

JAERI-Research

97-067



陽子蓄積リング用入射装置の最適設計

1997年10月

鈴木康夫<sup>\*</sup>

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、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒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 Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷(株)

陽子蓄積リング用入射装置の最適設計

日本原子力研究所東海研究所中性子科学研究センター

鈴木 康夫<sup>※</sup>

(1997年9月4日受理)

蓄積リングに入射するための磁場と光による新しい入射装置の最適設計を報告する。この入射装置は、ニュートライザーとアイオナイザーにより構成されるが、本稿では後者について検討する。アイオナイザーはリング内の直線部に設置されるアンジュレーター磁場と光共振器からなり、 $H^0$ をイオン化するものである。ドップラー効果およびレーザー光の共鳴吸収により励起された $H^0$ ビームを、入射粒子の相対論的速度と磁場との相互作用によるローレンツ電場で効率的にイオン化するものである。アンジュレーター磁場による強いローレンツ電場は、励起水素の荷電変換効率を格段に上昇させ、約485nm, 1kW以下の色素レーザーでイオン化が可能となる。従来のようにフォイルによる散乱もなくまた、周回しているイオンへの影響もない。したがって、この装置は陽子蓄積リング入射装置部でのビーム・スピルを無くし低放射化に極めて有効である。

An Optimal Design of a Beam Injection Device for a Proton Accumulator Ring

Yasuo SUZUKI\*

Neutron Science Center  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received September 4, 1997)

An optimal design of a new injection device with the magnetic field and the laser irradiation for a proton accumulator ring is reported. This injection device is composed of a neutralizer and an ionizer. In this report, however, only the latter is discussed. The ionizer is composed of undulator magnets and an optical resonator which are placed along a linear part in the accumulator ring, and can ionize  $H^0$  beam into  $H^+$  one. The device can effectively exchange the charge of the injected beam with the Lorentz electric field generated by the interaction between the  $H^0$  beam of relativistic velocity and the undulator magnetic field. The  $H^0$  beam excited by the doppler effect and the optical resonant absorption of the laser light, can increase substantially the efficiency of the ionization process by the Lorentz electric field. The dye laser light of about 485 nm and less than 1KW can make it possible to easily ionize  $H^0$  beam. As there are not any effects on the trajectory of the ring-rotating proton beam by bump magnets nor any beam scattering by the foil as the usual charge-exchange devices, this method will be very useful to reduce the beam spill and radiative productions around the injection part of the proton accumulator ring.

Keywords: Proton Accumulator Ring, Injector, Intense Neutron Source

---

\* Science visitor

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. アイオナイザー .....	3
3. イオン化プロセス .....	7
4. 討論およびまとめ .....	10
謝 辞 .....	12
参考文献 .....	12

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Ionizer .....	3
3. Ionization Process .....	7
4. Discussion and Conclusion .....	10
Acknowledgements .....	12
Reference .....	12

## 1. はじめに

原研中性子科学研究計画用陽子蓄積リングの入射装置は、従来にない大出力の陽子ビームを入射するため、入射部におけるビーム漏れ対策及び低放射化対策に万全を期す必要がある<sup>1)</sup>。そのためEU、および米国で検討中の同規模の計画では、従来用いられたフォイル方式に頼るため2台のリングを作り、放射化部の分散を図っている<sup>2, 3)</sup>。そこで、もしリングを1台で済ますことを考えるなら、低放射化を抜本的に可能とする新しい概念による入射方式を開発しなければならない。また、本計画のように超伝導線形加速器方式を採用し、長パルスの加速が出来るという有利さを発揮するには、マルチターン入射を可能とする新しい方策を検討することが不可欠である。

筆者は、このため従来のフォイルによる荷電変換方式に代わる方法として、磁場と光を用いた新しい低放射化入射装置の概念検討を行ってきた<sup>4, 5, 6)</sup>。すなわち、ウイグラー磁場に相対論的速度を持つ水素 ( $H^{-}$ ,  $H^0$ ) ビームを通過させることにより、その際に生ずるローレンツ電場 ( $E = v \times B$ ) によって電子脱離 (中性化) あるいはイオン化させる方式である。この時、光子ビームは基底状態の  $H^0$  を主量子数  $n = 3$  への励起に用いられ、ローレンツ電場の不足分を補う形で利用した。

さらに、文献6) ではビーム・ロス率 (非イオン化率) を  $w$  とする式として、

$$\exp(-\Gamma t') = w$$

すなわち、

$$-\Gamma t' = \ln(w)$$

を得た。ここで、 $\ln$  は自然対数を表し、 $\Gamma$  は  $H^0$  ビームを励起のための誘導遷移確率であり、レーザー出力に比例し、 $t'$  は  $H^0$  ビームがレーザービームおよびウイグラー磁場と相互作用する時間であり、 $'$  は  $H^0$  ビームに乗った系での量を示す。

さらに、文献6) では、最も重要な眼目である低放射化、すなわち、ビームスピルによる放射化を減らすために、ウイグラー磁場によるビーム偏向角を小さくし、磁場の存在する領域を短くする ( $t'$  を小さくする) 方向で解決を図った。しかし、これには大きな  $\Gamma$  が必要になり、レーザー出力の増大をまねき実用化研

究には、やや難しいものとなった。しかし、このことはまた、上式から解るように  $\Gamma t'$  のファクターがビームロス  $w$  のオーダー（桁数）を決定するほど極めて大きい効果があることを示唆し、これを利用しての新しい展開を図るきっかけを与えるものとなった。

本稿では、これらの新しい知見にもとづき、またこの知見を最大限に利用した方法を考案し、レーザー出力の低減化のためのいくつかの合理化、最適化を行ったので報告する。

中性子散乱用蓄積リングは、超伝導線形加速器から  $1, 5 \text{ GeV}$  ( $\beta = 0.92$ )、ピーク  $30 \text{ mA}$  の  $\text{H}^-$  ビームを  $3.6 \text{ ms}$  間受けて、それをリング内に入れて貯め込み込むものである。リング内では、このビームを直径  $15 \text{ cm}$  に広げて空間電荷効果を低減化してため込み、この後、 $0.5 \mu\text{s}$  程度のビームに圧縮して、そのビームを  $50 \text{ Hz}$ 、ピーク  $100 \text{ A}$  のパルスとして中性子源となるターゲットに送り出す<sup>1)</sup>。

本稿の入射装置は、文献6)にあるように(第1図)、 $\text{H}^-$  ビームをリングに入れる前に収束させつつ中性化するニュートライザーとリングの直線部に置かれた  $\text{H}^0$  ビームをイオン化するアイオナイザーを一直線上に構成する二段階方式とする。このうち、ニュートライザーでは、 $\text{H}^-$  ビームを周期的なウイグラー磁場中に通過させ電子を脱離させ中性化する。中性化された  $\text{H}^0$  は直進してリング内直線部に設置されたアイオナイザーに入る。アイオナイザーでは、その  $\text{H}^0$  ビームに光子ビームを衝突・吸収させ励起させるとともに、同時にウイグラー磁場のローレンツ電場により電離・イオン化させる。これにより  $\text{H}^0$  ビームをイオン化してリングの軌道に乗せることができる。イオン化出来なかった  $\text{H}^0$  ビームは直進してビームダンプへ入る。

本稿では、この方式に従いながら、特にアイオナイザーのイオン化のウイグラー磁場とレーザー・光学系について、効率化を図りつつ最適化をはかるものとする。

ここでは、まず、用語を定義しておく。 $\text{H}^0$  ビーム強度 ( $I_1$ 、初期値  $I_{10}$ )、および荷電変換して  $\text{H}^+$  になったビーム強度を  $I_c = I_{10} - I_1$  とし、 $I_1 / I_{10}$  を荷電変換しなかつた率を意味することから非イオン化率、 $I_c / I_{10}$  は荷電変換した比率を意味するから、 $I_c / I_{10}$  をイオン化率と定義する。さらに、 $I_c$  を荷電

変換による偏向角が、ある限界値 $\psi_{max}$ より大きいもの ( $I_s$ ) と、小さいもの ( $I_g$ ) との二つにわけると、すなわち、 $I_0 = I_s + I_g$  であり、 $I_s / I_0$  を入射変換率、 $I_g / I_0$  をビームスピル率と定義する。つまり、荷電変換したものの偏向角の大きいものをビームスピル率とし、この量を減らすための低放射化入射装置を検討する。

さて、その後のリング入射装置の設計リング入射装置の設計の進展にもとづき、ここで述べる設計条件として次の4つの条件を加えて最適化を図ることとする。

第一に、リング入射装置はドリフトチューブ径を太くする。このことから、容器壁を放射化する要因となる、荷電変換の際生ずる $H^+$ ビームの偏向角を $\psi_{max} = \pm 4 \text{ mrad}$  (10 mで4 cm) 以下とする。また、ドリフトチューブの軸近辺でイオン化する。

第二は、ウイグラー磁場の代わりにアンジュレーター磁場とし、アンジュレーターの磁極間距離は太いドリフトチューブに対応して20 cmする。したがってその周期長もその数倍とする。しかも上記の $t'$ を増やすため弱い磁場としながらもそれを繰り返す多くの波をもつアンジュレーターとする。

第三に、弱いアンジュレーター磁場でイオン化させるために、光子ビームによる主量子数 $n = 4$ への共鳴励起法(97.216 nm)を採用する。ドップラー効果によりこの波長は485 nm前後となるため、レーザーとして、ここでは一応、波長可変のYAG+色素レーザー方式を念頭に検討する。

第四にビームスピル率を $10^{-5}$ 以下とする。万一、荷電変換できずにロスになる粒子はビーム・ダンプなどへ導けるようにし、これによる容器壁等の放射化は極限まで低減化する。

以下にこれらの4条件を満たす最適な方法を記述する。まず、第2章ではアンジュレーター磁場とレーザーと光学系について検討する。第3章ではそれらによるイオン化プロセスについて述べ必要とするレーザー出力などについて検討する。第4章でそれらを評価し討論しまとめを行うこととする。

## 2. アイオナイザー

荷電変換用磁場配位(アンジュレーター磁場)を第2図のように考える。第



変換による偏向角が、ある限界値 $\psi_{\max}$ より大きいもの ( $I_s$ ) と、小さいもの ( $I_g$ ) との二つにわけられる。すなわち、 $I_c = I_s + I_g$  であり、 $I_g / I_{i0}$  を入射変換率、 $I_s / I_{i0}$  をビームスピル率と定義する。つまり、荷電変換したものの偏向角の大きいものをビームスピル率とし、この量を減らすための低放射化入射装置を検討する。

さて、その後のリング入射装置の設計リング入射装置の設計の進展にもとづき、ここで述べる設計条件として次の4つの条件を加えて最適化を図ることとする。

第一に、リング入射装置はドリフトチューブ径を太くする。このことから、容器壁を放射化する要因となる、荷電変換の際生ずる $H^+$ ビームの偏向角を $\psi_{\max} = \pm 4 \text{ mrad}$  (10 mで4 cm) 以下とする。また、ドリフトチューブの軸近辺でイオン化する。

第二は、ウイグラー磁場の代わりにアンジュレーター磁場とし、アンジュレーターの磁極間距離は太いドリフトチューブに対応して20 cmする。したがってその周期長もその数倍とする。しかも上記の $t'$ を増やすため弱い磁場としながらもそれを繰り返す多くの波をもつアンジュレーターとする。

第三に、弱いアンジュレーター磁場でイオン化させるために、光子ビームによる主量子数 $n = 4$ への共鳴励起法(97.216 nm)を採用する。ドップラー効果によりこの波長は485 nm前後となるため、レーザーとして、ここでは一応、波長可変のYAG+色素レーザー方式を念頭に検討する。

第四にビームスピル率を $10^{-5}$ 以下とする。万一、荷電変換できずにロスになる粒子はビーム・ダンプなどへ導けるようにし、これによる容器壁等の放射化は極限まで低減化する。

以下にこれらの4条件を満たす最適な方法を記述する。まず、第2章ではアンジュレーター磁場とレーザーと光学系について検討する。第3章ではそれらによるイオン化プロセスについて述べ必要とするレーザー出力などについて検討する。第4章でそれらを評価し討論しまとめを行うこととする。

## 2. アイオナイザー

荷電変換用磁場配位(アンジュレーター磁場)を第2図のように考える。第

2 図 a) で磁場分布及び用語を定義するとともに、積分しやすいように矩形的な磁場分布とその長さを考えるが、端部のシャープさは意味ない。磁場の強度を  $B_0$ 、長さを  $L_1$  (磁場長と呼ぶ)、交互に磁場の向きを変えてアンジュレーター磁場とする。そして、磁場 0 の所 (自由空間) の長さ  $L_2$  を置いている。この磁場分布は全領域を通過する荷電ビームには偏向角を与えないように決められている。このアンジュレーター磁場に入ってきて、途中で荷電変換をするビームについてはその地点 ( $z$ ) により偏向角が決まる。例えば、第 2 図 b) のように、この磁場に入ってきた  $H^0$  ビームは、入り口から磁場による力を受けず、イオン化された後に力を受ける。すなわち、運動方程式：

$$m_p \gamma \frac{d v_x}{d t} = e v_z x B_y$$

から、

$$\psi = \frac{v_x}{v_z} = \frac{v_x}{c \beta} = \frac{e \int v_z B_y d t}{m_p \gamma c \beta} = \frac{e}{m_p \gamma c \beta} \int B_y d z$$

ここで、 $v_x$  は磁場によって生ずる速度変化分であり、ビームと直交する速度成分となる。積分領域はイオン化した地点 ( $z$  地点) から出口までとする。つまり上式の、左辺はイオン化される地点 (その後は力がかからない。) の関数としてのビーム偏向角を意味することになり、しかもその最大値は  $\psi_{\max} = e B_0 L_1 / m_p \gamma c \beta$  となる。初めからイオンの状態で全長にわたって通過したものは偏向角は 0 になる。なお、自由電子レーザーや放射光開発で使われるアンジュレーター・パラメーターに相当する  $K = e B_0 L_1 / m_p c \beta$  を用いれば、 $\psi_{\max} = K / 2 \gamma$  と表される。ファクター  $1/2$  はテーパードアンジュレーターとしたからである。

さらに、 $x$  方向の変位  $x = \int v_x d t = \int \psi d z$  が得られる<sup>6)</sup>。ここで、 $x_{\max} = \psi_{\max} (L_1 + L_2)$  となり、 $L_2$  は  $x_{\max}$  を調整するために用いられる得るが、本稿の場合には無視できるほど小さい。

$K = e B_0 L_1 / m_p c \beta = 0.347 B_0 L_1$  から、 $\psi_{\max} = 4 \text{ mrad}$  とするには、 $B_0 L_1 = 0.06$  となる。したがって、アンジュレーターの磁極間隔は  $20 \text{ cm}$  から、短い周期長は作りやすく、ここでは、アンジュレーターの周期長を  $50 \text{ cm}$  とし、 $L_1 = 0.15 \text{ m}$  としよう。そうすると  $L_2 = 0.10 \text{ m}$ 、 $B_0 = 0.4 \text{ T}$  となる。一方、リングの設計から直線部には収束用電磁石に挟まれた  $7.5 \text{ m}$  の空間がとれることから、前後はテーパ用磁石の空間として、全体で  $7 \text{ m}$

のアンジュレーターが設置できる。従って、 $M$ を周期数とすれば、リング直線部に置けるのは $M = 14$ で、28半周期となる。これを通過する時間 $t$ は $2.54 \times 10^{-8}$  s となり、 $1.5 \text{ GeV}$  ( $\beta = 0.92$ ,  $\gamma = 2.60$ ) の $H^0$ に乗った系(静止系)では、 $t' = t/\gamma = 0.98 \times 10^{-8}$  s となる。

#### ・アンジュレーター磁場と光子ビーム

このアンジュレーター磁場の中に、ニュートラライザーで中性化された $H^0$ ビームが断面積 $1 \text{ cm}^2$ のビームとして通過するとする。これは、ニュートラライザーでのウイグラー磁場での偏向角を $\pm 0.5 \text{ mrad}$ 以内とすれば可能である<sup>5)</sup>。(これには、このウイグラー磁場の磁極間距離を狭めることのできる可動機構をとりつける必要がある。)また、光子ビームはアンジュレーター磁場の位置にこれも断面積 $1 \text{ cm}^2$ のビームとして $H^0$ ビームと正面衝突させるとする。つまり、光子を使って $H^0$ ビームを励起し、同時に磁場との相互作用によるローレンツ電場でイオン化する。イオン化されたビームは、第2図上で、イオン化した地点 $z$ での偏向角を受けることになるが、その偏向角は前節の議論から $\psi_{\max} = 4 \text{ mrad}$ 以下となる。すなわち、ビームスピル率は0になる。

さて、静止系で考えると、光子との相互作用時間はアンジュレーター磁場を通過する時間、つまり $t' = L/\gamma\beta c \sim 0.21 \text{ ns}$ である。磁場 $0.4 \text{ T}$ に入射してきた基底状態の $H^0$ ビームを、この時間内で効率良くイオン化するには、それらを主量子数4へ励起させる必要がある。何故なら、主量子数 $n = 4$ の $H^0$ ビームのイオン化遷移確率は<sup>5)</sup>、 $\tau' = 1 \times 10^{-11}$  s 以下と極めて短く励起即イオン化するからである。言い換えると、 $H^0$ を主量子数4へ励起するのに必要な強い光子ビームが得られれば磁場 $B_0 = 0.4 \text{ T}$ によるローレンツ電場により、十分にイオン化できることになる。

#### ・励起のための光の波長

光子ビームにより効率良く励起するには、直接レーザー光を衝突させるのではなく、光共振器による光子密度の増幅、共鳴励起法の採用などによる吸収断面積の増大を図るなどの高効率化を図る必要がある。以下にそれらについて検討する。

基底状態にある $H^0$ を $n = 4$ レベルに励起する光は、良く知られているライマンシリーズの $L_4$ 線であり、波長は $\lambda' = 97.216 \text{ nm}$ の光である。ただし、この波長は $H^0$ ビームに乗った系の値である。

まず、レーザー光の波長を決めよう。断面積  $1 \text{ cm}^2$  のレーザー光をアンジュレータ磁場中を通すため第3図のようなリング型光共振器を配置する。このようにレーザー光を  $H^0$  と正面衝突させると、波長  $97.216 \text{ nm}$  ( $\lambda'$ ) の光はドップラー効果により、 $\lambda = \lambda' \gamma (1 + \beta)$  となることから、 $\lambda = 485.30 \text{ nm}$  となる。なお、この図の光共振器では、光子ビームの径をある程度太くするためのミラーやレンズの光学系などが必要となるがここでは省略する。また、ビームダンプに置かれる鏡は、イオン化されずに出てくるわずかな  $H^0$  ビームによる放射化の可能性があることから、保守性を持たせ可動型のものにするとか、さらに強力なイオン化電磁石（偏向角への配慮はらない）を前置するとかの対策を考慮すべきであろう。

#### ・光共振器における光子密度

レーザー出力を  $I_0 \text{ W}$  とし、その光子密度を  $n_{\nu_0}$ 、 $\lambda$  はレーザー光の波長、その断面積を  $S \text{ cm}^2$  とすると、

$$I_0 = n_{\nu_0} h \nu c S = n_{\nu_0} h c^2 S / \lambda$$

と表されるから、

$$n_{\nu_0} = \lambda I_0 / c^2 h S,$$

が得られる。 $h$  はプランク定数である。さらに、 $S = 10^{-4} \text{ m}^2$  とすれば、

$$n_{\nu_0} = 1.68 \times 10^5 \lambda I_0 \text{ cm}^{-3}$$

ただし、ここで  $\lambda$  はレーザー光の波長 ( $\text{nm}$ ) とする。

光共振器内の光子エネルギー密度は、このレーザー出力とそこでの損失とがバランスするところまで高まる。言い換えれば、損失の少ない光共振器を使えばわずかなレーザー出力で光子エネルギー密度を上げることができる。光共振器の  $Q$  値を使って、その増倍率は  $n_{\nu} / n_{\nu_0} = \lambda Q / 2\pi L$  が導かれる。一方、 $Q = 4\pi L / \lambda (1 - R_1 R_2 R_3 R_4)$  であるから、光共振器による光子密度の増加率は、

$$n_{\nu} / n_{\nu_0} = 2 / (1 - R_1 R_2 R_3 R_4)$$

となる。ここで  $L$  は鏡間の距離、 $R_1, R_2, R_3, R_4$  は鏡  $M_{1,2,3,4}$  の反射率であり、多層膜を用いれば  $0.999$  のものが作られうる。

共振器の損失は鏡面の損失だけでなく、回折損失、結合損失、媒体の吸収や散乱などが考えられる。また光の波長、モードによっても変わるものである。しかしここでは、鏡面の損失が大きく、媒体の吸収は小さい（実際、 $H^0$  ビームの励起

に吸収されるエネルギーは極めて小さい) と考える。そして簡単のため、ここでは  $n_{\nu} / n_{\nu 0} = 200$  と考える。つまり、 $R_1 R_2 R_3 R_4 = 0.99$  と技術的に余裕のある値をとることとする。

したがって、レーザー出力と光共振器に貯まる光子密度の関係は

$$n_{\nu} = 3.4 \times 10^7 \lambda I_0 \text{ cm}^{-3}$$

となる。さらに、静止系への変換をすればローレンツ収縮により、

$$n_{\nu'} = \gamma n_{\nu} = 8.84 \times 10^7 \lambda I_0 \text{ cm}^{-3}$$

となる。

### 3. イオン化プロセス

まず、第4図のような5準位レベルを考えよう。ここで、 $\gamma_{1,2,3}$  はそれぞれレベル4 (主量子数4、密度  $N_4$ ) からレベル1 (基底状態)、2、3、へ自然放射する確率であり、 $\gamma_+$  はレベル4の原子がイオン化される確率であり、磁場中の寿命を  $\tau'$  とすれば  $\gamma_+ = 1/\tau'$  である。レベル+はイオン化状態 (密度  $N_+$ ) を表す。 $\Gamma$  は誘導遷移確率であり、 $\Gamma = c n_{\nu} \sigma$  と表される。ここで、 $\sigma$  は吸収断面積である。以下しばらくは、静止系を表す' を省略して表現する。さらに、 $\gamma_{2,3}$  は  $\gamma_+$  に比べ小さいので、これを省略して実質3準位レベルで考える。

レート方程式は次のようになる。それぞれの粒子密度を  $N_{1,4,+}$  とすると

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_1 N_4 + (N_4 - N_1) \Gamma,$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -(\gamma_1 + \gamma_+) N_4 - (N_4 - N_1) \Gamma,$$

$$\frac{dN_+}{dt} = \gamma_+ N_4$$

となる。さらに、今回の場合は自然放射確率は他に比べ小さく  $\gamma_+ \gg \gamma_1$  と考えられるので  $\gamma_1$  も省略する。

このレート方程式は2つの領域にわけて解くこととする。第5図のように領域Iでは磁場0の空間を、領域IIでは磁場  $B_0$  の空間を示す。領域Iでは初期条件:  $t=0$  で  $N_1 = N_1^0$ 、 $N_4 = N_+ = 0$  として、 $\gamma_+ = 0$  であるから簡単に解けて、 $t$

に吸収されるエネルギーは極めて小さい) と考える。そして簡単のため、ここでは  $n_{\nu} / n_{\nu_0} = 200$  と考える。つまり、 $R_1 R_2 R_3 R_4 = 0.99$  と技術的に余裕のある値をとることとする。

したがって、レーザー出力と光共振器に貯まる光子密度の関係は

$$n_{\nu} = 3.4 \times 10^7 \lambda I_0 \text{ cm}^{-3}$$

となる。さらに、静止系への変換をすればローレンツ収縮により、

$$n_{\nu'} = \gamma n_{\nu} = 8.84 \times 10^7 \lambda I_0 \text{ cm}^{-3}$$

となる。

### 3. イオン化プロセス

まず、第4図のような5準位レベルを考えよう。ここで、 $\gamma_{1,2,3}$  はそれぞれレベル4 (主量子数4、密度  $N_4$ ) からレベル1 (基底状態)、2、3、へ自然放射する確率であり、 $\gamma_+$  はレベル4の原子がイオン化される確率であり、磁場中の寿命を  $\tau'$  とすれば  $\gamma_+ = 1/\tau'$  である。レベル+はイオン化状態 (密度  $N_+$ ) を表す。 $\Gamma$  は誘導遷移確率であり、 $\Gamma = c n_{\nu} \sigma$  と表される。ここで、 $\sigma$  は吸収断面積である。以下しばらくは、静止系を表す'を省略して表現する。さらに、 $\gamma_{2,3}$  は  $\gamma_+$  に比べ小さいので、これを省略して実質3準位レベルで考える。

レート方程式は次のようになる。それぞれの粒子密度を  $N_{1,4,+}$  とすると

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_1 N_4 + (N_4 - N_1) \Gamma,$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -(\gamma_1 + \gamma_+) N_4 - (N_4 - N_1) \Gamma,$$

$$\frac{dN_+}{dt} = \gamma_+ N_4$$

となる。さらに、今回の場合は自然放射確率は他に比べ小さく  $\gamma_+ \gg \gamma_1$  と考えられるので  $\gamma_1$  も省略する。

このレート方程式は2つの領域にわけて解くこととする。第5図のように領域Iでは磁場0の空間を、領域IIでは磁場  $B_0$  の空間を示す。領域Iでは初期条件:  $t=0$  で  $N_1 = N_1^0$ 、 $N_4 = N_+ = 0$  として、 $\gamma_+ = 0$  であるから簡単に解けて、 $t$

=  $T_1$ での値はそれぞれ：

$$N_1^1 = N_1^0 (1 + e^{-2\Gamma T_1}) / 2,$$

$$N_4^1 = N_1^0 (1 - e^{-2\Gamma T_1}) / 2,$$

$$N_{+}^1 = 0$$

となる。

領域IIの解は  $\gamma = \gamma_+ / 2$  と書き直おせば、減衰時定数をそれぞれ  $\lambda_0 = 0$ 、  
 $\lambda_1 = \Gamma + \gamma + \sqrt{\Gamma^2 + \gamma^2}$ 、 $\lambda_2 = \Gamma + \gamma - \sqrt{\Gamma^2 + \gamma^2}$  とする指数関数で表され  
 る。また初期条件： $t = T_1$ で  $N_1 = N_1^1$ 、 $N_4 = N_4^1$ 、 $N_{+} = 0$  として解くことが  
 出来る。そして  $T_2$  時間後の値は次のようになる：

$$N_1^2 = (N_1^1 + \Gamma N_4^1 / \gamma_+) \exp(-\lambda_2 T_2),$$

$$N_4^2 = (\Gamma N_1^1 / \gamma_+) \exp(-\lambda_2 T_2),$$

$$N_{+}^2 = N_1^0 - (N_1^1 + \Gamma N_4^1 / \gamma_+ + \Gamma N_1^1 / \gamma_+) \exp(-\lambda_2 T_2)$$

が得られる。ただし、 $\exp(-\lambda_1 T_2) \rightarrow 0$  と近似した。

さらに、 $\Gamma / \gamma_+ \rightarrow 0$  と近似すると  $\lambda_1 = \gamma_+$ 、 $\lambda_2 = \Gamma$  とみなすことができ、最  
 終的にはつぎの式が得られる、

$$N_1^2 = N_1^1 \exp(-\lambda_2 T_2) = (N_1^0 / 2) (1 + e^{-2\Gamma T_1}) \times \exp(-\Gamma T_2),$$

$$N_4^2 = 0,$$

$$N_{+}^2 = N_1^0 - N_1^1 \exp(-\lambda_2 T_2) = N_1^0 - (N_1^0 / 2) (1 + e^{-2\Gamma T_1}) \exp(-\Gamma T_2).$$

これらの式からわかるように  $N_1^0 - N_1^2 = N_{+}^2$  であり、この領域で  $H^0$  ビーム  
 がイオン化される量は、入射された基底状態の  $H^0$  ビームが励起されて減った分と  
 同量となる。

言い換えるとアンジュレーター半周期を通過する間にイオン化されずに残る率、  
 つまり、非イオン化される率は、

$$N_1^2 / N_1^0 = (1 + e^{-2\Gamma T_1}) \exp(-\Gamma T_2) / 2 \\ = \cosh(\Gamma T_1) \exp(-\Gamma T)$$

である。ただし、 $T = T_1 + T_2$  とおいた。

したがって、アンジュレーター全体通過後の非イオン化率は、

$$I_{11} / I_{10} = \cosh^{(2M)} (\Gamma T_1) \exp(-2M\Gamma T)$$

ここで、(非イオン化率) =  $10^{-5}$ となる条件を求めてみよう。第1近似として  $\cosh(\Gamma T_1) = 1$  とし、 $2MT = t' = t/\gamma = 0.98 \times 10^{-8}$  s とおけるから、

$$\Gamma = 5 \ln 10 / t' = 1.17 \times 10^9$$

となる。

$T_1 = 0.14$  ns (静止系) を代入すると  $\cosh(\Gamma T_1) = 1.013$  がえられる。この値を用いて近似を高め、さらに順次近似を高めれば最終的には、

$$\Gamma = 1.33 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$$

が得られる。

#### ・誘導遷移確率 $\Gamma$ と吸収断面積

文献6)で述べたように、誘導遷移確率  $\Gamma$  は  $\Gamma = c n \nu \sigma$  あるいは  $I B g(\nu) / c$  と表される。ここで、 $n \nu$  は光子密度、 $I$  は光子エネルギー束、 $\sigma$  は吸収断面積、 $B$  はアイシュタインのB係数、 $g(\nu)$  形状関数と呼ばれるものである

さらに、共鳴励起の吸収断面積を決める形状関数は原子の寿命やドップラー広がりによる吸収スペクトル幅によって決まる。本稿の場合には、ドップラー広がりの幅により決まり、 $H^\circ$ ビームの速度広がり半幅  $\Delta p / p = 1/1000$  とし、次ぎのようなスペクトル幅と考えられる。

$$\Delta \nu' = \nu' \beta \Delta p / p = 2.84 \times 10^{12}$$

したがって、吸収断面積はガウス型の形状関数を用いて

$$\sigma = 2 (\ln 2 / \pi)^{1/2} h \nu' B / c \Delta \nu' = 0.000771 \times 2 (\ln 2 / \pi)^{1/2} / \Delta \nu' = 2.55 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$$

となる<sup>7,8)</sup>。

必要とされる誘導遷移確率  $\Gamma = c n \nu' \sigma = 1.33 \times 10^9$  とレーザー出力と光子密度の関係式  $n \nu' = 8.84 \times 10^7 \lambda I_0 \text{ cm}^{-3}$  から

$$I_0 = 4.07 \text{ kW}$$

となる。これはあと一步で開発可能となる量であり、パルス4.07 kW (デューティを0.18であることを考慮すれば平均732 W) のレーザー光を用いるとすればよいことになる。ただし、このレーザー出力は通常に使われているレーザー光として光共振器から外部へ取り出す量ではなく、レーザー共振器内の発生



量であること、つまり、本稿の場合はレーザー光が色素から発生する量であることに留意する必要がある。

また、このレーザー出力は、非イオン化率（ビームスピル率ではない）を  $10^{-5}$  にするための条件として決めた。もし  $10^{-4}$  とすれば、その  $4/5$ 、 $10^{-3}$  とすれば、その  $3/5$  となることにも留意する必要がある。

#### 4. 討論 および まとめ

本稿ではリング加速器への入射装置について極めて特徴のある方法を検討した。つまり、リング外に設置するニュートライザーと、リング直線部に設置されるアイオナイザーの2段階構成による磁場と光による新しい入射装置を提案した。

アイオナイザーはアンジュレーター磁場と光共振器に蓄えられた光子ビームによる方法、つまり、アンジュレーター磁場によるローレンツ電場と光共振器による光励起法との組み合わせたイオン化法である。

アンジュレーター磁場は、磁場  $0.4\text{ T}$ 、周期長  $50\text{ cm}$ 、周期数  $14$ 、長さ  $7\text{ m}$  を考えた。この製作には放射光施設で使われる永久磁石によるアンジュレーター方式、あるいは電磁石方式が簡便で使いやすい。向かい合う磁極間距離の調整機構などが必要になる。ただし、このアンジュレーターは長さは  $50\text{ cm}$  と磁極間距離  $20\text{ cm}$  の  $2.5$  倍としたため容易に作る事が出来る。もし、詳細設計などの何らかの進展により、アンジュレーター磁場を  $1\text{ T}$ 、 $L_1 = 6\text{ cm}$  のものが採用できれば<sup>6)</sup> ライマンシリーズの  $L_\alpha$  線 ( $102.53\text{ nm}$ 、レーザー光は  $511.83\text{ nm}$ ) が利用でき、吸収断面積が約  $3$  倍大きくなることから<sup>7)</sup>、必要なレーザー出力がさらに  $1/3$  になることに留意しておく必要がある。

また、ドップラー効果と光共振器の利用はレーザー出力への負担を極めて軽減している。共鳴励起法を用いて基底状態の中性原子を  $n = 4$  のレベルに効率よく励起することにより、レーザーへの負担をこれも極めて軽減したと言える。しかし、共鳴励起のための吸収断面積は、加速された  $H^0$  ビームの速度幅分布に大きく依存することから、速度広がり幅を狭くできれば、これにより実効的吸収断面積は大きくなり必要なレーザー出力は減らすことができる。

この入射方式によるビームスピルはほとんど  $0$  であり、平均出力  $732\text{ W}$  のレー

量であること、つまり、本稿の場合はレーザー光が色素から発生する量であることに留意する必要がある。

また、このレーザー出力は、非イオン化率（ビームスピル率ではない）を  $10^{-5}$  にするための条件として決めた。もし  $10^{-4}$  とすれば、その  $4/5$ 、 $10^{-3}$  とすれば、その  $3/5$  となることにも留意する必要がある。

#### 4. 討論 および まとめ

本稿ではリング加速器への入射装置について極めて特徴のある方法を検討した。つまり、リング外に設置するニュートライザーと、リング直線部に設置されるアイオナイザーの2段階構成による磁場と光による新しい入射装置を提案した。

アイオナイザーはアンジュレーター磁場と光共振器に蓄えられた光子ビームによる方法、つまり、アンジュレーター磁場によるローレンツ電場と光共振器による光励起法との組み合わせたイオン化法である。

アンジュレーター磁場は、磁場  $0.4\text{ T}$ 、周期長  $50\text{ cm}$ 、周期数  $14$ 、長さ  $7\text{ m}$  を考えた。この製作には放射光施設で使われる永久磁石によるアンジュレーター方式、あるいは電磁石方式が簡便で使いやすい。向かい合う磁極間距離の調整機構などが必要になる。ただし、このアンジュレーターは長さは  $50\text{ cm}$  と磁極間距離  $20\text{ cm}$  の  $2.5$  倍としたため容易に作る事が出来る。もし、詳細設計などの何らかの進展により、アンジュレーター磁場を  $1\text{ T}$ 、 $L_1 = 6\text{ cm}$  のものが採用できれば<sup>6)</sup> ライマンシリーズの  $L_\alpha$  線 ( $102.53\text{ nm}$ 、レーザー光は  $511.83\text{ nm}$ ) が利用でき、吸収断面積が約  $3$  倍大きくなることから<sup>7)</sup>、必要なレーザー出力がさらに  $1/3$  になることに留意しておく必要がある。

また、ドップラー効果と光共振器の利用はレーザー出力への負担を極めて軽減している。共鳴励起法を用いて基底状態の中性原子を  $n = 4$  のレベルに効率よく励起することにより、レーザーへの負担をこれも極めて軽減したと言える。しかし、共鳴励起のための吸収断面積は、加速された  $H^0$  ビームの速度幅分布に大きく依存することから、速度広がり幅を狭くできれば、これにより実効的吸収断面積は大きくなり必要なレーザー出力は減らすことができる。

この入射方式によるビームスピルはほとんど  $0$  であり、平均出力  $732\text{ W}$  のレー

ザー発振能力で非イオン化率は $10^{-5}$ が可能である。この程度のレーザーはYAG+色素レーザー方式で実現可能であり、従来方式と比較して格段の高性能である。色素としてはその発振波長領域から考えてDAMC(coumarin誘電体)<sup>8)</sup>が想定される。あるいは、固体レーザーとしては最近よく研究されているTi:サファイアーの2倍高調波の選択も可能性がある。さらに、その他のレーザーとしてはLiYF<sub>4</sub>:Tm<sup>3+</sup>(453nm)固体レーザーや現在、原研で開発中の超伝導線形電子加速器の長パルス自由電子レーザーの応用も考えられる。ただし前者の場合はH<sup>0</sup>ビームのエネルギーを下げる必要があるし、後者の場合は電子エネルギーを高めて、短波長化を図る必要がある。

以上をまとめると、1.5GeVという相対論的ビームの特徴を最大限に生かし、また、ローレンツ電場やドップラー効果を利用して、レーザーの出力(1kW以下)、可視光領域の波長(485nm)などレーザーへの制約を大幅に軽減した入射装置を考案できた。これにより、ビームスピル率は $10^{-5}$ と小さくほとんど装置周辺を放射化しないことができる。さらにアンジュレーター磁場や光子の利用はビームの偏向角を小さくするばかりでなく、周回イオンビームの散乱といった悪影響も大きく低減し、低放射化のために極めて有望である。ただし、レーザー光の精密な同調、H<sup>0</sup>ビームとアンジュレーターとの調整という新しい技術的手段を講ずる必要が生じている。

ともあれ、共鳴励起とアンジュレーター磁場という、新しい加速器ビームの共鳴イオン化法、しかも、いわゆる可視光領域で1波長1段階のプロセスですませられることは、超伝導加速器のような長パルスビームのリング入射に、効率のよいレーザー応用の道を大きく開くものと期待できる。

今後は、アンジュレーター磁場の詳細設計、レーザーの選定、光共振器等の光学系の最適化を行うとともに、リングに、これら全体を組み入れた具体的設計を行う必要がある。またそれとともに、アンジュレーター磁場を挿入したときの軌道計算、エミタンスの増加、ビームの漏れ、ビーム不安定性などビームダイナミクスからの詳細な検討が必要となる。また、リング軌道の解析などとペインティング法との組み合わせについての詳細な検討が必要である。これにより、もっと効率的でしかも最適化された入射システムを開発できるであろう。またさらにレーザーをはじめとする試作開発、実験的検証なども必要となろう。

謝辞

KEKの山根功教授と原研陽子加速器研究室の水本元治室長、金正倫計、野田文章研究員の協力に感謝します。さらに、アンジュレーター、光共振器などについては、自由電子レーザー研究室の永井良治、沢村勝研究員との議論が参考になりました。また、共鳴イオン化法については同位体分離研究室柴田猛順室長の協力を得ました。この機会に深くお礼を申し上げます。

参考文献

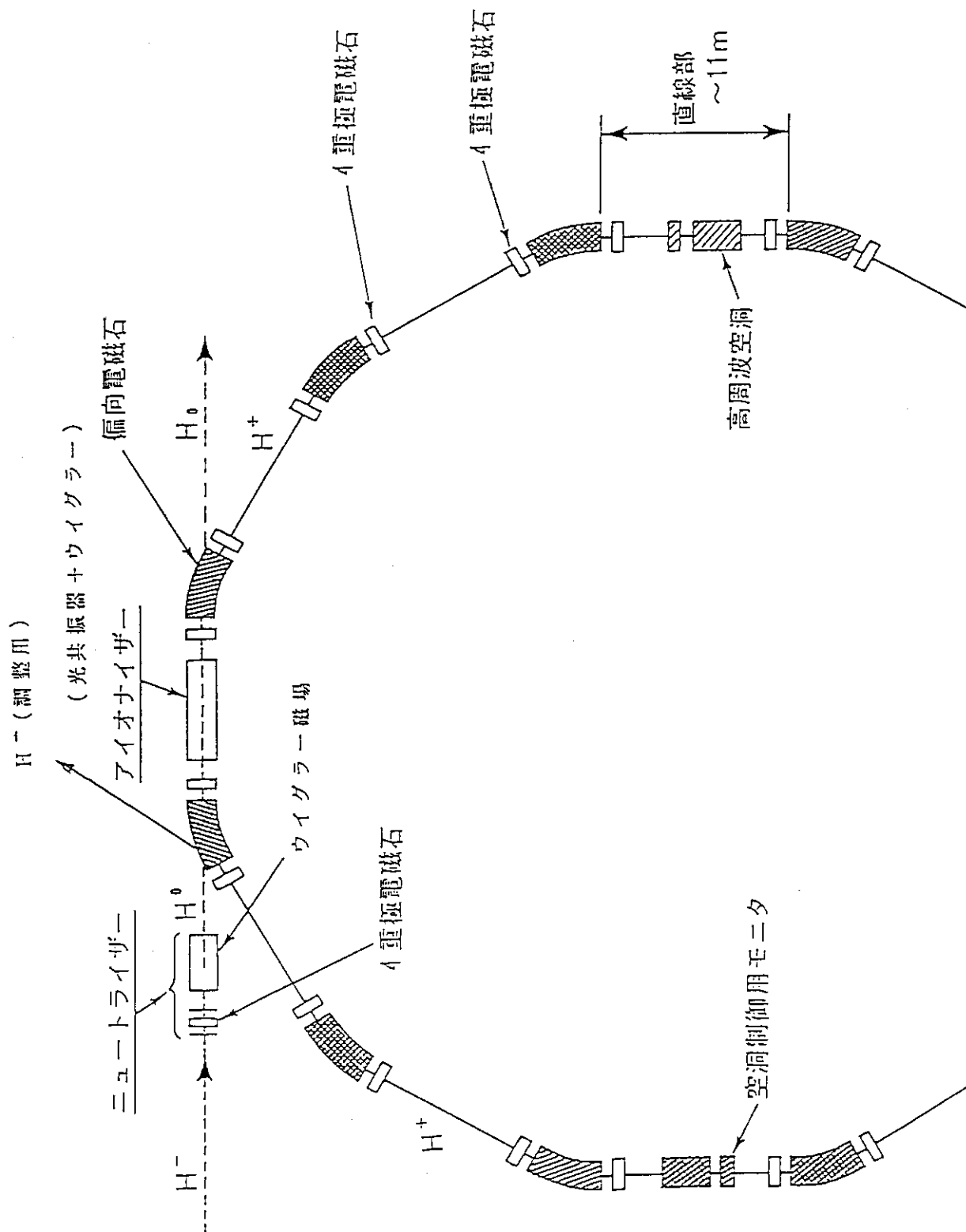
- 1) 原研パンフレット：中性子科学研究計画、(1996年10月)。
- 2) ESS Team: Design Reports of ESS.
- 3) NSNS Team: Design Reports of NSNS.
- 4) 鈴木康夫：新しい荷電変換型リング入出射装置の検討メモ、JAERI-Research 97-040 (1997年6月)。
- 5) 鈴木康夫：新しい蓄積リング用入射装置の概念検討、JAERI-Research 97-041 (1997年6月)。
- 6) 鈴木康夫：新しい蓄積リング用入射装置、JAERI-Research 97-057 (1997年8月)。
- 7) 石村 勉：核融合研究、32巻別冊その2、(1974年)名古屋大学プラズマ研究所、核融合懇談会、p. 83。
- 8) レーザー学会：レーザーハンドブック、(1982年)、オーム社、東京、p. 259。

## 謝辞

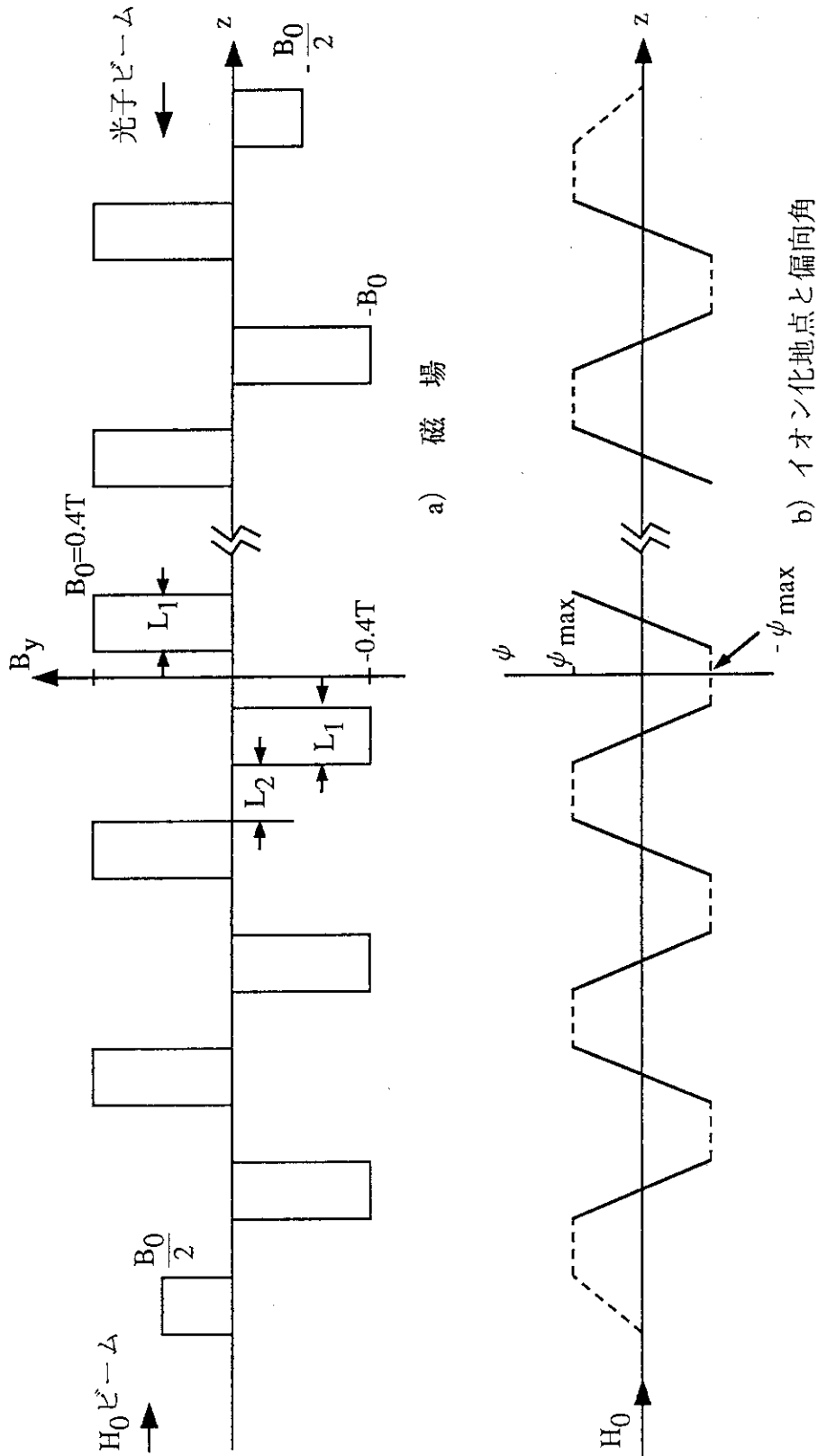
KEKの山根功教授と原研陽子加速器研究室の水本元治室長、金正倫計、野田文章研究員の協力を感謝します。さらに、アンジュレーター、光共振器などについては、自由電子レーザー研究室の永井良治、沢村勝研究員との議論が参考になりました。また、共鳴イオン化法については同位体分離研究室柴田猛順室長の協力を得ました。この機会に深くお礼を申し上げます。

## 参考文献

- 1) 原研パンフレット：中性子科学研究計画、(1996年10月)。
- 2) ESS Team: Design Reports of ESS.
- 3) NSNS Team: Design Reports of NSNS.
- 4) 鈴木康夫：新しい荷電変換型リング入射装置の検討メモ、JAERI-Research 97-040 (1997年6月)。
- 5) 鈴木康夫：新しい蓄積リング用入射装置の概念検討、JAERI-Research 97-041 (1997年6月)。
- 6) 鈴木康夫：新しい蓄積リング用入射装置、JAERI-Research 97-057 (1997年8月)。
- 7) 石村 勉：核融合研究、32巻別冊その2、(1974年)名古屋大学プラズマ研究所、核融合懇談会、p. 83。
- 8) レーザー学会：レーザーハンドブック、(1982年)、オーム社、東京、p. 259。

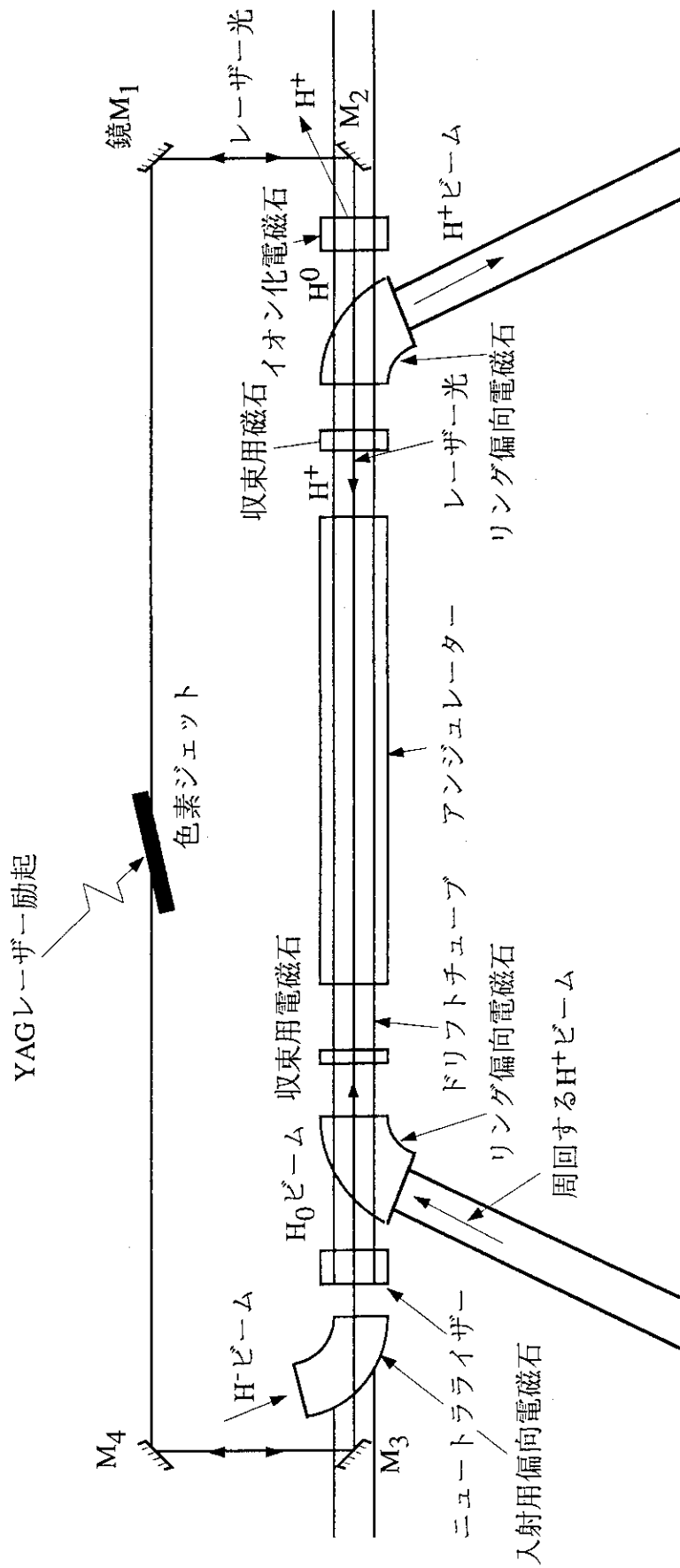


第1図 入射装置の配置図



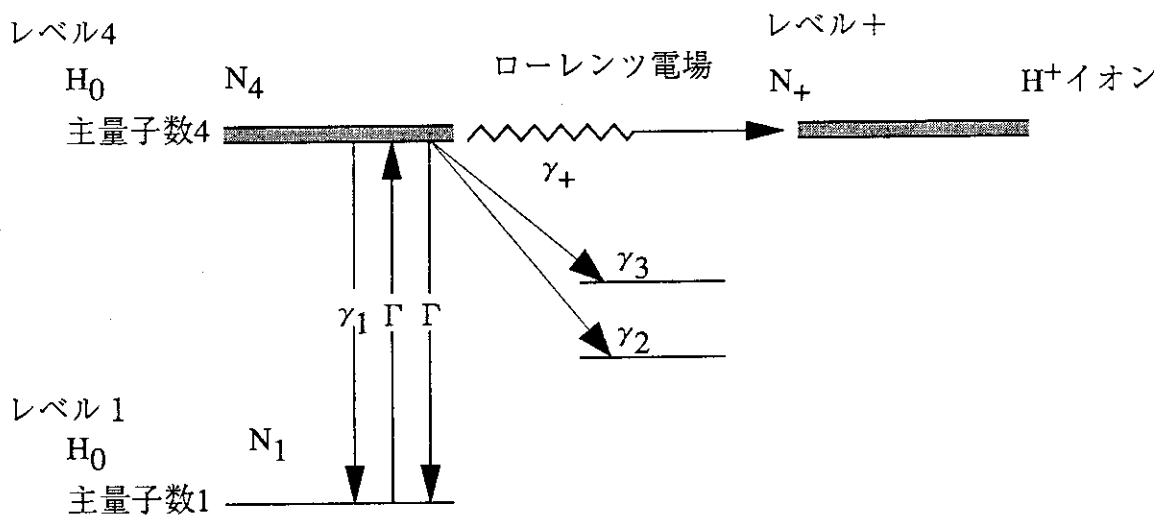
第2図 アンジュレーター磁場と偏向角

( $L_1=15\text{cm}$ ,  $L_2=10\text{cm}$ , 周期長 $50\text{cm}$ , 周期数 $14$ , 全長 $7\text{m}$ )

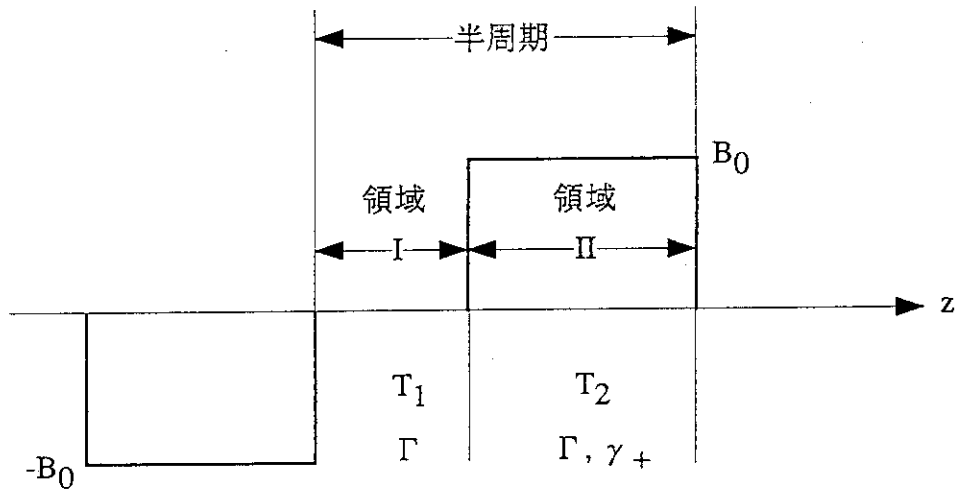


第3図 アンジュレーターとリング型レーザー

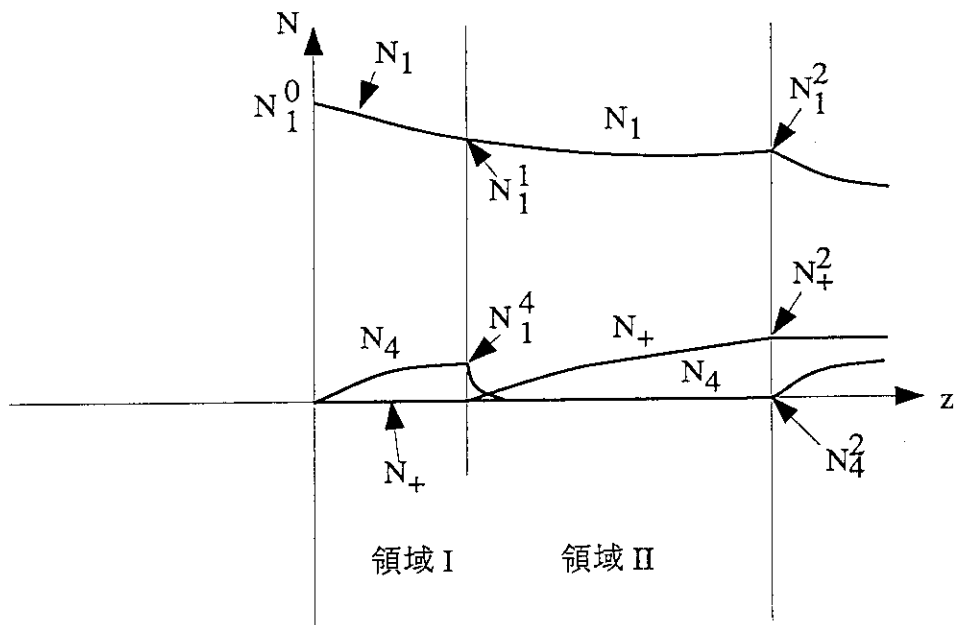




第4図 5準位レベル (実質3準位レベル)



a) アンジュレーター半周期と領域



b) レート方程式の解

第5図 イオン化プロセス (半周期)