

JAERI-Research
95-028



レーザー干渉・共鳴イオン化法を用いた
プラズママイクロアンジュレーターの形成
(共同研究)

1995年3月

池畑 隆*・鈴木康夫・永井良治
定本嘉郎**・佐藤直幸*・真瀬 寛*

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, Tokaimura, 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

レーザー干渉・共鳴イオン化法を用いた
プラズママイクロアンジュレーターの形成

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

池畑 隆*・鈴木 康夫・永井 良治・定本 嘉郎**
佐藤 直幸*・真瀬 寛*

(1995年3月6日受理)

プラズママイクロアンジュレーターは周期的な密度分布を持つプラズマ（プラズマ密度リップルまたはプラズマスラブ列）に相対論的電子ビームを入射し、イオンの空間電荷による交番静電力で電子ビームを蛇行させるもので、従来の磁場型アンジュレーターに比べて極めてコンパクトで短波長の放射光源を実現できる可能性がある。

本論文では、レーザー干渉と共鳴イオン化法を併用する新しいプラズママイクロアンジュレーターの形成法を提案している。特に、現在の技術レベルで、周期長 $10\ \mu\text{m} \sim 100\ \mu\text{m}$ 、周期数 $100 \sim 1000$ のアンジュレーターが十分達成できることを示した。

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字白根2-4

* 茨城大学

** 上越教育大学

A Proposal for the Formation of a Plasma Micro-undulator
by Combined Techniques of Laser Interference
and Resonant Photoionization

Takashi IKEHATA*, Yasuo SUZUKI, Yoshiharu NAGAI
Yoshiro SADAMOTO**, Naoyuki SATO* and Hiroshi MASE*

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

(Received March 6, 1995)

A plasma micro-undulator is a new undulator where relativistic electron beams radiate in rippled, ion-space-charge fields instead of alternating magnets of conventional magnetic undulators. Recently, the plasma micro-undulator receives a considerable attention because it potentially gives a compact and shorter-wavelength undulator. In the present paper, we propose a method of creating plasma micro-undulator with combined techniques of laser interference and resonant photoionization. In particular, we showed that undulators with the periodic length $10 \mu\text{m} \sim 100 \mu\text{m}$ and the number of period $100 \sim 1000$ could be realized at the present-day technology level.

Keywords: Free Electron Lasers, Plasma, Plasma Production, Electron Beams, Wiggler Magnets, Resonant Absorption, Photoionization, Energy Levels, Interference.

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

* Ibaraki University

** Joetsu University of Education

目 次

1. はじめに	1
2. プラズマアンジュレーターの概要	2
3. レーザー干渉縞の形成	4
4. レーザーによるプラズマの生成	6
4.1 共鳴イオン化法	7
4.2 トンネルイオン化法	8
5. 検 討	9
6. ま と め	11
謝 辞	12
参考文献	12

Contents

1. Introduction	1
2. Overview of a Plasma Micro-undulator	2
3. Formation of Optical Fringes by Laser Interference	4
4. Plasma Production by Lasers	6
4.1 Resonant Ionization Method	7
4.2 Tunneling Ionization Method	8
5. Discussion	9
6. Summary	11
Acknowledgment	12
References	12

1. はじめに

アンジュレーターは相対論的電子ビームを永久磁石などの交番磁場を用いて蛇行させ、波長のそろった大強度の放射光を発生するものである。アンジュレーターに光共振器を組み合わせると自由電子レーザーが実現される。自由電子レーザーは、高出力、高輝度、波長可変、高効率、長寿命といった優れた特徴を有する新しい光源であり、近年、科学研究のみならず半導体デバイスの加工、同位体分離や放射性廃棄物の処理、医療などの応用分野でも注目を集めている⁽¹⁾。

アンジュレーター放射光の波長は磁場の周期長に比例し、電子ビームのエネルギーの2乗に反比例する。電子ビームエネルギーをパラメータとして放射光の波長と周期長との関係を図1に示す。たとえば、20MeVのエネルギーで可視、紫外光を実現するには約1mmの周期長を必要とする。もし10 μ mの周期長が実現できれば波長3nmの軟X線が得られることになる。しかし、永久磁石を用いた現在の方式では周期長を10mm以下にすることは原理的に困難である⁽²⁾。勢いビームエネルギーが増大し、加速器は大規模になる。

最近、これらの問題を解決する画期的な方法としてプラズママイクロアンジュレーター（以後、単にプラズマアンジュレーターと呼ぶ）が提案された⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。プラズマアンジュレーターは周期的な密度分布（密度リップル）を有するプラズマに相対論的電子ビームを入射し、誘起されるイオン空間電荷の交番電場で電子を蛇行させるもので、磁場型に比べ、格段にコンパクトで短波長の光源を実現できる可能性がある。プラズマアンジュレーターの動作原理は文献5に詳しい。これまでのところ、提案のみで実験による原理検証が待たれるところであるが、周期長1mm以下、周期数数十以上の規則的なプラズマ密度リップルまたはプラズマスラブ列をいかに実現するかが鍵となることは間違いないであろう。

本論文はレーザーを用いた新しいプラズマ密度リップルの形成法を提案するものである。従来の提案は、いずれもプラズマ中にレーザーや電子ビームを入射し、波動を励起してプラズマ密度を変調するものであった。この場合、周期長が密度等のプラズマパラメータに直接依存することや複雑な非線形効果を含むため、極めて制御が困難であるという問題がある。一方、本方式では、中性気体にレーザーを照射し、光電離によりプラズマを生成する。この時、同一波長のレーザー光2本を干渉させ、光学干

渉縞を形成すると、その縞の明暗（すなわち、光子密度の大小）に対応した規則的なプラズマ密度リップルが発生するであろう。本方式の重要な特徴は、リップルの周期長は純粹に光学的に決定され、またプラズマ密度はレーザーパワーと中性原子密度に比例するので、いずれも容易に制御できること、さらにレーザー光の高い空間コヒーレンスを反映して、リップルの規則性に特に優れていることである。本論分では、周期長 $10\mu\text{m}\sim 100\mu\text{m}$ 、周期数 $100\sim 1000$ のプラズマアンジュレーターを実現するための具体的方法を議論する。

2. プラズマアンジュレーターの概要

相対論的電子ビームが図2のような周期長 d のプラズマスラブ列に斜め（角度 θ ）に入射されるとする⁽⁴⁾。プラズマの密度分布は

$$n = n_0(1 + \delta \sin kZ), \quad k = \frac{2\pi}{d}, \dots\dots\dots(1)$$

で与えられる。相対論的電子はプラズマ電子に比べ質量が γ 倍大きいので、その軌道からプラズマ電子をはじきとばす。ここで、

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

である。この時、プラズマの応答は、密度の大小に応じて次の2通りが考えられる。

A) $n_b > n_0$ （空間電荷領域）：

電子ビームの通過によりプラズマ電子がすべて排除され、残されたイオンリップル中を電子ビームが走りことになり、ビーム電子は横方向の交番静電力

$$F_x = -eE_x = -e^2 n_0 \delta_u \cos k_u z \cdot \sin \theta / k_u \epsilon_0 \dots\dots\dots(2)$$

を受けて蛇行する。ここで、

$$\delta_u = \delta \cos \theta, \quad k_u = k \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda_u}, \quad \lambda_u = \frac{d}{\cos \theta}$$

である。電子ビームはイオンリップルに対し θ の角度で入射するので、電子の感じる交番力の周期長 λ_u はリップルの周期長 d の $1/\cos \theta$ 倍になることに注意する必要がある。しかし、典型的な $\theta = 45^\circ$ の場合 $\lambda_u = \sqrt{2}d$ と大きく変わらないの

渉縞を形成すると、その縞の明暗（すなわち、光子密度の大小）に対応した規則的なプラズマ密度リップルが発生するであろう。本方式の重要な特徴は、リップルの周期長は純粹に光学的に決定され、またプラズマ密度はレーザーパワーと中性原子密度に比例するので、いずれも容易に制御できること、さらにレーザー光の高い空間コヒーレンスを反映して、リップルの規則性に特に優れていることである。本論分では、周期長 $10\mu\text{m}\sim 100\mu\text{m}$ 、周期数 $100\sim 1000$ のプラズマアンジュレーターを実現するための具体的方法を議論する。

2. プラズマアンジュレーターの概要

相対論的電子ビームが図2のような周期長 d のプラズマスラブ列に斜め（角度 θ ）に入射されるとする⁽⁴⁾。プラズマの密度分布は

$$n = n_0(1 + \delta \sin kZ), \quad k = \frac{2\pi}{d}, \dots\dots\dots(1)$$

で与えられる。相対論的電子はプラズマ電子に比べ質量が γ 倍大きいので、その軌道からプラズマ電子をはじきとばす。ここで、

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

である。この時、プラズマの応答は、密度の大小に応じて次の2通りが考えられる。

A) $n_b > n_0$ （空間電荷領域）：

電子ビームの通過によりプラズマ電子がすべて排除され、残されたイオンリップル中を電子ビームが走りことになり、ビーム電子は横方向の交番静電力

$$F_x = -eE_x = -e^2 n_0 \delta_u \cos k_u z \cdot \sin \theta / k_u \epsilon_0 \dots\dots\dots(2)$$

を受けて蛇行する。ここで、

$$\delta_u = \delta \cos \theta, \quad k_u = k \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda_u}, \quad \lambda_u = \frac{d}{\cos \theta}$$

である。電子ビームはイオンリップルに対し θ の角度で入射するので、電子の感じる交番力の周期長 λ_u はリップルの周期長 d の $1/\cos \theta$ 倍になることに注意する必要がある。しかし、典型的な $\theta = 45^\circ$ の場合 $\lambda_u = \sqrt{2}d$ と大きく違わないの

で、以後dを中心に考えていく。

B) $n_b \ll n_0$ (イメージ電荷領域) :

電子ビームにより排除されるプラズマ電子の割合は極めて小さく、プラズマは中性を保っている。この時プラズマを完全導体とみなすと、電子ビームがリップル間を通過するとき、プラズマ表面に正のイメージ電荷が誘導され、これらイメージ電荷とビーム負電荷との間に交番静電力が発生する。鈴木⁽⁶⁾による詳しい計算がある。

磁場型アンジュレーターからの放射光の波長は、ビーム軸上で

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2}(1+K^2) \dots\dots\dots(3)$$

と与えられる⁽²⁾。ここでnは高調波の次数、 $\lambda_u = 2\pi/k_u$ は磁場の周期長である。Kはアンジュレーターを特徴づける重要なアンジュレーター係数で、

$$K = \frac{ecB_0\lambda_u}{2\pi m_0 c^2} = 93.4\lambda_u(m)B_0(T) \dots\dots\dots(4)$$

と表される。通常、 $K \leq 1$ をアンジュレーターと呼び、 $K \gg 1$ をウイグラーと呼ぶ。放射光のスペクトルは $K \gg 1$ では多くの高調波を含み、幅の広いものとなるが、 $K \ll 1$ では基本波が支配的となる。また、放射光の角度分散 σ はNを磁場の周期数として

$$\sigma = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1+K^2/2}{2nN} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots(5)$$

と表されるので、 $K \ll 1$ では非常に小さな値となる。すなわち、 $K \ll 1$ のアンジュレーター放射光は指向性が強く、スペクトル幅が狭いという優れた性質を有する。一方、放射強度が K^2 に比例するのでKを過度に小さく取るとは実用的でない。本提案では、 $0.1 < K < 1$ のプラズマアンジュレーターを目標としている。

プラズマアンジュレーターは(4)式のKの中のローレンツ力 $-ecB_0$ を空間電荷による静電力 $-eE_0$ で置き換えたものと考えればよい。

3. レーザー干渉縞の形成

図3に示すように単一波長レーザーの平行光を半透鏡Aと全反射鏡Bを用いて強度の等しい2本のレーザー光に分け、小角 ($\phi < \text{数度}$) で交差し、干渉させると、明暗の干渉縞が現れる。この領域に適当な中性気体を導入すると、光子密度に比例してプラズマが生成されるので、干渉縞の明暗に対応した規則的なプラズマ密度リップルが形成されることになる。今、2本のレーザー光を平面波として、それぞれ

$$\begin{aligned} U_1(\mathbf{k}_1) &= U_0 e^{j(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ U_2(\mathbf{k}_2) &= U_0 e^{j(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2 &= k^2 \cos \phi \quad \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

で表すと、干渉後の光強度 I は

$$\begin{aligned} I &= |U_1 + U_2|^2 = I_0 \left[1 + \cos \left(2kx \sin \frac{\phi}{2} \right) \right] \\ I_0 &= |U_1|^2 + |U_2|^2 = 2U_0^2; \text{ the initial laser intensity} \quad \dots\dots\dots(7) \end{aligned}$$

となるので、干渉縞の周期長 d (m) はよく知られた公式

$$d = \frac{\lambda_L}{2 \sin \frac{\phi}{2}} \quad (\lambda_L; \text{ the wavelength of laser radiation}) \quad \dots\dots\dots(8)$$

で表される。ここで重要な点は、周期長 d がレーザー波長 λ_L と交差角 θ の両方で制御できることである。しかし、後で述べるように、共鳴イオン化法によるプラズマ生成では利用するエネルギー準位によってレーザー波長が固定されるため、角度 ϕ でのみ制御が可能になる。典型的なレーザー波長に対する交差角 ϕ と周期長 d との関係を図4に示す。例えば、波長370.9nmのレーザー光を $\phi = 2^\circ$ で交差させると $d = 10 \mu\text{m}$ となる。最近、新竹⁽⁷⁾⁽⁸⁾は高エネルギー電子ビームのビーム径を診断する装置にレーザー干渉縞を応用することを提案した。われわれの提案も彼のアイデアにヒントを得ている。図3に挿入された写真は彼らがYAGレーザー ($\lambda = 1.064 \mu\text{m}$) を用いて周期長 $200 \mu\text{m}$ の干渉縞を形成したものである。

交差角 ϕ を変えて周期長を調整する場合、鏡A、B間の距離 l_{AB} を固定すると、干渉領域までの距離 l が

$$l = l_{AB} / 2 \tan \frac{\phi}{2} \dots\dots\dots(9)$$

と変化し、電子ビームが干渉領域からはずれてしまう。lを固定するには、鏡A、Bの角度と距離を同時に変えなければならない。これは、

$$\begin{cases} \phi_A = \frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{4} \\ \phi_B = \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{4} \\ l_{AB} = 2l \tan \frac{\phi}{2} \end{cases} \dots\dots\dots(10)$$

とすればよい。

干渉領域の大きさはレーザー光の直径Dとパルス長Lで決まる。典型的な長パルス(L>D)の場合、干渉領域の有効体積はV≈D³である。したがって、密度リップルの周期数Nとレーザー光のパルス時間幅τ_Lはそれぞれ

$$N \approx \frac{D}{d} = \frac{2D \sin \frac{\phi}{2}}{\lambda_L} \dots\dots\dots(11)$$

$$\tau_L = \frac{L}{c} \left(> \frac{D}{c} \right) \dots\dots\dots(12)$$

となる。一方、超短パルス(L≪D)では、干渉領域は厚さ L/sin(φ/2)の板状になり、

$$N \approx \frac{L}{\frac{d}{\sin(\phi/2)}} = \frac{2L}{\lambda_L} \dots\dots\dots(13)$$

$$V \approx \frac{D^2 L}{\sin(\phi/2)} \dots\dots\dots(14)$$

となる。

自由空間を伝搬するレーザー光は通常ガウス型の強度プロファイル(∝ exp(-r²/r₀²))を持つ⁽⁹⁾。この場合、干渉領域の中心部と周辺部とでは干渉縞の強度が異なる。密度の均一なプラズマアンジュレーターを実現するには、中心付近(r<r₀)のみを切り出して用いる工夫が必要である。

また、これまで平行光線の干渉を考えてきたが、一方のレーザー光(U₂)を焦点距離の長い凹面鏡で集光すると、平面波と球面波の干渉⁽¹⁰⁾となり、干渉縞のピッチが空間的に変化する。この配位は、周期長を空間的に制御することにより利得の改善を図る

テーパー・アンジュレーター⁽²⁾に応用できる可能性がある。しかし、平面波と球面波の干渉では干渉縞も平面でなく球面になる。プラズマアンジュレーターのように電子ビームを斜めに入射する場合、ビームとプラズマ密度リップルとの交差角 θ がビーム軌道に沿って変化することになり、不都合が生じる可能性がある。ただしこの場合でも、周期長の変調率 $\delta \ln(d)$ を現実的な1%程度とすれば、上記の効果は無視できると考えられる。

2本のレーザー光をともに集光する場合には、上記の効果は特に顕著になる。次節で紹介するトンネルイオン化法ではプラズマ生成のために 10^{14} w/cm²を越える電力密度が必要となり、強い集光が避けられないので問題となるだろう。

4. レーザーによるプラズマの生成

レーザー干渉領域に中性原子を導入することにより、プラズマ密度リップルを形成する。従来の放電と比較した場合、レーザーを用いたプラズマ生成法は、空間的、電気的に孤立したプラズマを無電流で生成できること、電子温度が低く、密度の様なプラズマが得られること、プラズマ密度がレーザーパワーと原子密度により容易に制御できること、などの特徴を持っている。

ここでは特に、重金属を加熱蒸発し、超音速の金属蒸気流として導入することを検討している。金属蒸気流を用いる利点としては、

1) 通常の気体の場合、非電離成分が真空容器内を拡散し、加速器などの超高真空システムに流入するので大規模な差動排気が必要になる。一方金属蒸気流では、非電離成分は容器壁(水冷)に付着し、固体化するので真空システムに影響を与えない。

2) 蒸発源を工夫することにより低温で超音速の蒸気流を生成できる。この場合、干渉領域の直前にアパーチャを置くことにより、蒸気流の寸法(結局、プラズマの寸法)を調整できる。レーザー光によるイオン化は干渉領域以外でも起こりうる。干渉領域の外側に作られるプラズマは当然、周期構造を持たないので、あらかじめ蒸気流を干渉領域の寸法($\approx D$)より小さく制限しておくことが重要である。

3) 多くの元素が室温で固体であるので、選択の範囲が広い。

4) 特に重い元素を用いる利点としては、プラズマアンジュレーターではイオン空間電荷の周期構造が相対論的電子ビームとの相互作用の間維持されている必要があるが、そのためには、イオンの質量は大きい方がよい。また、重元素ほどイオン化エネ

テーパー・アンジュレーター⁽²⁾に応用できる可能性がある。しかし、平面波と球面波の干渉では干渉縞も平面でなく球面になる。プラズマアンジュレーターのように電子ビームを斜めに入射する場合、ビームとプラズマ密度リップルとの交差角 θ がビーム軌道に沿って変化することになり、不都合が生じる可能性がある。ただしこの場合でも、周期長の変調率 $\delta \ln(d)$ を現実的な1%程度とすれば、上記の効果は無視できると考えられる。

2本のレーザー光をともに集光する場合には、上記の効果は特に顕著になる。次節で紹介するトンネルイオン化法ではプラズマ生成のために 10^{14} w/cm²を越える電力密度が必要となり、強い集光が避けられないので問題となるだろう。

4. レーザーによるプラズマの生成

レーザー干渉領域に中性原子を導入することにより、プラズマ密度リップルを形成する。従来の放電と比較した場合、レーザーを用いたプラズマ生成法は、空間的、電気的に孤立したプラズマを無電流で生成できること、電子温度が低く、密度の様なプラズマが得られること、プラズマ密度がレーザーパワーと原子密度により容易に制御できること、などの特徴を持っている。

ここでは特に、重金属を加熱蒸発し、超音速の金属蒸気流として導入することを検討している。金属蒸気流を用いる利点としては、

1) 通常の気体の場合、非電離成分が真空容器内を拡散し、加速器などの超高真空システムに流入するので大規模な差動排気が必要になる。一方金属蒸気流では、非電離成分は容器壁(水冷)に付着し、固体化するので真空システムに影響を与えない。

2) 蒸発源を工夫することにより低温で超音速の蒸気流を生成できる。この場合、干渉領域の直前にアパーチャを置くことにより、蒸気流の寸法(結局、プラズマの寸法)を調整できる。レーザー光によるイオン化は干渉領域以外でも起こりうる。干渉領域の外側に作られるプラズマは当然、周期構造を持たないので、あらかじめ蒸気流を干渉領域の寸法($\approx D$)より小さく制限しておくことが重要である。

3) 多くの元素が室温で固体であるので、選択の範囲が広い。

4) 特に重い元素を用いる利点としては、プラズマアンジュレーターではイオン空間電荷の周期構造が相対論的電子ビームとの相互作用の間維持されている必要があるが、そのためには、イオンの質量は大きい方がよい。また、重元素ほどイオン化エネ

ルギーが低下する傾向があるので、より電離しやすい。

これらの蒸気原子をレーザー光で効率的に電離し、高密度プラズマを得る方法として、以下の2方法を検討する。ここで想定されるプラズマパラメータは、周期長 $d=10\mu\text{m}\sim 100\mu\text{m}$ 、体積 $V\approx D^3\sim(\text{数mm})^3$ 、密度 $10^{14}\sim 10^{15}\text{cm}^{-3}$ である。

4.1 共鳴イオン化法

この方法は、レーザー同位体分離において、目的の同位体を選択的にイオン化し、分離濃縮するために精力的に研究開発されてきた。元素のイオン化エネルギーは最小のセシウムでさえ3.9eVで、重元素でも5~10eVと大きく、共鳴波長が120~250nmと真空紫外領域に入ってしまう。このような短波長領域で大電力の可変波長レーザーを得ることは困難である。そこで、波長の異なる複数のレーザー光を用いる多波長多段階イオン化スキームが数多く提案されている。一方、プラズマアンジュレーターへの応用では干渉縞は単周期でかつ静止している必要があるので複数の波長を用いることはできない。(付記：本論文を執筆直後に、原研東海研究所の柴田氏よりコメントをいただいた。2波長2段階イオン化スキームでもうまく行くと言うことである。つまり、最初一本のレーザー光で原子を励起し、次に別のレーザー光でイオン化する。この時、2本目のイオン化レーザー光を2本に分け干渉させれば密度リップルはこのイオン化レーザーの干渉で決まるというものである。この方法は、波長の選択の範囲が広がり、より高効率なイオン化スキームを利用できるメリットを持つので、今後積極的に検討する価値があると思われる。)

柴田等⁽¹¹⁾⁽¹²⁾はレーザー同位体分離の基礎研究の中で、ガドリニウム、ネオジムなどの金属蒸気原子を1本のレーザー光でイオン化する、1波長多段階イオン化スキームを開発した。具体的な例としては

Gd (M=157.2, $U_i=6.15\text{eV}$)	$\lambda_L=575.19\text{nm}$	3段階
	$\lambda_L=370.94\text{nm}$	2段階
Nd (M=144.2, $U_i=5.52\text{eV}$)	$\lambda_L=441.96\text{nm}$	2段階

などがある。一般に、3段階より2段階の方がイオン化断面積が大きいとされる。特に、Ndの $\lambda_L=441.96\text{nm}$ 、2段階スキームが有望である。図5に実験装置の概略と図6にNdの1波長2段階イオン化スキームの例を示しておく。

今、密度 $n_0(\text{m}^{-3})$ 、大きさ $D(\text{m})$ の蒸気流にパワー密度 $J_0(\text{Wm}^{-2})$ の共鳴レーザー光を照射すると仮定する。蒸気原子のイオン化に伴いレーザー光のパワー密度は

$$J(s) = J_0 \exp\left(-\frac{s}{l_i}\right) \quad (l_i \equiv 1/n_0\sigma_i) \quad \dots\dots\dots(15)$$

の様に変化する。ここで s はレーザー光に沿った距離、 l_i はイオン化の平均自由行程、 σ_i はイオン化断面積である。一方、生成プラズマ密度 $n_p(\text{m}^{-3})$ は

$$n_p(s) = -\frac{1}{U_i} \frac{dJ(s)}{ds} \cdot \tau_L = \frac{J(s)}{U_i l_i} \cdot \tau_L \quad \dots\dots\dots(16)$$

で求められる。したがって、与えられたレーザーパワーで高密度のプラズマを効率的に生成するためには、式(16)から l_i を小さく、 τ_L を大きく取ればよい。しかし、 l_i を過度に小さく取ると、プラズマアンジュレーターにとって本質的なプラズマ密度の空間的一様性が失われる可能性がある。そこで共鳴イオン化法では、レーザーエネルギー密度 $J_0\tau_L(\text{Jm}^{-2})$ を十分大きくし、飽和領域で $n_p \approx n_0$ の強電離プラズマを生成する。この時プラズマ密度の空間分布は蒸気密度の分布を反映し、十分一様になる。ここで必要なレーザーエネルギーを概算してみる。例えば、密度 10^{15}cm^{-3} 、体積 $V \approx D^3 = 1\text{cm}^3$ のNdプラズマを生成するのに要するイオン化エネルギーは $n_p V U_i(\text{Nd}) \approx 9 \times 10^{-4}(\text{J})$ である。効率 η_L は0.1から2波長では0.8~0.9に達することもある。例えば、 $\eta_L = 0.1$ の時、レーザーエネルギーは9 mJとなる。これは、現在のパルス色素レーザーや固体レーザーの技術で十分達成できる。

4.2 トンネルイオン化法⁽¹³⁾⁻⁽¹⁵⁾

中性原子に 10^{14}W/cm^2 を超える大強度のレーザー光を照射し、光電場が原子内のクーロン電場の大きさ $10^8 \sim 10^9 \text{V/cm}$ と同程度になると、クーロンポテンシャルは図7に示すように大きく歪み、薄いポテンシャル障壁が形成される。その結果、原子内の電子はトンネル効果で障壁を通過し、エネルギーがほぼゼロの自由電子となる。これを、トンネルイオン化と言う。先の共鳴イオン化では光子エネルギーが注目する原子のエネルギー準位で一意的に決まってしまうのに対し、トンネルイオン化ではレーザー光の電磁波としての性質（光電場）を用いるので、光子エネルギーに制限がない。つまり任意の波長のレーザー光を利用できるという大きな特徴を持つ。（実際には、長波

長の方が都合がよい。)

トンネルイオン化に必要なレーザー強度のしきい値⁽¹⁵⁾は

$$J_{th}(\text{Wcm}^{-2}) = \frac{2.2 \times 10^{15}}{Z^2} \left(\frac{U_i}{27.21} \right)^4 \dots\dots\dots(17)$$

と与えられる。ここで、 Z はイオンの価数である。式(19)の妥当性は実験的にも良い精度で確かめられている。これを、Ndプラズマ（イオンはNd⁺）生成に適用する。 $Z=1$ 、 $U_i=5.52\text{eV}$ を代入して、 $J_{th} \approx 4 \times 10^{12} \text{Wcm}^{-2}$ である。しかし、十分なイオン数を得るためさらに1桁上げて $J_0=4 \times 10^{13} \text{Wcm}^{-2}$ とする。（イオン化が進みレーザーパワーが減少すると、光電場も弱くなるのでトンネルイオン化が起こりにくくなる。）これを蒸気流に照射して、体積 $V=D^3$ のプラズマを生成する場合、プラズマ密度は

$$n_p = \frac{J_0 D^2 \tau_L}{U_i D^3} \eta_L \dots\dots\dots(18)$$

で与えられる。仮に利用率 $\eta=1$ 、レーザー光の長さ $L=c\tau_L=D$ として、先の数値を入れると、表1の結果が得られる。密度は体積によらず、レーザーパワー密度のみで決まる。 10^{15}cm^{-3} 程度のプラズマを生成することには何の問題もない。しかし、プラズマの大きさ D を2mm以上にとると、パワー密度を半減できたとしても、数ジュールのレーザーエネルギーが必要となる。これは、共鳴イオン化の場合と比べてかなり大きい。さらに大きな問題は、パワー密度を上げるために集光やパルス圧縮が必要になると考えられるが、すると先に述べたように干渉縞、ひいてはプラズマ密度リップルの周期性が著しく損なわれることである。以上のような議論から、プラズマ密度リップルの形成には共鳴イオン化法が適していると判断した。

5. 検 討

ここでは、具体的に周期長 $d=10\sim 100\mu\text{m}$ 、周期数 $N=100\sim 1000$ のプラズマアンジュレータを実現する上での問題点を整理する。プラズマは、1波長(441.96nm)2段階の共鳴イオン化法でNdプラズマとする。鈴木⁽⁶⁾はA)、B)の条件下で、一様な電子ビームおよび短バンチビームを入射した場合の運動方程式を個別に解析し、アンジュレータ一定数 K の表式と必要なプラズマ密度 n_p の値を具体的に求めている。その主な結果を表2に示す。アンジュレータの放射強度が K^2 に比例するので K を過度に小さく取ること

長の方が都合がよい。)

トンネルイオン化に必要なレーザー強度のしきい値⁽¹⁵⁾は

$$J_{th}(\text{Wcm}^{-2}) = \frac{2.2 \times 10^{15}}{Z^2} \left(\frac{U_i}{27.21} \right)^4 \dots\dots\dots(17)$$

と与えられる。ここで、 Z はイオンの価数である。式(19)の妥当性は実験的にも良い精度で確かめられている。これを、Ndプラズマ(イオンはNd⁺)生成に適用する。 $Z=1$ 、 $U_i=5.52\text{eV}$ を代入して、 $J_{th} \approx 4 \times 10^{12} \text{Wcm}^{-2}$ である。しかし、十分なイオン数を得るためさらに1桁上げて $J_0=4 \times 10^{13} \text{Wcm}^{-2}$ とする。(イオン化が進みレーザーパワーが減少すると、光電場も弱くなるのでトンネルイオン化が起こりにくくなる。)これを蒸気流に照射して、体積 $V=D^3$ のプラズマを生成する場合、プラズマ密度は

$$n_p = \frac{J_0 D^2 \tau_L}{U_i D^3} \eta_L \dots\dots\dots(18)$$

と与えられる。仮に利用率 $\eta=1$ 、レーザー光の長さ $L=c\tau_L=D$ として、先の数値を入れると、表1の結果が得られる。密度は体積によらず、レーザーパワー密度のみで決まる。 10^{15}cm^{-3} 程度のプラズマを生成することには何の問題もない。しかし、プラズマの大きさ D を2mm以上にとると、パワー密度を半減できたとしても、数ジュールのレーザーエネルギーが必要となる。これは、共鳴イオン化の場合と比べてかなり大きい。さらに大きな問題は、パワー密度を上げるために集光やパルス圧縮が必要になると考えられるが、すると先に述べたように干渉縞、ひいてはプラズマ密度リップルの周期性が著しく損なわれることである。以上のような議論から、プラズマ密度リップルの形成には共鳴イオン化法が適していると判断した。

5. 検 討

ここでは、具体的に周期長 $d=10\sim 100\mu\text{m}$ 、周期数 $N=100\sim 1000$ のプラズマアンジュレータを実現する上での問題点を整理する。プラズマは、1波長(441.96nm)2段階の共鳴イオン化法でNdプラズマとする。鈴木⁽⁶⁾はA)、B)の条件下で、一様な電子ビームおよび短バンチビームを入射した場合の運動方程式を個別に解析し、アンジュレータ一定数 K の表式と必要なプラズマ密度 n_p の値を具体的に求めている。その主な結果を表2に示す。アンジュレータの放射強度が K^2 に比例するので K を過度に小さく取ること

は効率の面で得策でない。ここでは実用的にも意味のある、 $K=0.1$ を想定する。すると、表2から最大 10^{15}cm^{-3} のプラズマを生成できれば全ての条件を満たすことがわかる。密度 10^{15}cm^{-3} のプラズマがレーザーを用いて生成可能であることは本論文ですでに述べてきた。

◆リップルの持続時間：

プラズマ密度リップルの持続時間を考える。共鳴イオン化プラズマの電子温度は $0.01\sim 0.05\text{eV}$ と低く、イオン温度に比べ無視できる。さらにイオン温度は蒸気温度に等しい。蒸気温度は蒸発源(約 2000K)から金属蒸気流が膨張、冷却する過程で決まるが、典型的には 500K 程度である。リップルの持続時間 τ_r はイオンが熱速度で $1/2$ 周期長を走る時間と考えることができる。一方、レーザー光のパルス幅は τ_r により制限を受け、

$$\tau_L < \tau_r = \frac{0.5d}{u_{ih}} = \frac{0.5d}{\sqrt{\frac{T_i}{M_i}}} \dots\dots\dots(19)$$

となる。これは、 $d=10\mu\text{m}$ の時 30ns 、 $50\mu\text{m}$ の時 150ns 、 $100\mu\text{m}$ の時 300ns と十分現実的な値である。蒸気源を工夫し、さらに蒸気温度を下げることも可能であろう。

◆蒸気原子との衝突による電子ビームの減衰：

高エネルギー電子の散乱はラザフォード散乱が支配的で、その断面積は

$$\sigma_R = \frac{4\pi Z_a^2 r_e^2}{\gamma^2 \theta^2} \dots\dots\dots(20)$$

と与えられる⁽⁵⁾。ここで、 Z_a は原子番号、 r_e は電子の古典半径、 θ は散乱角である。例えば、 $\gamma=40$ (20MeV)、 $Z_a=41$ 、蒸気原子密度 $n_0=3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ (1Torr)、 $L=1\text{cm}$ 、 θ =ビーム半径 $50\mu\text{m}/L=1/100$ と仮定すると、電子ビームの減衰率 Dn_e/n_e は

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \sigma_R n_0 L \approx 3 \times 10^{-2} \dots\dots\dots(21)$$

となる。 1Torr の蒸気圧でこの程度であるから、散乱の影響は少ないと言える。

◆アンジュレータの動作周波数：

プラズマアンジュレータは1度電子ビームと相互作用すると、壊れると考えて良いだろう。次に密度リップルを生成するまでに必要な時間からアンジュレータの動作周波数の上限を決めることができる。プラズマは蒸気流と同じ速度 $u_0=700\sim 1000\text{m/s}$ で上方に流れている。したがって、このプラズマが干渉領域($\sim D$)から流出する時間は、

D/u_0 である。レーザーによるプラズマ生成時間はほぼパルス幅 τ_r であり、これは D/u_0 に比べ無視できるほど小さいので、結局、逆数の u_0/D が動作周波数を与える。 $D=1\text{cm}$ 、 $u_0=1000\text{m/s}$ として、

$$f = \frac{u_0}{D} \approx 100 \text{ (kHz)} \quad \dots\dots\dots(22)$$

である。現在利用可能な可変波長レーザー（色素レーザー、チタンサファイアレーザーなど）の繰り返し周波数は100kHzに達していないので、上式は十分な値と言える。

6. ま と め

本論文で、レーザー干渉とレーザー共鳴イオン化によるプラズマ生成を併用する新しい方法によって、非常にコンパクトで（大きさ $< 1\text{cm}$ ）、短波長の放射（可視光からX線まで）を発生するプラズママイクロアンジュレーターが実現可能であることを示した。

まず、イオン化スキームとしては、トンネルイオン化法よりも共鳴イオン化法が適しているとした。次に具体的に、大きさ $D < 1\text{cm}$ 、周期長 $d = 10 \sim 100 \mu\text{m}$ 、周期数 $N = 100 \sim 1000$ のプラズマアンジュレーターを実現する上での問題点を検討した結果、必要なレーザー光のエネルギーと波長、光学系の工夫、密度リップルの寿命、散乱により電子損失、動作周波数、いずれも現在の技術レベルで達成可能か、あるいは十分許容できる範囲にあることがわかった。

プラズマ密度の微細な周期構造を作ることは、単にアンジュレーターだけでなく、プラズマを用いた粒子加速器への応用も検討されており、早期に原理検証実験を行う必要があると考えられる。

D/u_0 である。レーザーによるプラズマ生成時間はほぼパルス幅 τ_r であり、これは D/u_0 に比べ無視できるほど小さいので、結局、逆数の u_0/D が動作周波数を与える。 $D=1\text{cm}$ 、 $u_0=1000\text{m/s}$ として、

$$f = \frac{u_0}{D} \approx 100 \text{ (kHz)} \quad \dots\dots\dots(22)$$

である。現在利用可能な可変波長レーザー（色素レーザー、チタンサファイアレーザーなど）の繰り返し周波数は100kHzに達していないので、上式は十分な値と言える。

6. ま と め

本論文で、レーザー干渉とレーザー共鳴イオン化によるプラズマ生成を併用する新しい方法によって、非常にコンパクトで（大きさ、1cm）、短波長の放射（可視光からX線まで）を発生するプラズママイクロアンジュレーターが実現可能であることを示した。

まず、イオン化スキームとしては、トンネルイオン化法よりも共鳴イオン化法が適しているとした。次に具体的に、大きさ $D < 1\text{cm}$ 、周期長 $d = 10 \sim 100\mu\text{m}$ 、周期数 $N = 100 \sim 1000$ のプラズマアンジュレーターを実現する上での問題点を検討した結果、必要なレーザー光のエネルギーと波長、光学系の工夫、密度リップルの寿命、散乱により電子損失、動作周波数、いずれも現在の技術レベルで達成可能か、あるいは十分許容できる範囲にあることがわかった。

プラズマ密度の微細な周期構造を作ることは、単にアンジュレーターだけでなく、プラズマを用いた粒子加速器への応用も検討されており、早期に原理検証実験を行う必要があると考えられる。

謝 辞

本研究を行うにあたり、東海研究所同位体分離研究室、柴田猛順主任研究員には、文献中のデータや図の引用を快く許可下さり、また多くの貴重な示唆をいただきました。付して特に感謝申し上げます。

参 考 文 献

- (1) 高良和武監修：シンクロトロン放射利用技術、(株)サイエンスフォーラム)、第二篇放射光の利用技術、第三篇応用篇。
- (2) *ibid.*、第一篇放射光の基礎
- (3) R. Fedele, G. Miano, and V. G. Vaccaro: Phys. Scr. T30(1990)192.
- (4) K. R. Chen, and J. M. Dawson: Phys. Rev. Lett. 68(1992)29.
- (5) 鈴木康夫：核融合研究、68(1992)488.
- (6) 鈴木康夫：JAERI-M-95-009
- (7) T. Shintake: Nucl. Instrum. Methods A311(1992)453.
- (8) 新竹積：パリテイ、8(1993)46.
- (9) 霜田光一著：レーザー物理入門 (岩波書店) 1983、p.62.
- (10) レーザー学会編：レーザーハンドブック (オーム社) 1982.
- (11) 小倉浩一、有沢孝、小嶋章、柴田猛順：JAERI-M-90-162 (1990).
- (12) 柴田猛順、小倉浩一：JAERI-M-94-025 (1994).
- (13) S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin, and J. H. Eberly: Phys. Rev. Lett. 63(1989)2212.
- (14) S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland, and S. L. Chin: J. Opt. Soc. Am. B 8(1991)858.
- (15) 緑川克美：応用物理 63(1994)32.

謝 辞

本研究を行うにあたり、東海研究所同位体分離研究室、柴田猛順主任研究員には、文献中のデータや図の引用を快く許可下さり、また多くの貴重な示唆をいただきました。付して特に感謝申し上げます。

参 考 文 献

- (1) 高良和武監修：シンクロトロン放射利用技術、(株サイエンスフォーラム)、第二篇放射光の利用技術、第三篇応用篇。
- (2) *ibid.*、第一篇放射光の基礎
- (3) R. Fedele, G. Miano, and V. G. Vaccaro: *Phys. Scr.* T30(1990)192.
- (4) K. R. Chen, and J. M. Dawson: *Phys. Rev. Lett.* 68(1992)29.
- (5) 鈴木康夫：核融合研究、68(1992)488.
- (6) 鈴木康夫：JAERI-M-95-009
- (7) T. Shintake: *Nucl. Instrum. Methods A*311(1992)453.
- (8) 新竹積：パリテイ、8(1993)46.
- (9) 霜田光一著：レーザー物理入門 (岩波書店) 1983、p.62.
- (10) レーザー学会編：レーザーハンドブック (オーム社) 1982.
- (11) 小倉浩一、有沢孝、小埜章、柴田猛順：JAERI-M-90-162 (1990).
- (12) 柴田猛順、小倉浩一：JAERI-M-94-025 (1994).
- (13) S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin, and J. H. Eberly: *Phys. Rev. Lett.* 63(1989)2212.
- (14) S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland, and S. L. Chin: *J. Opt. Soc. Am. B* 8(1991)858.
- (15) 緑川克美：応用物理 63(1994)32.

表1 密度リップルの形成に必要なレーザーエネルギーとパルス幅
(トンネルイオン化)

D (cm)	n_p (cm)	レーザーエネルギー $J_0 D^2 \tau_L$ (J)	パルス幅 (ps)
1	1.5×10^{21}	1300	33
0.5	1.5×10^{21}	170	17
0.2	1.5×10^{21}	11	6.7
0.1	1.5×10^{21}	1.3	3.3

表2 各種電子ビームの形態におけるアンジュレーター定数K, 周期長d, プラズマ密度 n_p の関係。ここで, r_0 , L_0 は電子ビームバンチの半径と長さ

	ショートバンチ		ロングバンチ		一様ビーム	
	K=0.1	K=1	K=0.1	K=1	K=0.1	K=1
d=10 μ m	$r_0=1\mu$ m $n_p=7 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$	$r_0=1\mu$ m $n_p=7 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$	$L_0=100\mu$ m $r_0=1\mu$ m $n_p=2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$	$L_0=100\mu$ m $r_0=1\mu$ m $n_p=2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$	$n_p=2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$	$n_p=2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$
d=100 μ m	$r_0=10\mu$ m $n_p=7 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$	$r_0=10\mu$ m $n_p=7 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$	$L_0=1\mu$ m $r_0=10\mu$ m $n_p=2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$	$L_0=1\mu$ m $r_0=10\mu$ m $n_p=2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$	$n_p=2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$	$n_p=2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$
d=1 μ m	$r_0=100\mu$ m $n_p=7 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$	$r_0=100\mu$ m $n_p=7 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$	$L_0=10\mu$ m $r_0=100\mu$ m $n_p=2 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$	$L_0=10\mu$ m $r_0=100\mu$ m $n_p=2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$	$n_p=2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$	$n_p=2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$

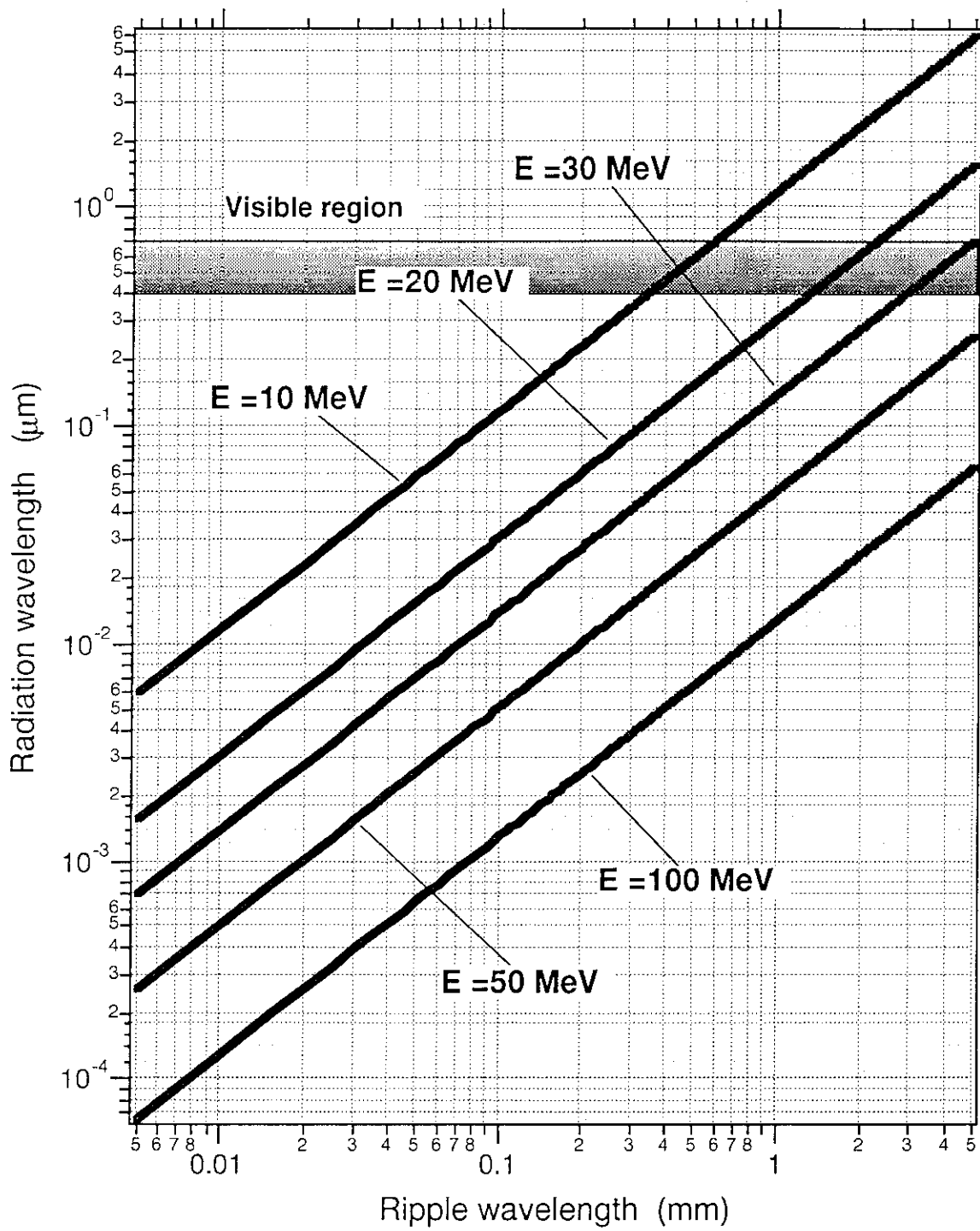


図1 アンジュレーターの周期長と放射光の波長との関係

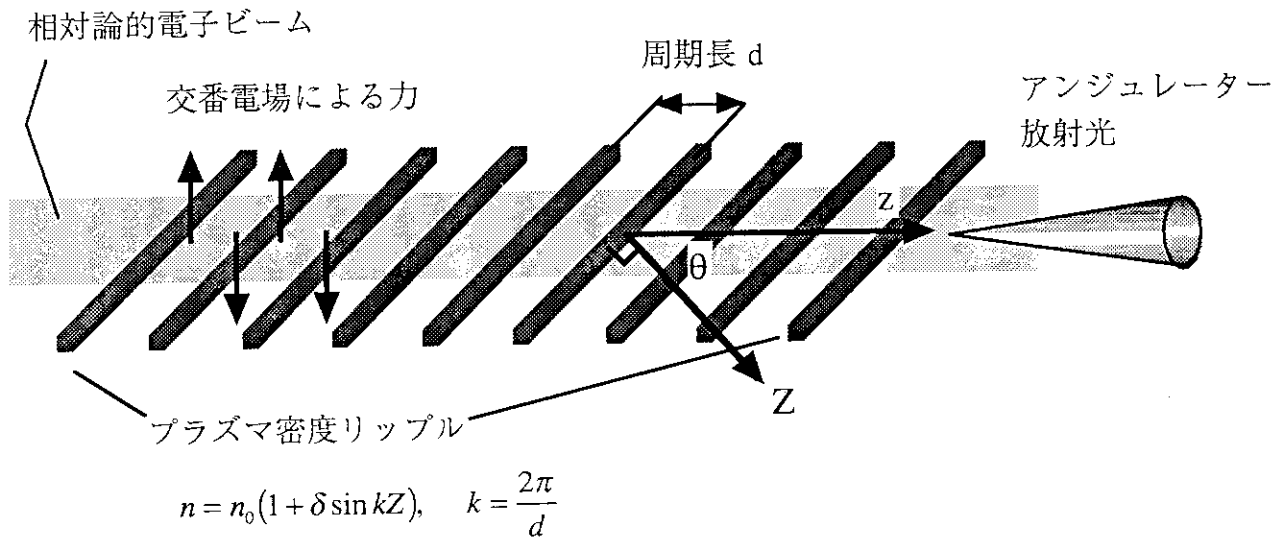


図2 プラズマアンジュレーター

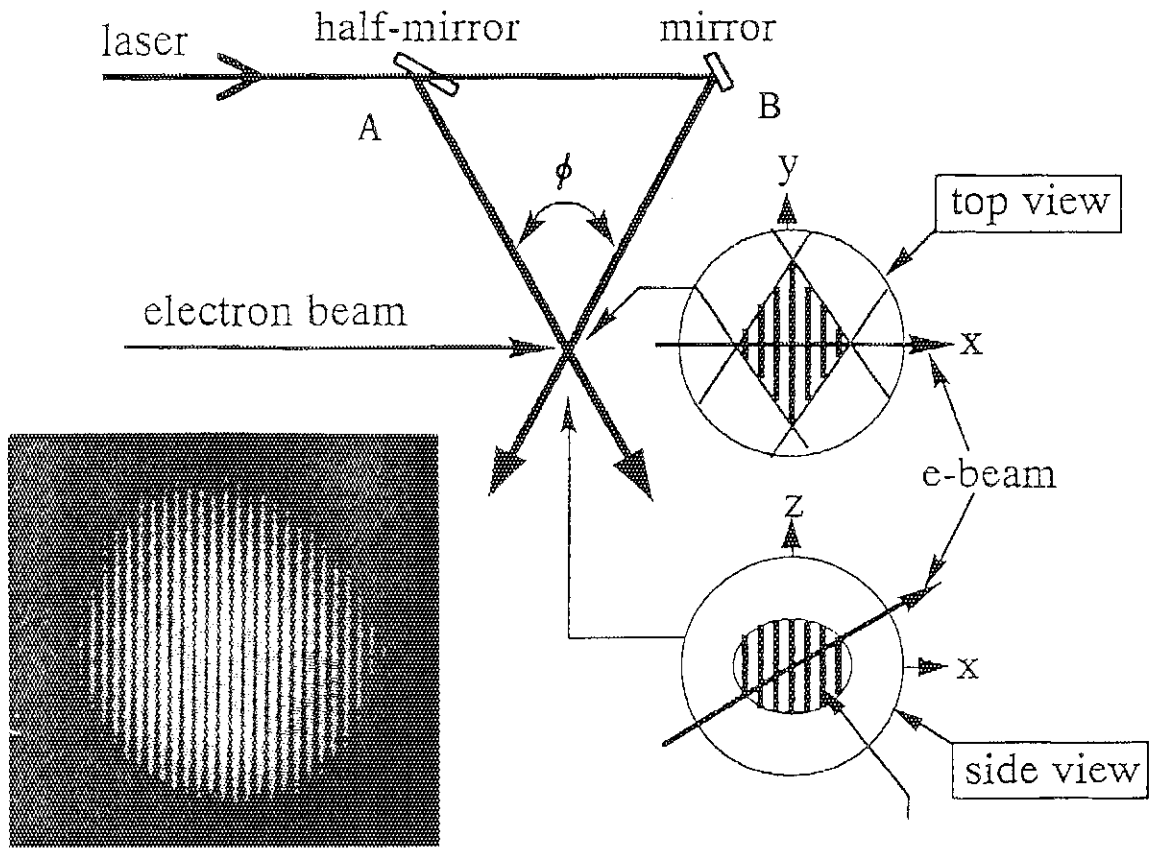


図3 レーザー光の2波干渉による干渉縞の形成

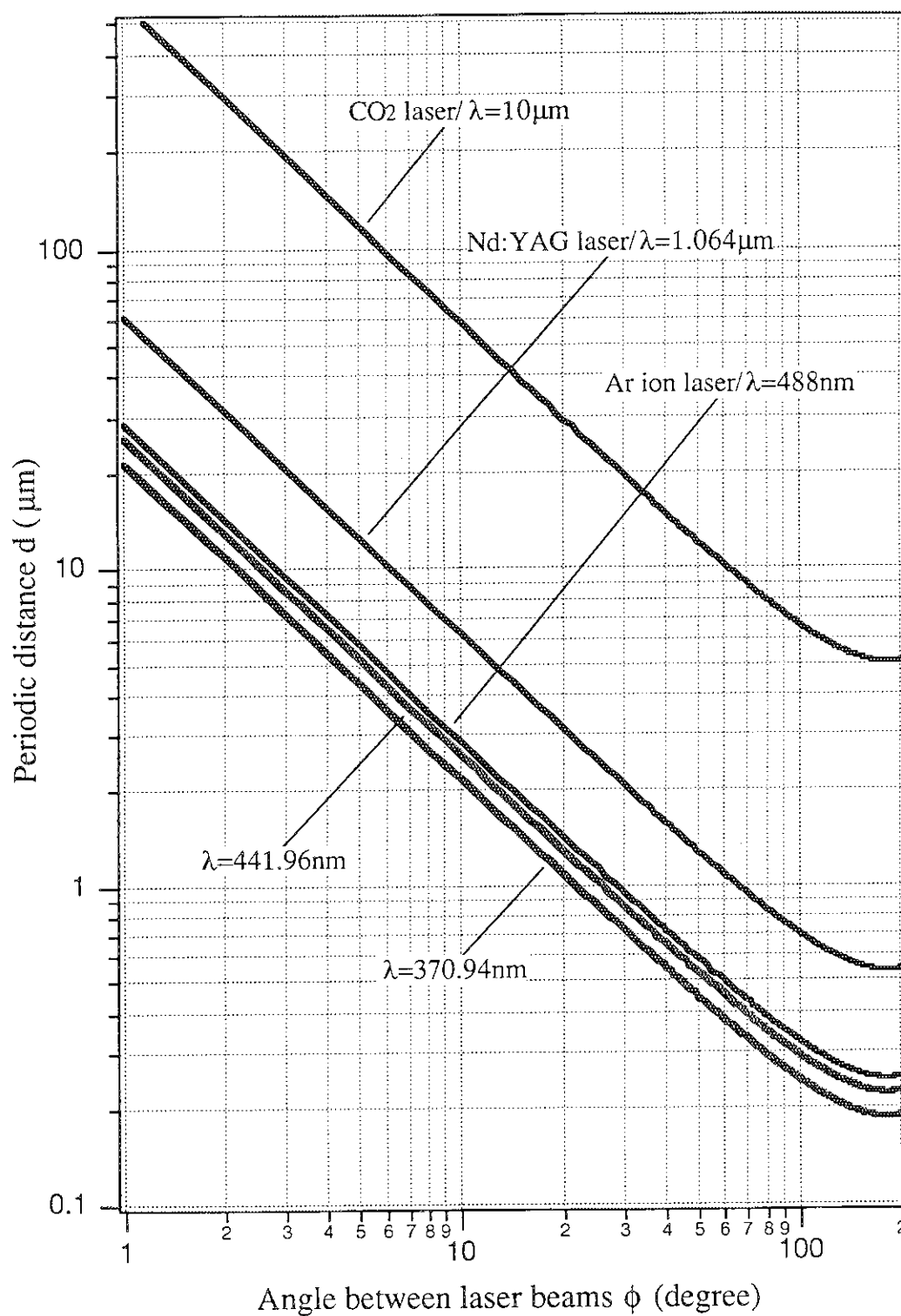


図4 レーザー光の交差角 ϕ と干渉縞の周期長 d の関係

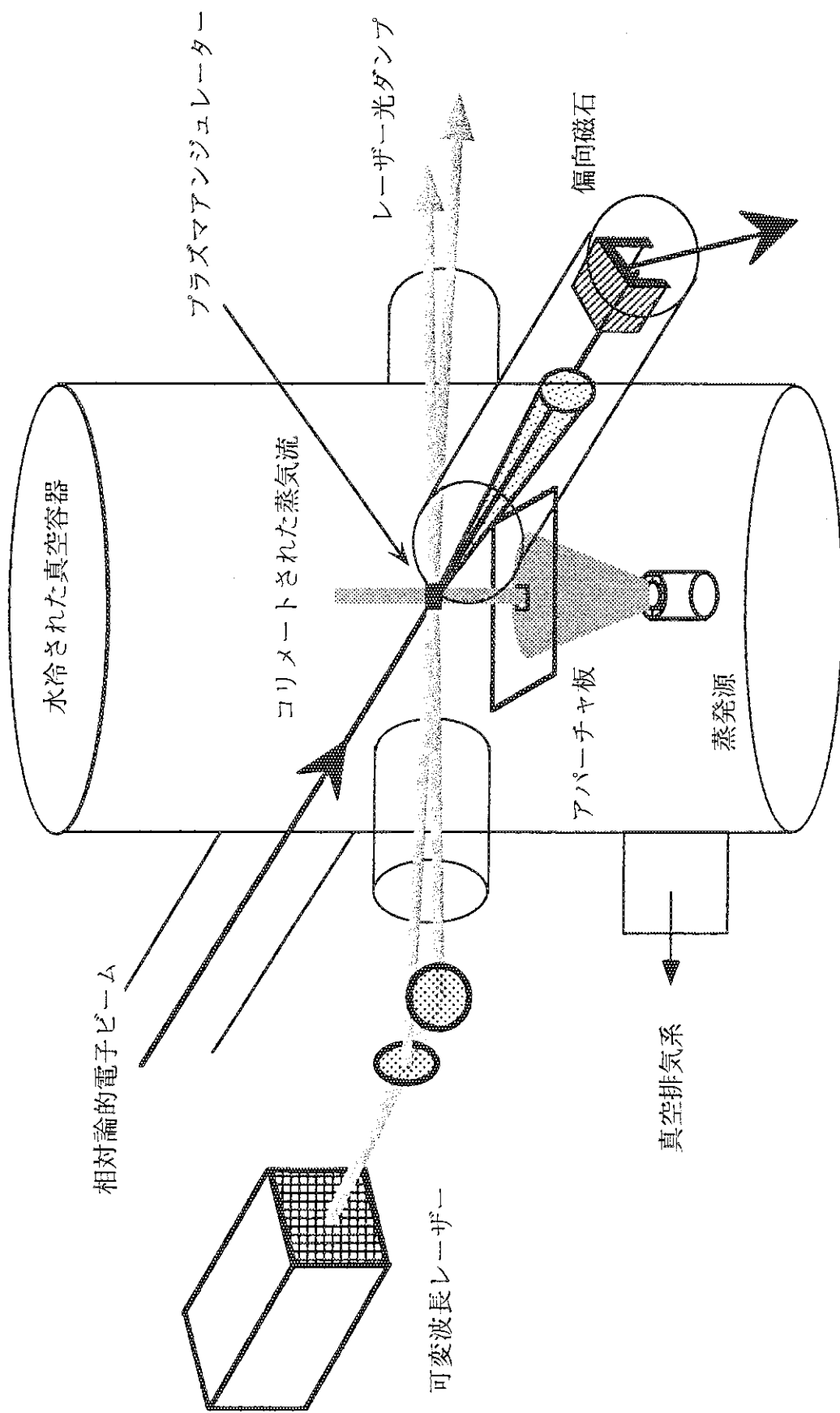


図5 レーザー干渉・共鳴イオン化法によるプラズマアニュレターの概念図

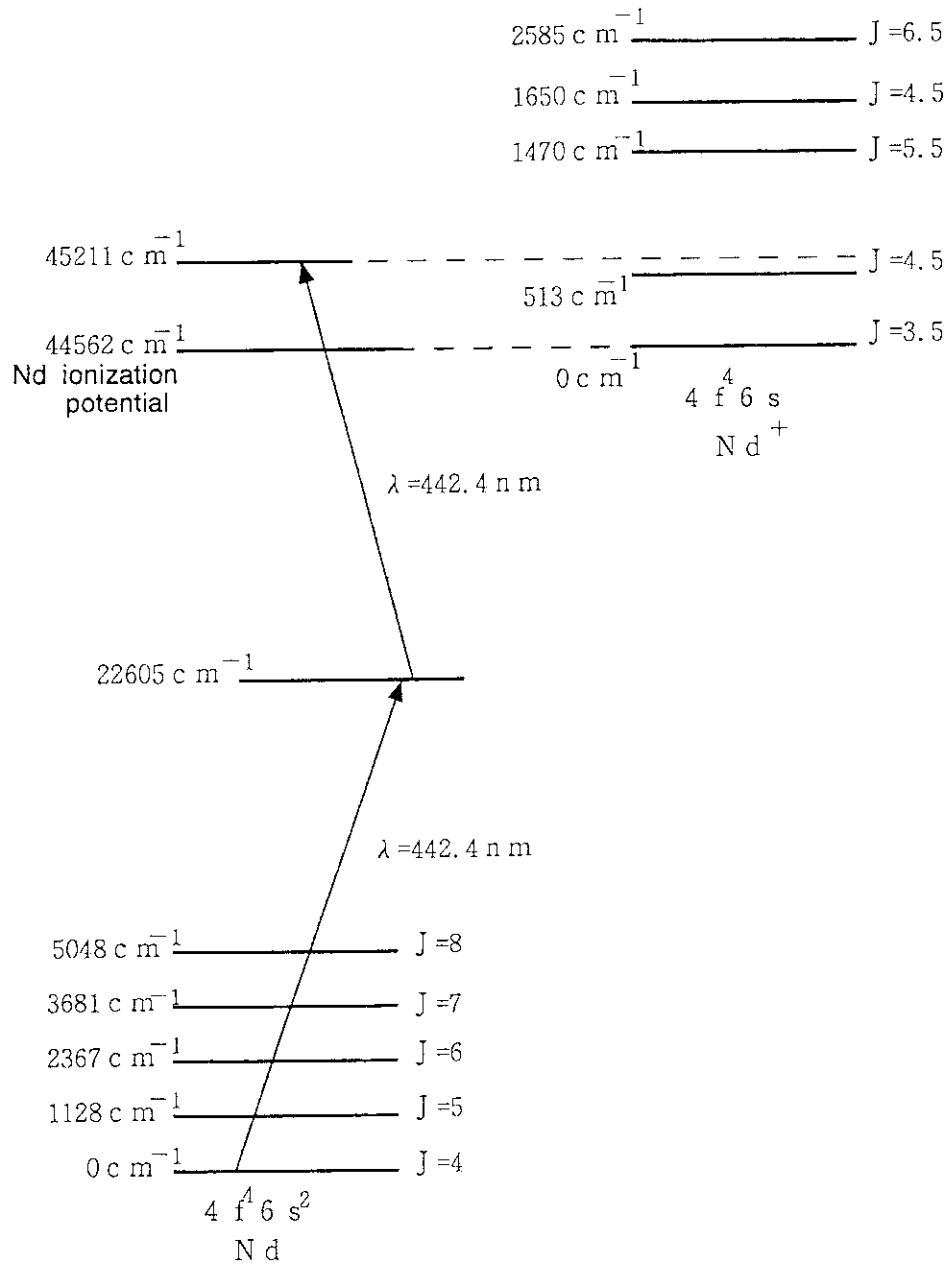


図6 ネオジムの1波長2段階共鳴イオン化スキーム

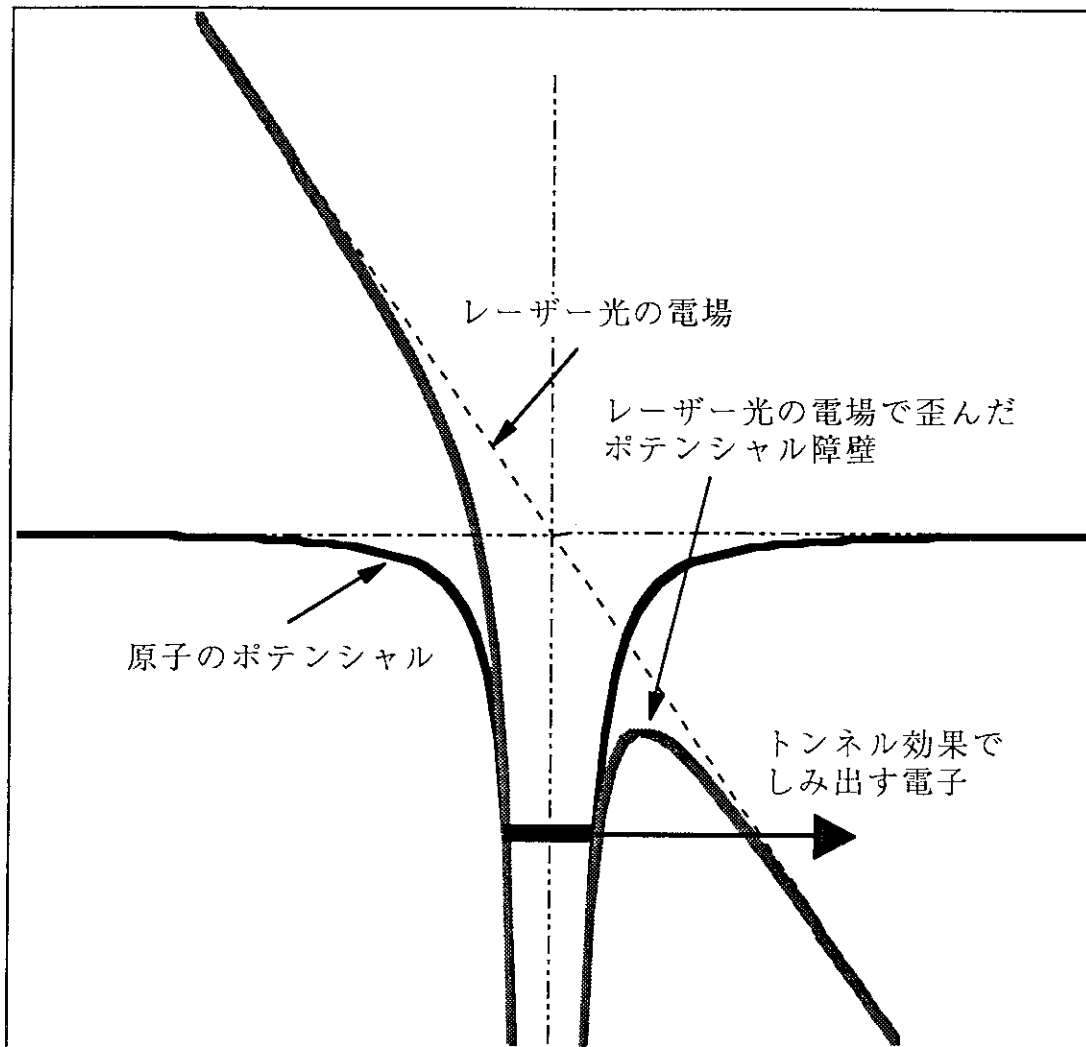


図7 トンネルイオン化の原理図