

JAERI-Research

97-057



新しい蓄積リング用入射装置

1997年8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。
入手の問合わせは、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)

新しい蓄積リング用入射装置

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7月23日受理)

蓄積リングに入射するための新しい入射方法を提案する。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、それぞれにウイグラー磁場による荷電変換法を用いる。前者はリング外部のビーム・トランスポート部に置かれ、収束用電磁石とウイグラー磁場からなり、 H^- を H^0 に中性化するものである。後者はリング内の直線部に設置され、ウイグラ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。どちらも相対論的速度をもつ入射粒子のローレンツ電場を利用するが、イオン化のためには、ドップラー効果およびレーザー光の共鳴吸収を最大限に利用して、効率的に荷電変換するものである。ウイグラー磁場による強いローレンツ電場は、レーザー光荷電変換効率を格段に上昇させ、約500nm、1 kW以下のレーザーで可能となる。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。

A New Beam Injection Method 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 July 23, 1997)

A new injection method for a proton accumulator ring is proposed. This injection system is composed of a neutralizer and an ionizer in which wiggler magnetic fields are used as one of charge-exchange method, respectively. The former is composed of focusing magnets and wiggler ones which are placed at the beam transport-line outside of the accumulator ring, and neutralizes H^- beam into H^0 one. The latter is composed of wiggler magnets and optical resonators which are placed along the linear part in the accumulator ring, and can ionize H^0 beam into H^+ one.

Both devices can effectively exchange the charge of the injected beam with the Lorentz electric field generated by the interaction between the relativistic velocity of H^- or H^0 beam and the wiggler magnetic field. For the ionization of the H^0 beam, the doppler effect and the optical resonant absorption of the laser light can increase substantially the efficiency of ionization process. The laser light of about 500 nm and less than 1kW can make it possible. 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 at 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. ニュートライザー	3
3. アイオナイザー	6
4. 討論およびまとめ	12
謝辞	13
参考文献	14

Contents

1. Introduction	1
2. Neutralizer	3
3. Ionizer	6
4. Discussion and Conclusion	12
Acknowledgements	13
Reference	14

1. はじめに

原研中性子科学研究計画用陽子蓄積リングは超伝導線形加速器から、1.5 GeV ($\beta = 0.92$)、ピーク30 mAの H^- 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である。この蓄積リングでは、この後、0.5 μ s程度のビームに圧縮し、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¹⁾。

この蓄積リングの入射装置は、このような従来にない大出力の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り、そのため新しい概念を導入した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を採用し、長パルスの加速が出来るという有利さを発揮させるには、長いパルス幅のマルチターン入射が必要であり、その際のビーム・スピルを極めて低く抑える方策を検討する必要がある。

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^{2, 3)}。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、光はローレンツ電場の不足分を補う形で利用する。

しかし、文献2, 3)ではビーム・ロスの効率的低減化を図るあまり、強い磁場を用い、その際に生ずるビーム偏向角を小さくしようとしなかった。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為には、このビーム偏向角を小さくすることが肝要であり、そのためには荷電状態でのビームが通過する磁場を弱くし、あるいはその磁場の通過距離を短くすることが必要である。したがって、本稿では、これらの欠点を改良するためにこれまでの発想を逆転させ、ビームスピルを極限的にまで下げ、ビーム偏向角をある限界値以下に制限した上で荷電変換を行う方式に考え方を換える。そして光子ビームによる励起は、その弱い磁場でのイオン化の補助とする方法を提案する。

本稿の入射装置は、第1図のように、 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 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、 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 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 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 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 H^0 ビームは直進してビームダンプへ入る。

この方法によれば、弱いウイグラー磁場の採用により、偏向角への影響を最小にできる。また、先にリングに入り周回する H^+ イオン軌道にも悪影響を与えない。励起のための光子ビームは、水素原子の電子との相互作用を行うだけであるから、水素ビームのエミッタンス増加や偏向角の増大などビームの軌道自身への影響は最少である。したがって、全体として偏向角を小さくしたまま H^+ に荷電変換しリングに入れることが可能となる。

しかし、この励起用光子ビームの発生源であるレーザーに対する仕様は、通常的方式では大出力で真空紫外域の波長など現在の実用化レベル以上のものが要求される。そこで、本稿では、原子力研究（レーザー同位体分離）や核融合研究（中性粒子加熱、プラズマ診断）などで研究されている共鳴イオン化法（共鳴励起法）を導入し、極めて効率的な荷電変換を提案する。さらに、光共振器の採用により光子密度の増大を図り、レーザー出力の低減化を図る。また、レーザーの波長に関しては、水素ビーム H^0 が相対論的速度を持っていることを利用し、ドップラーシフトによる短波長化（レーザー光は長波長でよい）を図る。これらによってレーザーの波長は可視光領域のものでよく、仕様は格段に軽いものとすることができる。

さて、ここで述べるリング入射装置では、設計条件として次の4つの条件を課して検討することとする。

第一に、容器壁を放射化する要因となる荷電変換の際生ずる水素ビームの偏向角を 1 mrad （ 10 m で 1 cm ）以下に小さくすること。そして、容器壁に衝突するいわゆるビーム・スピルを、この限界値より大きな偏向角をもつビームとここでは定義する。

第二は、弱いウイグラー磁場でイオン化させるために光子ビームによる共鳴励起法を採用する。しかし、その出力には上限があるので、レーザー出力は実用レベルである10 kWを越えないようにする。

第三に荷電変換できないビームをビームロスと定義し、それをさしあたり 10^{-6} 以下とする。ただし、荷電変換できずにロスになる粒子であってもビーム・ダンプなどへ導くことができ、これによる容器壁等の放射化はない。

第四は、これらの過程において、偏向角によるビームのエミッタンス増加を防ぐとともに、同時に、リング内に周回するイオンの軌道には極力影響を与えないこととする。

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章ではニュートライザーについて、第3章ではアイオナイザーに検討を加える。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. ニュートライザー

この入射装置では、 H^- の中性化($H^- \rightarrow H^0$)とイオン化($H^0 \rightarrow H^+$)の二つのプロセスに分離させ、両者ともにウイグラー磁場による荷電変換(電子脱離、イオン化)を行わせる。

・荷電変換率に関する用語の定義

本節では、まず、二つの荷電変換プロセス共通の用語を定義しておく。入射ビーム強度(I_1 、初期値 I_{10})、荷電変換した後のビーム強度($I_c = I_{10} - I_1$)とし、 I_c / I_{10} を荷電変換率、 I_1 / I_{10} は荷電変換しなかった比率を意味するから、その最終値をビームロス率と定義する。さらに、 I_c を荷電変換による偏向角が、ある限界値 ψ_{crit} より大きいもの(I_{c1})と、小さいもの(I_{c2})との二つにわけると、すなわち、 $I_c = I_{c1} + I_{c2}$ であり、 I_{c1} / I_{10} を入射変換率、 I_{c2} / I_{10} 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。

・荷電変換用磁場配位(ウイグラー磁場)

荷電変換用磁場配位(ウイグラー磁場)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

第二は、弱いウイグラー磁場でイオン化させるために光子ビームによる共鳴励起法を採用する。しかし、その出力には上限があるので、レーザー出力は実用レベルである10 kWを越えないようにする。

第三に荷電変換できないビームをビームロスと定義し、それをさしあたり 10^{-6} 以下とする。ただし、荷電変換できずにロスになる粒子であってもビーム・ダンプなどへ導くことができ、これによる容器壁等の放射化はない。

第四は、これらの過程において、偏向角によるビームのエミッタンス増加を防ぐとともに、同時に、リング内に周回するイオンの軌道には極力影響を与えないこととする。

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章ではニュートライザーについて、第3章ではアイオナイザーに検討を加える。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. ニュートライザー

この入射装置では、 H^- の中性化($H^- \rightarrow H^0$)とイオン化($H^0 \rightarrow H^+$)の二つのプロセスに分離させ、両者ともにウイグラー磁場による荷電変換(電子脱離、イオン化)を行わせる。

・荷電変換率に関する用語の定義

本節では、まず、二つの荷電変換プロセス共通の用語を定義しておく。入射ビーム強度(I_1 、初期値 I_{10})、荷電変換した後のビーム強度($I_2 = I_{10} - I_1$)とし、 I_2 / I_{10} を荷電変換率、 I_1 / I_{10} は荷電変換しなかった比率を意味するから、その最終値をビームロス率と定義する。さらに、 I_2 を荷電変換による偏向角が、ある限界値 ψ_{crit} より大きいもの(I_{2+})と、小さいもの(I_{2-})との二つにわけると、すなわち、 $I_2 = I_{2+} + I_{2-}$ であり、 I_{2+} / I_{10} を入射変換率、 I_{2-} / I_{10} 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。

・荷電変換用磁場配位(ウイグラー磁場)

荷電変換用磁場配位(ウイグラー磁場)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

分布とその長さを表す。中磁場の強度を $-B_0$ 、長さを L_1 、対称的に配置された前、後磁場の強度をそれぞれ $B_0/4$ 、長さを $2L_1$ 、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。このウイグラ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^- 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：

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

から、

$$\psi = \frac{v_x}{v_z} = \frac{v_x}{c \beta} = \frac{e \int v_z B_y dt}{m_p \gamma c \beta} = \frac{e}{m_p \gamma c \beta} \int B_y dz$$

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。積分領域は入り口から中性化する地点（ z 地点）までとする。つまり、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り、しかもその最大値 $\psi_{max} = e B_0 L_1 / 2 m_p \gamma c \beta$ 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・パラメータに相当する $K = e B_0 L_1 / 2 m_p c \beta$ を用いれば、 $\psi_{max} = K / \gamma$ と表される。

さらに、 x 方向の変位 $x = \int v_x dt = \int \psi dz$ から第2図c) が得られる。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。

今、中磁場で荷電変換が生ずるように磁場強度 B_0 を考えれば、入射されたビーム強度の変化と荷電変換されるビームはそれぞれd, e)のように表されるであろう。ここで、 z_0 は偏向角が ψ_{crit} になる地点で、 $\pm z_0$ の外で荷電変換したものがビームスピンとなる。

・ウイグラー磁場による中性化

第2図のような磁場配位を考え、そして、ビームスピンを限りなく小さくする条件を求める。その条件として：

1. 磁場 B_0 では長さ L_1 内ではほぼ中性化し、強度 $B_0/4$ の前磁場では長さ $2L_1$ 内では中性化しないこと。ただしここで、入射ビームは $I_1 = I_{10} \exp$

($-t/\gamma\tau$) で表され、荷電変換率 $(I_{i0} - I_i) / I_{i0} = 1 - 10^{-5}$ となることを、この「ほぼ中性化」と称することとする。つまり、ビームロス率は、この場合 $I_i / I_{i0} = 1 \times 10^{-5}$ となる。

2. ビームスピルが生ずる限界偏向角として $\psi_{crit} = 1 \text{ mrad}$ とする。そして、このウイグラー磁場によるビームの最大偏向角 ψ_{max} を ψ_{crit} より小さくすること。従って、ここで、荷電変換したものはすべてビームスピルとならずにリングに入射されることになる。
3. 条件1よりも条件2を最優先とする。つまり、ビームスピル率を小さくすることを第1とし、中性化されずに残るビームロス率は条件1を満たすことが望ましいがそれは成りゆきにまかせると発想の転換をする。ただし、このビームロスには電荷を持っていることから、後磁場を弱い偏向電磁石で置き換えビームダンプへ導くことにより放射化を防ぐことができる。

条件2から $\psi_{max} = K/\gamma$ 、 $K = eB_0L_1/2m_0c\beta = 0.174B_0L_1$ である。 $\psi_{max} = 1 \text{ mrad}$ とするには、 $B_0L_1 = 0.015$ となる。したがって、例えば、 $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ 、または、 $B_0 = 0.5 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.03 \text{ m}$ とすればよい。ここでは、まず前者から検討を進める。

$L_1 = c\beta t = 0.015$ の場合、これを通過する時間 t は $0.55 \times 10^{-10} \text{ s}$ となる。ここで 1.5 GeV ($\beta = 0.92$ 、 $\gamma = 2.60$) の H^0 に乗った系(静止系)のパラメーターには ' をつけることとする。静止系では、 $t' = t/\gamma = 0.21 \times 10^{-10} \text{ s}$ となる。中性化の飛程は磁場の関数として第3図に示される⁴⁾。つまり、ビームロス率 $I_i / I_{i0} = \exp(-t'/\tau)$ で表され、したがって、磁場 $B_0 = 1 \text{ T}$ とすれば、中性化への寿命は $\tau = 1.78 \times 10^{-12} \text{ s}$ ことから、荷電変換率 $(I_{i0} - I_i) / I_{i0} = 1 - 7.5 \times 10^{-6}$ とほぼ100%であり、つまりビームロス率も $I_i / I_{i0} = 7.5 \times 10^{-6}$ と小さい。また、磁場強度 $B_0/4 = 0.25 \text{ T}$ の前磁場では $\tau = 6.0 \times 10^{-11} \text{ s}$ となり、ここでの荷電変換率は $(I_{i0} - I_i) / I_{i0} = 1 - 10^{-7}$ 台と極めて小さく無視できる。

念のため、 $B_0 = 0.5 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.03$ の場合には、これを通過する時間 t は $1.1 \times 10^{-10} \text{ s}$ となる。ビームに乗った系では、 $t' = t/\gamma = 0.42 \times 10^{-10} \text{ s}$ となる。また磁場 $B_0 = 0.5 \text{ T}$ から、中性化への寿命は $\tau = 1.84 \times 10^{-9} \text{ s}$ となり、荷電変換率 $(I_{i0} - I_i) / I_{i0} = 2.8\%$ と小さく実用にな

らない。

また、 L_2 についてはニュートライザーではとくに働きはなく適当でよい。

以上をまとめて、 $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ 、のウイグラー磁場によりニュートライザーとしての設計条件を全く満足するものができた。なお、このニュートライザーでは後磁場部は、ビームロスやビームダンプへ導く偏向磁場と置き換えられる。

3. アイオナイザー

中性ビーム H^0 は慣性により直進し、リング内に入る。その直線部に設置されたウイグラー磁場に突入し、同時に光子ビームと相互作用することになる。

・ウイグラー磁場と光子ビーム

ウイグラー磁場は第2図のとおり $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ を採用する。

中性ビーム H^0 は前磁場では全く影響を受けず通過する。光子との相互作用距離とウイグラー磁場の位置の相対位置関係を第4図のように考える。つまり、 L_1 を通過中に光子を使って励起された H^0 ビームを同時に中磁場との相互作用によるローレンツ電場によりイオン化する。イオン化されたビームは、第4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(ただし、前章の式で積分範囲がイオン化地点 z から終端までとなる)、その偏向角は $\psi_{\text{max}} = 1 \text{ mrad}$ 以下となり、前章の条件を満足する。

さて、静止系で考えると、光子との相互作用時間は $t' = L_1 / \gamma \beta c \sim 0.21 \text{ ns}$ であるから、この時間内で、入射してきた基底状態の H^0 ビームを効率良くイオン化するには、それらを主量子数3へ励起させる必要がある。何故なら、主量子数 $n = 3$ の H^0 ビームのイオン化遷移確率は第5図に示されているように⁵⁾、 1 T の磁場で、 $\tau' = 1 \times 10^{-12} \text{ s}$ 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、この 1.5 cm 内で H^0 を主量子数3へ励起するのに必要な強い光子ビームが得られれば中磁場 $B_0 = 1 \text{ T}$ 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。さらに、光子ビームにより短い相互作用距離 L_1 の磁場で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

らない。

また、 L_2 についてはニュートラライザーではとくに働きはなく適当でよい。

以上をまとめて、 $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ 、のウイグラー磁場によりニュートラライザーとしての設計条件を全く満足するものができた。なお、このニュートラライザーでは後磁場部は、ビームロスやビームダンプへ導く偏向磁場と置き換えられる。

3. アイオナイザー

中性ビーム H^0 は慣性により直進し、リング内に入る。その直線部に設置されたウイグラー磁場に突入し、同時に光子ビームと相互作用することになる。

・ウイグラー磁場と光子ビーム

ウイグラー磁場は第2図のとおり $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ を採用する。

中性ビーム H^0 は前磁場では全く影響を受けず通過する。光子との相互作用距離とウイグラー磁場の位置の相対位置関係を第4図のように考える。つまり、 L_1 を通過中に光子を使って励起された H^0 ビームを同時に中磁場との相互作用によるローレンツ電場によりイオン化する。イオン化されたビームは、第4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(ただし、前章の式で積分範囲がイオン化地点 z から終端までとなる)、その偏向角は $\psi_{max} = 1 \text{ mrad}$ 以下となり、前章の条件を満足する。

さて、静止系で考えると、光子との相互作用時間は $t' = L_1 / \gamma \beta c \sim 0.21 \text{ ns}$ であるから、この時間内で、入射してきた基底状態の H^0 ビームを効率良くイオン化するには、それらを主量子数3へ励起させる必要がある。何故なら、主量子数 $n = 3$ の H^0 ビームのイオン化遷移確率は第5図に示されているように⁵⁾、 1 T の磁場で、 $\tau' = 1 \times 10^{-12} \text{ s}$ 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、この 1.5 cm 内で H^0 を主量子数3へ励起するのに必要な強い光子ビームが得られれば中磁場 $B_0 = 1 \text{ T}$ 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。さらに、光子ビームにより短い相互作用距離 L_1 の磁場で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。したがって、この必要な光子ビーム強度を求める必要があり、以下にそれらについて検討する。

・励起のための光の波長

基底状態にある H° を $n = 3$ 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_{α} 線であり、波長 102.53 nm の光である。ただし、この波長は H° ビームに乗った系の値であり、実験室系ではドップラー効果により、 H° ビームと光子ビームの交叉角の選定により約 5 倍の波長 ($450 \sim 510 \text{ nm}$) のレーザー光でよいことになる。また、励起用光子ビームはレーザー光を直接用いることはせず、第 6 図のような光共振器にレーザー発振部と吸収体を納め、光子密度を高めて効率化を図る。

まず、レーザー光の波長を決めよう。ここでは、多くの固体レーザーのうち、大出力にしやすいと思われる YLF に不純物 Tm^{3+} を含ませたものをレーザーロッドとして選んで検討するしてみよう。この場合の光子ビームの交叉する角度を定めよう。第 4 図 a) のようにレーザー光 (453 nm) を H° と角度 θ で衝突させると、波長 102.53 nm (λ') の光はドップラー効果により、 $\lambda = \lambda' \gamma (1 - \beta \cos(\theta))$ から、 $\cos(\theta) = -0.76$ となり、 $(\pi - \theta) = 0.70 \text{ rad}$ (40°) となる。

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。

・誘導遷移確率

静止系で考えると光共振器が βc で逆にイオン源の方へ移動することになるが、これは $t' = t / \gamma = L_1 / \gamma \beta c$ のパルス照射したときのイオン化を考えることに相当する。

第 7 図のような 3 準位レベルを考えよう。ここで、 γ_1 はレベル 2 (主量子数 3) からレベル 1 (基底状態) へ自然放射する確率であり、 γ_2 はレベル 2 の原子がイオン化される確率であり、磁場中での寿命を τ' とすれば $\gamma_2 = 1 / \tau'$ である。レベル 3 はイオン化状態を表す。 Γ は誘導遷移確率であり、 $\Gamma = I \sigma / h \nu$ と表される。ここで、 I は光子密度、 σ は吸収断面積である。以下しばらくは光共振器は 1 式で考え、静止系を表す' を省略して表現する。

レート方程式は次のようになる。それぞれの粒子密度を $N_{1,2,3}$ とすると

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= N_2 \gamma_1 + (N_2 - N_1) \Gamma, \\ \frac{dN_2}{dt} &= -(\gamma_1 + \gamma_2) N_2 - (N_2 - N_1) \Gamma, \\ \frac{dN_3}{dt} &= \gamma_2 N_2, \end{aligned}$$

となる。ただし、今回の場合は自然放射確率は他に比べ小さく $\gamma_2 \gg \gamma_1$ と考えられるので γ_1 は省略する。

このレート方程式は初期条件： $t = 0$ で $N_1 = N_1^0$ 、 $N_2 = N_3 = 0$ として解けて、
 $\gamma = \gamma_2 / 2$ 、 $\lambda_1 = \Gamma + \gamma + \sqrt{\Gamma^2 + \gamma^2}$ 、 $\lambda_2 = \Gamma + \gamma - \sqrt{\Gamma^2 + \gamma^2}$ として

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{N_1^0}{2} \{ \exp(-\lambda_1 t) + \exp(-\lambda_2 t) \} \\ &\quad + \frac{N_1^0 \gamma}{2 \sqrt{\Gamma^2 + \gamma^2}} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \\ N_2 &= \frac{N_1^0 \Gamma}{2 \sqrt{\Gamma^2 + \gamma^2}} \{ -\exp(-\lambda_1 t) + \exp(-\lambda_2 t) \} \\ N_3 &= N_1^0 \left[1 + \frac{\Gamma \gamma}{\sqrt{\Gamma^2 + \gamma^2}} \left\{ \frac{1}{\lambda_1} \exp(-\lambda_1 t) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{\lambda_2} \exp(-\lambda_2 t) \right\} \right] \end{aligned}$$

となる。

ここで、 $1 - N_3 / N_1^0$ (ビームロス率) = 10^{-5} となる条件を求めてみよう。
 $\gamma \gg \Gamma$ と仮定すると、 $\lambda_1 = 2\gamma$ 、 $\lambda_2 = \Gamma$ と近似できるから、 t として $t' = L$
 $1 / \gamma \beta c \sim 0.21 \text{ ns}$ を代入して、

$$1 - N_3 / N_1^0 = \exp(-\Gamma t') = 10^{-5}$$

から、 $\Gamma = 5.48 \times 10^{10}$ が得られる。

・誘導遷移確率 Γ と吸収断面積

文献6)によると、誘導遷移確率 Γ は $\Gamma = c n_\nu \sigma$ あるいは $I B g(\nu) / c$ と表される。ここで、 n_ν は光子密度、 I は光子エネルギー束、 σ は吸収断面積、 B はアイシュタインのB係数と呼ばれるものである、すなわち、

$$\begin{aligned} I &= c h \nu n_\nu, \\ \sigma &= h \nu B g(\nu) / c \end{aligned}$$

$$B = \frac{2 \pi^2 \mu^2}{\epsilon_0 h^2}$$

と表される。 μ は光を吸収する原子のダイポール・モーメント、 h はプランク定数、 ν は光の振動数を意味する。さらに、 $g(\nu)$ は原子の吸収スペクトルを規格化したものとする($\int g(\nu) d\nu = 1$)。関数 $g(\nu)$ はいわゆる *shape function* とよばれるもので、ローレンツ型とガウス型とがあり、 ν_0 を吸収スペクトルの共鳴振動数としてそれぞれ次式で与えられる。

$$g(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu_0}{[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_0)^2]}$$

$$g(\nu) = \frac{(1/\ln 2)^{1/2}}{\pi^{1/2} \Delta\nu_0} \exp\left[-(\ln 2) \frac{(\nu - \nu_0)^2}{(\Delta\nu_0)^2}\right]$$

となる。したがって、もし $\nu = \nu_0$ の場合には(共鳴した場合には)、その最大値は $g(\nu) = 1/\pi \Delta\nu_0$ あるいは $0.470/\Delta\nu_0$ となる。

・スペクトル幅 $\Delta\nu_0$ 。

$\Delta\nu_0$ とは原子の吸収スペクトルの幅である。これにより吸収断面積の値が決まることからこれについて検討する。スペクトル線の広がりを生ずる原因の中には均一な広がりと不均一な広がりがあり、後者は気体原子の熱運動によるドップラー効果や、不均一な外部磁場、外部電場などにより、多数のスペクトル線の集まりが一本の広がった線として見える場合である。加速器で加速されたビームはエネルギーに広がりがあり、この場合のスペクトル幅はガウス型で表される。前者の均一な広がりとは本質的に分解出来ないスペクトル幅で、原子がその量子力学的定常状態が無限に続かないで、有限の寿命で遷移する場合である。本稿の場合のように主量子数3のレベルに励起された原子の寿命はローレンツ電場により著しく短くなり、この場合のスペクトル幅はローレンツ型で表される。

熱運動によるドップラー広がりの場合には、 V をその平均速度としてガウス型の関数形をとり $\Delta\nu_0 = 0.833 \nu_0 V/c$ となる。しかし、本稿の場合には、相対論的速度で走る H^0 ビームの速度分布幅について検討すべきである。

すなわち、 $\Delta v'$ をその速度分布幅として $\Delta\nu_0' = \nu_0' \Delta v'/c$ と表し、また、加速された相対論的ビームの実験室系での速度分布幅、 $\Delta v/v = \Delta p/\gamma^2 p$ 、そして、 $\Delta v' = \gamma^2 \Delta v = \gamma^2 v \Delta p/p$ を用いて、ビームに乗った系では、

$$\Delta \nu_a' = \nu_a' \Delta \nu' / c = \nu_a' \Delta p \beta / p$$

となる。本稿の場合には、現在の設計値から $\Delta p / p \sim 2 \times 10^{-3}$ 程度として

$$\Delta \nu_a' = 1.84 \times 10^{-3} \nu_a' = 5.5 \times 10^{12}$$

と考えることが出来る。

・有限寿命の原子の吸収スペクトル幅

本稿の場合には寿命は $\tau' = 1 \times 10^{-12}$ s で与えられているから、吸収断面積はローレンツ型の方を用いて、その半値半幅を $\Delta \nu_L'$ と書くと

$$\Delta \nu_L' = 1 / 2 \pi \tau' = 1.59 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

となる。

ドップラー広がりとのスペクトル幅と有限寿命のスペクトル幅を合成して次のようなスペクトル幅で近似する。

$$\begin{aligned} \Delta \nu' &= (\Delta \nu_a'^2 + \Delta \nu_L'^2)^{1/2} \\ &= 5.5 \times 10^{12} \end{aligned}$$

とする。

したがって、吸収断面積はガウス型の方を用いて、

$$\begin{aligned} \sigma &= h \nu_a' B (\ln 2 / \pi)^{1/2} / c \Delta \nu' = 0.00208 (\ln 2 / \pi)^{1/2} / \Delta \nu' = 1.74 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

となる²⁾。

誘導遷移確率 Γ は $\Gamma = c n_\nu \sigma = 5.48 \times 10^{10}$ が得られ、 $\sigma = 1.74 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ から、必要な光子密度は

$$n_\nu = 1.05 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

となる。

・光共振器における光子密度

レーザー出力を I_0 W とし、その光子密度を n_{ν_0} 、 λ 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 λ はレーザー光の波長 (nm) とする。

光共振器を使えば光を貯めることによって光子密度を上げることができる。光共振器のQ値を使って、その増加率は $n_{\nu} / n_{\nu_0} = \lambda Q / 2\pi L$ とが導かれる。一方、 $Q = 4\pi L / \lambda (1 - R_1 R_2)$ であるから、光共振器による光子密度の増加率は、

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

となる。ここでLは鏡間の距離、 R_1 、 R_2 は鏡の反射率である。

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^o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 、 $R_2 = 0.995$ と技術的にぎりぎりの値をとる。

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。

実験室系では、 $\lambda = 453 \text{ nm}$ 、 $n_{\nu} = n_{\nu'} / \gamma$ 、 $n_{\nu'} = 1.05 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ として、必要とするレーザー出力は

$$I_0 = 270 \text{ kW}$$

となる。

したがって、パルス270 kW（デューティを0.18であることを考慮すれば平均48 kW）のレーザー光を用いるとすればよいことになる。このレーザー光はレーザー内の発生量であること、レーザー光として光共振器から取り出す量ではないことに留意する必要がある。

また、このレーザー出力は、短い時間、短い相互作用距離でビームロス率（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4.8 kW、 10^{-3} とすれば平均出力は480 Wとなる。なお、光共振器が2式であるから、1式当たりのレーザー出力はそれぞれ半分でよい。

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段階構成による新しい入射装置を提案した。これによるビームスピルはほとんど0で、ビームロス率は250W出力のレーザー2式で 10^{-3} が可能である。従来方式と比較して格段の高性能である。

ニュートライザーでは、 H^- ビームの状態のうちに4重極電磁石等に通して収束をかけ、その後に中性化するためにウイグラー磁場に通過させる。磁場×長さを0.015と抑えたため、偏向角は1mrad以下となる。また、中性化されたビームは磁場による曲がりの影響なく直進し、リング直線部に設置されたアイオナイザーに導くことができる。リングの偏向電磁石の部分では、 H^0 のイオン化を避けるようにその強度を設定する必要がある。ただ、その周辺にビームダンプへのビーム・トランスポートをとりつけることは、これはビームロスのためよりも、ビーム調整試験に備えるために必要である。また、アイオナイザー中央部に収束させ、光子ビームの効率的利用を図ることも可能となる。

アイオナイザーはウイグラ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、ウイグラ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。

ウイグラー磁場による荷電変換方式では、磁場1T、長さ1.5cmの相互作用距離が必要である。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。向かい合うポールピース間ギャップの調整機構、真空対策などが必要になる。とくに、ウイグラー磁場を1.5cmに局所化するのは技術的に厳しい。 L_1 としてドリフトチューブの半径程度の長さ(5cm)が必要になる。その場合にはニュートライザーでは、中磁場の前頭部1.5cmですべて中性化してしまい(その後は中性ビームで力がかからない)、また、アイオナイザーでは、中磁場の後部で光との相互作用させイオン化することによって解決できる。また、 L_2 の距離は磁場のシャープカットのために利用できる。ともかく本稿では、磁極のエッジ効果についての評価を省略した。製作時には詳細な検討が必要である。

また、ドブ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 $n = 3$ 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、これを小さくできればそれに比例してレーザー出力を軽減できる。

以上をまとめると、1.5 GeV という相対論的ビームの特徴を最大限に、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 (1 kW 以下)、可視光領域の波長 (453 nm) などレーザーへの制約を大幅に軽減できた。ただし、放射化しないビームロス率は 10^{-3} と緩やかにせざるを得なかった。ウイグラ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を大きく低減し、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、ウイグラー磁場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、共鳴励起とウイグラー磁場という、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、ウイグラー磁場の最適化、レーザー光の最適化を行うとともに、リングに、レーザー、光学系を組み入れた設計を行う必要がある。またそれとともに、ウイグラ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。またさらに実験的 R & D 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。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。

している。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、これを小さくできればそれに比例してレーザー出力を軽減できる。

以上をまとめると、1.5 GeV という相対論的ビームの特徴を最大限に、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 (1 kW 以下)、可視光領域の波長 (453 nm) などレーザーへの制約を大幅に軽減できた。ただし、放射化しないビームロス率は 10^{-3} と緩やかにせざるを得なかった。ウイグラ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を大きく低減し、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、ウイグラー磁場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、共鳴励起とウイグラー磁場という、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。

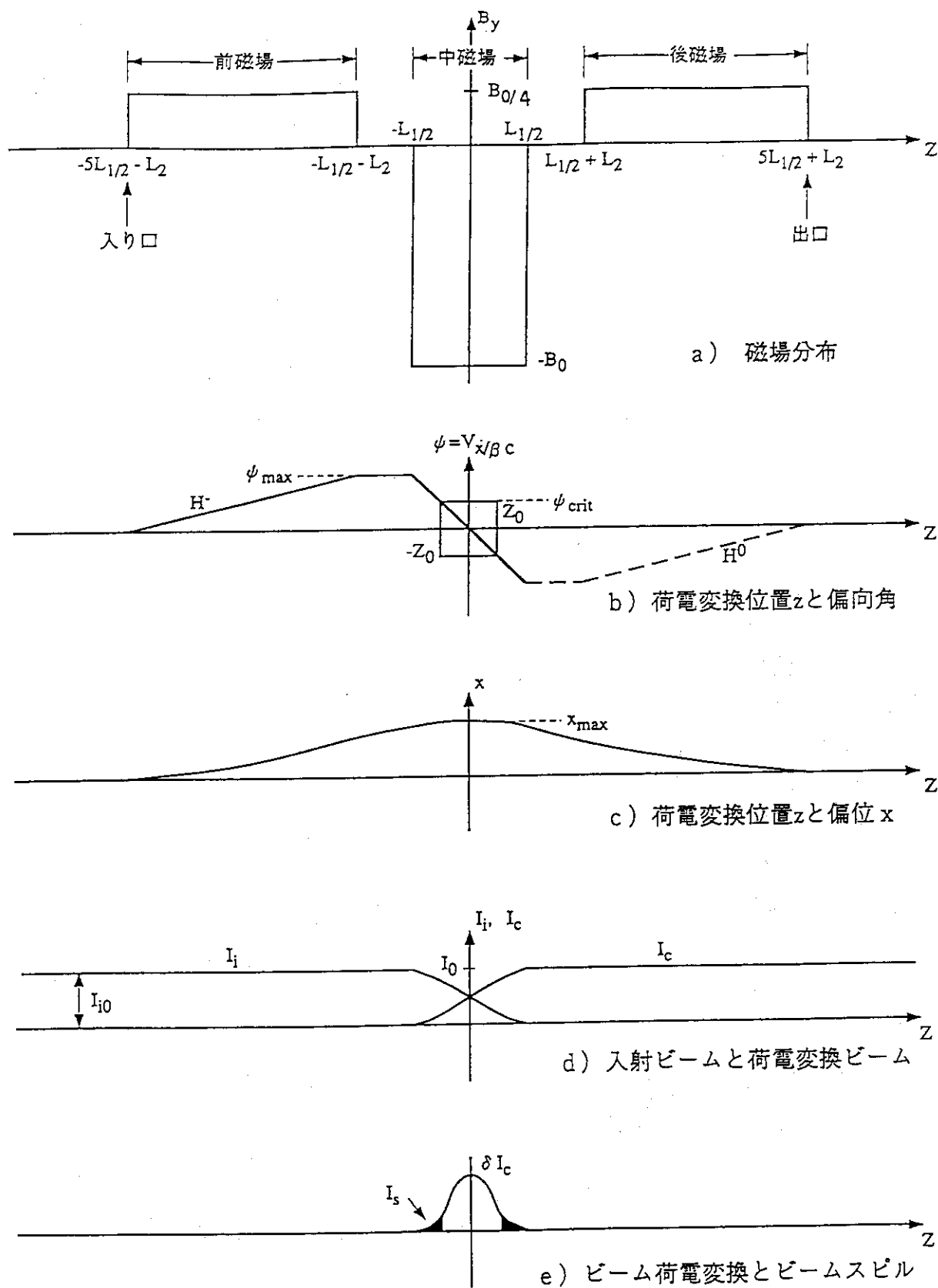
今後は、ウイグラー磁場の最適化、レーザー光の最適化を行うとともに、リングに、レーザー、光学系を組み入れた設計を行う必要がある。またそれとともに、ウイグラー磁場を挿入したときの軌道計算、エミタンスの増加、ビームの漏れ、ビーム不安定性などビームダイナミクスからの詳細な検討が必要となる。また、リング軌道の解析などとペインティング法との組み合わせについての詳細な検討が必要である。これにより、もっと効率的でしかも最適化された入射システムを開発できるであろう。またさらに実験的 R & D も必要となろう。

謝辞

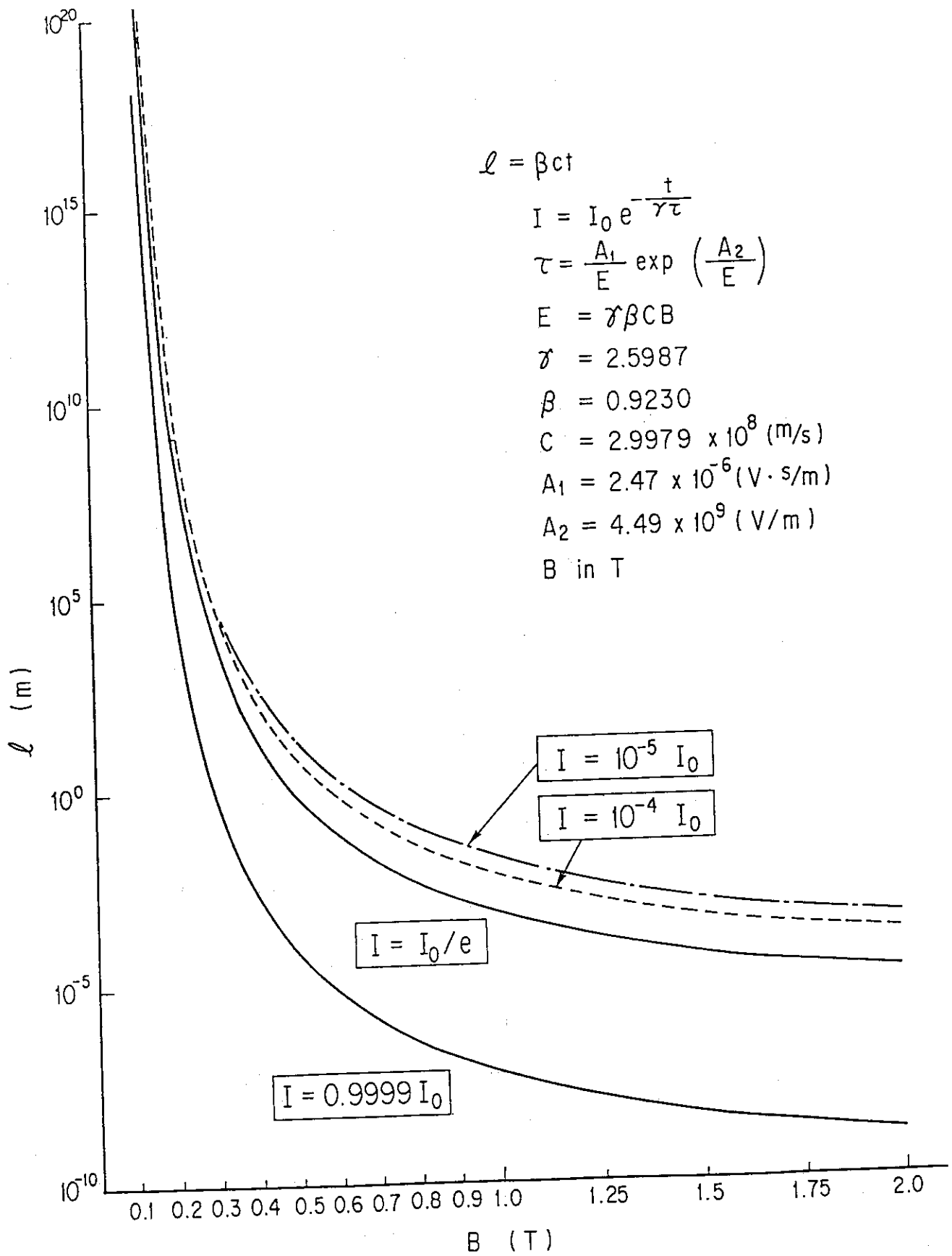
KEK の山根功教授と原研陽子加速器研究室の水本元治室長、金正倫計、野田文章研究員の協力に感謝します。また共鳴イオン化法については同位体分離研究室柴田猛順室長の協力を得ました。この機会に深くお礼を申し上げます。

参考文献

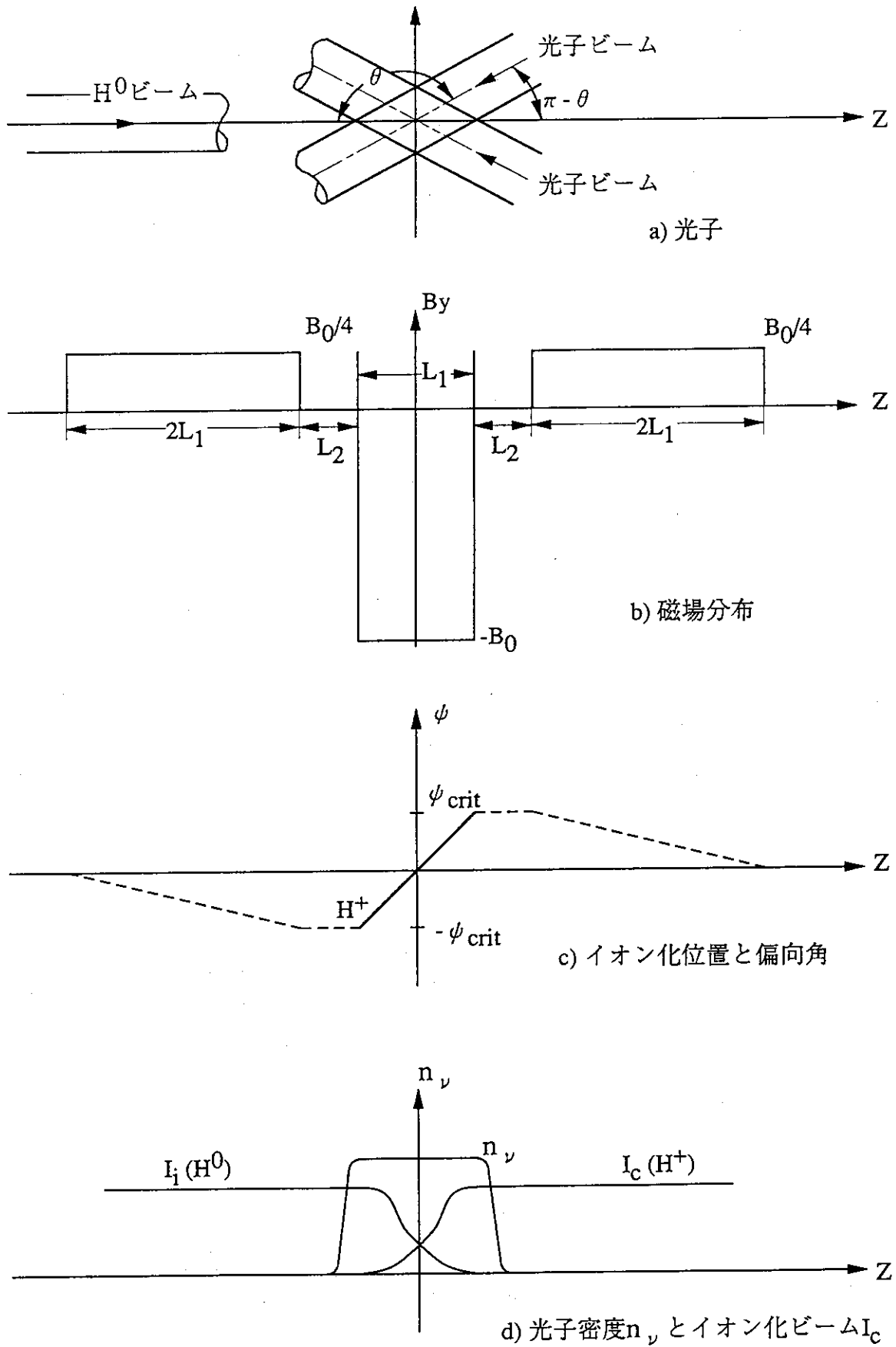
- 1) 原研パンフレット：中性子科学研究計画、(1996年10月)。
- 2) 鈴木康夫：新しい荷電変換型リング入射装置の検討メモ、JAERI-Research 97-040 (1997年6月)。
- 3) 鈴木康夫：新しい蓄積リング用入射装置の概念検討、JAERI-Research 97-041 (1997年6月)。
- 4) 山根 功：私信。
A. J. Jason et al: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-28, NO3, June 1981.
- 5) 山根 功：私信。
D. S. Bailey et al: Nuclear Fusion, 5, 41 (1965)。
- 6) 霜田光一、矢島達夫編：量子エレクトロニクス(上)、(1972年)
裳華房、東京、p. 32。
- 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。



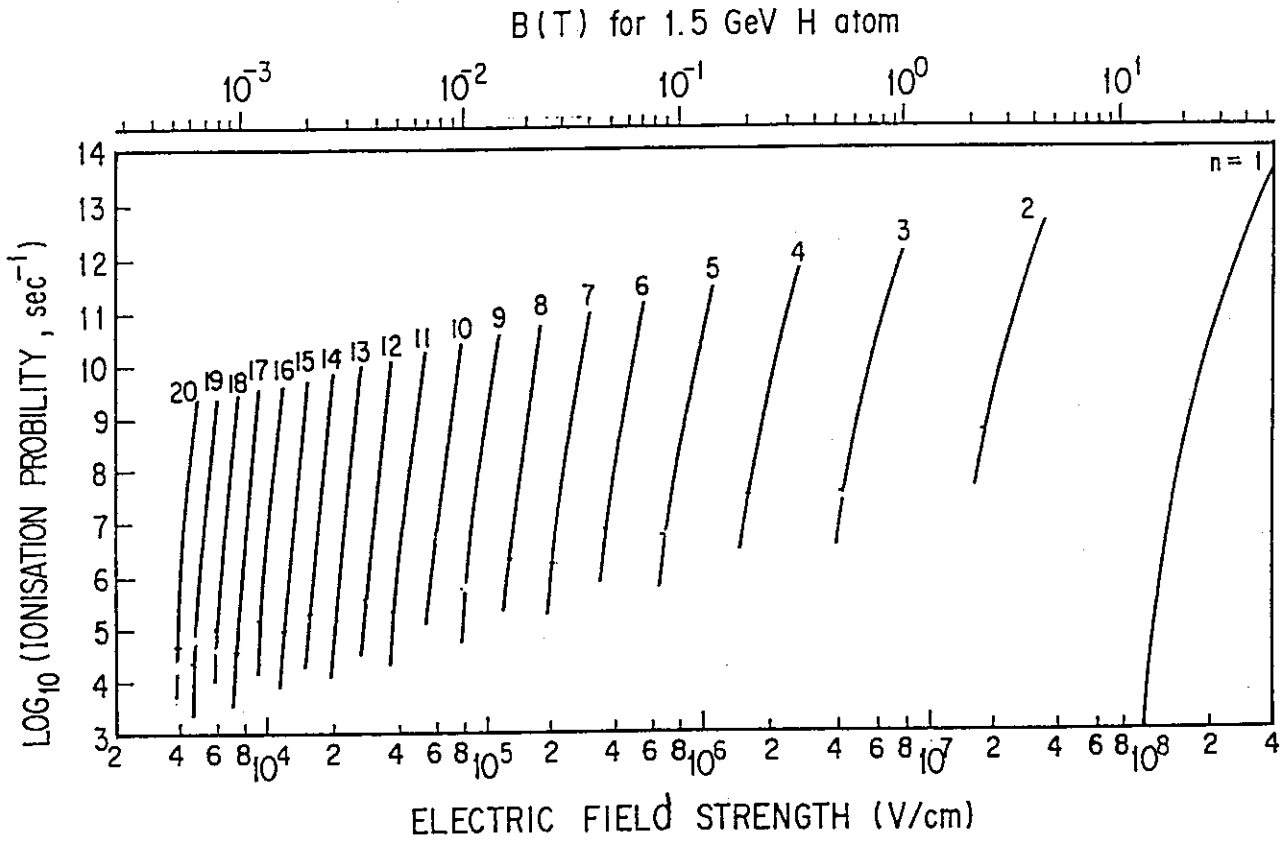
第2図 荷電変換用磁場配位



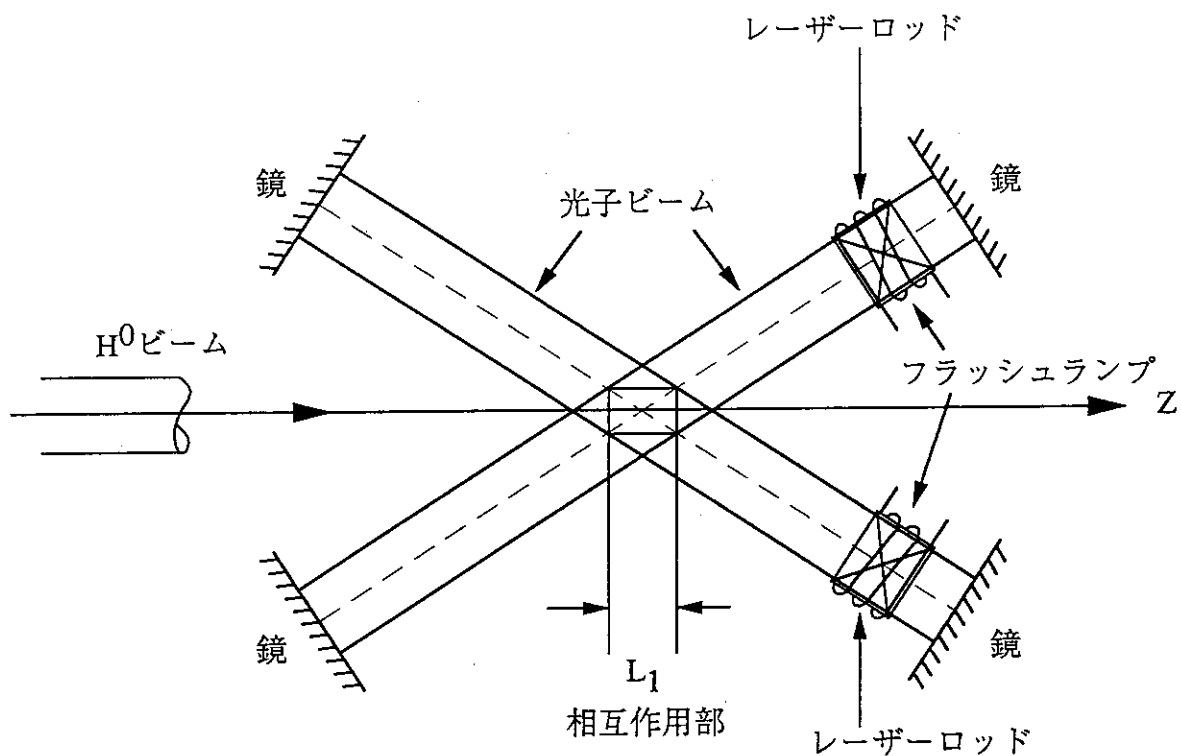
第3図 1. 5 GeV H-イオンの磁場中の飛程^{*)}



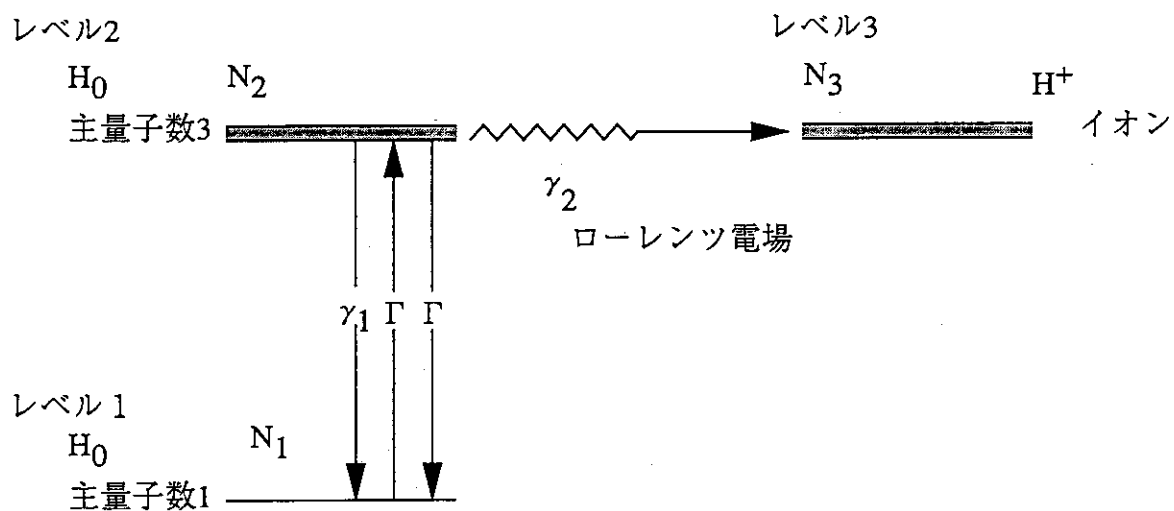
第4図 光共振器とウイグラー磁場



第5図 電場強度とイオン化確率⁵⁾



第6図 光共振部の概念図



第7図 3準位レベル