

JAERI-Research

95-035



卓上X線FELへの挑戦

(共同研究)

1995年5月

鈴木康夫・池畑 隆*

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。
入手の間合わせは、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、お申し越してください。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。

This report is issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1995

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ㈱原子力資料サービス

卓上X線FELへの挑戦

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

鈴木 康夫・池畑 隆*

(1995年4月18日受理)

卓上に据えつけ可能なX線FEL(自由電子レーザー)の開発を提案する。卓上X線FELの主要構成要素として、電子ビームにはレーザー航跡波加速(LWFA)の原理に基づくプラズマ加速管、そして光源部のアンジュレーターにはプラズマ・マイクロアンジュレーターを採用し、超小型化を図る。これらプラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーターとは、共にレーザー干渉・共鳴イオン化法によって作ることができるもので、大きさは1cc程度ですむ。

プラズマ加速管は軸上よりもその周辺部の方がプラズマ密度が高い小さな角柱状あるいは円柱状のもので強力なレーザー光の導波路(オプティカルガイド)の働きとともに、プラズマ中の航跡波そのものの導波管の役割をもつ。このレポートでは、このプラズマ加速管の作り方を述べるとともに、これらプラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーターとを組み合わせた超小型X線FEL開発の可能性についてのべる。

本報告は、茨城大学との共同研究の成果である。
東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
* 茨城大学

A Challenge to a Table-top X-ray FEL

Yasuo SUZUKI and Takasi IKEHATA*

Department of Reactor Engineering
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received April 18, 1995)

Development of a table-top X-ray FEL is proposed, which is composed of a plasma accelerator tube for the relativistic electron acceleration and a plasma micro-undulator instead of the usual magneto-undulator. Both the main plasma components, the size of which are only 1cc respectively, are able to be formed with the combined techniques of laser interference and resonant photo-ionization.

The plasma accelerator tube is a slender plasma cylinder, the central part of which is low density plasma in comparison with that of the surrounding plasma. The plasma accelerator tube plays not only a role of the optical guide for intense laser light but also a wave guide for the wake field in the plasma. In this report, a formation method of the plasma accelerator tube is explained and also the possibility of X-ray FEL development is discussed.

Keywords : FEL(Free Electron Laser), Plasma, Plasma Undulator, LWFA(Laser Wake Field Accelerator), Laser Interference, Photo-ionization.

This research report is the result of the joint study with Ibaraki University.

* Ibaraki University

目 次

1. はじめに	1
2. 一様なプラズマ中での航跡波	2
3. プラズマ加速管(プラズマ・オプチカルガイド) の作り方	3
4. プラズマ加速管中での航跡波	5
5. X線FEL開発の可能性	6
謝 辞	8
参考文献	9

Contents

1. Introduction	1
2. Wake Field in the Uniform Plasma	2
3. Formation of Plasma Accelerator Tube	3
4. Wake Field in the Plasma Accelerator Tube	5
5. Possibility of X-ray FEL Development	6
Acknowledgements	8
References	9

1. はじめに

レーザー航跡波加速器 (LWFA)^{1, 2)}を始めとする大出力レーザーを利用する先進的な加速器の研究開発は、ここ数年、T³レーザーの出現によりますます現実味を帯び活発化してきた。最近では、理論的提案のみならず数GV/mあるいは、数10GV/mの電場(加速勾配)を得たとの実験報告^{3, 4)}もなされている。これが実用可能となれば、1cm程度の加速距離で100MeV程度の電子ビームを得ることができるようになり、高エネルギー物理学分野のみならず、多くの他の基礎・応用研究分野に多大の影響をもたらすこととなる。

一方、相対論的な電子ビームのエネルギーを効果的に光子エネルギーに変換する方法も、アンジュレーターを利用した放射光施設や自由電子レーザー(FEL)の例に見られるように活発に開発されている。しかし、光をX線領域まで短波長化するには高エネルギーの電子ビームが必要となり、大きな加速器とアンジュレーターが用いられる。著者らは、光の短波長化を図る一方法として電子ビームのエネルギーを効果的に光子エネルギーに、つまりX線放射光に変換する超小型のプラズマ・マイクロアンジュレーターの概念を提案した。^{5, 6, 7)}特に、その作り方については、すでに参考文献⁸⁾に詳しく述べてある通り、レーザー干渉法と共鳴イオン化法を組み合わせる薄いプラズマスラブ列を作る方法で、10 μ mから100 μ mのピッチ長のアンジュレーターを作ることができる。それも1cmの超小型短波長のアンジュレーターでピッチ数1000のものを作ることができる。

この報告書では、同じ手法を用いて、プラズマ・オプティカルガイドを作り得ることを述べるとともに、それが強いレーザー光による航跡波のガイド(導波管)になり、電子を加速できることを示す。このいわばプラズマ加速管とも呼ばれ得るものを用いれば、超小型のレーザー航跡波加速器を作ることができる。さらにプラズマ・マイクロアンジュレーターと、プラズマ加速管を利用したレーザー航跡波加速器を組み合わせることによって、極めて小型で簡便なテーブル・トップのX線FELも可能である。

プラズマ・オプティカルガイドとは、円柱状のプラズマで軸上周辺はプラズマの密度が低いものである。プラズマの密度と光の屈折率の間には、次のような関係があることを利用して、レーザー光をガイド（導く）するものである。すなわち、 n' を屈折率とすると、

$$n' = c/v = \lambda_0/\lambda = (\epsilon\mu/\epsilon_0\mu_0)^{1/2},$$

$$\epsilon = \epsilon_0(1 - \omega_p^2/\omega^2), \quad \omega_p^2 = ne^2/m\epsilon_0$$

ここで、 c 、 λ_0 、 ϵ_0 、 μ_0 は真空中の光の速度、波長、誘電率、透磁率であり、他のものは、それぞれプラズマ中のものに対応する。 ω_p はプラズマ周波数、 ω は光の周波数である。上記のように軸上でプラズマ密度の低い円柱状プラズマを作れば、軸近傍では、 $\partial n'(r)/\partial r < 0$ となり、光の屈折率を利用して発散をふせぎ光を導くことができる。

まず、次章では、一様プラズマ中での航跡波についての研究を概観し、第3章では、プラズマ加速管（オプティカルガイド）の作り方を述べる。第4章では、そのプラズマ加速管の中では航跡波がどのようなになるかを解析解をもとに検討する。この原理に基づく超小型加速器が可能になれば、プラズマ・マイクロアンジュレーターと組み合わせてテーブルトップX線FEL、あるいは少なくとも超小型放射光源が可能となる。第5章ではその可能性を検討し、まとめとする。

2. 一様なプラズマ中での航跡波

ここで、まず、一様なプラズマ密度の場合に航跡波がどうできるかについてレビューしてみる。ただし、今後ここで用いられる記号・単位系は文献に倣うとする。

参考文献³⁾によると、強い短パルスレーザーを一様な密度のプラズマに打ち込んだとき、レーザー光はその群速度 $v_g = c(1 - \omega_p^2/2\omega^2)$ で伝わり（ここで $\omega \ll \omega_p$ とする）、その後と同じ速度の位相速度で伝わる航跡波ができる。レーザー光はガウス分布とし、 $\xi = z - v_g t$ と座標変換すれば、その波動方程式の解析解が得られて、

$$eE_z = (\sqrt{\pi}/2)m_0c^2 a_0^2 k_0^2 \sigma_z \exp(-2r^2/\sigma_r^2 - k_0^2 \sigma_z^2/4) \cos k_0 \xi,$$

プラズマ・オプティカルガイドとは、円柱状のプラズマで軸上周辺はプラズマの密度が低いものである。プラズマの密度と光の屈折率の間には、次のような関係があることを利用して、レーザー光をガイド（導く）するものである。すなわち、 n' を屈折率とすると、

$$n' = c/v = \lambda_0/\lambda = (\epsilon\mu/\epsilon_0\mu_0)^{1/2},$$

$$\epsilon = \epsilon_0(1 - \omega_p^2/\omega^2), \quad \omega_p^2 = ne^2/m\epsilon_0$$

ここで、 c 、 λ_0 、 ϵ_0 、 μ_0 は真空中の光の速度、波長、誘電率、透磁率であり、他のものは、それぞれプラズマ中のものに対応する。 ω_p はプラズマ周波数、 ω は光の周波数である。上記のように軸上でプラズマ密度の低い円柱状プラズマを作れば、軸近傍では、 $\partial n'(r)/\partial r < 0$ となり、光の屈折率を利用して発散をふせぎ光を導くことができる。

まず、次章では、一様プラズマ中での航跡波についての研究を概観し、第3章では、プラズマ加速管（オプティカルガイド）の作り方を述べる。第4章では、そのプラズマ加速管の中では航跡波がどのようなになるかを解析解をもとに検討する。この原理に基づく超小型加速器が可能になれば、プラズマ・マイクロアンジュレーターと組み合わせてテーブルトップX線FEL、あるいは少なくとも超小型放射光源が可能となる。第5章ではその可能性を検討し、まとめとする。

2. 一様なプラズマ中での航跡波

ここで、まず、一様なプラズマ密度の場合に航跡波がどうできるかについてレビューしてみる。ただし、今後ここで用いられる記号・単位系は文献に倣うとする。

参考文献³⁾によると、強い短パルスレーザーを一様な密度のプラズマに打ち込んだとき、レーザー光はその群速度 $v_g = c(1 - \omega_p^2/2\omega^2)$ で伝わり（ここで $\omega \ll \omega_p$ とする）、その後と同じ速度の位相速度で伝わる航跡波ができる。レーザー光はガウス分布とし、 $\xi = z - v_g t$ と座標変換すれば、その波動方程式の解析解が得られて、

$$eE_z = (\sqrt{\pi}/2)m_0c^2 a_0^2 k_0^2 \sigma_z \exp(-2r^2/\sigma_r^2 - k_0^2 \sigma_z^2/4) \cos k_0 \xi,$$

$$eE_r(r, \xi) = -(2\sqrt{\pi}) m_e c^2 a_0^2 k_p \sigma_z (r/\sigma_r)^2 \exp(-2r^2/\sigma_r^2 - k_p^2 \sigma_z^2/4) \sin k_p \xi.$$

となる。この E_z が電子ビームの加速に用いられるが、10 TW程度の大出力レーザーを用いれば30 GV/mというような極めて大きな電場を持つ波ができる。

ここでは、レーザー光の強度を表すのに規格化されたベクトル・ポテンシャル $a(r, \xi, t) = eA(r, \xi, t)/(m_e c^2)$ を導入し、 $|a(r, \xi)| = a_0 \exp(-r^2/\sigma_r^2 - \xi^2/2\sigma_z^2)$ としている。すなわち、 σ_r はビームのスポットサイズを、 σ_z はパルス幅を表すことになる。また、 a_0 とレーザー出力 I の間には、 $a_0^2 = 0.73 \times 10^{-18} I$ (W/cm^2) λ_0^2 (μm)の関係がある。

また、この解析解から、レーザー光のパルス長とプラズマ振動の波長とが、 $\lambda_0 = \pi \sigma_z$ の時に最大電場は得られ、

$$(eE_z)_{\max} = 0.74\sqrt{\pi} m_e c^2 a_0^2 / \sigma_z$$

ということがわかる。これはレーザー光のパルス長が短い方がよく、強い電場が得られることを意味する。

また、低密度プラズマ($\omega_0 \gg \omega_p$)に、ピーク出力 P でガウス分布のレーザー光を打ち込み、スポットサイズ R_0 になるように焦点を結んだ場合、この P と $Z_0 = \pi R_0^2 / \lambda_0$ を用いると最大電場は次の様にも表される、

$$eE_z = \frac{\Omega_0 P \lambda_0 k_p \sigma_z \exp(-k_p^2 \sigma_z^2/4)}{\pi m_e c^2 \lambda_0 Z_0}$$

ここで、 Ω_0 は真空の抵抗(377 Ω)であり、 λ_0 はレーザー光の波長、 $k_p = 2\pi/\lambda_0 = \omega_p/v_0$ である。これは、出力 P に比例して径の2乗に反比例することから、電場はレーザー光の出力密度に比例する。つまり、できるだけ細い光ビームが望ましい。

加速距離がレーリ長で決められるのであれば、ビームのエネルギーの増加分は、 $\Delta W = eE_z \cdot \pi Z_0$ となる。また、最大の加速電場を得るために最適なプラズマ密度は $n = 1/\pi r_e \sigma_z^2$ で表される。

3. プラズマ加速管(プラズマ・オプチカルガイド)の作り方

レーザー航跡波加速器の実験報告^{3, 4)}では、プラズマに打ち込まれた強力なレーザー光の塊の後にできる航跡波によって数10 GV/mの加速電場が作られ

$$eE_z(r, \xi) = -(2\sqrt{\pi}) m_e c^2 a_0^2 k_p \sigma_z (r/\sigma_r)^2 \exp(-2r^2/\sigma_r^2 - k_p^2 \sigma_z^2/4) \sin k_p \xi.$$

となる。この E_z が電子ビームの加速に用いられるが、10 TW程度の大出力レーザーを用いれば30 GV/mというような極めて大きな電場を持つ波ができる。

ここでは、レーザー光の強度を表すのに規格化されたベクトル・ポテンシャル $a(r, \xi, t) = eA(r, \xi, t)/(m_e c^2)$ を導入し、 $|a(r, \xi)| = a_0 \exp(-r^2/\sigma_r^2 - \xi^2/2\sigma_z^2)$ としている。すなわち、 σ_r はビームのスポットサイズを、 σ_z はパルス幅を表すことになる。また、 a_0 とレーザー出力 I の間には、 $a_0^2 = 0.73 \times 10^{-18} I$ (W/cm^2) λ_0^2 (μm)の関係がある。

また、この解析解から、レーザー光のパルス長とプラズマ振動の波長とが、 $\lambda_0 = \pi \sigma_z$ の時に最大電場は得られ、

$$(eE_z)_{\max} = 0.74\sqrt{\pi} m_e c^2 a_0^2 / \sigma_z$$

ということがわかる。これはレーザー光のパルス長が短い方がよく、強い電場が得られることを意味する。

また、低密度プラズマ($\omega_0 \gg \omega_p$)に、ピーク出力 P でガウス分布のレーザー光を打ち込み、スポットサイズ R_0 になるように焦点を結んだ場合、この P と $Z_0 = \pi R_0^2 / \lambda_0$ を用いると最大電場は次の様にも表される、

$$eE_z = \frac{\Omega_0 P \lambda_0 k_p \sigma_z \exp(-k_p^2 \sigma_z^2/4)}{\pi m_e c^2 \lambda_0 Z_0}$$

ここで、 Ω_0 は真空の抵抗(377 Ω)であり、 λ_0 はレーザー光の波長、 $k_p = 2\pi/\lambda_0 = \omega_p/v_0$ である。これは、出力 P に比例して径の2乗に反比例することから、電場はレーザー光の出力密度に比例する。つまり、できるだけ細い光ビームが望ましい。

加速距離がレーリ長で決められるのであれば、ビームのエネルギーの増加分は、 $\Delta W = eE_z \cdot \pi Z_0$ となる。また、最大の加速電場を得るために最適なプラズマ密度は $n = 1/\pi r_e \sigma_z^2$ で表される。

3. プラズマ加速管(プラズマ・オプチカルガイド)の作り方

レーザー航跡波加速器の実験報告^{3,4)}では、プラズマに打ち込まれた強力なレーザー光の塊の後にできる航跡波によって数10 GV/mの加速電場が作られ

る。しかし、レーザー光はレーリー長の制限のため光はすぐ発散してしまうため、十分に航跡波が波たらず、したがって加速距離が短く、実効的には数10 MeVの加速に終わっている。ここで述べるプラズマ加速管（オプティカルガイド）の概念が成立すれば、レーザー光の焦点部の距離を延ばすことができるので加速部の距離を長くすることができ、したがって大きく加速できることになる。

参考文献⁹⁾では、レーザー光の干渉と、共鳴イオン化法によって、プラズマ・スラブを作る方法をのべた。図1のようにレーザー光を鏡によって二つに分離し原子流に干渉させればプラズマ・スラブが任意の間隔で形成される。プラズマ・マイクロアンジュレーターの概念図を図2に示すが、このように作られた多数のプラズマ・スラブ列に電子ビームを斜めに通すことによって電子ビームの進行方向に直交する交番電場、つまりアンジュレーションさせる電場成分を作るものである。

同じ方法でプラズマ・オプティカルガイドを作ることができる。図3のようにレーザー光を水平、垂直方向から干渉させると、軸の近くで周辺部よりも密度の低いプラズマ・オプティカルガイドを作ることができる。内径が縦横10 μm 程度の四角柱で長さ10 mmの中空プラズマ（実際には内側の密度は0ではないが）を作ることができる。もし、必要ならば、中空プラズマ中の軸方向に縦磁場を加えると、より安定化し、より長い時間維持できる。プラズマ密度は周辺部で $1 \times 10^{16} / \text{cc}$ 、中心部では $1 \times 10^{14} / \text{cc}$ 程度のものを想定しよう。その中に強力なレーザー光をフォーカスさせると、軸近傍では、 $\partial n'(r) / \partial r < 0$ となり、光の屈折率を利用して発散を防ぎ光を導くことができることになる。その概念図を図4に示す。この方法によるプラズマ・オプティカルガイドは中空4角柱となるが、本質的な違いはないので、今後の議論は、中空円柱として進めることとする。

一般に、強い航跡波を作るために、レーザー光を強く収束させると、その収束される長さはレーリー長で制限される。スポットサイズ R_0 になるように収束させた場合 $Z_R = \pi R_0^2 / \lambda_0$ をレーリー長と呼ぶ。ここで、 λ_0 はレーザー光の波長である。スポットサイズ R_0 と実効的に見なせる長さは $L_R = \pi Z_R$ である。例えば、 $R_0 = 5 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ とすれば、 $Z_R = 79 \mu\text{m}$ 、 $L_R = 248 \mu\text{m}$ となり極めて短い。この L_R を延ばすためにここに述べるプラズマ・オプティカルガイドを利用す

るのである。

参考文献¹⁰⁾によると、プラズマ密度に分布があり、相対論的效果を考慮しての屈折率は、 $n'(r) = 1 - \omega_p^2 \rho(r) / 2\omega^2$ と表される。ここで、 $\rho(r) = n(r) / n_0 \gamma$ 、 $\gamma = (1 + a_0^2 / 2)^{1/2}$ であり、 a_0 は次章で定義している規格化されたベクトル・ポテンシャルである。そして中空円柱状プラズマでは $\partial n'(r) / \partial r < 0$ となり、光の屈折率を利用して発散を防ぎ光を導くことができることになる。また、縦磁場を加えたときは、軸と直交する方向の屈折率は、 $n'(r) = 1 - \omega_p^2 \rho(r) / 2\omega_0(\omega_0 - \omega_c)$ と表され、実質的に、屈折率の変化率を高める効果がある。ここで、 ω_c はサイクロトロン周波数である。

実験的には、いくつかの例があり、参考文献¹¹⁾によると磁場なしで、レーザー光のスパークで作ったプラズマ・チャンネルによってレーザ長の20倍の光のガイドに成功している。ここで述べるプラズマ加速管が、オプティカルガイドとして、どれだけレーザー光を導くことができるかは残された実験的課題である。

4. プラズマ加速管の中での航跡波

一様なプラズマ中での航跡波の解析解があることは2章で述べた。この章では、この解析解を土台にして考える。この解の特徴は、レーザー光に乗った系で考えてプラズマ周波数 ω_0 の縦波が伝わることで、その関数は波数ベクトル $k_0 = \omega_0 / V_0$ を用いて $\cos k_0 z$ と表される。したがって、図5のような密度分布を仮定すると、航跡波は領域I、領域IIそれぞれで一定の波長と波数を持つこととなる。それぞれを λ_1 、 λ_2 、 k_{01} 、 k_{02} とし、境界での連続性を考えると全体の領域の解析解として図6の様に考えられる。つまり、それぞれの領域での波面は平行線となり、境界での連続性を考えると $\lambda_2 / \lambda_1 = \sin \theta$ の角度 θ で折れ曲がることとなる。 $k_{02} \sin \theta = k_{01}$ の関係から、 $k_{02} \gg k_{01}$ ならば θ は0に近く航跡波は領域Iに閉じこめられることになる。ここでも縦磁場を加えた場合には、閉じこめる方に働きこそすれ、悪い影響は見あたらない。

電子ビームの安定性はやはり $\partial E_r / \partial z = \partial E_z / \partial r$ の関係は保たれるから、ある1/4周期の位相では、加速と収束が同時に得られることには違いなく、このようなきれいな平面波ではビームの性質の向上が期待できる。

るのである。

参考文献¹⁰⁾によると、プラズマ密度に分布があり、相対論的効果を考慮しての屈折率は、 $n'(r) = 1 - \omega_p^2 \rho(r) / 2\omega^2$ と表される。ここで、 $\rho(r) = n(r) / n_0 \gamma$ 、 $\gamma = (1 + a_0^2 / 2)^{1/2}$ であり、 a_0 は次章で定義している規格化されたベクトル・ポテンシャルである。そして中空円柱状プラズマでは $\partial n'(r) / \partial r < 0$ となり、光の屈折率を利用して発散を防ぎ光を導くことができることになる。また、縦磁場を加えたときは、軸と直交する方向の屈折率は、 $n'(r) = 1 - \omega_p^2 \rho(r) / 2\omega_0(\omega_0 - \omega_c)$ と表され、実質的に、屈折率の変化率を高める効果がある。ここで、 ω_c はサイクロトロン周波数である。

実験的には、いくつかの例があり、参考文献¹¹⁾によると磁場なしで、レーザー光のスパークで作ったプラズマ・チャンネルによってレーザ長¹²⁾の20倍の光のガイドに成功している。ここで述べるプラズマ加速管が、オブチカルガイドとして、どれだけレーザー光を導くことができるかは残された実験的課題である。

4. プラズマ加速管の中での航跡波

一様なプラズマ中での航跡波の解析解があることは2章で述べた。この章では、この解析解を土台にして考える。この解の特徴は、レーザー光に乗った系で考えてプラズマ周波数 ω_0 の縦波が伝わることで、その関数は波数ベクトル $k_0 = \omega_0 / V_0$ を用いて $\cos k_0 z$ と表される。したがって、図5のような密度分布を仮定すると、航跡波は領域I、領域IIそれぞれで一定の波長と波数を持つこととなる。それぞれを λ_1 、 λ_2 、 k_{01} 、 k_{02} とし、境界での連続性を考えると全体の領域の解析解として図6の様に考えられる。つまり、それぞれの領域での波面は平行線となり、境界での連続性を考えると $\lambda_2 / \lambda_1 = \sin \theta$ の角度 θ で折れ曲がることとなる。 $k_{02} \sin \theta = k_{01}$ の関係から、 $k_{02} \gg k_{01}$ ならば θ は0に近く航跡波は領域Iに閉じこめられることになる。ここでも縦磁場を加えた場合には、閉じこめる方に働きこそすれ、悪い影響は見あたらない。

電子ビームの安定性はやはり $\partial E_r / \partial z = \partial E_z / \partial r$ の関係は保たれるから、ある1/4周期の位相では、加速と収束が同時に得られることには違いなく、このようなきれいな平面波ではビームの性質の向上が期待できる。

もし、プラズマ密度分布がこの様にシャープな境界を持たず、 $n(r) = n(0) + \Delta n r^2 / R_0^2$ と2次曲線で表される場合については、参考文献²⁾に検討されていて、 $\Delta n = 1 / \pi r_e R_0^2$ とすれば、一定の径 R_0 でレーザー光は伝わることになる。ここで、 r_e は古典電子半径である。すなわち、 $n(0) = 1 / \pi r_e \sigma_z^2$ とすれば、最大の航跡波が励起し最大の加速電場が得られる。つまり、 $\Delta n / n(0) = (\sigma_z / R_0)^2$ とすれば、 R_0 のレーザー光の径は保たれ、加速によるエネルギーの増加は $\Delta W = 0.6 P [TW] \Delta n / n(0)$ となる。

参考文献^{1,2)}では、プラズマ加速管の中での航跡波について、中空プラズマ・チャンネルの中に安定な航跡波を励起できる可能性をシュミレーションによって示し、レーリー長の1.3倍の距離まで、中空プラズマ柱の中を極めてきれいにしかも変形することなしに航跡波が伝わる様子が描かれている。電子ビームの安定性については、航跡波上の或る位相では、ビームの加速とビームの収束が同時に作用する事は明らかであるが、プラズマが電子ビームの電荷を中性化することによる、いわゆる、プラズマ・レンズ効果(参考文献³⁾)が、電子ビームの安定化に寄与することに留意する必要がある。

5. X線FEL開発の可能性

さて、このプラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーターとを組み合わせると超小型のX線FELあるいはX線放射光源を考えることができる。

プラズマ加速管は長さ10mmを想定しているが、最近のシュミレーション計算のように30GV/mの加速電場が得られるとすると、300MeVとなる。実効的な加速距離をその1/3と考えると100MeVと想定する。

プラズマ・マイクロアンジュレーターとしては $\lambda_e \times N \equiv 10 \mu m \times 1000$ ピッチ=1cmを考える。ここで K はアンジュレーター・パラメーターでプラズマの密度に比例し、 N はピッチ数である。 N 値が若干大きすぎるが、 K 値が1より小さい場合には、 $K \times N$ の2乗に放射光の発生量が比例するので、プラズマの密度が十分得られぬときには、 N で稼ごうと言うわけである。

ここで提案された方法により、100MeVの電子ビームと10 μm プラズマ・マイクロアンジュレーターを作ることができれば、発生する光の波長は $\lambda =$

もし、プラズマ密度分布がこの様にシャープな境界を持たず、 $n(r) = n(0) + \Delta n r^2 / R_0^2$ と2次曲線で表される場合については、参考文献²⁾に検討されていて、 $\Delta n = 1 / \pi r_e R_0^2$ とすれば、一定の径 R_0 でレーザー光は伝わることになる。ここで、 r_e は古典電子半径である。すなわち、 $n(0) = 1 / \pi r_e \sigma_z^2$ とすれば、最大の航跡波が励起し最大の加速電場が得られる。つまり、 $\Delta n / n(0) = (\sigma_z / R_0)^2$ とすれば、 R_0 のレーザー光の径は保たれ、加速によるエネルギーの増加は $\Delta W = 0.6 P [TW] \Delta n / n(0)$ となる。

参考文献^{1,2)}では、プラズマ加速管の中での航跡波について、中空プラズマ・チャンネルの中に安定な航跡波を励起できる可能性をシュミレーションによって示し、レーリー長の1.3倍の距離まで、中空プラズマ柱の中を極めてきれいにしかも変形することなしに航跡波が伝わる様子が描かれている。電子ビームの安定性については、航跡波上の或る位相では、ビームの加速とビームの収束が同時に作用する事は明らかであるが、プラズマが電子ビームの電荷を中性化することによる、いわゆる、プラズマ・レンズ効果(参考文献³⁾)が、電子ビームの安定化に寄与することに留意する必要がある。

5. X線FEL開発の可能性

さて、このプラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーターとを組み合わすと超小型のX線FELあるいはX線放射光源を考えることができる。

プラズマ加速管は長さ10mmを想定しているが、最近のシュミレーション計算のように30GV/mの加速電場が得られるとすると、300MeVとなる。実効的な加速距離をその1/3と考えると100MeVと想定する。

プラズマ・マイクロアンジュレーターとしては $\lambda_e \times N \cong 10 \mu\text{m} \times 1000$ ピッチ $= 1 \text{cm}$ を考える。ここで K はアンジュレーター・パラメーターでプラズマの密度に比例し、 N はピッチ数である。 N 値が若干大きすぎるが、 K 値が1より小さい場合には、 $K \times N$ の2乗に放射光の発生量が比例するので、プラズマの密度が十分得られぬときには、 N で稼ごうと言うわけである。

ここで提案された方法により、100MeVの電子ビームと $10 \mu\text{m}$ プラズマ・マイクロアンジュレーターを作ることができれば、発生する光の波長は $\lambda \cong$

$\lambda_c / 2\gamma^2$ から0.1 nm程度のX線が得られることになる。

FELが放射光源かは、加速された電子ビームの性能（エミッタンス、エネルギー幅、電流）に依存する。その性能が十分によい場合には、これによって、誘導放射の増幅が可能になりコヒーレント光が発生できることになる。

まず、十分な電子ビーム性能が得られない場合を考えて、卓上X線放射光源概念図を図7に示す。この図では、原子流発生部やビーム輸送用の電磁石などは省略し、大きさも適当に書いてある。電子銃としてはホトカソードを利用したRF銃を採用する。ホトカソードの代わりに真空マイクロ素子を考えるともっと小型化できるが（レーザーが一つになる）ここでは採用を見送る。光速に近い電子ビーム（2 MeV以上）を簡便に作れるのはRF銃であろう。ホトカソードをたたくレーザー光としては、プラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーターとを作った後のものを使える。プラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーターとに費やされる出力は数十%であり、十分短パルス電子の発生に使える。

航跡波を励起するためのレーザーはいわゆるT³と呼ばれる大出力レーザーを利用し、プラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーター、ホト・カソード用とは別のものを考える。文献⁹⁾にあるように、他の用途に使った後に、チャーピングなどによってビーム圧縮、成形して、航跡波を励起するためのレーザーとして再利用する方法があるが、ここでは、実験シーケンス、タイミングなど実験上の自由度を確保するため、別のレーザーを準備することとする。原理証明的な実験に成功した暁には様々な点でシステムを簡略、単純化できる。

電子ビームのエミッタンス、エネルギー幅、電流値が十分によい場合には、いわゆる、自己増幅自然放射（SASE）の原理にもとづき、ワンパスの電子ビームで誘導放射が可能となり、そのままFELとなりうる。

もし、プラズマ加速管で加速された電子ビームのエミッタンスを十分低くできないときは何らかのビーム・クーリングやビーム・フォーカスなどのシステムを導入する必要がある。図8にその卓上X線FELの概念図を示す。

プラズマ加速管とプラズマ・マイクロアンジュレーターの作り方については、

ここで述べたレーザー干渉・共鳴イオン化法が極めて有効であり実現の可能性が高い。それは、これらに必要な要素技術それぞれがすでに実績のある方法であり、残された課題はシステム全体を組み上げ総合的かつ実証実験を行うことのみである。

謝 辞

この研究をまとめるに当たっては、中島一久（KEK）、小方厚（KEK）、西田 靖（宇都宮大工）の適切なアドバイスを受けた、厚く感謝する。また、真瀬 寛（茨城大工）研究室、原研・自由電子レーザー研究室（峰原英介室長）の協力と励ましに心から感謝する。

ここで述べたレーザー干渉・共鳴イオン化法が極めて有効であり実現の可能性が高い。それは、これらに必要な要素技術それぞれがすでに実績のある方法であり、残された課題はシステム全体を組み上げ総合的かつ実証実験を行うことのみである。

謝 辞

この研究をまとめるに当たっては、中島一久（KEK）、小方厚（KEK）、西田 靖（宇都宮大工）の適切なアドバイスを受けた、厚く感謝する。また、真瀬 寛（茨城大工）研究室、原研・自由電子レーザー研究室（峰原英介室長）の協力と励ましに心から感謝する。

参 考 文 献

1. T. Tajima and J. M. Dawson: Phys. Rev. Lett., 43,267 (1979).
2. P. Sprangle and E. Esarey: Phys. Fluids B4, 2241 (1992).
3. C. E. Clayton et al: Phys.Rev. Lett.,70, 37 (1993).
4. K. Nakajima et al: Physica scripta, T52, 61 (1994).
5. 鈴木 康夫: 核融合研究 68 488 (1992).
Y. Suzuki: Nucl. Instrum. Methods: A331 684 (1993).
6. K. R. Chen and J. M. Dawson: Phys. Rev. Lett. 68, 29 (1992).
7. 鈴木 康夫: JAERI-Research 95-009 (1995).
8. 池畑 隆, 鈴木 康夫 et al: JAERI-Research 95-028.
9. K. Nakajima: Proc. of 4th Tamura Sympo. on Acc. Phys.(AIP,NY.1995).
10. E. Esarey, et al: Phys. Fluids B5, No7, 2690 (1993).
11. C. G. Durfee III and H. M. Milchberg: Phys. Rev. Lett. 71, 2409(1993).
12. T. Katsouleas et al: Proc. 1993 IEEE Partic. Acc. Conf.,IEEE, Piscataway, N.J., 2635 (1993).
13. B. Borletta et al: Proc. 1993 IEEE Partic. Acc. Conf.,IEEE, Piscataway, N.J., 2638 (1993).

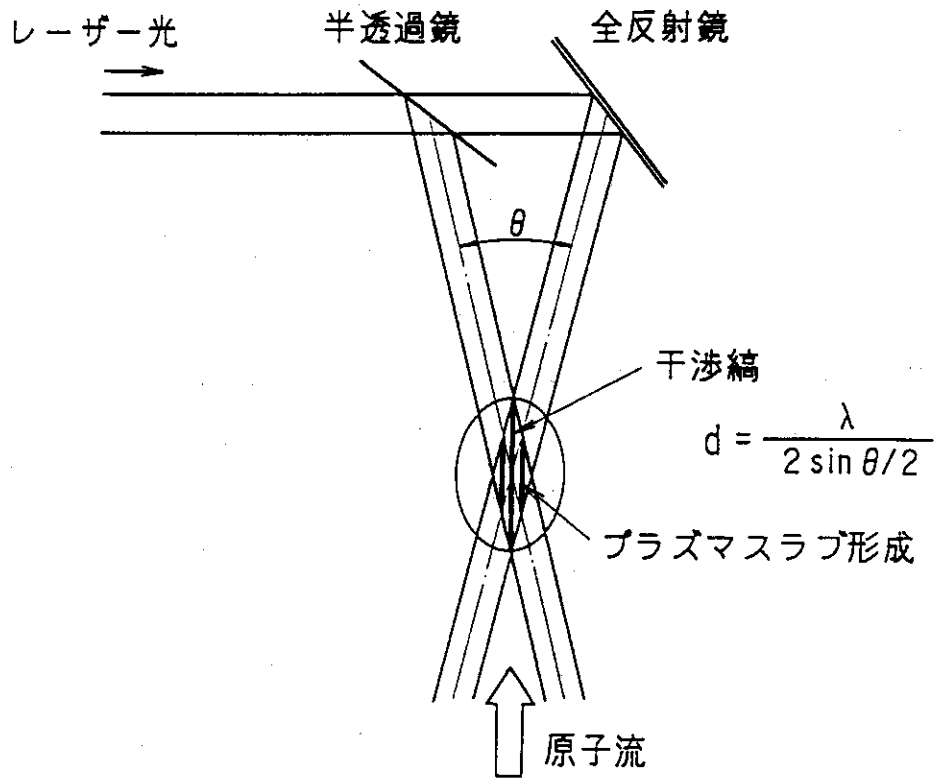


図1 レーザー干渉・共鳴イオン化法による干渉縞の作り方

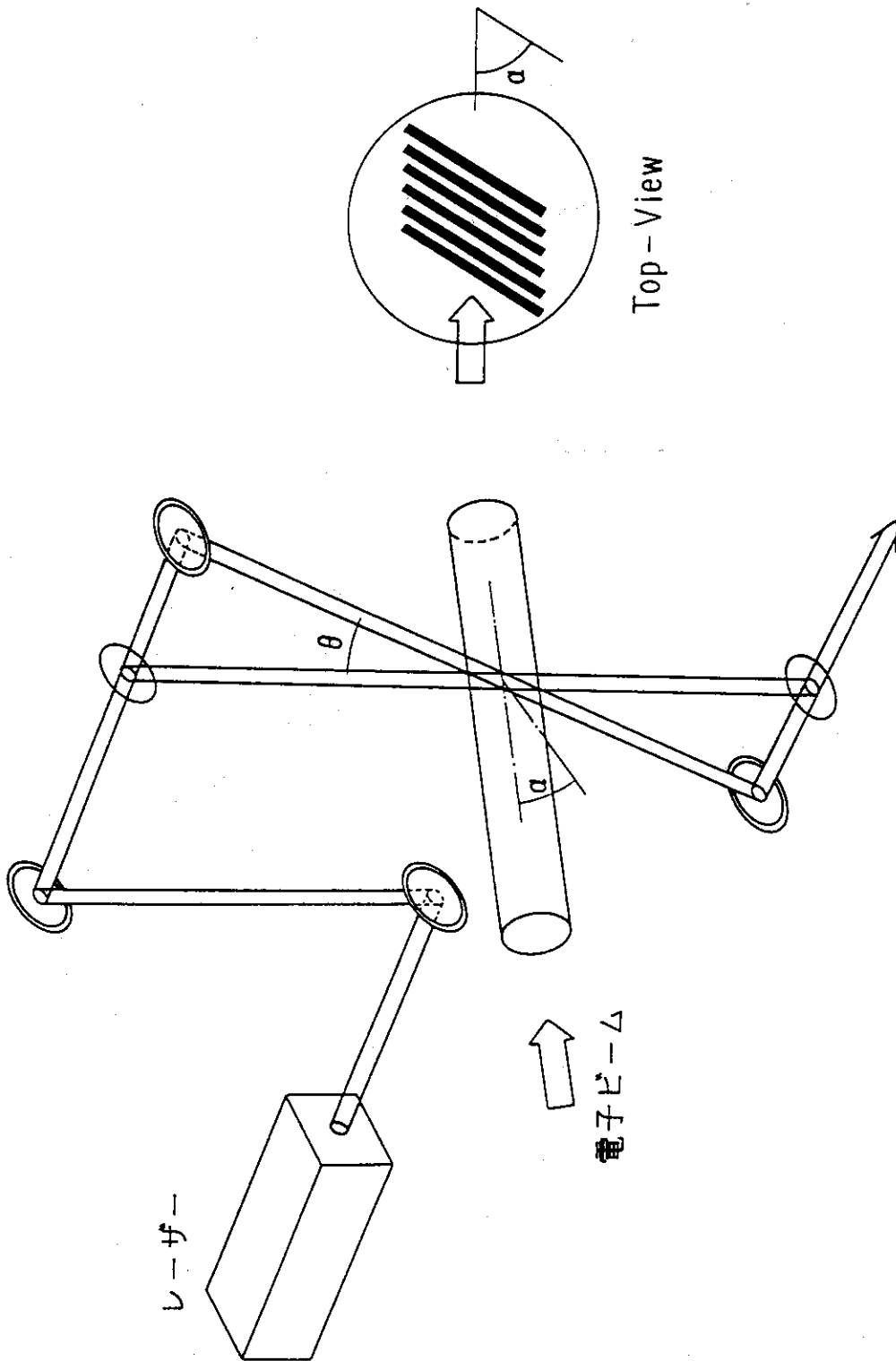


図2 プラズマ・マイクロインジェクターの概念図

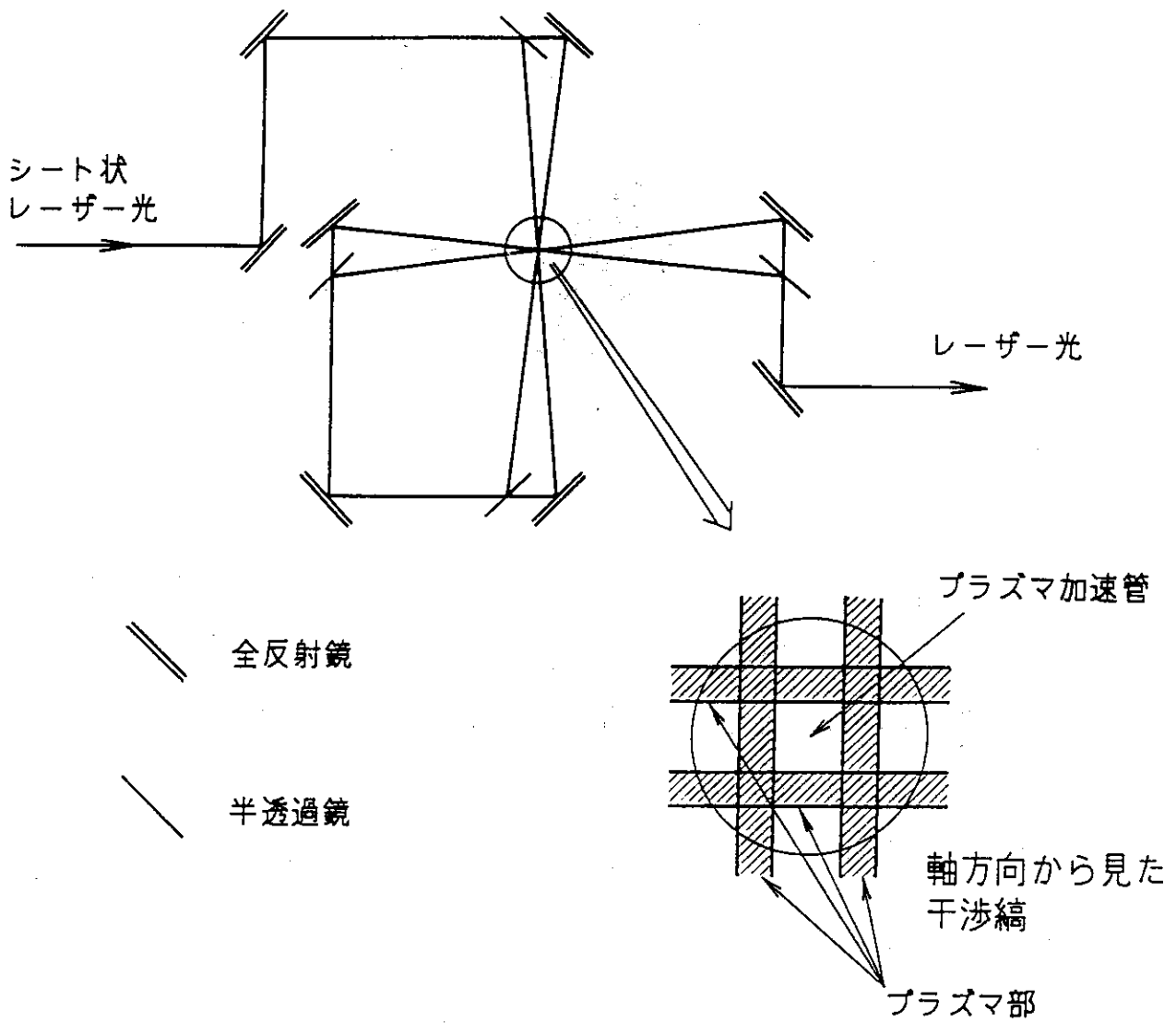


図3 プラズマ加速管の作り方

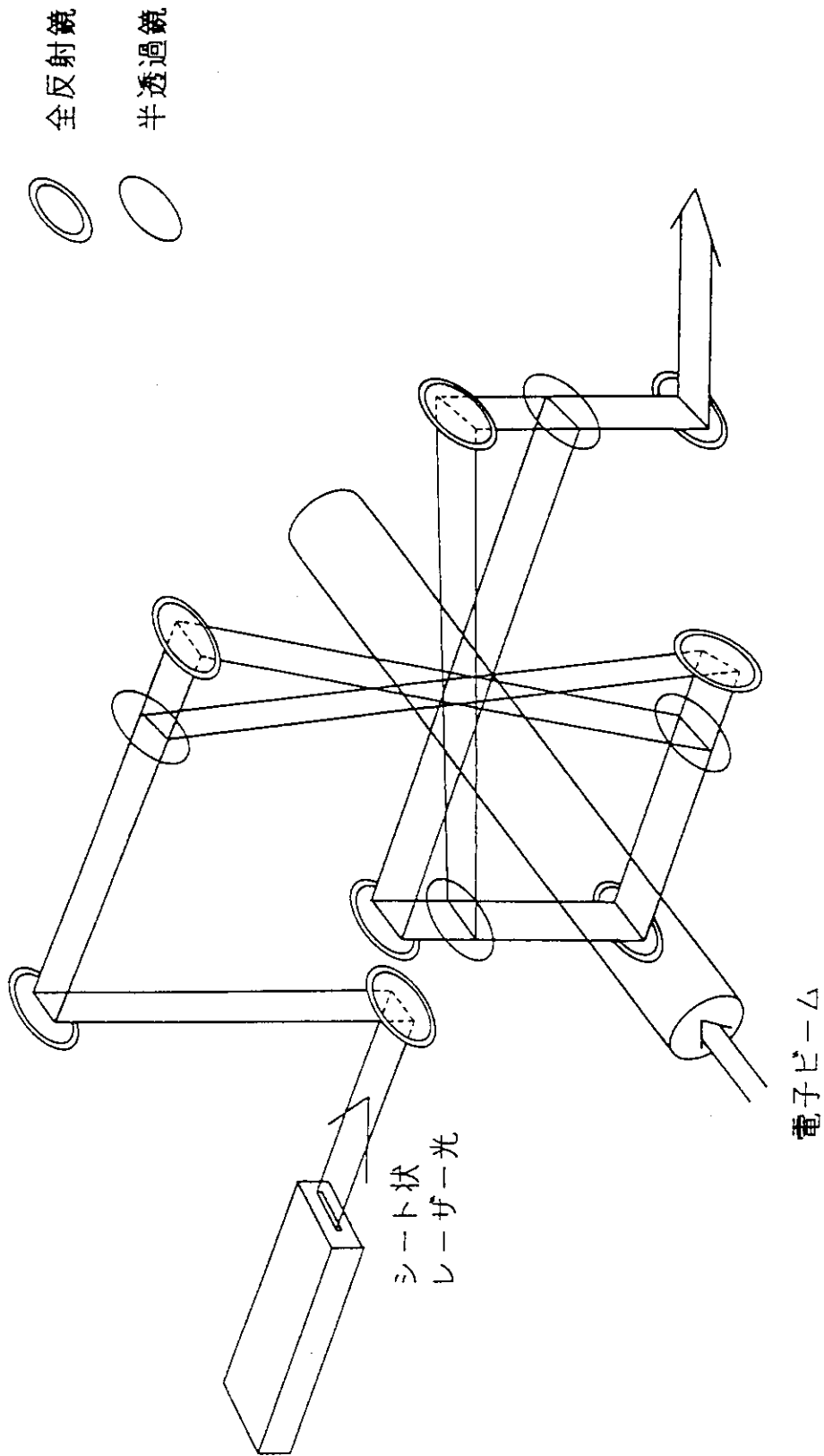


図4 プラズマ加速管概念図

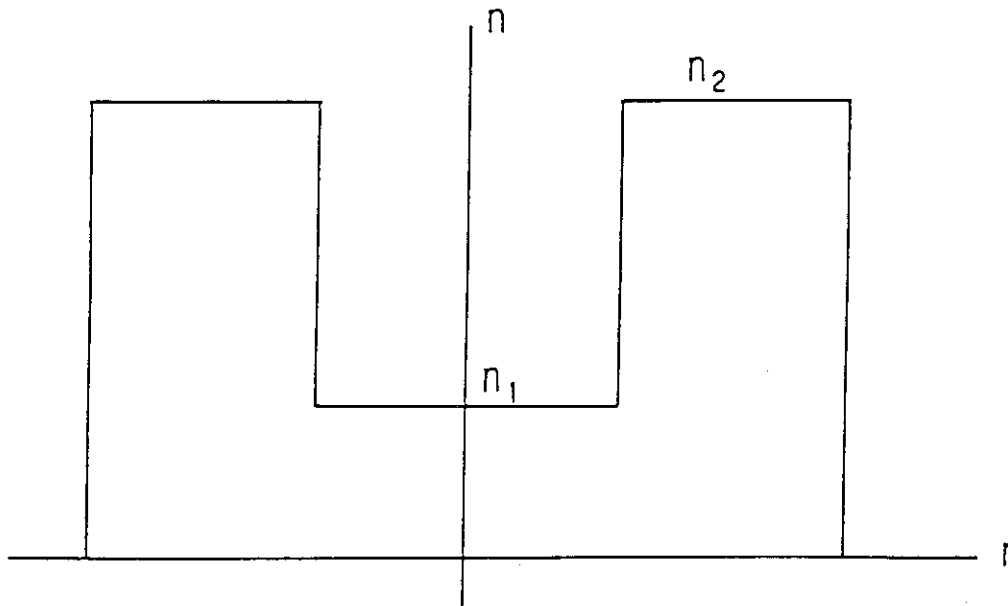


図5 プラズマ加速管の密度分布

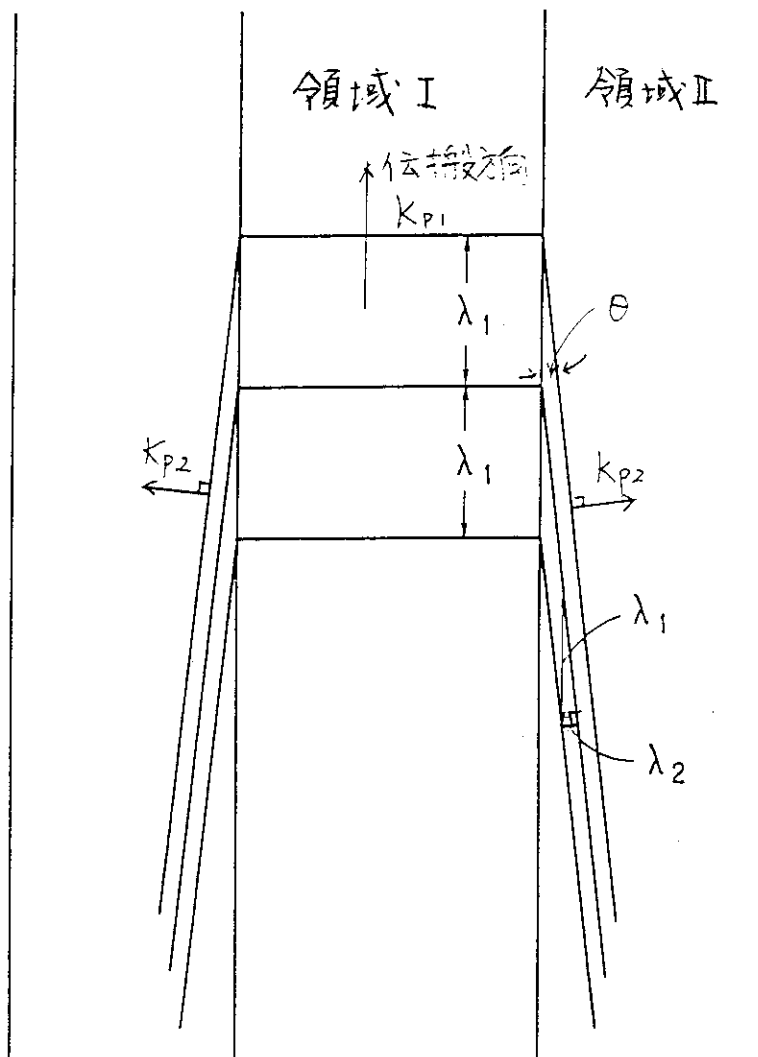


図6 レーザー航跡波概念図

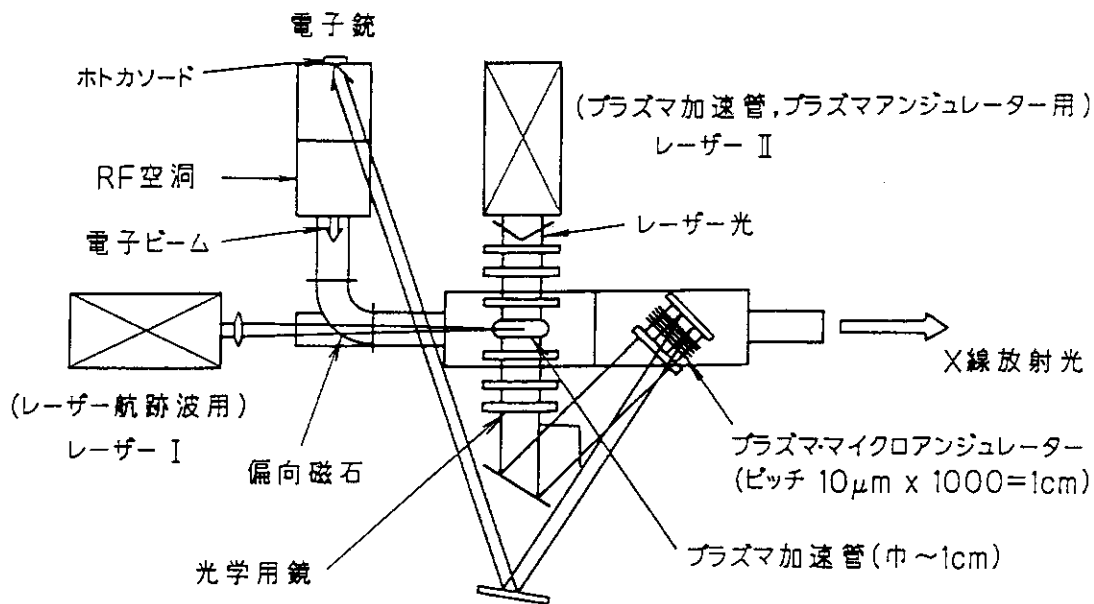


図7 卓上X線放射光源概念図

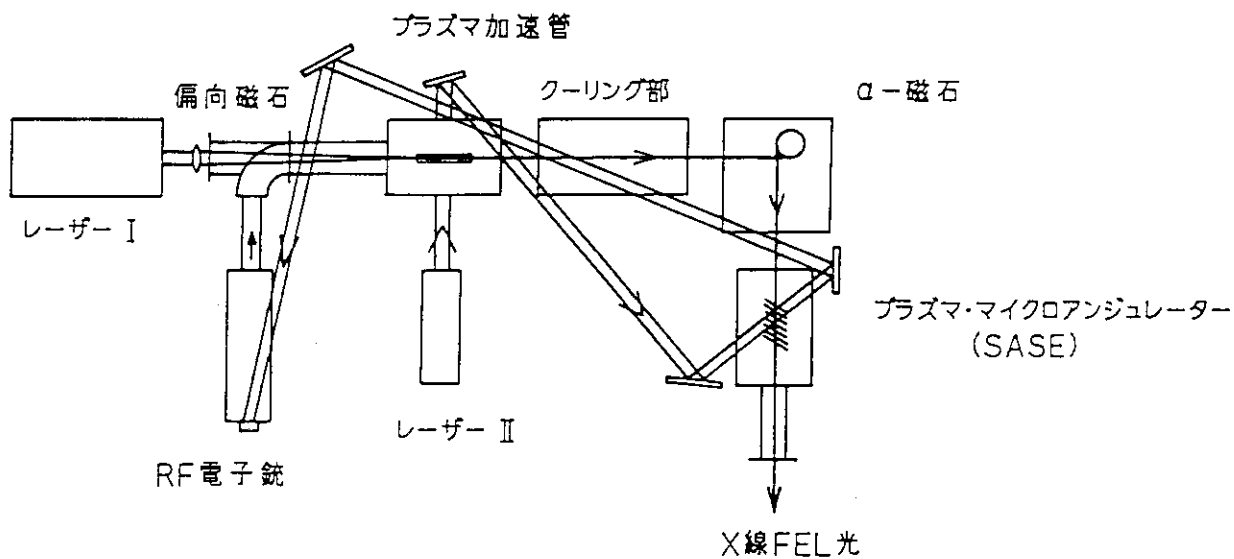


図8 卓上X線FEL概念図