

JAERI-Research
99-025



JP9950183



ミリ波帯自由電子レーザー用ASFウイグラの
設計及びFELシミュレーション評価

1999年3月

鈴木孝至・森本 巖・X. D. ZHENG・前原 直・志甫 諒

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

本レポートは、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。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 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。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1999

編集兼発行 日本原子力研究所

ミリ波帯自由電子レーザー用 ASF ウィグラーの設計
及び
FEL シミュレーション評価

日本原子力研究所那珂研究所核融合工学部
鈴木 孝至・森本 巖・X.D.ZHENG*・前原 直・志甫 諒

(1999年2月23日受理)

ミリ波帯自由電子レーザー用として、新型ウィグラー (ASFウィグラー) を研究した。このASFウィグラーは、傾斜角を持つ磁石が交互に配列された系から構成される。普通のプラナーウィグラーと比較すると、このASFウィグラーは、プラナーウィグラーとビームの発散を抑える収束ウィグラーの両方の機能を持つ。ASFウィグラーは、磁石の傾斜角度を調整することにより、ビームとの結合を改善する利点を持つ。

45GHz帯のミリ波FELに対して、ASFウィグラーを設計し、そのASFウィグラーによるFEL発振について、3次元FELコードを用いて評価を行った。3.5MeVと1kAのビームパラメータに対して、ウィグラー磁場0.375Tの時、最大成長率42.5dB/mと出力550MWが得られ、プラナーウィグラーに外部四重極マグネットを組合わせた系よりも成長率が高いことが分かった。これによりASFウィグラーが、外部四重極マグネットが要らない発振システムの簡素化に有効であることが分かった。

このレポートは、ミリ波帯自由電子レーザー用新型ウィグラーの設計及び3次元FELコードによるそのパフォーマンスの評価について、詳細に記述されている。

Design of Alternately-slanted Focusing Wiggler for mm-meter FEL
and
the Evaluation of FEL Performance

Takashi SUZUKI, Iwao MORIMOTO, X.D.ZHENG*, Sunao MAEBARA
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 23, 1999)

A new Alternately-Slanted Focusing (ASF) wiggler is studied for mm-meter Free Electron Laser(FEL). The ASF wiggler is composed by alternately-slanted magnet array. In comparison with a conventional planer wiggler, the ASF wiggler works as a planer wiggler and a focusing field to suppress beam divergence. The ASF wiggler has an advantage to get matching of beam by adjusting the inclination angle of magnets.

The alternately-Slanted Focusing wiggler for 45GHz mm-meter FEL was designed, FEL performance were simulated by 3D-FEL code. In case of the beam parameter of 3.5MeV and 1kA, the maximum growth rate of 42.5 dB/m and the radiation power of 550 MW were obtained at the wiggler field of 0.375 T, the growth rate is about 1.06 % higher than that using planer wiggler combined with external Quadra-pole magnet. This means that ASF wiggler is available for a simplified wiggler system design without external Quadra-pole magnet.

This report describes the design of Alternately-slanted focusing wiggler for mm-meter FEL and the evaluation of FEL performance with ASF wiggler by 3D-FEL simulation code in detail.

Keywords: Alternately-slanted Focusing Wiggler, mm-meter, FEL, Growth Rate

※ Post-Doctoral Fellow

目 次

1. 序 論	1
2. FELの原理	11
2.1 FEL	11
2.2 Pendulum Equation	12
2.3 線形理論	15
3. ASFウイグラーの設計	24
3.1 Alternately-slanted Focusingウイグラー	24
3.2 ASFウイグラー磁場のモデリング	24
3.3 ASFウイグラー中におけるビーム軌道解析	26
4. ASFウイグラーにおけるFELシミュレーション	62
4.1 3次元FELコード	62
4.2 シミュレーション結果	64
5. まとめ	75
謝 辞	76
参考文献	77

Contents

1. Introduction	1
2. Principal of Free Electron Laser	11
2.1 Free Electron Laser	11
2.2 Pendulum Equation	12
2.3 Linear Theory	15
3. Design of Alternately-slanted Focusing Wiggler	24
3.1 Characteristic of Alternately-slanted Focusing (ASF) Wiggler	24
3.2 Modeling of ASF Wiggler	24
3.3 Beam Tracking in the ASF Wiggler	26
4. Evaluation of FEL Performance with ASF Wiggler by 3D-FEL Simulation Code	62
4.1 3D-FEL Simulation Code	62
4.2 Simulation Results and Consideration	64
5. Summary	75
Acknowledgement	76
Reference	77

This is a blank page.

1. 序論

自由電子レーザー (Free Electron Laser; FEL) とは、相対論的なエネルギーまで加速された電子ビームを、電磁波と共鳴的に相互作用をさせることにより、電子ビームのエネルギーを電磁波に変換し、コヒーレントな電磁波を発生させるデバイスである。この FEL の名称が初めて使われたのは、Madey による 1971 年のことである [1]。しかしこれ以前に、基本原理によるデバイスの提唱及び基礎的な実証実験は、Motz、Phillip 達により既に行われていた。Motz は、FEL に必要不可欠な Wiggler、Undulator を初めて提案し (1951) [2]、スタンフォード大学において、RF 線形加速器による相対論的電子ビームを用いて、可視光及びミリ波の Incoherent な Radiation を観測した (1953) [3]。その後 Motz 達の研究を踏まえた Phillips による "Ubitron" (Undulated Beam Interaction) [4] は、現在の低エネルギー電子ビームを用いた FEL そのものであり、10cm から 5cm までの波長域の電磁波において、大出力 (>1MW、高効率 (>10%) の FEL 発振を達成している。当時は、Ubitron より優れた電子管が性能を発揮していたので、Ubitron はあまり注目されなかった。1971 年になると、スタンフォード大学の Madey は、彼の Synchrotron - Radiation - Source の研究を基盤に、独立に "Free Electron Laser" を提案した [1]。Madey の FEL 理論では、FEL における相互作用は、電子による電磁波の誘導コンプトン散乱という描像により、量子力学的理論により記述された。その後古典理論によりほぼ完全に記述可能であることが明らかになり、その物理的描像がより鮮明なものとなった。続いて Madey 達は、43MeV の電子ビームを用いて、 $3.5\mu\text{m}$ の近赤外光のレーザー発振に成功した (1977) [5]。その出力は、300mW、効率は、0.01% と共に低かったが、FEL 発振には疑う余地がなく、この研究により FEL の特徴である大出力化への可能性及び高い波長可変性から、FEL は一躍脚光を浴びることになった。

通常のレーザーでは、媒質となる分子や原子に束縛された電子が、その媒質に固有の離散的なエネルギー準位間を遷移することに伴う誘導放射により、電磁波の増幅が行われる。このために各々のレーザー媒質に応じて、発振可能な電磁波の波長が固有の値に決定される。これに対して FEL は、レーザー媒質内の場に束縛されない自由電子を利用し、電磁波と相互作用を行わせる。このために FEL 発振は、コヒーレントであり、単色であり、かつ高輝度である電磁波を得ることができる。また FEL の発振周波数は、電子ビームのエネルギー、ウイグラー磁場強度、ウイグラー波長により任意に設計することができ、 γ 線領域からマイクロ波、ミリ波の領域まで原理的に可能なことが FEL の大きな特徴の一つである。また通常のレーザーにおける大出力化では、レーザー媒体へのダメージが問題となり、レーザー出力が制限される。しかし FEL では、レーザー媒質を用いないためにこのような問題はなく、大出力化が期待されるのが特徴の一つになっている。この他にも FEL では、相対論的な電子ビームを用いるために、相対論的ドップラーシフトを利用して、

従来の電子管より短波長化が期待できる。また未使用の電子ビームを回収し、再利用することにより系全体の効率を高めることが期待されている。FEL による高輝度コヒーレント光は、分子レーザー光、シンクロトロン放射光に勝る多くの利点を持ち合わせ、その応用範囲は様々な分野に広がり、固体分光、濃縮ウランをはじめとする同位体分離の原子力分野、レーザーメスなどの医療分野への応用、また産業分野では、半導体製造における X 線リソグラフィなど、多岐にわたる。

核融合分野では、局所的なプラズマ加熱が可能である電子サイクロトロン共鳴加熱法 (ECRH) [6] のパワーソースとして、大出力ミリ波帯 FEL 研究が進められている。現在の大型トカマク装置では、外部から入力された加熱パワーと核融合反応で生み出されるパワーが等しい臨界条件が達成されている。しかし加熱入力の増加に伴い閉じ込め性能が劣化する現象が見られ、プラズマ電子温度の分布制御により閉じ込め性能を改善する研究が進められている。また大電流であるプラズマの急激な崩壊現象であるディスラプションが、電子温度の分布制御により抑制できることが明らかになってきた。

ECRH の原理は、概略次のように説明できる (Fig.1-1)。磁場中の電子は、磁力線のまわりにサイクロトロン運動をしており、プラズマ中の磁場の強さを B とすると、電子のサイクロトロン運動の周波数 f は、

$$f = \frac{\omega_{ce}}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m_e} = 2.8 \times 10^{10} B[H] \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで e は電子電荷、 m_e は電子のひつ量である。 ω_{ce} の整数倍の周波数をもつミリ波をプラズマに入射してやると、サイクロトロン運動している電子と共鳴的に相互作用を行い、ミリ波のエネルギーは共鳴的に電子に移行して行き、電子は加熱される。一方、トカマク装置の場合、プラズマ中の磁場はトロイダル磁場が支配的であり、その強度はプラズマ中で、

$$B \propto \frac{R_0}{R} B_0 \quad (1.2)$$

に従って変化する。ここで B_0 はプラズマ中心でのトロイダル強度、 R_0 はトーラスの回転中心軸からプラズマ中心までの距離、 R はトーラスの回転中心軸からプラズマ中のある位置までの距離である。プラズマ中の位置が変わると、その場所での磁場強度が変わり、その位置の電子のサイクロトロン運動周波数も変わることが分かる。ミリ波の周波数を変えれば、プラズマ中での共鳴点を変えることができ、これがプラズマの局所的電子加熱ができるという意味である。実際のトカマク装置の磁場は、1~8 [T] であり、ECRH に必要な周波数は、30~250 [GHz] 程度となる。従来、この周波数帯のパワーソースとして、ジャイロトロンが唯一のソースであり、これまで 35~100GHz 帯において、加熱入力 100kW~1MW の範囲において、ECRH 実験研究が行われてきた [6-8]。しかしジャイロトロン

は、原理的に単一周波数の発振管であるために、プラズマ中の共鳴点を変える場合、幾つかの周波数の異なったジャイロトロンが必要となる。一方、FEL では、ビームエネルギーを変えることにより、容易にその発振周波数を変えることができる。このため一つのソースで加熱の共鳴点を容易に変えることが可能である。この点が FEL がプラズマ加熱のソースとして注目されている理由である (Fig.1-2)。日本原子力研究所 (JAERI) RF 加熱研究室では、線形誘導加速器 LAX-1 を用いて 1 MeV、1kA の電子ビームと収束型ウイグラーを用いて、45GHz 帯において最大 5 MW、空間成長率 56 d B/m を得ている (Fig.1-3、Fig.1-4) [9 - 11]。マイクロ波、ミリ波帯の FEL では、可視光のような短波長域の FEL に比べて、数 MeV 程度の低エネルギー電子ビームにより FEL 発振が可能であり、大電流電子ビームの加速が可能な線形誘導加速器を用いることにより GW 級の大出力が期待できる [12]。

加速器分野では、次世代の加速器と言われている TeV クラスの Electron-positron Linear Collider が計画されており、従来の X バンド (~9GHz) クライストロンを加速器勾配用の高周波源として用いるよりも、より高い周波数及び大出力の高周波により高勾配加速を行い、コストを軽減する目的から Two-Beam Accelerator (TWO) の概念が提案された [13]。この TWO は、コライダーのメインの加速器部分と多段構成の線形誘導加速器から構成され、線形誘導加速器の加速モジュール間には、相対論的クライストロン (Relativistic Klystron ; RK) のキャビティ (RK-TBA) [14]、または FEL のウイグラー (FEL-TBA) [15,16] が配置され、発振した大出力パワーをコライダーに供給してメインの加速器を駆動する (Fig.1-5)。発振してエネルギーを失った電子ビームは、線形誘導加速器で再加速されて、もとのエネルギーに戻る。FEL-TBA の基本概念は、米国 Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) において提案され、国内では高エネルギー加速器研究機構 (KEK) おいて R&D が行われている [16,17]。この概念図を Fig.1-6 に示す。2 系統のビームラインの内 1 系統は、高エネルギー低電流電子、陽電子ビームの Linear Collider の主ビームラインであり、もう 1 系統は低エネルギー (10~20MeV) 大電流 (1~2kA) 電子ビームのドライブビームラインである。ドライブビームラインには、一連のウイグラーと線形誘導加速器が交互に配置される。1~2GW の FEL 発振パワーが、主ビームラインに 100~300MV/m の加速勾配として供給され、電子、陽電子は加速される。FEL 発振後の電子ビームは、後続の線形誘導加速器により再加速され、後続のウイグラーにより再度 FEL 発振が行われる。

大出力ミリ波帯 FEL は、この他の宇宙エネルギー伝送、気象レーダー、人工誘雷、オゾン層修復等への応用が提案されており [18]、この様な背景の基に、高エネルギー加速器研究機構で用いてきた線形誘導加速器を日本原子力研究所の所有の線形誘導加速器に組み込み、共同研究が開始された。電子ビームの加速電圧は、約 4MeV に達し、現在稼働の中で世界最大の線形誘導加速器となった。これを用いて、現在数 GHz~35GHz、出力数 100MW クラスのミリ波発振研究が進められている。

本研究は、共同研究の一環として、ミリ波帯 FEL 用の Alternately-Slanted Focusing ウィグラーに関する研究を行った。

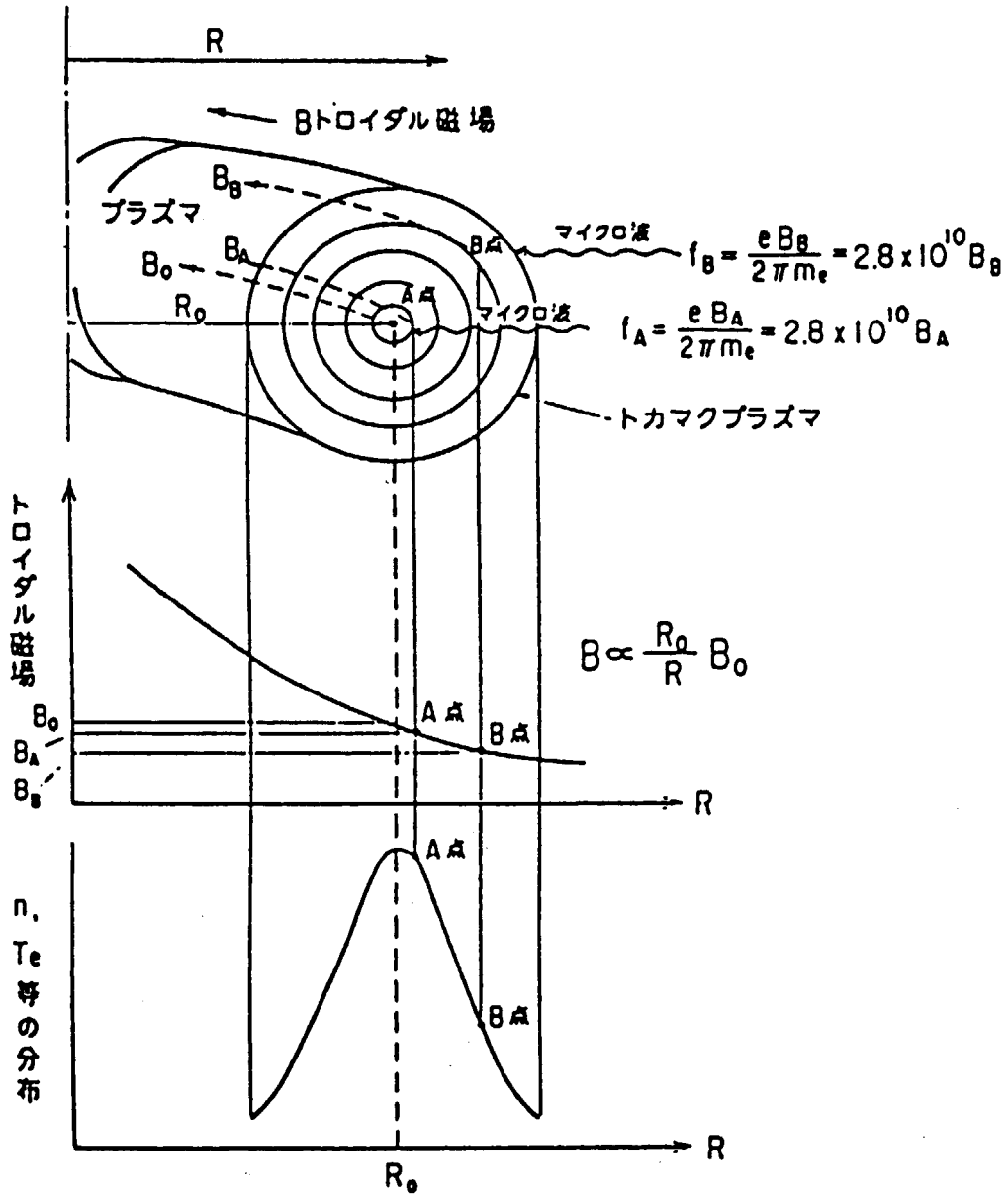


Fig. 1-1 Principal of Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH)

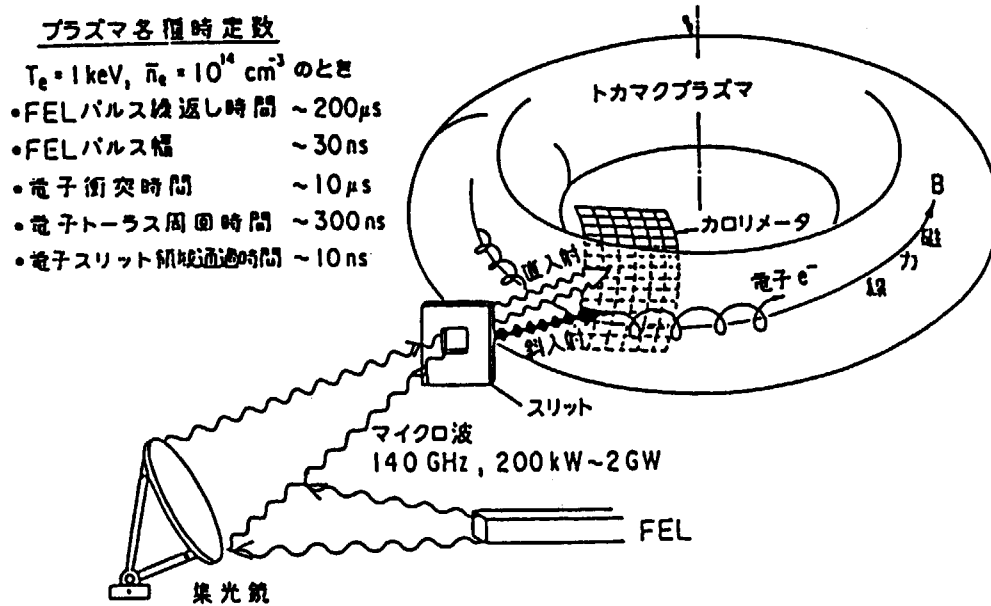


Fig.1-2 Application of FEL for tokamak plasma heating

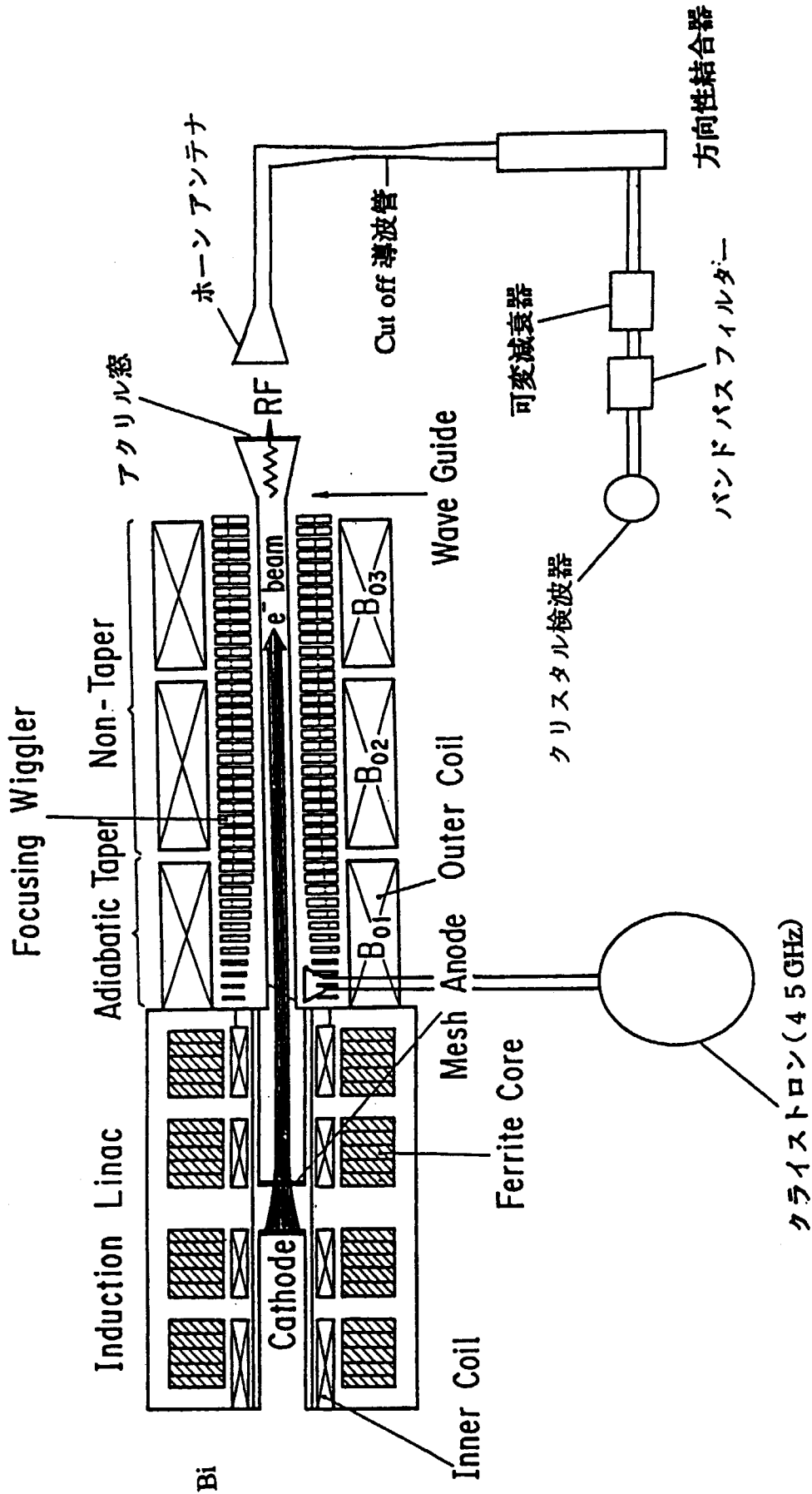


Fig.1-3 Experimental set-up of 45 GHz FEL by the beam parameter of 1MeV and 1kA at JAERI

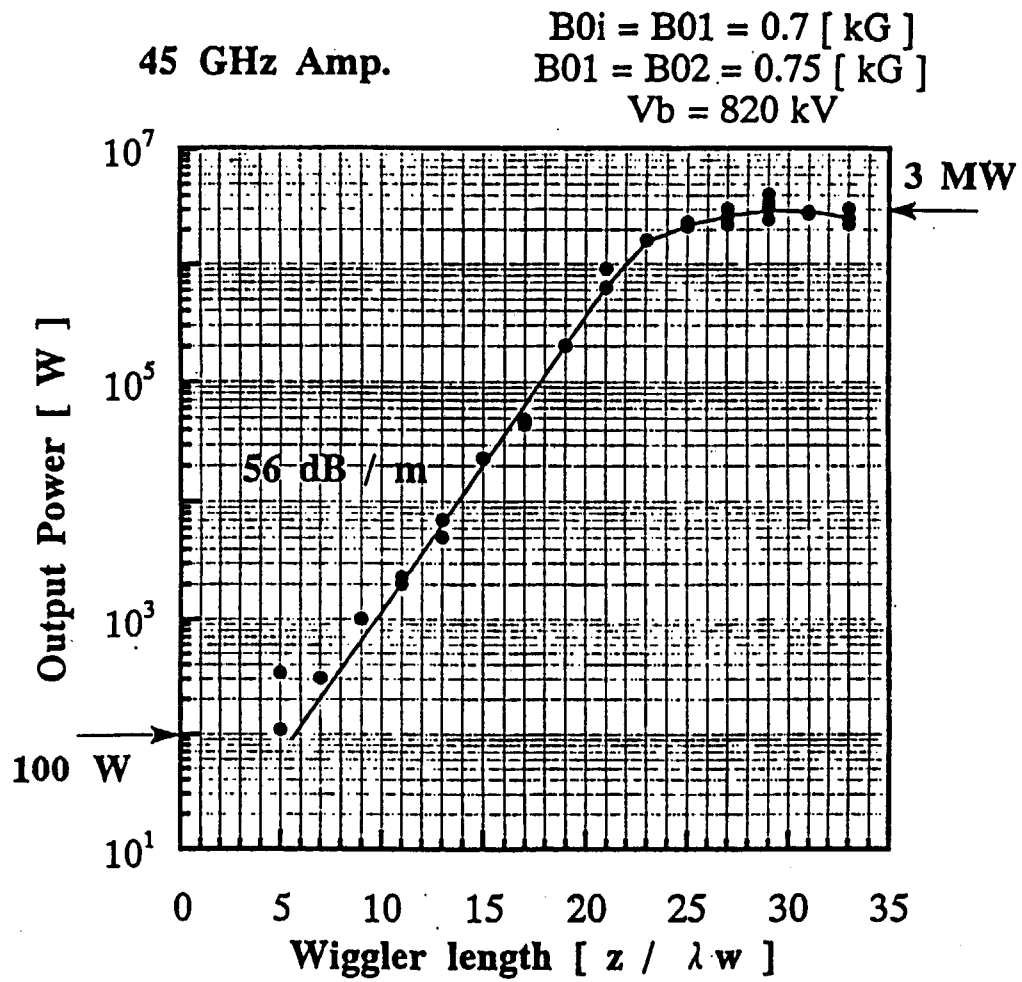


Fig.1-4 The dependence of 45GHz FEL output power on z-axis by the beam parameter of 1MeV and 1kA at JAERI.

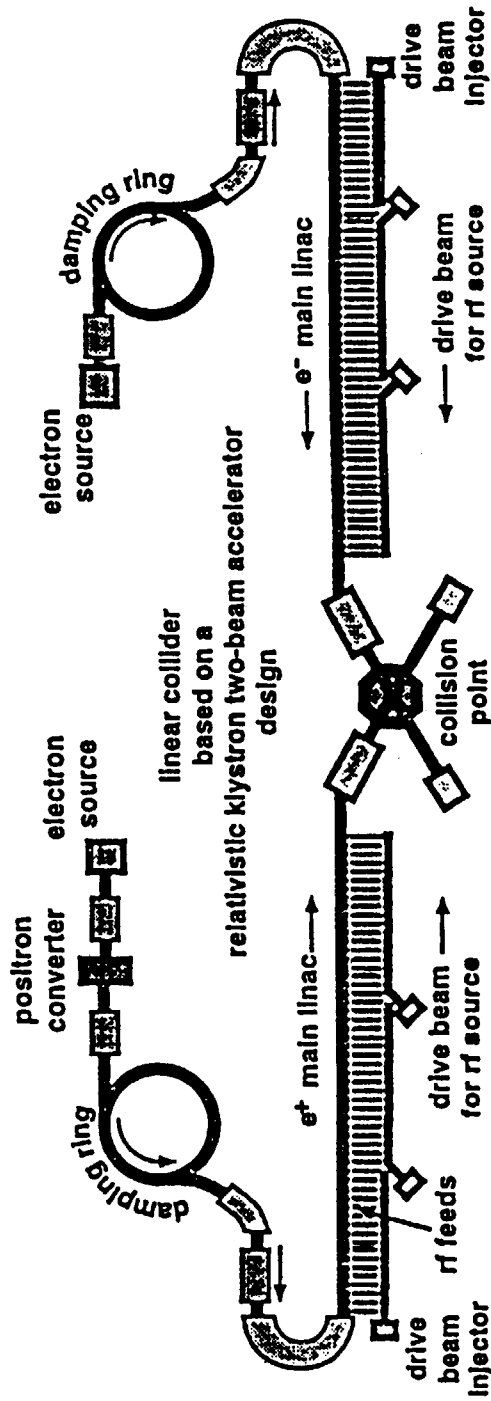


Fig. 1-5 Conceptual view of Linear Collider using Two Beam Accelerator

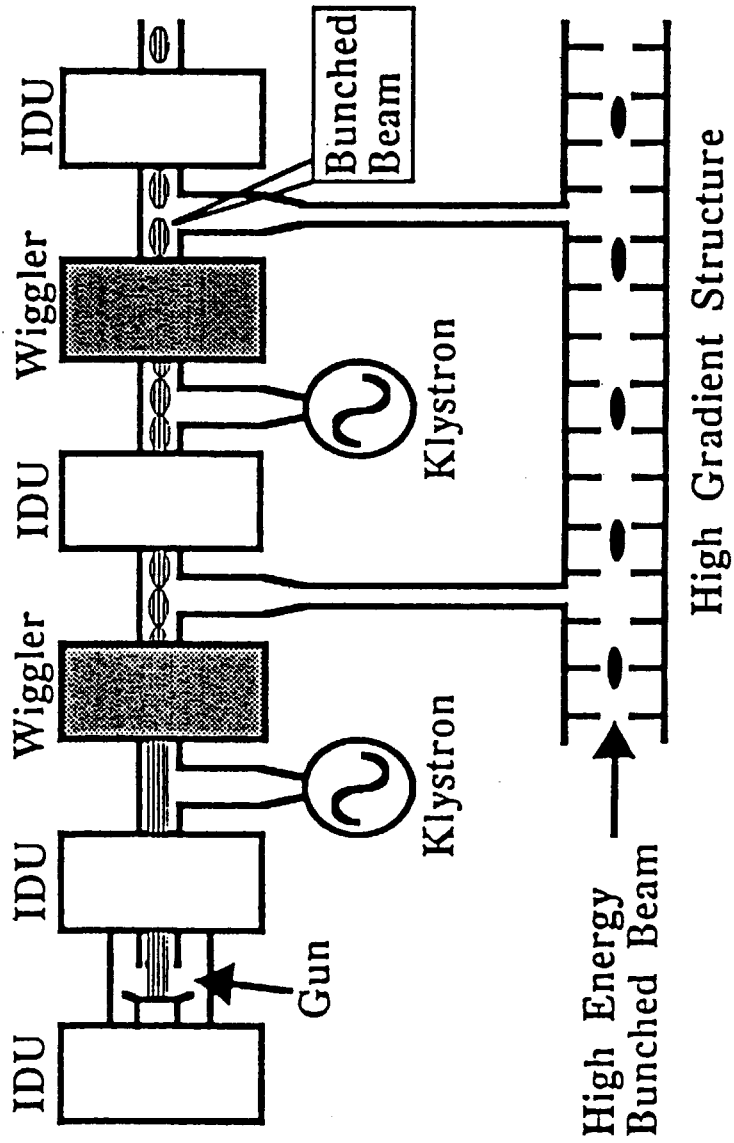


Fig.1-6 Experimental set-up of FEL-Two Beam Accelerator

2. FEL の原理

本章では、FEL の基本原理に関する説明を行い、その本質的な特徴を明らかにする。まず2. 1節では、ウイグラーによる周期的な静磁場の中で運動する電子と電磁波との相互作用条件を考え、FEL の共鳴条件を求める。2. 2節では、一般的なプラナーウイグラーの磁場配位中での電子軌道を解析的に求め、FEL の過程をポンデラモーティブポテンシャルと電子ビームとの相互作用の描像により説明する。2. 3節では、電子密度の摂動項を取り入れた線形理論を取り上げ、電磁波の成長方程式が電子密度の摂動に関する方程式とともに Self-consistent に解かれ、また空間電荷波による影響を考慮に入れた解析が可能であることを示し、コンプトン領域、ラマン領域における分散関係及び空間成長率を求める。

2. 1 FEL

本節では、FEL の共鳴的な相互作用の原理を、古典論に基づいて説明する[19][20]。Fig.2-1 に示すように、プラナーウイグラーによる FEL 構成及び座標系を考える。z方向に入射された電子ビームは、ウイグラーによる静磁場中を Z 方向に進行するとともに、ローレンツ力により、X-Z 平面状を X 方向に蛇行運動する。電子の蛇行運動の周期は、ウイグラーの磁場周期と同じである。Fig.2-2 に電子とともにウイグラー中を Z 方向に進行している電磁波の電場及び磁場と、電子の蛇行運動の軌道との関係を示す。ある時刻に点 A に電子がいるとき、その場所における電磁波の電場、磁場が Fig. 2-2 中、下図に示す方向とすると、電子に働く力の方向は、上図に示す F_E 、 F_L となる。この時点 A の合力は、Z 方向となり、電子は加速される。同じ時刻に点Aより半波長遅れた点Bにおける電子は、負のZ方向に合力を受け、減速される。点Aの電子がウイグラーの半波長分進み、点A'にきた時電磁波に対して半波長分だけ遅れたとすると、点A'の電子は、同様に加速される。また先程点Bにいた電子は、点B'においても減速される。このような系の状態は、電子が点A(点B)から点A'(点B')に至る時間間隔をtとすれば、この間に電子(Z方向の平均速度 V_z)は、電磁波(波長 λ)よりその半波長遅れるから、 $ct - V_z t = \lambda / 2$ となる。t = $\lambda_\omega / 2V_z$ であるから、

$$\lambda_\omega \left(\frac{c}{V_z} - 1 \right) = \lambda \quad (2.1)$$

となる。これがFELの完全共鳴条件である。しかしこの状態では、加速、減速される電子の数が同数となるので、電子系全体としては、エネルギーは変化せず、電磁波も増幅されない。上式に与えられる V_z よりも、わずかに高いエネルギーの電子ビームの場合、加速位相にいた電子は、エネルギー変調の結果、共鳴条件からのずれが大きくなり、しだいに減速位相へ移行する。一方減速位相にいた電子は、エネルギー変調の結果、より共鳴条件に近づくので、長時間にわたり減速位相に存在することになる。結果として、電子ビームは、ほぼ電磁波の周期で密度変調され、減速位相に集群化されることになる。電子系全体として減速され、電磁波は増幅される。電子ビームが十分減速位相に集群化した状態では、個々の電子はあたかも単一粒子のように振る舞う。すなわち集

群化ないN個の電子からのシンクロトロン放射は、 e^2 のN倍に比例するのに対して、集群化したN個の電子からのシンクロトロン放射は、 $(Ne)^2$ となる。つまりFELによる放射出力は、シンクロトロン放射出力のN倍となる。また電子ビームの電磁波長の集群化により、誘導放射となり、位相のそろったコヒーレントな電磁波となる。電磁波の増幅過程では、放射出力の増大は、電子ビームの集群化を促進させ、それが再び放射出力の増大を促すという正のフィードバックを形成し、指数関数的な放射の増幅が起こる。これがFELの増幅原理である。(2. 1)式の共鳴条件は、ウイグラーの蛇行度合いを示すKパラメータ

$$K = \frac{eB_\omega}{k_\omega m_e c} \quad (2. 2)$$

を用いて、

$$\lambda = \frac{\lambda_\omega}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (2. 3)$$

と書き改められる。これより電磁波の発振波長は、ウイグラー磁場強度、電子エネルギーの2つのパラメータにより、任意に可変が可能であることがわかる。

2. 2 Pendulum Equation

Pendulum Equation (振り子方程式)を用いて、FELにおける電磁波と電子ビームの相互作用、放射場の線形成長の飽和について説明する。

簡単なモデルとしてプラナーウイグラーを用いると、その静磁場配位として、次式で示す簡素化した関数系を用いる。

$$\mathbf{B}_\omega = -B_\omega \cos(k_\omega z) \mathbf{e}_y \quad (2. 4)$$

このような静磁場中において、電子ビームを構成する各電子の振る舞いを支配する運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -e \frac{\mathbf{P} \times \mathbf{B}}{\gamma m_e} \quad (2. 5)$$

上記の関数系で与えられる静磁場中での電子の軌道は、解析的に以下のように求められる。

$$x = -\frac{K}{k_\omega \gamma} \cos(k_\omega ct) \quad (2. 6)$$

$$z = \bar{\beta}_z ct + \frac{K^2}{8k_\omega \beta \gamma^2} \sin(2k_\omega ct) \quad (2. 7)$$

$$\bar{\beta}_z = 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (2. 8)$$

$$\beta_x = \frac{K}{\gamma} \sin(k_\omega z) \quad (2. 9)$$

$$\beta_z = 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) + \frac{K^2}{4\beta\gamma^2} \cos(2k_\omega z) \quad (2.10)$$

ここで $\bar{\beta}_z$ は、電子のZ方向の平均速度である。

次にウイグラー磁場中を蛇行運動する電子と相互作用する電磁場として、その電気ベクトルがX-Z変面上を振動する平面波を考える。平面波の電場及び磁場は、ベクトルポテンシャルを \mathbf{A}_s として、

$$\mathbf{A}_s = A_s \sin \psi_s \mathbf{e}_x \quad (2.11)$$

$$\mathbf{E}_s = -\frac{\partial \mathbf{A}_s}{\partial t} = E_s \cos \psi_s \mathbf{e}_x \quad (2.12)$$

$$\mathbf{B}_s = \nabla \times \mathbf{A}_s = B_s \cos \psi_s \mathbf{e}_y \quad (2.13)$$

ここで、

$$\psi_s = k_s z - \omega_s t - \phi \quad (2.14)$$

$$E_s = \omega_s A_s$$

$$B_s = k_s A_s$$

である。このとき電子と放射場とのエネルギーの授受を記述する方程式は、

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{m_e c} \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E} \quad (2.15)$$

であり、ここでは、

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dt} &= -\frac{e}{m_e c} \beta_x E_x \\ &= -\frac{eKE_s}{\gamma m_e c} \sin(k_\omega z) \cos \psi_s \\ &= \frac{eKE_s}{2\gamma m_e c} [\sin\{(k_s - k_\omega)z - \omega t + \phi\} - \sin\{(k_s + k_\omega)z - \omega t + \phi\}] \end{aligned} \quad (2.16)$$

上式の右辺第1項は、ビート波の速く振動する成分を表す項であり、ウイグラー周期での平均をとれば消え、結局

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e^2 B_\omega E_s}{2k_\omega m_e^2 c^2} \sin \psi \quad (2.17)$$

ただし、

$$\psi = (k_s + k_\omega)z - \omega t + \phi \quad (2.18)$$

上式は、ポンデラモーティブ力と呼ばれ、ウイグラー磁場と放射場のビートによるローレンツ力のZ成分であり、2次の非線形力である。電磁場の散乱による電子に対する反跳力とも理解できる。この力により電子ビームの密度変調が生じる。また ψ は、ポンデラモーティブ波に対する位相である。ここで位相 ψ に着目し、 t から z への変数変換して、適当な近似を行うと、

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} \approx -\Omega^2 \sin \psi \quad (2.19)$$

ここで

$$\Omega^2 = \frac{e^2 B_\omega E_s}{\gamma^2 m_e^2 c^3} \quad (2.20)$$

$$\Phi \equiv -\Omega^2 \cos \psi \quad (2.21)$$

と定義すれば、ポテンシャル Φ の中で振動する振り子の運動方程式と同一となる。このポテンシャル Φ は、ポンデラモーティブポテンシャルと呼ばれ、FELの相互作用において電子ビームと電磁波とのエネルギーの授受に関する議論は、このポテンシャルによる粒子の捕捉に関する議論と等価である。この系の保存量であるハミルトニアンは、

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dz} \right)^2 - \Omega^2 \cos \psi \quad (2.22)$$

と書ける。この空間（ポンデラモーティブ位相空間）において、粒子の取る軌道は、次のように書ける。

$$\frac{d\psi}{dz} = \pm \sqrt{2H + 2\Omega^2 \cos \psi} \quad (2.23)$$

この空間での典型的な電子の運動の様子を Fig. 2-3 に示す。ポンデラモーティブ位相空間において、粒子は 2 種類の異なった軌道を取り得る。それらの軌道を分ける境界は、上式において $H=0$ で与えられ、この境界上における電子軌道は不安定な軌道となる。これはセパトリクスと呼ばれ、同図において実線で示されている軌道の最外殻のものである。セパトリクス内の電子は、ポテンシャルに捕捉された電子であり、実線で示された安定な軌道を、共鳴点を中心として時計周りに回転運動を行う。この間電子は、ポテンシャルと相互作用し、互いにエネルギーの授受を行う。一方同図において破線で示された軌道は、ポテンシャルに捕捉されることの無い電子であり、ポテンシャルとの相互作用は行われず、FELにおける電磁波の増幅には寄与しない。

FELにおける電子ビームと電磁場との相互作用の過程を、ポンデラモーティブ位相空間での電子のい振る舞いという観点から詳しくみると、Fig. 2-4(a)のように、完全共鳴条件で入射された電子ビームは、その減速位相、加速位相に存在する電子の数が同数、すなわちポンデラモーティブポテンシャルに対してエネルギーを与える電子の数とポテンシャルからエネルギーを受け取る電子の数が等しく、系全体ではエネルギーの授受が行われなことになる。これに対して Fig. 2-4(b)のように、完全共鳴条件よりも少し高いエネルギーの電子を入射すると、電子は位相空間を時計周りに回転し、 $\psi > 0$ 領域においては、電子は集群化しながら全体として、しだいに減速位相に存在するようになる。この結果、系全体としてエネルギーは電子から電磁波の方へ移行し、電磁波の増幅という形であらわれる。この領域を過ぎると電子は、次第にその集群化が解け、減速位相に多く存在していた電子は、再び減速位相及び加速位相に均等に存在するようになる。この時、電子のエネ

ルギーは極小となり、これは電磁波の増幅の飽和となって現れる。その後電子は、位相空間中での回転を続け、今度は $\psi < 0$ の領域、すなわち加速位相に集積化するようになる。この領域では、電子は電磁波からエネルギーを受け取り、反対に電磁波はそのエネルギーを失い、減衰することになる。このようにしてポンドラモーティブポテンシャルに捕捉された電子は、ポテンシャルとエネルギーの授受を行いつづけることとなる。このように FEL における電子ビームと電磁波の相互作用の過程は、ポンドラモーティブポテンシャルによる電子の捕捉と、そのポテンシャル中での電子の運動という描像によって説明される。

2.3 線形理論

FEL では、指数関数的な電磁波の増幅が可能な動作領域において、コンプトン領域及びラマン領域に区別できる。コンプトン領域の FEL では、電子ビームの密度変調において主要な役割を果たすのは、ウイグラー静磁場と電磁波とのビート波であるポンドラモーティブ波であり、電子ビームによる空間電荷波は無視できる。これに対して、ラマン領域の FEL では、電子ビームに伴う空間電荷波による影響が大きい場合である。これらはビーム系においてウイグラー静磁場がほぼ電磁波と同じ構造の電磁場となり、シンクロトロン放射過程が電子による電磁波の後方散乱過程と見なされることから、コンプトン領域あるいはラマン領域の FEL と呼ばれている。Sprangle らによる電子ビームの密度変動を 1 次の摂動項まで取り扱うことにより、電磁波の成長方程式、ポンドラモーティブ力による電子ビームの密度変調、これに伴う空間電荷波を含む方程式により、コンプトン及びラマン領域における FEL の分散関係、及び線形成長領域における最大空間成長率を求めた [22, 23]。

プレーナーウイグラー磁場のベクトルポテンシャル \mathbf{A}_w は、

$$\mathbf{A}_w(z) = A_w \sin(k_w z) \mathbf{e}_x \quad (2.24)$$

と書ける。X 方向に蛇行運動を行っている電子ビームと相互作用する電磁波は、X 方向に偏波面をもつ電磁波であるので、そのベクトルポテンシャルは、次のように書ける。

$$\mathbf{A}_r = A_r \sin(kz - \omega t) \mathbf{e}_x \quad (2.25)$$

横方向振動電流 \mathbf{J}_\perp を考慮すると

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A}_r = -\frac{4\pi}{c} F \mathbf{J}_\perp \quad (2.26)$$

とする波動方程式に従い成長する。ここで $F = \sigma_b / \sigma_r$ 、導波管の電磁波の断面積 σ_r に対する電子ビームの断面積 σ_b によって与えられ、断面積の違いによる電磁波と電子ビームとのカップリングへの影響が成長方程式に組み込まれる。横方向振動電流 \mathbf{J}_\perp は、ウイグラー磁場及び電磁波による横方向振動速度をそれぞれ、 V_w 、 V_r とすると、

$$J_\perp \cong -|e|(\delta n V_w + n V_r) \quad (2.27)$$

この系における電子のハミルトニアンは、

$$H = \gamma m_e c^2 - |e|\Phi = \left[m_e^2 c^4 + (P + |e|A_\omega + |e|A_r)^2 c^2 \right]^{1/2} - |e|\Phi \quad (2.28)$$

と与えられ、横方向の正準運動量の保存が成立する。すなわち

$$|P_\perp| = \left| \gamma m_e c^2 V_\perp - \frac{|e|}{c} (A_\omega + A_r) \right| = \text{const.} \quad (2.29)$$

である。電子ビーム入射部におけるウイグラー磁場を零とし、また初期入射電磁波の場による電子ビームへの影響を無視できるほど小さいとすれば、横方向の正準運動量を零とすることができるので、上式より

$$V_\perp = \frac{|e|}{\gamma m_e c} (\mathbf{A}_\omega + \mathbf{A}_r) \quad (2.30)$$

が導かれる。

これにより電子の横方向振動 V_\perp は、ウイグラー磁場による振動成分 V_ω と電磁波による振動成分 V_r とを独立したものとして、

$$V_\omega = \frac{|e|}{\gamma m_e c} \mathbf{A}_\omega \quad (2.31)$$

$$V_r = \frac{|e|}{\gamma m_e c} \mathbf{A}_r \quad (2.32)$$

となる。式(2.31)及び式(2.32)を式(2.27)に代入して振動電流 \mathbf{J}_\perp を求め、これを電磁波の成長方程式(2.26)に代入すると

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - F \frac{\omega_b^2}{\gamma c^2} \right) \mathbf{A}_r = - \frac{4\pi |e|^2 \delta n}{\gamma c^2} F \mathbf{A}_\omega \quad (2.33)$$

が得られる。ここで $\omega_b = (4\pi m |e|^2 / m_0)^{-1/2}$ は、電子ビームのプラズマ振動数である。これにより電磁波は、ウイグラー磁場と電子密度の振動 δn をソースとして成長することがわかる。電子密度の摂動 δn は、電荷の保存より

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = \frac{1}{|e|} \frac{\partial \delta J_z}{\partial z} \quad (2.34)$$

と表され、 δJ_z は、軸方向電流の摂動であり、

$$\delta J_z(z, t) = -|e|(n_0 \delta V_z + \delta n V_{z0}) \quad (2.35)$$

と与えられ、 V_{z0} 及び δV_z は、それぞれ電子ビームの軸方向の平均速度とその摂動成分である。式(2.35)を式(2.34)に代入することにより、電子密度の摂動 δn は、

$$\frac{d\delta n}{dt} = -n_0 \frac{\partial \delta V_z}{\partial z} \quad (2.36)$$

となる。一方電磁場中を運動する電子の相対論的運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -|e| \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{P} \times \mathbf{B}}{\gamma m_0 c} \right) \quad (2.37)$$

である。電子の運動量 \mathbf{P} 及びエネルギー γ は、それぞれ

$$\mathbf{P} = \gamma m \mathbf{V} \quad (2.38)$$

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{P}}{m_0^2 c^2}} \quad (2.39)$$

である。電磁波及びウイグラー静磁場による電場 \mathbf{E} 、磁場 \mathbf{B} はそれぞれ

$$\mathbf{E}(z, t) = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \mathbf{e}_z - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_r}{\partial t} \quad (2.40)$$

$$\mathbf{B}(z, t) = \nabla \times (\mathbf{A}_\omega + \mathbf{A}_r) \quad (2.41)$$

と与えられる。ここで Φ は、電子密度の摂動による空間電荷ポテンシャルであり、

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi |e| \delta n \quad (2.42)$$

電子の相対論的運動方程式(2.37)において、 Z 成分のみを取り出せば、

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{|e| \mathbf{V} \cdot \mathbf{E}}{m_0 c^2} \quad (2.43)$$

の関係より、次式が得られる。

$$\frac{dV_z}{dt} = -\frac{|e|}{\gamma m_e} \left[-\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{e}_z}{c} - \frac{V_z (\mathbf{V} \cdot \mathbf{E})}{c^2} \right] \quad (2.44)$$

が得られ、上式を線形化すれば

$$\frac{d\delta V_z}{dt} = \frac{|e|}{\gamma_0 m_e} \left[\frac{1}{\gamma_0^2} \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} + \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{V_{z0}}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Phi_{pond}(z, t) \right] \quad (2.45)$$

となる。ポンドラモーティブポテンシャル Φ_{pond} は、ウイグラー静磁場のベクトルポテンシャル \mathbf{A}_ω と電磁波のベクトルポテンシャル \mathbf{A}_r から

$$\Phi_{pond} = \frac{|e| \mathbf{A}_\omega \cdot \mathbf{A}_r}{\gamma_0 m_0 c^2} \quad (2.46)$$

が与えられる。式 (2.45) から電子密度の摂動は、空間電荷波、ウイグラー磁場、電磁波によるポンデラモーティブ波により駆動される。

式 (2.45)、式 (2.36) 及び式 (2.42) から

$$\frac{d^2 \delta n}{dt^2} + \frac{\omega_b^2}{\gamma_0 \gamma_z^2} \delta n = -\frac{|e|n}{\gamma_0 m_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{V_{z0}}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Phi_{pond}(z, t) \quad (2.47)$$

が得られ、電子密度の摂動を駆動するソースが、最終的にウイグラー磁場と電磁波とのビート波によるポンデラモーティブ力に帰着できることを示す。これにより電子密度の摂動 δn による電磁波の成長方程式 (2.33) と、電子密度の摂動 δn とポンデラモーティブポテンシャル Φ_{pond} との関係式 (2.47)、及びポンデラモーティブポテンシャル Φ_{pond} を表す式 (2.46) の3式により、電磁波の成長は、Self-consistentに求められることが分かる。

次に FEL の分散関係と電磁波の最大空間成長率を求める。先ず電子密度の摂動 δn の位相が、ポンデラモーティブ波の位相 $(k + k_\omega) z - \omega t$ に等しいとの仮定により、電子密度の摂動を

$$\delta n(z, t) = \delta \tilde{n} \sin[(k + k_\omega)z - \omega t] \quad (2.48)$$

とする。上式と式 (2.33)、式 (2.47) より、分散関係は、

$$(k - k_{em})(k - k_-)(k - k_+) = -\alpha^2 \quad (2.49)$$

で求められ、 α は結合係数であり、

$$\alpha^2 = F \frac{\omega_b^2}{2\gamma_0 c^2} \beta_\omega^2 \beta_{z0}^{-2} k_\omega \quad (2.50)$$

である。また k_{em} は電磁波モードの波数であり、

$$k_{em} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - F \frac{\omega_b^2}{\gamma_0 c^2} \right)^{1/2} \quad (2.51)$$

k_\pm は、それぞれ速い空間電荷波 (Fast space-charge wave) と遅い空間電荷波 (Slow space-charge wave) の波数であり、

$$k_\pm = \frac{\omega}{V_z} - k_\omega \pm \frac{\omega_b}{V_z} \quad (2.52)$$

イ. High-gain Compton regime

電子密度が低く空間電荷効果が無視できて、ポンデラモーティブ力が優勢である場合、式 (2.49) の分散式は、

$$(k - k_{em}) \left[k - \left(\frac{\omega}{V_{z0}} - k_{\omega} \right) \right]^2 = -\alpha^2 \quad (2.53)$$

となる。電磁波の最大空間成長率を得る共鳴条件は、

$$k_{em} = \frac{\omega}{V_{z0}} - k_{\omega} \quad (2.54)$$

にて与えられ、成長率 Γ は、

$$\Gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} F^{1/3} \left(\frac{\beta_{\omega}^2 \omega_b^2 k_{\omega}}{2 \gamma_0 c^2} \right)^{1/3} \quad (2.55)$$

となる。

ロ. Raman regime

電流密度が高い大電流電子ビームを用いる場合、空間電荷効果が無視できず、ビームモードは、速い空間電荷波と遅い空間電荷波の2つに分離し、それぞれカップリングする。このとき速い空間電荷波と電磁波とのカップリングは弱く、電子ビームと電磁波との相互作用は、遅い空間電荷波と電磁波モードとのカップリングにより行われる。式 (2.49) の分散関係において、 $k - k_{+} = k_{-} - k_{+}$ として、結局分散関係式は、

$$(k - k_{em})(k - k_{-}) = -\alpha^2 \gamma_z \gamma_0^{1/2} \frac{V_{z0}}{2\omega_b} \quad (2.56)$$

となる。最大の空間成長率は、 $k_{em} = k_{-}$ のときに得られ、このときの成長率 Γ は、

$$\Gamma = \beta_{\omega} F^{1/2} \left(\frac{\omega_b \gamma_z k_{\omega}}{4\sqrt{\gamma_0} c} \right)^{1/2} \quad (2.57)$$

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

$$\lambda = \frac{\lambda_{\omega}}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \left(1 + \frac{\xi}{\beta_z \gamma_z} \right) \quad (2.58)$$

となる。これはコンプトン領域での共鳴条件 $\lambda = \lambda_{\omega} (1 + K^2/2) / 2\gamma^2$ と比較し、密度に関する補正項が加わっていることが分かる。

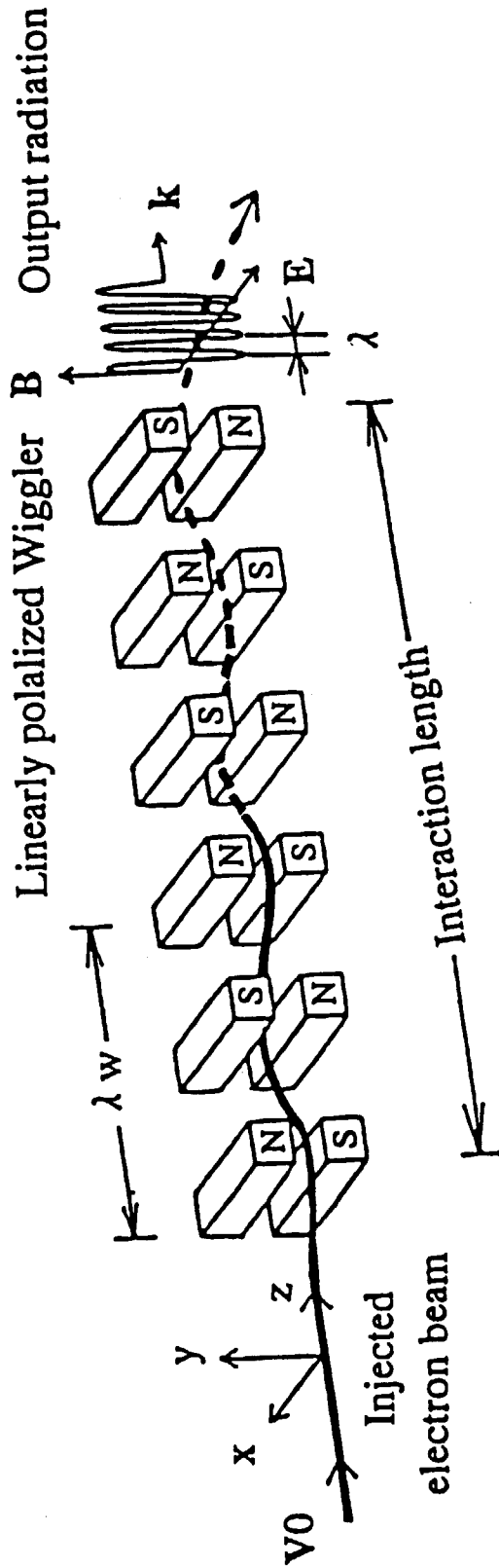


Fig. 2-1 Oscillating motion of a relativistic electron in a planar wiggler.

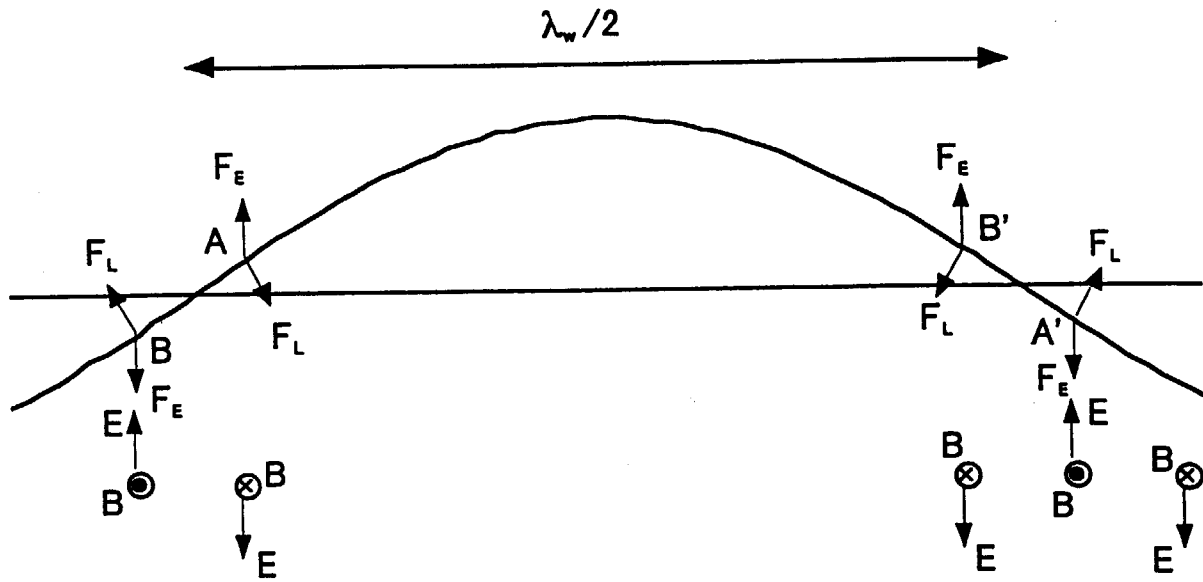


Fig.2-2 Principal of FEL

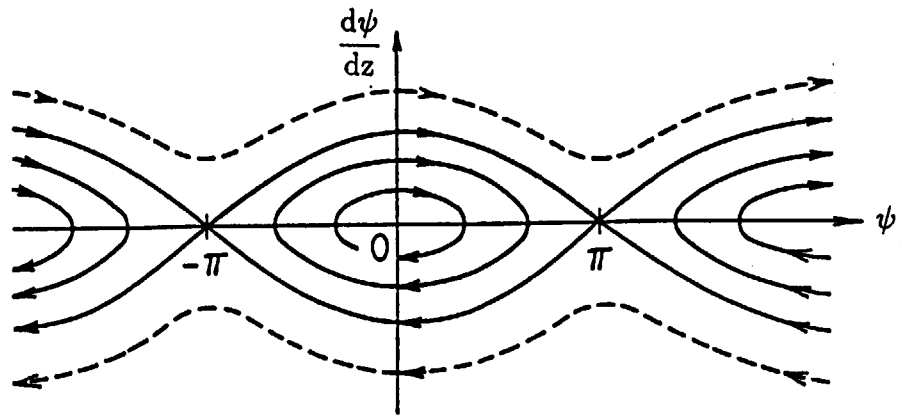


Fig. 2-3(a)

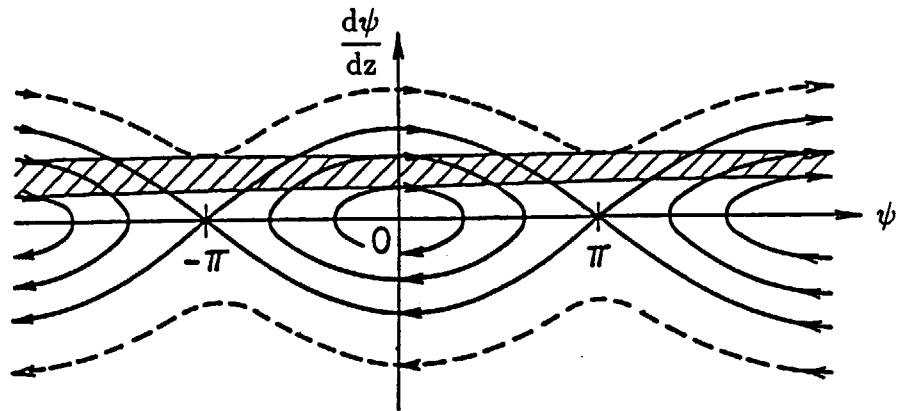


Fig. 2-3(b)

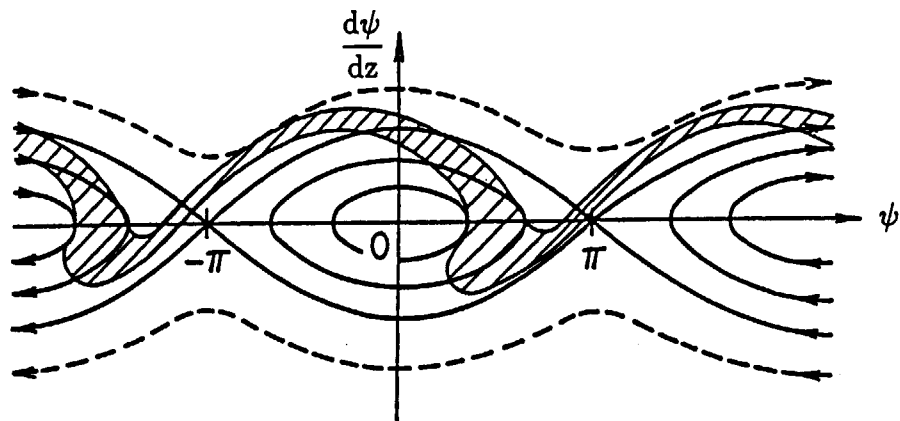


Fig. 2-3(c)

Fig. 2-3 The phase-plane motions of an electron in the ponderomotive potential.

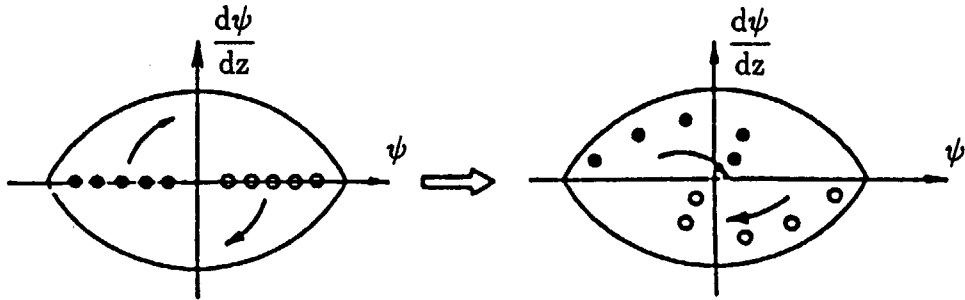


Fig. 2-4(a) $\gamma = \gamma_r$ (完全共鳴条件)の場合

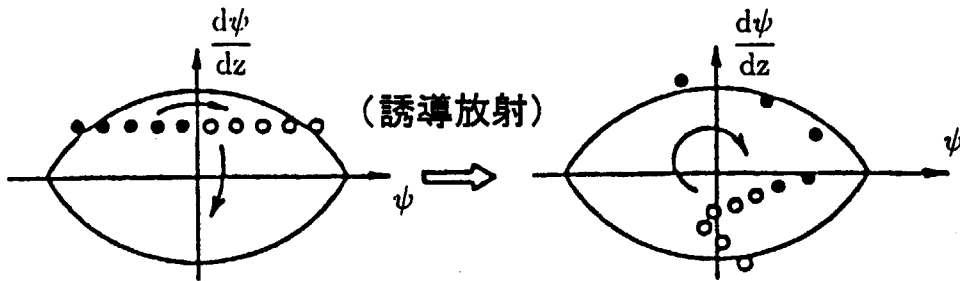


Fig. 2-4(b) $\gamma > \gamma_r$ の場合

Fig. 2-4 Trajectories of the electrons in the ponderomotive potential.

3. ASF ウィグラーの設計

本章では、ミリ波帯 FEL のために、Alternately - Slanted Focusing (ASF) ウィグラーの設計を行う。この ASF ウィグラーは、4 重極磁場成分を持ち、電子ビームの蛇行運動における収束効果を持つ。3.1 節では、ASF ウィグラーの構造及び特徴を示し、3.2 節では、ASF ウィグラーのモデリングを行い、磁場配位を解析する。また 3.3 節では、ASF ウィグラーにおける電子ビームの軌道解析を行い、収束効果及び軸方向の平均速度について解析する。

3.1 Alternately-Slanted Focusing ウィグラー

ASF ウィグラーの構成を Fig.3-1 に示す。ASF ウィグラー磁場自身に四重極成分を持たせるために、Fig.3-1 及び Fig.3-2 に示すように各マグネットの断面は、傾斜角を付けて設置される。このマグネットの傾斜の方向は、図に示すように x 方向にマグネット間隔が狭くなっており、y 方向の磁場成分を強くすることにより、収束効果を与えている。マグネットの間隔及び傾斜角を任意に調整することができ、Y 方向の磁場成分及び X 方向の収束効果を任意に設定することができる。このため従来プレーンウィグラーで採用されていた四重極マグネットが不要となり、ウィグラー系の簡素化が可能になる。

3.2 ASF ウィグラー磁場のモデリング

Fig.3-3 に示すような原点 (0, 0, 0) に位置する大きさ 2a x 2b、厚さ無限小のプレートマグネットが点 P (x, y, z) につくる magnetic potential ϕ_m は、

$$\phi_m = \frac{Fz}{4\pi} \int_{-b}^b \int_{-a}^a \frac{d\xi d\eta}{R^3} \quad (3.1)$$

$$R = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2}$$

で与えられる。ここで F は、任意定数 [A] であり、 ξ 、 η は、それぞれプレートマグネット上での x 座標、y 座標である。任意の点での磁束密度 B は、これらの発散により与えられる。

$$B = -\mu_0 \nabla \phi_m$$

このようなプレートマグネットの列より構成されるウィグラー磁場配位は、個々のプレートマグネットによる磁場の重ね合せとして得られ、プレートマグネットの総数 N とすると、

$$\phi_m = \sum_{i=1}^N \phi_{mi}$$

$$\mathbf{B} = \sum_{i=1}^N \mathbf{B}_i$$

で表される。個々のプレートマグネットは、それぞれ異なった傾斜角にて配置されるために、プレートマグネットを中心とした計算が必要となる。特定の点が与えられた場合、ウイグラー軸を中心とした座標系から、個々のプレートマグネットを中心とした座標系に変換し、その点における磁場を求める。求めた磁場の各成分からウイグラー中心座標系に逆変換をする必要がある。

座標変換の過程を Fig.3-4 に示す。ウイグラー軸中心とするグローバルな座標系を (x, y) で、また各プレートマグネットを中心とするローカルな座標系を (x', y') で表示すると、

$$\begin{aligned} y' &= (y + z \tan \theta) \cos \theta \\ z' &= (z - y \tan \theta) \cos \theta \end{aligned} \quad (3.2)$$

また計算されたローカル座標における各磁場成分 (B'_y, B'_z) は、次式によりグローバル座標における各磁場成分 (B_y, B_z) に変換される。

$$\begin{aligned} B_y &= B'_y \cos \theta - B'_z \sin \theta \\ B_z &= B'_y \sin \theta + B'_z \cos \theta \end{aligned} \quad (3.3)$$

最初に、各プレートに傾斜角を付ける前に、傾斜角 θ をゼロとした一般的なプラナーウイグラーの基本的な磁場分布を示す。プラナーウイグラーによる磁場配位は、

$$\mathbf{B}_\omega = -B_{\omega 0} \cosh k_\omega y \cos k_\omega z \mathbf{e}_y + B_{\omega 0} \sinh k_\omega y \sin k_\omega z \mathbf{e}_z \quad (3.4)$$

にて与えられる。Fig.3-5 に、傾斜角 θ をゼロとした ASF ウイグラー中心軸上における z 軸に対する y 方向磁場成分の分布を示す。ウイグラーの波長 $\lambda_w = 0.1\text{m}$ 、総ピッチ数は、30.5 ピッチ、ウイグラーの両端部には、2.5 ピッチの領域に *adiabatic* テーパが設けられている。個々のプレート磁石のサイズは、 $2a \times 2b = 0.13\text{m} \times 0.025\text{m}$ となっている。その y 方向のウイグラー磁場成分のウイグラー1 周期分を表示したものを Fig.3-6 に示す。比較のためにプラナーウイグラーの式 (3.4) の関数系をプロットした。ASF ウイグラー磁場の方が、幾分先細りなものとなっているが、 $2b$ の値を 0.03m とした場合を、Fig.3-7 に示すようにプレート磁石の軸方向サイズ b により修復可能である。

次にプレートの幅 $2a$ を 10cm 、 11cm 、 12cm 及び 13cm と変化させた時の、 y 方向の磁場の x 方向分布を Fig.3-8 に示す。 x 方向の表示領域は、導波管サイズ $x \times y = 6\text{cm} \times 3\text{cm}$ に対応している。 $2a = 10\text{cm}$ では、磁場分布の均一性が十分でないことが分かる。この磁場の

勾配は、電子ビーム軌道にゆがみを引き起こす原因となる。このため $2a=13\text{cm}$ を採用する。

次に各プレートマグネットを電子の蛇行運動面 ($x-z$ 面) に対して、角度 θ をもって配置することによる磁場分布を求める。 $\theta=0, 3, 5, 10, 15$ 及び 18 度における ASF ウィグラーにおける $x-y$ 面内の磁場分布を、Fig.3-9、Fig.3-10、Fig.3-11、Fig.3-12、Fig.3-13 及び Fig.3-14 に示す。またウィグラー median plane ($x-z$ 面) 上の y 方向の磁場分布を Fig.3-15 に示す。傾斜角 θ の増加と共に、 y 方向磁場成分の x 方向分布に勾配がれ、またウィグラー中心軸上の y 方向磁場成分も増加していることが分かる。傾斜角 θ に対するウィグラー中心軸上における y 方向磁場成分の値の変化を Fig.3-16 に示す。これにより y 方向の磁場成分は、傾斜角 18 度において最大 20% 程変化していることが分かる。

次にウィグラー中心軸上の磁場の値を一定値 0.35T とした時の傾斜角に対する y 方向磁場成分の x 方向分布を Fig.3-17 に示す。また x 方向磁場成分の y 方向依存性を Fig.3-18 に示す。このように傾斜角を付けて設置することにより、四重極磁場成分が生じていることが分かる。Fig.3-19 に両方向磁場成分の x 方向、 y 方向に対する勾配を傾斜角 θ のパラメータとして示すように、両磁場成分の勾配は、傾斜角に対してほぼ linear な関係を示すことが分かる。また磁場成分の勾配は、同一とならず、傾斜角 θ の増加と共に、勾配の差が広がる傾向にあることが分かった。

3.3 ASF ウィグラー中におけるビーム軌道解析

ウィグラー中に電子ビームを安定に入射するためには、電子ビームの運動量の変化を緩和的に行わせる必要があり、段階的に磁場を増加させる *adiabatic taper* 部分が必要となる。このため *adiabatic taper* 部のビーム軌道解析を行い、最適化設計を行う。またウィグラーにおける電子ビームの蛇行平面上での収束効果は、電子ビームのベータトロン振動となって現れてくる。ベータトロン振動の波長を電子ビームの収束効果に対する指標として、傾斜角に対する電子ビーム軌道の依存性を明らかにする。またウィグラーの設計のために、ウィグラー軸方向の平均速度を指標として、電磁波と電子ビームとの共鳴状態を評価する。

電子の静磁場中での運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{P}}{dz} = -|e| \frac{\mathbf{P} \times \mathbf{B}}{P_z} \quad (3.5)$$

で与えられる。ここでは、 x, y, z の直角座標の基に、Space charge 効果を含めない以下に示す 4 次の runge-kutta 法を用いて解いている。また荷電粒子の加速運動に伴う放射に関し

ても同様である。

$$\frac{dP_x}{dz} = -|e| \left(\frac{P_y}{P_z} B_z - B_y \right) \quad (3.6)$$

$$\frac{dP_y}{dz} = -|e| \left(B_x - \frac{P_x}{P_z} B_z \right) \quad (3.7)$$

$$\frac{dP_z}{dz} = -|e| \left(\frac{P_x}{P_z} B_y - \frac{P_y}{P_z} B_x \right) \quad (3.8)$$

最初に **adiabatic taper** 部分の最適化を行う。テーパの付け方には、米国 LLNL における 3.6MeV、35GHz のミリ波 FEL 増幅実験で採用された、ウイグラーピッチ2周期に対して、0.3、0.8 の割合で施すものや [12]、日本原子力研究所における 1MeV、45GHz での実験で採用された関数系を用いたものがある [11]。

$$B_\omega(z) = \frac{1}{2} B_{\omega 0} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{k_\omega z}{2n} \right) \right\} \quad (0 \leq z \leq n\lambda_\omega) \quad (3.9)$$

$$B_\omega(z) = B_{\omega 0} \quad (z \geq n\lambda_\omega)$$

ここでnは、テーパを施すウイグラーピッチ数である。

これらのことから 1) 1ピッチにおいて、 B_w に対して 0.3、0.8 の割合でのテーパ、2) 2.5ピッチにおいて、上記関係によるテーパ、3) 3.5ピッチにおいて、上記関係によるテーパについてビーム軌道解析を行った。ただし上記関数系においては、電子ビームの入射領域のみでなく、ウイグラー後端部にも同様な磁場配位を施している。すなわち

$$B_\omega(z) = \frac{1}{2} B_{\omega 0} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{k_\omega z}{2n} \right) \right\} \quad (0 \leq z \leq n\lambda_\omega)$$

$$B_\omega(z) = B_{\omega 0} \quad (n\lambda_\omega \leq z \leq (N-n)\lambda_\omega) \quad (3.10)$$

$$B_\omega(z) = \frac{1}{2} B_{\omega 0} \left\{ 1 + \cos \left(\frac{k_\omega z}{2n} \right) \right\} \quad ((N-n)\lambda_\omega \leq z \leq N\lambda_\omega)$$

である。Nは、ウイグラー総ピッチ数であり、 $N=30.5$ である。上記3ケースにおけるビーム軌道解析結果を Fig.3-20～Fig.3-25 に示す。3 ケースとも傾斜角 θ は、ゼロである。これらの結果より、ウイグラー端より 2.5 周期分にテーパを施すこととした。

ウイグラーを構成するプレート磁石を、傾斜角 $\theta = 0, 3, 5, 10, 15, 18$ 度とした場合の電子ビーム軌道を Fig.3-26～Fig.3-31 に示すように、 B_y 磁場成分の勾配により、電子ビー

ムがベータトロン振動していることが分かる。またその波長は、傾斜角の増大とともに減少していることが分かる。このベータトロン波長と傾斜角の依存性を Fig.3-32 に示す。

次に ASF ウィグラー中での電子ビームの蛇行運動における軸方向平均速度 β_z について評価する。FEL の共鳴条件は、この β_z のパラメータとポンデラモーティブポテンシャルの速度の差により厳密に決定され、共鳴条件により電磁波の growth rate、最大出力、またその出力が飽和するウィグラー長が求められる。ウィグラー軸上での y 方向磁場成分の値を一定値 0.35T とした時の、傾斜角 θ に対する β_z の変化を Fig.3-33 に示すように、ほぼ linear であり、傾斜角の増加とともに軸方向平均速度は減少する。従って共鳴条件を維持するには、y 方向磁場成分を調整する必要があることが分かった。

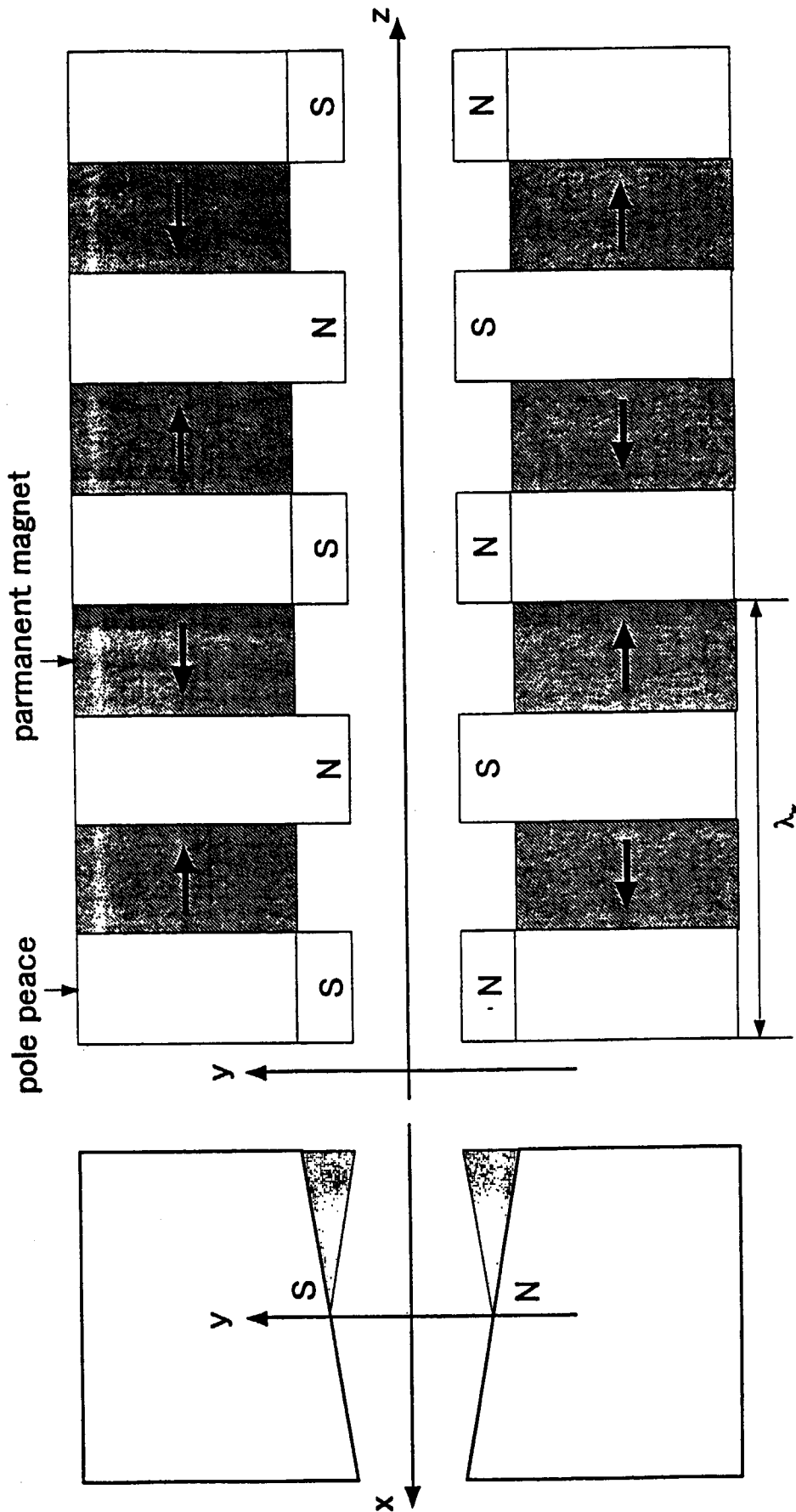


Fig. 3-1 Schematic view of Alternately-slanted focusing wiggler

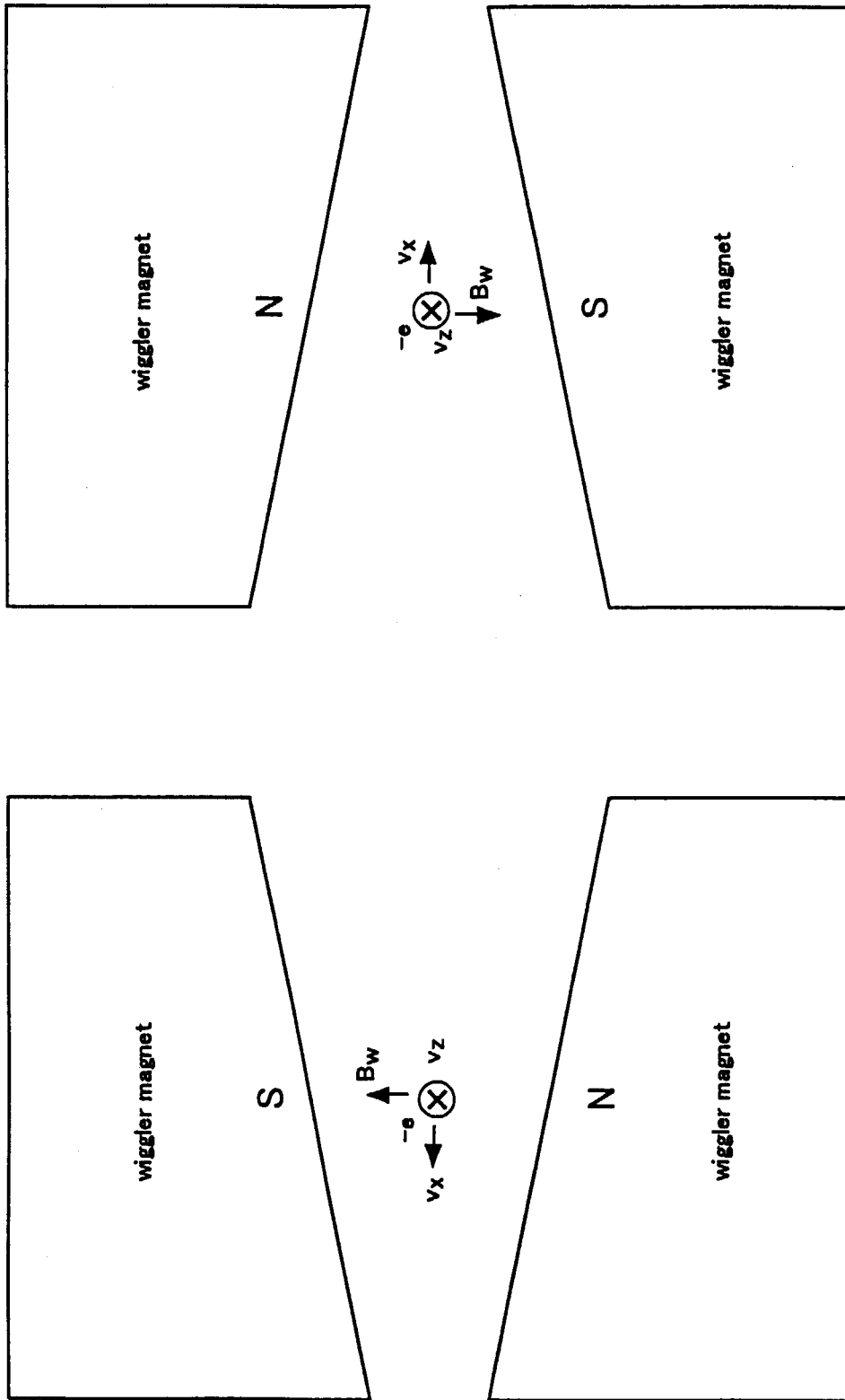


Fig.3-2 Trajectories of the electron in the Alternately-slanted focusing wiggler.

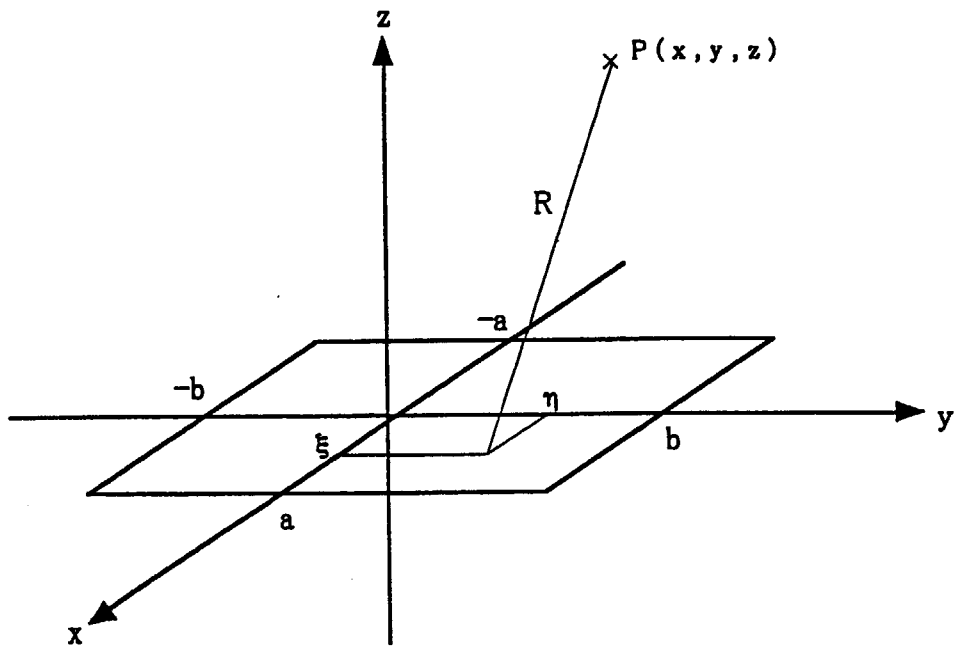
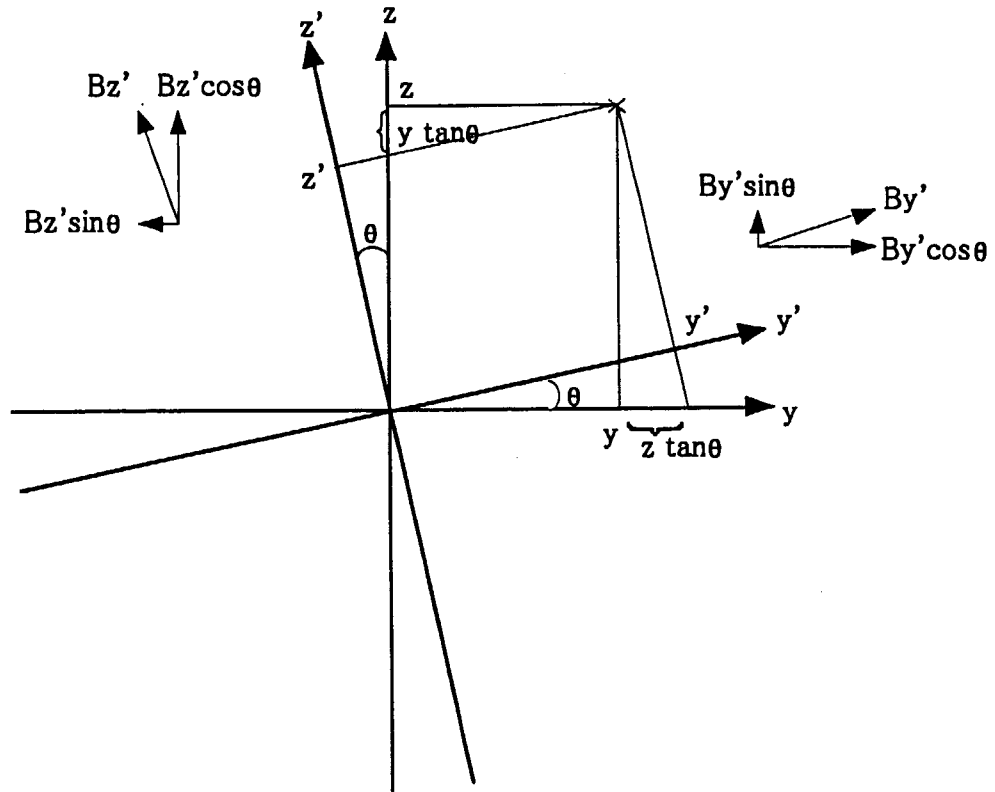


Fig.3-3 Coordinate system for a conventional planar wiggler



$$\begin{cases} y' = (y + z \tan \theta) \cos \theta \\ z' = (z - y \tan \theta) \cos \theta \end{cases}$$

$$\begin{cases} By = By' \cos \theta - Bz' \sin \theta \\ Bz = By' \sin \theta + Bz' \cos \theta \end{cases}$$

Fig.3-4 Transformation of coordinate system for ASF wiggler.

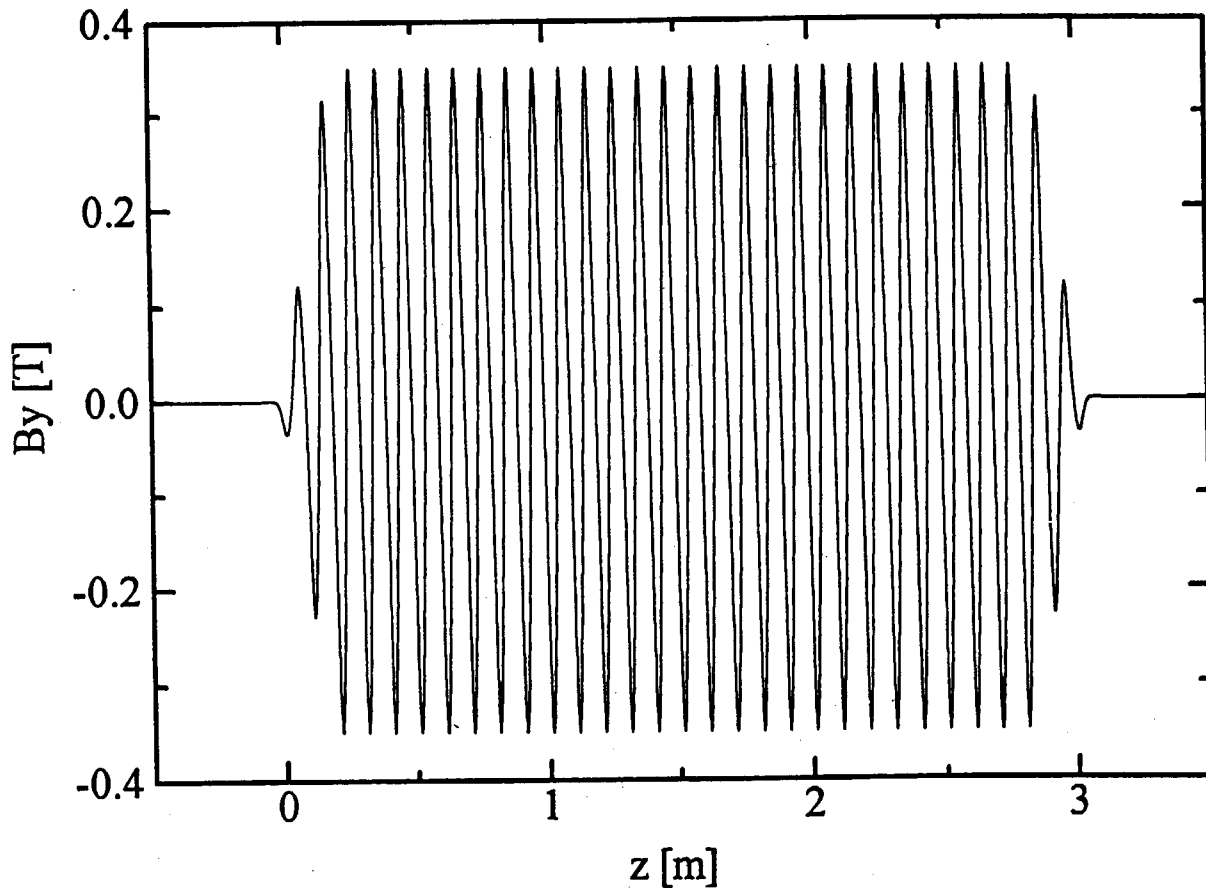


Fig.3-5 B_y magnetic field strength along z -axis of the ASF wiggler.
($2a=13\text{cm}$, $2b=2.5\text{cm}$)

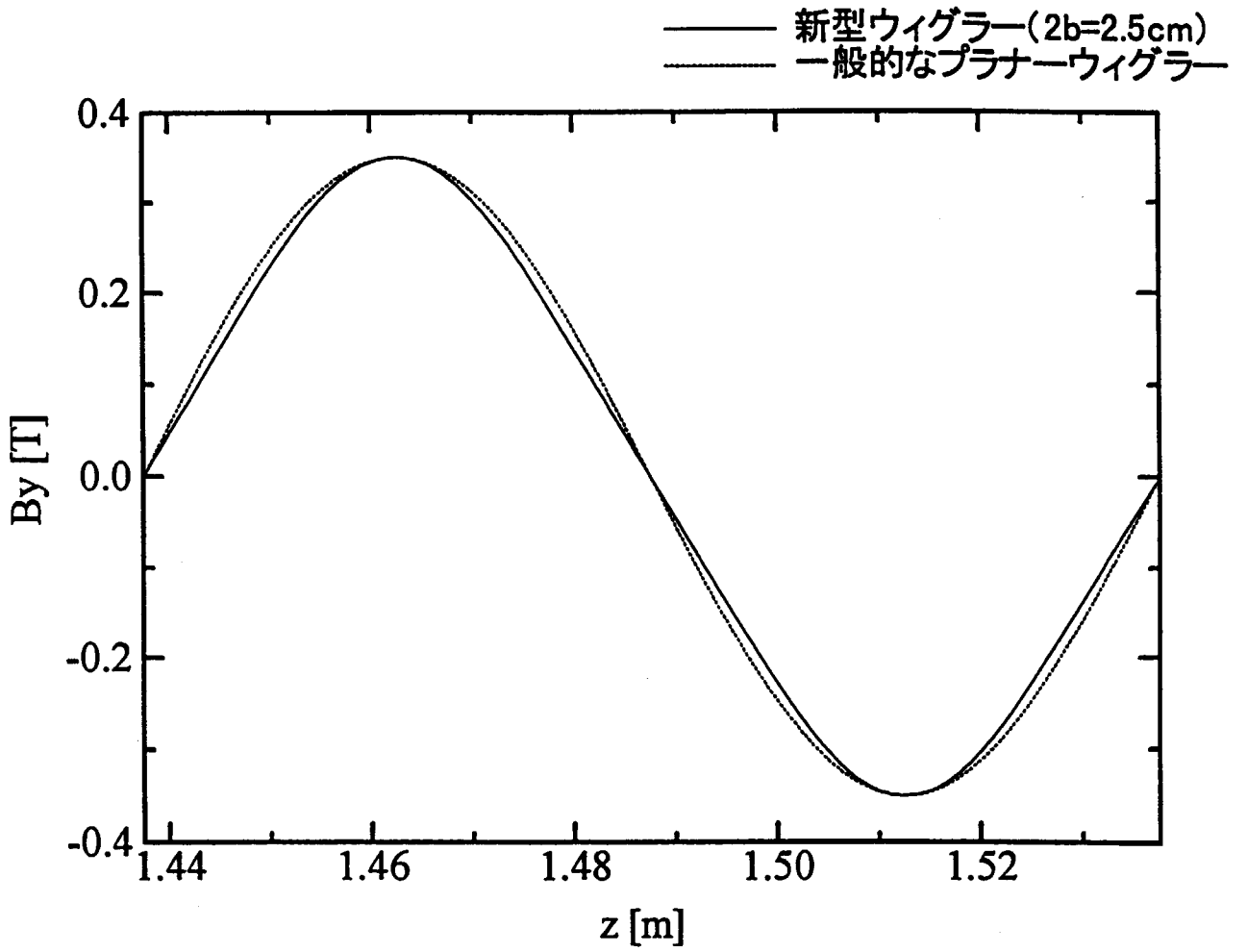


Fig.3-6 B_y magnetic field strength along z-axis of conventional planar wiggler and ASF wiggler(2b=2.5cm)

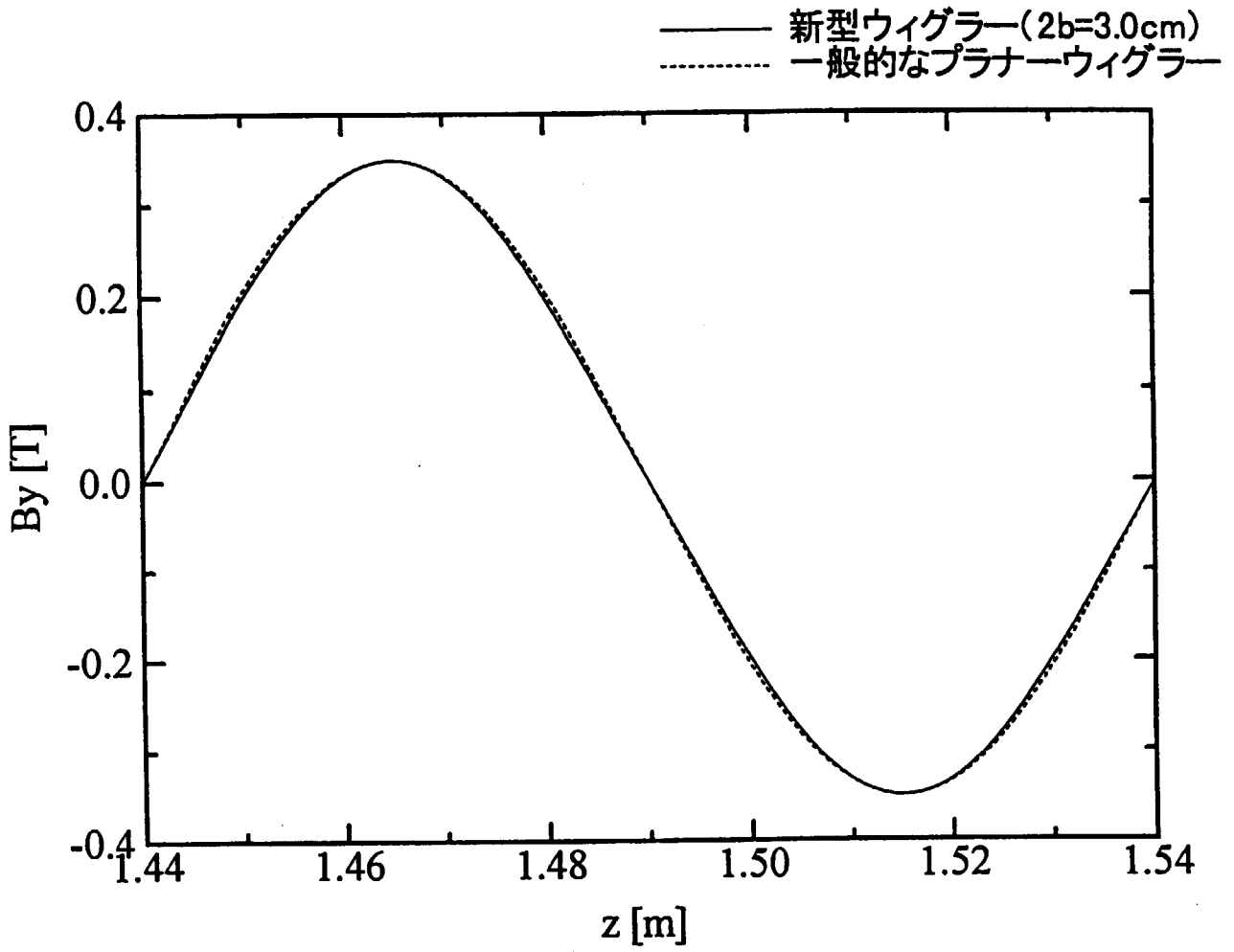


Fig.3-7 B_y magnetic field strength along z-axis of conventional planar wiggler and ASF wiggler(2b=3.0cm)

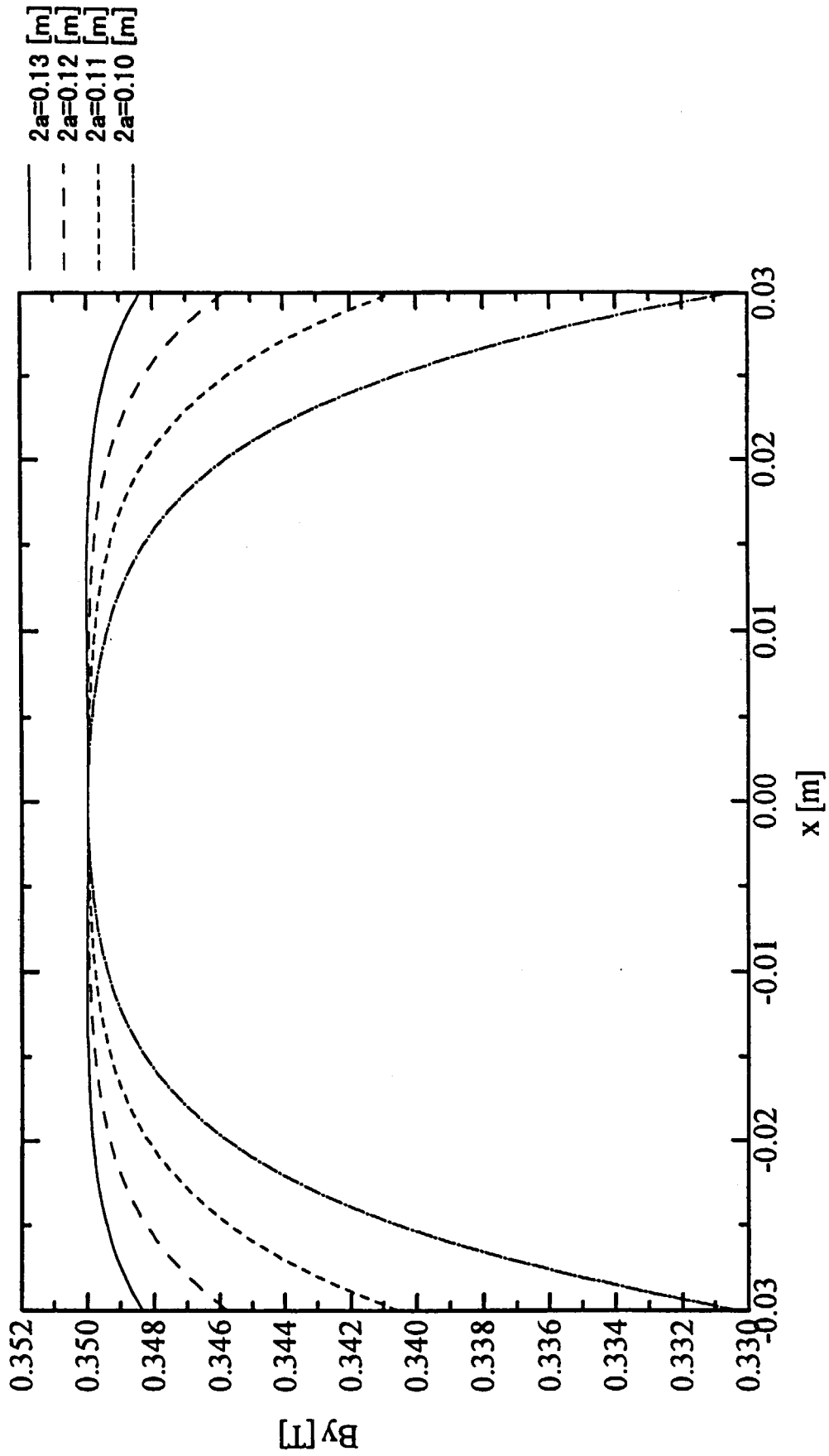


Fig.3-8 B_y magnetic field profile vs x-axis in case of $2a=0.13$, 0.12 , 0.11 and 0.10 [m]

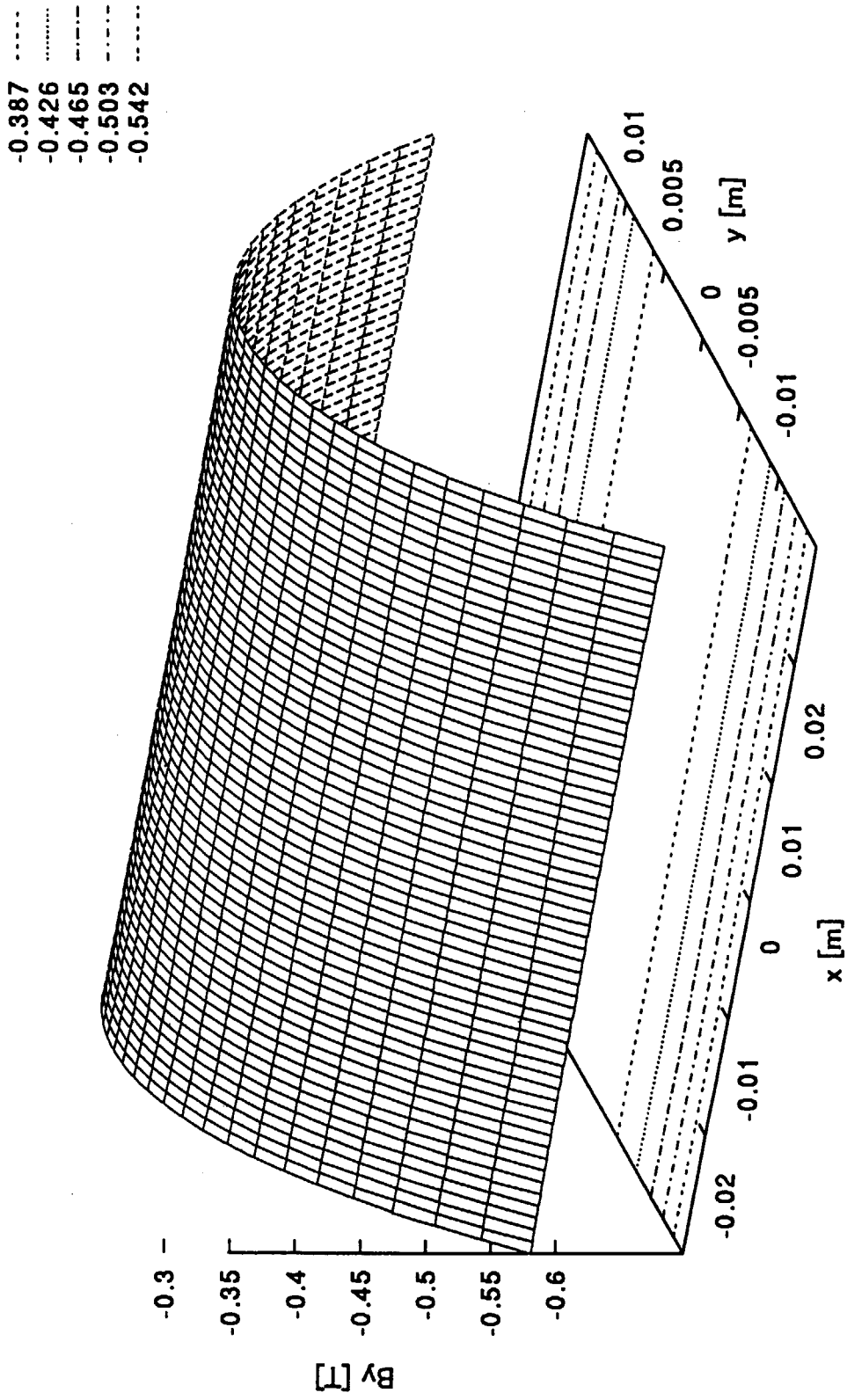


Fig.3-9 B_y magnetic field profile vs x-axis and y-axis
in case of the inclination angle of 0°

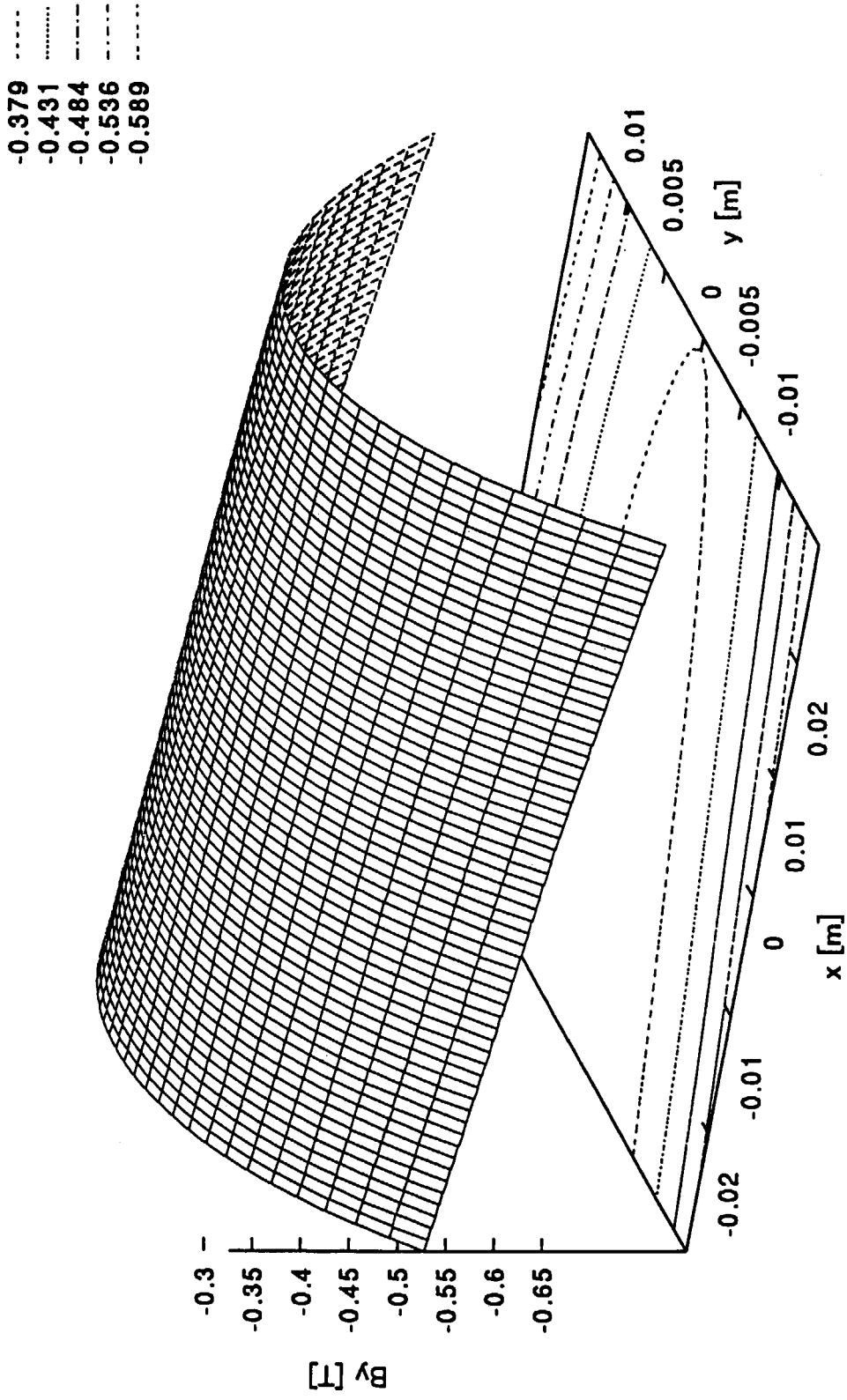


Fig.3-10 B_y magnetic field profile vs x-axis and y-axis
in case of the inclination angle of 3°

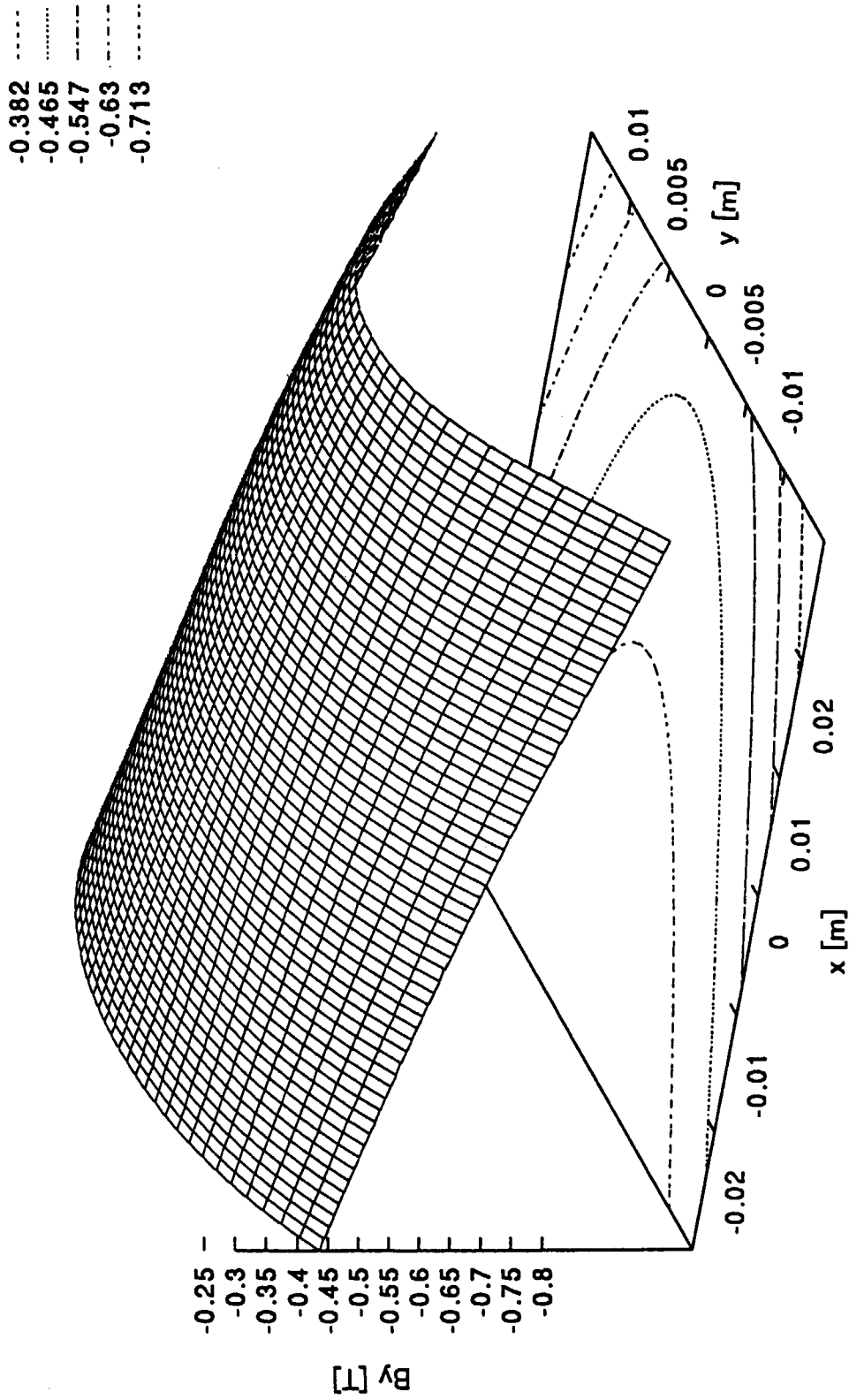


Fig.3-12 B_y magnetic field profile vs x-axis and y-axis
in case of the inclination angle of 10°

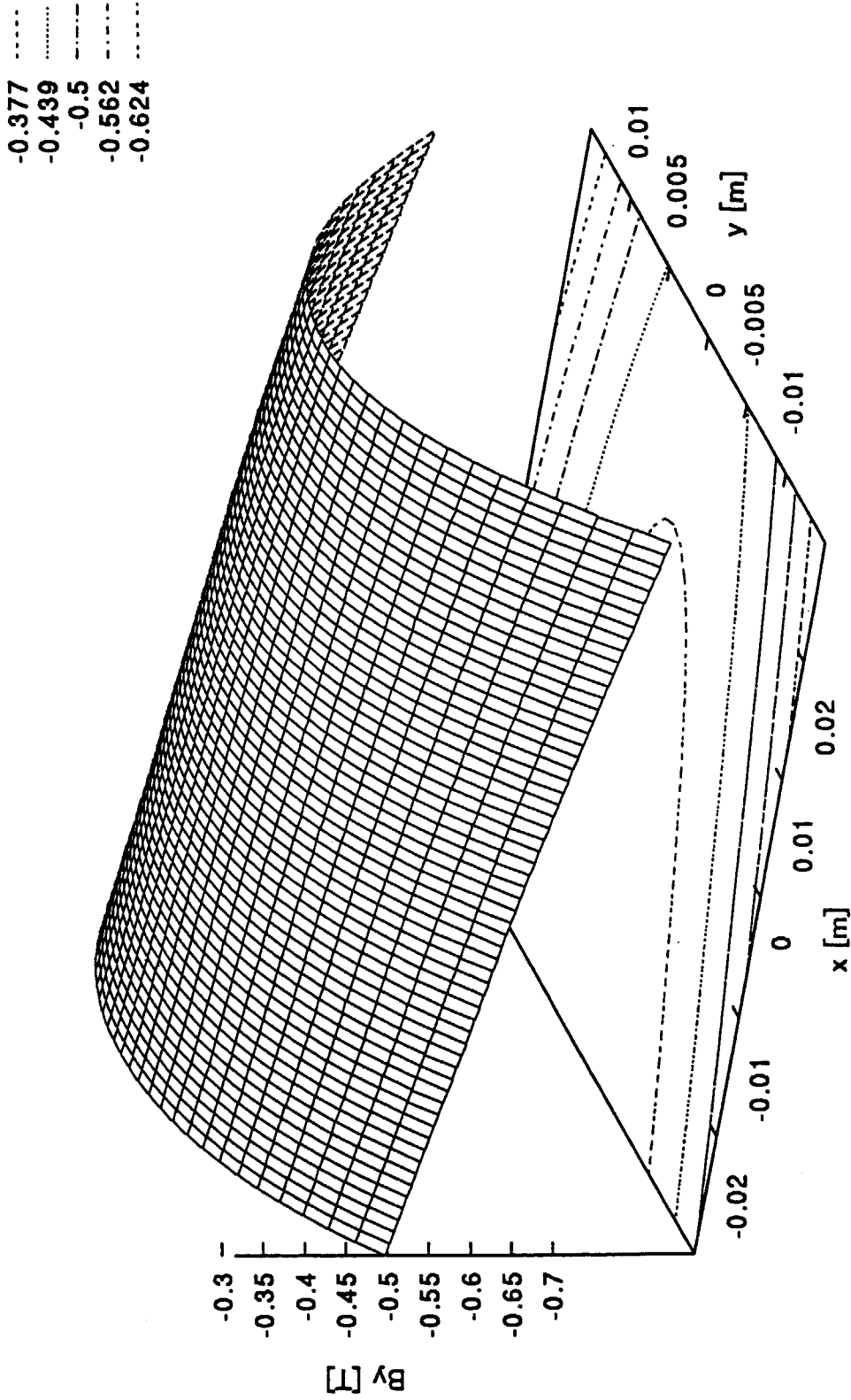


Fig.3-11 B_y magnetic field profile vs x-axis and y-axis
in case of the inclination angle of 5°

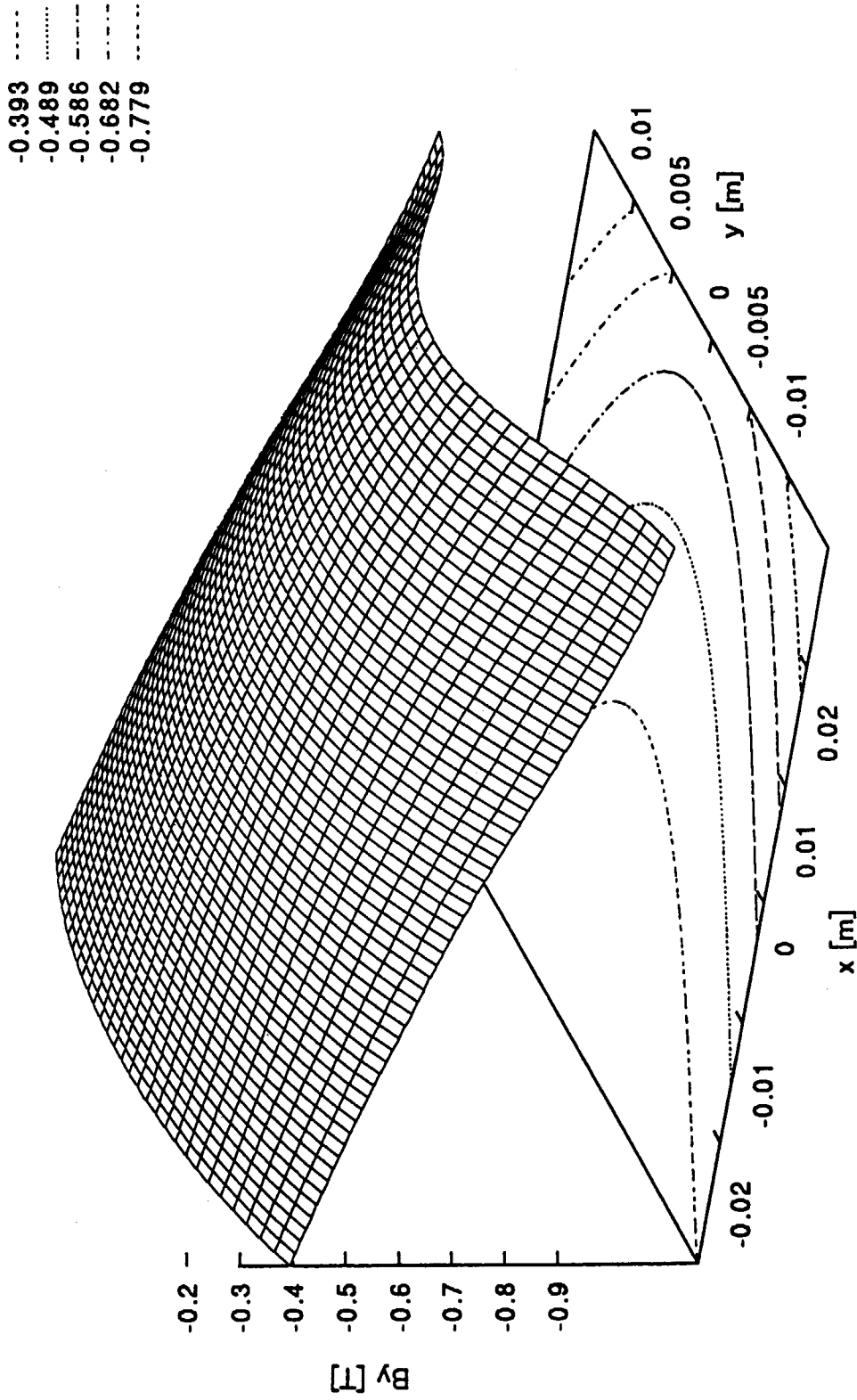


Fig. 3-13 B_y magnetic field profile vs x-axis and y-axis
in case of the inclination angle of 15°

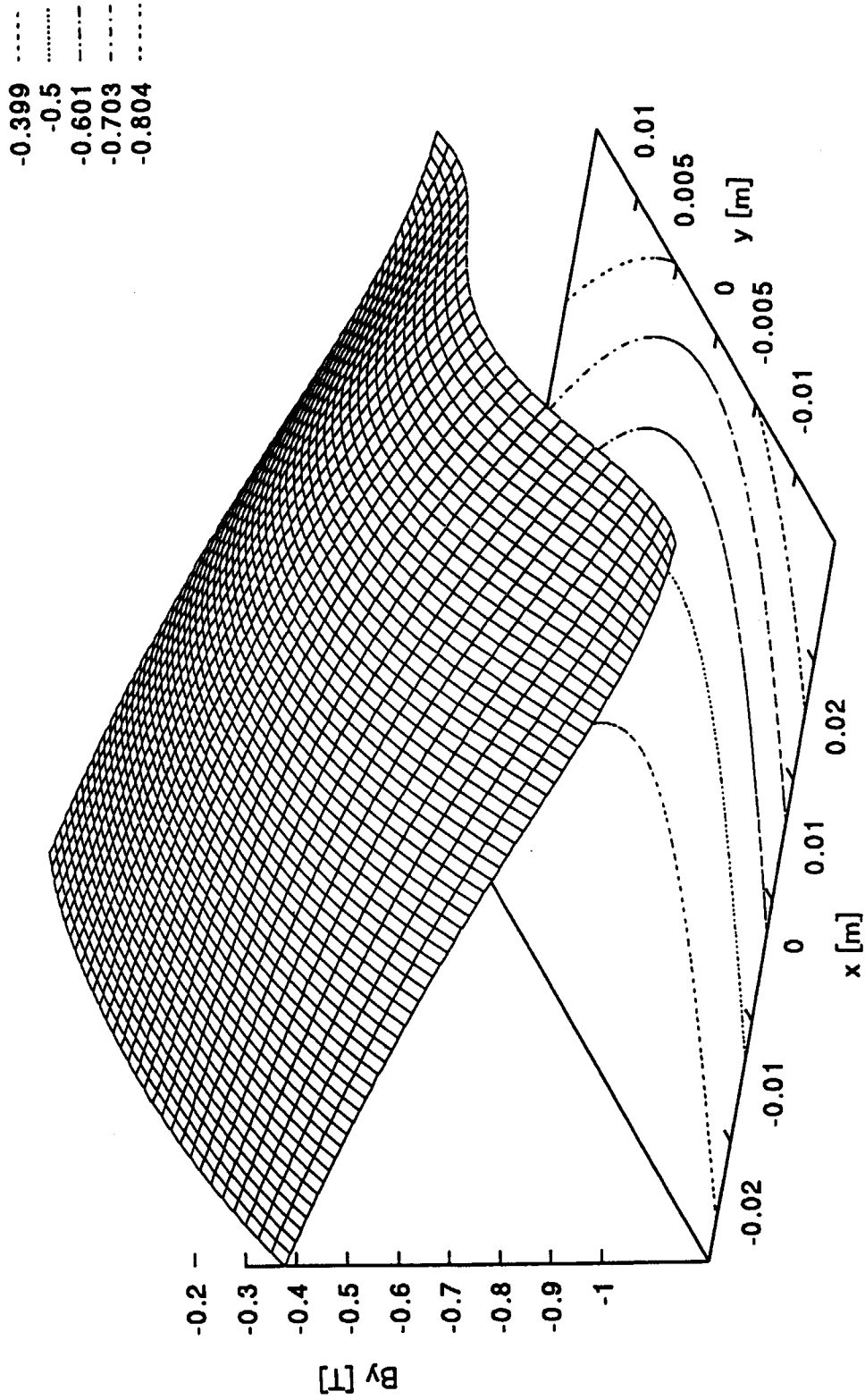


Fig.3-14 B_y magnetic field profile vs x-axis and y-axis
in case of the inclination angle of 18°

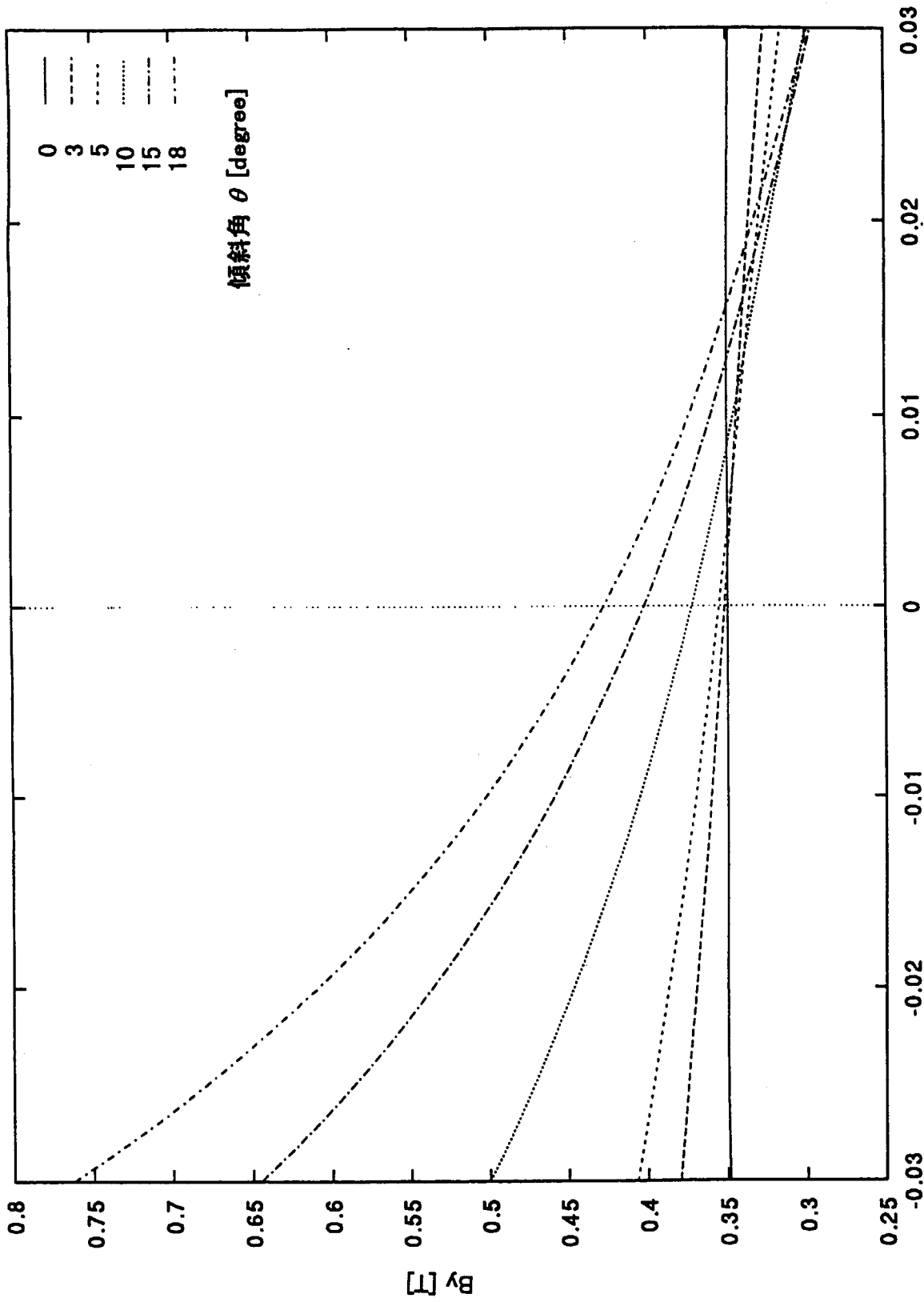


Fig.3-15 B_y magnetic field profile vs x-axis in case of the inclination angle of 0, 3, 5, 10, 15 and 18°.

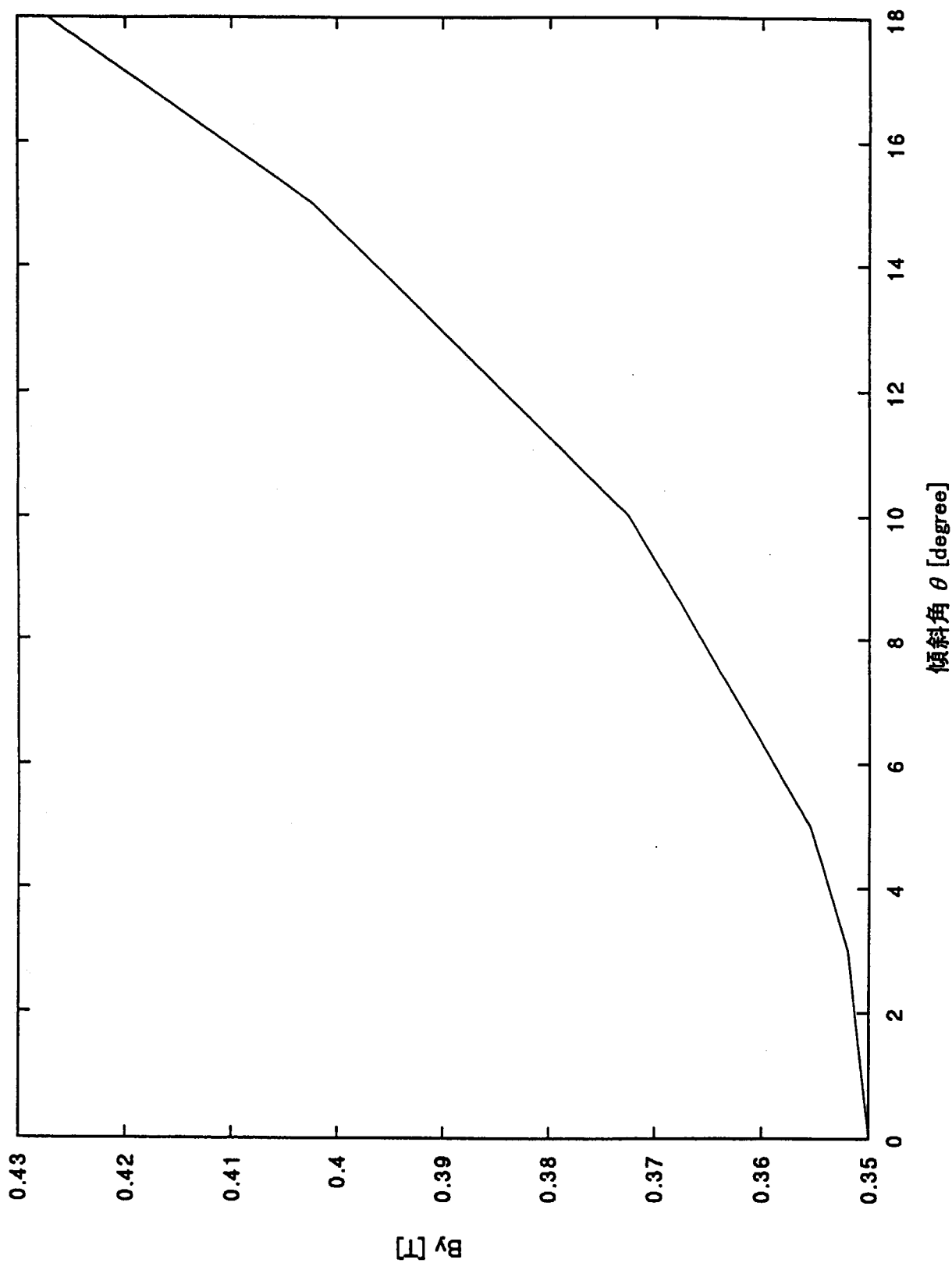


Fig.3-16 B_y magnetic field profile vs the inclination angle at $(x,y)=(0,0)$.

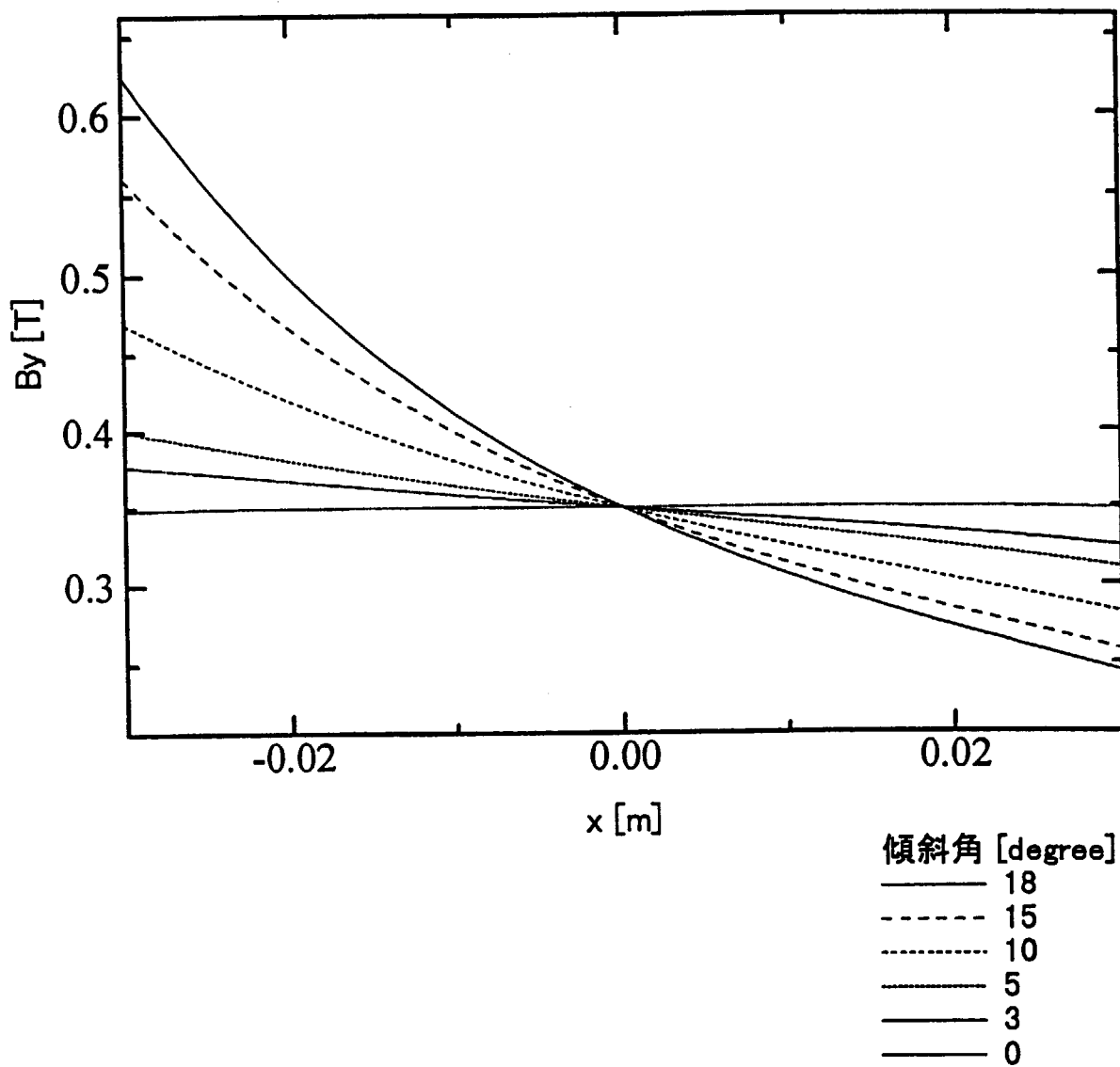


Fig.3-17 B_y magnetic field profile vs x-axis in case of the inclination angle of 0, 3,5,10,15 and 18°

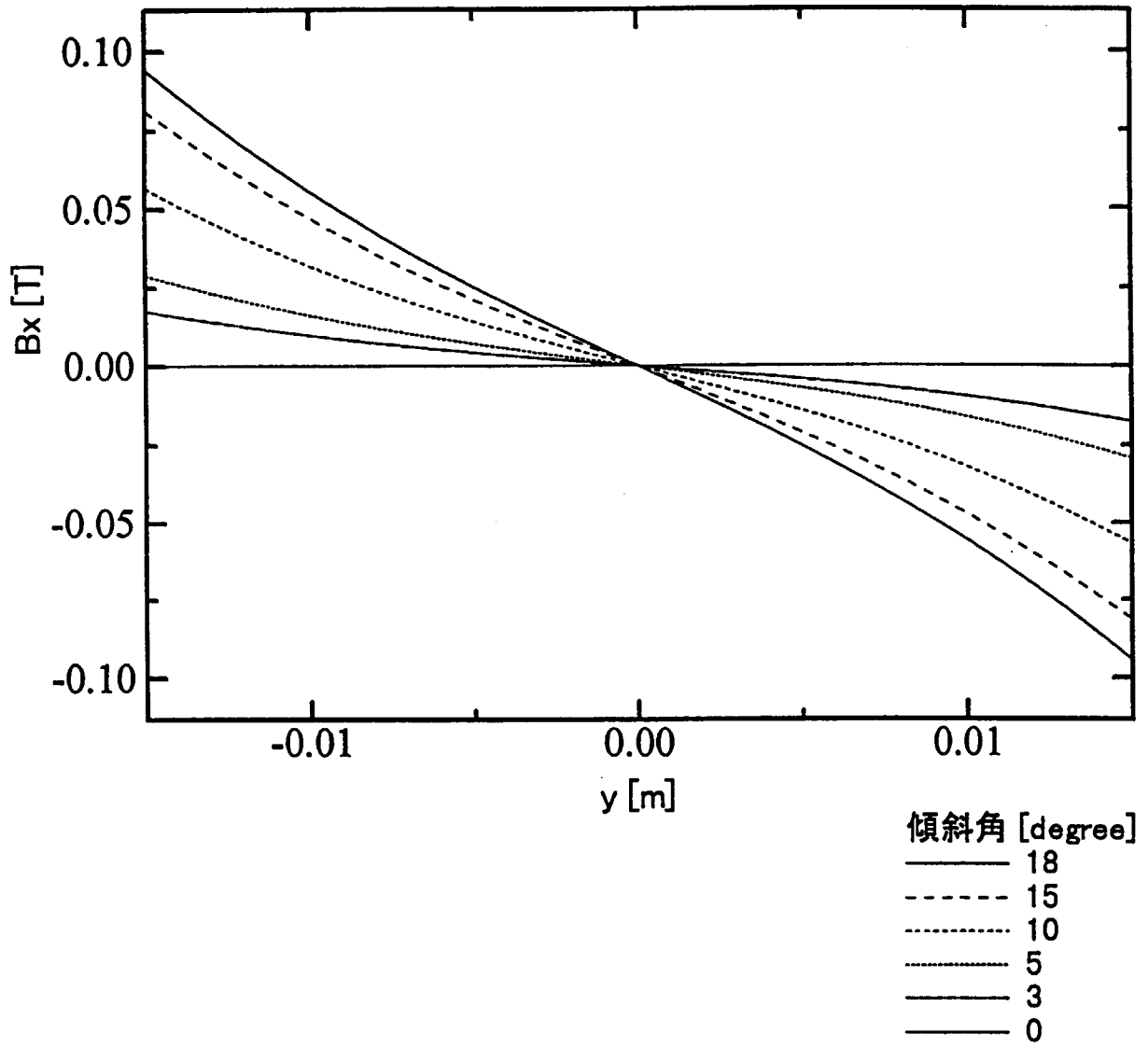


Fig.3-18 B_x magnetic field profile vs x-axis in case of the inclination angle of 0, 3,5,10,15 and 18°

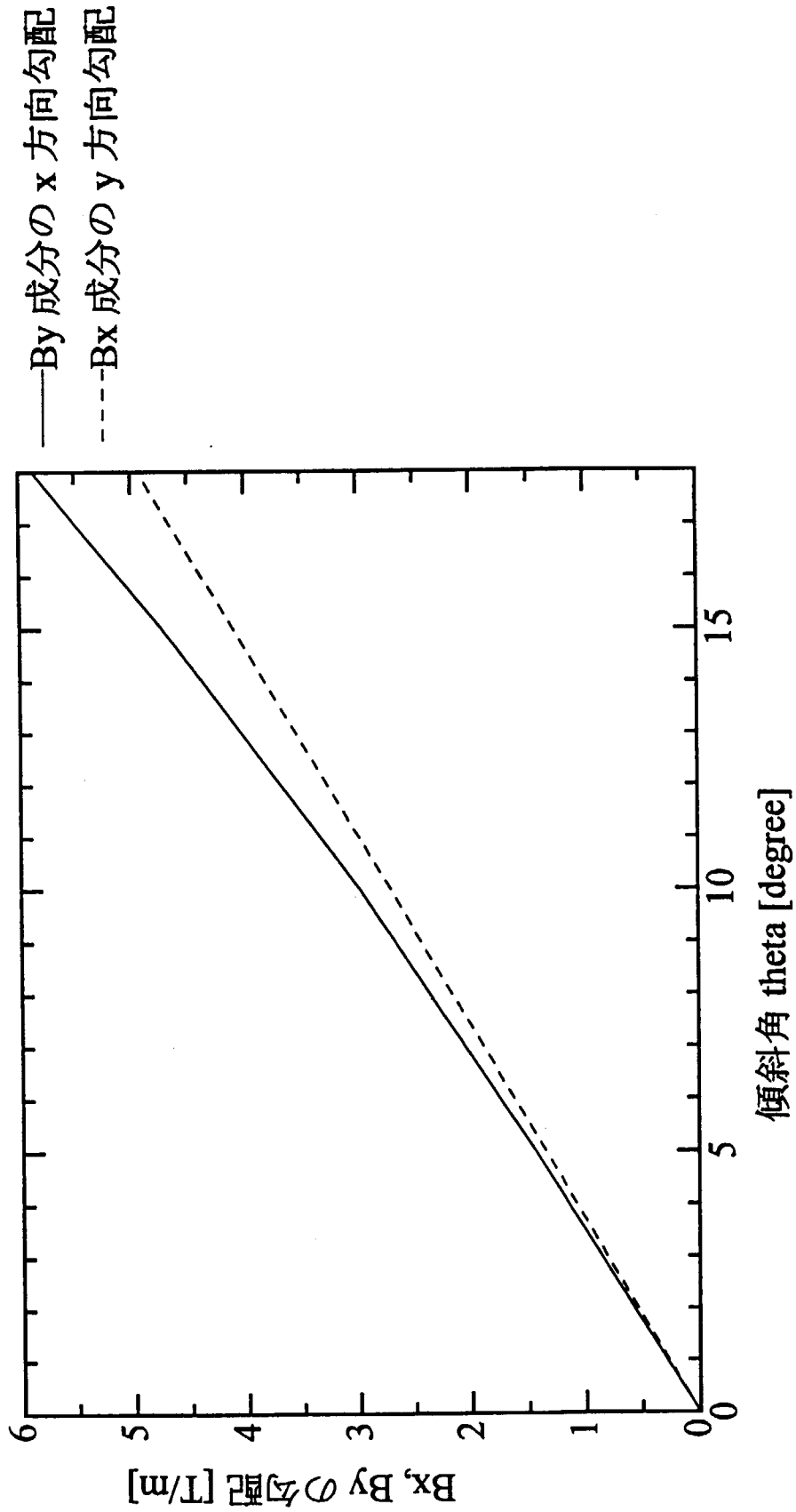


Fig.3-19 Gradient B_y and B_x vs the inclination angle.

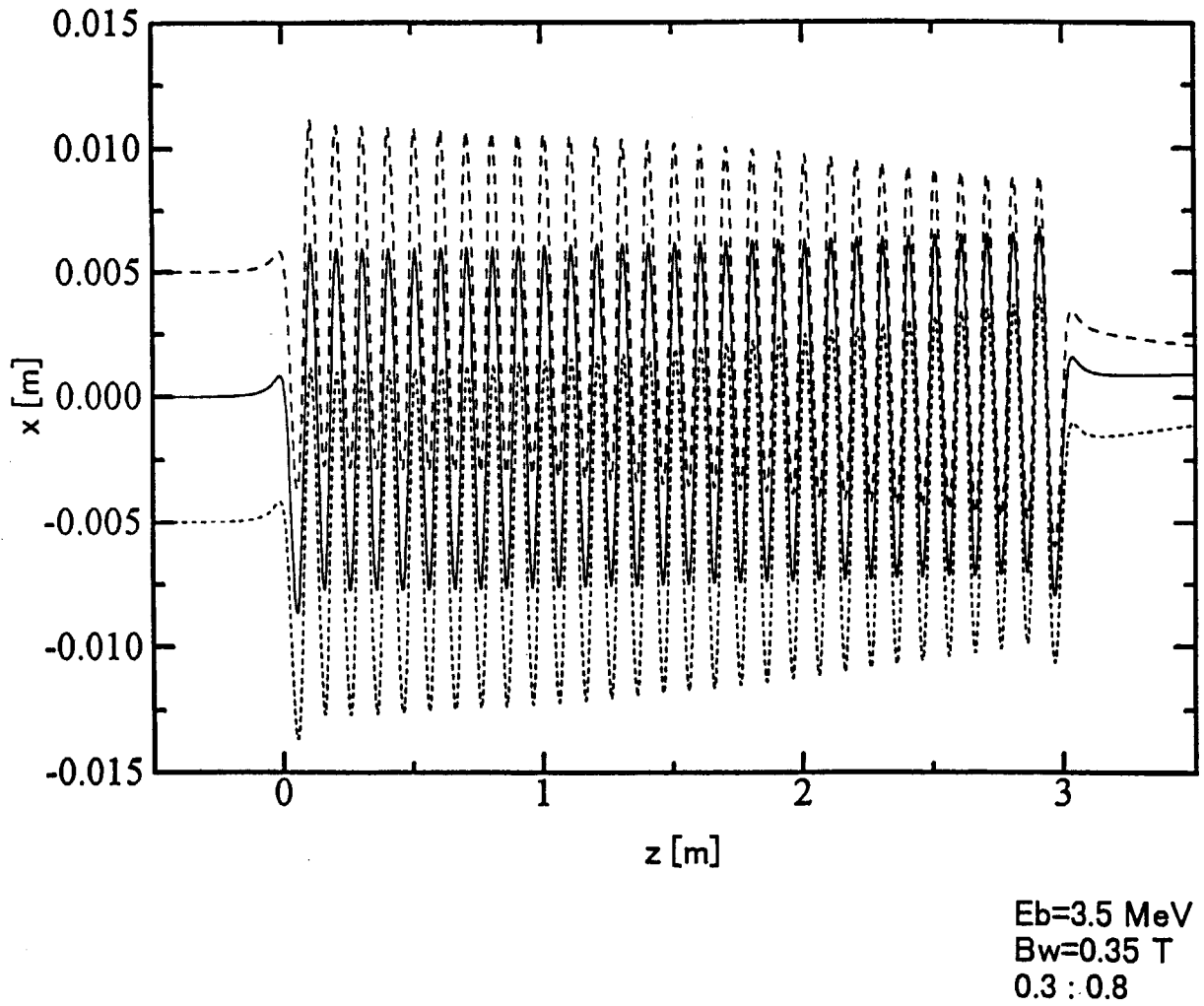


Fig.3-20 Beam tracking in x-axis along z-axis in the adiabatic taper

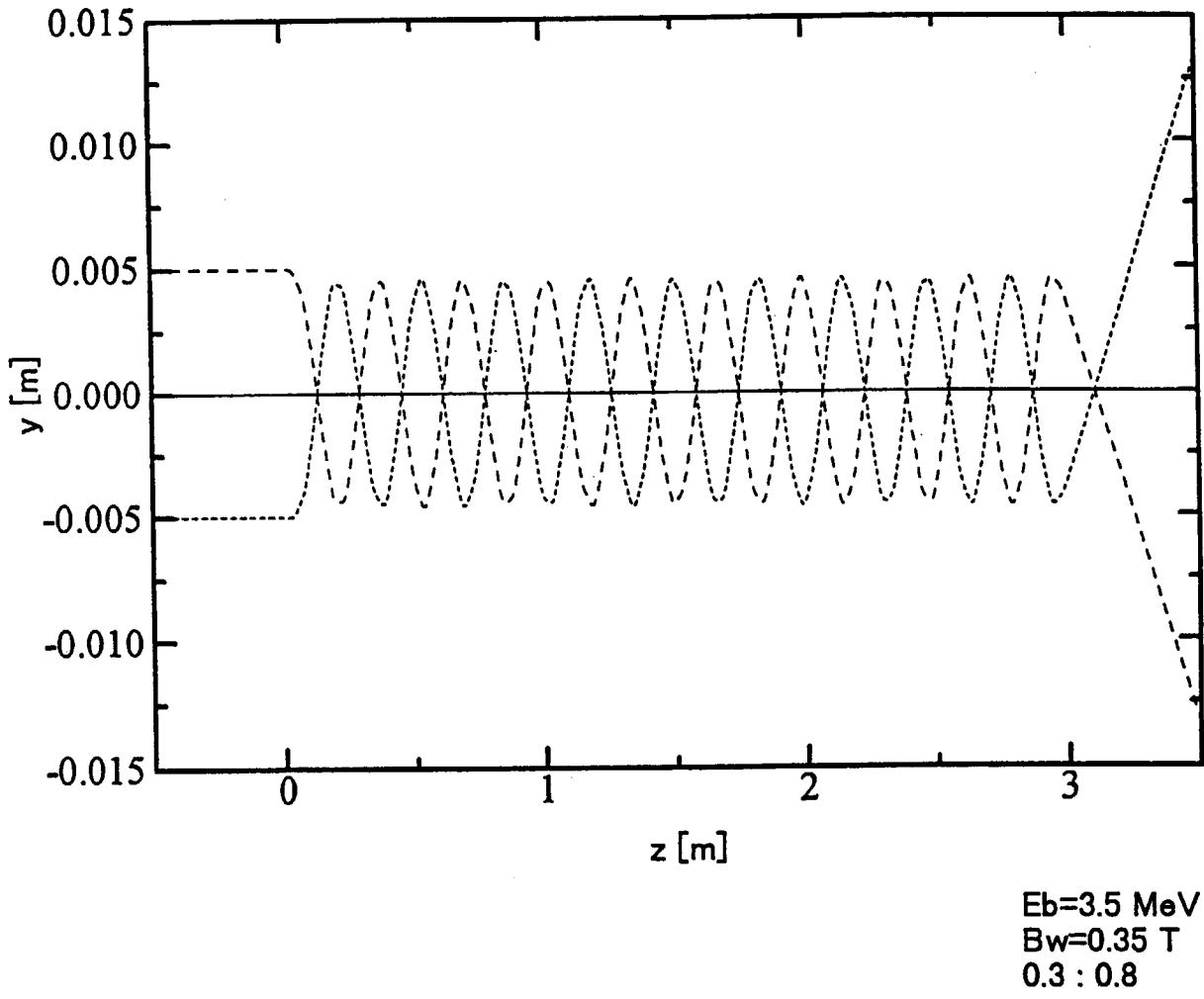


Fig.3-21 Beam tracking in y-axis along z-axis in the adiabatic taper

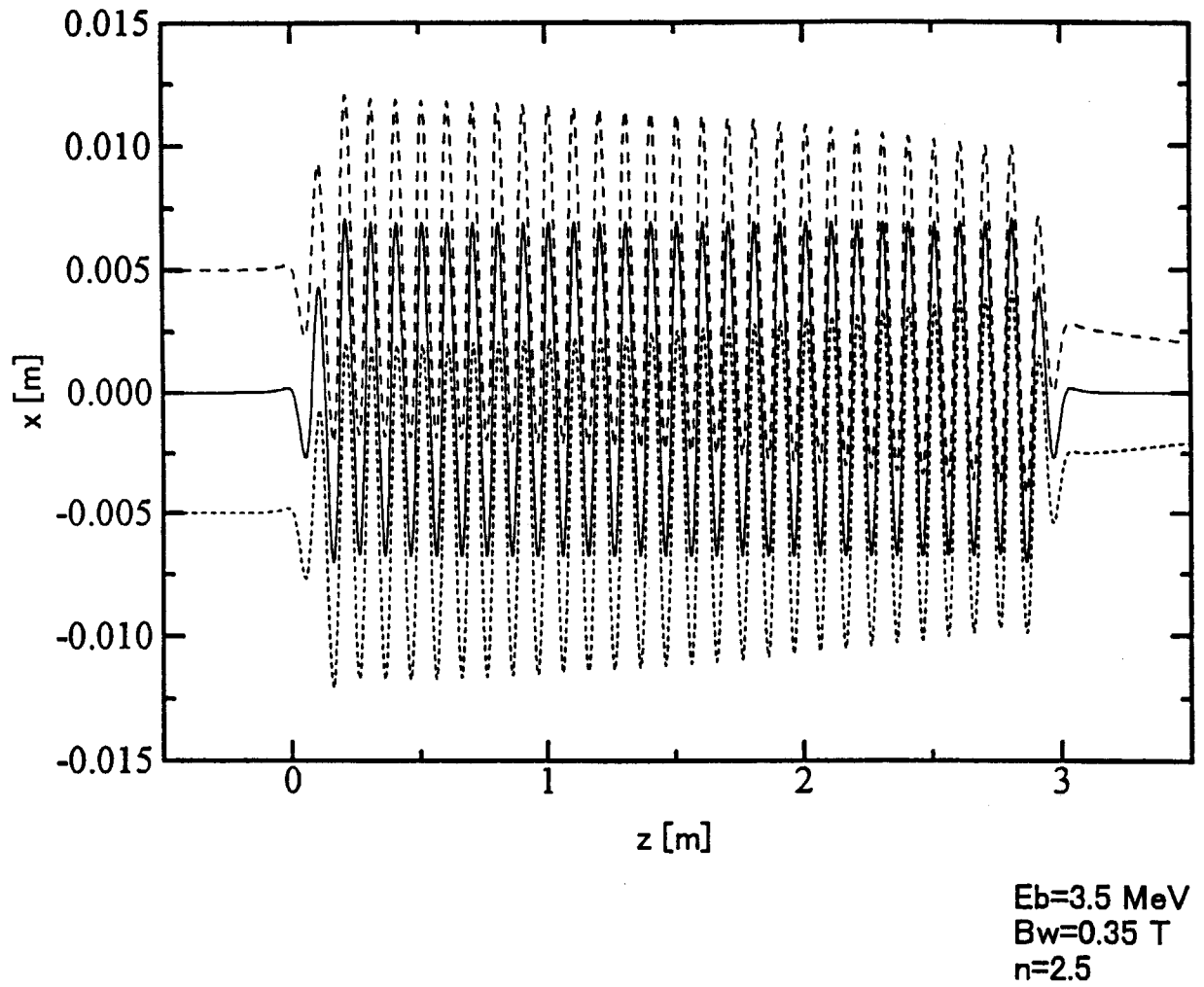


Fig.3-22 Beam tracking in x-axis along z-axis in the adiabatic taper
Case n=2.5

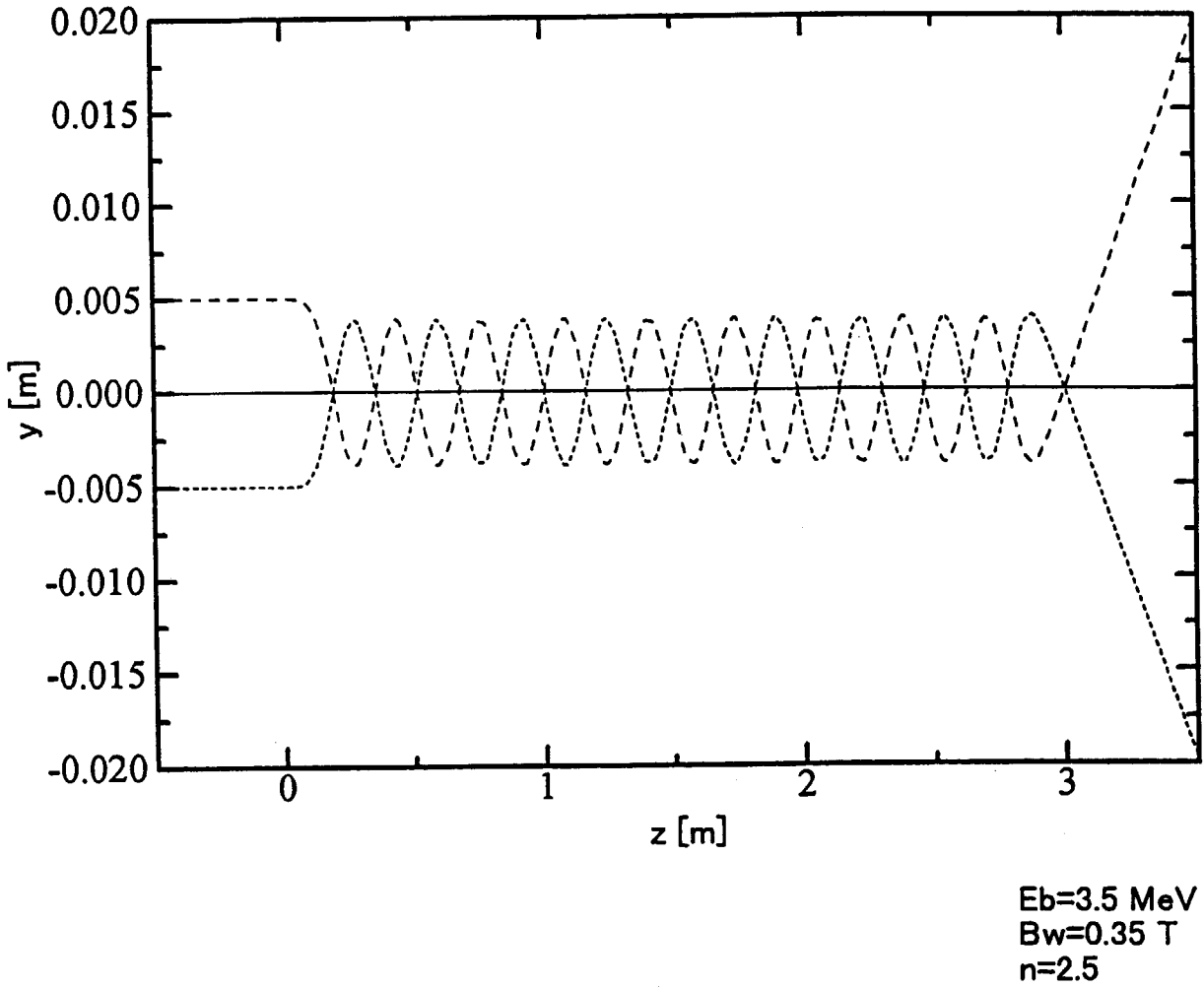


Fig.3-23 Beam tracking in y-axis along z-axis in the adiabatic taper
Case n=2.5

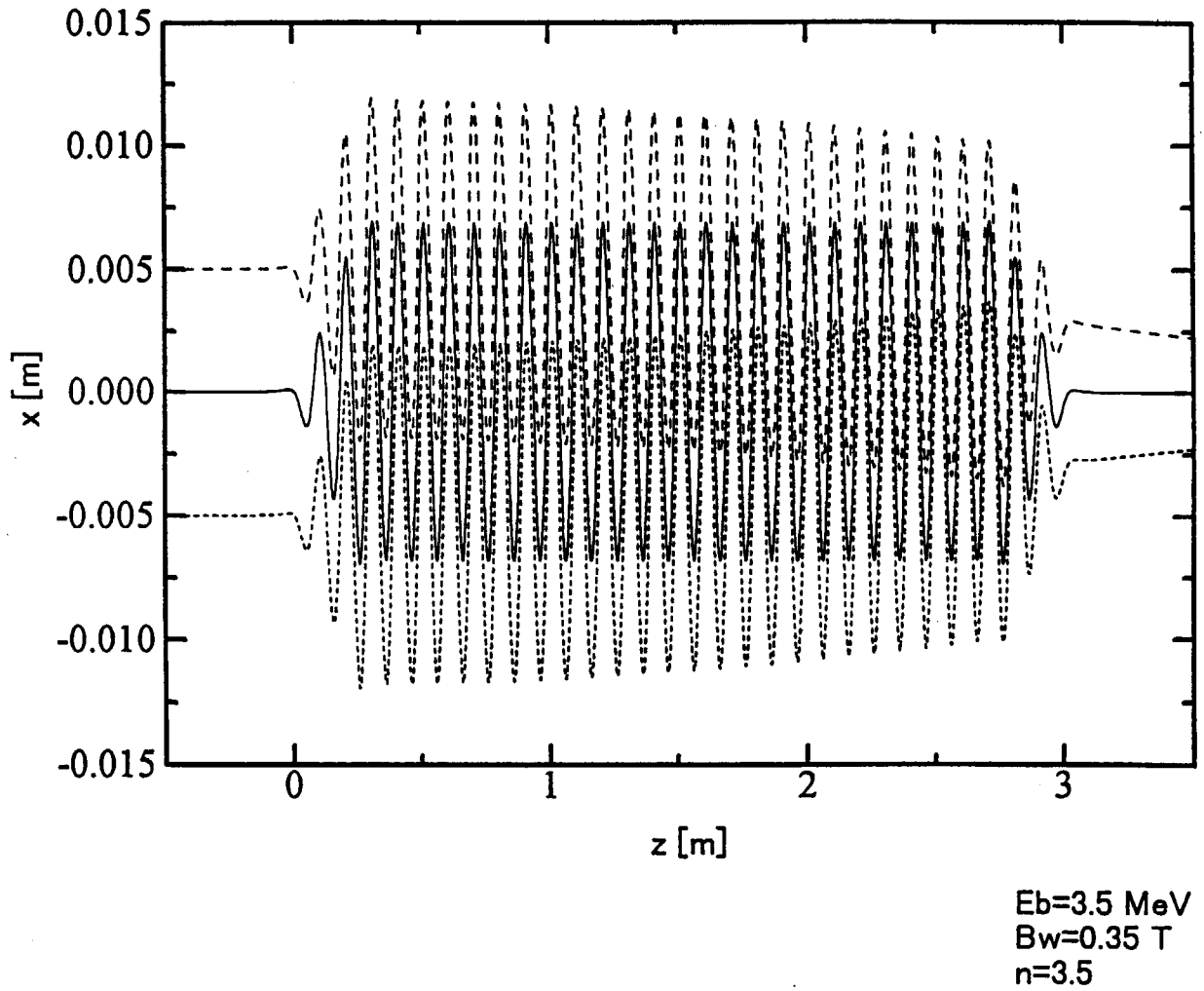
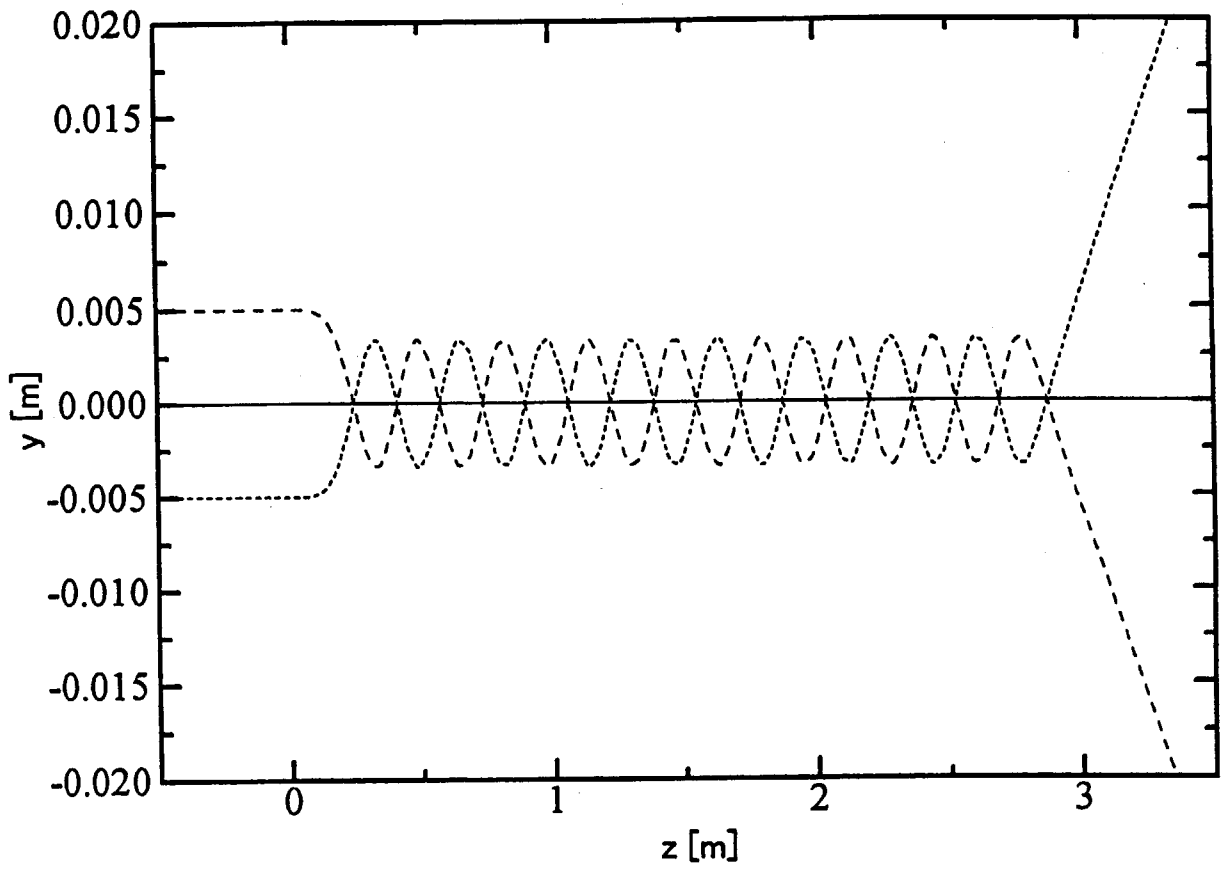


Fig.3-24 Beam tracking in x-axis along z-axis in the adiabatic taper
Case $n=3.5$



$E_b=3.5$ MeV
 $B_w=0.35$ T
 $n=3.5$

Fig.3-25 Beam tracking in y-axis along z-axis in the adiabatic taper
Case $n=3.5$

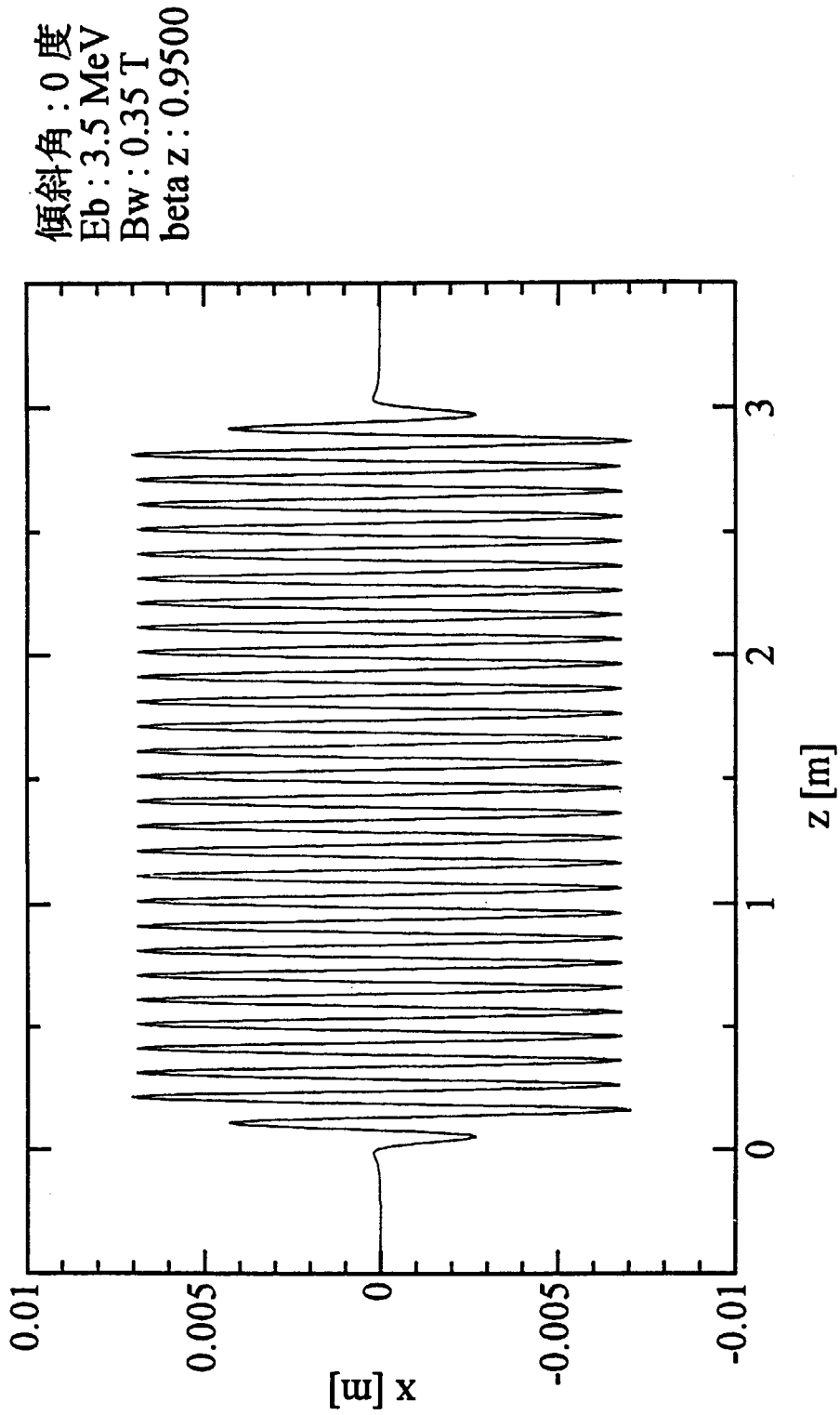


Fig.3-26 Beam tracking in x-axis along z-axis of the inclination angle of 0°.

傾斜角 : 3 度
Eb : 3.5 MeV
Bw : 0.35 T
beta z : 0.9491

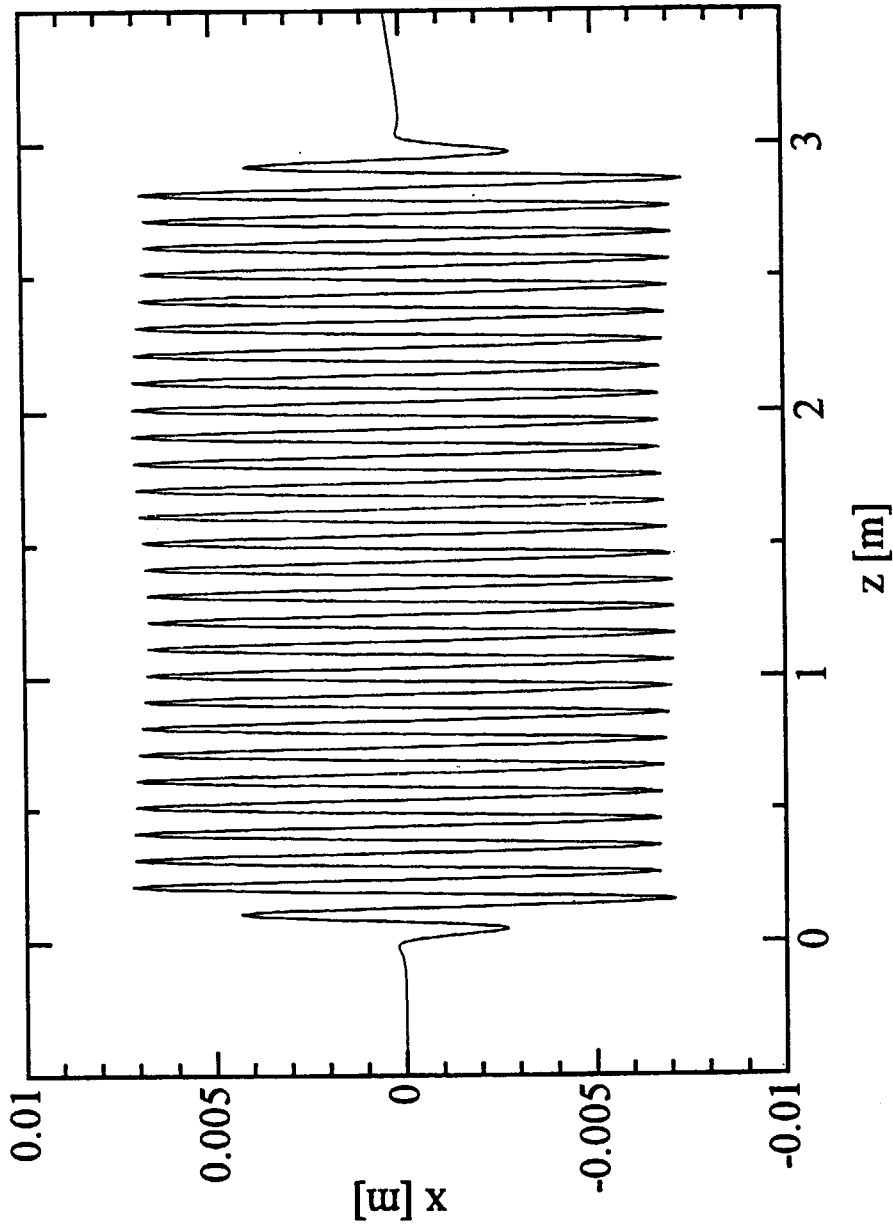


Fig.3-27 Beam tracking in x-axis along z-axis of the inclination angle of 3°

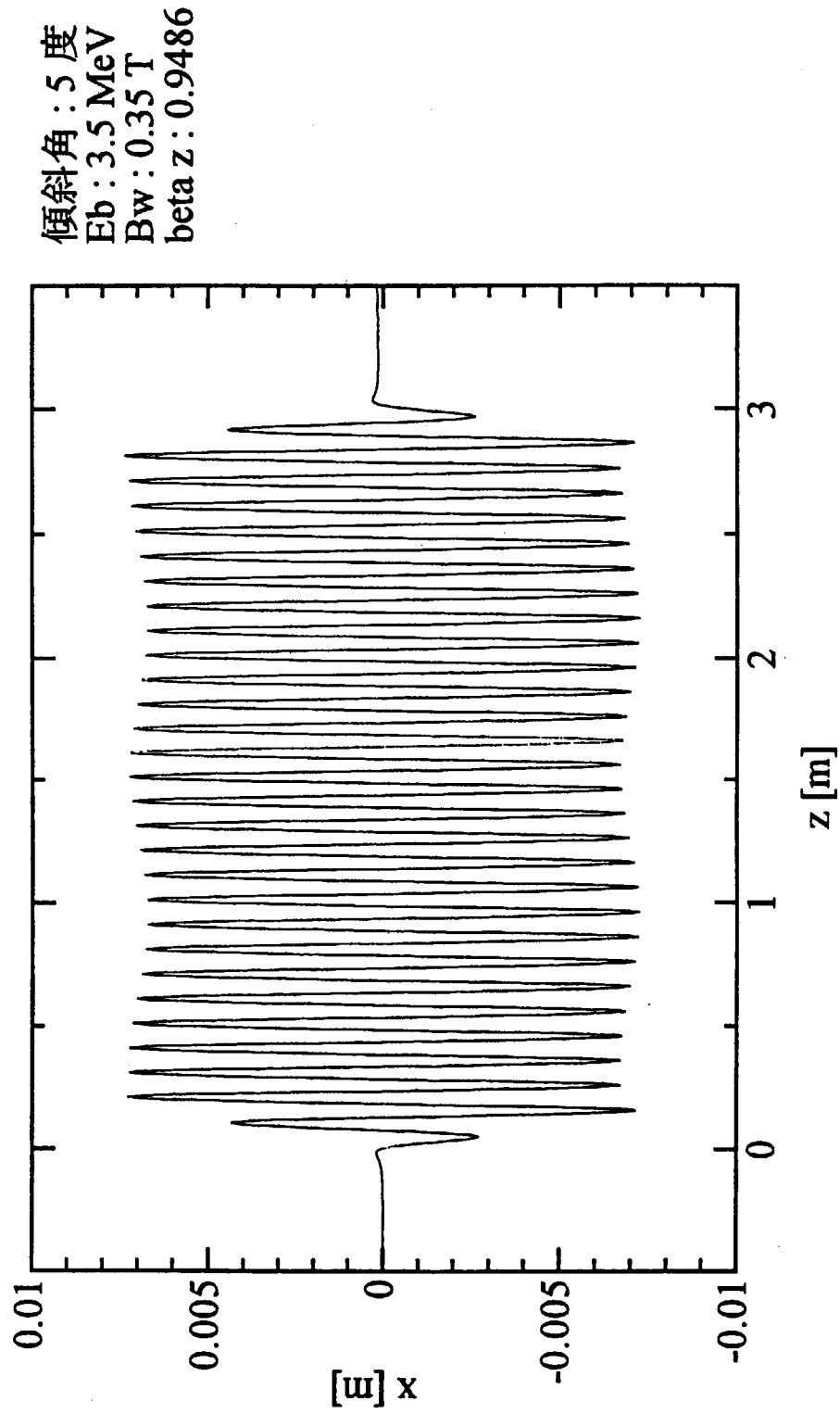


Fig.3-28 Beam tracking in x-axis along z-axis of the inclination angle of 5°

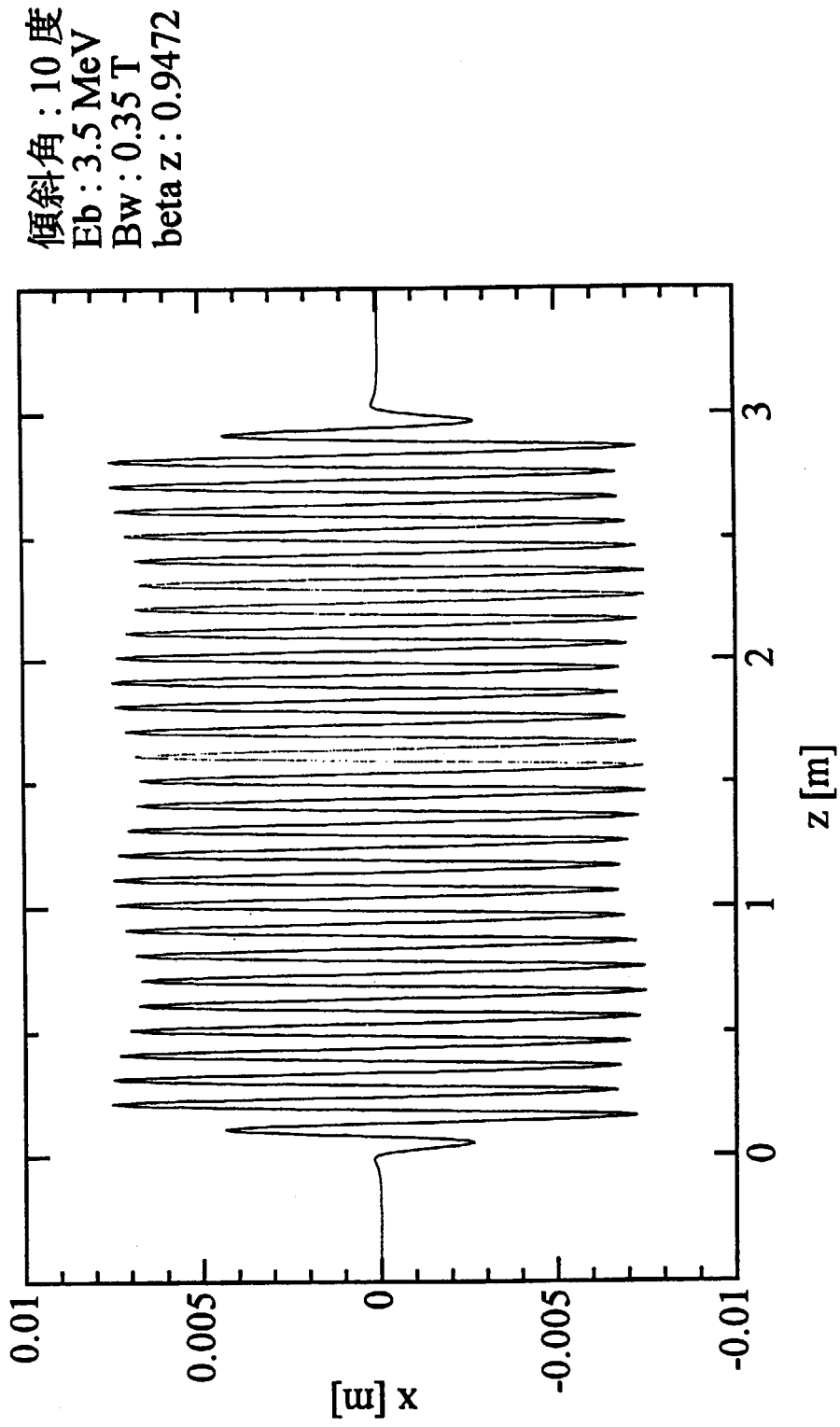


Fig.3-29 Beam tracking in x-axis along z-axis of the inclination angle of 10°

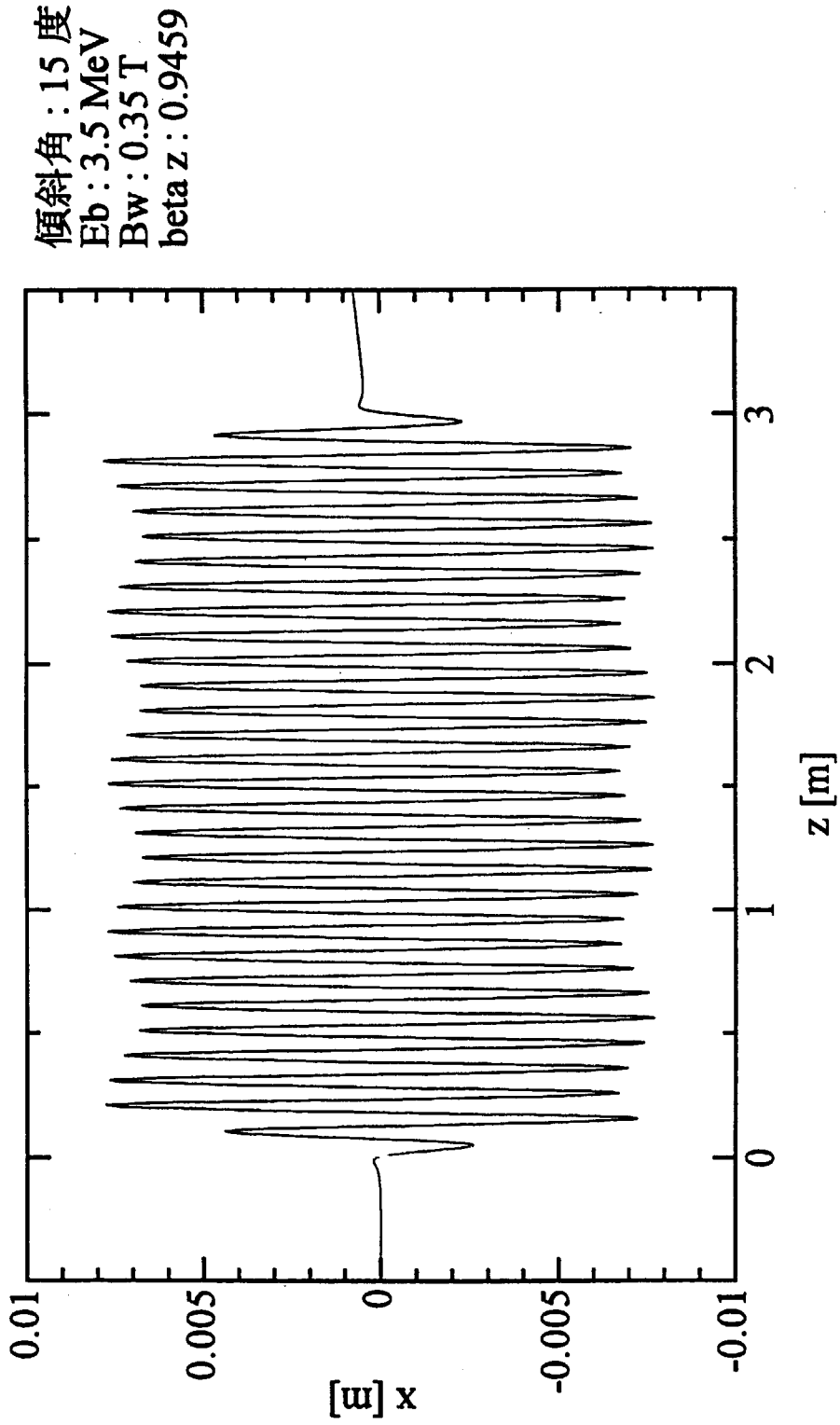


Fig.3-30 Beam tracking in x-axis along z-axis of the inclination angle of 15°

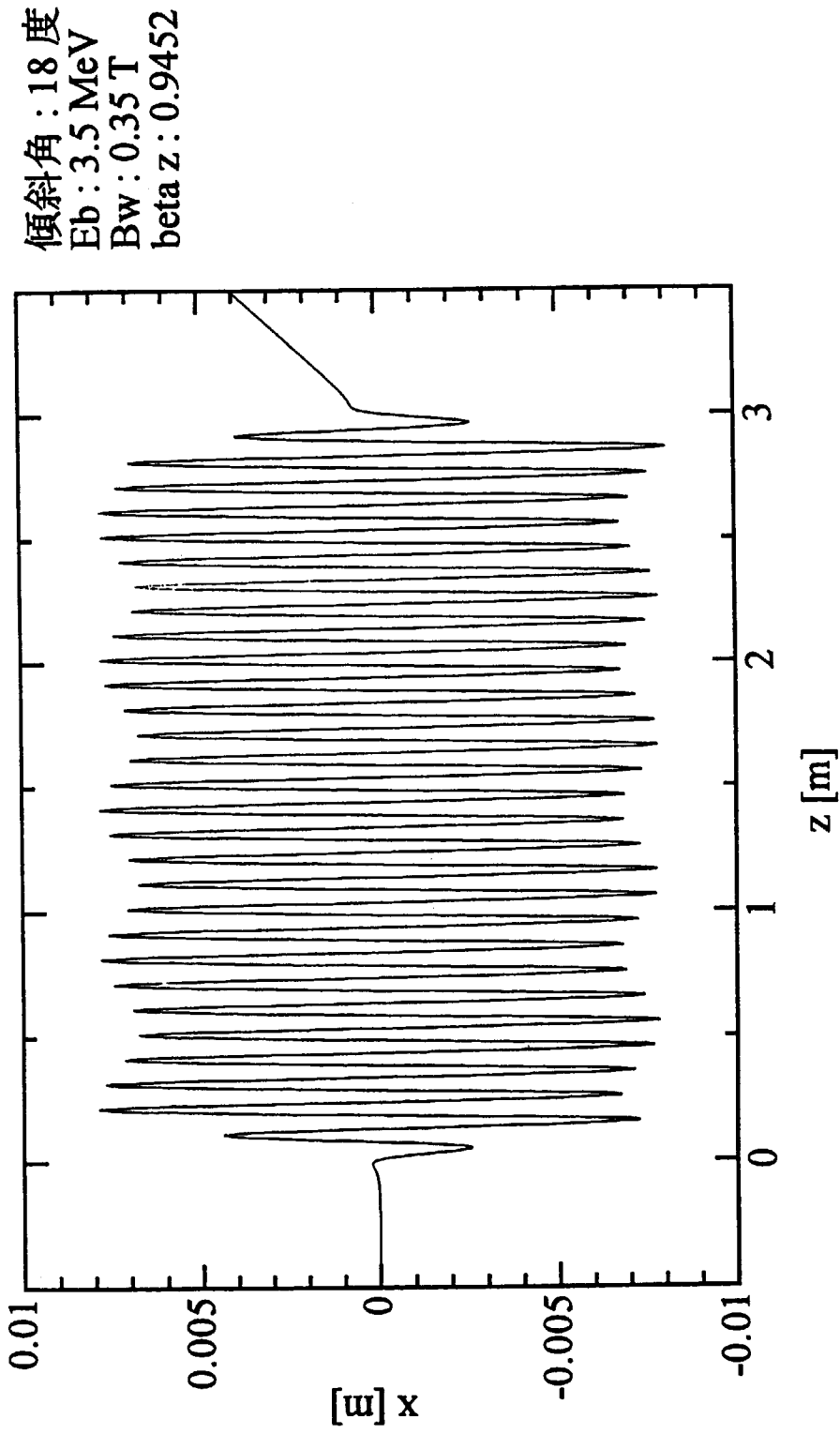


Fig.3-31 Beam tracking in x-axis along z-axis of the inclination angle of 18°

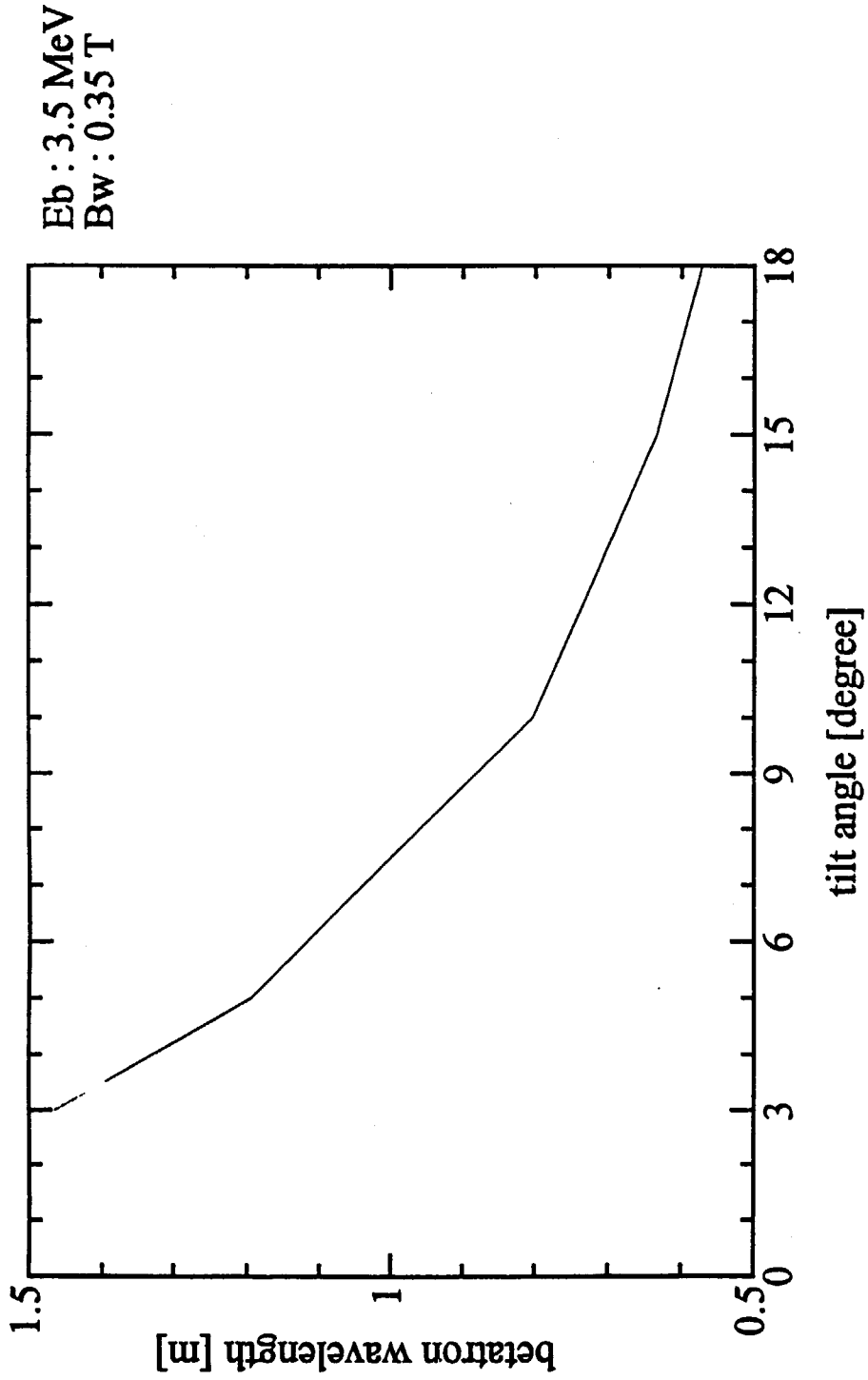


Fig.3-32 The dependence of betatron wavelength on the inclination angle.

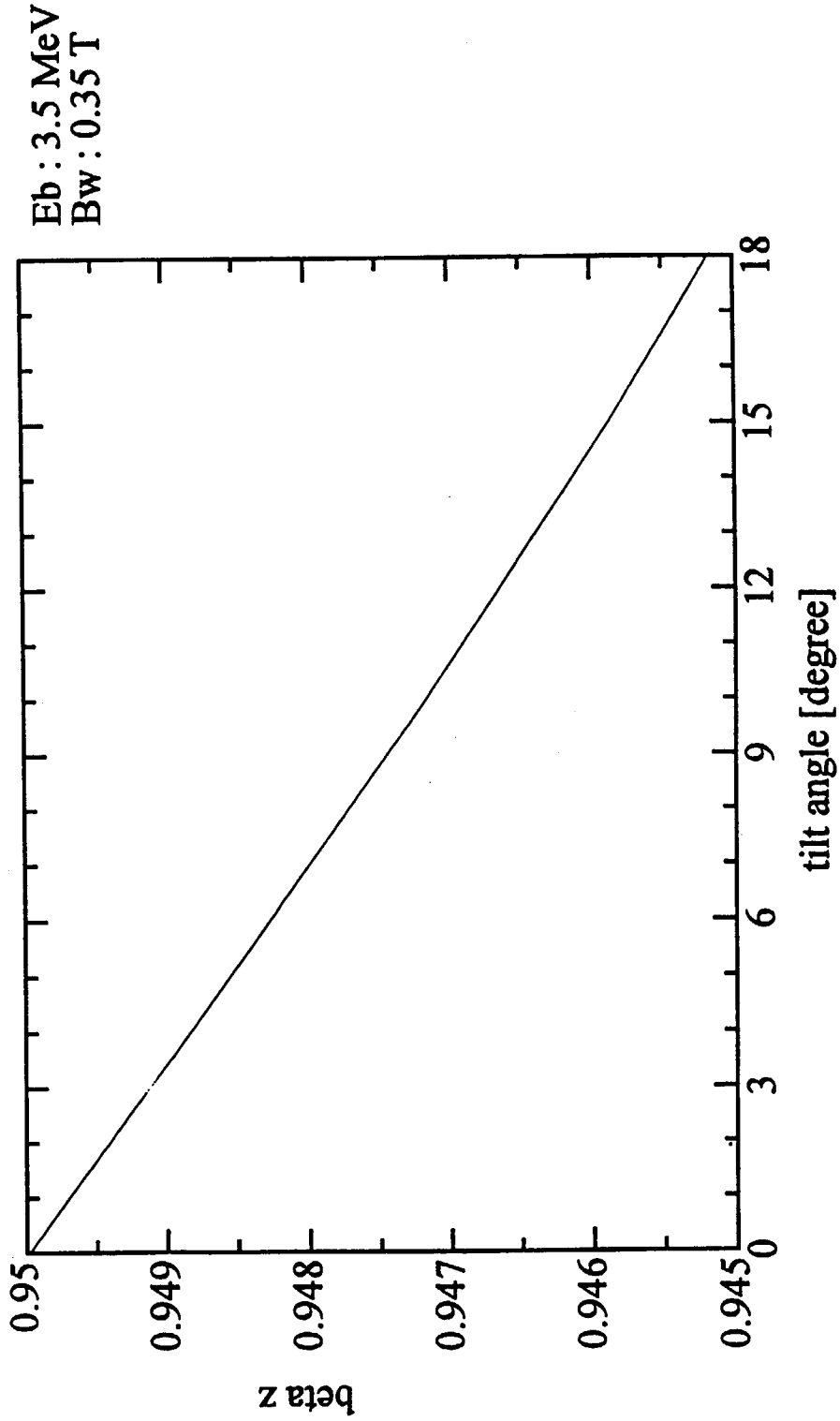


Fig.3-33 The dependence of beta z on the inclination angle

4. ASF ウィグラーにおける FEL シミュレーション

本章では、ASF ウィグラーの静磁場配位を3次元 FEL シミュレーションコードに組み込み、電子の運動方程式と電磁波の成長方程式を連立して解くことにより、ASF ウィグラーによる電磁波の増幅シミュレーションを行う。またプラナーウィグラー単独の場合とプラナーウィグラーと四重極マグネットを組合わせた系についても、シミュレーションを行い、ASF ウィグラーとの比較を行う。

4. 1 3次元 FEL コード

3次元 FEL コードは、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で開発され [24]、プラナーウィグラー中において電磁波 TE₀₁ モードのみを取扱っている。導波管中での電磁波のベクトルポテンシャルは、

$$\mathbf{A}_s = A_s(z) \sin \psi_s \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) \mathbf{e}_x \quad (4.1)$$

で表せる。ここで

$$\psi_s = k_s z - \omega_s t + \phi(z)$$

は、電磁波の位相である。従ってその電場は、

$$\mathbf{E}_s = -\frac{\partial \mathbf{A}_s}{\partial t} = \omega_s A_s \cos \psi_s \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) \mathbf{e}_x \quad (4.2)$$

$$\mathbf{B}_s = \nabla \times \mathbf{A}_s$$

$$= \left\{ \frac{dA_s}{dz} \sin \psi_s \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) + A_s \left(k_s + \frac{d\phi}{dz} \right) \cos \psi_s \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) \right\} \mathbf{e}_y - \frac{\pi}{b} A_s \sin \psi_s \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right) \mathbf{e}_z \quad (4.3)$$

でとなる。FEL 相互作用における電磁波の成長は、マックスウェル方程式により、

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_s \sin \psi_s \sin\left(\frac{1}{b}y\right) = -\mu_0 J_x \quad (4.4)$$

に従う。ここで J_x は、電磁波の成長源となる横方向振動電流であり、ウィグラー中での個々の電子の運動方程式を解くことにより計算される。これにより波動と位相の成長方程式は、

$$\frac{d^2 A_s}{dz^2} + \left\{ k_s^2 - \left(k_s + \frac{d\phi}{dz} \right)^2 \right\} A_s = \frac{2}{c} Z_0 J_0 \left\langle \frac{P_{xi}}{P_{zi}} \sin(\psi_i - k_\omega z) \cos\left(\frac{\pi}{b} y_i\right) \right\rangle \quad (4.5)$$

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} A_s + 2 \left(k_s + \frac{d\phi}{dz} \right) \frac{dA_s}{dz} = \frac{2}{c} Z_0 J_0 \left\langle \frac{P_{xi}}{P_{zi}} \cos(\psi_i - k_\omega z) \cos\left(\frac{\pi}{b} y_i\right) \right\rangle \quad (4.6)$$

となる。ここで

$$k_s = \sqrt{\left(\frac{\omega_s}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}, \quad J_0 = \frac{2I}{ab}$$

$$\int_{t-\pi/\omega_s}^{t+\pi/\omega_s} dt \int_0^a dx \int_0^b dy J_x \sin \psi_s = -\frac{2\pi Z_0}{\mu_0 c \omega_s} J_0 \left\langle \frac{P_{xi}}{P_{zi}} \sin(\psi_i - k_\omega z) \cos\left(\frac{\pi}{b} y_i\right) \right\rangle$$

である。また軸方向の Space charge による場合は、クーロンゲージを採用することにより、

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial z} = \frac{1}{\epsilon_0} J_z \quad (4.7)$$

と表せる。よって

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{sc} &= -\nabla \Phi = E_1 \cos \psi + E_2 \sin \psi \\ \psi &= (k_s + k_\omega)z - \omega_s t + \phi \\ E_1 &= \frac{2c}{\omega_s} Z_0 J_0 \langle \sin \psi_i \rangle \\ E_2 &= -\frac{2c}{\omega_s} Z_0 J_0 \langle \cos \psi_i \rangle \end{aligned} \quad (4.8)$$

である。一方電子の運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{P}}{dz} = -|e| \left(\frac{\gamma m_0}{P_z} \mathbf{E} + \frac{\mathbf{P} \times \mathbf{B}}{P_z} \right) \quad (4.9)$$

であるので、

$$\frac{dP_{xi}}{dz} = -|e| \left\{ \frac{\gamma_i m_0}{P_{zi}} E_x + \frac{P_{yi}}{P_{zi}} (B_{sz} + B_{\omega z}) - (B_{sy} + B_{\omega y}) \right\} \quad (4.10)$$

$$\frac{dP_{yi}}{dz} = -|e| \left\{ \frac{\gamma_i m_0}{P_{zi}} E_y + (B_{sx} + B_{ax}) + \frac{P_{yi}}{P_{zi}} (B_{sz} + B_{az}) \right\} \quad (4.11)$$

となり、また電子のエネルギーは、

$$\frac{d\gamma}{dz} = -\frac{|e|}{m_0 c^2} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}}{P_z} \quad (4.12)$$

から、

$$\frac{d\gamma_i}{dz} = -\frac{|e|}{m_0 c^2} \left\{ \frac{P_{xi}}{P_{zi}} E_x + \frac{P_{yi}}{P_{zi}} E_y + E_z \right\} \quad (4.13)$$

と導かれる。粒子の z 方向の運動量成分は、 P_x 、 P_y 、 γ より次式により計算される。

$$P_{zi} = m_0 c \sqrt{\gamma_i^2 - 1 - \frac{P_{xi}^2 + P_{yi}^2}{m_0^2 c^2}} \quad (4.14)$$

また粒子のポンデラモーティブポテンシャルに対する位相の成長に関する式は、

$$\frac{d\psi_i}{dz} = k_s + k_\omega + \frac{d\phi}{dz} - \omega_s \frac{m_0 \gamma_i}{P_{zi}} \quad (4.15)$$

となる。これらの方程式より、電磁波の成長方程式は、Self-consistent に計算される。FEL コードでは、式 (4.4)、式 (4.5)、式 (4.9)、式 (4.10)、式 (4.11) 及び式 (4.14) を、電子の数を N として、 $4N+2$ 個の連立方程式を 4 次の Runge-kutta 法を用いて解いている。

4. 2 シミュレーション結果

ASF ウィグラー、プラナーウィグラー単独、プラナーウィグラーと四重極マグネットの 3 系統について、FEL シミュレーション結果を Fig.4-1~Fig.4-3 に示す。Fig.4-1 は、電子の軸方向平均速度 β_z に対する電磁波の空間成長率の依存性、Fig.4-2 は、電子の軸方向平均速度 β_z に対する飽和までのウィグラー長の依存性、Fig.4-3 は、電子の軸方向平均速度 β_z に対する電磁波の飽和出力（最大出力）の依存性を示す。ASF ウィグラーの傾斜角は 15 度とし、この時のベータトロン波長に合わせて四重極マグネットのベータトロン波長を 1 m とした。一般にデチューニングカーブは、y 軸方向の磁場に対する空間成長率の依存性で示されるが、異なる種類のウィグラー系では、By 磁場が同一であっても、共鳴条件は必ずしも同一とは言えない。従って 3 つのウィグラー系を比較するために、横軸に共鳴条件

である電子の軸方向平均速度 β_z をパラメータとした。

Fig.4-1 により、多少のばらつきはあるが 3 種類の系において、 $\beta_z=0.93$ 付近で空間成長率が最大となった。ASF ウィグラー及びプラナーウィグラー単独の系では、同程度空間成長率の 42.5 dB/m が得られ、プラナーウィグラーと四重極マグネットを組合わせた系では、約 40.0 dB/m であった。Fig.4-2 では、プラナーウィグラー単独の場合、他の 2 種類の系より、飽和距離が最大 10% 程度短くなった。また Fig.4-3 では、ASF ウィグラーとプラナーウィグラー単独の 2 つの系では、飽和出力特性が良く一致したが、四重極マグネットを組合わせた系では、 $\beta_z=0.934$ にて、他の系に比べ 30% 低い値となった。この出力の評価に関して、個々の電子運動のばらつきによる影響が大きく評価が難しいが、空間成長率が全般的に低く、また飽和ウィグラー長が短いことから、プラナーウィグラーと四重極マグネットの組合わせた系では、飽和出力も低くなると考えられる。これらの 3 つの系の差違は、異なったウィグラー静磁場配位中における異なった電子の運動である。シミュレーションでは、ビームエネルギー 3.5 MeV と低エネルギーであり、ビーム径は 1.0 cm と太く、またビームフォーカシングのために、平均速度 β_z は、そのビームの径方向による電子と電磁波との相互作用が無視できない分布を持っている可能性がある。もし径方向への平均速度 β_z 共鳴条件にも分布が生じた場合、成長率、飽和距離及び飽和出力に影響がでてくる。このため 3 つのウィグラー系において、軸方向平均速度 β_z のビーム径方向への分布を調査するために、ビーム径 1.0 cm のビーム断面に粒子をランダムに配置し、その平均速度 β_z の偏差を求めた。ここで共鳴条件を同一条件とするために、軸方向平均速度 β_z を 0.941 の値となるようにウィグラー磁場を調整した。この結果を Fig.4-4 に示す。四重極マグネットを組合わせた系では、軸方向平均速度 β_z のビーム径方向分布の標準偏差値は、プラナーウィグラー単独及び ASF ウィグラーの 2 つの系にくらべ、約 10 倍の値であったが、ASF ウィグラーの各傾斜角における標準偏差の値は、プラナーウィグラー単独の標準偏差と同程度であった。この結果からプラナーウィグラーと四重極マグネットを組合わせた系では、軸方向平均速度 β_z がビーム径方向に広く分布して、他の 2 つの系に比べ、空間成長率が低い値になることが分かった。これに対して、ASF ウィグラーでは、軸方向平均速度 β_z の均一性が、プラナーウィグラーと殆ど同じであることが分かった。

最後に、ビームエネルギー 3.5 MeV において、傾斜角 15 度の ASF ウィグラー磁場強度に対する FEL 発振出力の依存性について調べた (Fig.4-5~Fig.4-9)。ASF ウィグラー磁場強度は、 0.375 T 、 0.390 T 、 0.405 T 、 0.420 T 、 0.435 T まで、5 ケースについてシミュレートした。ASF ウィグラー磁場、 0.375 T の時、最大出力 570 MW の発振結果が得られ (Fig.4-5)、磁場強度を高めるにしたがい、発振出力が減少するとともに、飽和距離も短くなることが分かった。

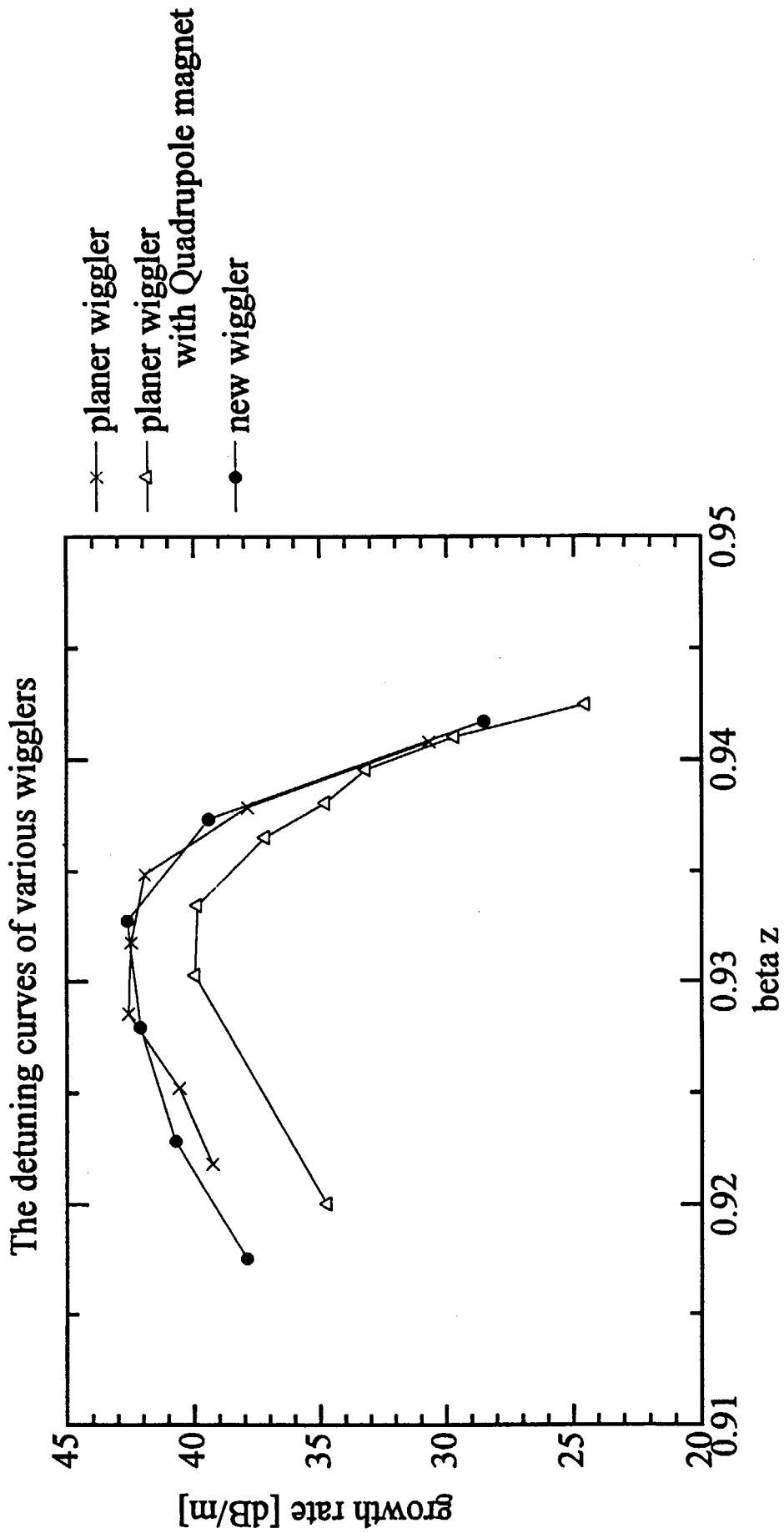


Fig.4-1 Growth rate vs beta z in case of planar wiggler, planar wiggler with Quadra pole magnet and ASF wiggler

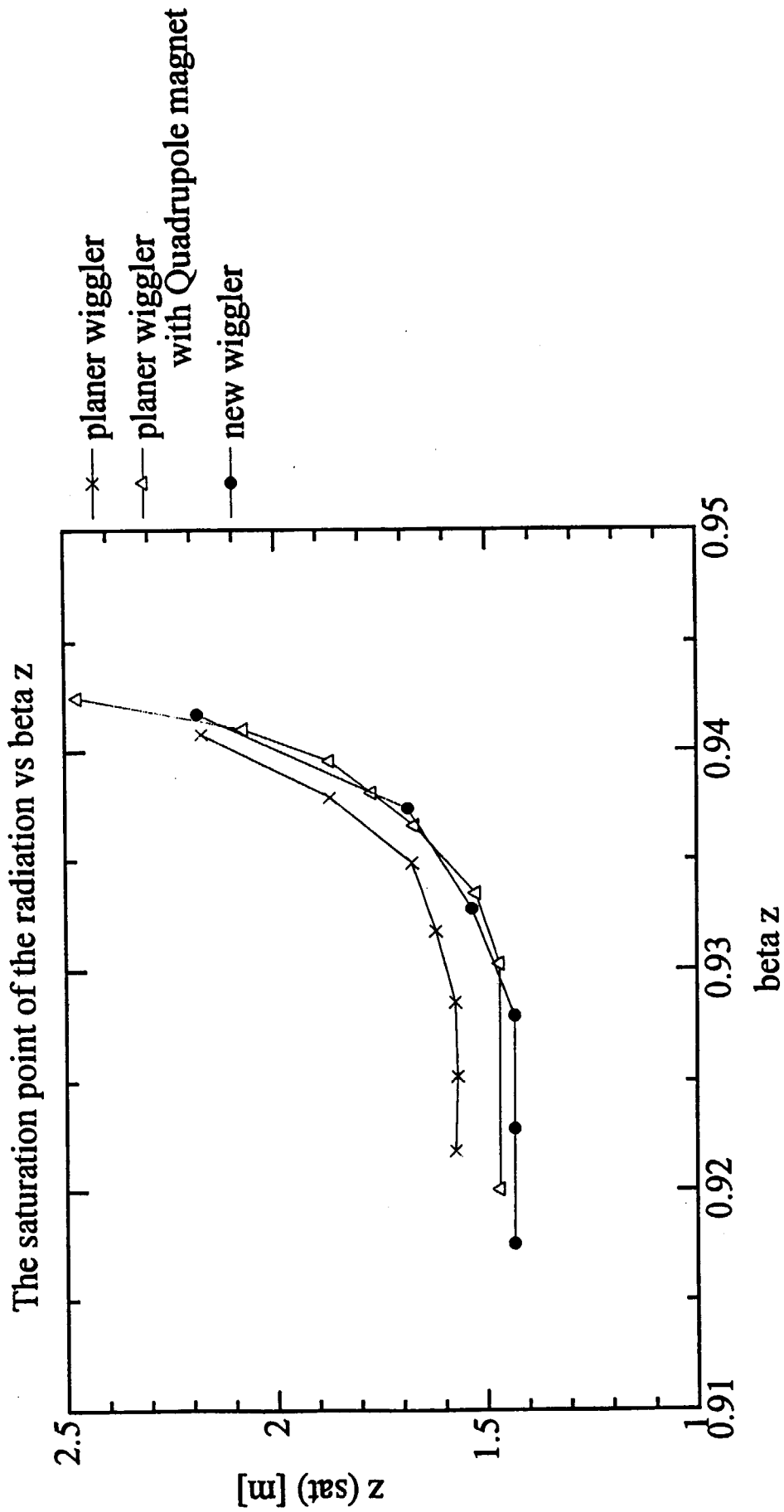


Fig.4-2 Saturation length vs beta z in case of planer wiggler, planer wiggler with Quadra pole magnet and ASF wiggler

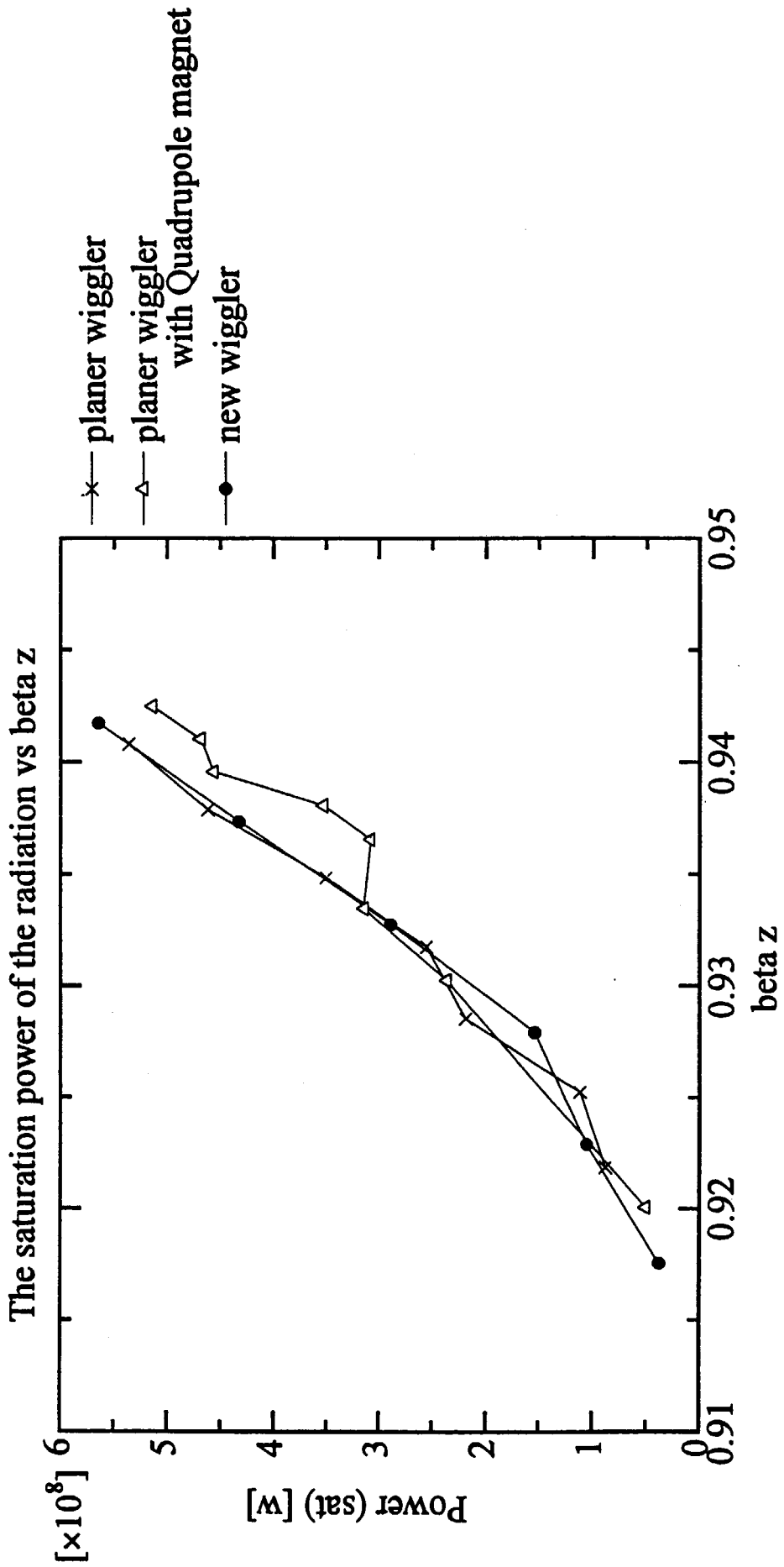


Fig.4-3 Saturation power vs beta z in case of planar wiggler, planar wiggler with Quadra pole magnet and ASF wiggler

ASF Wiggler

tilt angle [degree]	β_z	std. deviation
0	0.942078	0.000394
3	0.940920	0.000411
5	0.941589	0.000409
10	0.941263	0.000420
15	0.941144	0.000425
18	0.944994	0.000392

Planer Wiggler

β_z	std. deviation
0.94064	0.000477

Planer Wiggler + Quadra-pole magnet

β_z	std. deviation
0.941951	0.002623

Fig.4-4 Beta z and the standard deviation in case of planar wiggler, planar wiggler with Quadra pole magnet and ASF wiggler.

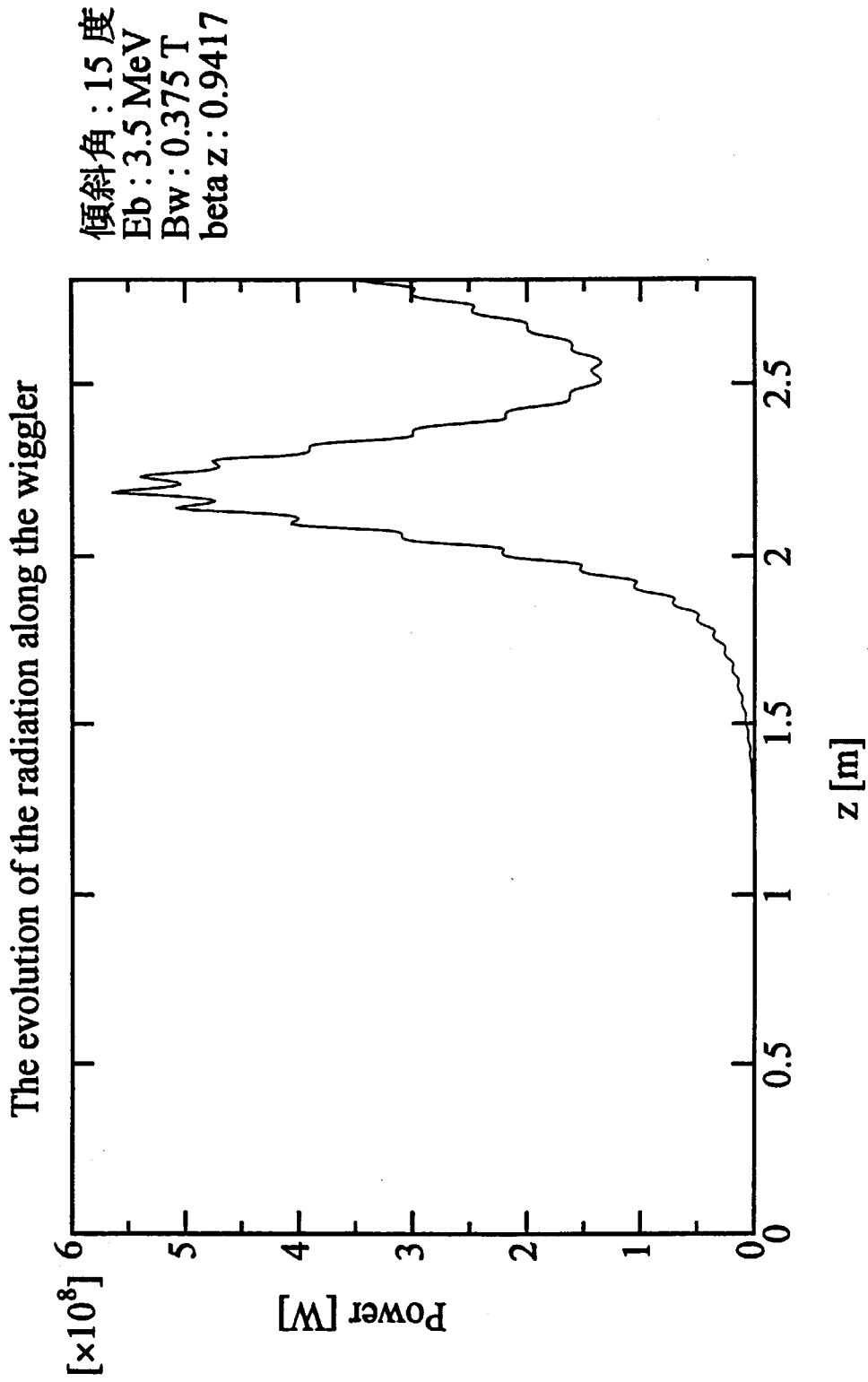


Fig.4-5 Radiation power along z-axis of the ASF wiggler ($B_w=0.375T$)

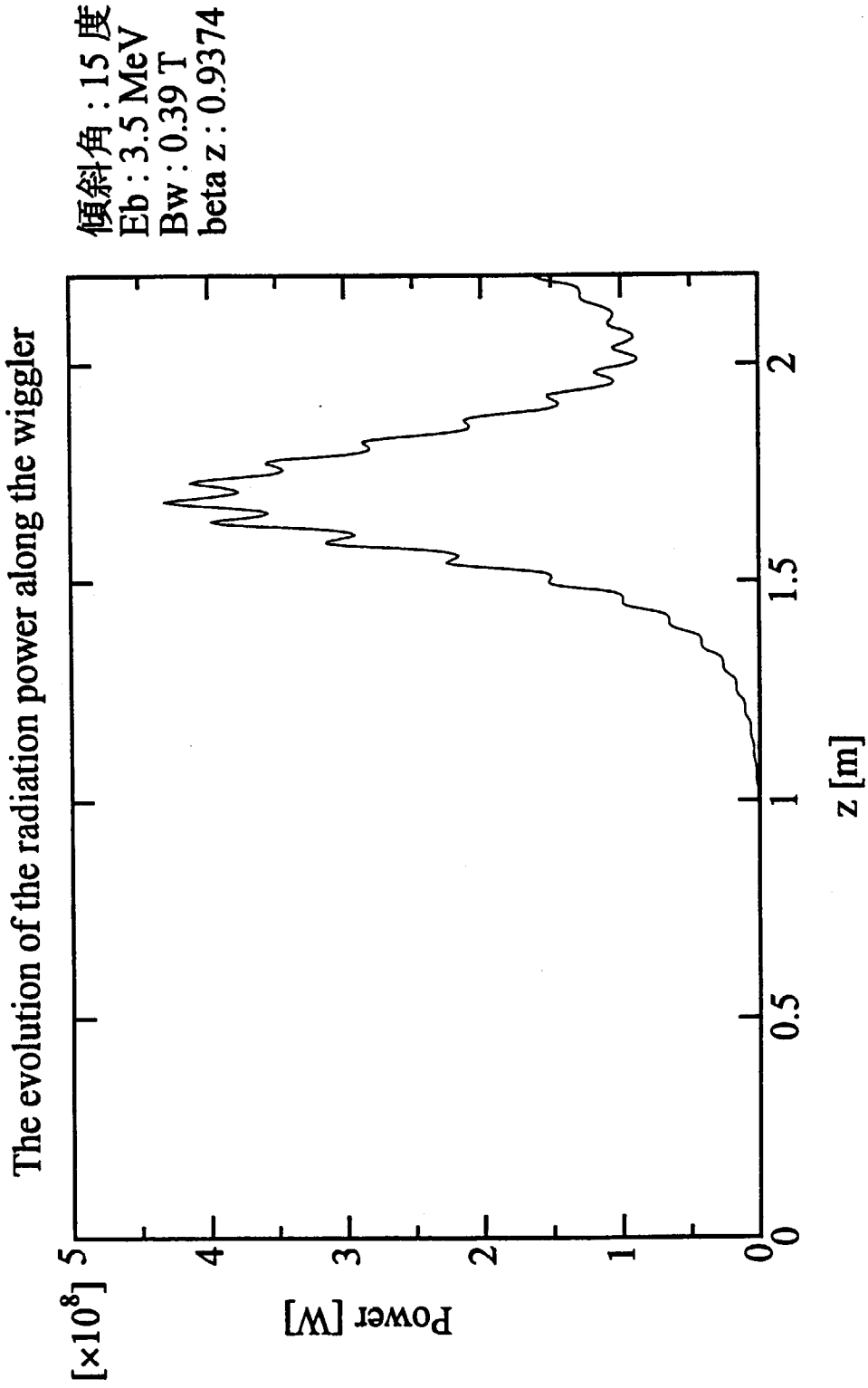


Fig 4-6 Radiation power along z-axis of the ASF wiggler ($B_0=0.390T$)

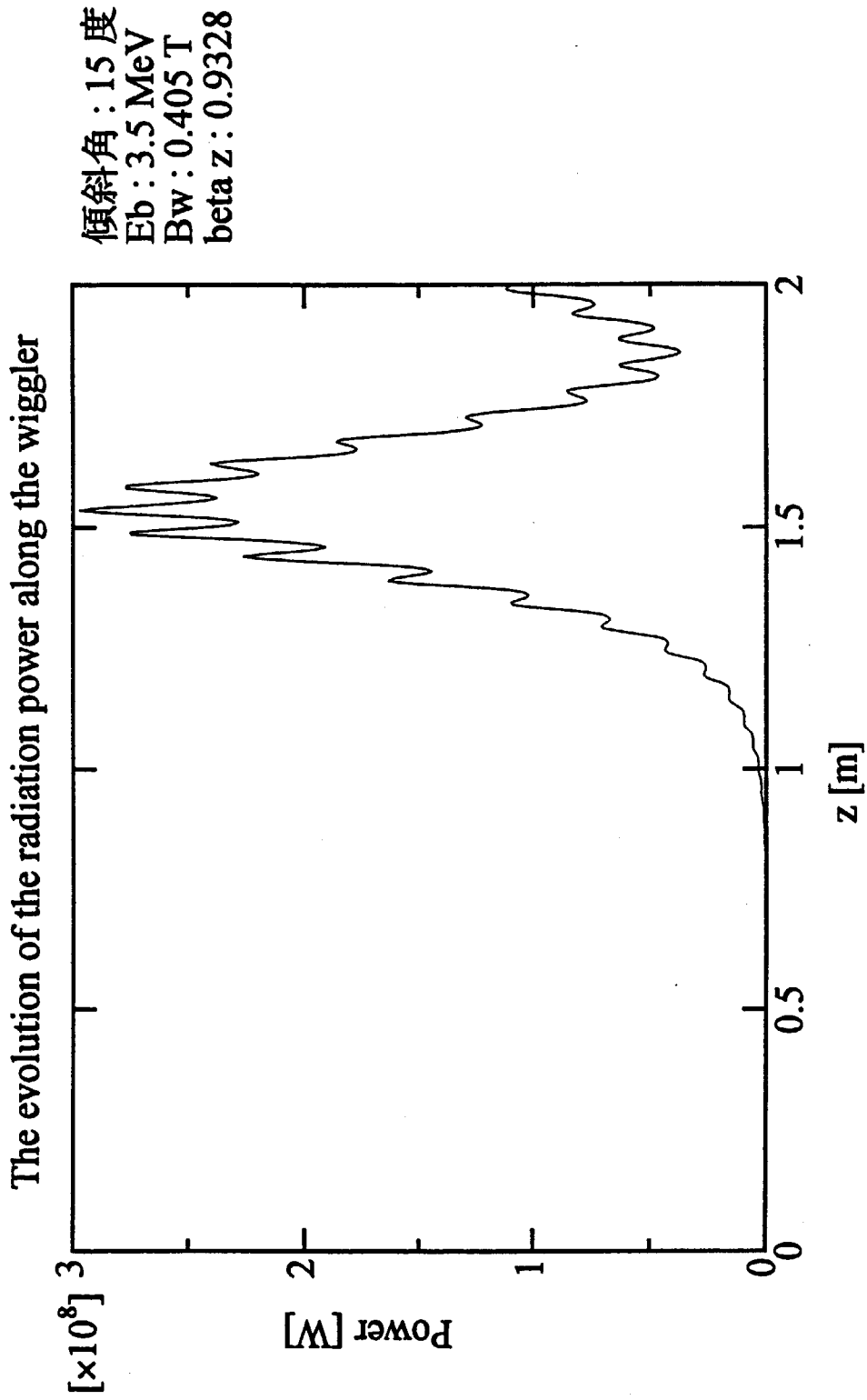


Fig.4-7 Radiation power along z-axis of the ASF wiggler ($B_w=0.405T$)

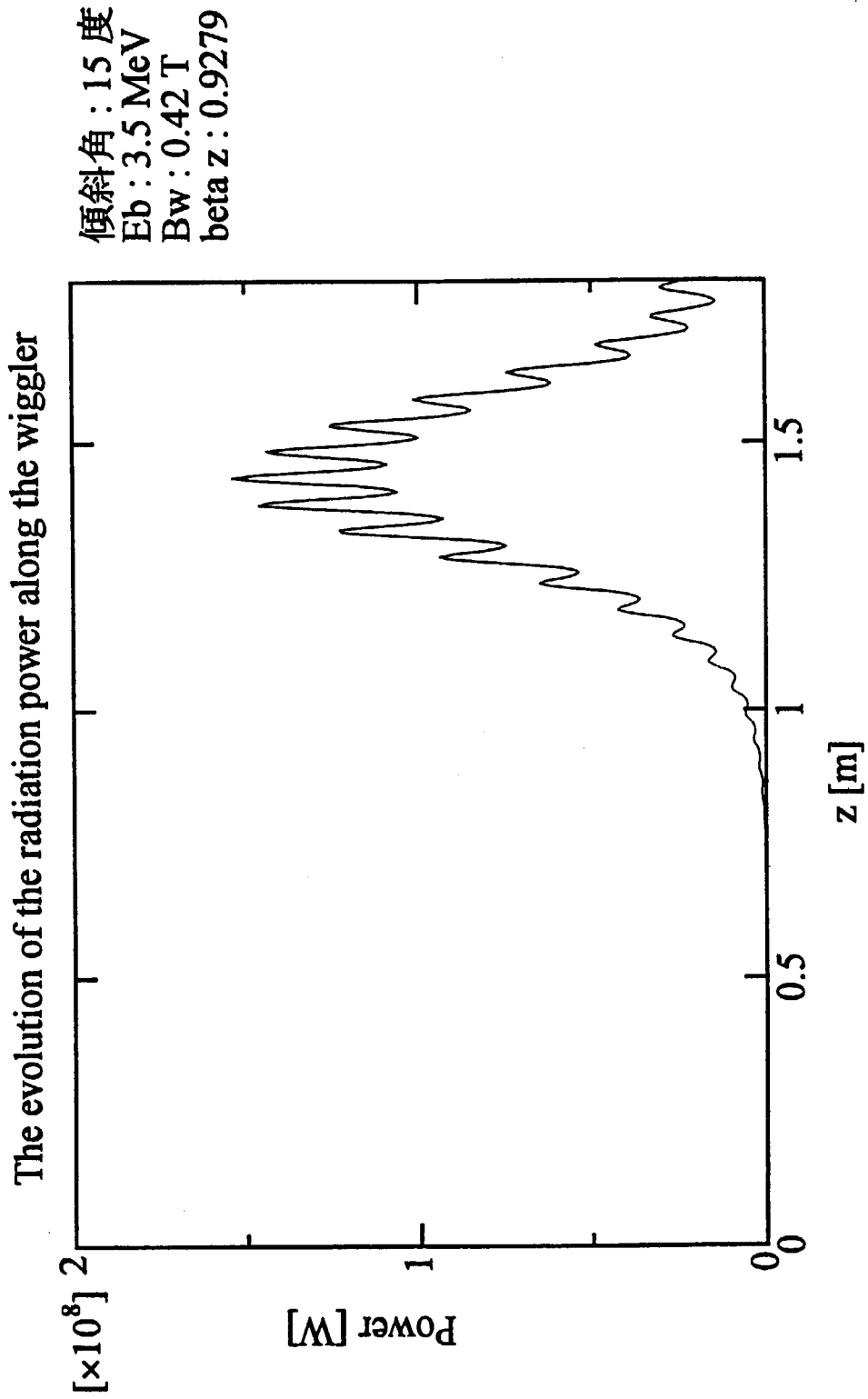


Fig.4-8 Radiation power along z-axis of the ASF wiggler ($B_w=0.420T$)

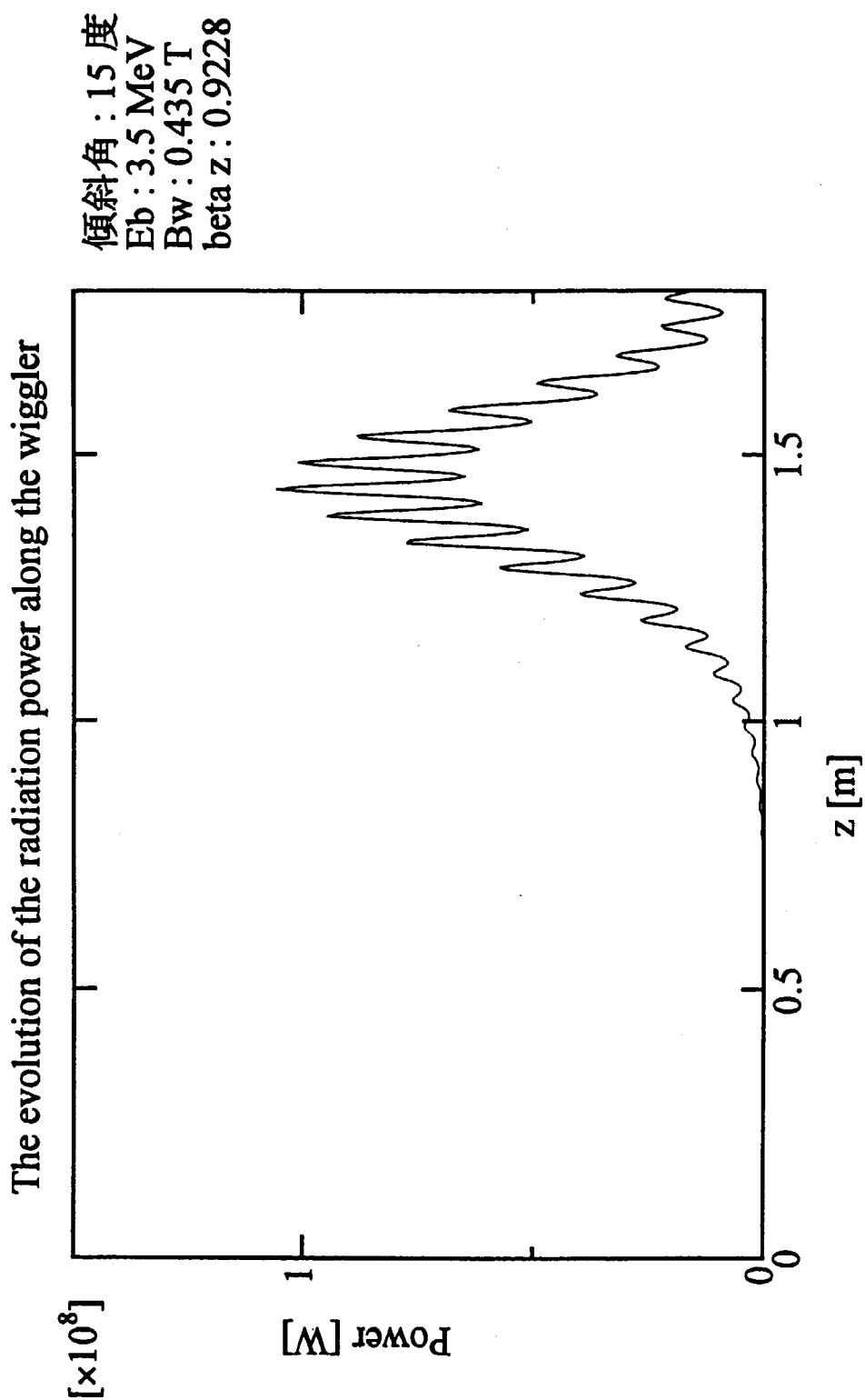


Fig.4-9 Radiation power along z-axis of the ASF wiggler ($B_w=0.435T$)

5. まとめ

ミリ波帯自由電子レーザーのために Alternately-Slanted Focusing (ASF) ウィグラーの設計及びシミュレーション評価を行った。この ASF ウィグラーは、各マグネットが、ウィグラーの水平方向に対して、傾斜角を付けて設置され、交互に逆方向の磁場勾配をもつように配列される。傾斜角によりウィグラー自身に四重極磁場成分を有し、電子ビームの蛇行運動面において収束効果を持つ。このため一般的なプラナーウィグラー系で必要とされてきた外部の四重極マグネットが不要となり、ウィグラー系がコンパクトになる。また傾斜角を可変にすることにより、収束効果を調整できる特徴を持つ。

本研究では、まず ASF ウィグラーの傾斜角に対する静磁場配位の解析を行い、 B_y 磁場成分の変化 (Fig.3-16)、 x 、 y 方向に対する四重極成分の変化 (Fig.3-17、Fig.3-18) を明らかにした。また中心軸上の B_y 磁場成分を一定とした場合、四重極成分の勾配は、傾斜角に対してほぼ比例関係であることを明らかにした。

次に、ASF ウィグラーの静磁場配位における電子ビームの軌道解析を行い、傾斜角に対する電子ビームのベータatron波長の依存性を明らかにし、収束効果の指標とした (Fig.3-32)。また B_y 磁場成分の値を一定とした場合、電子ビームの軸方向平均速度 β_z は、傾斜角に対してほぼ比例関係を示し、傾斜角の増加に伴い、減少することが分かった。

最後に ASF ウィグラー系、プラナーウィグラー系及びプラナーウィグラーに四重極マグネットを組合わせた系について、3次元 FEL シミュレーションを行った。この結果、ASF ウィグラーは、最大空間成長率 42.5 dB/m と一般的なプラナーウィグラー系と同じ結果が得られ、プラナーウィグラーと四重極マグネットを組合わせた系では、最大空間成長率 40.0 dB/m であった。プラナーウィグラーと四重極マグネットを組合わせた系において、最大空間成長率が低い値になったのは、軸方向平均速度 β_z のビーム径方向分布の標準偏差が、他の2つの系に比べ約10倍大きいことから、ビーム径方向の分布が大きく影響したことが分かった。

これらの結果、ASF ウィグラー系では、プラナーウィグラーと四重極マグネットを組合わせた系よりも、 β_z の均一性から最大空間成長率が6%高くなる有効な結果が得られ、ウィグラー系の簡素化に期待できることを明らかにした。

今後の課題として、

1. FEL シミュレーションの効率化解析のために、ASF ウィグラー磁場配位の関数系を用いた解析コードの開発。

2. 電子ビームのエミッタンスを含んだ収束効果の評価と FEL シミュレーション解析
3. 実際の ASF ウィグラーにおける電子ビーム伝送実験及び FEL 実験との比較研究
などが挙げられる。

謝辞

FEL シミュレーションコードを提供して下さった高エネルギー加速器研究機構の木代 純逸助教授、東京工業大学においてお世話になりました堀岡一彦助教授、小川雅夫教授に深く感謝します。

参考文献

- 1 . John M. J. Madey, J.Appl.Phys.42,1906(1971)
- 2 . H.Motz, J.Appl.Phys.22,527 (1951)
- 3 . H.Motz,W.Thon and R.N.Whitehorst, J.Appl.Phys.24,826(1953)
- 4 . R.M.Phillips, IRE Tran.Elec.Dev.7,231(1960)
- 5 . D.A.G.Deacon et al., Phys.Rev.Lett.38,892(1977)
- 6 . 高村秀一、プラズマ加熱基礎論、名古屋大学出版会 (1986)
- 7 . F.Wagnew et.al., Phys.Rev.Lett.49,1408(1982)
- 8 . J.Lohr et al,Phys.Rev.Lett.60,2630(1988)
- 9 . 小林孝幸、JAERI-M 94 - 109
- 1 0 . 高橋麻由子、JAERI-M 94-048
- 1 1 . K.Sakamoto et al.,J.Appl.Phys.75,36(1994)
- 1 2 . T.J.Orzechowski et al.,Phys.Rev.Lett.27,2172(1986)
- 1 3 . A.M.Sessler, Proc.Workshop on Laser Acceleration of Particles,AIP
Conf.91,154(1982)
- 1 4 . G.Westenskow et al., Proc.Europ.Particle Accelerator Conf., Rome,Italy(1988)
- 1 5 . A.M.Sessler, Efrem Sternback and J.S.Wurtele,
Nucl.Inst.Meth.B40/41,1064(1989)
- 1 6 . S.Hashimoto and K.Takayama, Phys.Lett.A208,127(1995)
- 1 7 . K.Saito et al., Nucl.Inst.Meth.A375,237(1996)
- 1 8 . 志甫諒、OHO '96 講義録
- 1 9 . 近藤淳、電子技術総合研究所調査報告書 第 200 号 (1979)
- 2 0 . 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)
- 2 1 . C.A.Brau, "Free Electron Lasers",Academic Press Inc.(1990)
- 2 2 . P.Sprangle, C.M.Tang and C.W.Roberson, Nucl.Inst.Meth.A239,1(1985)
- 2 3 . C.W.Roberson,Phys.Fluids B1,1(1989)
- 2 4 . J.Kishiro,KEK FEL Note(1991)

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm²=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局1985年刊行による。ただし, 1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1Pa·s(N·s/m²)-10P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa(=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 ⁻¹	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁷	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁶	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ⁵	1	8.59999×10 ⁵	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁸
	1.60218×10 ¹⁹	1.63377×10 ²⁰	4.45050×10 ²⁶	3.82743×10 ⁻²⁰	1.51857×10 ⁻²²	1.18171×10 ⁻¹⁹	1

1 cal = 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15°C)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10 ⁻¹¹
	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

ミリ波帯自由電子レーザー用ASFウイグラーの設計及びFELシミュレーション評価