

JAERI-Tech

97-070



原研中性子科学研究計画のための  
陽子蓄積リング用入射装置の提案

1998年1月

鈴木康夫\*

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（〒319-1195 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（〒319-1195 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, 1998

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 日立高速印刷株式会社

原研中性子科学研究計画のための陽子蓄積リング用  
入射装置の提案

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\*

(1997年12月10日受理)

原研中性子科学用陽子蓄積リングの入射装置（荷電変換装置）として、磁場と光による新しい入射装置を提案する。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。ニュートライザーとはアンジュレーター磁場によりH を中性化してH<sup>0</sup>とするものであり、リング内の直線部に設置されるアイオナイザーはアンジュレーターと光共振器からなり、レーザー光の共鳴吸収により主量子数n=3に励起されたH<sup>0</sup>をイオン化するものである。レーザーとして出力の大きなNd:YAGレーザーの2倍高調波532nmを採用し、市販レベルのもので可能とし、要請されるこの分野の技術開発要素を極めて小さくした。ただし、加速粒子のエネルギーを1.587GeVと従来の6%上昇させる必要がある。

この方式は、荷電変換の際に生ずるビームの偏向角を小さくしてビームスピルを減らし、非荷電変換率も10<sup>-5</sup>を可能とした。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く、必要とするレーザー出力も既存の技術で対応できるものである。したがって、この装置は、大出力陽子蓄積リング入射装置部としては最適の、そして、荷電変換効率を高め、ビームスピルを無くし低放射化にすることができる、極めて有効な方策である。

A Proposal of a Beam Injection Device  
for the Proton Storage Ring of JAERI Neutron Science Project

Yasuo SUZUKI\*

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

(Received December 10, 1997)

A new injection device(a charge-exchange device)with light and magnetic field, is proposed for a proton storage ring of JAERI Neutron Science Project. This injection device is composed of a neutralizer and an ionizer. The neutralizer strips electrons of  $H^0$  beam into  $H^-$  one with the undulator magnetic field. The ionizer which is composed of undulator magnets and an optical resonator placed along a straight part in the storage ring, can ionize effectively the  $H^0$  beam excited to  $n=3$  level by a laser beam into  $H^+$  one. Adopting the 2nd harmonics of Nd:YAG laser, the powerful laser on the market can be used, and the required items of the technological development can be minimized. The energy of the particle beam, however, should be accelerated up to 1.587 GeV by 6% increase from 1.5GeV.

In this device, the non-charge-exchange rate and beam-spill can be minimized by decreasing the deflection angle of the beam which occurs at the charge-exchange process. This method can be realized with existing technologies and there are not any effects on the trajectory of the ring-circulating proton beam due to scatterings by the foil as the usual charge-exchange devices. This device, therefore, will be an optimal and highly effective method of the least beam-spill as the injector of the high power proton storage ring.

Key words : Proton Accumulator Ring, Injector, Intense Neutron Source

---

\* Science visitor

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. ニュートライザー .....	4
3. アイオナイザー用アンジュレーター .....	7
4. アイオナイザー用レーザー .....	8
5. イオン化プロセス .....	10
6. 討論 および まとめ .....	13
謝 辞 .....	15
参考文献 .....	16
付 録 .....	17

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Neutralizer .....	4
3. Undulator for Ionizer .....	7
4. Laser for Ionizer .....	8
5. Ionization Process .....	10
6. Discussion and Conclusion .....	13
Acknowledgements .....	15
Reference .....	16
Appendix .....	17

## 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>。同規模の計画をもつEUおよび米国では、従来用いられたフォイルに頼る入射方式のため、リングを2台作り、入射部を2カ所とし放射化部の分散を図かり、低放射化にするための設計を試みている<sup>2, 3)</sup>。しかし、2台のリングの同時運転によって生ずるさまざまな技術的問題を解決するには、かなりの技術的開発・困難が予想されるばかりでなく、大規模なリングを2台も作ることは経済的ではない。もし、入射部での低放射化を可能とする抜本的に新しい入射方式を開発ができるとすれば、技術的に見て、リングそのものの設計がかなり楽になるだけでなく、リングを1台で済ますことができる点で極めて経済的であることは言うまでもない。

また、原研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しなければならず、フォイル方式では長パルス入射ビームの照射に耐えるフォイルを設計することがかなり難しいと思われる。しかも、放射化の面から考えても、原研ではフォイルの入射方式に代わる、何らかの新しい方法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, 7)</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。ただし、基底状態の  $H^0$  ビームを直接イオン化するには、2.5 T程度と強い磁場が必要となるため、光子ビームによって基底状態の  $H^0$  を主量子数  $n = 3, 4$  へ励起させ、イオン化に必要なウイグラー磁場強度 (ローレンツ電場) を下げる工夫をした。

そして文献7) では、比較的弱いウイグラー磁場によって、ビームスピル率 (放射化の原因となる偏向角の大きなビームの率) をゼロとするばかりでなく、ウイグラー磁場の周期数を多くして、ビーム-レーザー光の相互作用する空間を長くし、必要とする出力の比較的小さいレーザーにすることに成功し、より現実

的な設計を得ることができた。

その後さらに、この計画に適切なレーザーを求めて、レーザー開発の現状を調査しつつ、レーザー方式について技術的検討を重ねてきた。500 nm前後の発振波長で、波長可変、しかも1 kW cw程度のレーザーを、固体、気体、色素などのレーザー材料、光学システム、発振方式などについて調査・検討した。その時の調査内容は第1表にまとめてある。その結果は、しかし、このような新しい波長域で出力の大きなレーザーを開発することは一応可能だとしても、大変難しく、この世界の開発フロンティアに挑戦することに相当し、多大な開発努力を必要とすることがわかった。

そこで、レーザー開発については、この方針を見直し、より実現性のある、現実的な方法を追求することにした。すなわち、任意の波長の大出力レーザーを開発するよりも、今までに十分実績のあるレーザーをまず先に選択し、それに適した加速器側の諸条件を、合わせられないかとの立場から再検討することとした。つまり、「大出力のレーザーありき」の立場から設計を見直し、リング、線形加速器の仕様をそれに合わせることを考えることとしたのである。

上記の調査中に常に登場してきたのがNd:YAGレーザーを基本に用い、それに色素レーザーやラマン効果により波長を可変とすることであった。Nd:YAGレーザーは、100 Wクラスの製品がすでに市販され、5 kWのものがすでに開発済みである。波長はNd:YAGレーザーで1062 nm、その2倍高調波で532 nm、2倍高調波にするための非線形素子は効率50%は十分期待できるといえる。そこで、このレーザーを採用したらどうなるかと検討したのが本稿作成の動機・発端である。

ただし、このレーザーを採用するとすると、加速器側の仕様を第2表のように変更する必要が生ずる。すなわち、中性子散乱用蓄積リングは、超伝導線形加速器から1.587 GeV ( $\beta = 0.9284$ ,  $\gamma = 2.691$ )、ピーク30 mAのH<sup>-</sup>ビームを3.6 ms間受けて、それをリング内に入れて貯め込み込むものとする。従来の加速粒子エネルギー1.5 GeVから6%の上昇である。その分電流値を下げることは可能ではあるが、とりあえず上記の仕様とする。そして、リング内では、このビームをバインディング法により直径15 cm程度に広げて空間電荷効果を低減化してため込み、その後、0.5  $\mu$ s程度のビームに圧縮し

て、そのビームを50 Hz, ピーク100 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構想<sup>1)</sup>とする。

本稿の入射装置は、文献7)のものを若干変更し第1図のものとする。H<sup>-</sup>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H<sup>0</sup>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、H<sup>-</sup>ビームを周期的なウィグラー磁場(偏向角の小さなものをアンジュレーターと言う最近の傾向があるので、今後はアンジュレーターと統一する)中に通過させ電子を脱離させ中性化する。中性化されたH<sup>0</sup>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H<sup>0</sup>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、同時にアンジュレータ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H<sup>0</sup>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H<sup>0</sup>ビームは直進してビームダンプへ入る。

ここでは、まず、用語を定義しておく。ビームの強度を $I_i$ (初期値 $I_{i0}$ )、および荷電変換したビーム強度を $I_c$ とすれば $I_c = I_{i0} - I_i$ となる。 $I_i / I_{i0}$ を荷電変換しなかつた率を意味することから非荷電変換率、 $I_c / I_{i0}$ を荷電変換率と定義する。さらに、 $I_c$ を荷電変換による偏向角が、ある限界値 $\chi_{max}$ 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、 $I_c = I_s + I_g$ であり、 $I_g / I_{i0}$ を入射率、 $I_s / I_{i0}$ 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うち、偏向角が $\chi_{max}$ より大きいものをビームスピル率とする。本稿の入射装置の設計目標は、このビームスピル率を0とし、入射効率の悪さを示す指標となる非荷電変換率を $10^{-5}$ に減らすこととする。

本稿では、このレーザー選定後の検討に加え、さらに、従来の模式化して検討していた磁場分布をより現実的なものとし、さらに、ビームのエネルギー分布、原子の吸収スペクトル分布、レーザー光のスペクトル分布について詳しく検討を加えより精確な議論としたい。そして、レーザーとアンジュレーターの仕様はできるだけ既存の技術に基づいたものとし、中性子科学用リング入射装置としてもっとも相応しいと思われる方法を提案することとする。

以下に、次のように順次検討内容を報告する。まず、第2章では入射効率のよいニュートライザーのアンジュレーター磁場分布とそれによって生ずるビーム



の偏向角の関係を検討する。第3章ではアイオナイザー用アンジュレーターについて検討し、そのアンジュレーター磁場と偏向角の関係を述べる。第4章ではH<sup>0</sup>ビームをn=3に励起するためのレーザーとその光学系について検討する。第5章では、イオン化プロセスについてレート方程式にもとずいて論じ、原子吸収スペクトル、レーザー光のスペクトルなど吸収断面積との関係を述べ、必要とするレーザー出力などについて検討する。第6章でそれらを評価し討論しまとめを行うこととする。

## 2. ニュートラライザー

ニュートラライザーのアンジュレーター磁場は第2図のように、中央部を半周期のアンジュレーター磁場とし、 $B_y = B_0 \cos(2\pi z / \lambda_0)$ で表す。そして、その前後に強度1/2のテーパードアンジュレーター磁場で挟む形とする。磁場分布全体としてはその積分 $\int B_y dz = 0$ になるようにするのが基本であるが、中央部の半周期で中性化し、前部では、H<sup>-</sup>の軌道修正用、後部では中性化されなかったH<sup>-</sup>の軌道修正用にして、ビームダンプへ廃棄するのに用いることができる。

さて、中央部磁場での荷電変換率（中性化確率）は、文献8、9）から計算すると第3図のように示すことができる。この中性化確率の磁場依存性は極めて大きく、この急峻な磁場依存性は、次のような近似式で表すことができる。

$$(\gamma \tau')^{-1} = 2.8 \times 10^{11} \times B_y^9$$

ここで、 $\tau'$ は荷電変換の時定数であり、 $'$ はH<sup>0</sup>ビームに乗った系（静止系）のパラメーターを表す。したがって、左辺は実験室系での中性化（ストリッピング）確率を表し、右辺は、磁場強度の9乗に比例することを表す。

一般に、入射するビームH<sup>-</sup>がこの磁場によって中性化され、減衰する様子は

$$dI = - \frac{1}{\gamma \tau'} \frac{dz}{\beta c} I, \quad \text{すなわち、} \quad \frac{dI}{dz} = -\mu(z) I$$

であり、

$$\mu(z) = \frac{1}{\gamma \tau' \beta c} = 1.08 \times 10^3 B_y^9$$

が得られる。さらに、上記の磁場分布を考慮すると、

の偏向角の関係を検討する。第3章ではアイオナイザー用アンジュレーターについて検討し、そのアンジュレーター磁場と偏向角の関係を述べる。第4章ではH<sup>0</sup>ビームをn=3に励起するためのレーザーとその光学系について検討する。第5章では、イオン化プロセスについてレート方程式にもとずいて論じ、原子吸収スペクトル、レーザー光のスペクトルなど吸収断面積との関係を述べ、必要とするレーザー出力などについて検討する。第6章でそれらを評価し討論しまとめを行うこととする。

## 2. ニュートラライザー

ニュートラライザーのアンジュレーター磁場は第2図のように、中央部を半周期のアンジュレーター磁場とし、 $B_y = B_n \cos(2\pi z / \lambda_n)$ で表す。そして、その前後に強度1/2のテーパードアンジュレーター磁場で挟む形とする。磁場分布全体としてはその積分 $\int B_y dz = 0$ になるようにするのが基本であるが、中央部の半周期で中性化し、前部では、H<sup>-</sup>の軌道修正用、後部では中性化されなかったH<sup>-</sup>の軌道修正用にして、ビームダンプへ廃棄するのに用いることができる。

さて、中央部磁場での荷電変換率（中性化確率）は、文献8、9）から計算すると第3図のように示すことができる。この中性化確率の磁場依存性は極めて大きく、この急峻な磁場依存性は、次のような近似式で表すことができる。

$$(\gamma \tau')^{-1} = 2.8 \times 10^{11} \times B_y^9$$

ここで、 $\tau'$ は荷電変換の時定数であり、 $'$ はH<sup>0</sup>ビームに乗った系（静止系）のパラメーターを表す。したがって、左辺は実験室系での中性化（ストリッピング）確率を表し、右辺は、磁場強度の9乗に比例することを表す。

一般に、入射するビームH<sup>-</sup>がこの磁場によって中性化され、減衰する様子は

$$dI = - \frac{1}{\gamma \tau'} \frac{dz}{\beta c} I, \quad \text{すなわち、} \quad \frac{dI}{dz} = -\mu(z) I$$

であり、

$$\mu(z) = \frac{1}{\gamma \tau' \beta c} = 1.08 \times 10^3 B_y^9$$

が得られる。さらに、上記の磁場分布を考慮すると、

$$\mu(z) = 1.08 \times 10^3 B_n^0 \cos^0(2\pi z / \lambda_n)$$

となる。

ここで、必要とする磁場  $B_n$  は次のように、この磁場分布を通過後の非荷電変換率を  $10^{-5}$  とする条件から決める。すなわち、上の式を積分して

$$\int dI / I = \ln \{ I(\lambda_n / 4) / I(-\lambda_n / 4) \} = \ln 10^{-5} \\ = - \int \mu(z) dz$$

から、 $B_n$  を求められる。ここで積分区間は  $z$  の  $[-\lambda_n / 4, \lambda_n / 4]$  である。

積分の漸化式において、積分区間  $[-\pi / 2, \pi / 2]$  とし、

$$\int \cos^n z dz = \frac{\sin z \cos^{n-1} z}{n} + \frac{n-1}{n} \int \cos^{n-2} z dz$$

を用いれば、

$$\int \cos^0 z dz = 0.81$$

が得られる。したがってこれを利用して計算すれば

$$B_n^0 = 0.082 / \lambda_n$$

となる。

もし、

$$\lambda_n = 0.2 \quad \text{ならば} \quad B_n = 0.89 \text{ (T)},$$

$$\lambda_n = 0.1 \quad \text{ならば} \quad B_n = 0.97 \text{ (T)}$$

となる

一般に必要とするアンジュレーターの磁場強度、波長はその磁極間の距離  $g$  によって決まる。一般に  $g / \lambda_n = 0.35$  とすれば、鉄心中の最大磁場強度の6割を、 $g / \lambda_n = 0.4$  ならばその5割を中心軸上で作れると言われている。このことを考慮し、さらに電磁石型のアンジュレーターを考え、その鉄心の最大磁場強度を1.8 Tまで可能であるとすれば、 $\lambda_n = 0.1$  mから磁極間距離3.5 cmとし、磁場強度は  $B_n = 1.0$  (T) と定めることが出来る。この時の荷電変換率分布の割合を示す  $\cos^0 z$  を第2図中に示してある。その半値半幅0.0064 mである。つまり文献4-7)で定義されている、荷電変換に有効な磁場領域を表す磁場長  $L_1$  は、この場合  $2 \times 0.0064 = 0.0144$  mとみなすことができ、そこで定義されている  $B_0 L_1$  は0.0144 Tmとみなすことが出来る。

ここで重複をかえりみず、その磁場分布と偏向角の関係を説明する。

この磁場に入ってきた $H^-$ ビームは、入り口から磁場による力を受け、中性化された後は力を受けない。すなわち、運動方程式：

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

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。積分領域は磁場分布の入口から中性化した地点（ $z$ 地点）までとする。つまり上式の、左辺は中性化される地点（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る。通常のアングレーターでは、その最大値は $\psi_{max} = e B_0 L_1 / m_p \gamma c \beta$ となり、中性化されたビームは $0 \sim \psi_{max}$ の間の偏向角に分布することになる。また、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。しかし、テーパードアングレーターでは、前部での積分があるため、もっとも中性化される確率の高い磁場最大のところで偏向角は $0$ になり、全体として中性化されたビームの偏向角は $\pm \psi_{max} / 2$ の中に分布することになる。

上記の数値を代入すると $\psi_{max} / 2 = e B_0 L_1 / 2 m_p \gamma c \beta = 0.064 B_0 L_1$ 、 $L_1 = 0.8 \text{ m r a d}$ となる。つまり、 $H^0$ ビームは $10 \text{ m}$ 先で $X$ 方向に $\pm 8 \text{ m m}$ 開くことになる。 $Y$ 方向には何の影響もあたえないから、入射時のエミッタンスのまま進み広がり幅は狭く、次章のアイオナイザー用アングレーター部では、 $Y$ 方向に薄く、厚み $1 \text{ m m}$ 、幅 $16 \text{ m m}$ と想定できることになる。

さらに、ビームスピル率を与える偏向角の限界値 $\chi_{max}$ を $1 \text{ m r a d}$ （これは通常レーザーと同じ程度で極めて小さい）とすれば、荷電変換された $H^0$ の偏向角はすべてこの範囲に入るから、定義により、このニュートライザーにおけるビームスピル率は $0$ となる。この限界値設定は恣意的に見えるが、この限界値は加速器側で十分制御可能な値として採用できれば問題ない。

以上をまとめてニュートライザーの仕様を第3表に記す。

## 3. アイオナイザー用アンジュレーター

## ・アンジュレーター磁場

アンジュレーター磁場は文献7)とほぼ同じ規模のものを考える。すなわち、蓄積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 mの空間がとれることから、前後はテーパー用の磁石の空間として、実効部分7 mのアンジュレーターを配置するのは変わらない。ただし、通常の放射光施設や自由電子レーザーのように、ここでは3角関数で表したものを考える。第4図のようにX方向の磁場を考え、磁場の最大強度を $B_1$ 、波長は50 cm、周期数は14（半周期の数 $M$ は28）、その前後に磁場強度 $B_1/2$ のテーパード磁場を配置する。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た、レーザー光により $n=3$ に励起された $H^0$ ビームは、この磁場により荷電変換（イオン化）されることになる。

前章で述べた運動方程式から、その地点の関数として、受ける偏向角はきまる。ただし、偏向角の積分は、イオン化されることにより磁場の影響を受ける、イオン化地点からアンジュレーター終端までとする。

さて、イオン化確率と磁場強度の関係はすでに第3図に示してある。そして、その近似式もそこに示した。すなわち、 $B_x = B_1 \cos(2\pi z/\lambda_1)$ 、 $\lambda_1 = 0.5$  mとする。磁場分布全体としてはその積分 $\int B_x dz = 0$ になるようにする。

イオン化確率の磁場依存性は、次のような近似式で表すことができる。

$$(\gamma\tau')^{-1} = 1.2 \times 10^{13} \times B_x^{1.6}$$

ここで、左辺は実験室系でのイオン化確率を表し、右辺は、磁場強度の1.6乗に比例することを表す。

このアンジュレーター磁場の中に、前章で述べたように、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16 mm x 1 mmのの形を保ちつつ通るとする。また一方、第1図のように、アンジュレーター磁場の位置に、これも断面積1 cm<sup>2</sup>（ほぼ16 mm x 6 mm）の光子ビームをわずかに斜めに $H^0$ ビームと衝突させるとすれば、すべての $H^0$ ビームと相互作用できるし、また、イオン化されずに直進する $H^0$ ビームをビームダンプ側の鏡にぶつからないようにすることができる。

文献7)では、鏡を正面におき、その直前に透明なフォイルと電磁石をおき、荷電変換されずに直進してくるビームを電離してまげ、衝突を避けることを考えたが、技術的に容易でなく、現実的なこの方式にかえる。交叉する角度を適当にとれば、すべてのH<sup>0</sup>ビームにレーザー光を照射できる。

アンジュレーター磁場の最大値 $B_1$ は、前章のニュートライザーの場合と同じ方法、つまり半周期で非イオン化率 $10^{-5}$ とする条件で計算すると、必要とする磁場強度およびイオン化確率分布の半値半幅は $B_1 = 0.7 \text{ T}$ 、半値半幅 $= 2.3 \text{ cm}$ となる。したがって、この磁場強度を確保するため、 $g/\lambda_1 = 0.4$ として磁極間距離は $20 \text{ cm}$ 程度にする必要がある。第4表参照。これによって、また、リングのドリフトチューブの直径を $18 \text{ cm}$ 程度に、ビームの直径は $15 \text{ cm}$ 程度になるのが適当であろう。そして、このアンジュレーター磁場によってイオン化された粒子の偏向角は、上記の数値を代入すると $\psi_{\max}/2 = e B_1 L_1 / 2 m_0 \gamma c \beta = 0.064 B_1 L_1 = 2.1 \text{ mrad}$ となる。ここで、ビームスピル率を決める偏向角の限界値 $\chi_{\max}$ を $2.5 \text{ mrad}$ とすればこの方式によるビームスピル率は0となる。実際、荷電変換したとき、その偏向角がこの程度ならば、十分にリングの中でいわゆるペインティングは可能であるし空間電荷の影響を制御できる。

#### 4. アイオナイザー用レーザー

##### ・励起のためのレーザー光の波長

まず、レーザー光の波長をNd:YAGレーザーの2倍高調波( $\lambda = 532.1 \text{ nm}$ )と決めよう。この光を $1.587 \text{ GeV}$ のH<sup>0</sup>ビームと正面衝突させると、ドップラー効果により、静止系での波長は $\lambda' = \lambda / \gamma (1 + \beta)$ となることから、 $\lambda' = 102.5 \text{ nm}$ 、すなわち、基底状態のH<sup>0</sup>ビームを $n = 3$  (3P)に励起するライマンシリーズL<sub>β</sub>線となる。つまり、H<sup>0</sup>ビームに乗った系で、この共鳴線になるようにH<sup>0</sup>ビームのエネルギーを選んだのである。

##### ・光共振器

第1図に示したようなサーキュレーター方式の光共振器(リング共振器)を採

文献7)では、鏡を正面におき、その直前に透明なフォイルと電磁石をおき、荷電変換されずに直進してくるビームを電離してまげ、衝突を避けることを考えたが、技術的に容易でなく、現実的なこの方式にかえる。交叉する角度を適当にとれば、すべての $H^0$ ビームにレーザー光を照射できる。

アンジュレーター磁場の最大値 $B_1$ は、前章のニュートライザーの場合と同じ方法、つまり半周期で非イオン化率 $10^{-5}$ とする条件で計算すると、必要とする磁場強度およびイオン化確率分布の半値半幅は $B_1 = 0.7 \text{ T}$ 、半値半幅 $= 2.3 \text{ cm}$ となる。したがって、この磁場強度を確保するため、 $g/\lambda_1 = 0.4$ として磁極間距離は $20 \text{ cm}$ 程度にする必要がある。第4表参照。これによって、また、リングのドリフトチューブの直径を $18 \text{ cm}$ 程度に、ビームの直径は $15 \text{ cm}$ 程度になるのが適当であろう。そして、このアンジュレーター磁場によってイオン化された粒子の偏向角は、上記の数値を代入すると $\psi_{\max}/2 = e B_1 L_1 / 2 m_0 \gamma c \beta = 0.064 B_1 L_1 = 2.1 \text{ mrad}$ となる。ここで、ビームスピル率を決める偏向角の限界値 $\chi_{\max}$ を $2.5 \text{ mrad}$ とすればこの方式によるビームスピル率は0となる。実際、荷電変換したとき、その偏向角がこの程度ならば、十分にリングの中でいわゆるペインティングは可能であるし空間電荷の影響を制御できる。

#### 4. アイオナイザー用レーザー

##### ・励起のためのレーザー光の波長

まず、レーザー光の波長をNd:YAGレーザーの2倍高調波( $\lambda = 532.1 \text{ nm}$ )と決めよう。この光を $1.587 \text{ GeV}$ の $H^0$ ビームと正面衝突させると、ドップラー効果により、静止系での波長は $\lambda' = \lambda / \gamma (1 + \beta)$ となることから、 $\lambda' = 102.5 \text{ nm}$ 、すなわち、基底状態の $H^0$ ビームを $n = 3$ (3P)に励起するライマンシリーズ $L_{\beta}$ 線となる。つまり、 $H^0$ ビームに乗った系で、この共鳴線になるように $H^0$ ビームのエネルギーを選んだのである。

##### ・光共振器

第1図に示したようなサーキュレーター方式の光共振器(リング共振器)を採

用する。Nd:YAGレーザーは外部に置き、フィルターを通して共振器内に導く。2倍高調波発生用の非線形素子(KTP, LBO, BBOなどがある)を内部に置き、ここで光を変換して532nmのレーザー光のみを一方向にサーキュレーションさせることができる。リング共振器と非線形素子によって多モード発振が可能となり、次章で述べるスペクトル幅を広げることが出来る。強制モード同期か自己モード同期によるかは今後の検討課題とする。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、強制モード同期用の変調器などは省略されている。

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<sup>0</sup>ビームによる放射化の可能性があることから、その通り道から避けるように光を斜めに(角度は非常に小さくできるのでその影響はここでは省略する)交叉させるように配置することができる。それでも放射化されることを考え、保守性を持たせ可動型のものにするとかの対策を考慮すべきであろう。

本稿の主な目的はいかに実用レベルのレーザー出力で荷電変換を可能とするかにある。そのためには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。

#### ・光共振器における光子密度

非線形素子部でのレーザー発生出力を $I_0$  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 $S$  cm<sup>2</sup>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、 $S = 10^{-4}$  m<sup>2</sup>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(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。リング共振器の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、 $Q =$



$2\pi L/\lambda(1-R_1R_2R_3R_4)$ であるから、光共振器による光子密度の増加率は、

$$n_{\nu}/n_{\nu_0} = 1 / (1 - R_1R_2R_3R_4)$$

となる。ここで $L$ は鏡間の全体の距離、 $R_1, R_2, R_3, R_4$ 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 $n_{\nu}/n_{\nu_0} = 100$ と考える。つまり、 $R_1R_2R_3R_4 = 0.99$ 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

$$n_{\nu} = 1.68 \times 10^7 \lambda I. \quad \text{cm}^{-3}$$

となる。さらに、これが $H^0$ ビームと相互作用するときには、静止系への変換をすれば、ローレンツ収縮によって密度は増加し、

$$n_{\nu'} = \gamma(1+\beta)n_{\nu} = 8.7 \times 10^7 \lambda I. \quad \text{cm}^{-3}$$

となる。ここで、ローレンツ収縮の量はほぼ正面衝突の場合を考えた。

## 5. イオン化プロセス

### ・レート方程式

文献7)で示したレート方程式の解法は $n=3$ の場合もそのまま適用できるから、次の式が得られる。（添付資料参照）

$\Gamma$ を誘導遷移確率とすれば、 $\Gamma = cn_{\nu'}\sigma$ と表される。ここで、 $\sigma$ は吸収断面積である。

この時アンジュレーターの半周期を通過する間にイオン化されずに残る率、つまり、非イオン化率は、

$$\begin{aligned} N_{i^2}/N_{i^0} &= (1 + e^{-2\Gamma T_1}) \exp(-\Gamma T_2) / 2 \\ &= \cosh(\Gamma T_1) \exp(-\Gamma T) \end{aligned}$$

である。ここで、 $N_{i^2}$ は通過後にイオン化されずに残る基底状態の $H^0$ ビームの量、

$2\pi L/\lambda(1-R_1R_2R_3R_4)$  であるから、光共振器による光子密度の増加率は、

$$n_{\nu}/n_{\nu_0} = 1 / (1 - R_1R_2R_3R_4)$$

となる。ここで  $L$  は鏡間の全体の距離、 $R_1$ 、 $R_2$ 、 $R_3$ 、 $R_4$  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  $n_{\nu}/n_{\nu_0} = 100$  と考える。つまり、 $R_1R_2R_3R_4 = 0.99$  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

$$n_{\nu} = 1.68 \times 10^7 \lambda I \quad \text{cm}^{-3}$$

となる。さらに、これが  $H^0$ ビームと相互作用するときには、静止系への変換をすれば、ローレンツ収縮によって密度は増加し、

$$n_{\nu'} = \gamma(1+\beta)n_{\nu} = 8.7 \times 10^7 \lambda I \quad \text{cm}^{-3}$$

となる。ここで、ローレンツ収縮の量はほぼ正面衝突の場合を考えた。

## 5. イオン化プロセス

### ・レート方程式

文献7)で示したレート方程式の解法は  $n=3$  の場合もそのまま適用できるから、次の式が得られる。（添付資料参照）

$\Gamma$  を誘導遷移確率とすれば、 $\Gamma = cn_{\nu'}\sigma$  と表される。ここで、 $\sigma$  は吸収断面積である。

この時アンジュレーターの半周期を通過する間にイオン化されずに残る率、つまり、非イオン化率は、

$$\begin{aligned} N_{i^2}/N_{i^0} &= (1 + e^{-2\Gamma T_1}) \exp(-\Gamma T_2) / 2 \\ &= \cosh(\Gamma T_1) \exp(-\Gamma T) \end{aligned}$$

である。ここで、 $N_{i^2}$  は通過後にイオン化されずに残る基底状態の  $H^0$ ビームの量、

$N_{i0}$  は通過前の量である。 $T_1$  は励起に用いられる時間、 $T_2$  はイオン化に要する時間（磁場長を渉る時間）であり、 $T = T_1 + T_2$  は半周期の通過時間（静止系）である。

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、

$$I_i / I_{i0} = \cosh^{(2M)} (\Gamma T_1) \exp(-2M\Gamma T)$$

となる。

ここで、左辺（非イオン化率） $= 10^{-5}$ となる条件を求めてみよう。両辺の自然対数を取り、第1近似として $\cosh(\Gamma T_1) = 1$ とすれば、アンジュレーターを通過する時間 $2MT = 0.935 \times 10^{-8}$  sであるから、

$$\Gamma = 5 \ln 10 / 2MT = 1.23 \times 10^9$$

となる。

実際、 $T_1 = 0.61$  ns（静止系）を代入すると $\cosh(\Gamma T_1) = 1.29$ が得られ、その補正をして、

$$\Gamma = 1.26 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$$

と考えて良い。

#### ・誘導遷移確率 $\Gamma$ と吸収断面積

文献6)で述べたように、レーザーのスペクトルが原子の吸収スペクトルに比べて十分狭いときには誘導遷移確率 $\Gamma$ は $\Gamma = c n \nu' \sigma$ あるいは $IBg(\nu) / c$ と表される。ここで、 $n \nu'$ は静止系での光子密度、 $I$ 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。

ここで、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を示すものであり、本稿の場合には、ドップラー広がり幅により決まる。超伝導線形加速器の $H^0$ ビームのモーメントム広がり幅を $\Delta p / p = 1 / 1000$ として次ぎのようなスペクトル幅と考えられる。

$$\Delta \nu' = \nu' \beta \Delta p / p = 2.715 \times 10^{12}$$

このスペクトル幅に分布する $H^0$ をすべて励起するにはレーザー光の方も幅を広げなければならない。この場合、励起のための吸収確率は、アイシュタインのB係数を用いて、 $S = B \int \rho(\nu') g(\nu') d\nu'$ （積分範囲はレーザーのスペクトル幅）と計算される。一方、単位面積あたりの光パワーは $I_\nu = c \int \rho(\nu$

$\nu'$ )  $d\nu'$  である。もし、レーザー光のスペクトル幅が原子のスペクトル幅をカバーする程度に広く、その強度が一定値  $\rho(\nu')$  であるとすれば、その  $\rho(\nu')$  は積分の外に出せ、 $\int g(\nu') d\nu' = 1$  から、

$$S = B \rho(\nu'), \quad I_\nu = c \rho(\nu') \Delta\nu'$$

となる。また吸収断面積はその定義により、

$$\sigma = h\nu' S / I_\nu = h\nu' B / (c \Delta\nu') = 0.00208 / \Delta\nu' = 0.766 \times 10^{-15} \quad (\text{cm}^{-2})$$

となる<sup>10)</sup>。これは、レーザーのスペクトル幅が原子の吸収スペクトル幅に比べて狭い場合と似た式であり<sup>11)</sup>、レーザーのスペクトル幅が吸収スペクトル幅と入れ替わるものとなっている。これはレーザーのスペクトル幅を適当に狭めることによって吸収の効率が上げられることを意味し、実効的な吸収断面積が大きくなるように見えることを表している。

したがって、 $\Gamma = c n \nu' \sigma$  に上の  $\sigma$  を代入すれば、

$$\Gamma = 2.294 \times 10^{-5} n \nu'$$

が得られる。

レーザー出力と光子密度の関係式  $n \nu' = 8.7 \times 10^7 \lambda I_0 \text{ cm}^{-3}$  を利用して、

$$\Gamma = 1.06 \times 10^6 I_0$$

となる。

・必要とされるレーザー出力

イオン化の条件をみたす誘導遷移確率はレート方程式の解  $\Gamma = c n \nu' \sigma = 1.26 \times 10^9$  と、上に計算したレーザー出力との計算式から

$$I_0 = 1.2 \text{ kW}$$

となる。これはすでに開発されている出力と見なせる。パルス 1.2 kW (デュティを 0.18 であることを考慮すれば平均 215 W) のレーザー光を用いればよいことになる。しかも、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に留意する必要がある。

## 6. 討論 および まとめ

本稿では、原研中性子科学用蓄積リングへの入射装置（荷電変換装置）について、周辺の機器を放射化しない、極めて特徴のある方法を検討した。低放射化は荷電変換時に受ける偏向角を小さくすることにより達成し、また、現実的なレーザー出力での荷電変換率も可能となった。

ニュートラライザーのアンジュレーターでは磁場の向きをX方向に変え、ビームをその方向に薄い形状にし、アイオナイザーでのレーザー光（断面 $1\text{ cm}^2$ ）と小さな角度で交叉させ、ビームダンプに置かれた光共振器用鏡に直接 $H^0$ ビームが当たらないようにできた。磁極間距離を $3.5\text{ cm}$ としたが、永久磁石型か電磁石型とするかは今後の検討にしたい。また、真空チェンバーの外側に置くか、内側に置くかも今後の検討課題である。ビームが直接当たらないようにする遮蔽も考えなければならない。磁極間距離の調整機構も必要となる。これらを第3表にまとめる。

アイオナイザー用アンジュレーター磁場は、磁場 $0.7\text{ T}$ 、磁極間距離 $20\text{ cm}$ 、周期長 $50\text{ cm}$ 、周期数 $14$ 、長さ $7\text{ m}$ を考えた。この大きなアンジュレーター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よりは電磁石方式が組み立てやすく使いやすい。そして、このアンジュレーターは磁極間距離 $20\text{ cm}$ と周期長 $50\text{ cm}$ の $0.4$ 倍としたため容易に作る事が出来る。ただし、この磁極間距離は $H^0$ ビームの径を $15\text{ cm}$ 程度にする制限となる。偏向角の上限はかなり小さくできたので、ペインティング手法の計算結果やリングの軌道計算の結果によってはもっと小さな径のビームでよいかもしれない。この場合にはもっと磁極間距離を小さくでき作りやすいものとなる。ともかく、ペインティング手法の計算結果やリングの軌道計算の結果を待たなければならない。このアンジュレーターの仕様と課題を第4表にまとめる。

$H^0$ ビームのエネルギーを $1.587\text{ GeV}$ と上げることにより、Nd:YAGレーザーの2倍高調波 $532.1\text{ nm}$ を、ライマンシリーズのL<sub>β</sub>線（ $102.53\text{ nm}$ ）として利用できた。さらに、共鳴励起法を用いて基底状態の中性原子を $n=3$ のレベルに励起することにより、 $n=4$ の場合に比べて効率よく、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随分軽減化できた。

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。光共振器による光子密度の増倍率を100倍と仕様を下げ、より現実的で作りやすい値とした。しかし、すべての速度（モーメントム）の粒子に対応するためレーザー光のスペクトル幅を広げる必要がある。このスペクトル幅は多数のスペクトル線とするのか連続スペクトルとなるのかは今後の検討課題となる。また、多モード発振は非線形素子の波長変換効率を著しく良くする点は、考慮すべき点である。逆に、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、これによりレーザー光のスペクトル幅を狭められ、実効的吸収断面積は大きくなり必要なレーザー出力をさらに減らすことができる。

Nd:YAGレーザーの出力を1kW、非線形素子による2倍高調波を250~500Wとすれば、最低必要条件の1~2.5倍であり、余裕のある設計ができる。ただし、スペクトル幅を1/1000に広げる方法と共振器の関係については今後の検討が必要である。また最近、Nd:YLFレーザーの大出力化の開発が多く行われている、また、LD（レーザーダイオード）や光ファイバーによる安定な励起法、長寿命化の研究も盛んである。それらの情報を含めてレーザー仕様とその問題点を第5表にまとめる。

以上をまとめると、1.587GeV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（532nm）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、 $H^0$ ビームのエネルギーをレーザー光に精密に合わせる同調、 $H^0$ ビームの軌道をレーザー光と精密に合わせる技術、アンジュレーター磁場の精密な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。

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215W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市販されているNd:YAGレーザー方式で実現可能であり、フォイル方式など従来

方式と比較して格段の高性能である。

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、中性子科学用リングの入射装置という具体的な目標を定め、アンジュレーター磁場の詳細設計、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、また、レーザーについては阪大レーザー研の山中正宣助教授のご指導を受けました。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。

方式と比較して格段の高性能である。

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、中性子科学用リングの入射装置という具体的な目標を定め、アンジュレーター磁場の詳細設計、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、また、レーザーについては阪大レーザー研の山中正宣助教授のご指導を受けました。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) SNS Team: Design Reports of SNS.
- 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) 鈴木康夫：陽子蓄積リング用入射装置の最適設計、JAERI-Research 97-067 (1997年10月)。
- 8) A. J. Jason et al: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-28, N03, June 1981.
- 9) D. S. Bailey et al: Nuclear Fusion, 5, 41 (1965)
- 10) 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。

付録 文献7)より本稿用に改訂

まず、付図Aのような4準位レベルを考えよう。ここで、 $\gamma_{1,2}$ はそれぞれレベル3（主量子数3P、密度 $N_3$ ）からレベル1S（基底状態）、2Sへ自然放射する確率であり、 $\gamma_+$ はレベル3の原子がイオン化される確率であり、磁場中での寿命を $\tau'$ 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、 $\Gamma = c n_e \sigma$ 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、 $\gamma_2$ 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 $N_{1,3,+}$ とすると

$$\begin{aligned} \frac{d N_1}{d t} &= \gamma_1 N_3 + (N_3 - N_1) \Gamma, \\ \frac{d N_3}{d t} &= -(\gamma_1 + \gamma_+) N_3 - (N_3 - N_1) \Gamma, \\ \frac{d N_+}{d t} &= \gamma_+ N_3 \end{aligned}$$

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付図Bのように2つの領域にわけて解くこととする。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。ある空間の $N_1$ を考えると、その空間を、この2領域が左から右へ通り過ぎていくと想像すればよい。ここで、 $T_1 = (\lambda_1/2 - L_1) / \gamma \beta c$ 、 $T_2 = L_1 / \gamma \beta c$ 、である。

領域Iでは初期条件： $t = 0$ で $N_1 = N_1^0$ 、 $N_+ = N_+ = 0$ 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：

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

$$N_3^1 = N_1^0 (1 - e^{-2\Gamma T_1}) / 2,$$

$$N_+^1 = 0$$

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  $N_1 = N_1^1$ 、 $N_3 = N_3^1$ 、 $N_+ = 0$  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：

$$N_1^2 = (N_1^1 + \Gamma N_3^1 / \gamma_+) \exp(-\lambda_2 T_2),$$

$$N_3^2 = (\Gamma N_1^1 / \gamma_+) \exp(-\lambda_2 T_2),$$

$$N_+^2 = N_1^0 - (N_1^1 + \Gamma N_3^1 / \gamma_+ + \Gamma N_1^1 / \gamma_+) \exp(-\lambda_2 T_2)$$

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、

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

$$N_3^2 = 0,$$

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

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、

$$I_1 / I_{i0} = \cosh^{(2M)}(\Gamma T_1) \exp(-2M\Gamma T)$$

となる。

ここで、左辺（非イオン化率） $= 10^{-5}$ となる条件を求めてみよう。両辺の自然対数を取り、第1近似として $\cosh(\Gamma T_1) = 1$ とすれば、アンジュレーターを通過する時間 $2MT = 0.935 \times 10^{-8} \text{ s}$ であるから、

$$\Gamma = 5 \ln 10 / 2MT = 1.23 \times 10^9$$

となる。

実際、 $T_1 = 0.61 \text{ ns}$ （静止系）を代入すると $\cosh(\Gamma T_1) = 1.29$ が得られ、その補正をして、

$$\Gamma = 1.26 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$$

と考えて良い。

ところでこの計算に用いた仮定した $\gamma_1$ 、 $\gamma_2$ 、 $\gamma_+$ 、 $\Gamma$ の量的な関係を確認しておく。

文献9)によると

$$\gamma_1(3P \rightarrow 1S) = 1.67 \times 10^8$$

$$\gamma_2(3P \rightarrow 2S) = 2.24 \times 10^7$$

そして本稿の場合には

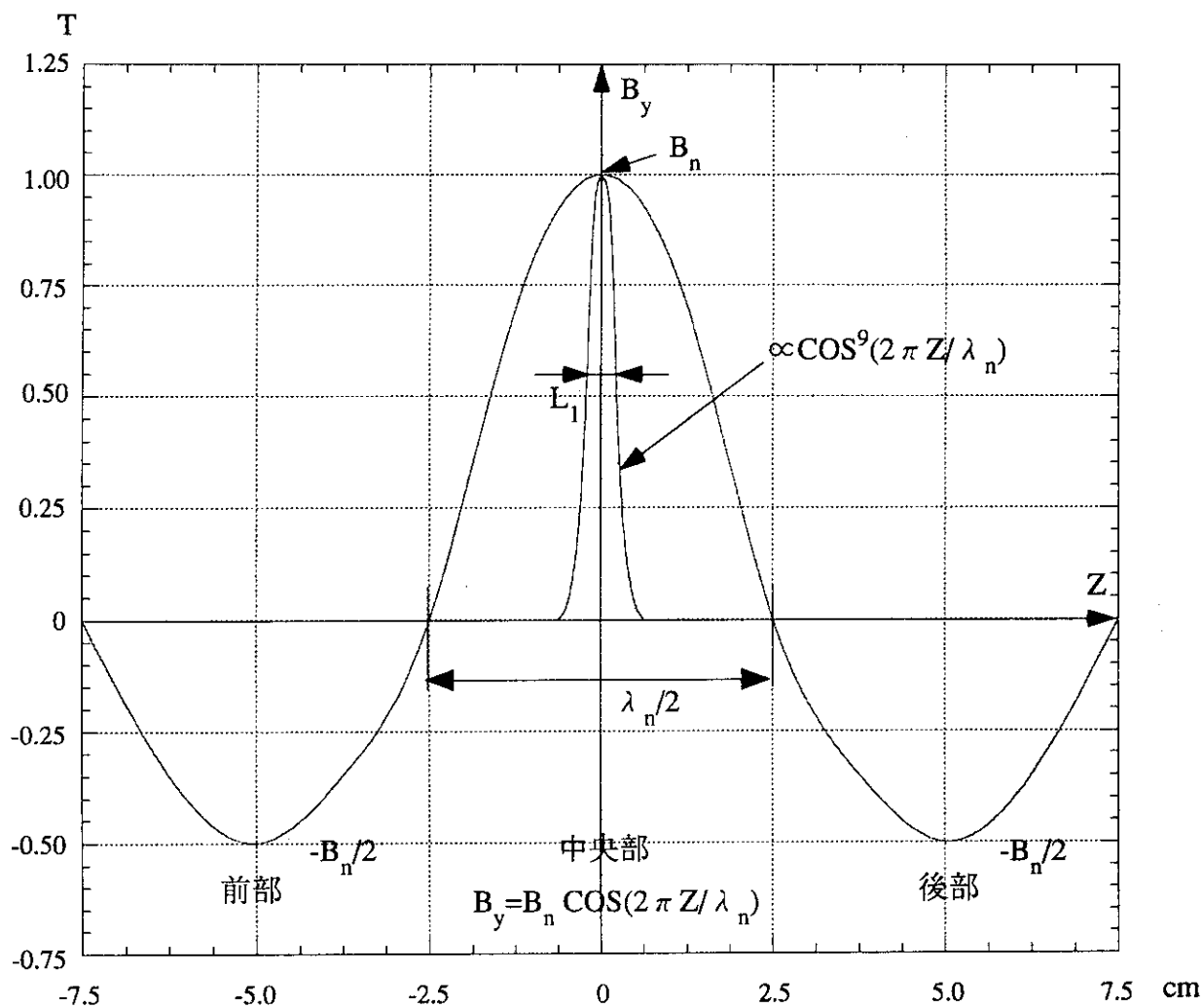
$$\gamma_+ = 1/\tau' = 2.2 \times 10^{12} \times B_{10}^{19} = 3.1 \times 10^{10},$$

$$\Gamma = 1.23 \times 10^9$$

である。

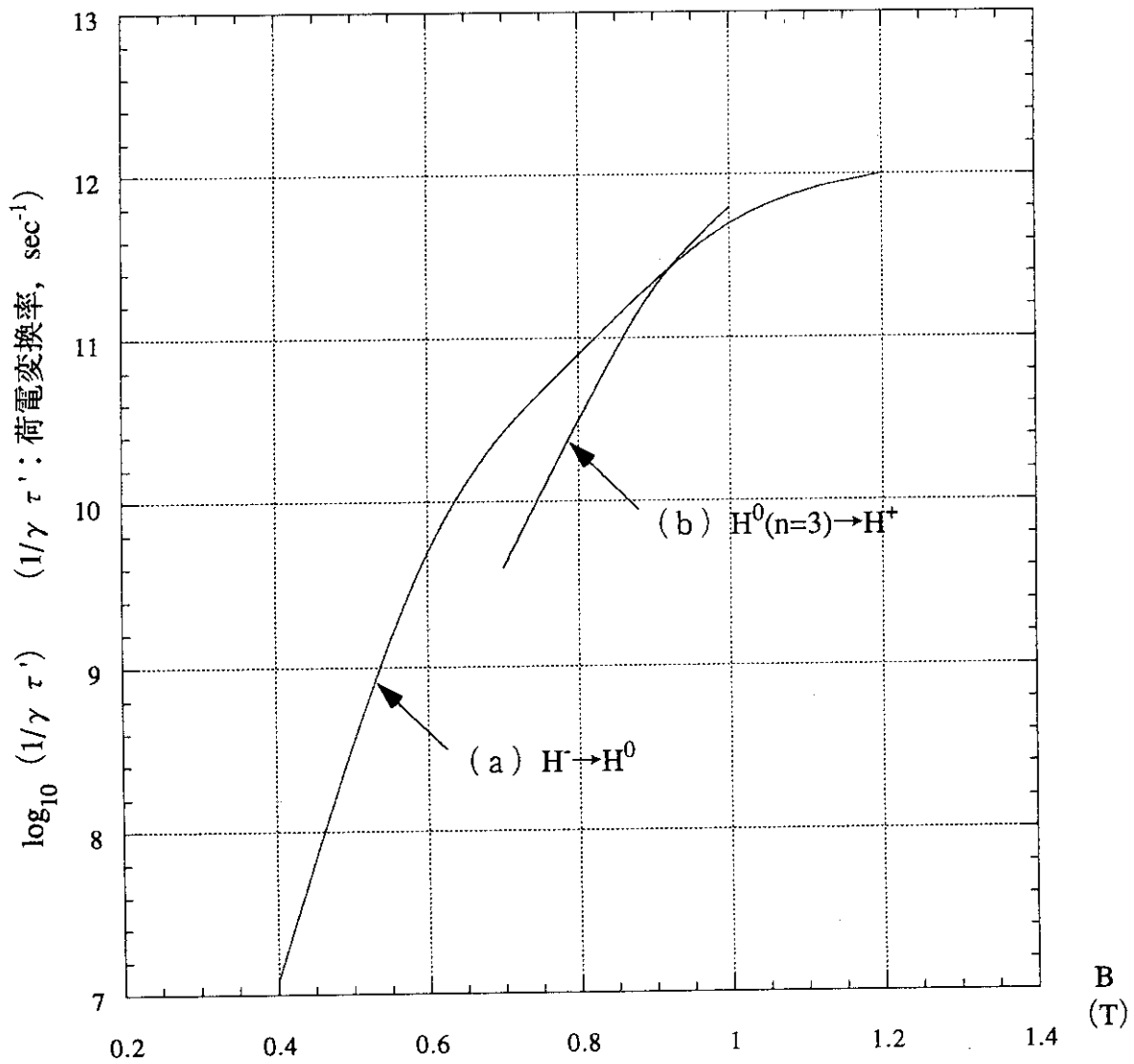
レベル2へ落ちた中性粒子はそのままビームダンプへ行く確率が生ずるが、イオン化される量との比は、2Sへ落ちる時間 $1/\gamma_2$ よりも早くアンジュレーター磁場を通過しイオン化されてしまうこと、また、 $\gamma_2/\gamma_+$ が非常に小さいことから、現在の検討では無視できるとした。より正確な議論はレート方程式の組立から見直す必要がある。





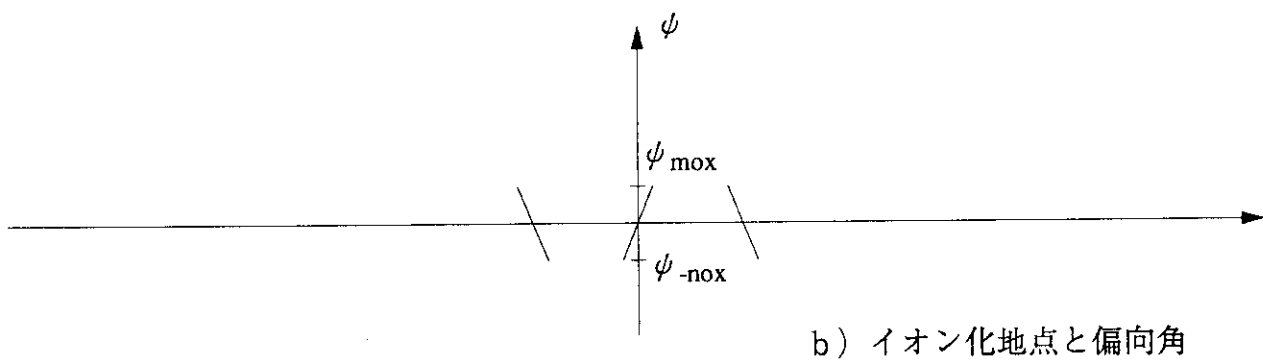
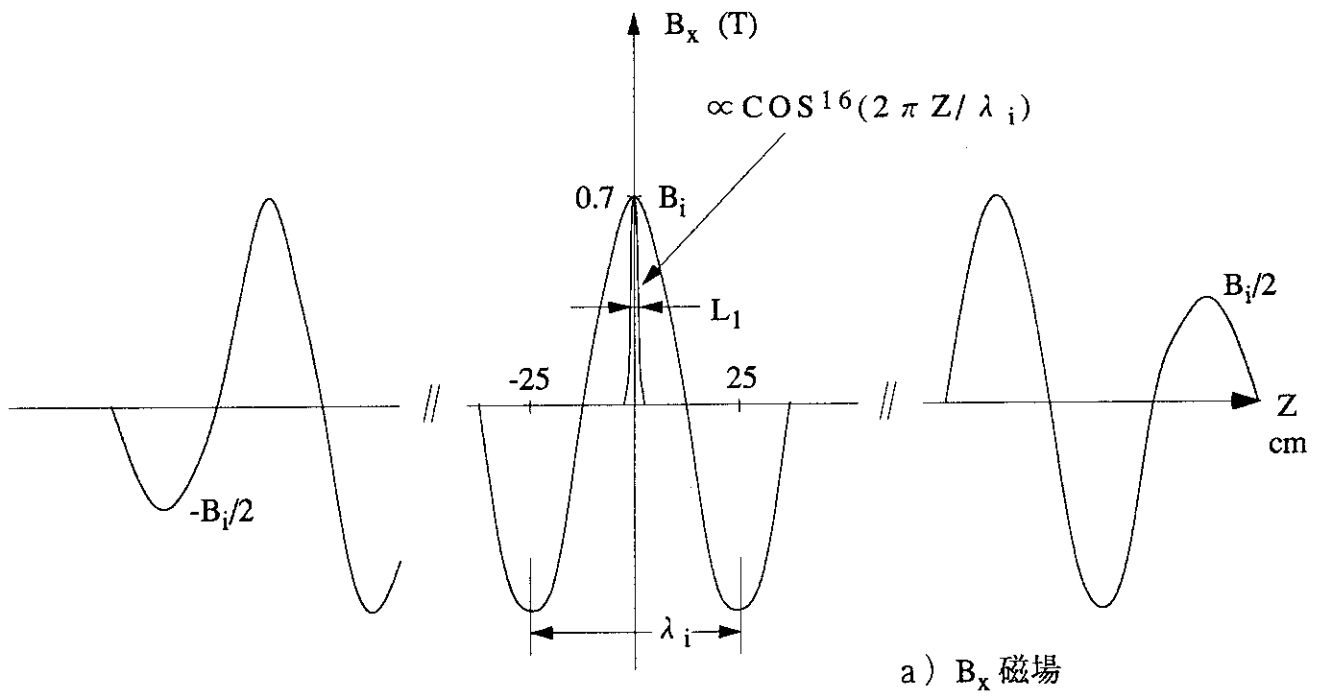
第2図 テーパードアンジュレーター磁場

(周期長  $\lambda_n = 10\text{cm}$ , 磁場強度  $B_n = 1\text{T}$ , 周期長  $1/2$ )



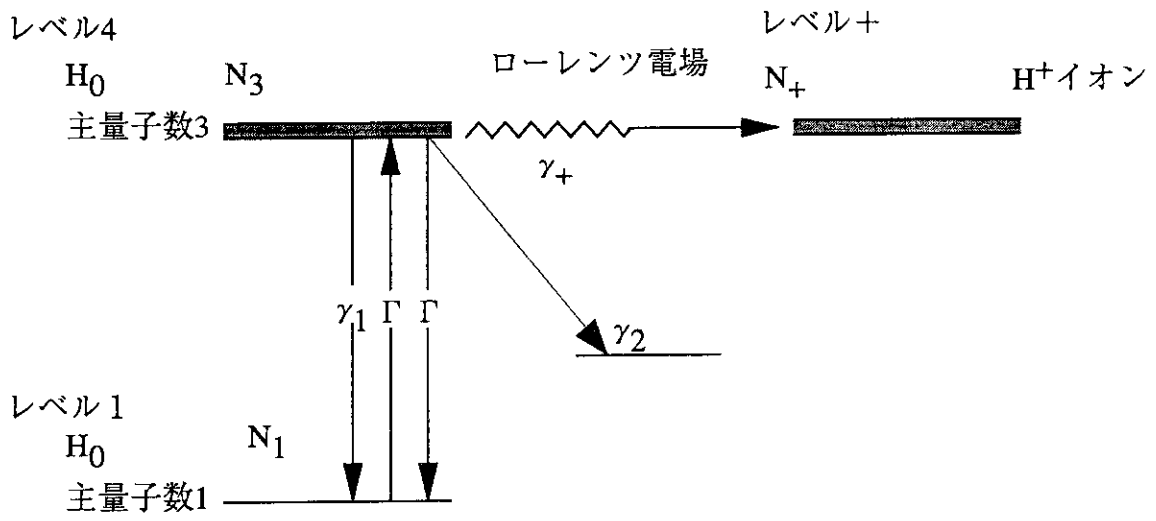
第3図 磁場強度と荷電変換率

(a) の近似式 (0.9-1.1T)  $(1/\gamma \tau') = 2.8 \times 10^{11} \cdot B^9$   
 (b) の近似式 (0.7-0.9T)  $(1/\gamma \tau') = 1.2 \times 10^{13} \cdot B^{16}$

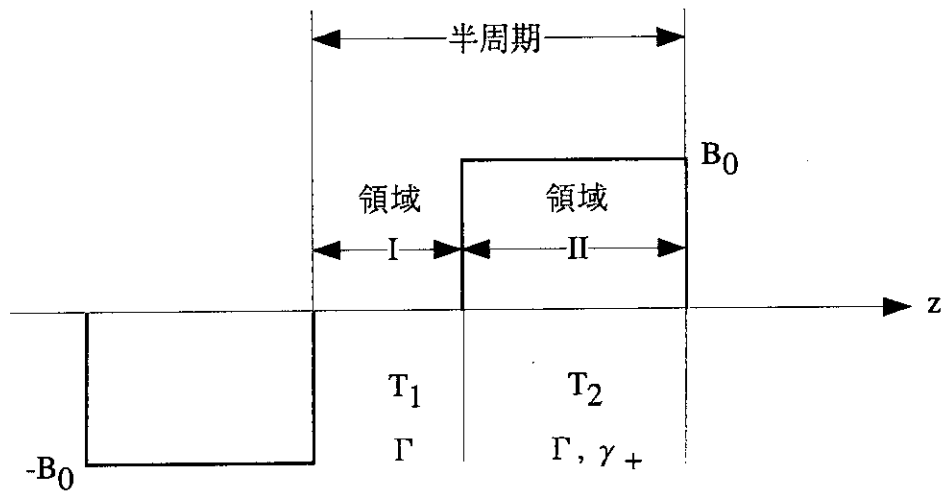


第4図 アイオナイザー用アンジュレーター磁場  
 (周期長  $\lambda_i = 50$  cm, 磁場強度  $B_i = 0.7$  T, 周期数 14)

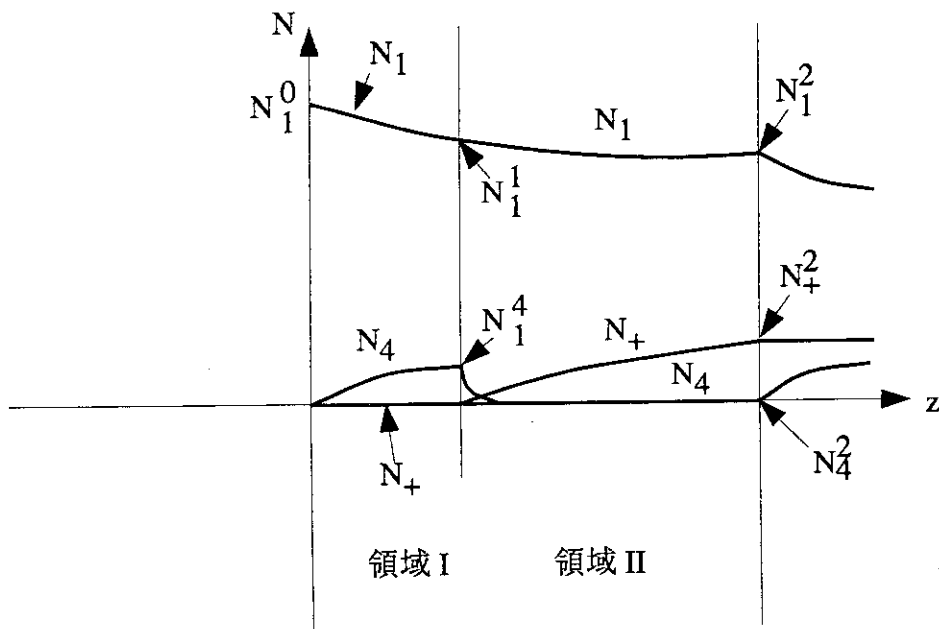




附図A 4準位レベル (実質3準位レベル)



a) アンジュレータ半周期と領域



b) レート方程式の解

附図B イオン化プロセス (半周期)

第 1 表 荷電変換用レーザーシステムの考察  
1997、9、16  
鈴木 康夫

レーザーシステムの仕様：波長；485nmまたは473nm、出力；平均800W、ピーク4kW、4ms、50Hz、できれば波長可変、スペクトル幅は1/1000、または1/5000程度。

	波長 同調性	出力	技術的難易度	コスト	備考 (問題点等)
YAG+色素 353.3nm励起 (3倍高調波励起)	485nm ◎	△、?	△	○	色素の劣化、蒸発 リング型光共振器 2段階の非線形素子
YAG+2倍高調波 946nm発振	473nm ▼ (加速器で調整)	△、?	△	○	H <sup>0</sup> ビームのエネルギーを1.43 GeVに下げる必要あり よい2倍高調波素子あり? サーキュレーター型光共振器可
Ti:サファイヤー +2倍高調波 970nm発振	485nm ◎	△、?	△	○	Ti:サファイヤーで990nm 大出力発振可? よい2倍高調波素子あり?
FEL	485nm ◎	△、?	△	▼	130MeV電子ビームが必要 超伝導電子線形加速器(35MeV) 3回転型サーキュレーターの開発

他の問題点：YAG、Ti:サファイヤーの励起はLDか、連続運転可能か、寿命は?、ここでの出力はロッド等での  
発振出力であり、光共振器のQ値により200倍に光子密度を上げたい。これは可能か、どれが実現性が高いか?  
マークの意味：◎；極めて良い、○；良い、△；可能性あり、▼；極めて悪い、?；解らない。

第2表 加速器側の仕様

超電導 線形加速器	加速粒子	$H^-$
	加速エネルギー	1.587 GeV $\beta = 0.9284, \gamma = 2.691$
	ピーク電流	30mA
	パルス幅	3.6ms
	繰り返し	50Hz
蓄積リング	入射部	$H^- \rightarrow H^0 \rightarrow H^+$ と2段階荷電変換方式
	ペインティング	直径15cm強度のビームに拡げる →空間電荷効果を低減
	ビーム圧縮	0.5 $\mu$ s, 100Aのパルスとして放出

第3表 ニュートライザー用アンジュレーター

周期長 (波長) $\lambda_n$	10cm
最大磁場強度 $B_n$	1T (Y方向)
周期数	1/2 但し、前後部にテーパードアンジュレーター磁場をつける
磁石型式	電磁石型 但し、永久磁石又はハイブリッド型式も検討の余地あり
磁極間距離 (g)	3.5cm

注：可動調整機構、真空チェンバーの外置タイプ、内挿式タイプ、コリメータ、遮蔽法などの検討が必要

第4表 アイオナイザー用アンジュレーター

周期長 $\lambda_i$	50cm
最大磁場強度 $B_i$	0.7T (X方向)
周期数 M	14 但し、前後部にテーパードアンジュレーター磁場をつける
磁石型式	電磁石型
磁極間距離 (g)	20cm

第5表 レーザーと光共振器

レーザー	励起用レーザー	Nd : YAGレーザー (1064nm) Nd : YLFレーザー (1053nm)
	出力	1kW
	非線形素子	KDP, LBOなど
	2倍高周波	532nm 又は 527nm
	出力	250~500W
	パルス幅	4ms
	繰り返し	50Hz
光共振器	形式	リング共振器
	発振	多モード発振 (強制モード同期又は自己モード同期)
	スペクトル幅	実効的に1/1000
	ミラーでの損失	1/50