)

TAPER / Φ - ON

パラメーター	グラフの番号	Pmax [MW]	$\eta_{max} [\%]$	Lmax[λ_w]	η_{max}/η
$E_b = 0.82 \text{ MeV}$					
$F = 45 \text{ GHz}$	(Fig.3.3.13)	38	18.5	32 ($\sim 1.4 \text{m}$)	1.4
$I = 0.25 \text{ kA}$	GT = - 0.002				
$B_0 = 0.75 \text{ kG}$	SPT = 15				
$E_b = 1.65 \text{ MeV}$					
$F = 140 \text{ GHz}$	(Fig.3.3.14)	51	12.4	400 ($\sim 18 \text{m}$)	2.3
$I = 0.25 \text{ kA}$	GT = - 0.0004				
$B_0 = 3.0 \text{ kG}$	SPT = 40				
$E_b = 2.0 \text{ MeV}$					
$F = 215 \text{ GHz}$	(Fig.3.3.15)	39	7.8	160 ($\sim 7.2 \text{m}$)	1.6
$I = 0.25 \text{ kA}$	GT = - 0.001				
$B_0 = 0.0 \text{ kG}$	SPT = 5				
$E_b = 2.0 \text{ MeV}$					
$F = 210 \text{ GHz}$	(Fig.3.3.16)	200	10.0	56 ($\sim 2.5 \text{m}$)	1.3
$I = 1.0 \text{ kA}$	GT = - 0.007				
$B_0 = 0.0 \text{ kG}$	SPT = 38.5				

(Table 3.3.5)

TAPER / Φ - OFF

パラメーター	グラフの番号	Pmax [MW]	ηmax [%]	Lmax[λw]	ηmax/η
E _b = 0.75 MeV F = 45 GHz I = 0.25 kA B ₀ = 0.75 kG	(Fig.3.3.17) GT = - 0.005 SPT = 18	41.5	22.1	45 (~2.0m)	2.8
E _b = 1.60 MeV F = 140 GHz I = 0.25 kA B ₀ = 3.0 kG	(Fig.3.3.18) GT = - 0.001 SPT = 35	84	20.4	170 (~7.7m)	5.1
E _b = 1.95 MeV F = 215 GHz I = 0.25 kA B ₀ = 0.0 kG	(Fig.3.3.19) GT = - 0.002 SPT = 42	72	14.8	120 (~5.4m)	3.6
E _b = 1.90 MeV F = 210 GHz I = 1.0 kA B ₀ = 0.0 kG	(Fig.3.3.20) GT = - 0.005 SPT = 27	285	15.0	52 (~2.3m)	2.9

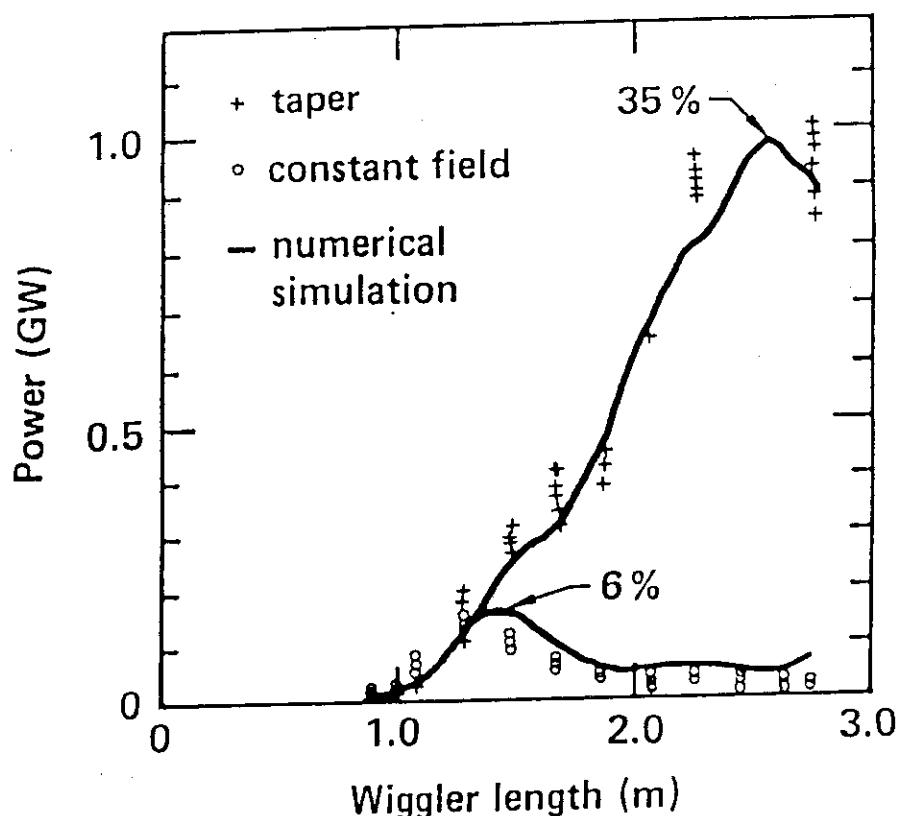
JAERI ウィグラー

(Table3.4.1)

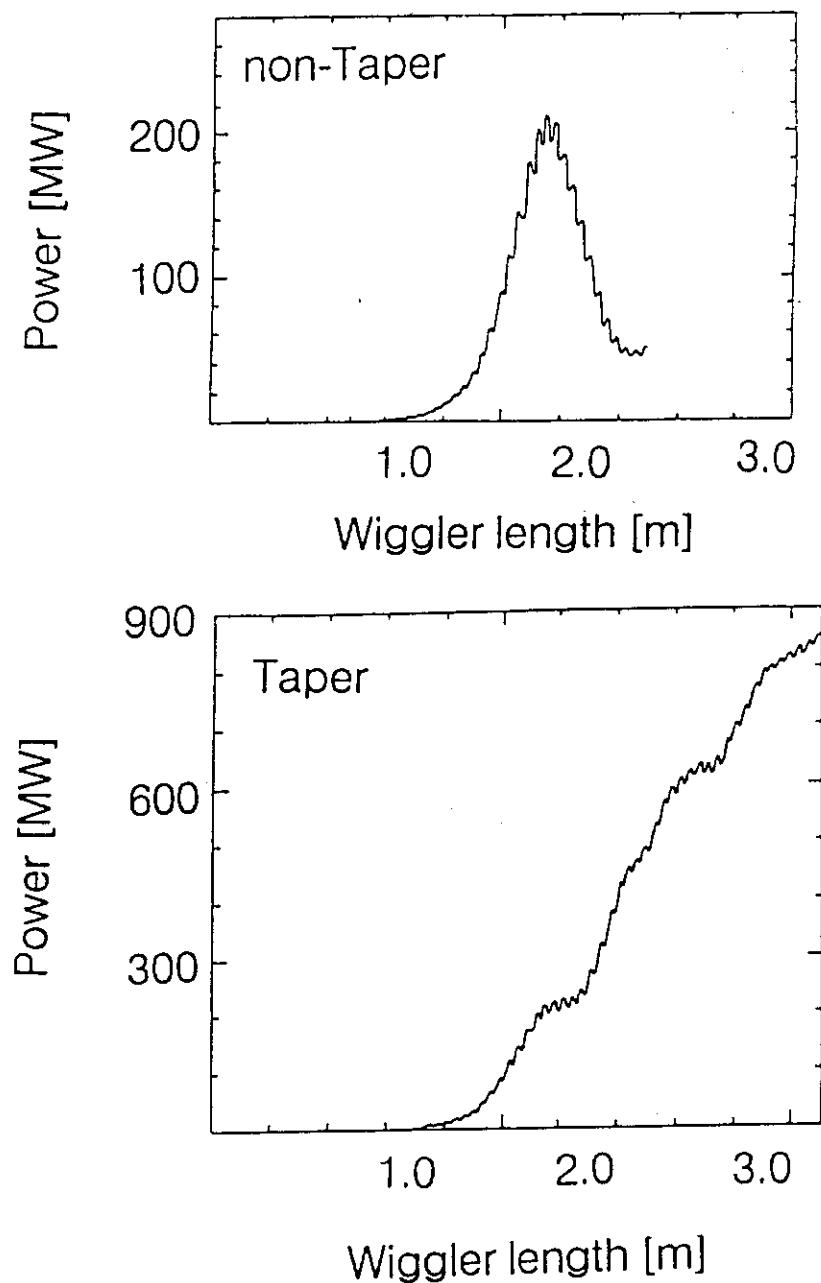
Kパラメーター～0.76

 Φ - OFF

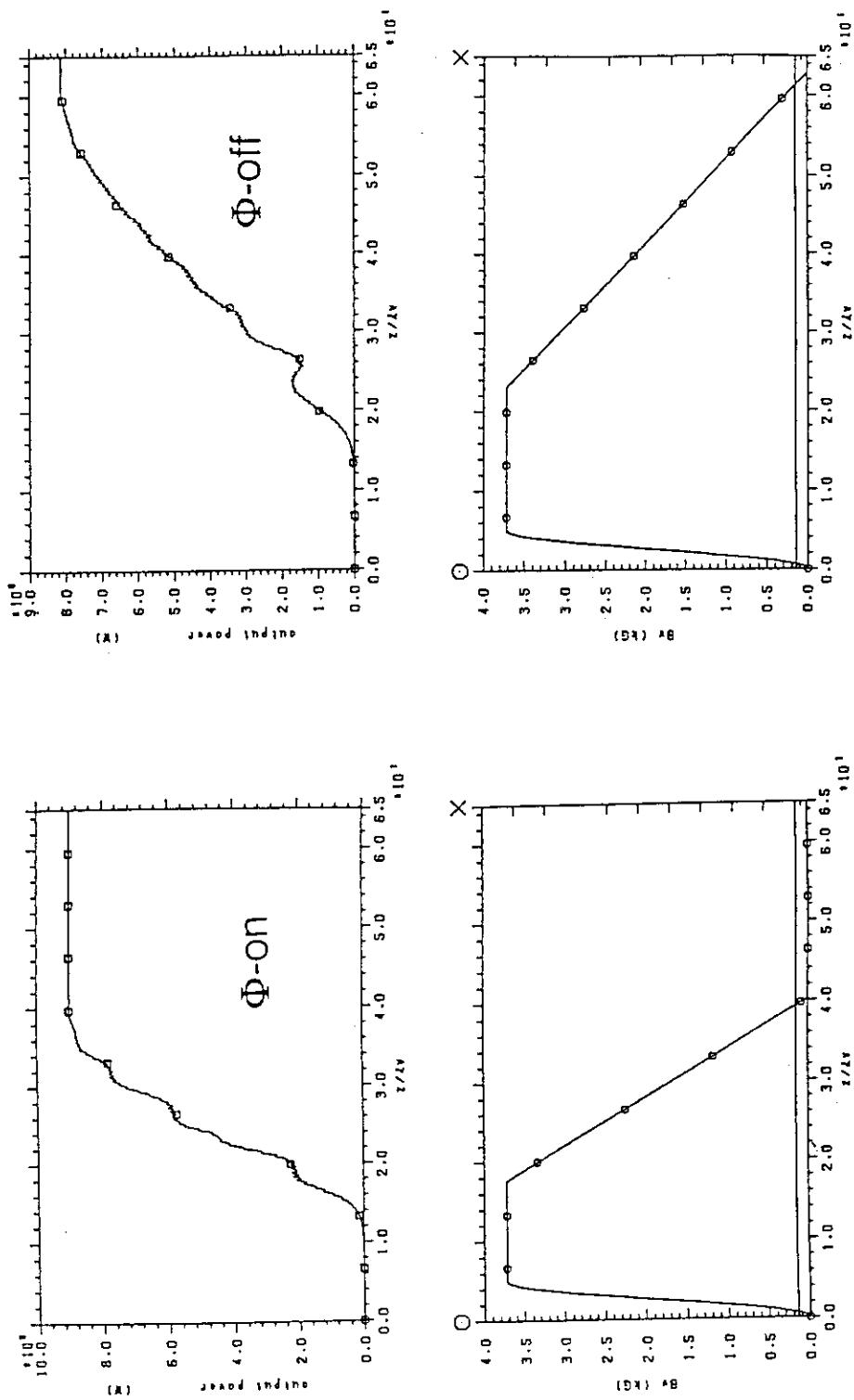
E [MeV]	I [kA]	η_{fp} [%]	η_{ex} [%]
0.75	0.25	21	15
1.60	0.25	16	16
1.95	0.25	15	15
1.90	1.0	15	11



(Fig.3.2.1) LLNLにおける3.5GHz帯FEL增幅実験結果

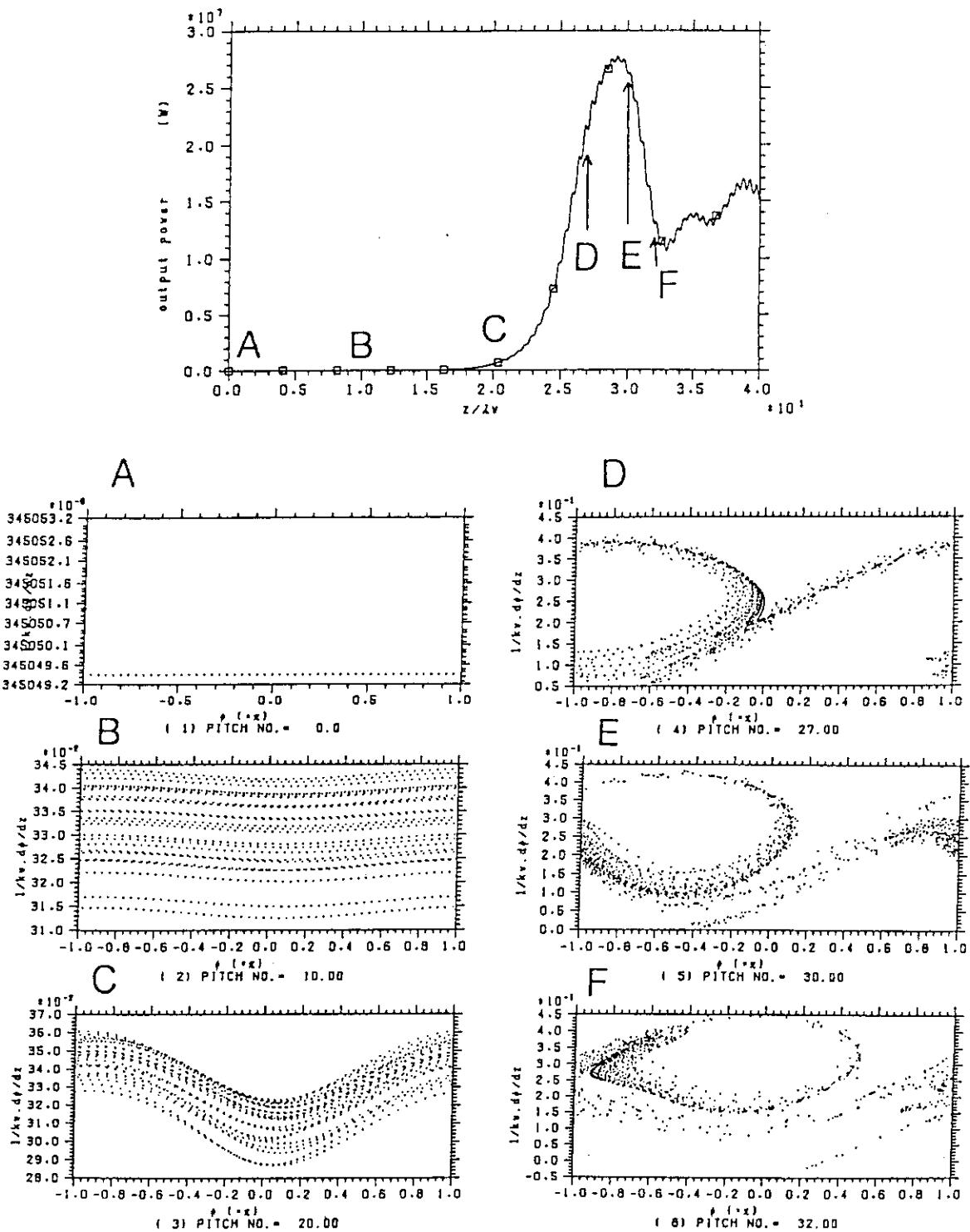


(Fig.3.3.1) FreundによるLLNL35GHz帯増幅実験の
3次元数値解析結果。

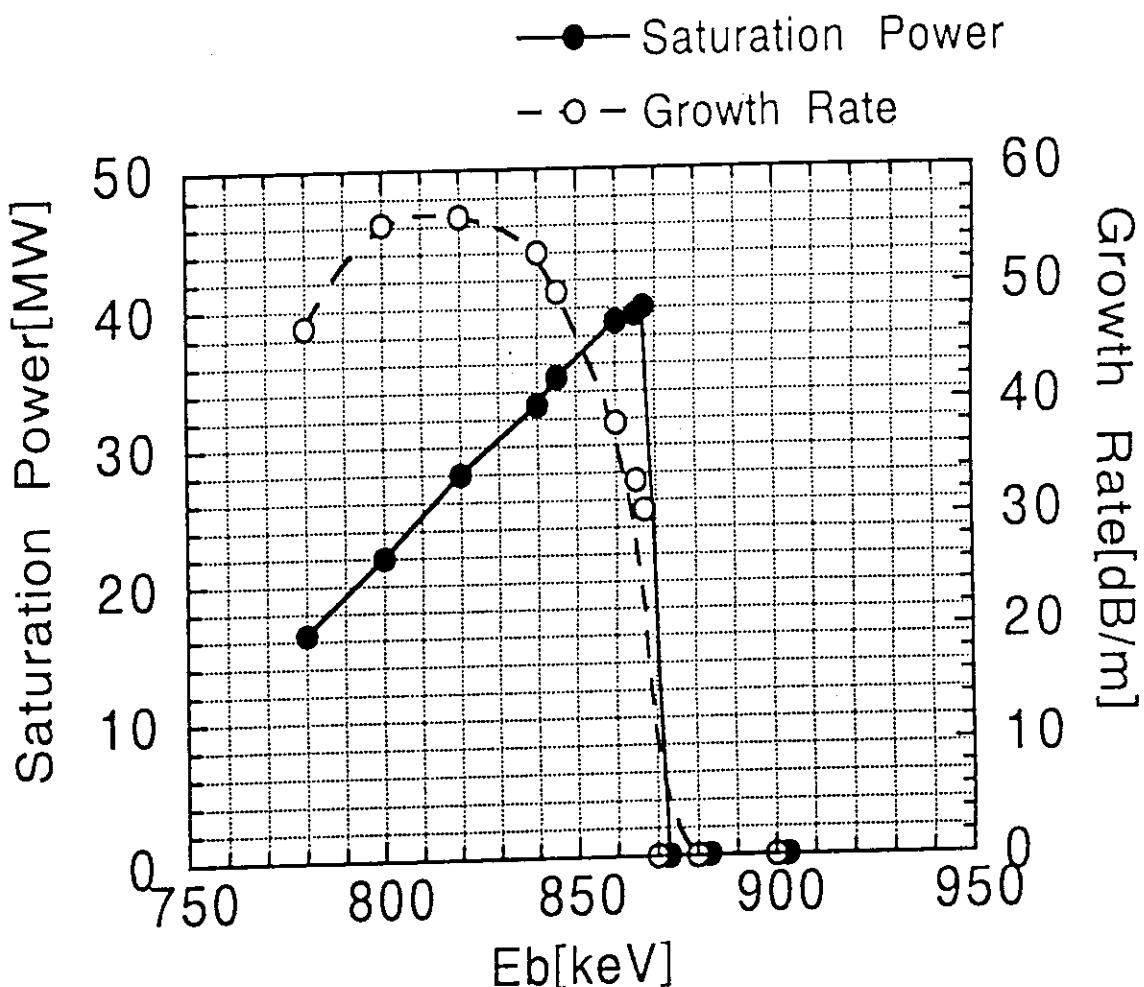


(Fig.3.3.2) JAERIコードによるLNL35GHz帯増幅実験の
3次元数値解析結果。上は出力、下はウイグラー振幅強度
を表す。

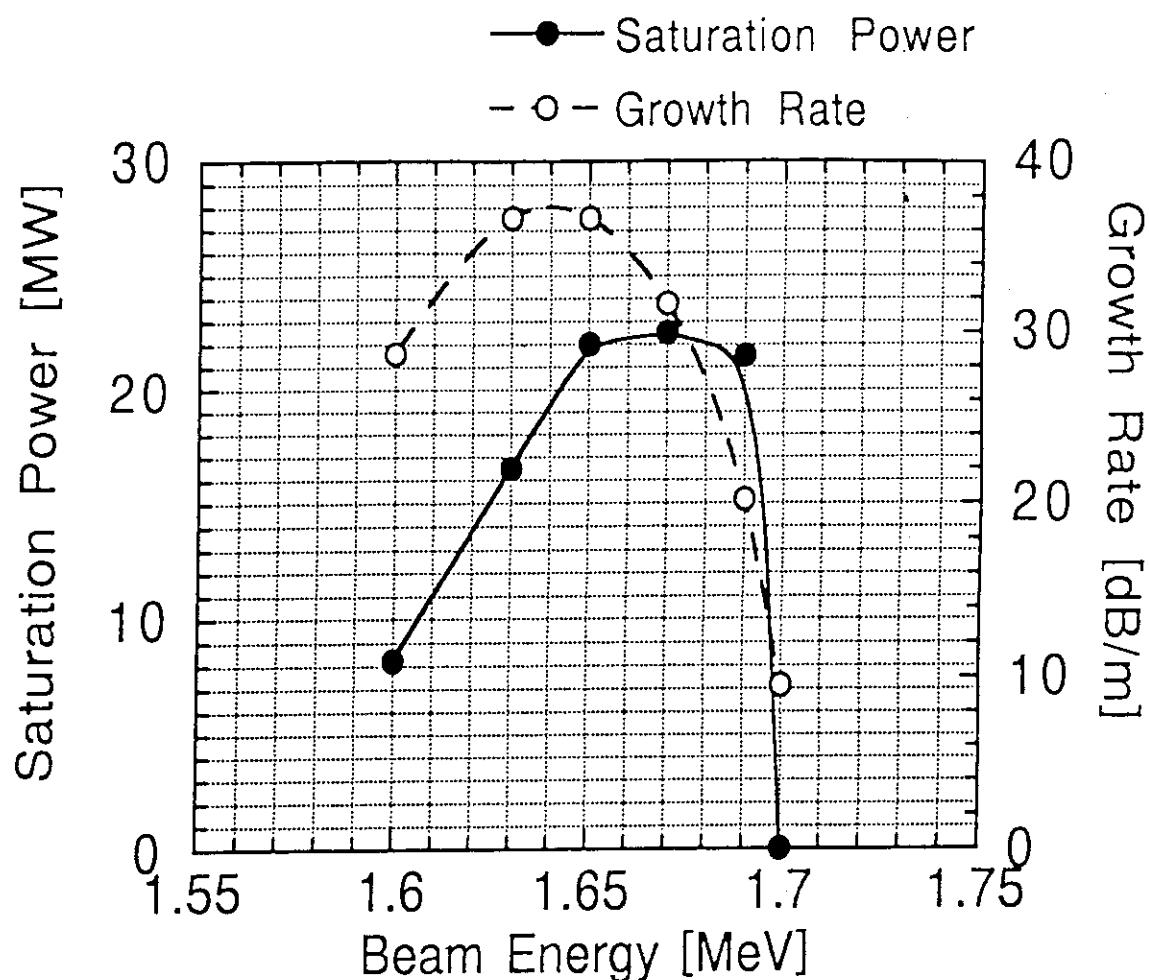
電磁場の成長過程と位相空間における電子分布の遷移



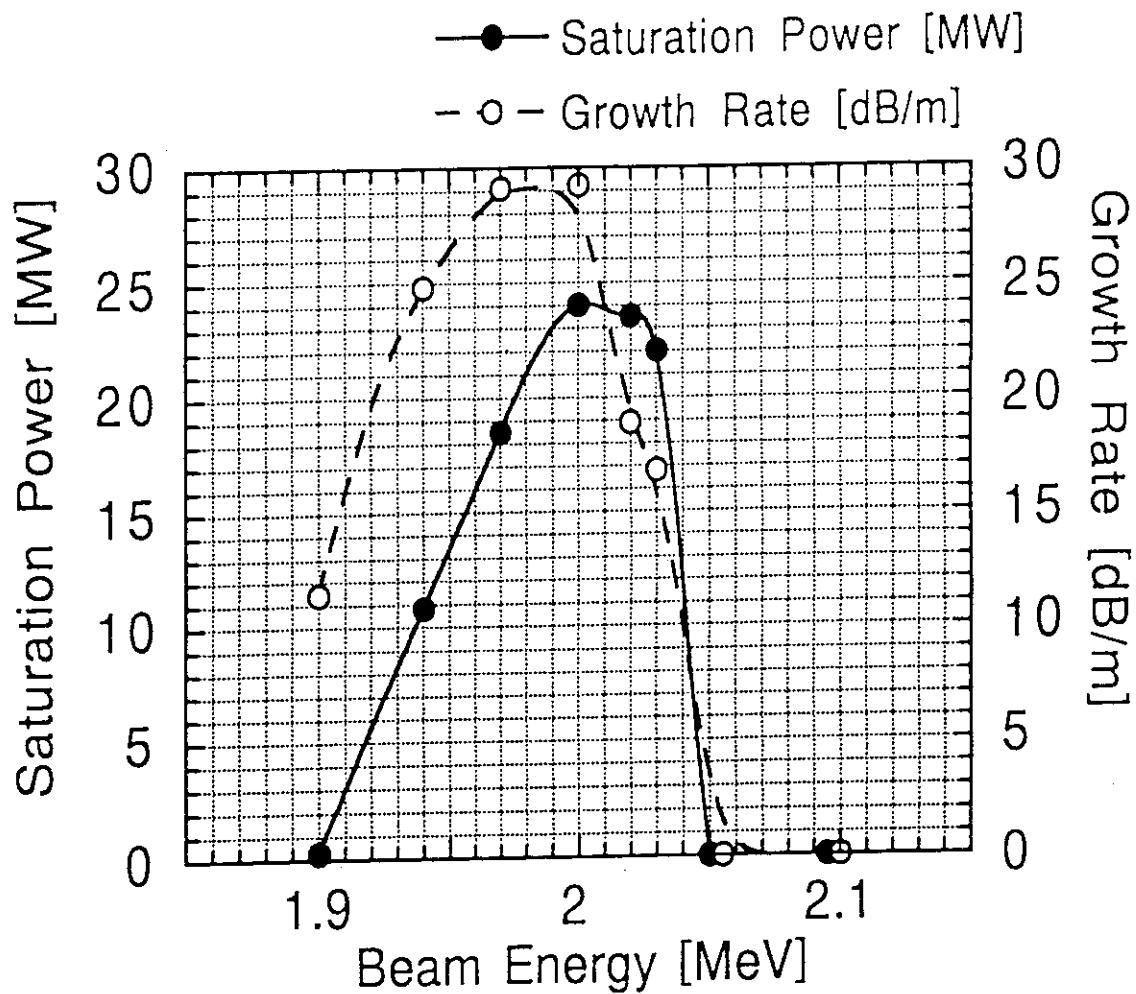
(Fig.3.3.3)



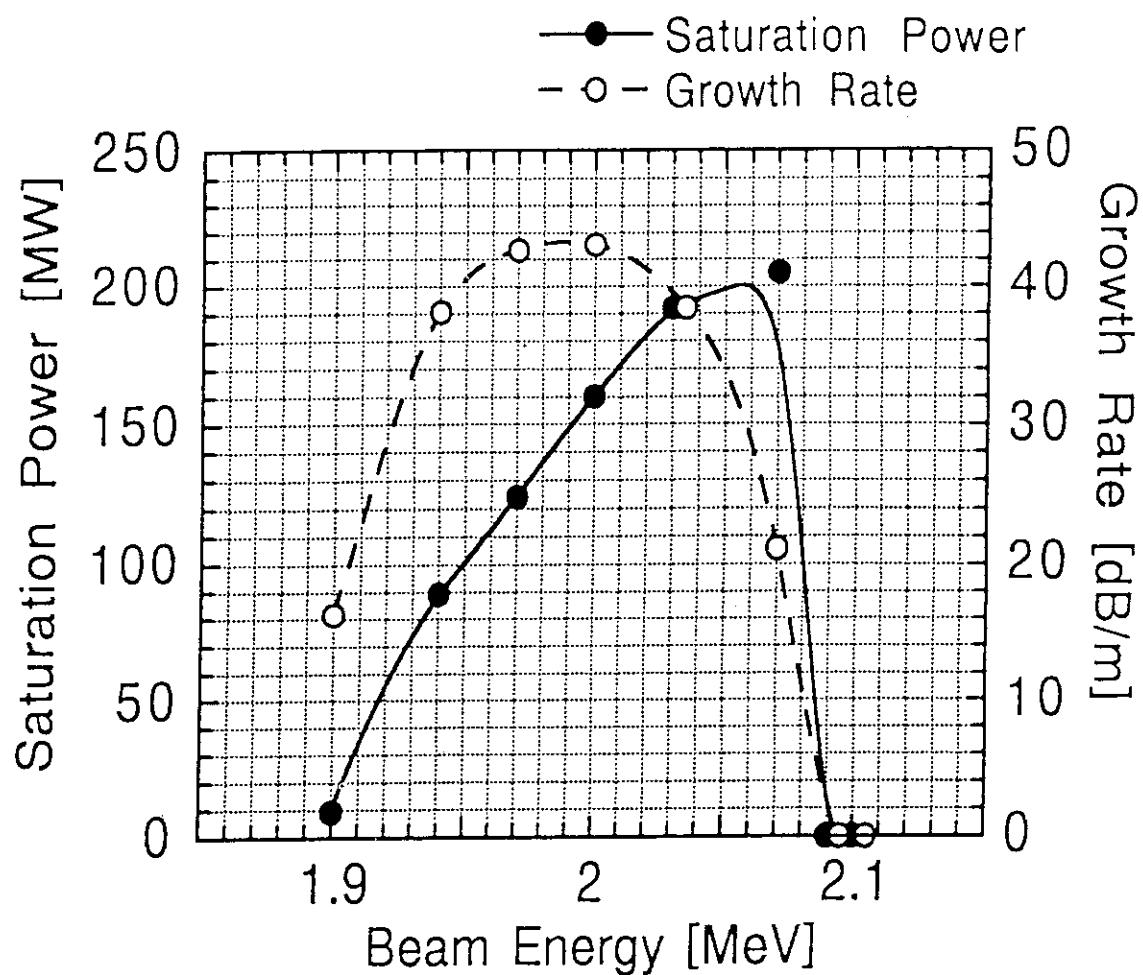
(Fig.3.3.4) ピークエネルギーに対する飽和出力と
空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 45GHz、
ピーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.75kG、
空間電荷ポテンシャル有



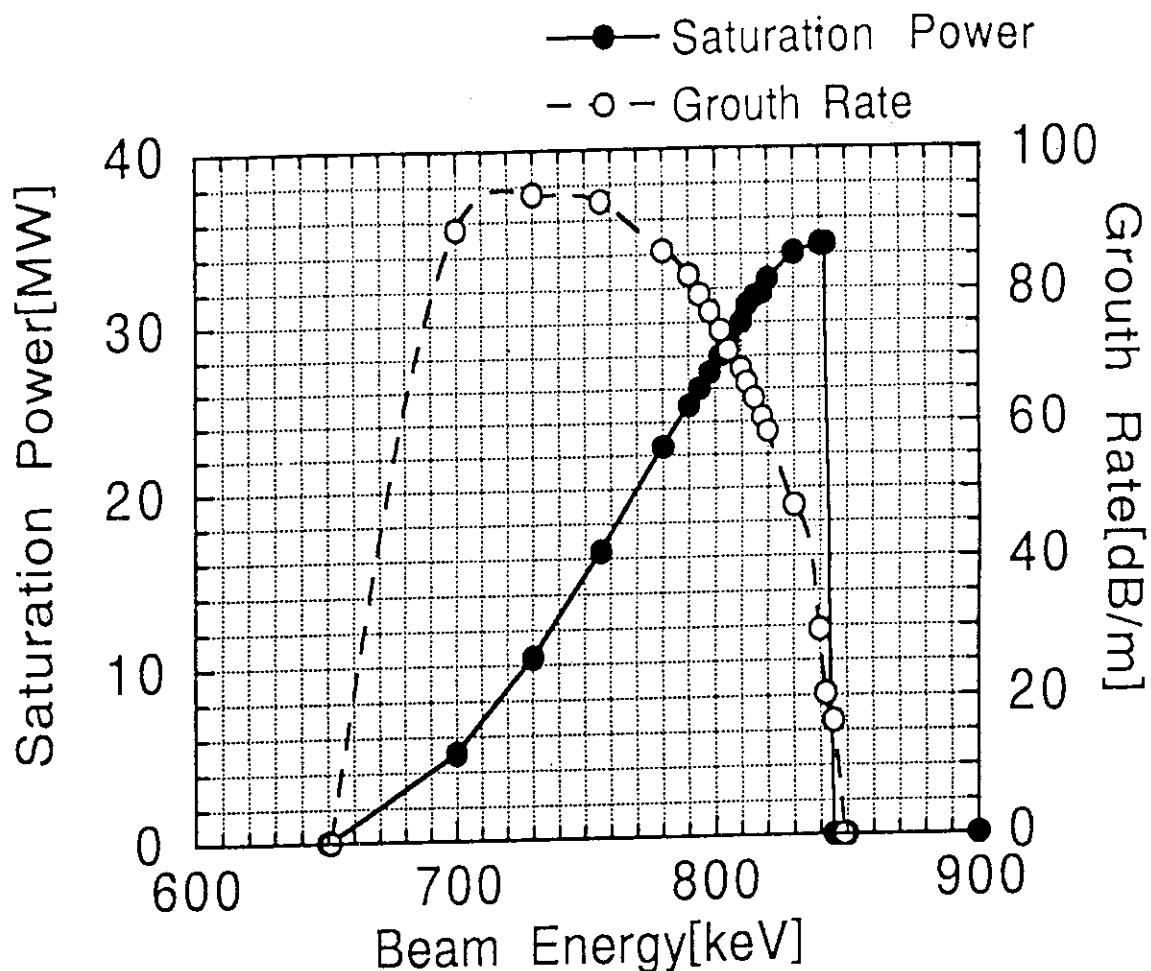
(Fig.3.3.5) ビームエネルギーに対する飽和出力と
空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 140GHz、
ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 3.0kG、
空間電荷ポテンシャル有



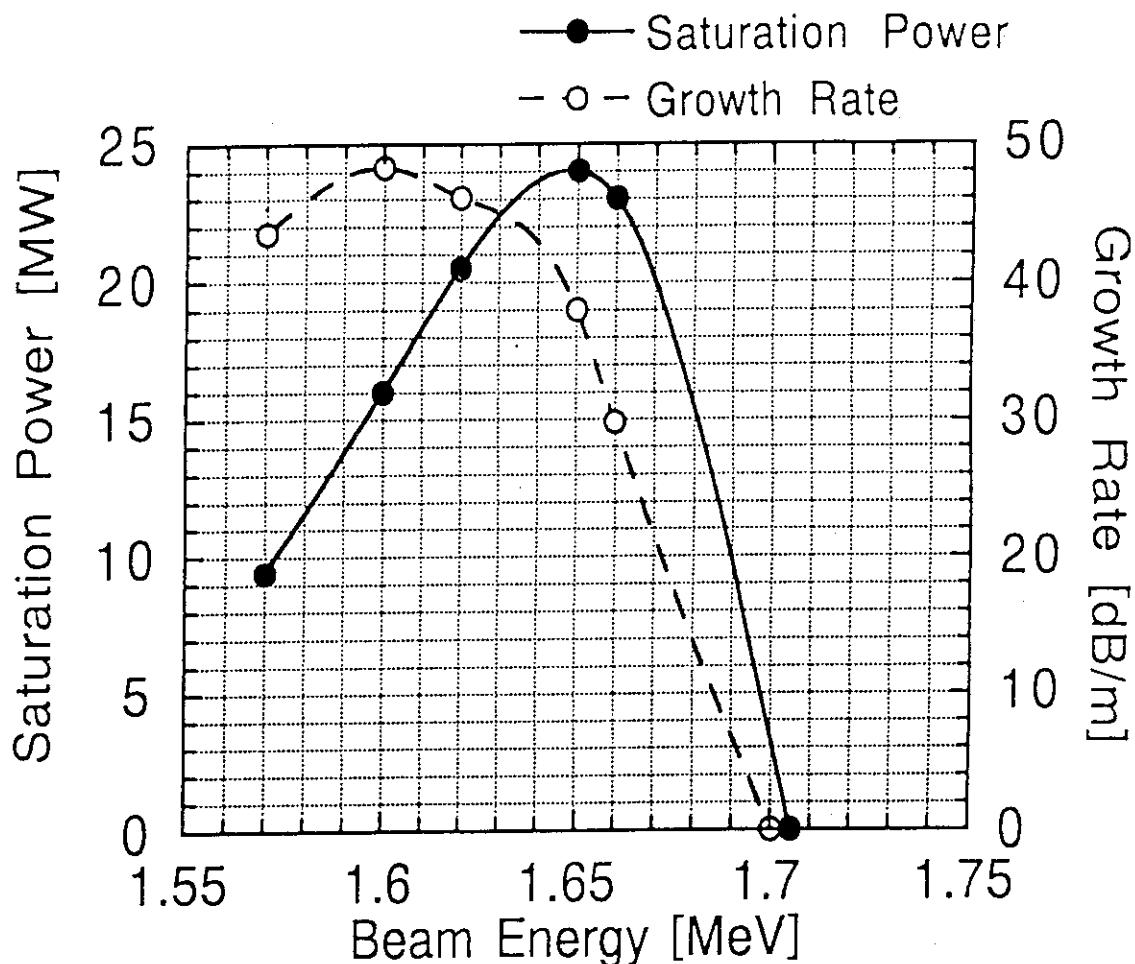
(Fig.3.3.6) ビームエネルギーに対する飽和出力と
空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 215GHz、
ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、
空間電荷ポテンシャル有



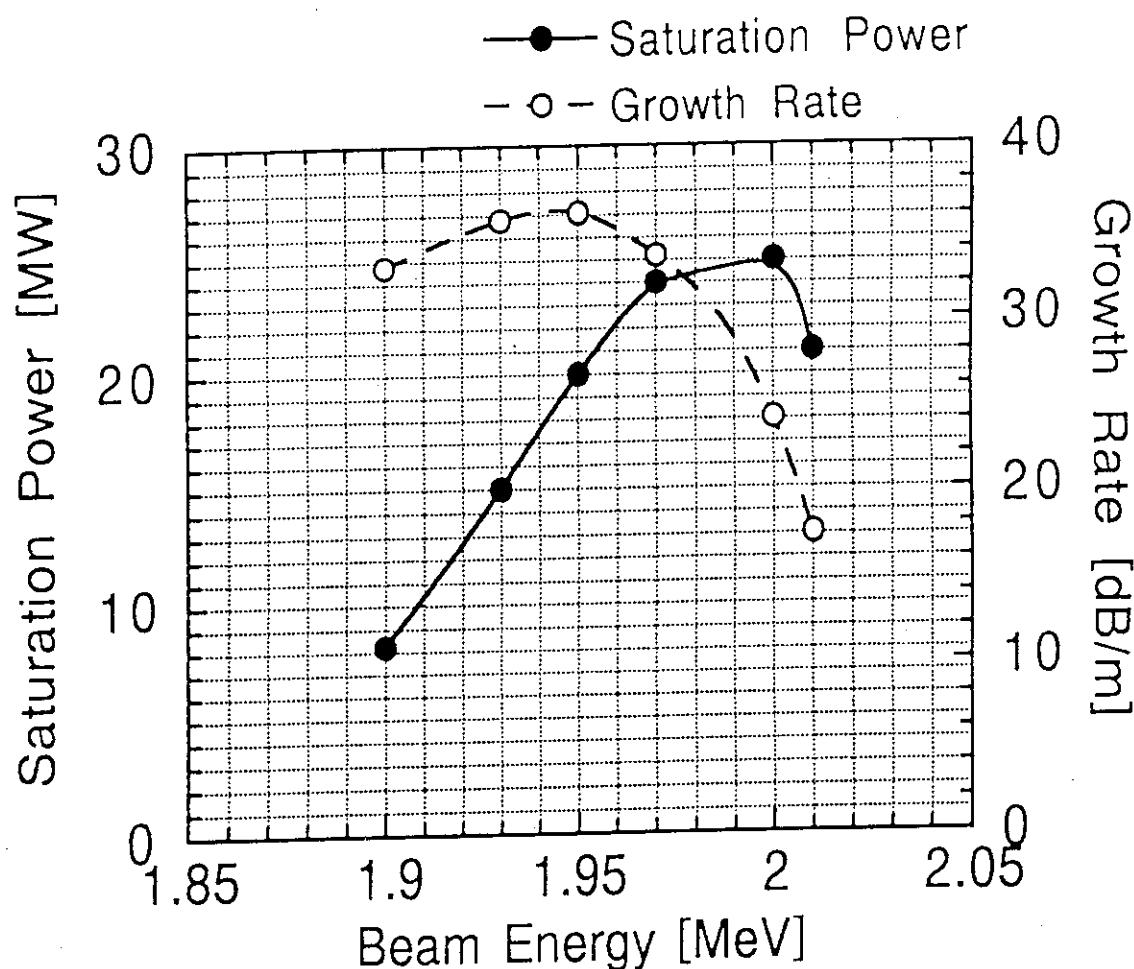
(Fig.3.3.7) ビームエネルギーに対する飽和出力と
空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 210GHz、
ビーム電流 1.0kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、
空間電荷ポテンシャル有



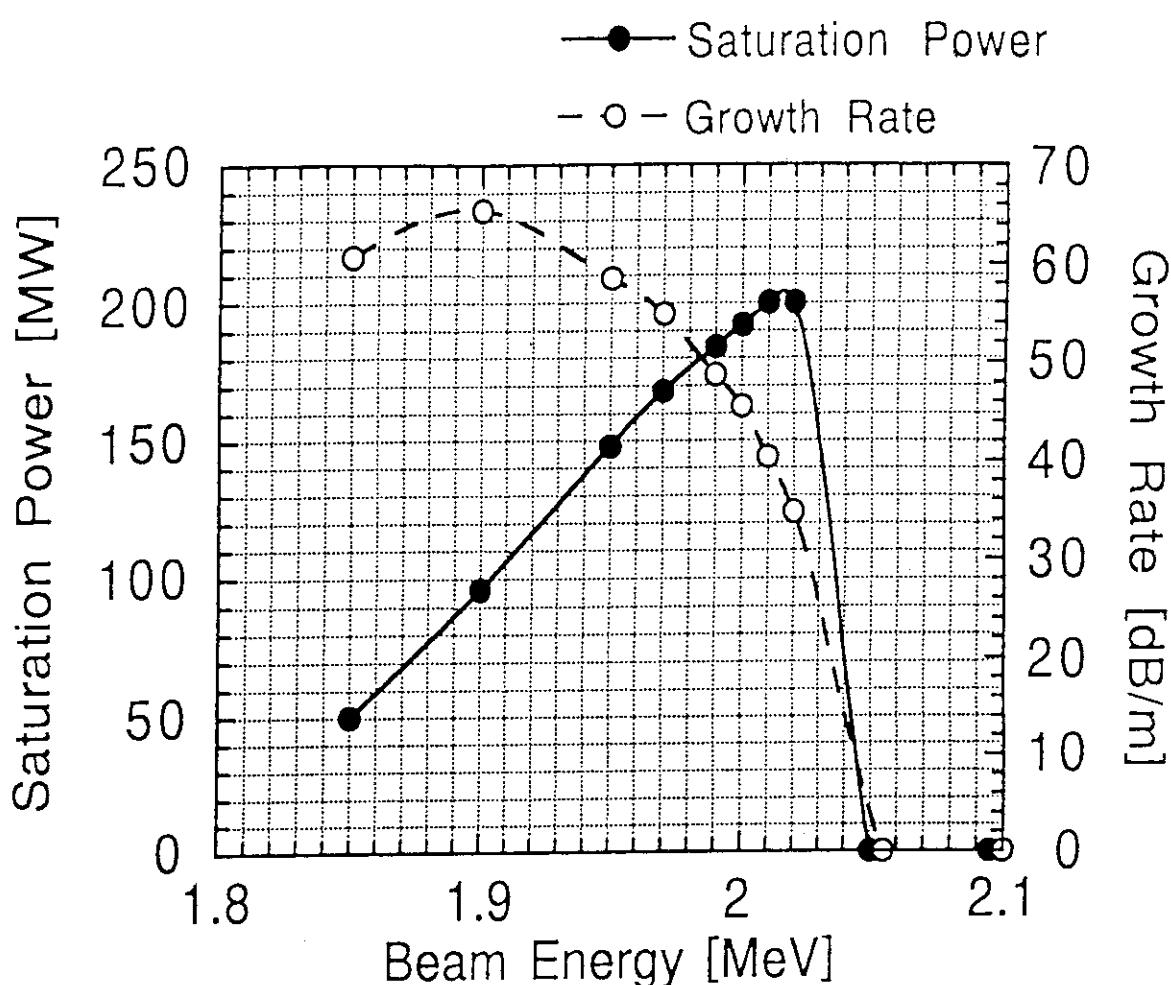
(Fig.3.3.8) ビームエネルギーに対する飽和出力と
空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 45GHz、
ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.75kG、
空間電荷ポテンシャル無



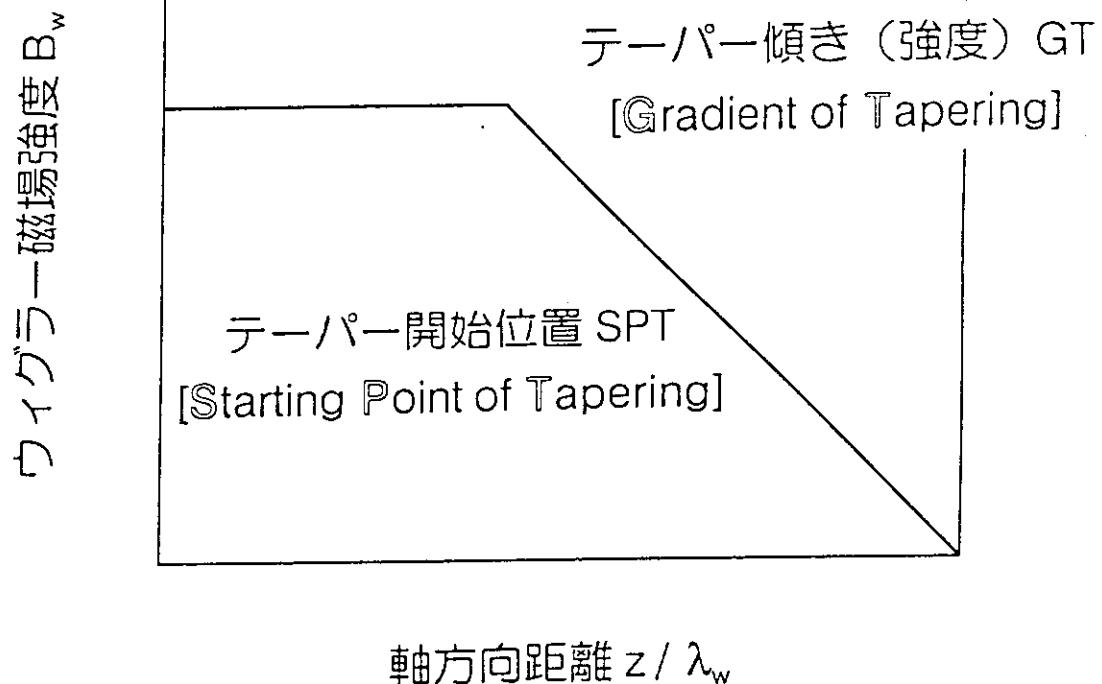
(Fig.3.3.9) ビームエネルギーに対する飽和出力と
空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 140GHz、
ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 3.0kG、
空間電荷ポテンシャル無



(Fig.3.3.10) ビームエネルギーに対する飽和出力と
空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 215GHz、
ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、
空間電荷ポテンシャル無



(Fig.3.3.11) ビームエネルギーに対する飽和出力と空間成長率の依存性。增幅電磁波周波数 210GHz、ビーム電流 1.0kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル無

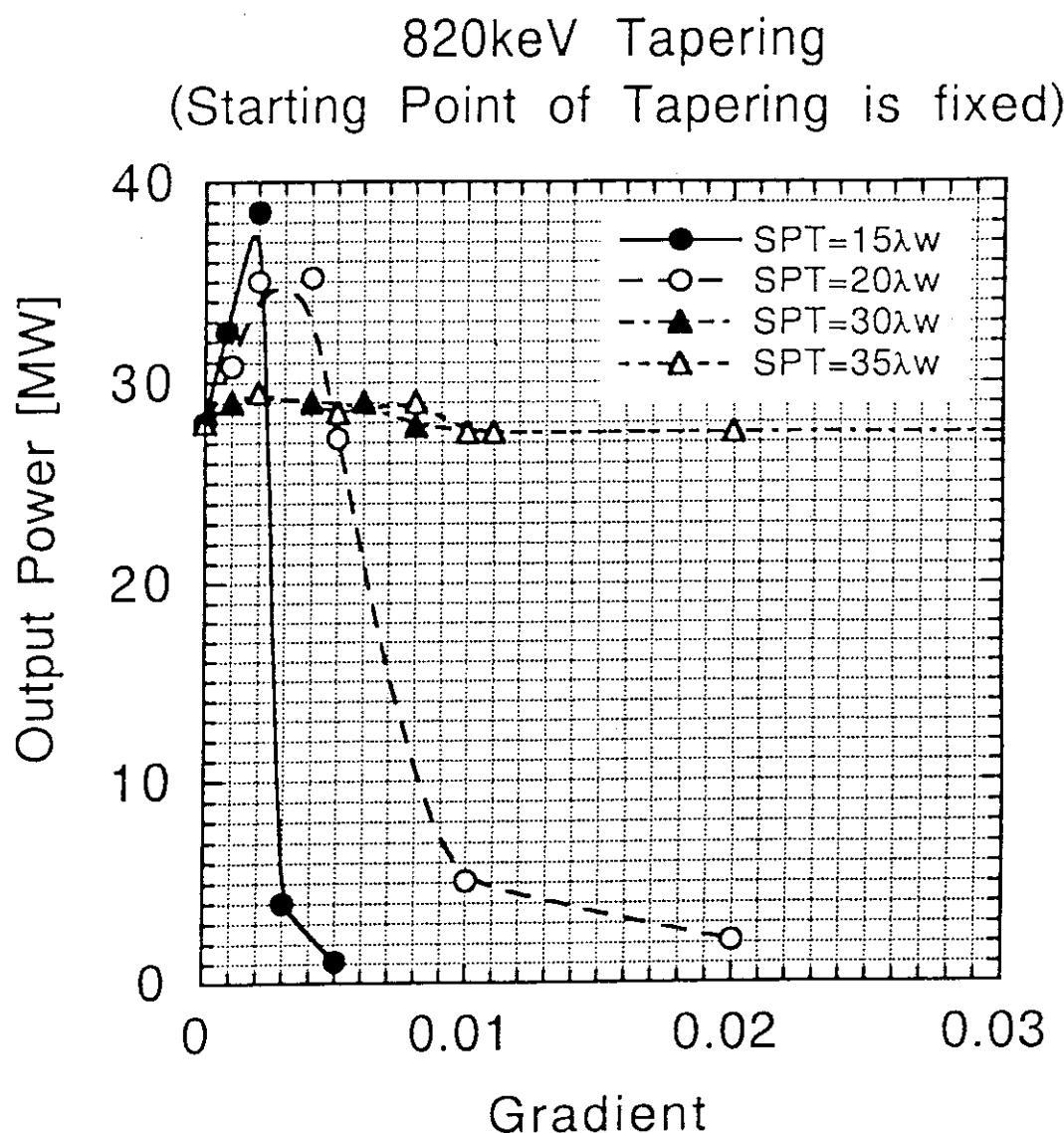
テーパーリングパラメータ

$$B_w(z) = B_{w0} [1 + GT k_w (z - SPT)]$$

B_{w0} : ウィグラー磁場強度初期値

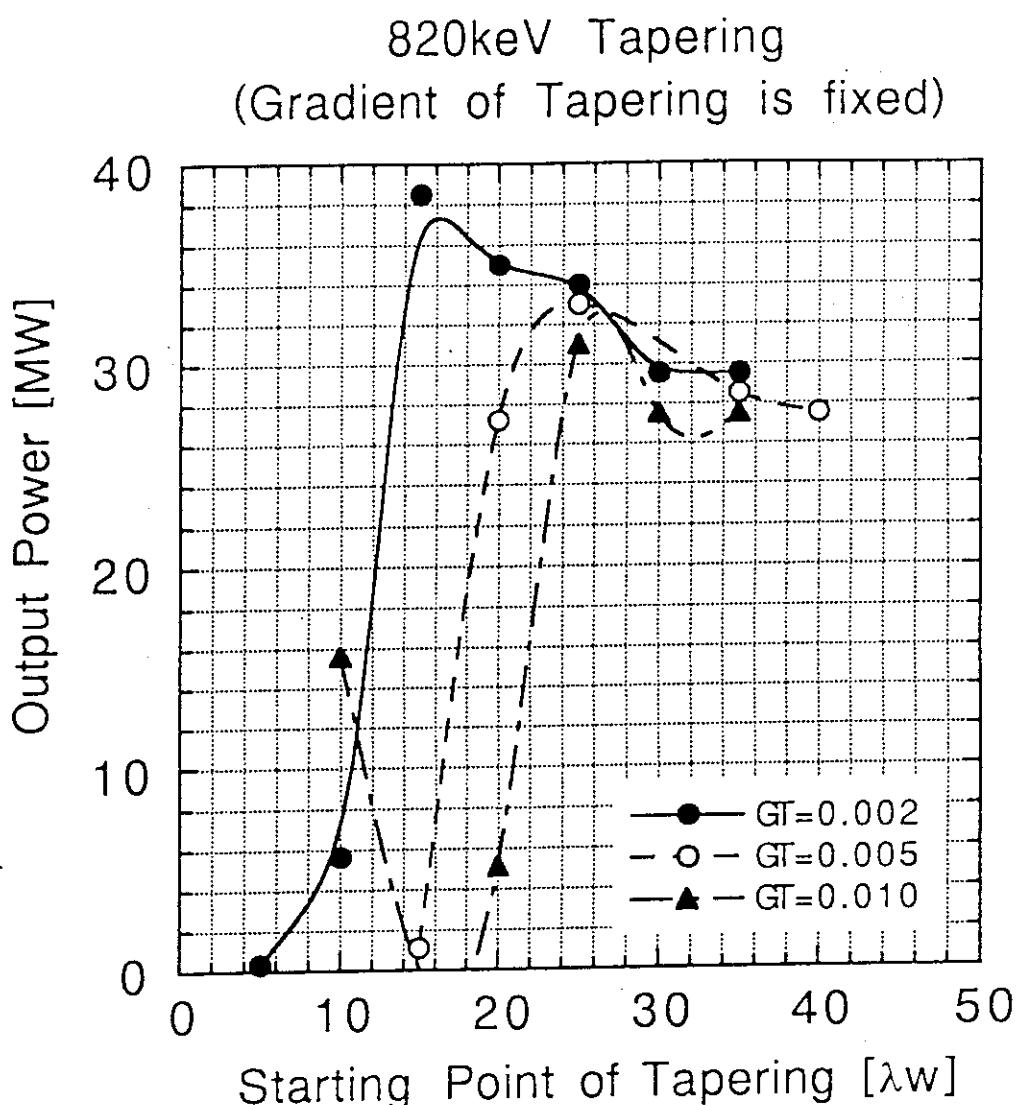
k_w : ウィグラー磁場波数

(Fig.3.3.12)

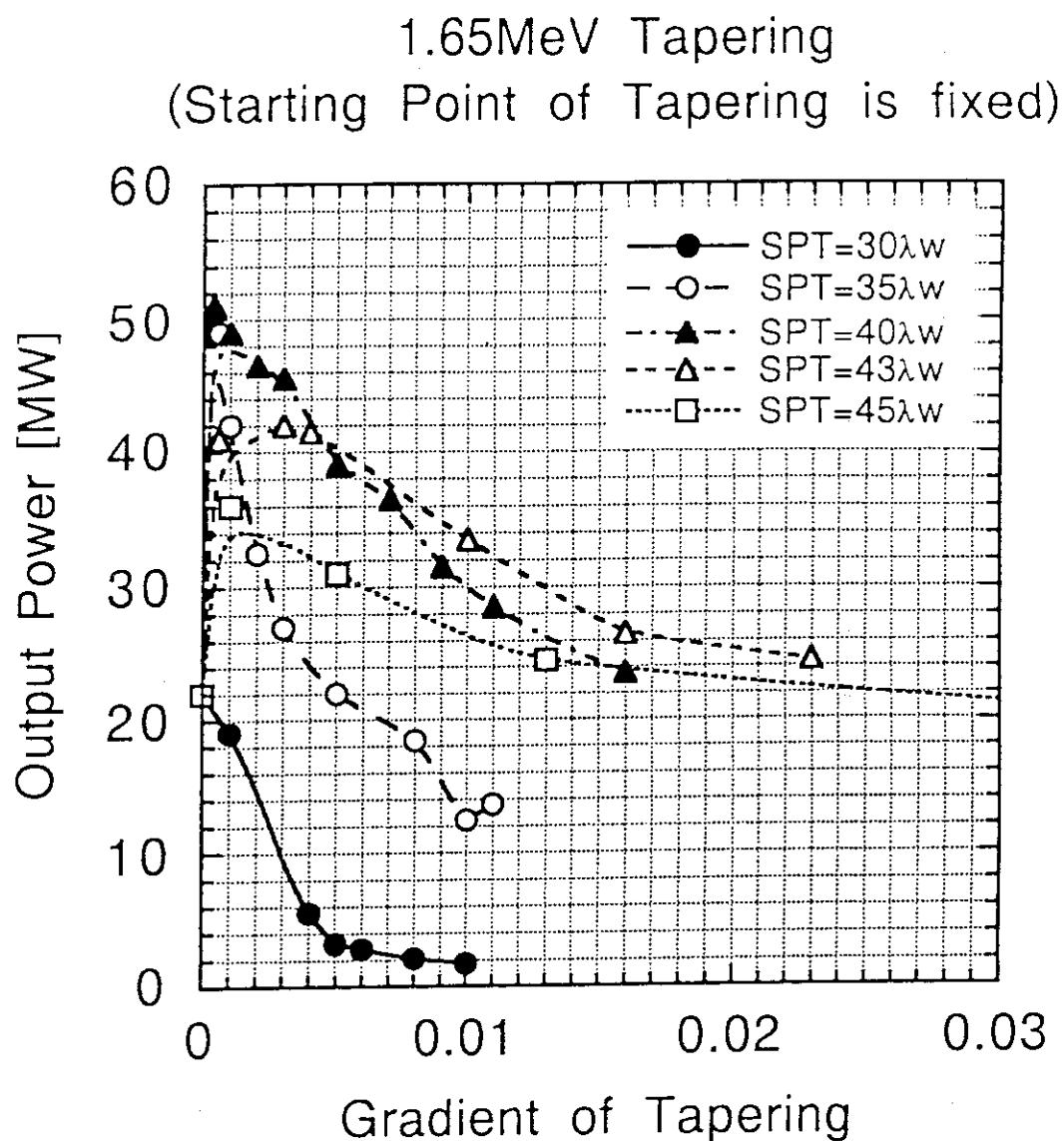


(Fig.3.3.13) テーパードウィグラー

(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに対する出力の依存性。ビームエネルギー 0.82MeV、增幅電磁波周波数 45GHz、ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.75kG、空間電荷ポテンシャル有

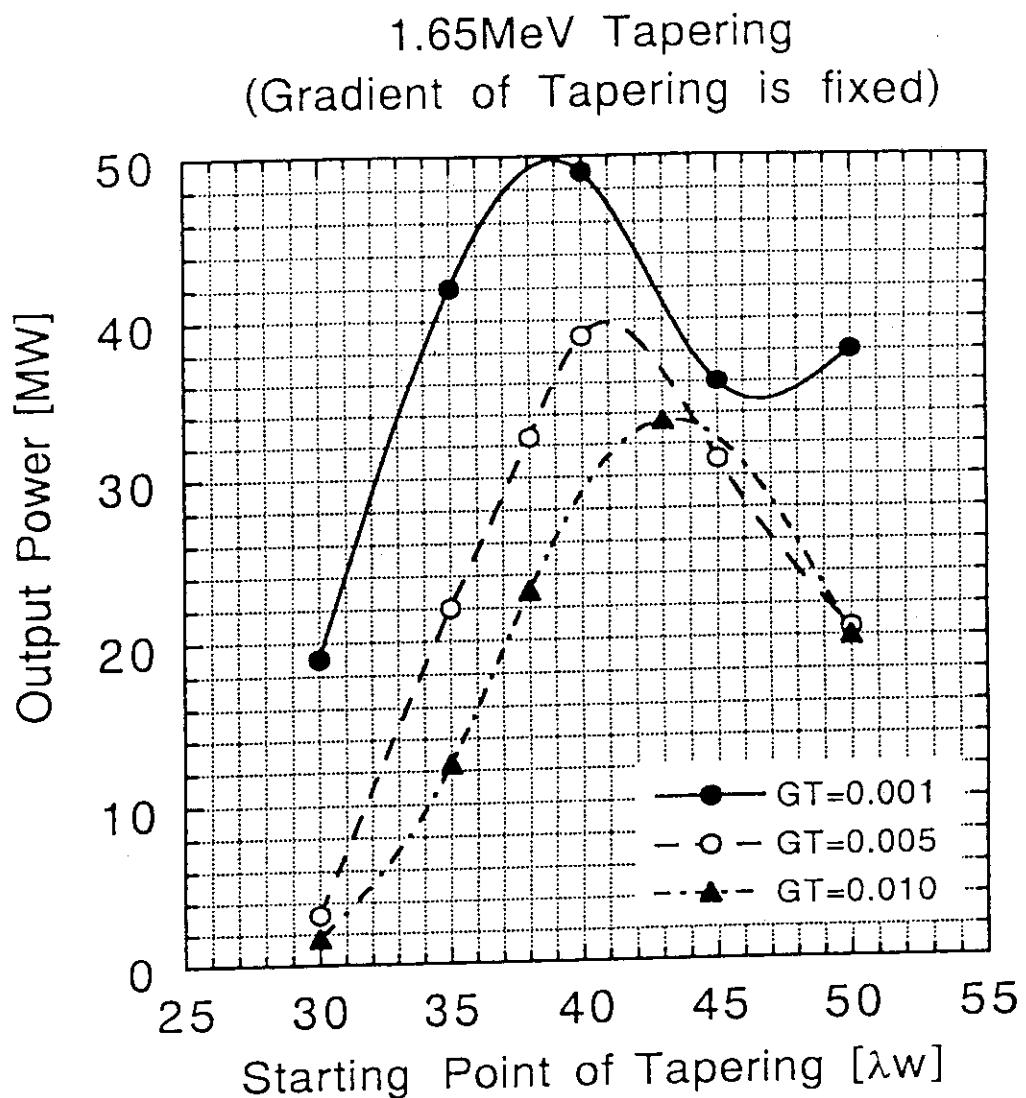


(Fig.3.3.13) テーパード ウィグラー
(B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
対する出力の依存性。ビームエネルギー 0.82MeV、
增幅電磁波周波数 45GHz、ビーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.75kG、空間電荷ポテンシャル有

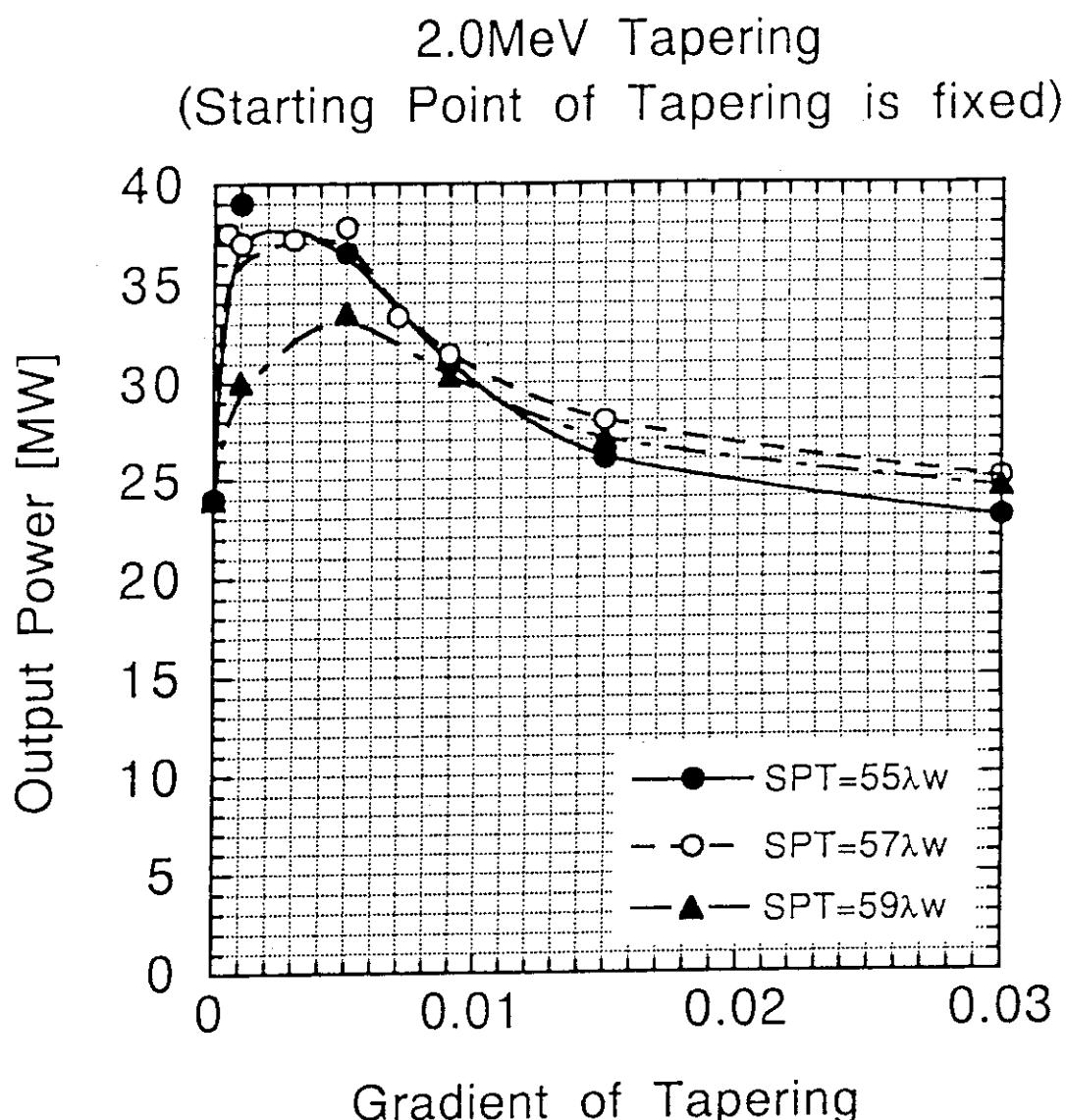


(Fig.3.3.14) テーパードウィグラー

(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.65MeV、增幅電磁波周波数 140GHz、ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 3.0kG、空間電荷ポテンシャル有

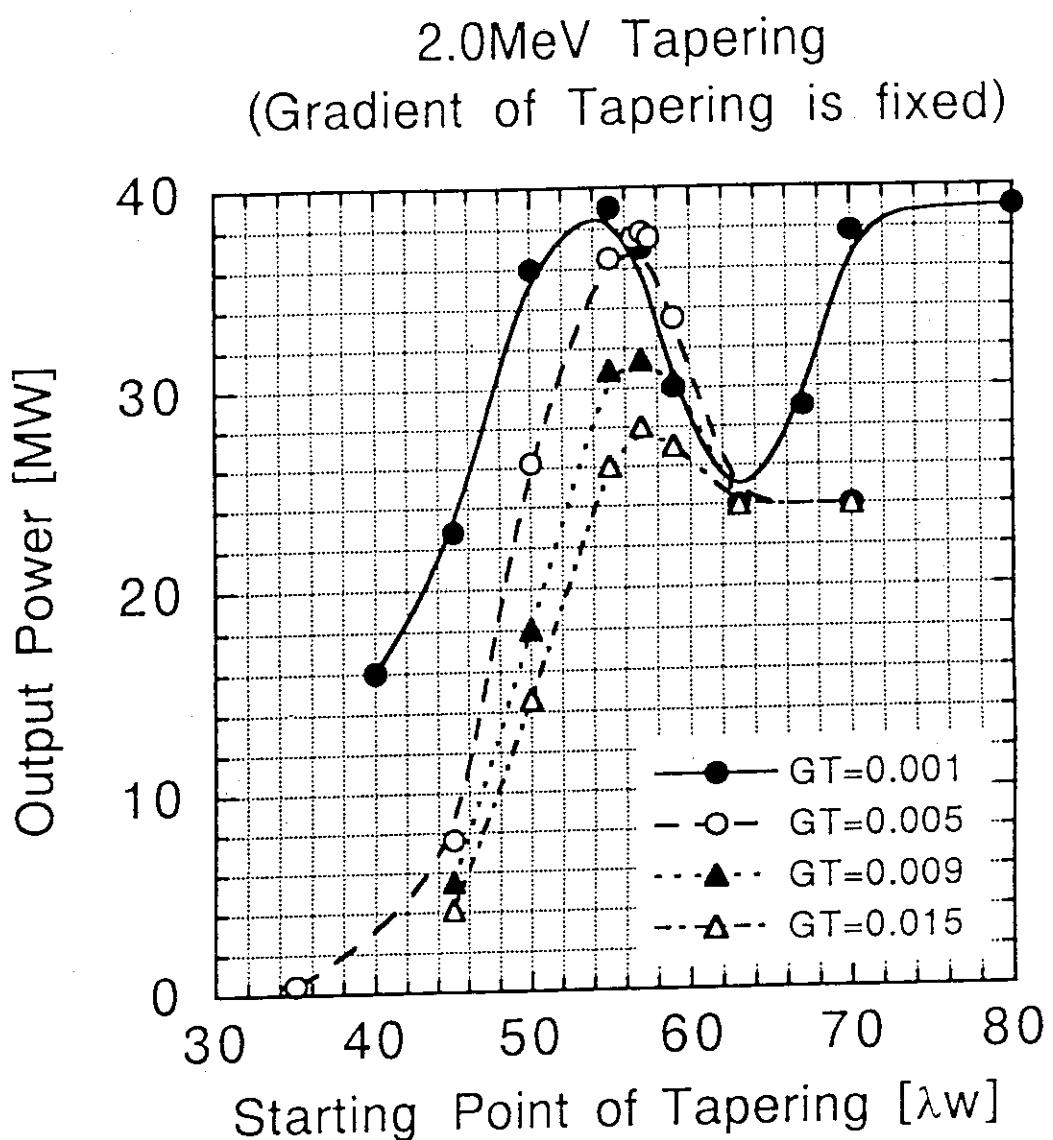


(Fig.3.3.14) テーパード ウィグラー
(B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.65MeV、
增幅電磁波周波数 140GHz、ビーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 3.0kG、空間電荷ポテンシャル有

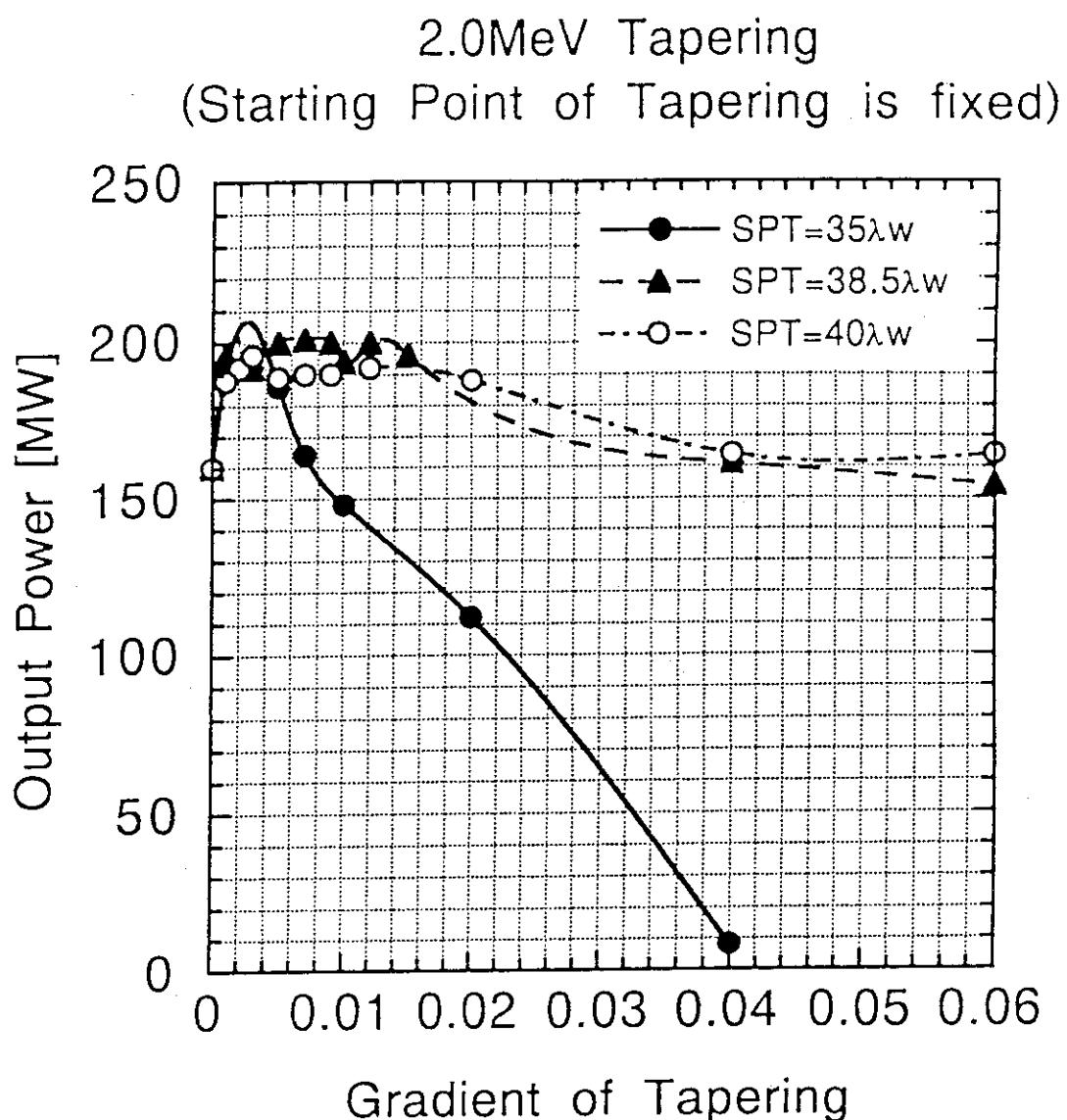


(Fig.3.3.15) テーパードウィグラー

(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに対する出力の依存性。ビームエネルギー 2.0MeV、增幅電磁波周波数 215GHz、ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル有

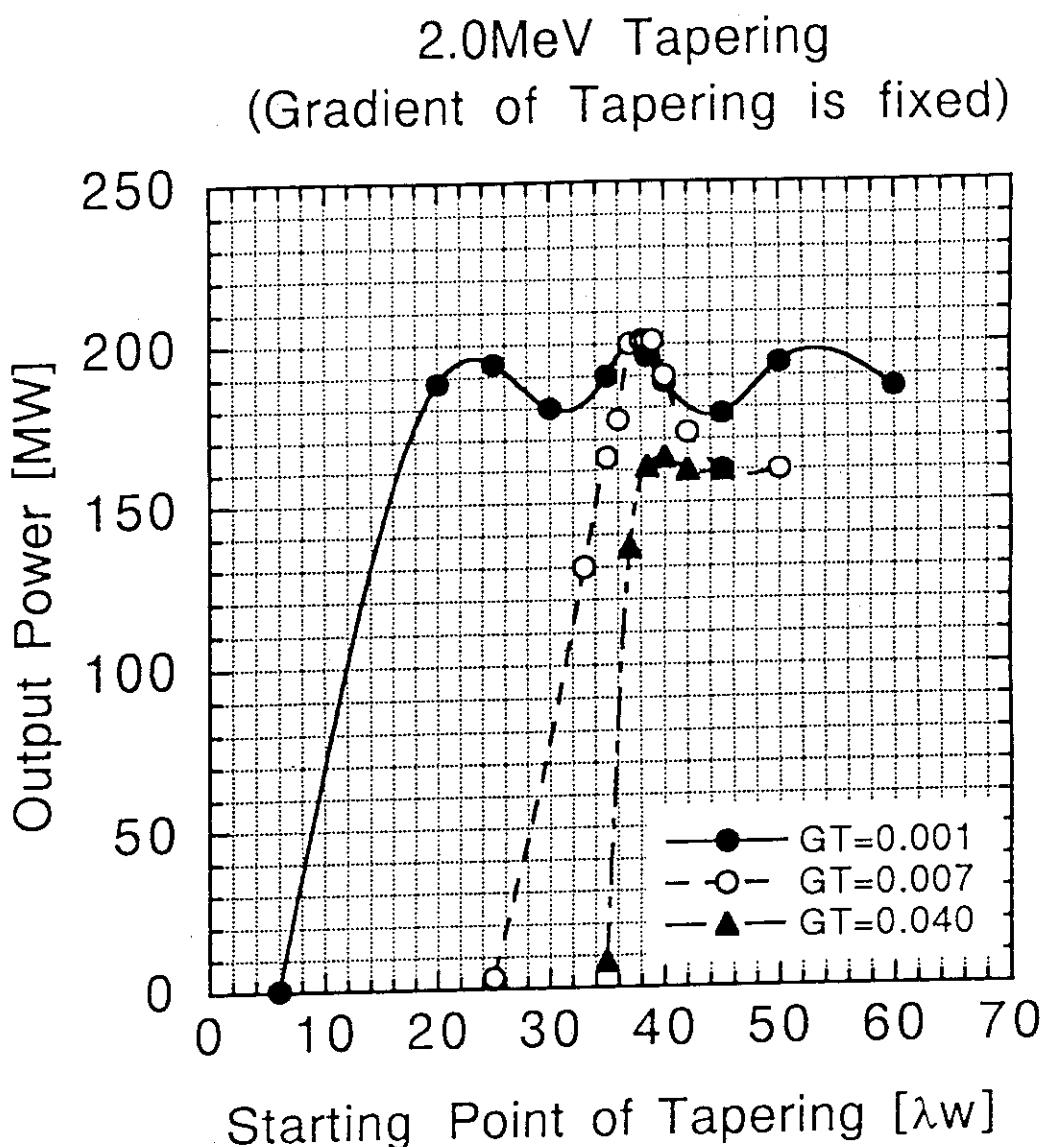


(Fig.3.3.15) テーパードウィグラー
(B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
対する出力の依存性。ビームエネルギー 2.0MeV、
増幅電磁波周波数 215GHz、ビーム電流0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル有

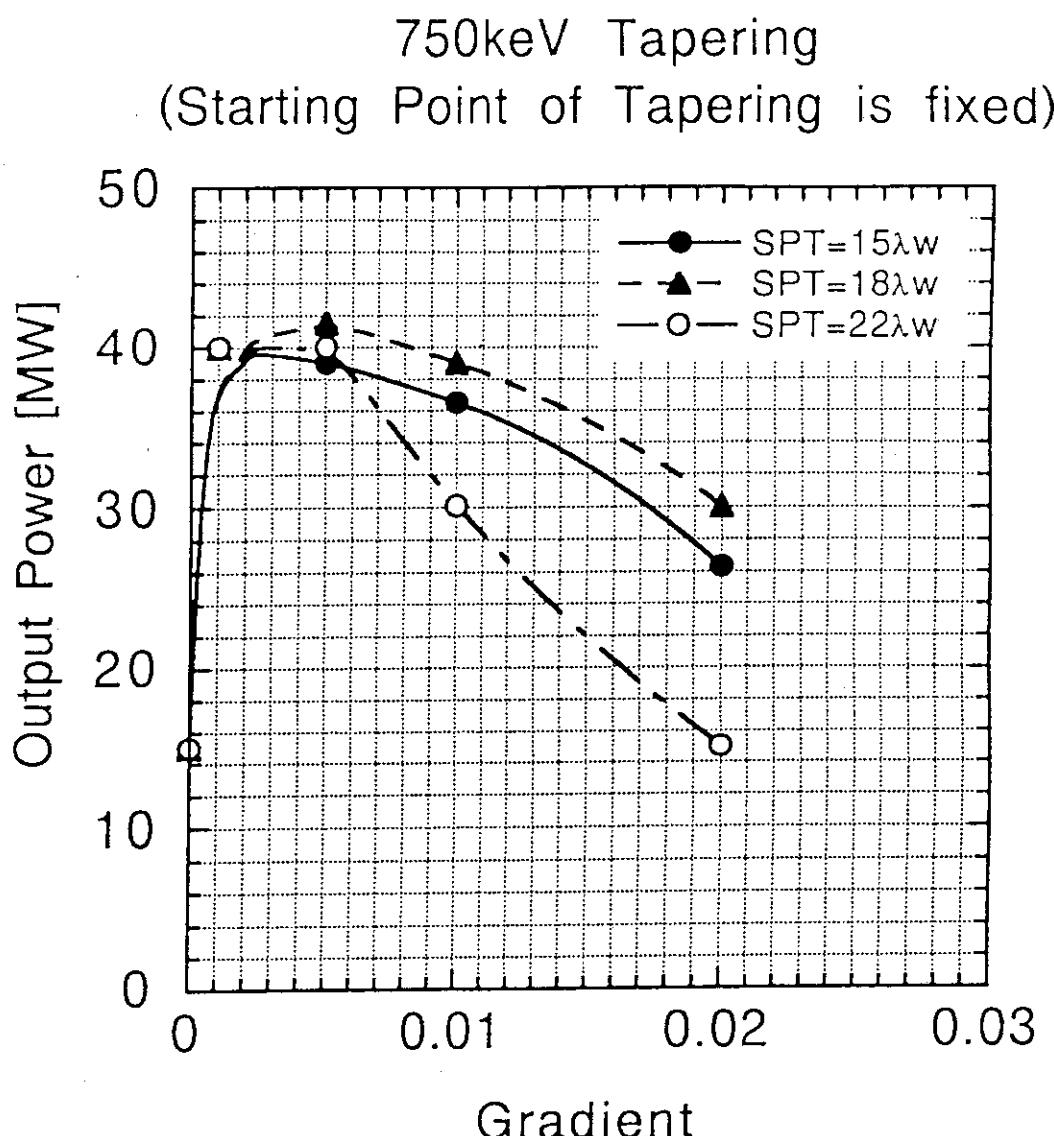


(Fig.3.3.16) テーパードウェイグラー

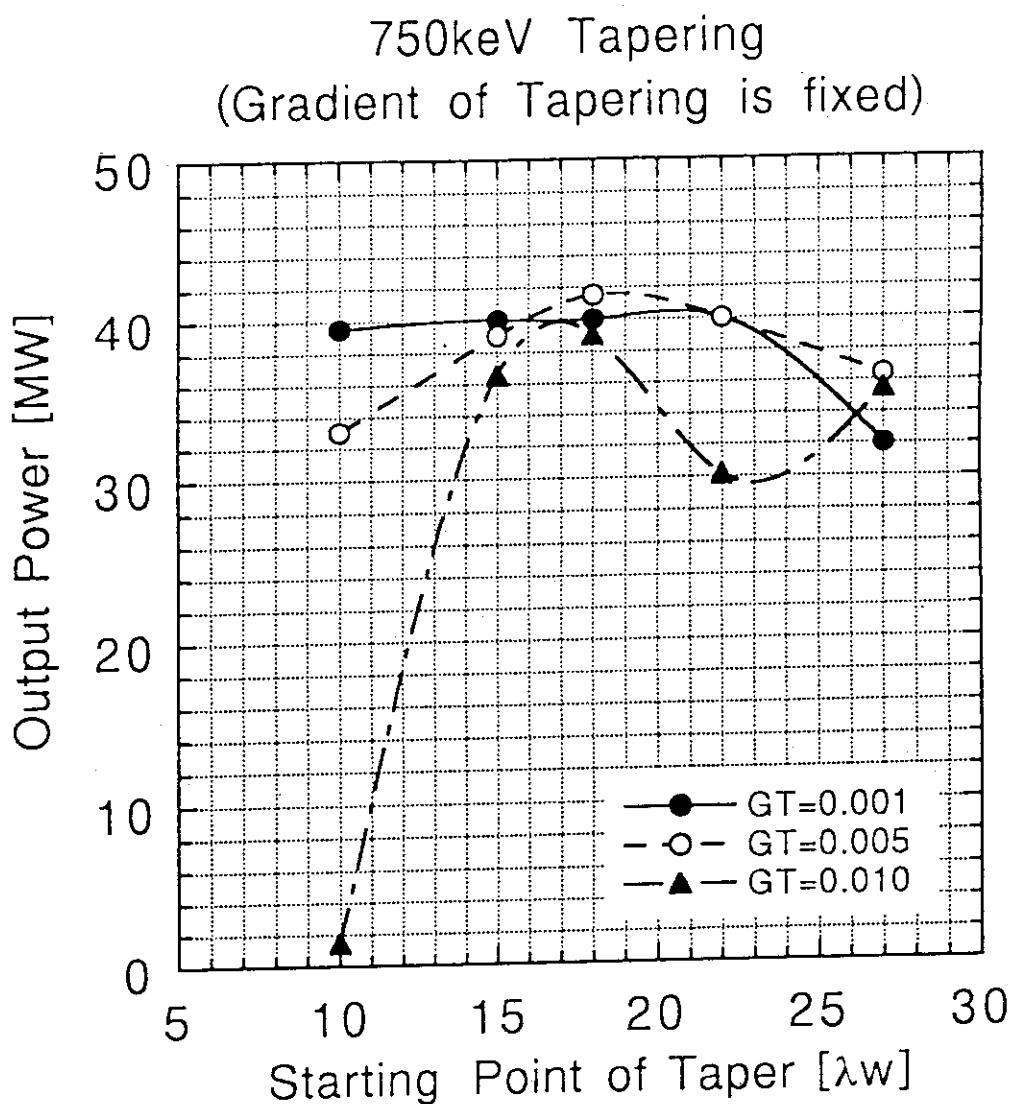
(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに対する出力の依存性。ビームエネルギー 2.0MeV、增幅電磁波周波数 210GHz、ビーム電流 1.0kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル有



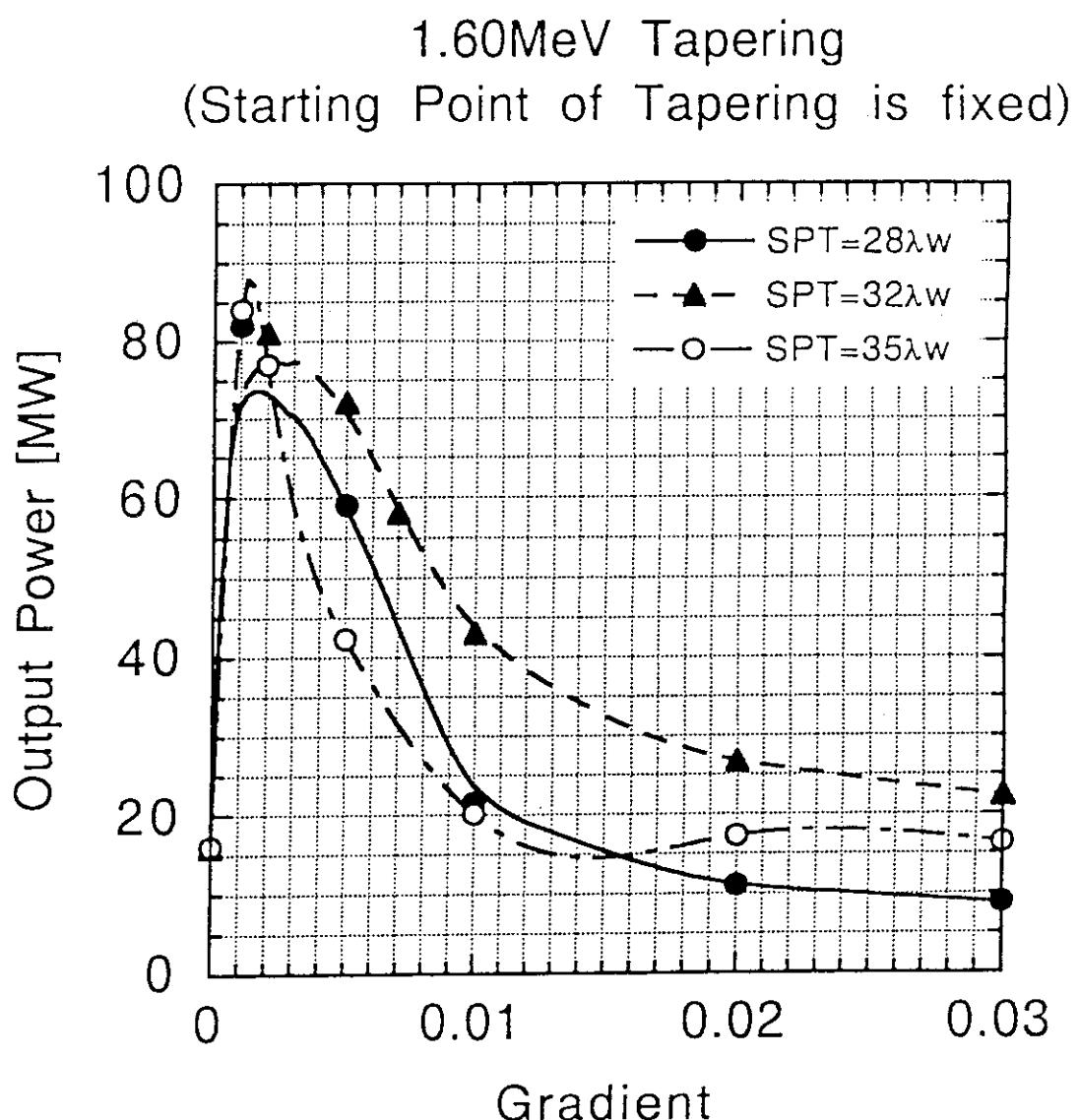
(Fig.3.3.16) テーパードウィグラー
 (B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
 対する出力の依存性。ビームエネルギー 2.0MeV、
 増幅電磁波周波数 210GHz、ビーム電流 1.0kA、
 軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル有



(Fig.3.3.17) テーパード ウィグラー
(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに
対する出力の依存性。ビームエネルギー 0.75MeV、
增幅電磁波周波数 45GHz、ビーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.75kG、空間電荷ポテンシャル無

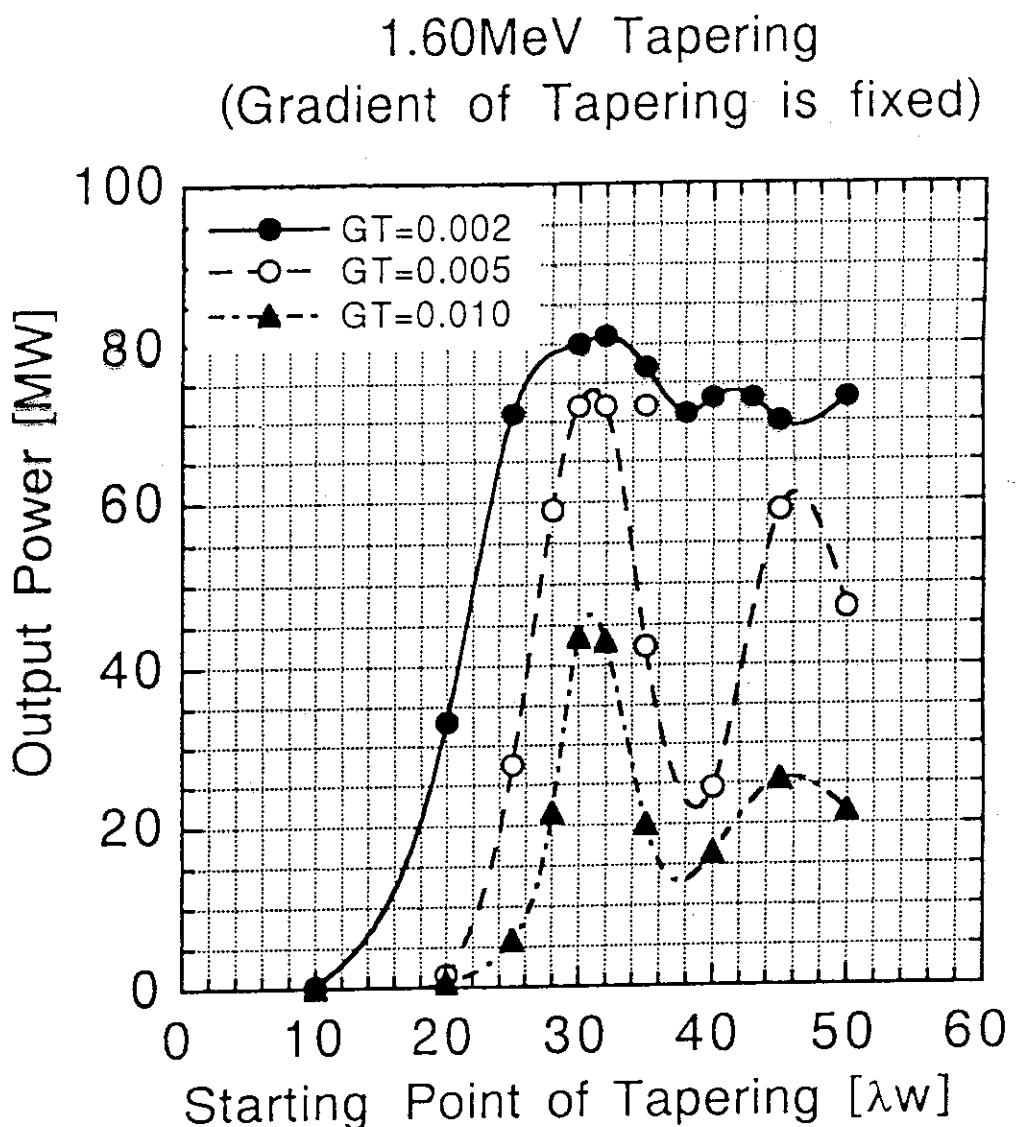


(Fig.3.3.17) テーパードウィグラー
(B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
対する出力の依存性。ビームエネルギー 0.75MeV、
增幅電磁波周波数 45GHz、ビーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.75kG、空間電荷ポテンシャル無

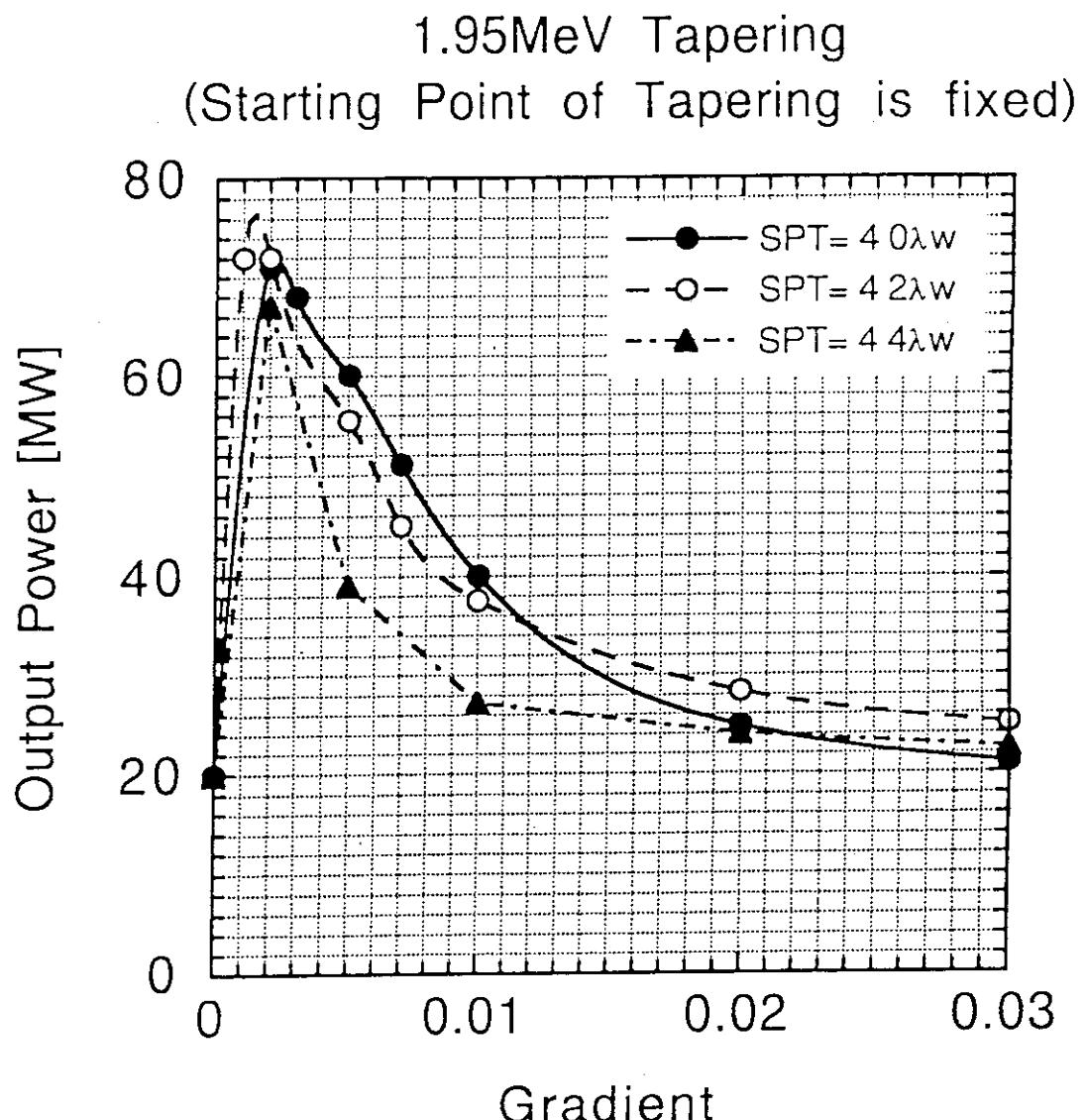


(Fig.3.3.18) テーパードウィグラー

(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.60MeV、增幅電磁波周波数 140GHz、ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 3.0kG、空間電荷ポテンシャル無

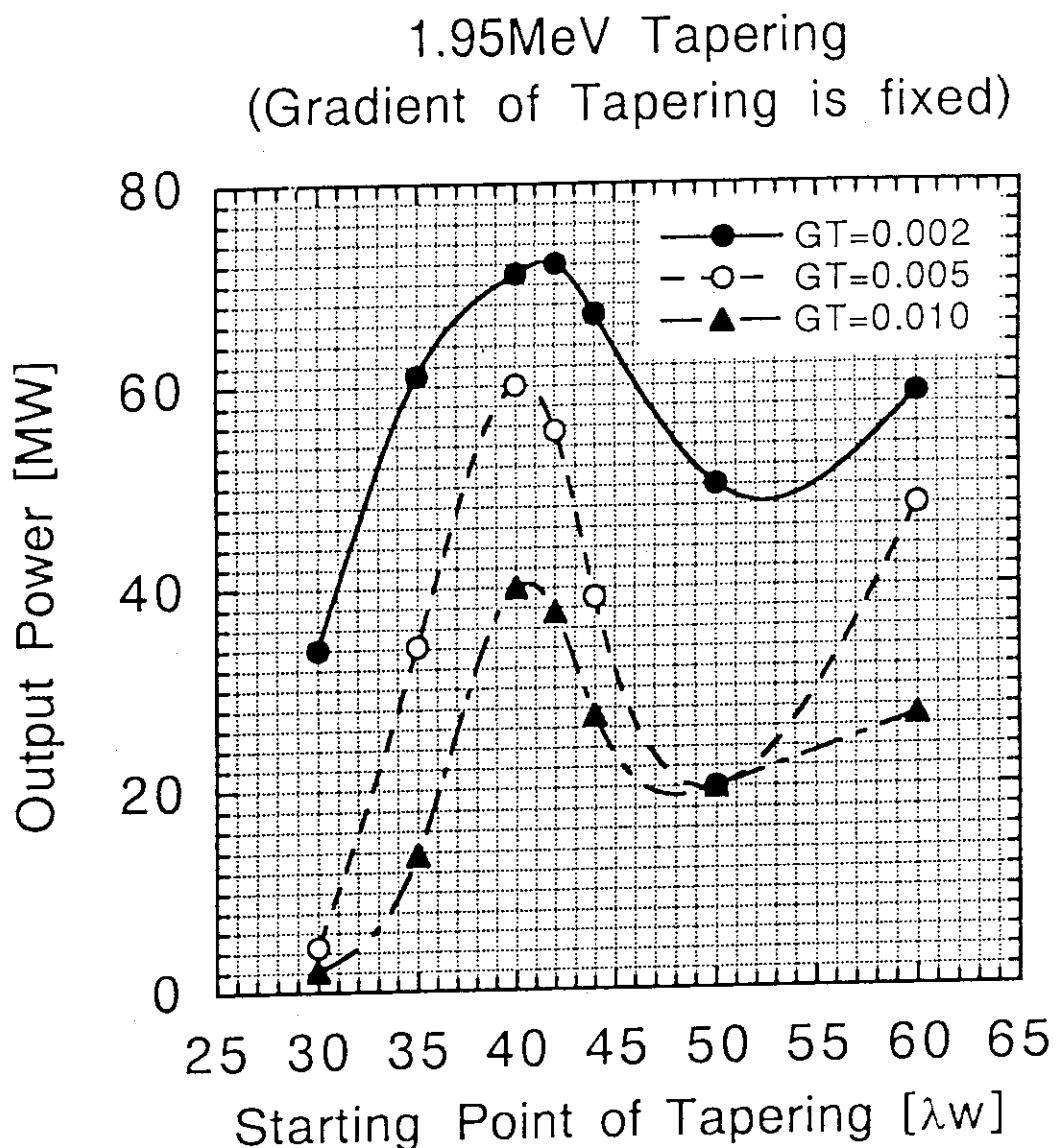


(Fig.3.3.18) テーパードウィグラー
(B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.60MeV、
增幅電磁波周波数 140GHz、ビーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 3.0kG、空間電荷ポテンシャル無

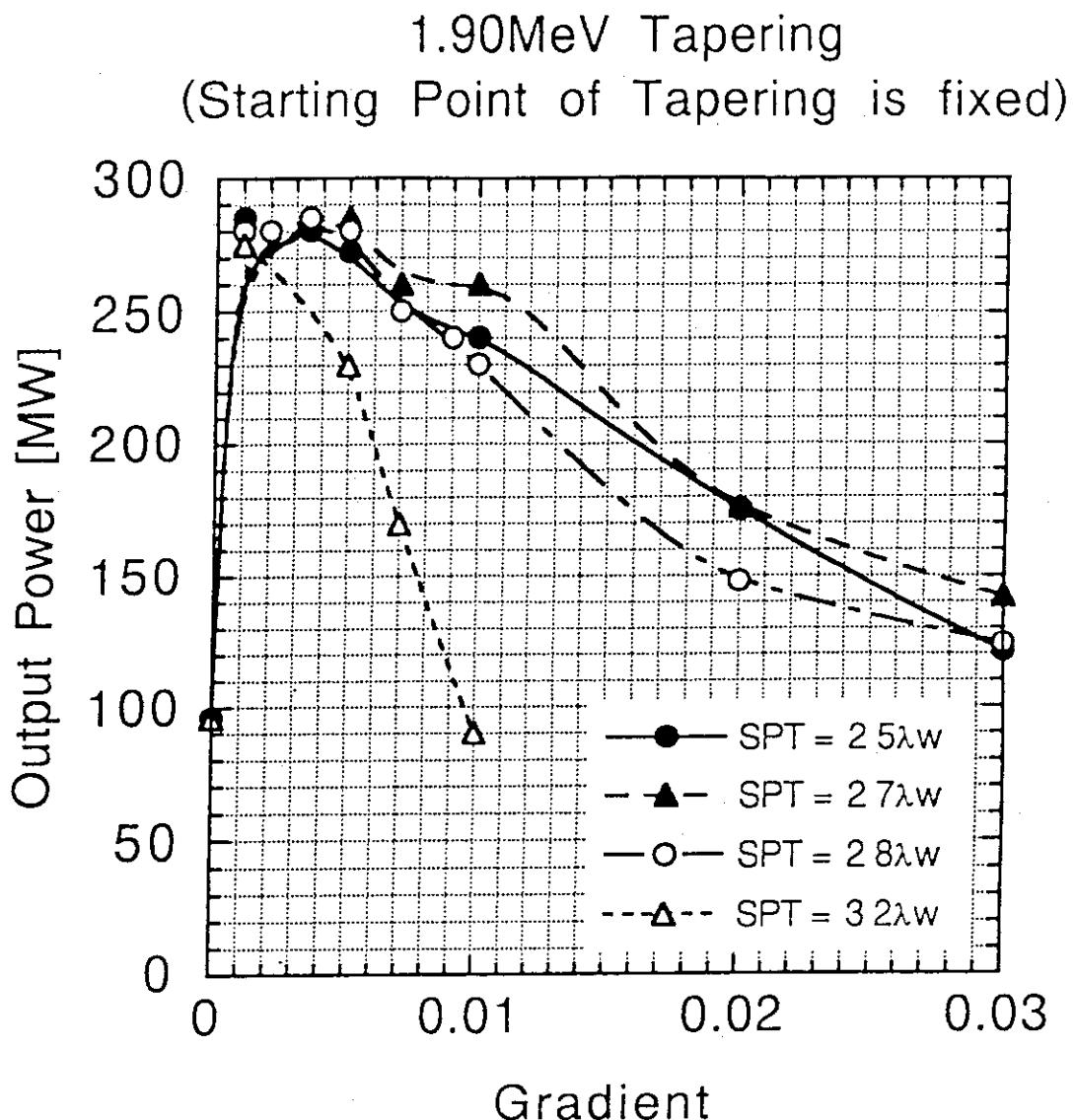


(Fig.3.3.19) テーパードウィグラー

(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.95MeV、增幅電磁波周波数 215GHz、ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル無

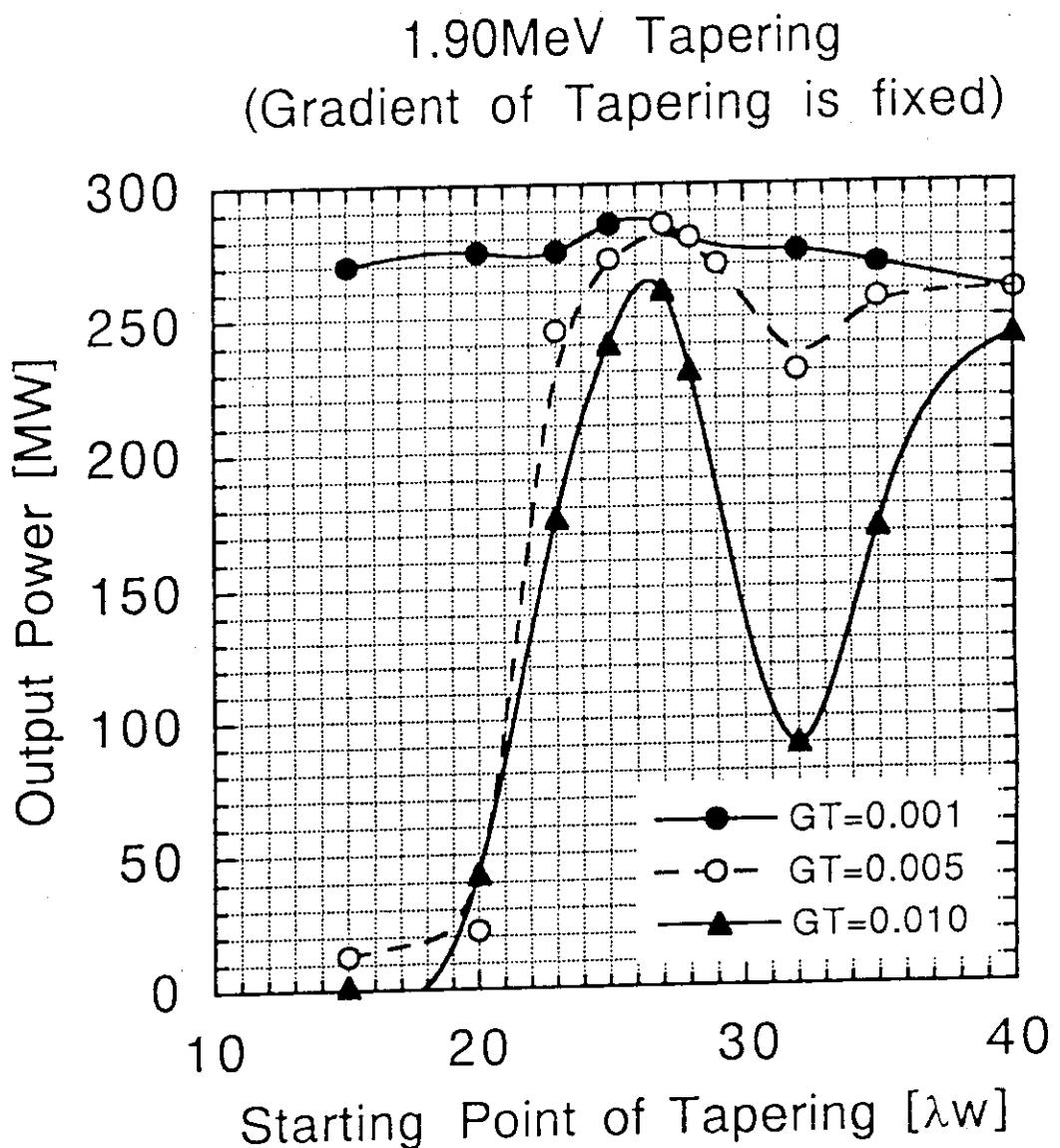


(Fig.3.3.19) テーパードウェイグラ
(B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.95MeV、
增幅電磁波周波数 215GHz、ビーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル無

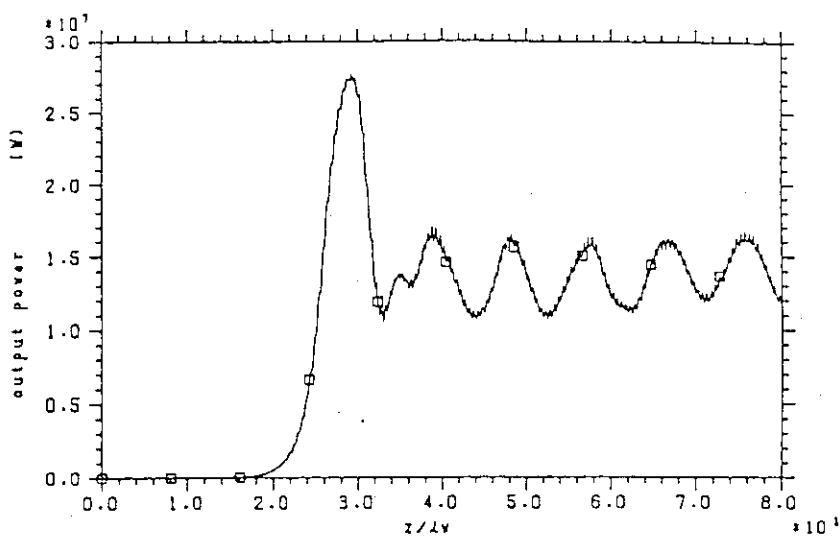


(Fig.3.3.20) テーパードウィグラー

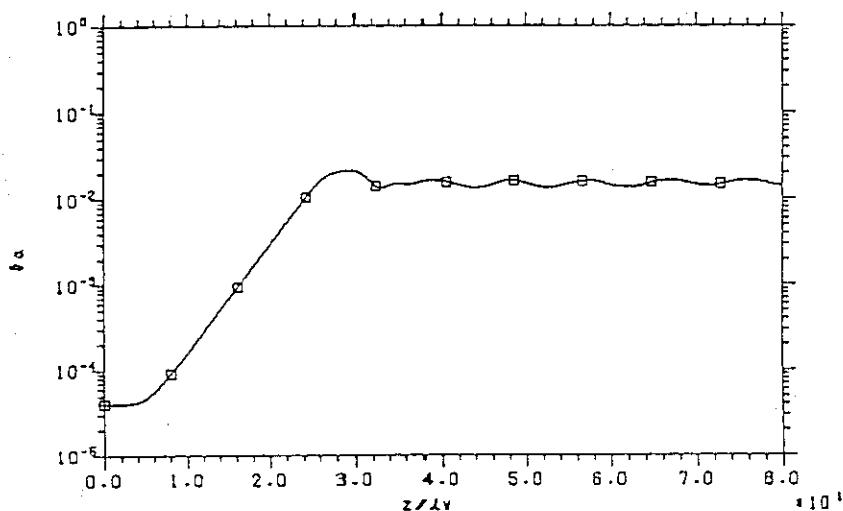
(A) テーパー開始位置を固定。テーパーの強さに対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.90MeV、增幅電磁波周波数 210GHz、ビーム電流 1.0kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル無



(Fig.3.3.20) テーパードウィグラー
(B) テーパーの強さを固定。テーパー開始位置に
対する出力の依存性。ビームエネルギー 1.90MeV、
增幅電磁波周波数 210GHz、ビーム電流 1.0kA、
軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル無

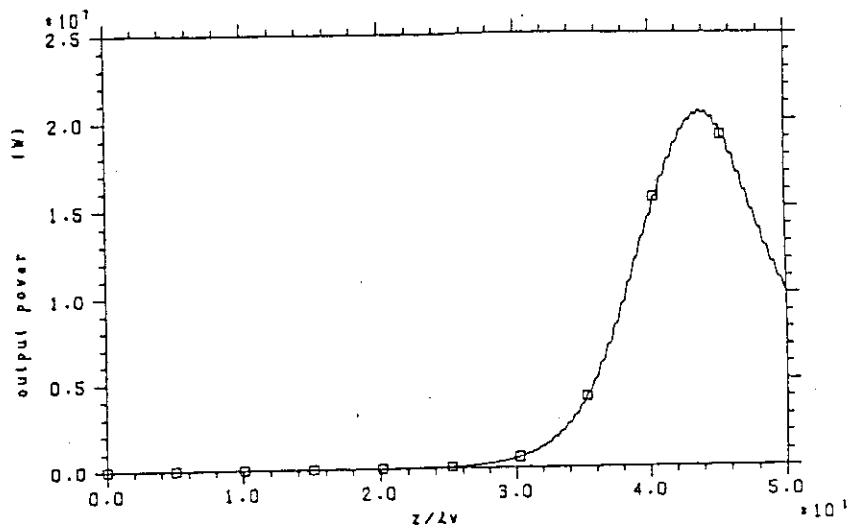


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；飽和出力 28MW、
飽和位置～1.3m、エネルギー変換効率 13.7%

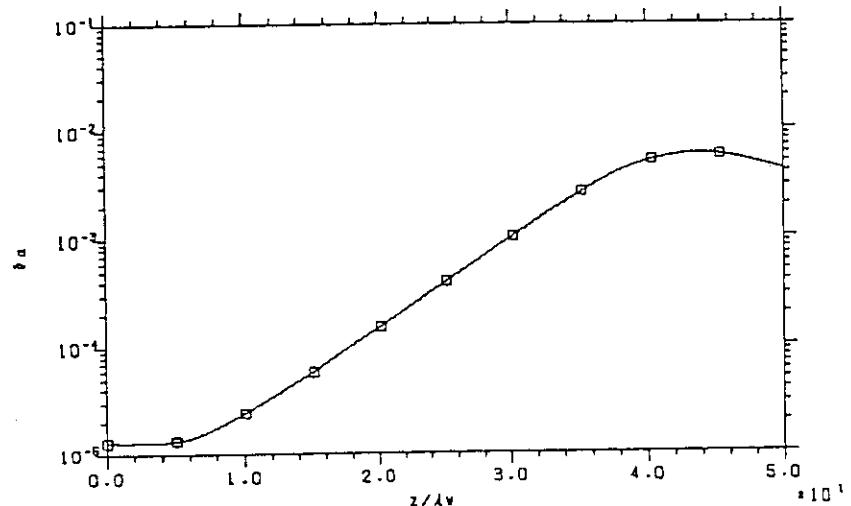


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置；空間成長率 56dB/m

(Fig.3.3.21) ピークエネルギー 0.82MeV、
增幅電磁波周波数 45GHz、ピーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.75kG、空間電荷ポテンシャル有

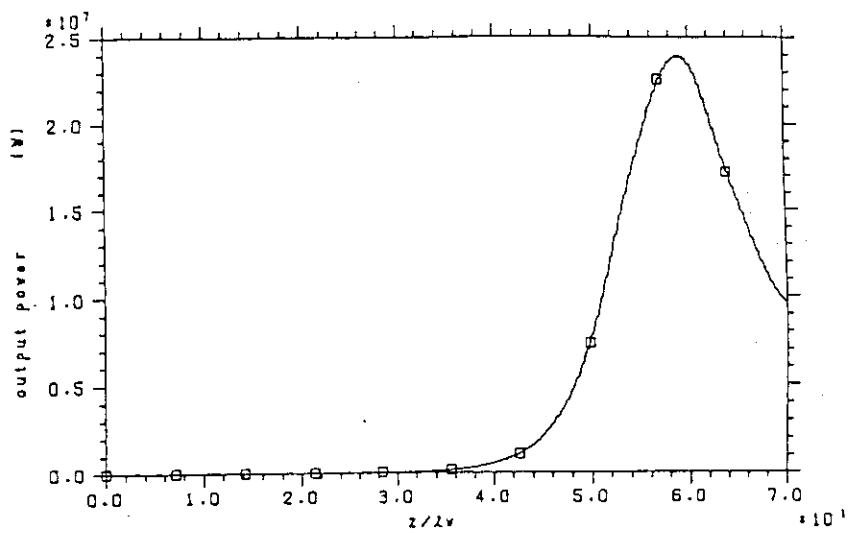


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；飽和出力 22MW、
飽和位置～2.0m、エネルギー変換効率 5.3%

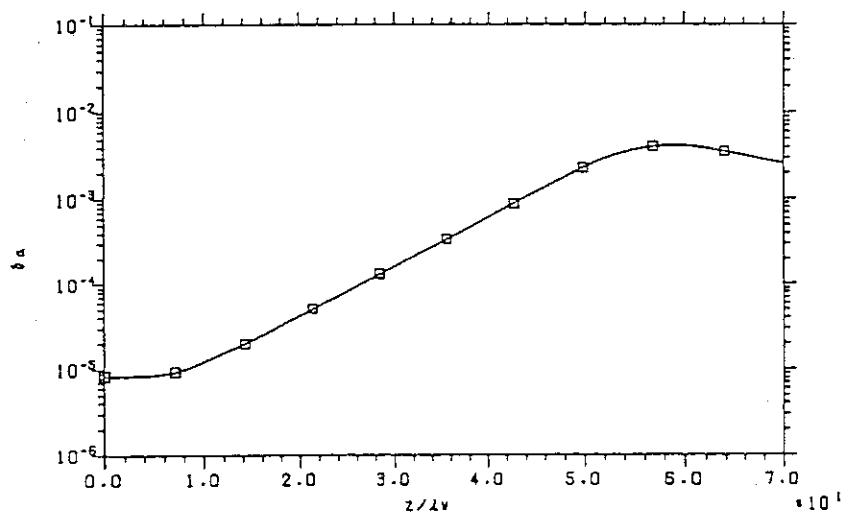


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置；空間成長率 36.7dB/m

(Fig.3.3.22) ピークエネルギー 1.65MeV、
增幅電磁波周波数 140GHz、ピーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 3.0kG、空間電荷ポテンシャル有

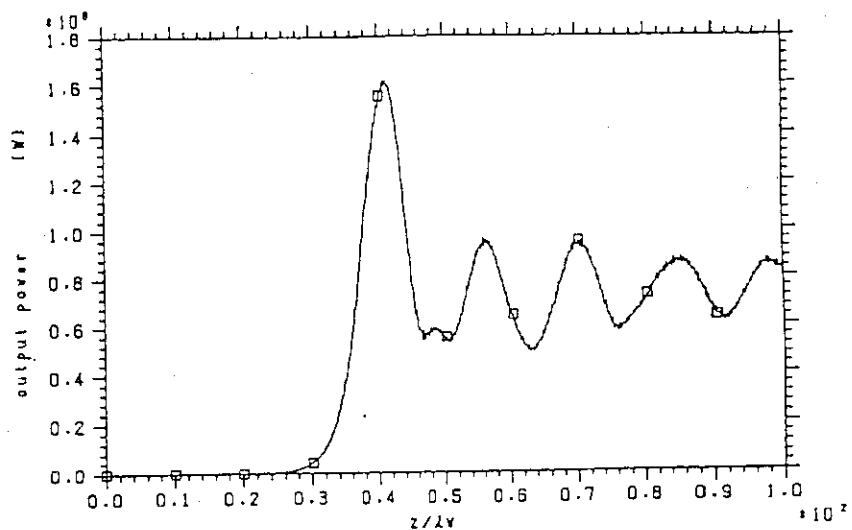


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；飽和出力 24MW、
飽和位置～2.6m、エネルギー変換効率 4.8%

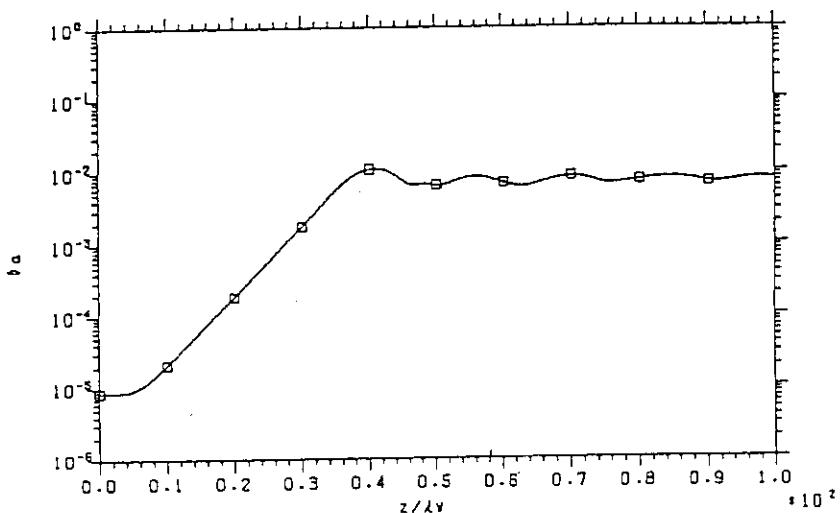


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置；空間成長率 29.2dB/m

(Fig.3.3.23) ビームエネルギー 2.0MeV、
增幅電磁波周波数 215GHz、ビーム電流0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル有

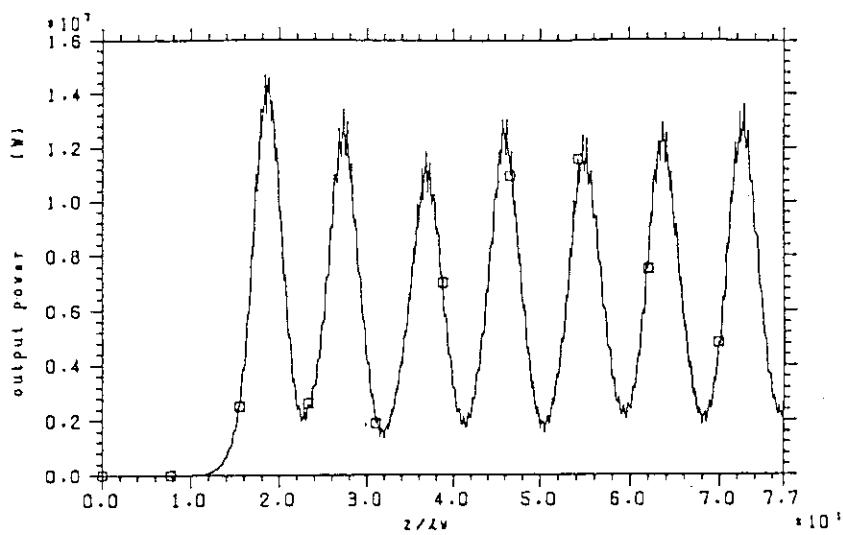


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置 ; 飽和出力 160MW、
飽和位置～1.8m、エネルギー変換効率 8.0%

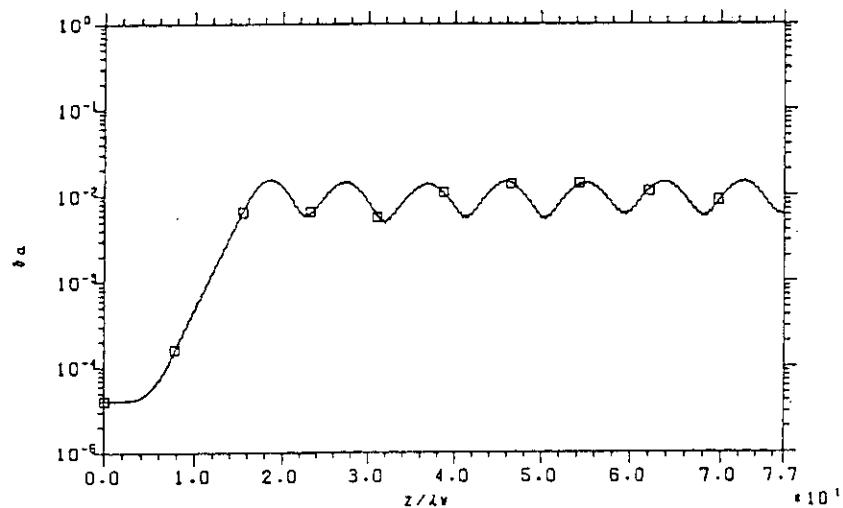


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置 ; 空間成長率 43.1dB/m

(Fig.3.3.24) ビームエネルギー 2.0MeV、
增幅電磁波周波数 210GHz、ビーム電流 1.0kA、
軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル有

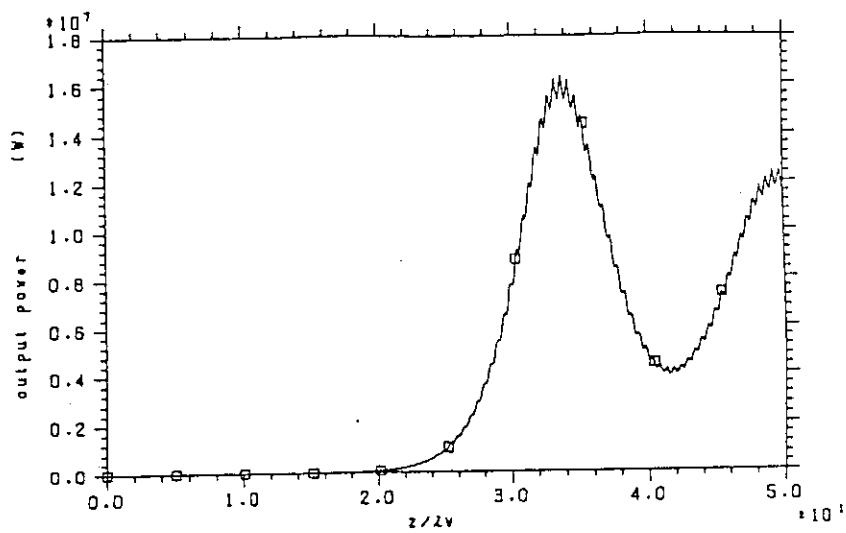


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置 ; 飽和出力 14.8MW、
飽和位置~0.8m、エネルギー変換効率 7.9%

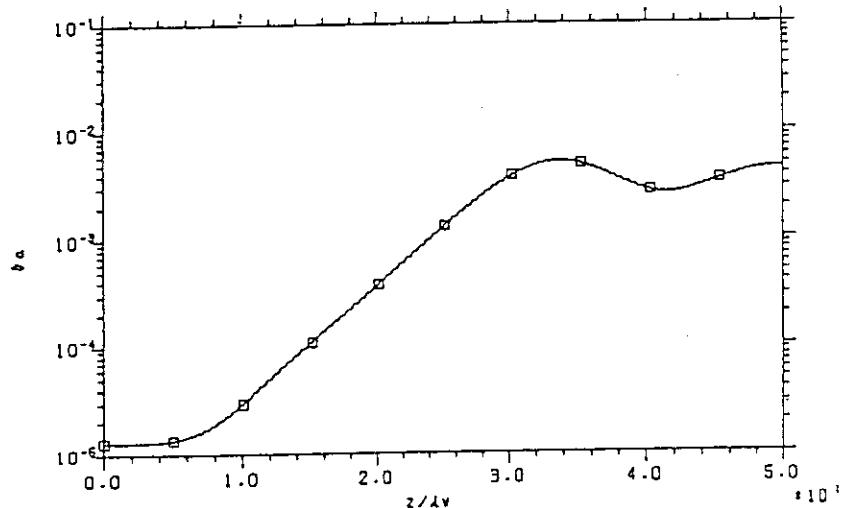


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置 ; 空間成長率 93.4dB/m

(Fig.3.3.25) ピークエネルギー 0.75MeV、
增幅電磁波周波数 45GHz、ピーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.75kG、空間電荷ポテンシャル無

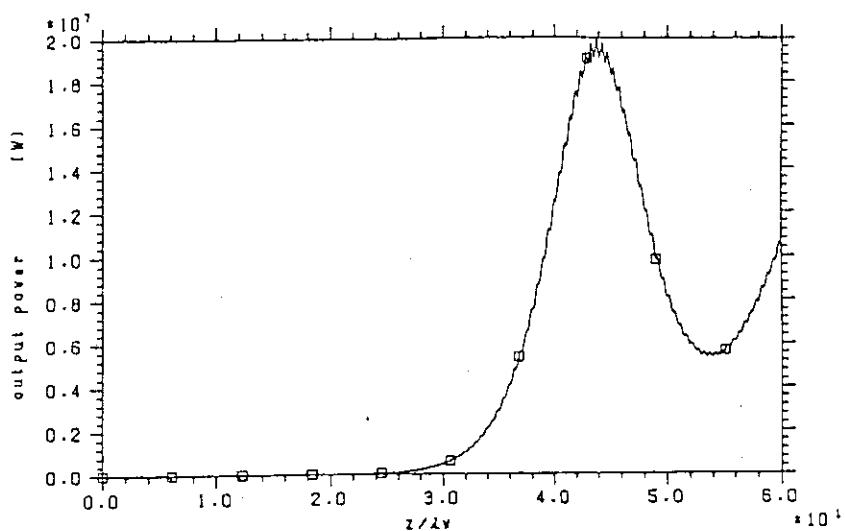


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；飽和出力 24MW、
飽和位置～1.8m、エネルギー変換効率 6.0%

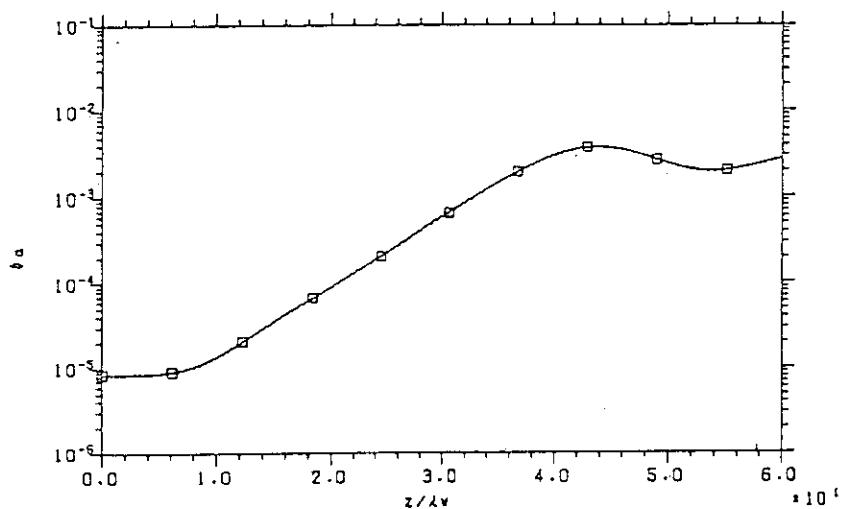


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置；空間成長率 38.0dB/m

(Fig.3.3.26) ピークエネルギー 1.60MeV、
增幅電磁波周波数 140GHz、ピーム電流 0.25kA、
軸方向ガイド磁場 3.0kG、空間電荷ポテンシャル無

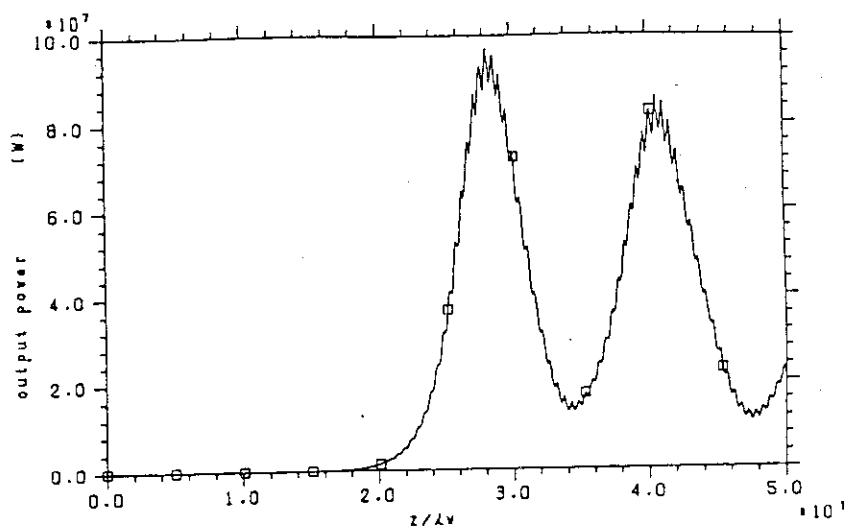


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置 ; 飽和出力 20MW、
飽和位置～2.0m、エネルギー変換効率 4.1%

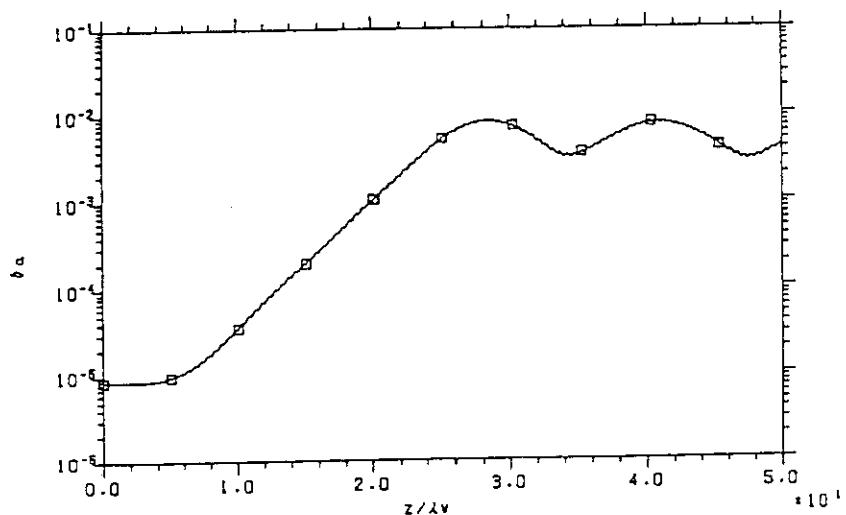


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置 ; 空間成長率 36.1dB/m

(Fig.3.3.27) ピークエネルギー 1.95MeV、
增幅電磁波周波数 215GHz、ピーク電流0.25kA、
軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル無

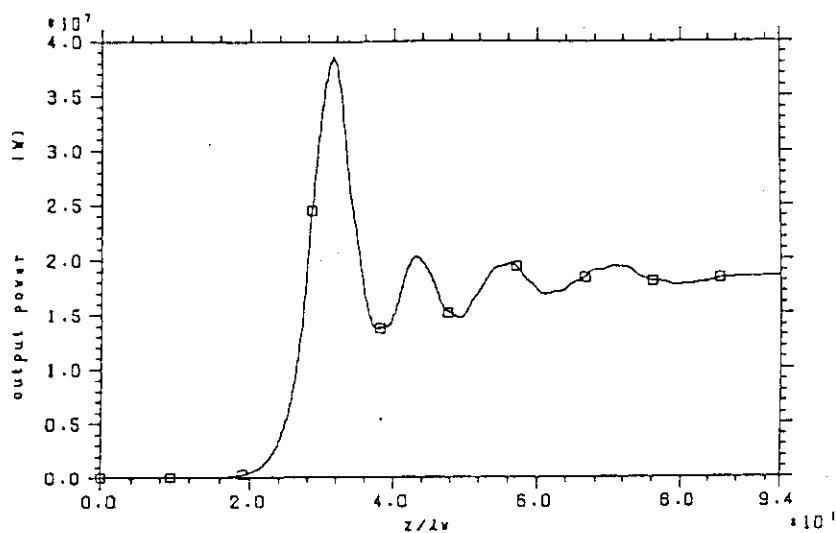


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；飽和出力 96MeV、
飽和位置～1.3m、エネルギー変換効率 5.1%

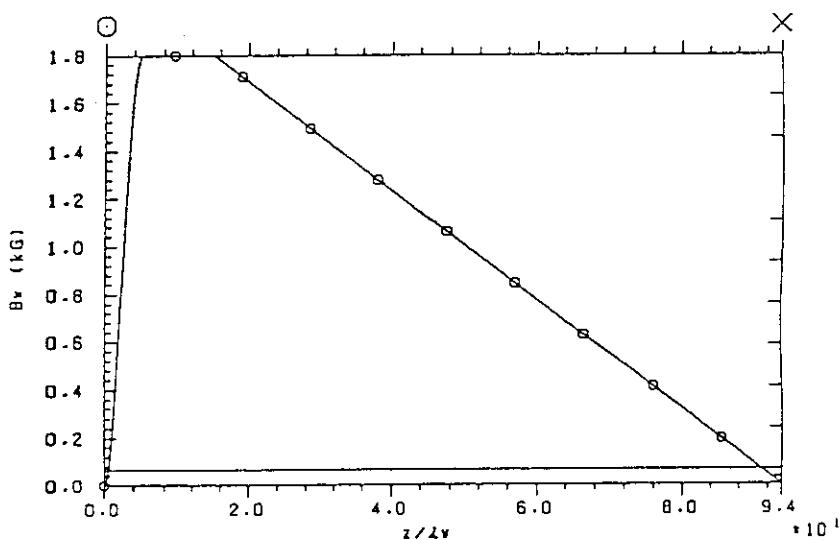


(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置；空間成長率 65.4dB/m

(Fig.3.3.28) ビームエネルギー 1.90MeV、
增幅電磁波周波数 210GHz、ビーム電流 1.0kA、
軸方向ガイド磁場 0.0kG、空間電荷ポテンシャル無

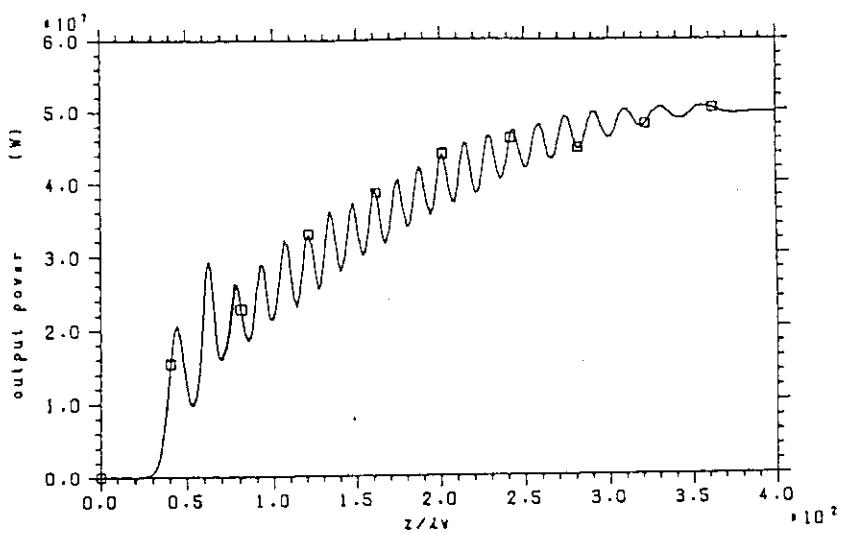


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 38MW、
 ウィグラー長～1.4m、エネルギー変換効率 18.5%

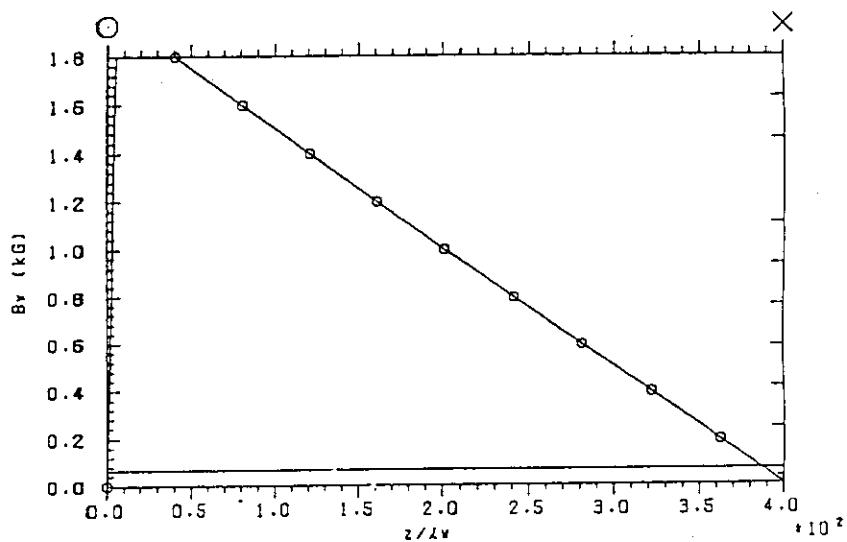


(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
 傾き -0.002、テーパー開始位置 $15\lambda_w$

(Fig.3.3.29) テーパードウィグラー
 ピームエネルギー 0.82MeV、增幅電磁波周波数 45GHz、
 ピーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.75kG、
 空間電荷ポテンシャル有

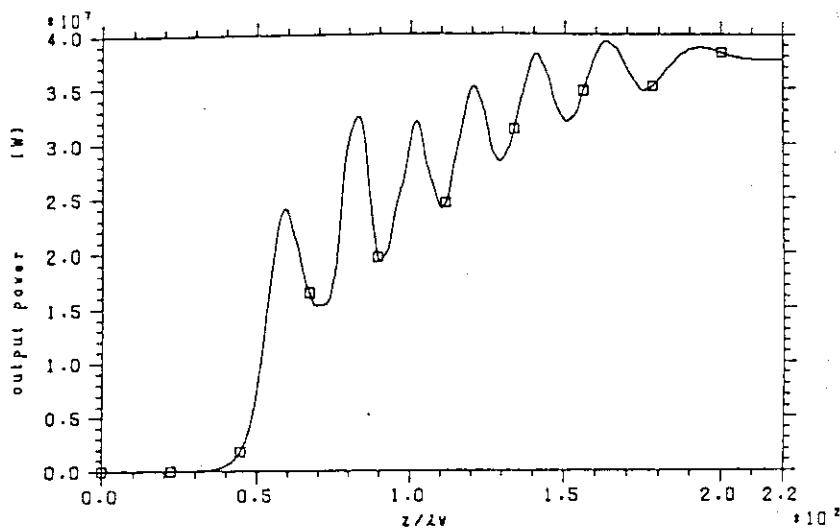


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 51MW、
 ウィグラー長～18m、エネルギー変換効率 12.4%

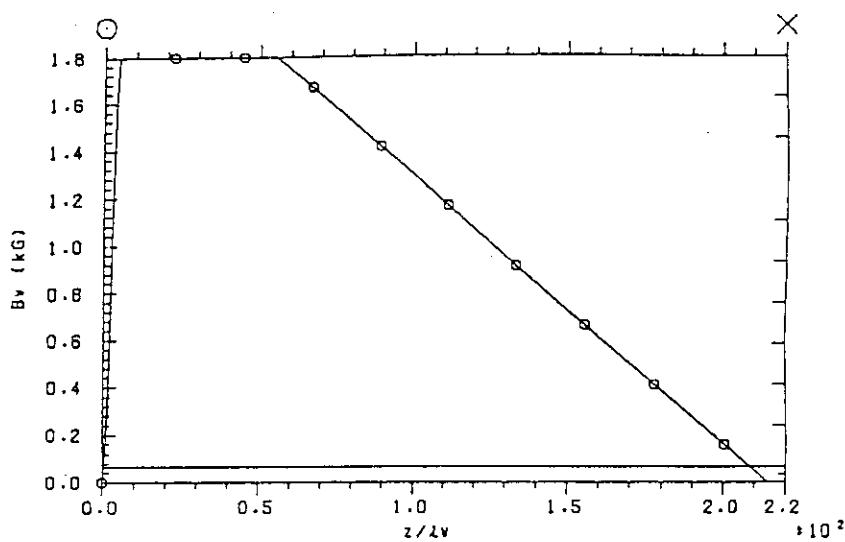


(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
 傾き -0.0004、テーパー開始位置 $40\lambda_w$

(Fig.3.3.30) テーパードウィグラー
 ピームエネルギー 1.65MeV、增幅電磁波周波数 140GHz、
 ピーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 3.0kG、
 空間電荷ポテンシャル有

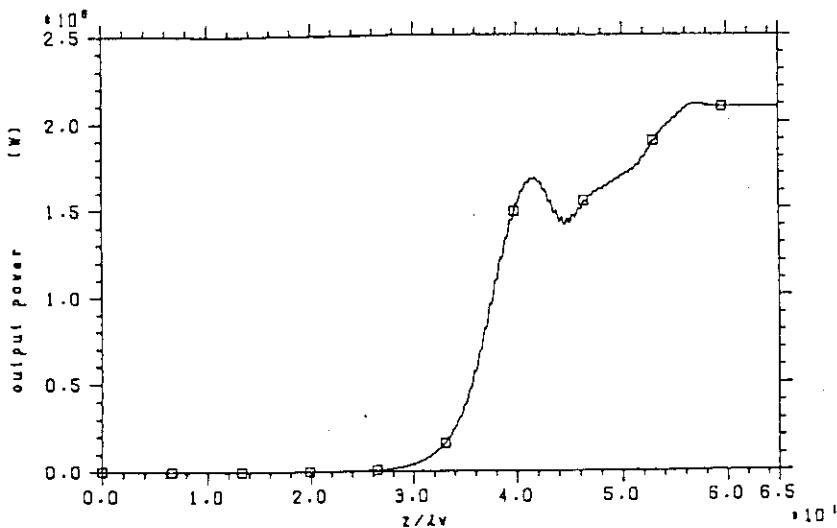


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 39MW、
 ウィグラー長～7.2m、エネルギー変換効率 7.8%

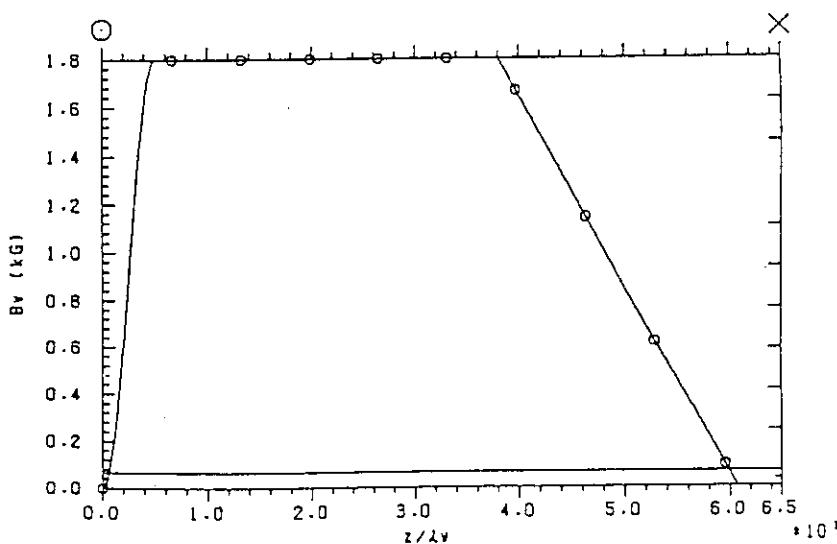


(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
 傾き -0.001、テーパー開始位置 $55\lambda_w$

(Fig.3.3.31) テーパードウィグラー
 ピームエネルギー 2.0MeV、增幅電磁波周波数 215GHz、
 ピーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、
 空間電荷ポテンシャル有

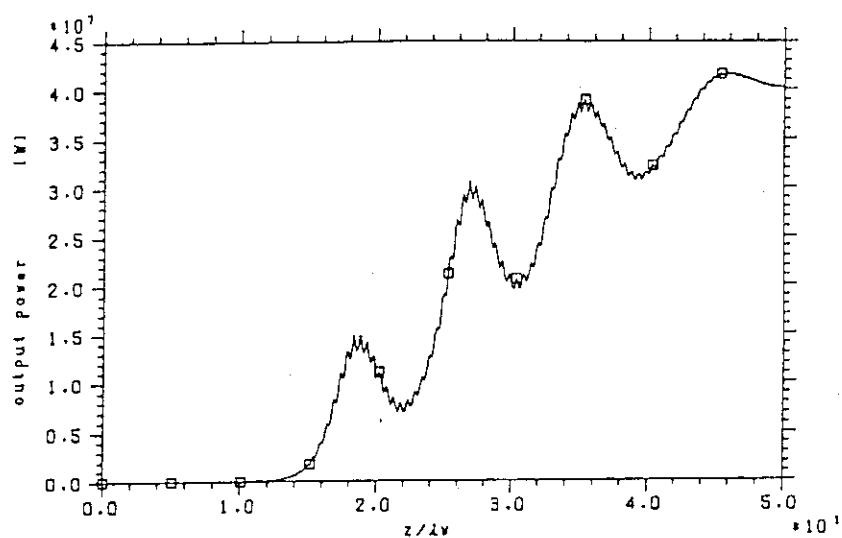


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 200MW、
 ウィグラー長～2.5m、エネルギー変換効率 10.0%

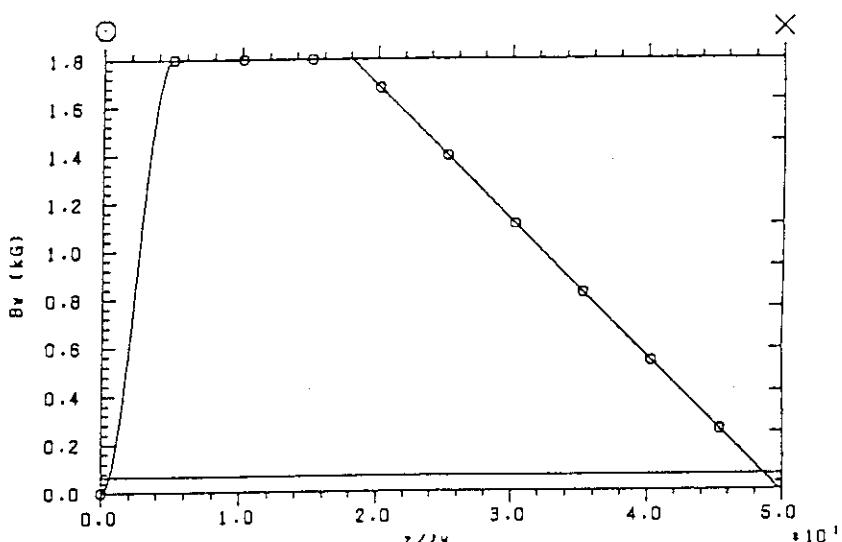


(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
 傾き -0.007、テーパー開始位置 $38.5\lambda_w$

(Fig.3.3.32) テーパードウィグラー
 ピームエネルギー 2.0MeV、增幅電磁波周波数 210GHz、
 ピーム電流 1.0kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、
 空間電荷ポテンシャル有

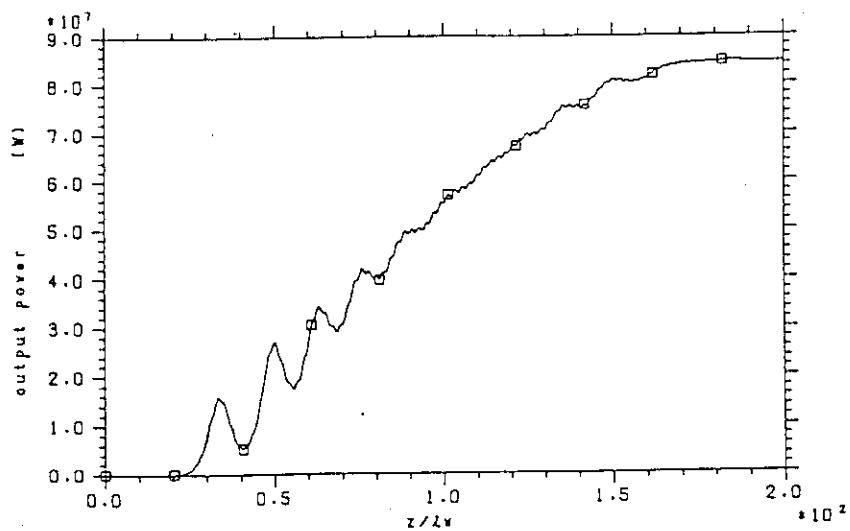


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 41.5MW、
ウィグラー長～2.0m、エネルギー変換効率 22.1%

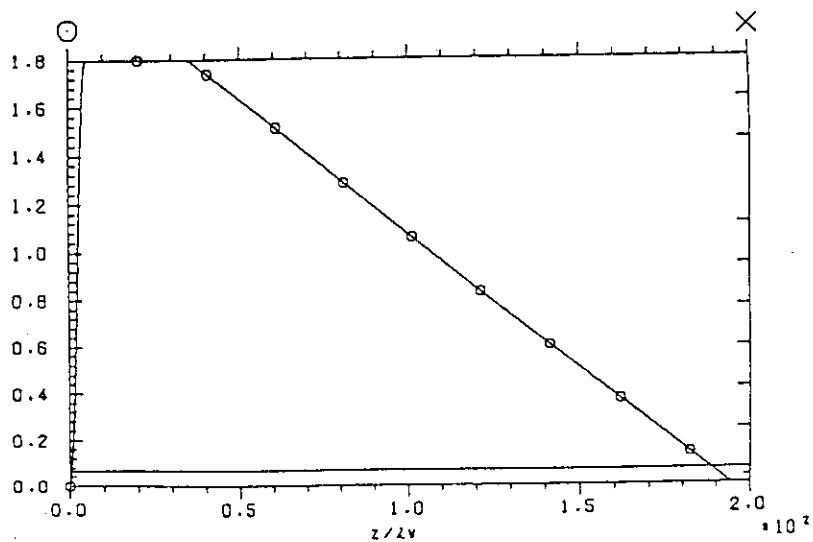


(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
傾き -0.005、テーパー開始位置 $18\lambda_w$

(Fig.3.3.33) テーパード ウィグラー
ビームエネルギー 0.75MeV、增幅電磁波周波数 45GHz、
ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.75kG、
空間電荷ポテンシャル無

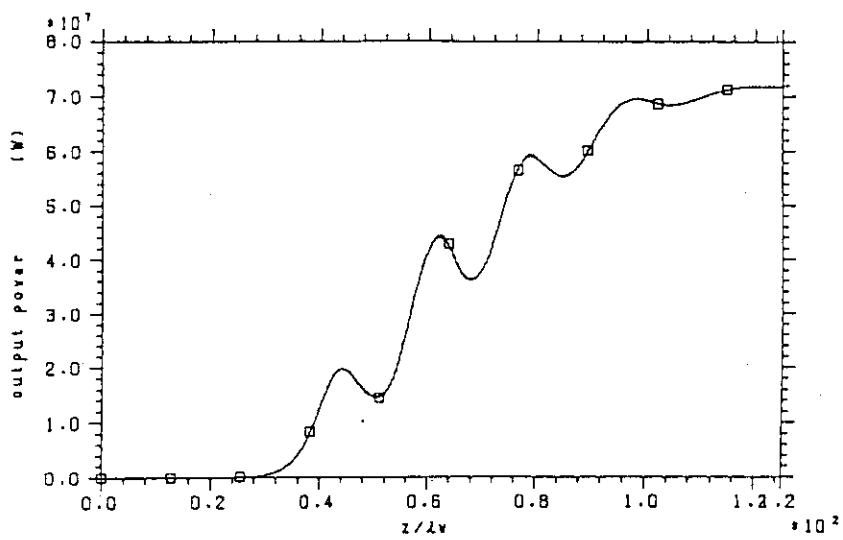


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 84MW、
 ウィグラー長～7.7m、エネルギー変換効率 20.4%

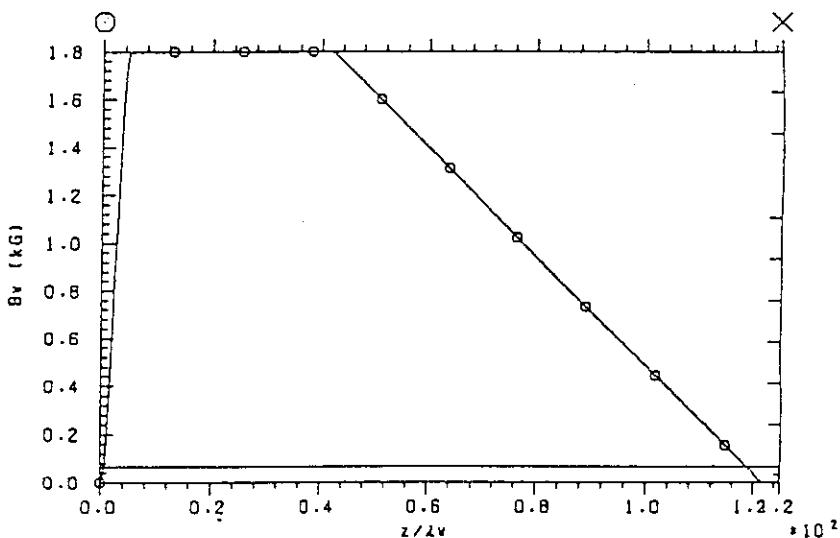


(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
 傾き -0.001、テーパー開始位置 $35\lambda_w$

(Fig.3.3.34) テーパードウィグラー
 ビームエネルギー 1.60MeV、增幅電磁波周波数 140GHz、
 ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 3.0kG、
 空間電荷ポテンシャル無

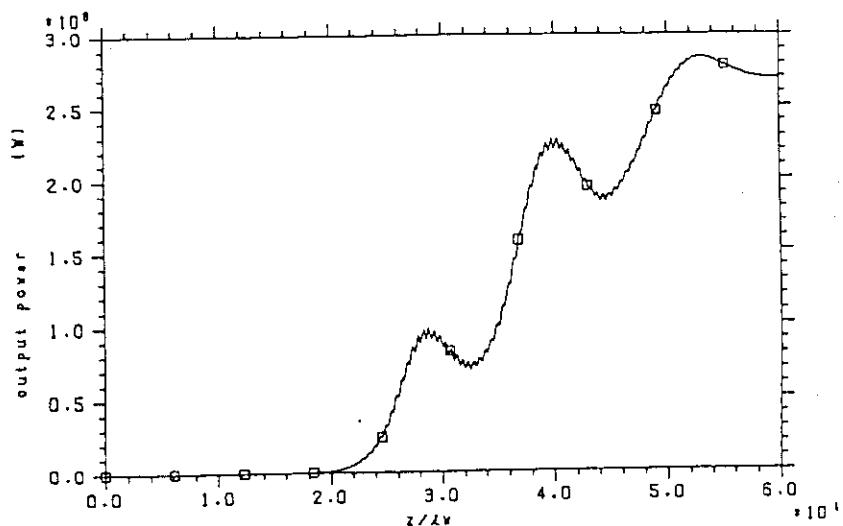


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 72MW、
 ウィグラー長～5.4m、エネルギー変換効率 14.8%

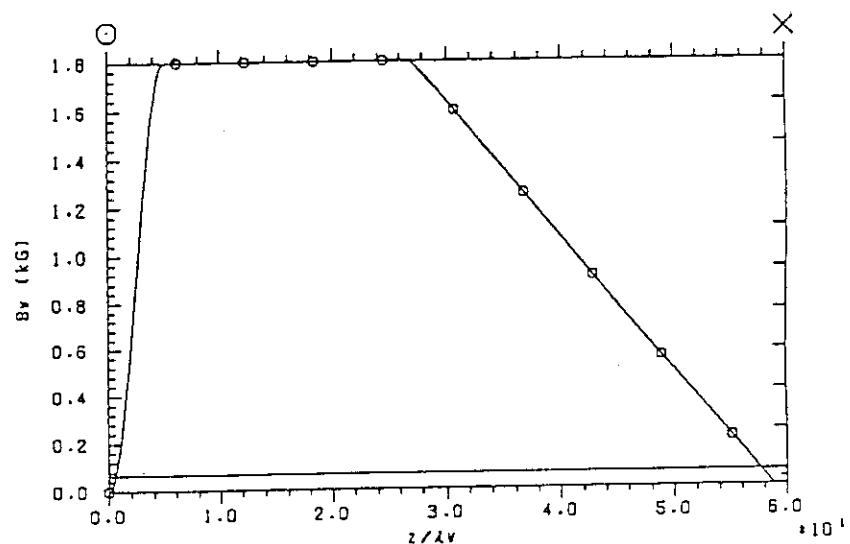


(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
 傾き -0.002、テーパー開始位置 $42\lambda_w$

(Fig.3.3.35) テーパードウィグラー
 ビームエネルギー 1.95MeV、增幅電磁波周波数 215GHz、
 ビーム電流 0.25kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、
 空間電荷ポテンシャル無

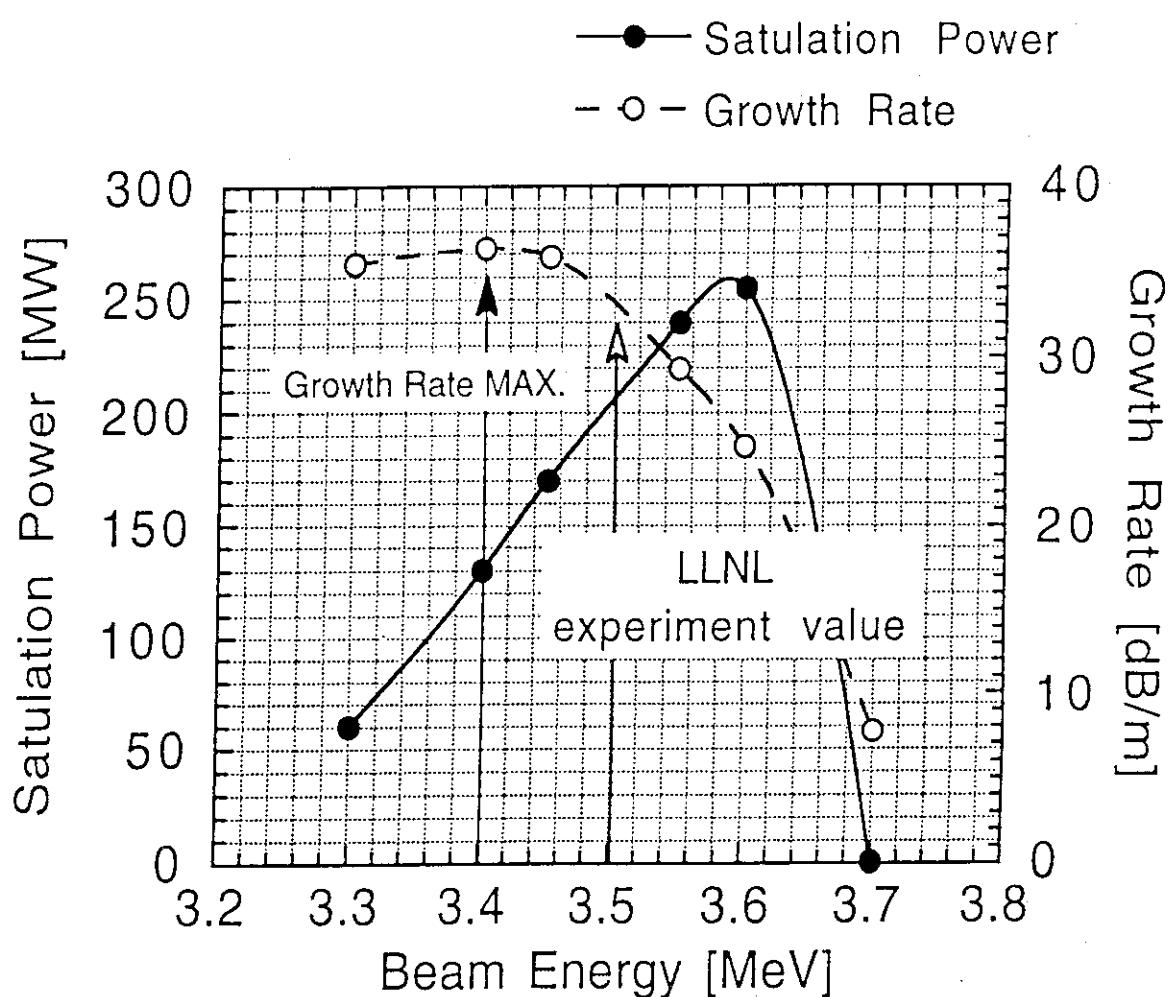


(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；最大出力 285MW、
 ウィグラー長～2.3m、エネルギー変換効率 15.0%



(B) ウィグラー磁場振幅 vs. 軸方向位置
 傾き -0.005、テーパー開始位置 $27\lambda_w$

(Fig.3.3.36) テーパードウィグラー
 ビームエネルギー 1.90MeV、增幅電磁波周波数 210GHz、
 ビーム電流 1.0kA、軸方向ガイド磁場 0.0kG、
 空間電荷ポテンシャル無



(Fig.3.4.1)

第4章 電子ビームエネルギー測定実験

4-1 Freundの臨界条件

2章、3章で述べたようにFEL動作領域は、コンプトン領域とラマン領域の2つに分類され、それぞれの領域におけるFEL動作は互いに異なったメカニズムによって支配されている。FEL相互作用は、コンプトン領域ではポンディラモーティブポテンシャルによって支配され、ラマン領域では電子ビームの空間電荷波による相互作用が優勢になる。このときにはコンプトン領域での入射電磁波が個々のウィグラー運動をする粒子によって散乱をされるといった描像ではなくて、ビーム粒子全体としての集団的振舞いによる一ここで空間電荷波による一入射電磁波の（誘導）散乱であるとの解釈がより妥当である。即ち相互作用は（負のエネルギーをもつ）空間電荷波の誘導ラマン散乱によって起こると解釈される。無論、これら2つの機構が同居してFEL相互作用が行われる中間領域もある。いずれの領域での動作をさせるかは、物理的にも、実際の装置の設計／運用の面でも本質的な差をともない、FELのストラテジーの分岐になる。一般的に用いられているコンプトン領域／ラマン領域に対する臨界条件^[28]は理想的、かつ1次元の定式化より導かれている。それによるとラマン領域の時は次の条件が要求される。

$$\frac{\omega_b^2}{ck_w} >> \frac{\gamma_z^2}{8} \frac{v_w^2}{c^2} \quad (4.1.1)$$

ここで $\omega_b^2 = 4\pi e^2 n_b / \gamma_0 m_e$ はビームにのった系でのプラズマ周波数、 n_b は電子ビーム密度、 γ_0 は電子ビームのエネルギーを表す相対論的因子である。電子の軸方向速度を v_z とすると $\gamma_z^2 = (1 - v_z^2/c^2)^{-1}$ 、 $v_w = -\Omega_w/k_w$ は垂直方向の蛇行速度であり、 B_w 、 k_w 、 Ω_w をそれぞれウィグラーの磁場振幅、波数、波長としたとき $\Omega_w = e B_w / \gamma_0 m_e$ である。

集団的ラマンFELは、電子密度が十分に高い場合にビーム中を伝播する空間電荷波に伴う空間電荷ポテンシャルがポンディラモーティブポテンシャルよりも優勢になって起る。つまり空間電荷効果の重要性を議論することによってそのFEL相互作用が2つの領域のどちらに属するかが決定される。このことについてFreundは実際の実験に(4.1.1)を適応する場合には次の3つの事項に注意しなければならないと主張している^[11]。

- (1) 3次元効果はポンティラモーティブポテンシャルと空間電荷ポテンシャルの相対的な重要性を変えてしまう可能性がある
- (2) 共鳴条件のラマンシフトはFELライン幅よりも大きくなければならない
- (3) 空間電荷効果が働くには、空間電荷波のランダウ減衰は小さくなければならぬ。

(4.1.1)の臨界条件はFEL実験をコンプトンFELもしくはラマンFELと特徴付けるために幅広く用いられているが、(4.1.1)は理想的な1次元解析によって導かれているので、実際の実験パラメーターに適用するとなると、3次元的効果からこの適用が妥当でなくなるような要因がいくつか浮かんでくる。まず始めにドリフトチューブの壁による境界条件はプラズマ周波数を減少させる。つぎに、電子軌道の全体的な特性はウイグラーの不均一性や電子ビームの熱的広がりの効果、軸方向のガイド磁場の有無等に影響される。ヘリカルウイグラーと比べて、プレーン（線形）ウイグラーでは軸方向と軸に垂直（縦）方向の電子速度が振動するので、プレーンウイグラーの軌道特性を把握するのはさらに困難である。従って、実際の実験における空間電荷効果の評価には完全に3次元的非線形の解析が必要になる。

空間電荷効果が重要になるための臨界条件に対する(2)の要求は、ラマン周波数シフトがFELライン幅と比べて同じ、もしくはそれより大きくなることである。この要求を物理的に解釈すると、FEL相互作用距離に対してウイグラーが十分に長いということである。言い換えれば、電子ビームがウイグラーを通過する間に数回プラズマ振動ができるほど十分なウイグラー長が要求される。現実的にはもちろんこの条件にも3次元的効果が影響しうるであろう。

空間電荷効果が支配的になるための臨界条件に対する最後の要求(3)は、電子ビームの熱的広がりによる空間電荷波のランダウ減衰が小さいことである。一般的には、空間電荷波のランダウ減衰は電子のデバイ長よりも小さい（空間電荷波の）波長に対して有効となる^[6]。

Freundは(4.1.1)の1次元臨界条件に、彼の提唱した空間電荷効果の有効性を問う上

の3つ要求を加えて、今までに行われた4つの大電流を用いたFEL実験について、ラマンFEL／コンプトンFELの判定を下した。判定の対象となった実験は、1次元の臨界条件(4.1.1)だけから判定するとすべてラマン領域に属するものであった。しかし新たにFreundが行った判定では、4つの実験のうちラマン領域のFELと判定されたのは2つだけであった。さらにその新しい判定に従ってそれぞれの実験パラメーターについてFreundが行った3次元シミュレーションも実験とよい一致を示していた。

FELのこのようなミクロの3次元構造にまで立ち入った理論はまだ発展途上である。対応する実験的検討もまたさらに未成熟な段階にある。実験を通じてFreundのモデルを検証し、シミュレーションによって両者の接点を探る努力がなされなければならない。

日本原子力研究所におけるFEL実験もビーム電流～300Aと大電流を用いており、(4.1.1)の1次元臨界条件のみからはラマン領域であると判定される。さらにこの判断を明確にするためにFreundの3つの要求を取り入れて最終的な判定を下すことがこの章の目的である。そのために誘導型線形加速器LAX-1より生成された電子ビームのエネルギーの絶対値とその分布を測定した。これよりエネルギー幅が得られ、この実験におけるランダウ減衰の効果(3)についての議論が可能になった。4—2節では実験系について説明し、4—3節で測定結果をまとめ、4—4節では実験のパラメーターで行ったシミュレーション結果を述べ、考察を含めた最終的な判定を4—5節で行う。

4—2 測定系

Freundの理論との突き合わせの上で、実験的に定めなければならない最も重要な因子は個々の粒子のエネルギー広がり(可能ならばその分布)である。意外なことに、ラマン型FEL実験で、相互作用をする前後の粒子エネルギー(分布)測定を行ったとの報告はなされていない(コンプトン型にはある)。ラマン型には必然的に大電流の電子ビームを用いるため、その強大な自己場の影響の個々の粒子のエネルギー測定に及ぼす効果が問題を難しくしている。

日本原子力研究所の誘導型線形加速器(インダクションライナック)LAX-1によって

生成される電子ビームのエネルギーとそのエネルギー分布の測定を行った。そこで使用した主な装置について以下に述べる。

LAX-1 全体写真を (Fig.4.2.1) に示す。写真の中央に写っているパイプはLAX-1の電源部 (PFL; Pulse-Forming Lines) で、インダクションライナックのインダクションキャビティ（加速ギャップに電圧を誘起するための一種の”トランス”である）に印加するパルス電圧を圧縮生成する。その右側に写っているのが電子を加速するインダクションライナックである。その原理の説明図を(Fig.4.2.2) に示す。PFL の全長は約6m、インダクションライナックの全長は約1.5m、直径は約1mである。

電子の放出部であるダイオードには、直径 2 cm のベルベットで覆われた電解放出型の冷陰極タイプのカソードとタンクステン・メッシュのアノードを使用している。このカソードとアノード間距離は 0 ~ 5 cm の範囲で可変である。ベルベットカソードの表面上には、直径が $0.1\mu\text{m}$ 程度の細かい突起が無数に存在して whisker を形成しているものと考えられる。LAX - 1 によって生成された高パルス電圧がダイオードに印加されると、その突起の先端に電場が集中して、ジュール加熱により whisker が蒸発し、カソード表面に高密度プラズマが形成される。そこから引き出される電子ビームの電流密度は空間電荷効果により制限されるが、放射源の面積が極端に限られているためにこの時の電子密度は 100MA/cm^2 に達する。このようにして大電流相対論的電子ビーム (Intense Relativistic Electron Beam 以下 IREB) が得られる。原理的には放射源の面積が小さいためにエミッターンスの小さい、輝度の大きい、良質のビームが得られるものと考えられるが、実際はカソード表面付近の複雑なプラズマの現象がかかわってくるため、得られる電子ビームは RF 加速器、シンクロトロン、ストレージリングなどで用いられる熱陰極からの高エネルギー低電流の電子ビームに比べて熱広がりはかなり大きく、エミッターンスもまた大きいのが実情である。このため実際に FEL 実験において使用する電子ビームは加速器で生成した IREB すべてを ウィグラー に入射させず 細井スリット（エミッターンスセレクターと呼んでいる）を通して 軸付近の比較的質の良い部分だけを用いる方法が取られている。ビーム生成の物理の複雑さ、使用するビームがパルスであることから、多く

の場合にIREBを用いるラマン領域のFEL実験はこのような様々な困難に遭遇する。ここではLAX-1で生成された~2kAのうち約300Aをウイグラーに入射させる。以前に行われたビーム伝送実験におけるビーム電流の再現性は10~20A程度のばらつきであった。そのときのダイオードの電圧と電流の波形を(Fig.4.2.3)に示す。高圧パルスラインからインダクションライナック加速構造に印加される電圧の波形は、パルスライン途中でのエネルギー損失などのために完全な矩形ではなく、後半部は前半部に比べて電圧が下がっている、いわゆるsagを示す傾向にある。このため生成される電子ビームのエネルギーは、後半部は前半部に比べてエネルギーが低くなっていると予想される。

電子ビームエネルギーの測定には、FEL領域を抜け出した電子を運動面に垂直な一様磁場に入射する180°偏向型/29/マグネットックアライザを用いた。装置の写真を(Fig.4.2.4)に示す。電子の入射口は直径約2cmの切り口が円形のパイプには幅0.5-8mmのスリットが刻んである。測定口は縦×横が1.5cm×10cmの矩形の領域が準備されている。アライザ磁場の磁場強度はコイルに流す電流値に比例して可変である。コイルに流す電流の電源としては最大電流2.5Aで、1mAまで制御できるようなものを用いた。最大磁場は数百ガウスであって、特にコイルの冷却などの配慮はされていない。アライザ内部の磁束密度はガウスマーテーを用いてキャリブレーションした。磁束密度の電流依存性を(Fig.4.2.5)に示す。

相対論的エネルギーEをもつ電子が、磁束密度Bの磁場中に垂直に入射したとき、電子は磁場に垂直面内でラーマー半径rの回転運動(ラーマー運動)する。このときのE、r、Bの関係は電子の相対論的運動方程式を解くことによって

$$r e B / \gamma m_0 = v \quad (4.2.1)$$

と求まる/29/。ここで γ は電子のエネルギーを表す相対論的因子で

$$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \quad (4.2.2)$$

である。e、 m_0 はそれぞれ電子の電荷、静止質量であり、vは電子の入射速度である。電子のラーマー半径を固定したとき(実際の測定ではr~10cm)、(4.2.1)と(4.2.2)から

$$\gamma = (1 + (r e B / c m_0)^2)^{1/2} \quad (4.2.3)$$

電子のエネルギーは磁束密度から決定される。アナライザー原理図と $r = 10\text{ cm}$ で(4.2.3)をプロットしたグラフを(Fig.4.2.6)と(Fig.4.2.7)に示す。このタイプのアナライザーは偏向角度 180° で垂平面内で収束作用をもつ/30が鉛直方向の収束は考慮されていない。

最初に基礎データとして、インダクションライナックで生成された電子ビームの(FEL相互作用を行う以前の)エネルギー／エネルギー分布を測定する。ライナックで生成された電子ビームはドリフトチューブ内を約1.5m伝播してアナライザーに入射する。その間ビームをガイドするためにソレゾイドコイルによる軸方向磁場がかけられる。今回の測定では、ガイド磁場はLAX-1の内部に4つ(内部磁場)、LAX-1をでてからアナライザーの入口までに1つ(外部磁場)設置し、磁束密度のレベルはそれぞれ独立に設定が可能であり、内部磁場は最大2.0kG、外部磁場は最大3.0kG(磁場のリップルは~5%)までかけられる。

アナライザー入り口付近~30cmではガイド磁場の影響はほとんどない。。アナライザーの入り口付近での、アナライザー内部からのもれ磁場はアナライザー電流を1.5A流したときに数G程度であった。アナライザーの入り口付近でのもれ磁場を打ち消すために、アナライザーの入り口付近のドリフトチューブに厚さ0.1mm、幅10cmの強磁性体のテープ(μ -metal tape)を巻いた。さらにアナライザーの内部への外部からの磁場の侵入を防ぐためにアナライザーの上、裏、側面を強磁性体で包んだ。

4—3 測定結果

LAX-1、ビームガイド、測定系の接続配置を(Fig.4.3.1)に示す。

最初にアナライザーにビームが入射して出口に到達するまでに、アナライザーの内壁に電子が衝突して生じる2次電子によるSpuriousな信号、ノイズ、漏洩もしくはガイド磁場の影響を調べ、アナライザーの検出器に電子が到達しているのを確認するために、アナライザーの出力焦点面に蛍光体を置いて、電子のエネルギースペクトラム像を撮影した。

オシロスコープ用の蛍光体を薄い硝子板の上に均一に塗り、さらにその硝子板をアク

リル板（透明）に強力接着剤で張り付け、蛍光体側を真空側にしてアクリル板を真空フランジに取付け、蛍光体に直接電子を当てて光らせた。アクリル板より15cm離れたところにファイバースコープの先端を固定し、ビデオカメラによってその映像を撮影した。観測された映像はしたがって時間による積分値である。ファイバースコープの先端の磁性体の部材の磁場による影響（ノイズなど）はかなり大きく、その周囲を μ -metalで覆つて磁気シールドした。その結果としてノイズによる振動はかなり減少できた。アナライザの入り口には縦スリットの幅を0.3、0.5、0.7mmと変え、電子のエネルギースペクトラムに生じる像の幅と輝度を比べた。それぞれのスリット幅に対する電子の像の典型的な写真を(Fig.4.3.2)に示す。スリット幅が0.7mmの場合の電子の像は、0.3mm、や0.5mmの場合に比べて、輝度も強いが像の広がりも大きい。幅を0.5mmにすると像は多少シャープになり、さらに幅を0.3mmにすると像の幅は変わらないが輝度が低下した。0.3mm—0.5mmが電子のエネルギー分散によるスペクトラム幅と解釈でき、この後のエネルギー分布測定では入り口のスリット幅は0.5mmのものを採用した。また写真の像の幅より、電子ビームのエネルギー幅は約20keVであることが推定される。

使用した蛍光体のdecay timeはmsecのオーダーであるのに対して、ビームのパルス幅は約100nsecであって、この蛍光体によってはスペクトルの時間的な変化は観測されない。時間的な変化を観測し、かつエネルギースペクトラムを定量的に測定するために、ファラデーカップを用いて測定を行った。

ビームのエネルギー幅 ΔE を測定するために3チャンネルのファラデーカップを作製した。その写真を(Fig.4.3.3a)に示す。ファラデーカップは直径~1mmの3本の針金を測定電極として用い、(Fig.4.3.3a)のように中心間を2mm間隔に並べた（針金の間の隙間は1mm）。3本の針金のうち、ラーマー半径が一番小さい内側の針金からラーマー半径が大きくなる順に、CUPin、CUPcent、CUPoutと呼ぶ。アナライザ磁場がある値に設定したとき、3つのカップに検出される電子のエネルギーは、CUPin、CUPcent、CUPoutの順に高くなる。それぞれのカップは、厚さ3mmのテフロン板の枠に直径1mm程の穴を上下に3つづつあけ、それぞれの穴に針金を通すようにして、絶縁と固定がさ

れている。電流検出部の上面写真を (Fig.4.3.3b) に示す。カップに入った電流はそれぞれ同軸ケーブルを通じてオシロスコープに出力される。針金 1 本につきエネルギー分解能は、測定するエネルギーが 800~900keV のとき約 5keV 程度である。また隣り合うプローブのエネルギー差は約 10keV 程度である。放出される 2 次電子の影響は考慮されておらず、キャリブレーションが必要である。

この 3 チャンネルファラデーカップを用いてエネルギー幅を測定した。LAX-1 で生成される電子ビームのエネルギー時間依存性は、第一にダイオードの印加電圧特性によって左右される。このアナライザーでは、(Fig.4.3.4a) に示す電子エネルギーの時間変化エネルギーについて輪切りにした形で観測することになる。したがって、アナライザー磁場を電子の最大エネルギーに相当する値よりも低い値に設定すると、検出される電流波形はパルス（時間）幅の最初と最後の 2ヶ所にピークをもち (Fig.4.3.4b) 、逆にアナライザー磁場を電子の最大エネルギーに相当する値に設定すると、検出される電流波形はパルス（時間）幅の真中辺りに 1 つピークをもつだろう (Fig.4.3.4c)。もちろんアナライザー磁場を電子の最大エネルギーよりも高いエネルギーに相当する値に設定すると、どのカップにも電流は検出されなくなる (Fig.4.3.4d)。電子の最大エネルギーが CUPcent (真ん中の針金) に検出されるようにアナライザー磁場を変化させて測定を行った。測定に際して、CUPin には 2 本のピークが、CUPcent には 1 本で電流値の大きいピークが、CUPout には 1 本だが CUPcent よりは電流値の小さいピークができるようなアナライザー磁場を探して、CUPcent の設定エネルギーを電子の最大エネルギーとし、3 つのカップから得られた 3 点よりエネルギー分布の幅を求めた。いろいろなパラメーターで測定を行った結果、エネルギー分布の幅は約 20keV であった。典型的な写真を (Fig.4.3.5) に示す。

またビームエネルギーの絶対値測定も上に述べたエネルギー分布測定と同じ要領で行った。以前に行われた FEL 増幅実験のパラメーター（印加電圧 30kV、ギャップ距離 3.2cm、ガイド磁場内、外供に 0.7kG）で電子エネルギーの絶対値を測定したところ、824keV であった (Fig.4.3.6)。これは以前に行われた FEL 増幅実験の結果と 3 次元シミュレーションから予測されていたエネルギー値 820keV/9 と良い一致を示している。さらにビームエ

エネルギーの、ダイオード印加電圧V[kV]とギャップ距離[cm]に対する依存性をそれぞれ(Fig.4.3.7)と(Fig.4.3.8)に示す。

4—4 エネルギー測定実験の考察

原研インダクションライナックLAX-1によって生成される電子ビームのエネルギー絶対値とそのエネルギー分布の測定を行った結果について考察する。

始めにエネルギー分布測定より得られたビームのエネルギー幅について考える。ダイオード印加電圧やギャップ距離などのパラメータ（即ちビームエネルギーと伝播経路条件）をいろいろに変化させて測定した結果、全測定を通じてビームのエネルギー幅は約約20keVであった。装置のエネルギー分解能は（ビームエネルギーによって多少異なるが、この測定エネルギーの範囲では）約5keV程度と推定されるので、残り約15keVが実際のビームのエネルギー幅となる。この値は、カソード表面に形成されるプラズマからの電子放射を用いる電子源としては相対的には大きい値ではないが、しかし普通に考えられる起源である電子源の温度に帰着させられるほど小さくない。この熱的広がりがカソード付近に生成されるプラズマの温度を反映しているとすれば、その温度は 10^8 Kとなつて核融合に用いるトカマクプラズマや炉心プラズマの研究において現在までに達成されている温度よりも3桁も上回ってしまうことになり、そのような高温プラズマがLAX-1内部に生成されているとは非常に考えにくい。（(Fig.4.4.1)に電子密度と温度によって分類された様々なプラズマの領域を示す）

このようにビームのエネルギー幅がビーム源でつくられるのでなければ、もう一つの可能性として、ビームの伝播中に生じる場合が考えられる。エネルギー測定の結果やダイオード印加電圧波形から類推されるビームエネルギーの時間変化より、ビームのパルス幅（時間）のうち、早い時間に放出された電子はエネルギーが低く、パルス真中に放出された電子はそれよりエネルギーが高いことが予想される。言い換えるとビーム粒子のエネルギーは時間的に変化してよい。後から放出されたエネルギーの高い電子が、ドリフトチュウープ内を伝播中に、先に放出されたエネルギーの低い電子に追い付き、追

い越す辺りで丁度アナライザに入射すれば、それがビームのエネルギー幅になる。異なる時間に放出された、少しだけ異なったエネルギーをもつ電子が混ざり合うことによってエネルギーの幅が広がっているように見える可能性があるが、より詳しい検討が必要である。

次に4-1節で紹介したFreundの臨界条件を用いて原研FEL実験のラマン／コンプトン領域の判定を改めて行う。1次元臨界条件(4.1.1)を適応すると $\omega_p/c k_w = 0.33$ 、
 $\gamma_z^2 v_w^2 / 8c^2 = 0.13$ となり、極端なラマン領域とはいえないもののラマン領域に属すと言つて良いであろう。

始めにFreundの(3)の要求である、電子ビームの熱的広がりによるランダウ減衰の効果を、今回の実験で測定したエネルギー幅を用いて議論する。電子ビームのエネルギー幅については、上に述べたようにドリフトチューブの長さが影響してくるが、今回の測定でエネルギーを測った位置は以前に行われたFEL增幅実験の系に置き換えると、ちょうど放射場が指数関数的に成長する付近であるので、ランダウ減衰について考えるときには今回の測定で得られたビームエネルギー幅を用いるのは妥当であるといえる。

ビームの温度、密度をそれぞれT、 n_b 、ボルツマン定数を k_B とすれば、電子のデバイ波長 λ_D は

$$\lambda_D = [k_B T / 4 \pi n_b e^2]^{1/2} \quad (4.4.1)$$

と求まる。ここではc.g.s.Gauss単位系を用いている。ビーム電流とビーム半径からビーム密度は $n_b = 6.63 \times 10^{16} [\text{cm}^{-3}]$ 、またエネルギー幅を約15keVとするとビーム温度は $k_B T = 2.4 \times 10^8 [\text{erg}]$ である。したがって電子のデバイ波長は $\lambda_D \sim 0.15 \text{cm}$ となる。

一方、ビーム中の電子のプラズマ振動は、ビームの蛇行運動に伴い密度の疎密波としてビーム中を伝わる。このビームモードの分散関係は、

$$\omega = (k_z + k_w) v_z + \omega_p / \gamma^{3/2} \quad (4.4.2)$$

と表され、ここで ω 、 k_z 、 v_z はそれぞれビームモードの周波数、波数、z方向の速度で、 k_w はウェーブレーナーの波数、 ω_p はビームの静止計でのプラズマ周波数、 γ はビームの相対論的因子である。蛇行運動による波数の変化とドップラーシフトの効果が加わってい

る。このビームモードの波数 k は、真空中の電磁波の分散関係

$$\omega = k_z c \quad (4.4.3)$$

との交点より求められる。従って

$$k_z = (k_w v_z + \omega_p / \gamma^{3/2}) / (c - v_z) \quad (4.4.4)$$

である。(4.4.4)を用いてビーム中の疎密波長 λ_p を求めると $\lambda_p \sim 0.34 \text{ cm}$ となる。これより

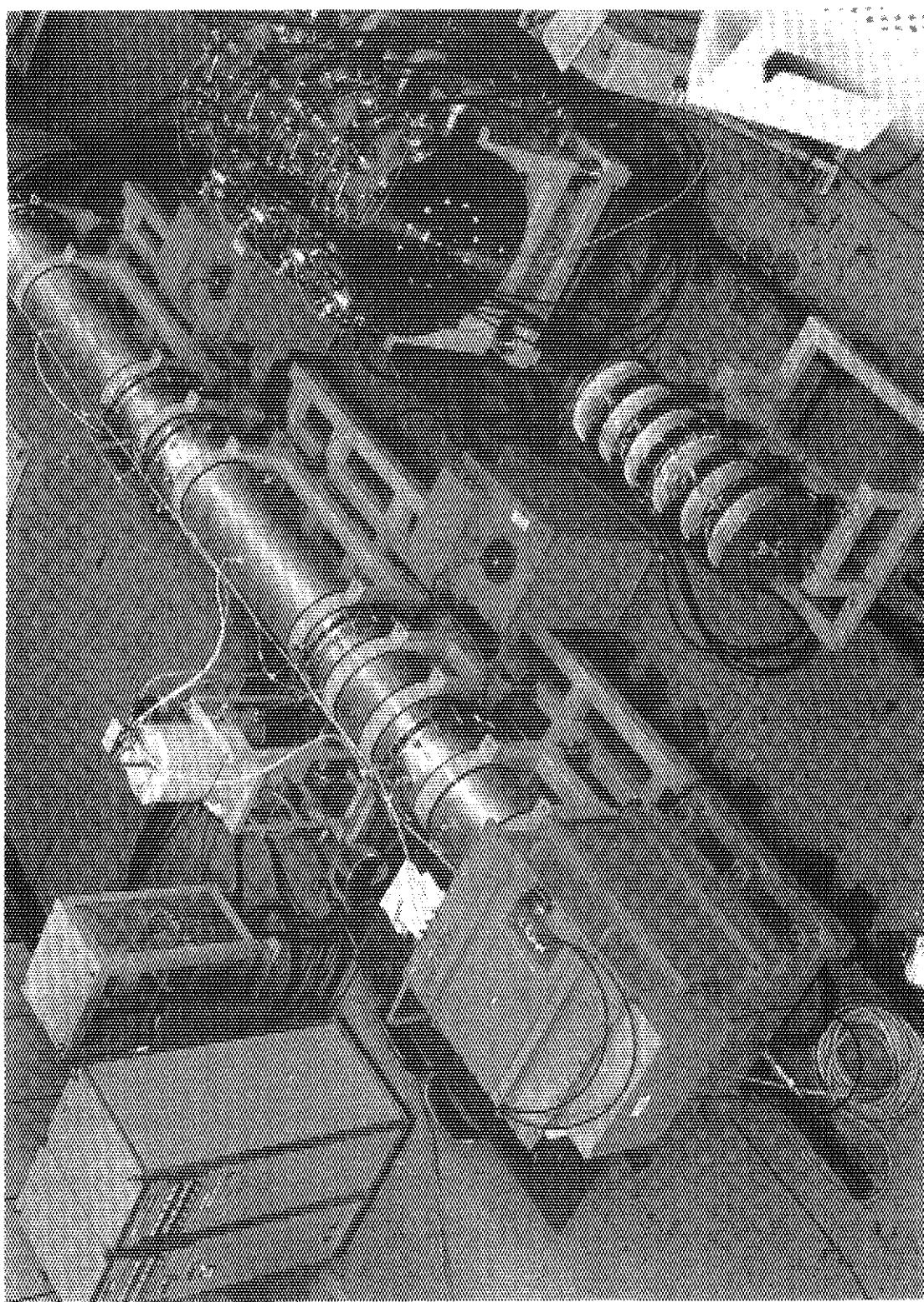
$$\lambda_D < \lambda_p$$

となって、デバイ波長よりも空間電荷波の波長のほうが大きいのでランダウ減衰の効果は小さいと言える。ラマンFELをプラズマ物理の立場で見れば、空間電荷波の誘導増幅であり、その過程ではビーム粒子のエネルギー幅が大きいとランダウ減衰効果によって制御される。我々の実験では、Freundの定式化に従えば空間電荷波の増幅は制御されず、ビーム中の電子は集団的に振る舞っていると見てよい。我々の実験はこの意味でラマンFELである。

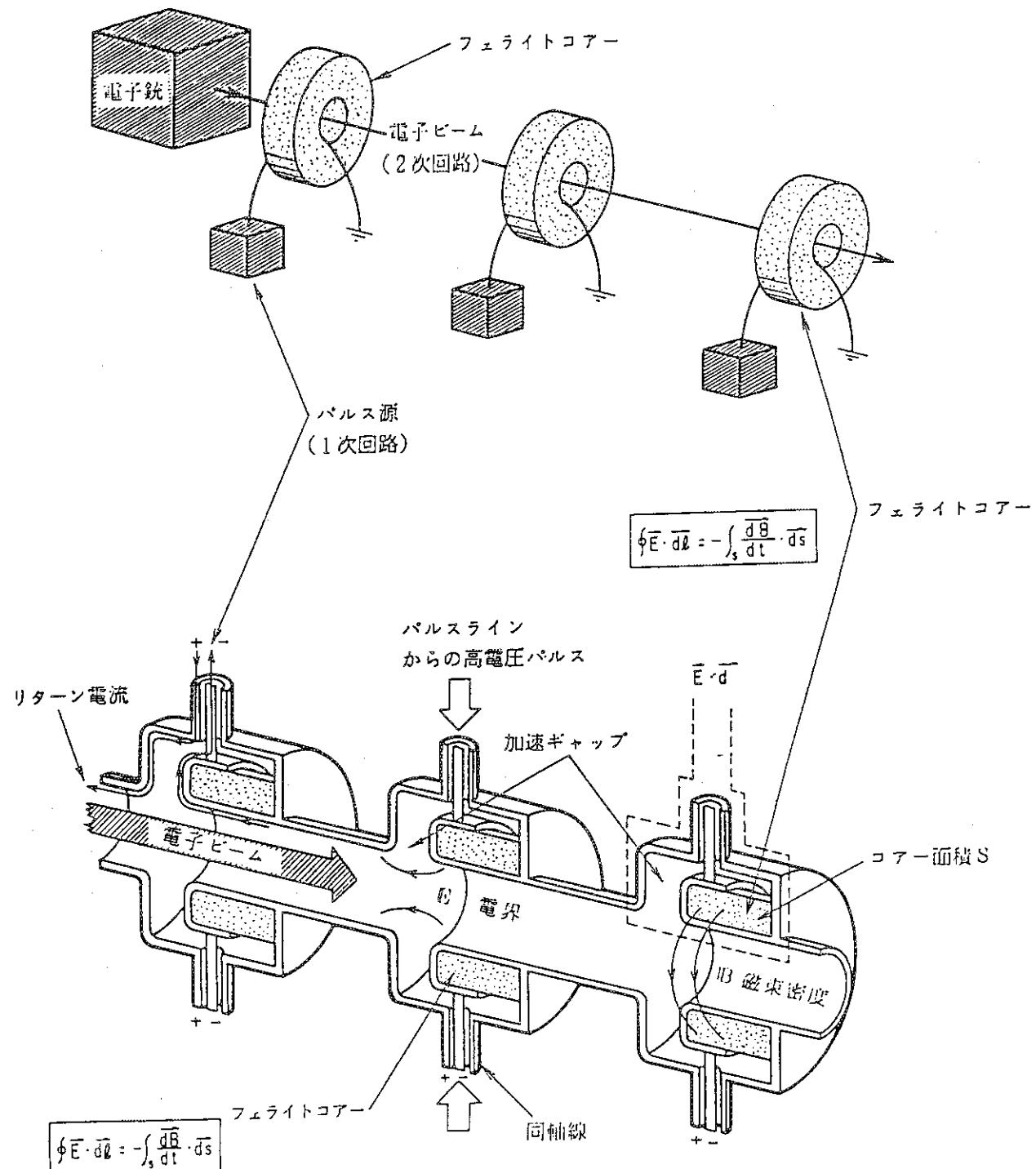
プラズマ振動の周期 T_p は実験室系では、 $T_p = 1.2 \text{ nsec}$ 、また 150cm の ウィグラーを電子が通過する時間は、 $T = 5.4 \text{ nsec}$ であるのでその間にプラズマ振動は 4~5 回行われる。これより Freund の (2) の 要求を満たす。

最後の要求(1)については、JAERIコードを用いてシミュレーションを行った結果、空間成長率や飽和位置についてはよく一致しており、飽和出力については実験値より約 5 倍ほど大きくなつたが、シミュレーションコードでは空間電荷効果が 1 次元的に算入されていること等を考慮すれば、それほど悪い一致ではない。シミュレーションの結果を (Fig.4.4.2) に示す。

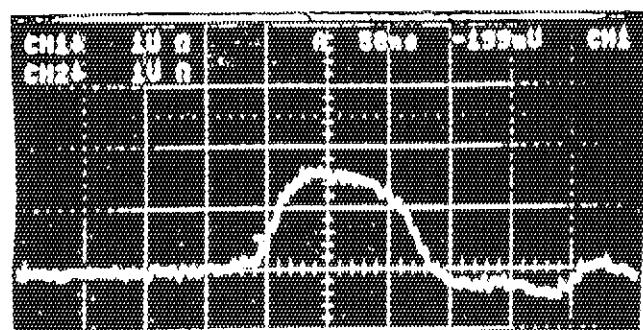
以上、原研FEL実験装置LAX-1はラマン領域で動作していることが、Freundが新しく提唱したラマン／コンプトン臨界条件によっても確認された。しかしFreundのCriterion がどの程度の妥当性を持つかはさらに検討必要である。



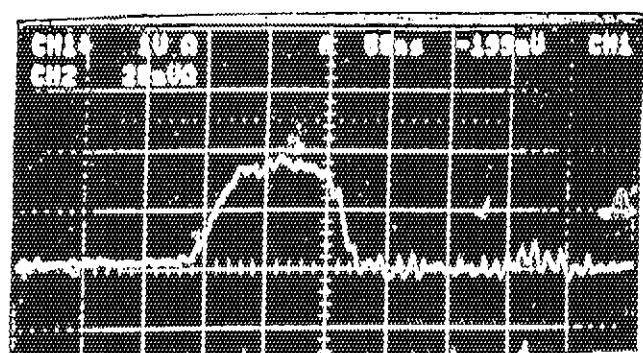
(Fig.4.2.1) LAX-1全体写真。



(Fig.4.2.2) 変圧器型加速器の原理

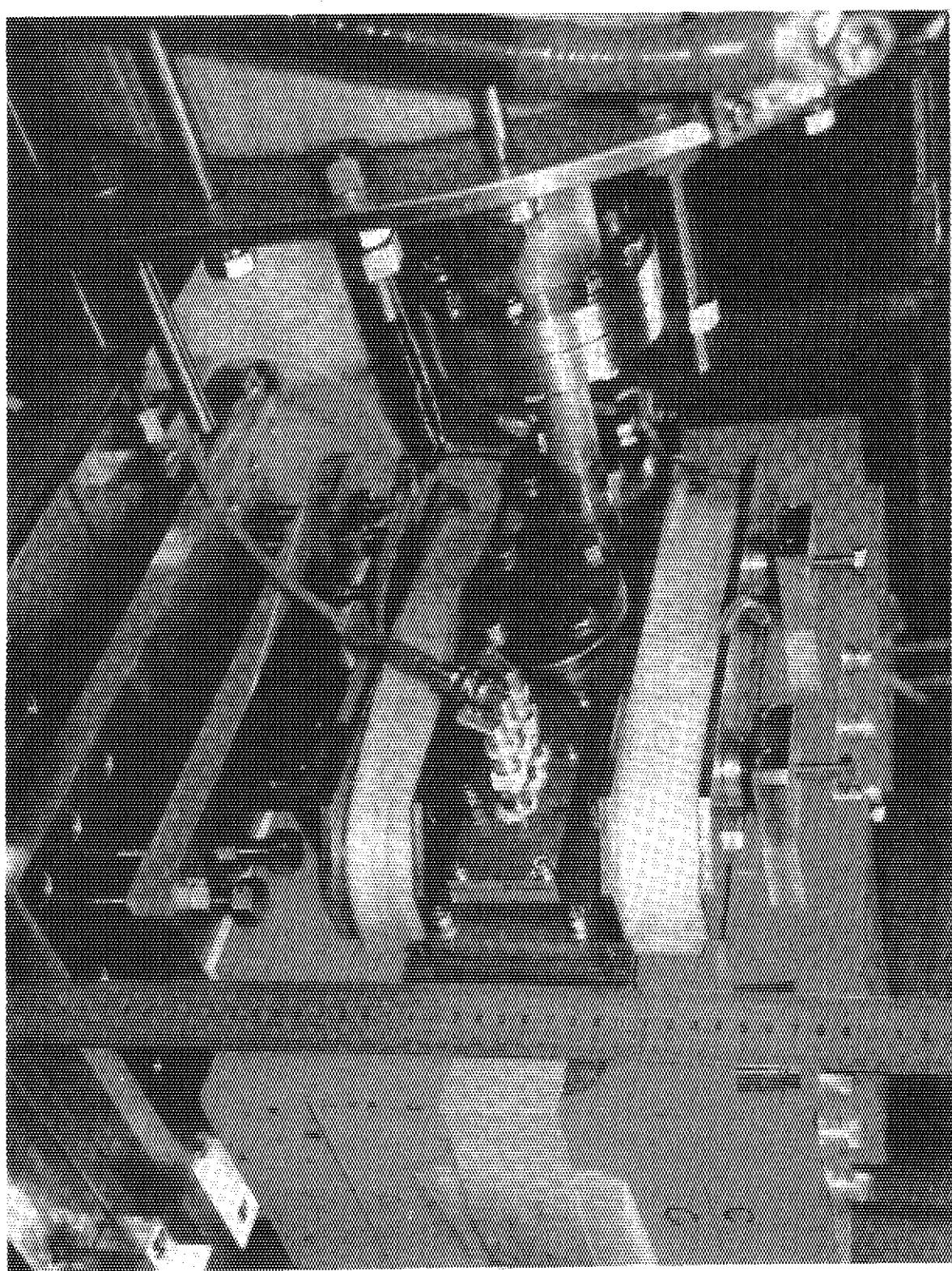


ダイオード印加電圧(50nsec/div.)

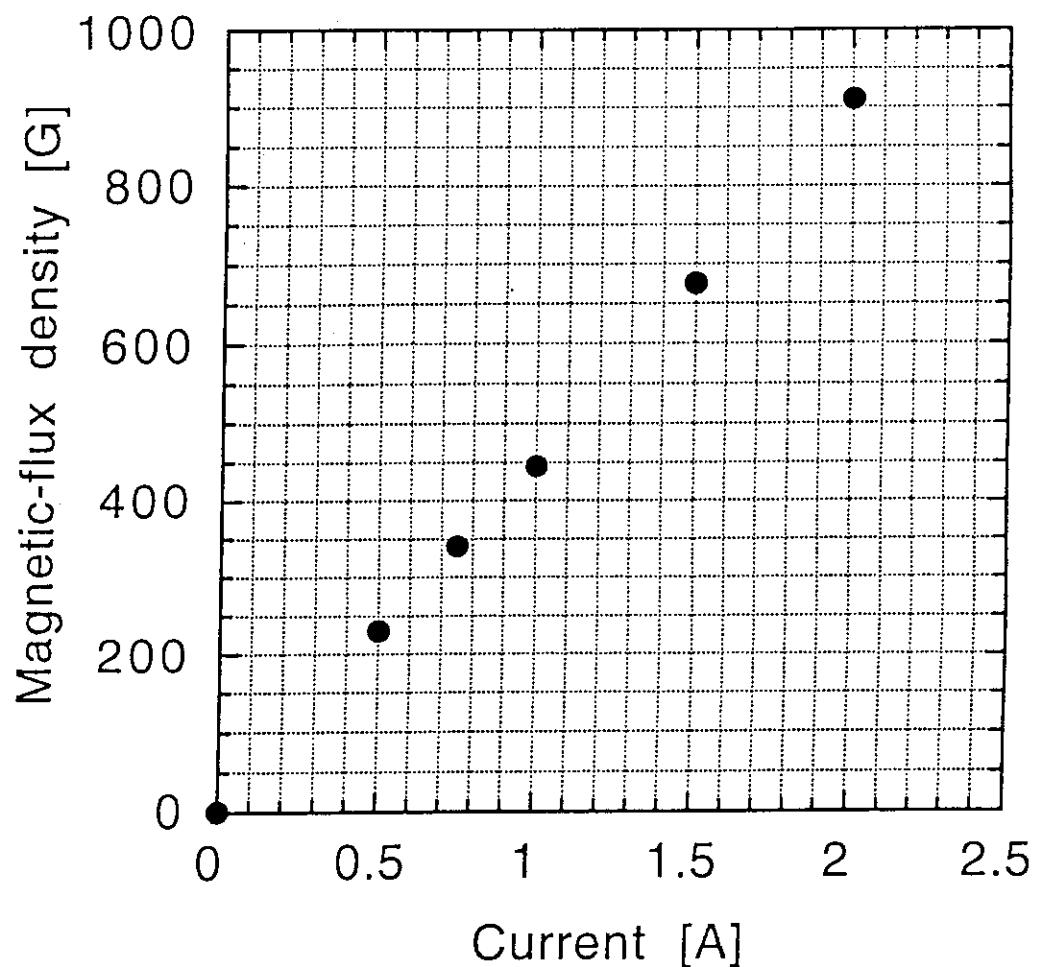


ダイオード電流(50nsec/div.)

(Fig.4.2.3) PFLよりダイオードに印加される
電圧波形とそこに流れる電流波形

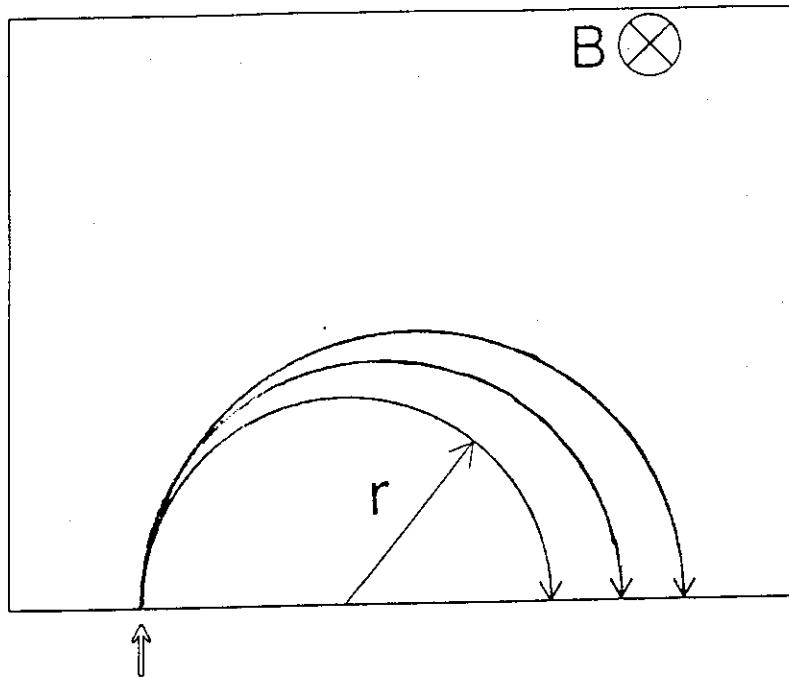


(Fig.4.2.4) アナライザー全体写真。



(Fig. 4.2.5) アナライザー内部磁束密度の電流依存性

マグネティックアナライザーの原理



電子ビーム入射

$$\frac{r e B}{\gamma m_0} = v \quad \gamma = \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

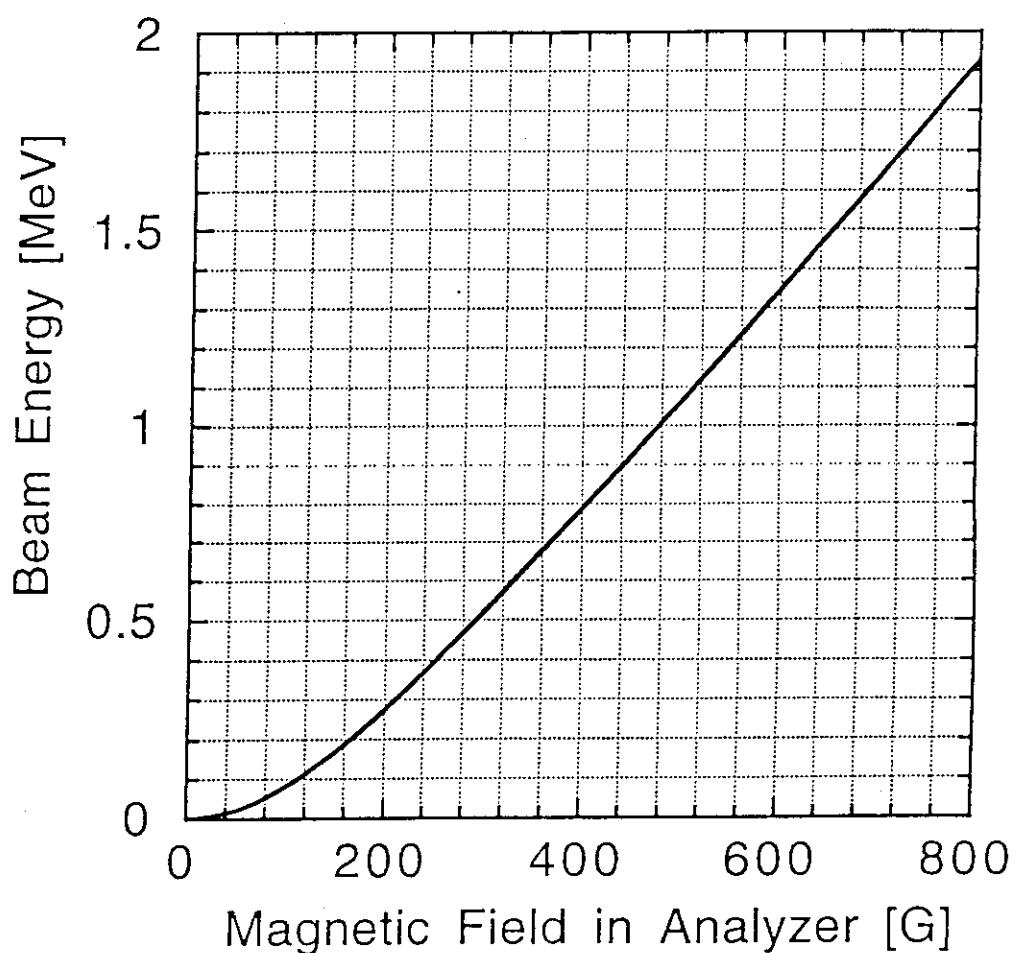
$$\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{r e B}{c m_0} \right)^2}$$

B: アナライザー内部磁場

r: 電子ラーマー半径

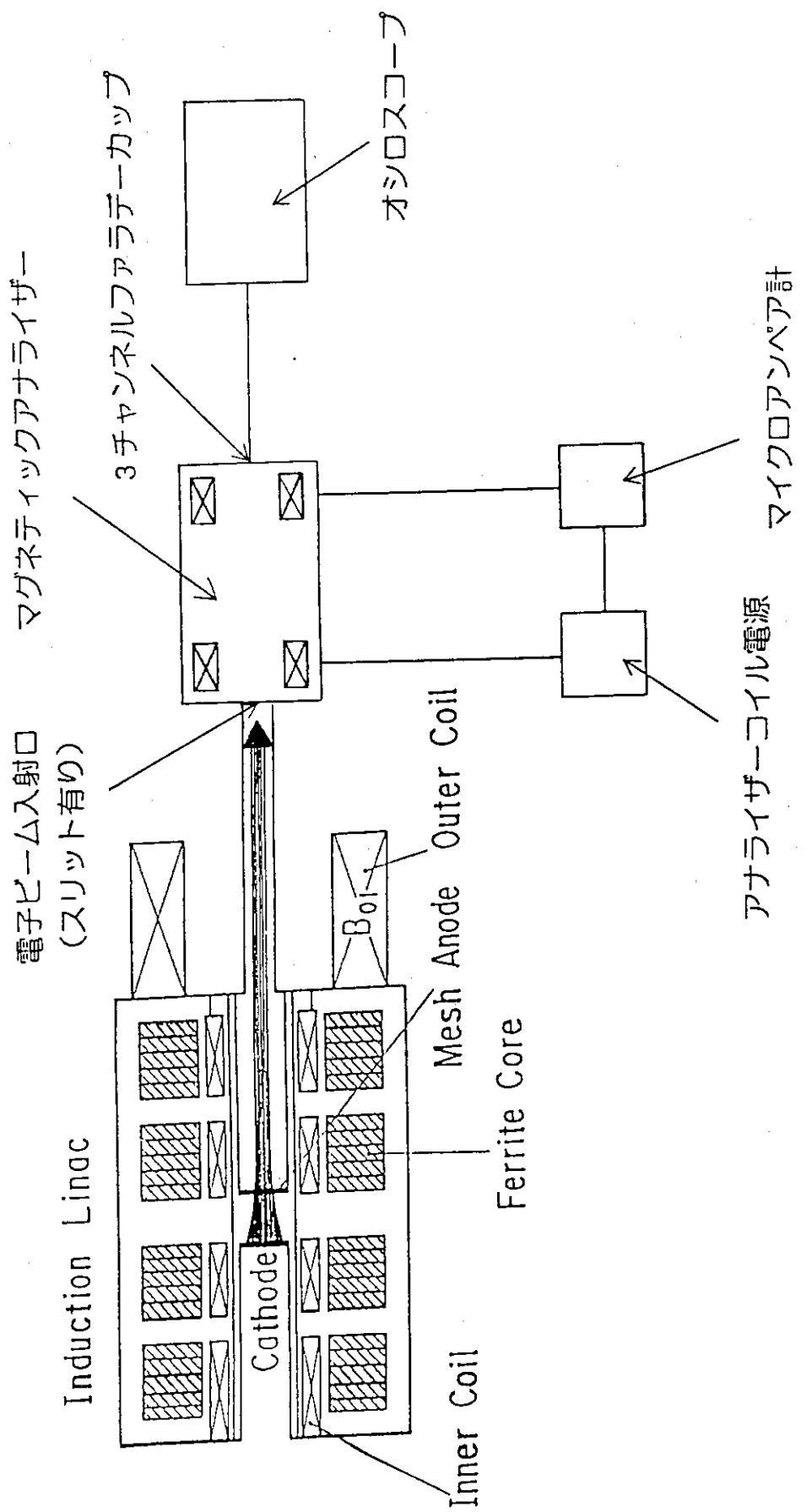
 γ : ローレンツ因子(電子のエネルギー)

(Fig.4.2.6)

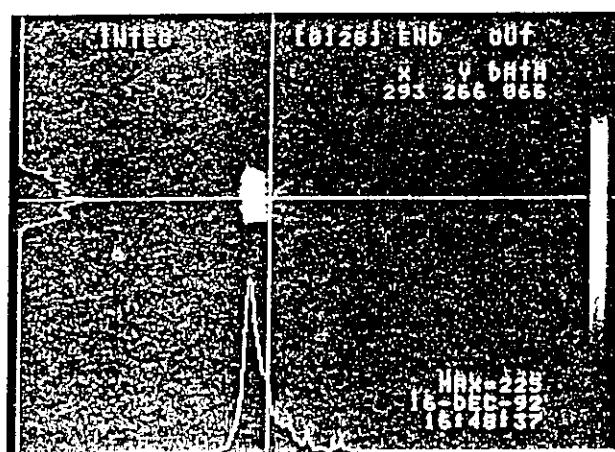
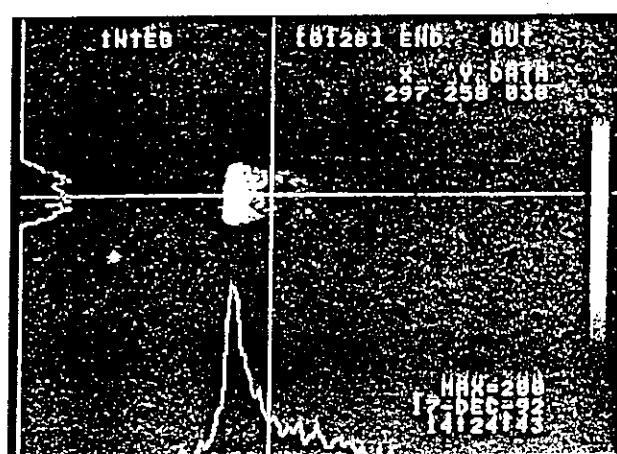
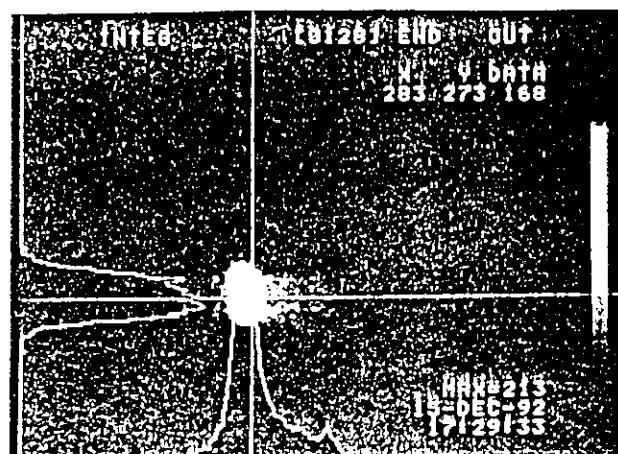


(Fig.4.2.7) ラーマー半径10cmのときの
ビームエネルギーとアナライザー内部磁束密度の関係

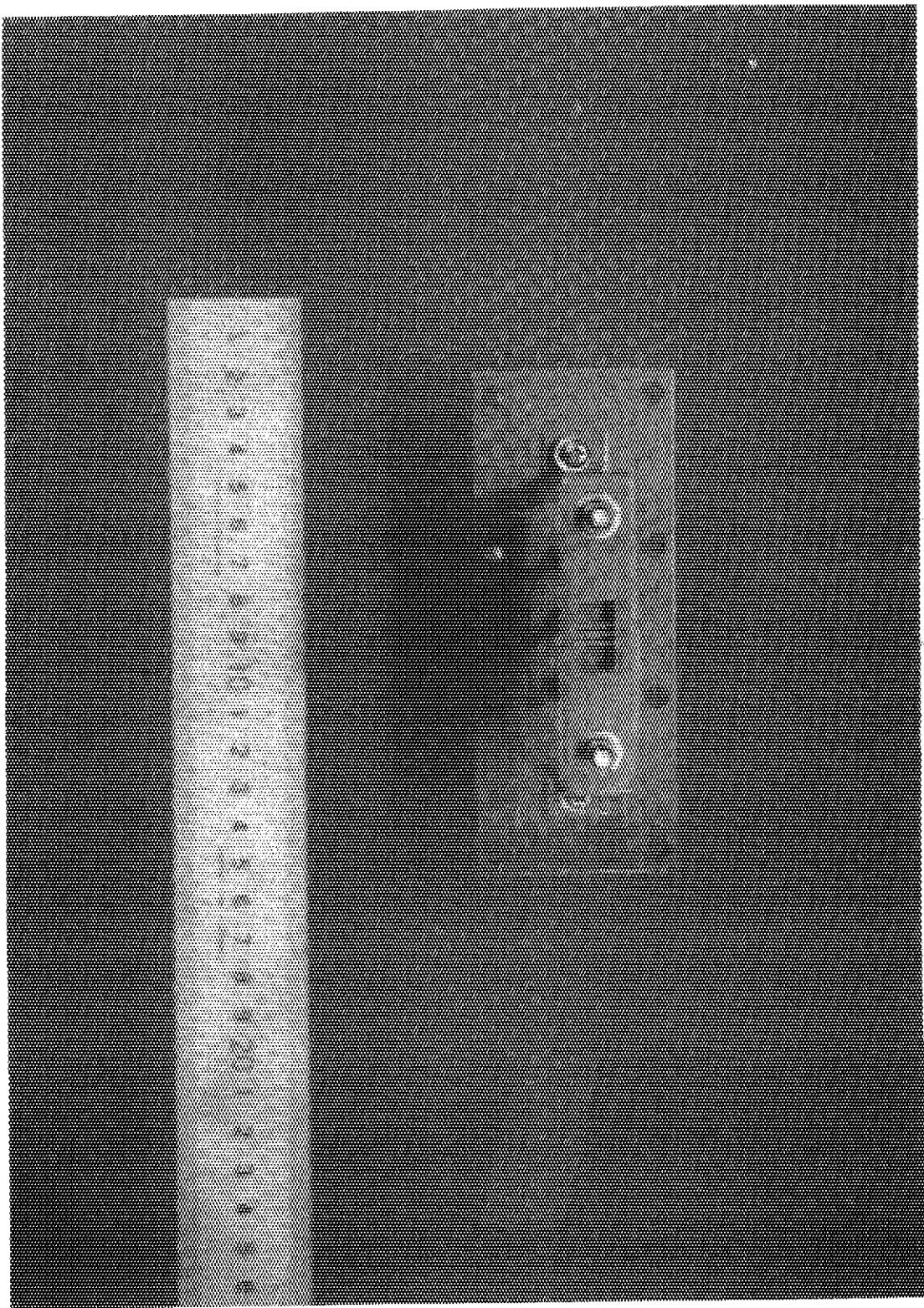
工ネルギー測定実験配管図



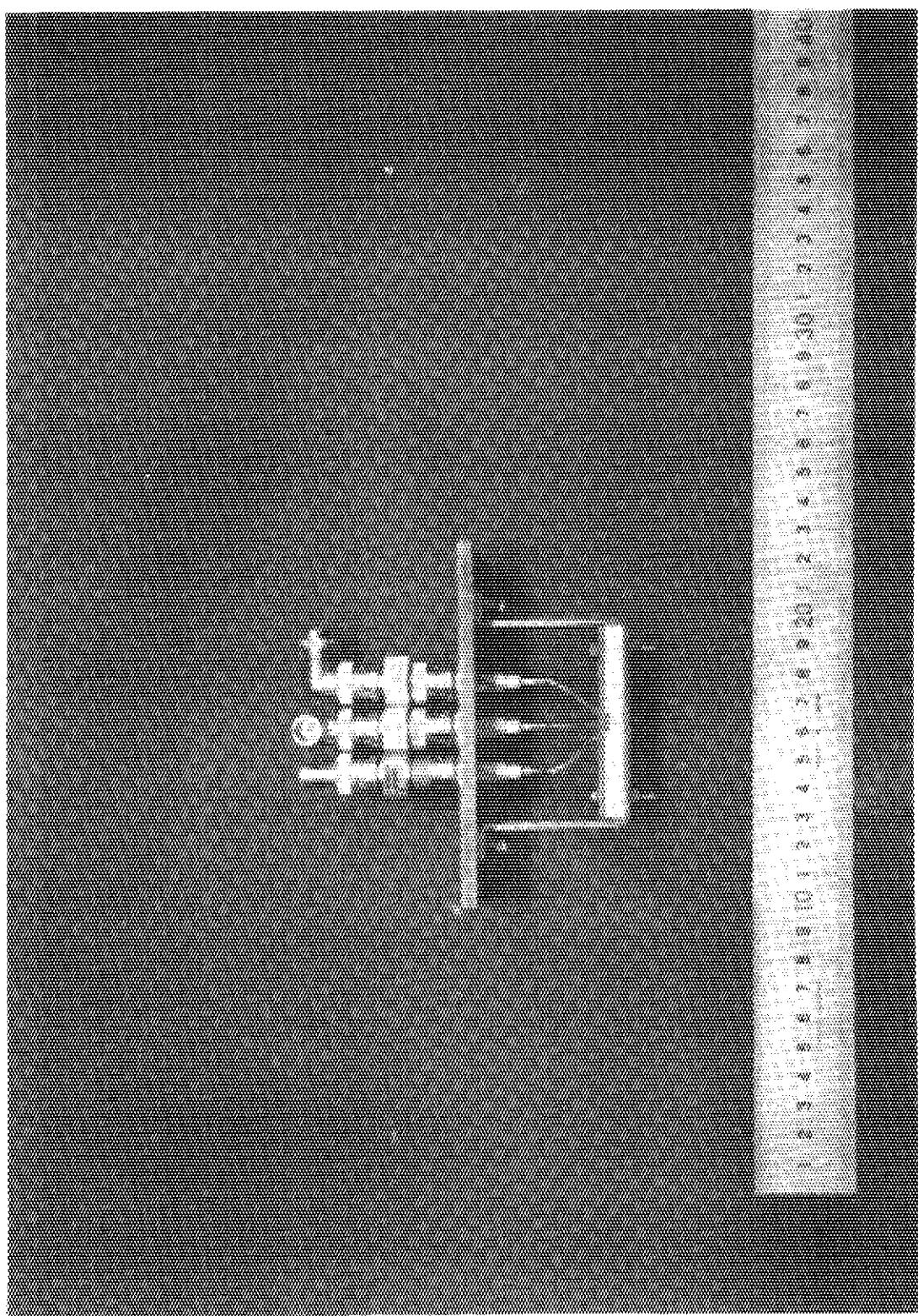
(Fig. 4.3.1)



(Fig.4.3.2) ギャップ距離4.5cm、ダイオード電圧30kVのときのアナライザー出口における電子ビームの像。アナライザー入射口のスリット幅は上から0.7、0.5、0.3mm

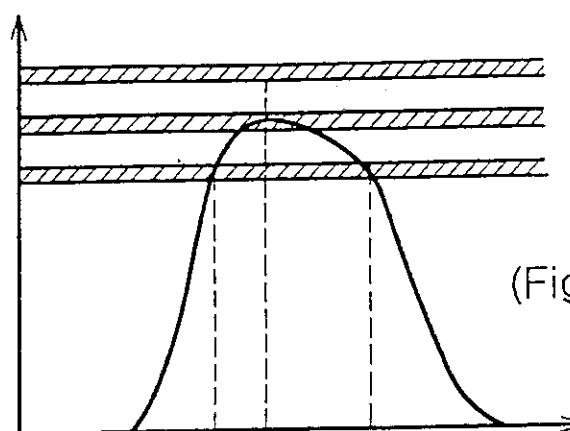


(Fig.4.3.3a) アナライザー検出部正面写真。



(Fig.4.3.3b) アナライザー検出部上面写真。

ビームエネルギー測定方法

エネルギー E プローブ 電流 I アナライザー設定
エネルギー E_A

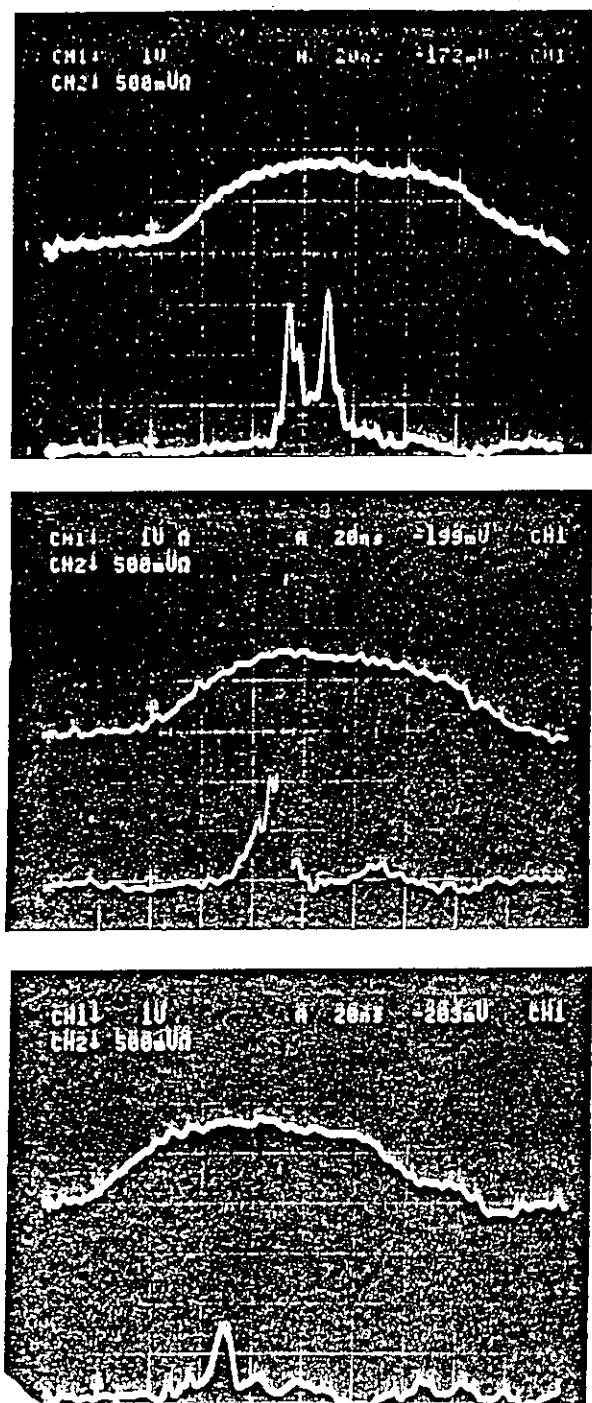
(Fig. 4.3.4b)

アナライザー設定
エネルギー E_B

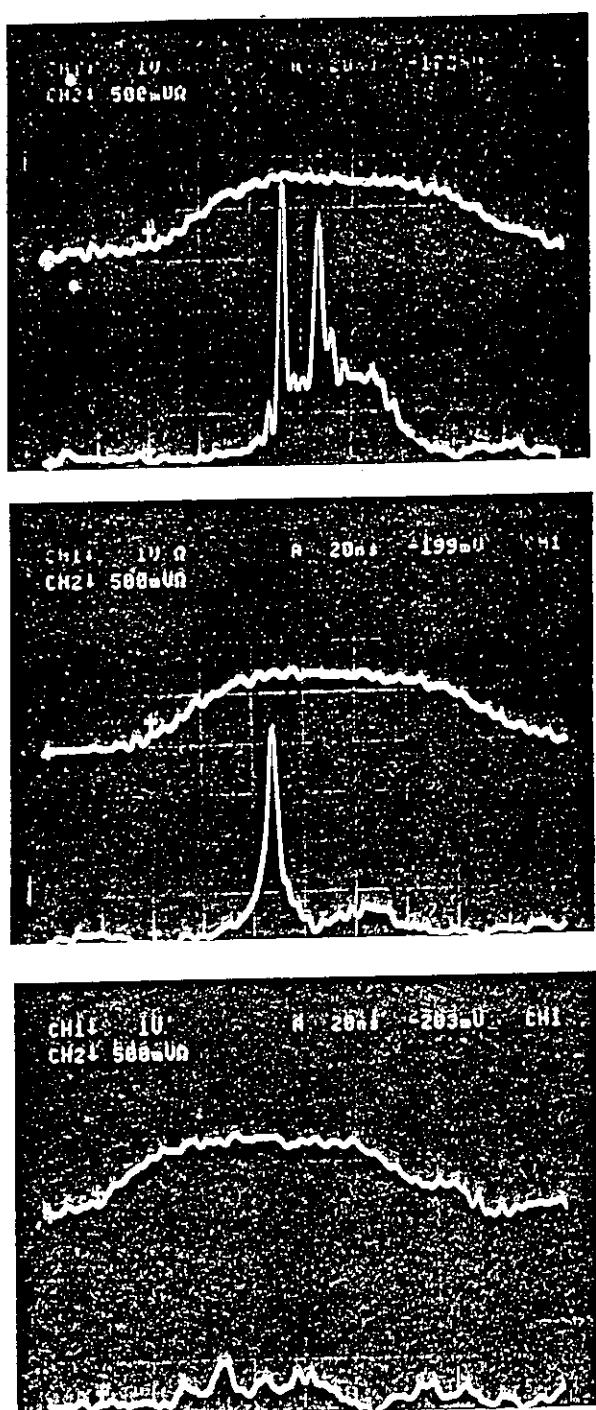
(Fig. 4.3.4c)

アナライザー設定
エネルギー E_C

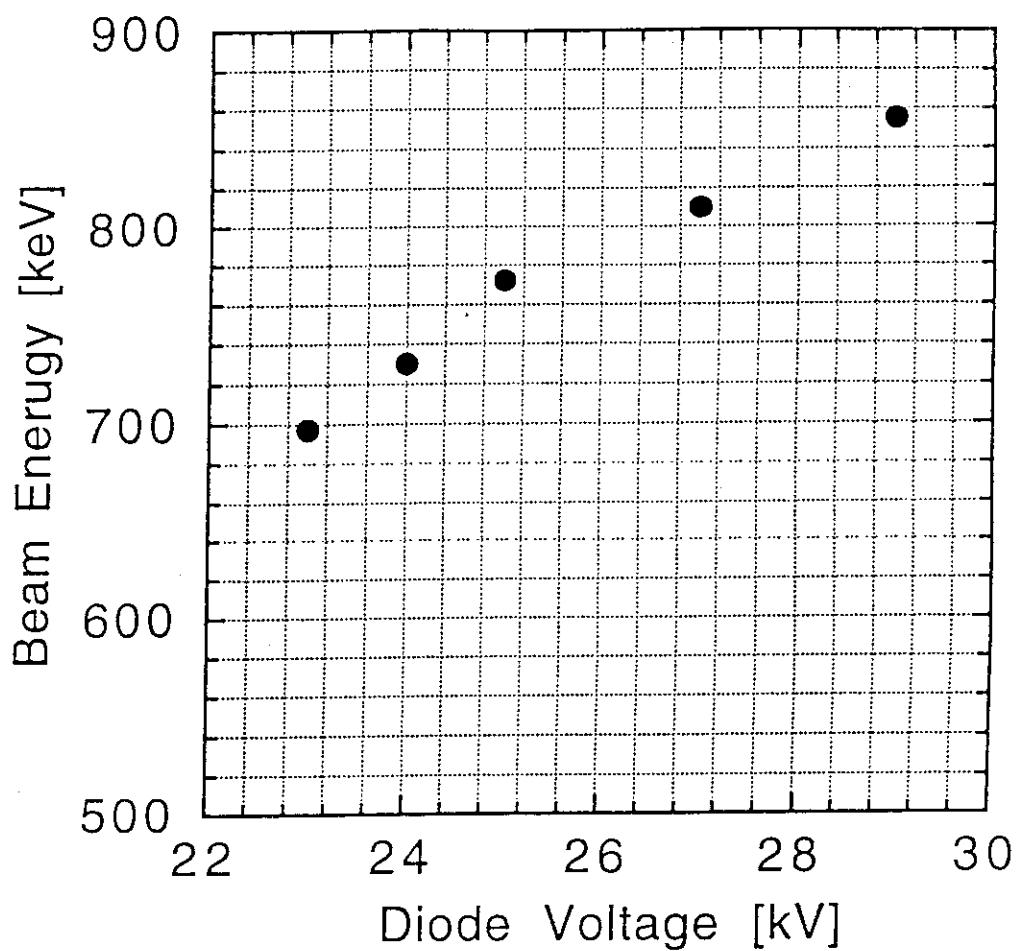
(Fig. 4.3.4d)



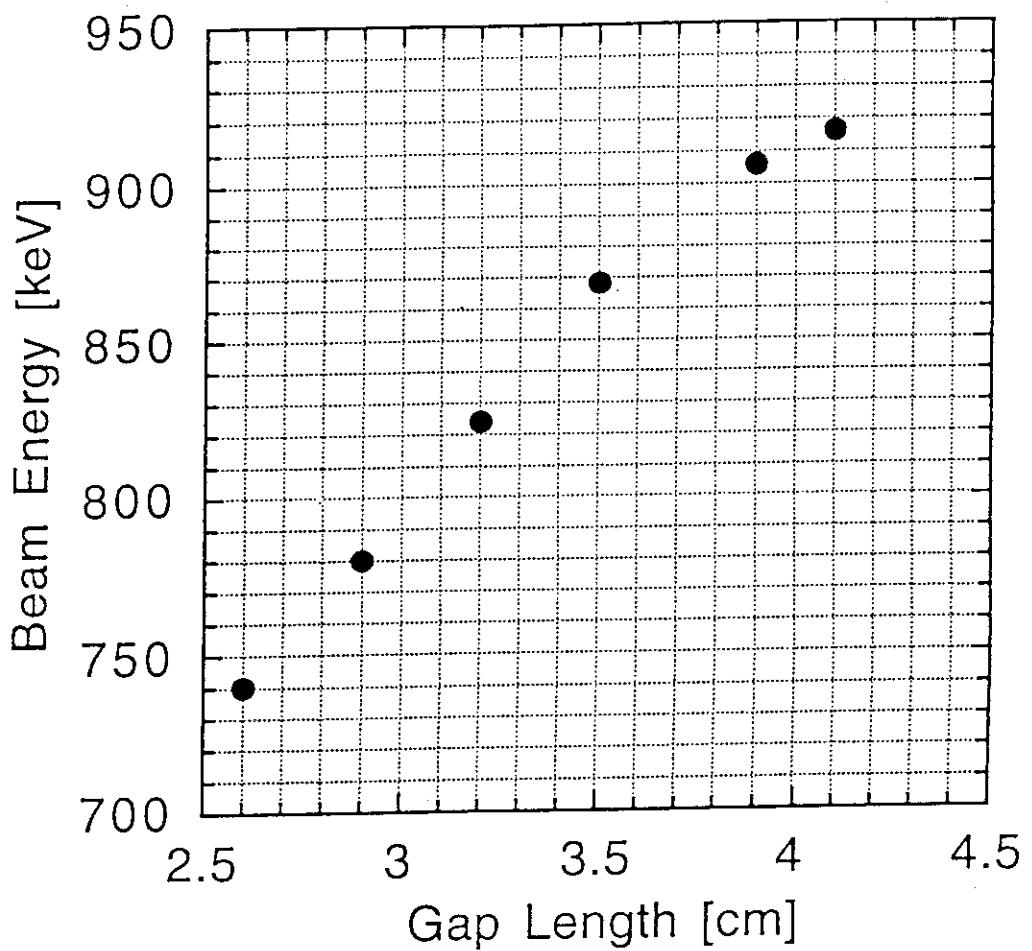
(Fig.4.3.5) ギャップ距離3.5cm、ダイオード電圧30kV、内磁場2.0kG、外磁場3.0kGのときのファラデーカップ出力。上からCUPin、CUPcent、CUPoutで検出された電流波形。



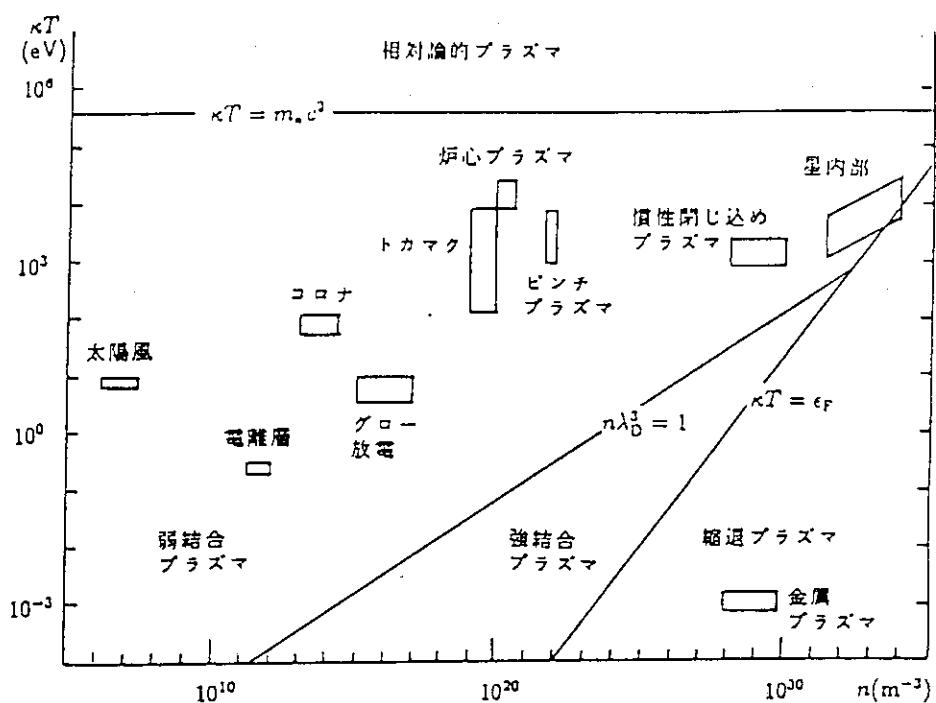
(Fig.4.3.6) ギャップ距離3.2cm、ダイオード電圧30kV、内磁場0.7kG、外磁場0.7kGのときのファラデーカップ出力。上からCUPin、CUPcent、CUPoutで検出された電流波形。



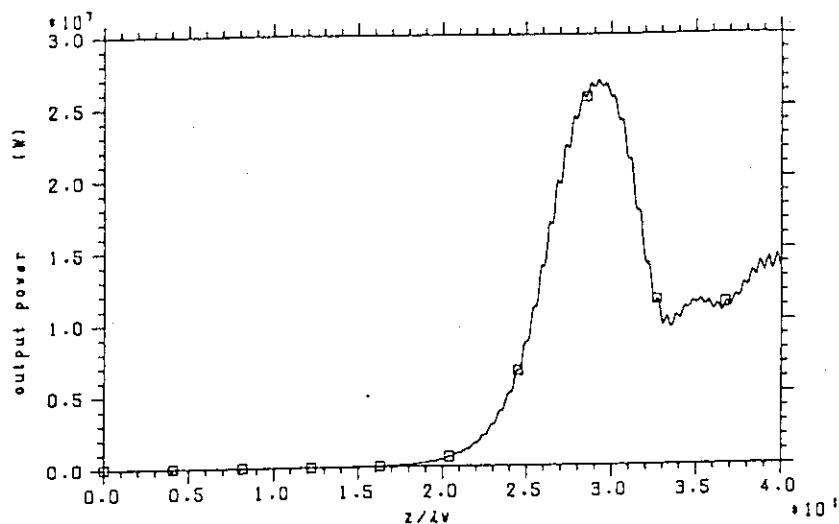
(Fig.4.3.7) ビームエネルギー vs. ダイオード印加電圧;
軸方向ガイド磁場0.7kG、ギャップ距離3.5cm



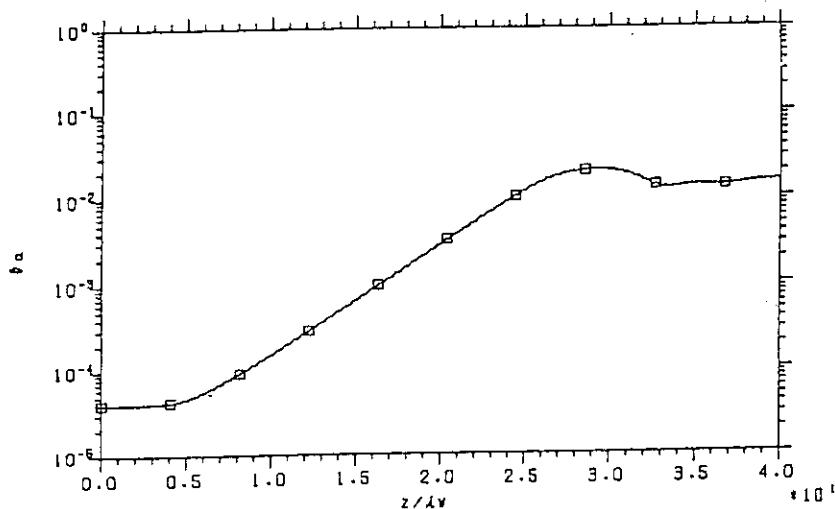
(Fig.4.3.8) ビームエネルギー vs. ギャップ距離；
軸方向ガイド磁場0.7kG、ダイオード印加電圧30kV



(Fig.4.4.1) 密度一温度ダイアグラムにおける
種々のプラズマ領域



(A) 放射場出力 vs. 軸方向位置；飽和出力 26.5MW、
飽和位置～1.3m、エネルギー変換効率 12.9%



(B) 放射場強度 vs. 軸方向位置；空間成長率 56.3dB/m

(Fig.4.4.2) 45GHz增幅実験シミュレーション結果；
ビームエネルギー820keV、エネルギー幅1%、
ビーム電流250A、軸方向ガイド磁場0.75kG、
空間電荷効果を考慮

第5章 結論

日本原子力研究所で行われている誘導型電子線形加速器LAX-1と収束型線形ウェイグラーを用いたミリ波帯ラマンFEL実験に関連して、新しく開発された3次元FEL非線形数値解析コードを用いた収束型線形ウェイグラーの後部磁場1次元テーパーの設計を行なった。結果を実験との比較の上で評価するために、インダクションライナックLAX-1より生成される電子ビームのエネルギーとそのエネルギー分布の測定を行った。

テーパーリングの設計では、4通りのビームパラメータとそのそれぞれに対し空間電荷ポテンシャルの有無を加えた、合計8通りのパラメータについて、テーパーパラメーターを変化させて、FELプロセス中のビーム粒子の挙動と、その結果としての放射電磁波の強度を詳細に計算した。テーパーパラメータに対するいくつかの傾向を現象的に確認した（3—3節参照）。また最大出力をもたらすそれぞれのテーパーパラメータに、理想的な仮定のもとに導かれた、飽和後のテーパーリングによるエネルギー変換効率の式を適用し、計算より得られた飽和後のテーパーリングによるエネルギー変換効率と比較した。その比較はかなり良い一致を示し、直線型テーパーは最適に近い有効性を持つと結論した。テーパーリングによるエネルギー変換効率はKパラメーターに依存するため、さらに出力の増大を図るために、より大きなKの値をもつウェイグラーの設計が必須となる。FEL動作領域を調べるために、 180° 偏向型のマグネットイックアライザーを用いたビームエネルギーとそのエネルギー分布の測定より、LAX-1で生成されるビームエネルギーの熱的広がりは約15keVであり、以前に行われた45GHz帯域FEL増幅実験におけるビームエネルギーは約820keVであるという結果を得た。これらの値に、新しくFreundによって提唱されたラマン／コンプトン領域に対する臨界条件を適用し、この要求の範囲では原研FEL実験はラマン領域で行われたと結論された。

今後の課題としては、シミュレーションにおける空間ポテンシャルの有無に対する出力結果の差異や、テーパーを施したときの位相空間内での電子のバンチングの強さと出力の関係等についてのさらに詳細な解析が残されている。エネルギー測定については極

めて初期の段階であり、今後カソードからの電子放射とビーム伝播のダイナミクス、カソードの材質や電子のドリフト距離とエネルギー幅の依存性や、ウイグラーを通過した後の電子ビームのエネルギーの絶対値測定等がされなければならない。

謝 辞

この研究において原研核融合工学部およびRF加熱研究室の方々の協力を頂きました。深く感謝致します。

めて初期の段階であり、今後カソードからの電子放射とビーム伝播のダイナミクス、カソードの材質や電子のドリフト距離とエネルギー幅の依存性や、ウィグラーを通過した後の電子ビームのエネルギーの絶対値測定等がされなければならない。

謝 辞

この研究において原研核融合工学部およびRF加熱研究室の方々の協力を頂きました。深く感謝致します。

参考文献

1. 最初の発振はTowns等のアンモニア・メーザーである。
J.P.Gordon, H.J.Zeiger, and C.H.Towns ; Phys. Rev. 95 (1954) 282
2. レーザーの物理的基礎がわかりやすく書かれたものとして
霜田光一；レーザー物理入門 岩波書店 (1983)
3. 一丸節夫；物理学の回廊 プラズマの物理 p.105 産業図書 (1981)
4. 日本の研究グループによって書かれた自由電子レーザーの解説書
電気学会 自由電子レーザー調査専門委員会編
；自由電子レーザーとその応用 コロナ社 (1990)
5. FEL研究の歴史については主に次を参考にした。
T.C.Marshall ; Free Electron Laser MacMillan N.Y. (1985)
6. J.L.Hirshfield and V.L.Granatstein ; IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
MTT-25 (1977) 522
7. 荒谷修；平成2年度 埼玉大学博士前期課程修士論文
8. G.Chapline and L.Wood ; Phys. Today 28 (June 1975) 40
9. 小林孝幸；平成3年度 埼玉大学博士前期課程修士論文
10. T.J.Orzechowski,B.R.Anderson,J.C.Clark,W.M.Fawley,A.C.Paul,D.Prosnitz,
E.T.Scharlemann,D.B.Hopkins,A.M.Sessler and J.S.Wurtele ;
Phys.Rev.Lett.27(1986)2172
11. H.P.Freund ; proceeding of 14th International FEL Conf. in Kobe (Augst 1992)
12. この節は主に次の2つを参考にした。
J.D.Jackson "Classical Electrodynamics" (J.Wiley, New York, 1962)
近藤淳；電子技術総合研究所調査報告 第200号 (May 1979)
13. 平川浩正 新物理学シリーズ12 電気力学 p.136 培風館 (1973)
14. ヘリカルウェイグラーの場合に電子の位相より共鳴条件を説明しているものとして
Robert B.Palmer ; J. Apple. Phys. Vol. 43 No.7 (July 1972) 3014
15. この節は主に
P.Sprangle, C.M.Tang, and C.W.Roberson ; Nucl. Instrum. Methods, Phys.Res.A
239 (1985) 1
を参考にしている
16. K.Sakamoto,T.Kobayashi,Y.Kishimoto,S.Kawasaki,S.Musyoki,A.Watanabe,
M.Takahashi,H.Ishizuka and M.Shiho ; Phys.Rev.Lett. 70 (1993) 441
17. W.E.Colson ; IEEE J.Quantum Electr. 17 (1981)1417
18. ヘリカルウェイグラーについては
A.K.Ganguly and H.P.Freund ; Phys.Fluids 31 (2) (February 1988) 387

19. プレーンウェイグラーについては
H.P.Freund,H.Bluem and C.L.Chang ; Phys.Rev.A Vol.36(5) (September 1987) 2182
20. Y.Kishimoto,H.Oda and M.Shiho ; Phys.Rev.Lett. 65 (1990) 851
21. これは E.T.Scharleman によって提案された
E.T.Scharleman ; J.Appl.Phys. 58 (1985) 2154
22. A.K.Ganguly and H.P.Freund ; Phys.Rev.A 32 (1985) 2275
23. R.M.Phillips ; IRE Trans. Electron Devices ED-7 (1960) 231
24. R.M.Phillips ; Nucl.Instrum.Methods A 271 (1988) 1
25. P.Sprangle,C.M.Tang and W.M.Manheimer ; Phys.Rev.Lett.43 (1979) 1932
26. P.Sprangle,C.M.Tang and W.M.Manheimer ; in *Free Electron Generators of Coherent Radiation*,Physics of Quantum Electronics,edited by S.Jacobs,H.Pilloff,M.Sargent, M.Scully and R.Spitzer (Addision-Wesley,Reading,MA,1980) ,Vol.7,Chap.21,p.571
27. V.L.Granatstein,W.W.Destler,S.W.Bidwell,Z.X.Zhang,T.M.Antonsen,Jr.,B.Levush, J.Rodgers,Y.Carmel and H.P.Freund ; proceeding of 14th International FEL Conf. in Kobe (Augst 1992)
28. P.Sprangle and R.A.Smith ; Phys.Rev.A21 (1980) 293
29. 菊池正士他監修 ; 核物理学講座8 核実験装置 2 共立出版
30. J.R.Pierce ; *Theory and Design of Electron Beams* (The Bell Laboratories Series,D.Van Nostrand Company,Inc.)Chap.3,p.20