

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 特許公報(B2)

(11) 特許番号

特許第3650516号
(P3650516)

(45) 発行日 平成17年5月18日(2005.5.18)

(24) 登録日 平成17年2月25日(2005.2.25)

(51) Int. Cl.⁷

F I

G 2 1 K 1/14

G 2 1 K 1/14

G 2 1 G 1/04

G 2 1 G 1/04

H 0 5 H 13/04

H 0 5 H 13/04

G

請求項の数 7 (全 40 頁)

(21) 出願番号	特願平9-321228	(73) 特許権者	000004097
(22) 出願日	平成9年11月21日(1997.11.21)		日本原子力研究所
(65) 公開番号	特開平11-153700		千葉県柏市末広町14番1号
(43) 公開日	平成11年6月8日(1999.6.8)	(74) 代理人	100089705
審査請求日	平成14年6月13日(2002.6.13)		弁理士 社本 一夫
特許法第30条第1項適用	JAERI-Research ch97-040 「新しい荷電変換型リング入射装置の検討メモ」	(74) 代理人	100071124
			弁理士 今井 庄亮
特許法第30条第1項適用	JAERI-Research ch97-041 「新しい蓄積リング用入射装置の概念検討」	(74) 代理人	100076691
			弁理士 増井 忠武
特許法第30条第1項適用	JAERI-Research ch97-057 「新しい蓄積リング用入射装置」	(74) 代理人	100075236
			弁理士 栗田 忠彦
		(74) 代理人	100075270
			弁理士 小林 泰
		(74) 代理人	100091063
			弁理士 田中 英夫

最終頁に続く

(54) 【発明の名称】 荷電変換装置

(57) 【特許請求の範囲】

【請求項1】

相対論的速度で入射されるH⁻イオンに直交する強い磁場を発生し、H⁻イオンから電子をストリップして中性化する磁場発生手段を備える荷電変換装置。

【請求項2】

相対論的速度で入射されるH⁰中性ビームに直交するウイグラー型磁場を発生する磁場発生手段であって、当該ウイグラー型磁場は相対論的速度で入射されるH⁰中性ビームにローレンツ力を作用する、磁場発生手段と、前記ウイグラー型磁場においてH⁰中性ビームと相対論的速度で衝突するようレーザー光を入射するレーザー光入射手段と、を備え、前記磁場発生手段と前記レーザー光入射手段とは、共働して、入射レーザー光を入射H⁰ビームに衝突、吸収させ及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記のローレンツ力によりH⁺イオンにイオン化するよう構成されている荷電変換装置。

【請求項3】

H⁰中性ビームにレーザー光を複数回衝突させるためレーザー光をリサーキュレーションさせる手段を更に備える請求項2記載の荷電変換装置。

【請求項4】

相対論的速度で入射されるH⁻イオンに直交するウイグラー型磁場を発生し、H⁻イオンから電子をストリップして中性化するテーパード・ウイグラーと、前記テーパード・ウイグラーの前段に設けられ、入射されるH⁻イオン・ビームを前記テ

ーパード・ウイグラーの中央部に導かせる電磁石とを備える荷電変換装置。

【請求項 5】

相対論的速度で入射される H^0 中性ビームに直交するウイグラー型磁場を発生するテーパード・ウイグラーであって、当該ウイグラー型磁場は相対論的速度で入射される H^0 中性ビームにローレンツ力を作用する、テーパード・ウイグラーと、レーザー光の光子密度を増す光共振器と、を備え、前記テーパード・ウイグラーと前記光共振器とは、共働して、前記ウイグラー磁場において、前記の光子密度を増したレーザー光を入射 H^0 ビームに相対論的速度で衝突させ及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記のローレンツ力により H^+ イオンにイオン化するように構成されている荷電変換装置。

10

【請求項 6】

H^0 中性ビームが入射される方向に沿ってウイグラー型磁場を発生する磁場発生手段であって、当該ウイグラー型磁場は入射される H^0 中性ビームの相対論的速度との相互作用によりローレンツ電場を発生する、磁場発生手段と、前記の入射された H^0 中性ビームと相対論的速度で衝突し当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起させる光子密度までレーザー光の光子密度を増幅する光共振器と、を備え、前記磁場発生手段と前記光共振器とは、共働して、前記ウイグラー型磁場において、前記の光子密度が増幅されたレーザー光を入射 H^0 ビームに衝突させ当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起し、及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記の発生されたローレンツ電場により H^+ イオンにイオン化するように構成されている荷電変換装置。

20

【請求項 7】

H^0 中性ビームが入射される方向に沿ってアンジュレータ磁場を発生する磁場発生手段であって、当該アンジュレータ磁場は入射される H^0 中性ビームの相対論的速度との相互作用によりローレンツ電場を発生する、磁場発生手段と、前記の入射された H^0 中性ビームと相対論的速度で衝突し当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起させる光子密度までレーザー光の光子密度を増幅する光共振器と、を備え、前記磁場発生手段と前記光共振器とは、共働して、前記アンジュレータ磁場において、前記の光子密度が増幅されたレーザー光を入射 H^0 ビームに衝突させ当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起し、及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記の発生されたローレンツ電場により H^+ イオンにイオン化するように構成されている荷電変換装置。

30

【発明の詳細な説明】

【0001】

【発明の属する技術分野】

本発明は荷電変換装置に関する。

【0002】

21世紀の新しい科学技術推進の研究手段として、次世代強力中性子源の開発が注目されている。米国では、NSNSが、欧州ではESSが5MWクラスの大出力陽子加速器によってその実現を図ろうとしている。日本原子力研究所の中性子科学研究計画では、大強度超伝導線形陽子加速器を基幹施設とし、1.5GeV、8MWの陽子ビームを利用する多目的の研究施設を作ろうと提案している。そして、その主要研究テーマの一つである中性子散乱研究には大強度パルス中性子発生(5MW相当)用蓄積リングが必要である。これらの加速器や蓄積リングは、従来にない大出力の陽子ビームを発生させることから、これを安定にしかも安全に運転できるようにするために、加速器そのものは勿論その周辺施設のビーム漏れ対策及び低放射化対策が極めて重要な技術課題となり、その低放射化対策の成否が、その開発の成果及び保守・運転の難易さを決定づける大きい要因となると認識されている。

40

50

【0003】

この蓄積リングの入射装置とは、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 H^+ ビームとして一旦貯め込み、 $0.5\text{ }\mu\text{s}$ 程度のビームに圧縮した後、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ものである。

【0004】

本発明は、特にこのような大強度パルス中性子発生用蓄積リング用入射装置に用いるのに適する荷電変換装置に関する。

【0005】

【従来の技術】

従来、リングの入射には、陽子ビームの軌道を変える電磁石類や荷電変換用フォイルを利用するのが一般的である(例えば、A. H. Mohagheghi et al. "Interaction of relativistic H^- ions with thin foils", PHYSICAL REVIEW A, VOLUME 43, NUMBER 3, 1 FEBRUARY 1991 (The American Society 発行) 参照)。しかし、上記計画のような超伝導線形加速器の有利さを発揮させるには、常電導加速器と比較して長くパルス幅を広げつつ大出力化し、一方ビーム電流を低く抑え、空間電荷によるビームへの悪影響を少なくするのが得策である。そのため、ビームをリングに十分に貯めるには、 3.6 ms 程度、数千パルスのマルチターン入射を行う必要がある。

【0006】

この場合には、フォイルが入射される粒子自身による長時間照射を受けることは勿論、先に入射され、リングを周回する陽子ビームがフォイルに再衝突することなどから損傷を受けてフォイルの健全性を保つことが難しいばかりでなく、さらに陽子ビームの軌道の変化・散乱により、周囲の機器が放射化される可能性が大きいことが指摘されている。つまり、荷電変換装置を構成要素として含むビーム入射装置はリングの機器の中で放射化対策が最も困難とされるものである。従って、これらの欠点を克服する何らかの新しい装置の開発を真剣に検討することが緊急に必要となる。

【0007】

【発明が解決しようとする課題】

本発明の第1の課題は、フォイルを用いない構成により低放射化を可能とする荷電変換装置を提供することにある。

【0008】

本発明の第2の課題は、ビームに収束性を与えつつ、また、磁場による曲がりの影響を抑えつつ直進させることのできる荷電変換装置を提供することである。

【0009】

本発明の第3の課題は、フォイルを用いない荷電変換装置において、更にレーザー出力の効率化と低減化を図ることにある。

【0010】

本発明の第4の課題は、フォイルを用いない荷電変換装置において、ビーム偏向角に起因する放射化を著しく低減することにある。

【0011】

本発明の第5の課題は、フォイルを用いず且つビーム偏向角に起因する放射化を著しく低減した荷電変換装置において、レーザー出力の一層の効率化と低減化を図ることにある。

【0012】

【課題を解決するための手段】

上記第1の課題を解決するため、本発明の第1の局面による荷電変換装置は、相対論的速度で入射される H^- イオンに直交する強い磁場を発生し、 H^- イオンから電子をストリップして中性化する磁場発生手段を備えることを特徴とする。

【0013】

10

20

30

40

50

上記第1の課題を解決するため、本発明の第2の局面による荷電変換装置は、相対論的速度で入射される H^0 中性ビームに直交するウイグラー型磁場を発生する磁場発生手段であって、当該ウイグラー型磁場は相対論的速度で入射される H^0 中性ビームにローレンツ力を作用する、磁場発生手段と、前記ウイグラー型磁場において H^0 中性ビームと相対論的速度で衝突するようレーザー光を入射するレーザー光入射手段と、を備え、前記磁場発生手段と前記レーザー光入射手段とは、共働して、入射レーザー光を入射 H^0 ビームに衝突、吸収させ及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記のローレンツ力により H^+ イオンにイオン化するよう構成されていることを特徴とする。

【0014】

上記第1及び第2の課題を解決するため、本発明の第3の局面による荷電変換装置は、相対論的速度で入射される H^- イオンに直交するウイグラー型磁場を発生し、 H^- イオンから電子をストリップして中性化するテーパード・ウイグラーと、前記磁場発生手段の前段に設けられ、入射される H^- イオン・ビームを前記テーパード・ウイグラーの中央部に導かせる電磁石とを備えることを特徴とする。

10

【0015】

上記第3の課題を解決するため、本発明の第4の局面による荷電変換装置は、相対論的速度で入射される H^0 中性ビームに直交するウイグラー型磁場を発生するテーパード・ウイグラーであって、当該ウイグラー型磁場は相対論的速度で入射される H^0 中性ビームにローレンツ力を作用する、テーパード・ウイグラーと、レーザー光の光子密度を増す光共振器と、を備え、前記テーパード・ウイグラーと前記光共振器とは、共働して、前記ウイグラー磁場において、前記の光子密度を増したレーザー光を入射 H^0 ビームに相対論的速度で衝突させ及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記のローレンツ力により H^+ イオンにイオン化するよう構成されていることを特徴とする。

20

【0016】

上記第4の課題を解決するため、本発明の第5の局面による荷電変換装置は、 H^0 中性ビームが入射される方向に沿ってウイグラー型磁場を発生する磁場発生手段であって、当該ウイグラー型磁場は入射される H^0 中性ビームの相対論的速度との相互作用によりローレンツ電場を発生する、磁場発生手段と、前記の入射された H^0 中性ビームと相対論的速度で衝突し当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起させる光子密度までレーザー光の光子密度を増幅する光共振器と、を備え、前記磁場発生手段と前記光共振器とは、共働して、前記ウイグラー型磁場において、前記の光子密度が増幅されたレーザー光を入射 H^0 ビームに衝突させ当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起し、及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記の発生されたローレンツ電場により H^+ イオンにイオン化するよう構成されていることを特徴とする。

30

【0017】

上記第5の課題を解決するため、本発明の第6の局面による荷電変換装置は、 H^0 中性ビームが入射される方向に沿ってアンジュレータ磁場を発生する磁場発生手段であって、当該アンジュレータ磁場は入射される H^0 中性ビームの相対論的速度との相互作用によりローレンツ電場を発生する、磁場発生手段と、前記の入射された H^0 中性ビームと相対論的速度で衝突し当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起させる光子密度までレーザー光の光子密度を増幅する光共振器と、を備え、前記磁場発生手段と前記光共振器とは、共働して、前記アンジュレータ磁場において、前記の光子密度が増幅されたレーザー光を入射 H^0 ビームに衝突させ当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起し、及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記の発生されたローレンツ電場により H^+ イオンにイオン化するよう構成されていることを特徴とする。

40

【0018】

【発明の実施の形態】

以下、本発明の荷電変換装置を前述の大強度パルス中性子発生用蓄積リングのための入射装置に適用した場合の好適実施形態について図面を参照して詳述する。なお、図面において、同一の参照番号は同一又は類似の構成要素を示す。

50

【0019】

A. 第1の実施形態

ここで述べる本発明による荷電変換装置を用いた荷電変換型リング入出射装置は、荷電変換のためにウイグラー磁場を使い、リング軌道を入出射のために軌道をいじらない、つまり、パンプ電磁石などを使用しないものである。図1に最も単純なリングの入出射装置の概念図を模式図で示す。図1の模式図のように蓄積（アキュムレータ）リング10に直線部を設け、そこに入出射装置を設置し、荷電交換のためには、静磁場に高速粒子が突入した時に生じるローレンツ力と光子の衝突によるイオン化を行う。

【0020】

第1の実施形態においては、いずれの装置の設計も、その場所でのビーム・ロスが 10^{-5} 程度にすることを目標としている。 10

【0021】

図1に示される入射装置12は、大強度陽子線加速器からの H^- ビームを大きく散乱させることなくリング10に入れるようにするものである。入射装置12は、大強度陽子線加速器からの H^- イオンをまずローレンツ力により中性化してリング軌道内に入れる荷電変換装置の1つである中性化装置14と、その H^0 ビームにローレンツ力をかけつつ光子と衝突させることにより、 H^0 ビームをイオン化してリングの軌道に乗せる別の荷電変換装置の1つであるアイオナイザー16とを含む。つまり、入射装置12においては、入射のために、 H^- の中性化（ $H^- \rightarrow H^0$ ）と（ $H^0 \rightarrow H^+$ ）の2つのプロセスを必要とする。

【0022】

・中性化

まず、図1に示される中性化装置14により H^- イオンを中性化してリング10内に導入する方法を説明する。光速に近い速度即ち相対論的速度で走る H^- をそれに直交する強い磁場中に通すと $E = v \times B$ のローレンツ電場が生じ、この電場が H^- の捕らえている電子にかかる電場を乱し自由にする、つまり中性化することができる。言い換えると、 H^- を形作る最外周の軌道を廻る電子は、ローレンツ電場によってポテンシャルを下げられ、水素原子から離れるようになり中性化される。図2に H^- イオンから電子をストリップして中性化する飛程を、それに必要な磁場の関数として示す。なお、図2は、A. J. Jason et al: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-28, NO. 3, June 1981. の論文に手を加えて作成した 30

ものである。図2によると、 H^- ビームを0.5 Tのそれに直交する偏向磁場中を数十センチメートル通すと、ローレンツ力： $eE = e \quad cB$ によって H^- ビームは殆ど中性化され、電子がストリップされずに残る確率を十万分の1程度に下げることができる。なお、当該技術分野において周知のとおり、 β 及び γ はそれぞれ、 $\beta = v/c$ 及び $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$ である。

【0023】

従って、図3のb)のように、電子ストリッパーとしてリング10の偏向電磁石30による偏向電磁場を直接使うか、あるいは図3のa)のようにリング10の外に適当な中性化電磁石32を設置するかにより、リング10内に中性ビームをフォーカスさせつつ直進させ導入することができる。中性化される前に受ける磁場の距離によって、直進する H^0 ビームの方向が決まるが、その偏向幅は十分狭く、ほぼそれ以前の方向に直進するとみてよい。もし、残留 H^- イオンが残るならばその電荷を利用して曲げ、それらはビームダンプに導くようにすればよい。 40

【0024】

・イオン化

図1に示される中性化装置14により H^- イオンは中性化され、その中性ビームは慣性により直進し、リング10内の直線部に設けられたアイオナイザー16のウイグラー型磁場に突入する。ウイグラー型磁場を採用する理由は、強い磁場を用いても既に周回するイオンの軌道に影響がなく、また、この中でイオン化されたイオンの軌道への影響も小さく出来るからである。図4にウイグラー磁場を生じるアイオナイザー16の一構成例を示す。 50

図4における構成では、ウイグラー型磁場として5個の超伝導電磁石40(コイル幅5cm)を5対用いた周期長20cm、最大磁場5Tの実質1.5周期のものである。なお、本発明は図4の構成に限定されるものではなくウイグラー型磁場を発生する構成であればよい。両端の磁場強度は1/2とし周回イオンへの影響を最小としている。この程度の超伝導電磁石のウイグラーは、技術的にはKEKフォトン・ファクトリーのウイグラーとして実用化されているものである。

【0025】

ここに入ってきた H^0 ビームの一部はローレンツ力だけによりイオン化されることもある。その確率は図5の通りで、主量子数 n が2以上の励起原子は磁場中を通過している時間($t = 3 \times 5 \text{ cm} / v \sim 0.543 \text{ ns}$)に100%イオン化されることになる(なお、図5はD. S. Bailey et. : Nuclear Fusion 5, 41(1965)による)。ただし、ここでは簡単化のため磁場分布を矩形波状とみなして考える。残る基底状態の原子 H^0 をイオン化するためには磁場強度が足らず、何らかの方法で $n = 2$ 以上に励起しなくてはならない。

10

【0026】

実験室系で静止している電子は、1.5 GeV($\beta = 0.92$)の H^0 に乗った系から見れば、逆に、 $\beta = 0.92$ の電子ビームが水素ガスに突入すると見なせる。つまり、静止した H^0 ガスに約818 keV($\beta = 0.92$)の電子ビームが打ち込まれるのに相当する。この電子との衝突により、 H^0 がイオン化するばかりでなく、基底状態の H^0 を $n = 2$ 以上に励起できれば、ウイグラー磁場のローレンツ力によりイオン化されることになる。ビームに乗った系で考え、 n を H^0 の密度、 n_e を電子密度、 β としては H^0 に乗った系の数値をとるとして、

20

【数1】

$$\frac{dn}{dt'} = -n\sigma\beta c n_e$$

であるから、これを解いてから、実験室系に戻して考えれば、

【数2】

$$n = n_0 \exp(-t / \tau) \\ = 1 / \beta c n_e$$

30

が得られる。

【0027】

ここで、 $n/n_0 = 10^{-5}$ 、 $t = 0.543 \text{ ns}$ (三つの磁場強度最大のところを通過する時間の和)、 $\beta = 2.60$ とすれば、必要条件として $\tau = 18 \text{ ps}$ が得られ、 $n_e \sim 2 / \text{cm}$ が得られる。

【0028】

もし、イオン化されれば、 H^+ となり、偏向電磁石の磁場の影響を受け軌道が変わり、リング軌道に入ることになる。ただし、ウイグラー磁場中でイオン化されたイオンがその後を受けるウイグラー磁場による軌道変化については後述する。

40

【0029】

さて、 H^0 の励起法について、いろいろの衝突断面積を考えることができるが、第1の実施形態は光励起法を用いており、光励起法について以下に述べる。

【0030】

基底状態にある H^0 を2pレベルに励起する光の吸収断面積はよく知られているように121.6 nmの光で、 $\sim 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ である(電気学会:放電ハンドブック(1974)p.19参照)。図6のa)のようにレーザー光を H^0 正面から衝突させることを考える。図6のa)において、 H^0 ビームはアイオナイザー16のウイグラー磁場を発生する超伝導電磁石40の対の中を図面において左より右に走行する。なお、図6のa)は H^0 の光励起を説明するための模式図であるので、超伝導電磁石40の数については図4

50

と整合をとっていない。レーザー装置60から発生されたレーザー光はミラー62により超伝導電磁石40の対の中を図面において右より左に進み、左より走行してくる H^0 ビームと衝突する。衝突しなかったレーザー光はミラー64により向きを変えられ光ダンプに入る。まず、相対論的速度の H^0 に乗った系で考えると相対論的ドップラー効果により、 H^0 を励起させるに必要な光の周波数は次のようになる。即ち、 $\omega = \omega_0 (1 - \beta \cos \theta)$ において、 $\beta \cos \theta = -1$ と考えると、実に607.7nmのレーザー光でよいことになる。即ち、実験室系では、600nmのレーザー光を考えてみれば十分である。つまり、600nmの光子は $\epsilon = 5.0 \times 10^{14}$ に相当することになるから $h\nu = 3.31 \times 10^{-19} \text{ J} = 2.07 \text{ eV}$ となる。この光の1MWのパルスはビーム径を 1.0 cm^2 として $n \sim 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ となる。 $n \sim 2 \text{ cm}^{-1}$ であるから $n \sim 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ が必要であり、200kWあれば必要条件を十分に満たすことになる。このレーザーを製作するには、この出力がCWとするとやや難しいものと思われる。レーザー光をミラー66などにより図6のb-1)及びb-2)のようにリサーキュレーションさせ、 H^0 ビームと相互作用させることは容易であり200倍以上効率を上げることが可能であれば、ピーク1kW(3.6ms、50Hzで平均180W)のレーザー光で十分である。図6のb-1)は、レーザー光のマルチパスが走行方向を横から見てX型になるようミラーを配置した例を示し、図6のb-2)は、箱型になるようミラーを配置した例を示す。後者では、穴の空いた平面鏡あるいは曲面鏡も用い得る。なお、本発明はレーザー光をリサーキュレーションできればいずれの構成でもよい。実際には、このレーザーはパルス幅の長いことから、半導体レーザーなどからのビームを非線形素子で増幅することになる。ただし、スペクトル幅について厳しい条件は要らない。

【0031】

なお、このイオンの寿命は放射再結合から2.13nsの飛程で換算すると58.8cmとなる。これは、イオンと電子がこの間並進することが必要で、第1の実施形態の場合は再結合しない。また、イオン化されない中性の原子(図1の参照番号18の H^0)は次のセクションの偏向電磁石(図1は模式図のため示されていないがアイオナイザー16の出力側に設けられている。)の所を直進し、ビームダンプへ分岐される。

【0032】

前述のとおり、第1の実施形態はローレンツ力と光励起法の組合せを用い、ウイグラー磁場の存在は本質的である。そこで、まず、そのウイグラー磁場について説明する。その磁場の特性パラメーターK値を用いると簡便である。そのK値は次のように表される。放射光施設のウイグラー研究の際によく用いられるK値は、電子の場合その運動方程式から、 $K = eB / 2 m_0 c = 93.4 \text{ B}$ である。これから、第1の実施形態の場合は質量を陽子のそれに替えて、 $K = eB / 2 m_p v = 0.055 \text{ B}$ となる。

【0033】

このK値を利用するとウイグラー磁場中を通過する周回陽子ビーム H^+ (図1参照)は、3角関数的な運動を行い、その最大偏向角は次のように見積もることができる。即ち、 $\theta = K / B$ であり、ここで、 $B = 5 \text{ T}$ 、 $r = 0.2 \text{ m}$ を入れると $K = 0.55$ となり、前述のように $\theta = 2.60$ とすると、 $\theta = K / B = 0.02 \text{ rad}$ となる。しかし、通過後はその偏向角は0である。つまり、周回する陽子ビームの軌道には影響を与えないようにすることができる。

【0034】

それでは入射されてきた H^0 ビームがウイグラー磁場中でイオン化されると、そのイオンはどうかというと、その偏向角は、その運動方程式から簡単に、 $(K / B) \int B_y dz$ である。ただし、積分はイオン化された所からウイグラー終端までである。この設計のウイグラーでは、両端で1/2の磁場強度としていることから $\theta = K / 2 B = 0.01 \text{ rad}$ がその最大値となる。ウイグラー磁場を図4のような磁場分布につくる理由はここにあるのである。この偏向角は大きく見えるが、最もイオン化される確率の高い所は磁場最大の所で、そこでの偏向角は0であることから、1/10が実効的な値であろう。

【0035】

10

20

30

40

50

前述のとおり、新しい荷電変換装置を用いた新しい入射装置として、ウイグラー磁場と高エネルギー粒子との相互作用によりローレンツ力の場の中で、相対論的ドップラーシフトした光子ビームによる光励起の方法を用いるイオン化システムが実現可能である。

【0036】

なお、 H^+ ビームをリングから出すための出射装置は、図1に示されるように、従来行われてきたキッカー電磁石20とセプタム電磁石22との組合せの方式で良い。これは、もともとフォイルを使わないものなので余り中性子散乱用の蓄積リングへの影響はないと思われる。

【0037】

B. 第2の実施形態

本発明の第2の実施形態は、入射装置の中性化装置（以下、「ニュートライザー」という。）について、ビームに収束性を与えつつ、また、磁場による曲がりの影響を抑えつつ直進させることのできるように、また入射装置のアイオナイザーについて、レーザー出力の効率化と低減化が図った点で第1の実施形態を改良したものである。

【0038】

第2の実施形態では、入射装置はニュートライザーとアイオナイザーから構成される。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、ウイグラーと光共振器からなり、ウイグラー磁場と入射粒子の相対論的速度によるローレンツ力を利用して、光子ビームとの散乱によりイオン化するものである。従来の装置のように、

【0039】

以下の記述においては、第1の実施形態における記述と部分的に重複するが、理解を容易にするため繰り返す。

【0040】

また、第2の実施形態においても、本発明の荷電変換装置を適用するリング入射装置では、ビーム・ロスが 10^{-5} 程度になるような最適な構成をとっている。

【0041】

1. 入射装置

図7に本発明の第2の実施形態の入射装置の配置図を示す。図7に示される入射装置112は、リング110外部のビーム・トランスポート部に置かれリングに入れる前に H^- ビームを収束させつつ中性化するニュートライザー114と、リング110の直線部に置かれ H^0 ビームをイオン化するアイオナイザー116とから構成される。両者の強い磁場はウイグラー電磁石を用いて磁場による軌道変化を最小限にする。入射のためのバンブ電磁石などのリング内の粒子軌道を変えるものは一切使わず、しかも荷電変換のためのフォイルも使わない。

【0042】

ニュートライザー114では、大強度陽子線形加速器からの H^- イオンをその相対論的速度と磁場との相互作用によって生ずるローレンツ力により中性化してリング軌道内に入れる。アイオナイザー116では、さらにその H^0 ビームを周期的で強い磁場中に通し、ビームにローレンツ力をかけつつ光子と衝突させる。これにより H^0 ビームをイオン化してリング110の軌道に乗せる方法をとる。つまり、この入射のためには、 H^- の中性化（ $H^- \rightarrow H^0$ ）とイオン化（ $H^0 \rightarrow H^+$ ）の二つのプロセスを必要とする。しかも、 H^- ビームを大きく散乱させることなくリングに入れること、また、先に入り周回するイオンに悪影響を与えない方法を用いる。

【0043】

1.1 ニュートライザー

まず、 H^- イオンを中性化してリング内に導入する方法を説明する。光速に近い速度即ち

10

20

30

40

50

相対論的速度で走る H^- をそれに直交する強い磁場中に通すと $E = v \times B$ のローレンツ電場が生じ、この電場が H^- の捕らえている電子にかかる電場を乱し自由電子とする。言い換えると、 H^- を形作る外周の電子は、ローレンツ電場によってポテンシャルを下げられ、水素原子から離れることができる。前述のとおり、図2は、 H^- イオンから電子をストリップして中性化する飛程を、それに必要な磁場の関数として示す図である。図2によると、 H^- ビームを1 Tのそれに直交する偏向磁場中を数センチメートル通すと、ローレンツ力： $e E = e v \times B$ によって H^- ビームは殆ど中性化され、電子がストリップされずに残る確率を十万分の1程度に下げることができる。

【0044】

従って、図7のように、まず、リング110の外で H^- ビームをニュートライザー114の構成要素である4重極電磁石118に通し、ビームをアイオナイザー中央部に収束させる。なお、本発明は、4重極電磁石118に限られず、ビームをアイオナイザー中央部に収束させる機能を有するればいずれの電磁石でもよい。4重極電磁石118の後にニュートライザー114の構成要素であるテーパード・ウイグラー120を置き電子ストリッパとして作用させる。これによりリング110内に中性ビームを直進させ導入することができる。また、中性化する前に、4重極電磁石118により適当な距離にビームを収束させることができるし、収束点でのビームの断面を楕円形にすることができる。ここでは、後述するように、長軸3 cm、短軸1.5 cmの横長楕円形としよう。

【0045】

テーパード・ウイグラー120の電子ストリッパ用電磁石では、 H^- ビームは中性化されるまでは力を受け、その磁場中の距離によって、 H^0 ビームの直進する方向が決まる。後述するように、その偏向幅を十分狭くするために案出したのがテーパード・ウイグラー120で、これによりほぼ直進するとみてよい。もし、残留 H^- のイオンが残るならばその電荷を利用して磁石により曲げ、ビームダンプに導くようにすればよい。

【0046】

図8のa)に、テーパード・ウイグラー120の構成の一例を模式的に示す。図8のa)において、 H^- ビームはドリフト管80の中を図面において左より右に走行する。ドリフト管80の上下に電磁石82、84が対になって設けられ、電磁石82の強度ピークは電磁石84のその半分となっている。このように、両端の磁場強度ピークが中間の磁場強度ピークより小さくされている構成をここではテーパードと称する。なお、本発明は、両端の強度ピークが中間のその半分であることに限定されるものでない。第2の実施形態においては、図8のa)に示されるようなテーパード・ウイグラーの磁場は、1/4周期5 cm(周期20 cm)で、中央部で1 T、両端部の半周期では、強度ピークが1/2になるものを考える。磁場分布は図8のb)に示すようになる。この磁場に入ってきた H^- ビームは周期的に振動する力を受けることになる。従って、

【数3】

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

から、

【数4】

$$\frac{v_x}{v_z} = \int \frac{e B_y d z}{m_D \gamma v_z}$$

ここで、 v_x は磁場によって生ずる速度変化分であり、積分領域はウイグラー磁場の先端から中性化される所までとする。この積分値は図8のc)のようになり、放射施設や自由電子レーザー開発で用いられる計算法を利用することができる。なお、図8のc)あるいは後述の第3の実施形態における図15のb)及び図16のc)に見られるように偏向角

10

20

30

40

50

はz軸を中心にプラスとマイナスに均等に振れており、これは本発明のテーパード・ウイグラーを用いたことによるものである。一方、両端も中央の磁場強度と同じ通常のウイグラーの場合には当該技術分野では既知のとおり偏向角の全体の大きさは同じであるがプラス側かマイナス側の一方向のみに偏向する。従って、本発明はウイグラーをテーパード・タイプにすることにより、通常のウイグラーに比較して最大偏向角が半分にすることができ、ビーム偏向角に起因する放射化の低減に大きく寄与する。詳しくは次節で述べるが、偏向角は両端部で磁場強度が1/2であることを考慮して、最大2.0 mradであり、最も中性化される確率の高い最大磁場の所(中央部)では0となる。その最大偏向角の1/4まで許されるとして0.5 mrad、10mで5mmの偏向角となり小さい。最大偏向角の1/4とは、最大磁場部前後0.8cm以内で中性化したものに相当する。なお、

10

【0047】

1.2 アイオナイザー

図7に戻り、ニュートラライザー114でH⁺ビームは中性化され、その中性H⁰ビームは慣性により直進し、リング110内に入る。そこで中性H⁰ビームをイオン化するための手段として、第2の実施形態においても、ウイグラー磁場中での光子との衝突を用いる。リング110の直線部に設置されたアイオナイザー116のウイグラー型磁場に突入する場合を考えよう。ウイグラー型磁場を採用する理由は、強い磁場を用いても既に周回するイオンの軌道にはその影響を少なく出来るからである。

20

【0048】

・ウイグラー

図9にウイグラー磁場を生じるアイオナイザー16の一構成例を示す。図9に示す構成では、ウイグラー型磁場として5個の超伝導電磁石940(コイル内径5cm)を7対用いた周期長20cm、最大磁場5Tのものである。なお、本発明は図9の構成に限定されるものでなくウイグラー磁場を発生する構成であればよい。両端の磁場強度は半分としイオンの軌道に影響しないようにしている。この程度の超伝導電磁石は、KEKフォトン・ファクトリーのウイグラーとして実用化されている技術である。

【0049】

そのウイグラー磁場の性質は特性パラメーターK値を用いると便利である。放射光施設のウイグラー研究の際によく用いられるK値は、次のように計算される。電子の場合はその運動方程式から、 $K = eB / 2 m_0 c = 93.4 B$ であるから、今回の場合は、質量を陽子のそれに替えて、 $K = eB / 2 m_p c = 0.05 B /$ となる。

30

【0050】

このK値を利用すると前節の積分は $(K /) \sin^2 z /$ となることから、イオン化された所によって偏向角は決まることになる。そして、H⁺ビームの最大偏向角は $= K /$ であることから、次のように見積もることができる。即ち、ここで、 $B = 5 T$ 、 $= 0.2 m$ 、 $= 0.92$ を入れると $K = 0.055$ となり、 $= K / = 20 mrad$ となる。実際には、両端で磁場強度が1/2になっていること、イオン化される最大磁場のところが偏向角0であることから許される偏向角は最大偏向角の1/4として5 mradの周辺であろう。これはウイグラーから1mのところ収束用電磁石を置く必要があり、また、イオン化する場所の局所化の必要性を示唆する。

40

【0051】

また、周回する陽子ビームの軌道に影響を与えないようにするには、ウイグラー全長にわたる積分 $B_y dz = 0$ であることが必要で、このため図9に示すような磁場分布をつくる必要がある。

【0052】

ここに入ってきたH⁰ビームの一部はローレンツ力だけによりイオン化されることもある。その確率は図5に示す通りで、主量子数nが2以上の励起原子は磁場の最大値の部分を通過している時間 ($t = 5 \times 5 cm / v \sim 0.906 ns$) に100%イオン化される。

50

しかし、殆どは基底状態の原子 H^0 であり、それをイオン化するためには磁場強度が足らず、そのまま残る。そこで基底状態の H^0 ビームがウイグラー磁場を通過中に何らかの方法で $n = 2$ 以上に励起しなくてはならない。

【0053】

・光励起法

つまり、光子との衝突により基底状態の H^0 を $n = 2$ 以上に励起できれば、ウイグラー磁場のローレンツ力により原子ポテンシャルの歪んだ H^0 はイオン化されることになる。 n を H^0 の密度、 n_e を光子密度とし、 β としては H^0 に乗った系の数値をとるとして 1.5 GeV ($\beta = 0.92$)の H^0 に乗った系から見れば、

【数5】

$$\frac{dn}{dt'} = -n\sigma\beta cn_e$$

である。これを解いてから、実験室系に戻して考えれば $t' = t/\gamma$ とにおいて、

【数6】

$$n = n_0 \exp(-t/\tau) \\ = 1 / \exp(c n_e t / \tau)$$

が得られる。

【0054】

ここで、 $n/n_0 = 10^{-5}$ 、 $t = 0.906 \text{ ns}$ (五つの磁場強度最大のところを通過する時間の和)、 $\tau = 2.60$ とすれば、必要条件として $n_e = 30.3 \text{ ps}$ が得られ、 $n_e \sim 1.2 \text{ cm}^{-1}$ が得られる。

【0055】

もし、イオン化されれば、 H^+ となり、直線部を通り抜け偏向電磁石(図7の124)等の磁場の影響を受けて軌道が変わり、リング軌道に入ることになる。

【0056】

基底状態にある H^0 を $2p$ レベルに励起する光の吸収断面積はよく知られているように 21.6 nm の光で、 $\sigma \sim 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ である(電気学会:放電ハンドブック(1974)p.19参照)。相対論的速度のビームに乗った系で図6のa)のようにレーザー光を H^0 正面から衝突させることを考えると、相対論的ドップラー効果により、 H^0 を励起させるに必要な光の周波数は次のようになる。即ち、 $\omega' = \omega \gamma (1 - \beta \cos \theta)$ において、 $\cos \theta = -1$ と置いて計算すると、実に可視光領域 607.7 nm のレーザー光でよく極めて作りやすいレーザーとなる。この領域のレーザー光は簡単に見つけることができ、また、共鳴イオン化ではありながらスペクトル幅も広くて良い。ここでは 600 nm としよう。

【0057】

600 nm の光子は $\omega = 5.0 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ に相当することになるから $h\omega = 3.31 \times 10^{-19} \text{ J}$ となる。この光の 1 MW 、 3.6 ms のパルスはビーム断面積を 1.7 cm^2 (理由は後述)として $n \sim 0.59 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ となる。 $n_e \sim 1.2 \text{ cm}^{-1}$ 、 $\sigma \sim 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ であるから必要な光子密度は $n \sim 1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ となり 205 kW あれば必要条件を十分に満たすことになる。このレーザーを製作するのは、長パルス(3.6 ms 、 50 Hz)であるため、一般に使われている工業用レーザーが 10 kW 程度とを考えると難しいものと思われるので、さらに効率を上げるための工夫が必要となる。

【0058】

・光共振器

そこで、少ない出力で光子密度を上げるため、レーザー技術で用いる光共振器を利用する。レーザービームの径をある程度太くするため光共振器は凹面鏡と凸面鏡の組合せで構成する。図10に、光共振器の一例として凹面-凸面構成のファブリー-ペロー共振器50を示す。図10において、52は凸面鏡を、54は凹面鏡を示す。光共振器の設計法によ

10

20

30

40

50

れば(多田邦夫、神谷武志共訳:光エレクトロニクスの基礎(1988年)丸善発行参照)、ミラーの曲率半径を、104m(凸面鏡)、109m(凹面鏡)で距離6m離れた光共振器は安定であり、その中央部でのスポットサイズ(半径)は7.35mm、ミラー上でそれぞれ7.2mm、7.5mmとなる。即ち、図10のように半径7.35mm、つまり、断面積 1.7cm^2 の光ビームを貯め込むことができる。この光共振器の回折損失はミラー径38mmとして 10^{-4} 以下であり、その他の損失を考慮しても205倍に光子の密度に上げることが出来る。即ち必要なレーザー出力は1kWで十分である。これは現在の技術力から考えて十分実現可能なレーザーである。実際には、このレーザーはパルス幅の長いことから、半導体レーザーなどからのビームを非線形素子で増幅することになる。スペクトル幅も厳しい条件は要らない。

10

【0059】

この光共振器50を図11のような真空チャンバー56を作りウイグラー磁場に配置して、 H^0 ビームと相互作用させて、イオン化することは容易である。なお、図11において、58は、外部のレーザー発生源からのレーザー光を光共振器50の内部に導く鏡である。光共振器50の光軸の傾きを決定するためには図12のように考えて、粒子ビームの通るためのクリアランスを半径20mmにとってもミラーの半径は38mmとることができる。その傾きで交叉させると光の断面は図13のようになり、ここに H^0 ビームが入射するように横長楕円形に収束させたのである。

【0060】

なお、イオン化されない中性の原子は、図7のように次のセクションの偏向電磁石124

20

の所で、ビームダンプへ分岐される。

【0061】

2.まとめ

以上のとおり、荷電変換の効率を上げることを第一とした第2の実施形態は、極めて特徴のあるニュートライザーとアイオナイザーを用いたリング加速器への入射装置である。ニュートライザーでは、 H^+ ビームの状態のうちに4重極電磁石により収束をかけ、その後中性化するテーパード・ウイグラーに入れる。ウイグラー磁場によるローレンツ力は電子ストリッパーとして有効であるが、中性化された位置により若干の偏向を受ける。この面からウイグラー磁場の最適化が必要であるが、 0.2mrad は10mで2mmであり小さい。なお、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最適に設計する必要がある。また、アイオナイザー中央部に楕円状に収束させ、光子ビームの効率的利用を図っている。

30

【0062】

アイオナイザーでは、光共振器による光励起法によるイオン化を提案した。ウイグラー磁場の存在はイオン化するのに、基底状態の中性原子を一つ上のレベルに励起するだけでよく、レーザーへの負担を極めて軽減したと言える。1.5GeVのビームの特徴を最大限に利用し、ローレンツ力の利用、相対論的ドップラー効果の応用などがそれに大きく貢献した。ウイグラー磁場や光子の利用などは周回イオンの散乱といった悪影響を大きく低減化し、極めて有望であることがわかった。

【0063】

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構成による新しい入射装置のビーム損失は 10^{-5} と従来方式とは格段の低率である。ニュートライザーは収束用4重極電磁石等とウイグラー磁場の組合せにより、ビームに収束性を与えつつ、また、磁場による曲がりの影響を抑えつつ直進させ、アイオナイザーに導くことができる。

40

【0064】

アイオナイザーはウイグラー磁場と光共振器による光子ビームによるイオン化システムである。光子ビームは相対論的ドップラー効果を用いるため可視域のレーザーでよく、また、光共振器により必要とするレーザー出力も最低化することができる。ウイグラー磁場による電離効果によりレーザー光の効率化と共に、周回するイオンへの影響を最少にできる

50

ことも特長の一つである。

【0065】

C. 第3の実施形態

本発明の第3の実施形態は、ビーム偏向角に起因する放射化を著しく低減する点で第1及び第2の実施形態を改良したものである。

【0066】

第3の実施形態では、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とからなり、 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、相対論的ドップラー効果及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る。従来のように、フォイルによる散乱もなく、周回しているイオンへの影響もない。従って、陽子蓄積リング入射装置部でのビーム偏向角に起因するビーム・スピルを無くし低放射化に極めて有効である。

10

【0067】

なお、以下の記述においては、第1及び第2の実施形態における記述と部分的に重複するが、理解を容易にするため繰り返す。

20

【0068】

1. はじめに

発明の属する技術分野の欄において述べたように、日本原子力研究所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むものである。この蓄積リングでは、この後、 $0.5\text{ }\mu\text{ s}$ 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。

【0069】

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、上記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を検討する必要がある。

30

【0070】

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、磁場と光を用いた低放射化入射装置について第1及び第2の実施形態において述べた。即ち、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。

40

【0071】

しかし、第1及び第2の実施形態においては、ビーム・ロスの効率的低減化を図ることを主眼として、強い磁場を用い、その際に生ずるビーム偏向角を小さくすることには積極的ではなかった。具体的には、第2の実施形態において、偏向角が 5 mrad の周辺であり、収束用電磁石を設けることやイオン化する場所の局所化の必要性を示唆することを述べたようにビーム偏向角は小さくはなかった。そこで、最も重要な眼目の一つである低放射化、即ち、ビーム・スピルによる放射化を減らすためには、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。従って、第3の実施形態では、第1及び第2の実施形態を更に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

50

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変える。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。

【0072】

第3の実施形態における入射装置は、図14のように、 H^+ ビームをリング410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414と、リング410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416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414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410内直線部に設置されたアイオナイザー416に入る。アイオナイザー416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共に、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410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。

10

【0073】

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限にできる。また、先にリング410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。従って、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410に入れることが可能となる。

20

【0074】

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、第3の実施形態では、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採用する。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。更に、後述するように、実験室系での光子密度 n は H^0 に乗った系（静止系）での光子密度 n' との間に $n = n' / \gamma$ の関係があり、これはローレンツ収縮により光子密度が γ 倍に増加することを示しており、従って、光子密度はローレンツ収縮によっても更に増大し、レーザー出力の低減化が更に図れる。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、相対論的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事ができる。

30

【0075】

さて、ここで述べるリング入射装置では、設計条件として4つの条件を課す。

【0076】

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・スビルを、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。

40

【0077】

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。

【0078】

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^{-5} 以下とする。ただし、荷電変換できずにロスと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、これによる容器壁の放射化はない。

【0079】

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共に、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。

50

【 0 0 8 0 】

以下にこれらの4条件を満たす最適な構成を記述する。

【 0 0 8 1 】

2. ニュートラライザー

図14に示す入射装置412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。

【 0 0 8 2 】

・荷電変換率に関する用語の定義

ここでは、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_i 、初期値 I_{i0})、荷電変換した後のビーム強度($I_c = I_{i0} - I_i$)とし、 I_c / I_{i0} を荷電変換率、 I_i / I_{i0} 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或る限界値 θ_{crit} より大きいもの(I_s)と、小さいもの(I_g)との二つに分ける。即ち、 $I_c = I_s + I_g$ 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の構成を以下に述べる。

【 0 0 8 3 】

・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)を図15のようにする。図15のa)で磁場分布及び用語を定義すると共に、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、図15の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。即ち、運動方程式は次式のとおりとなる。

【 0 0 8 4 】

【数7】

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

上記の式から、偏向角 ϕ は次のとおり表せる。

【 0 0 8 5 】

【数8】

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

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 $\phi_{max} = e B_0 L_1 / 2 m_p c$ 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 $K = e B_0 L_1 / 2 m_p c$ を用いれば、 $\phi_{max} = K / \gamma$ と表される。

【 0 0 8 6 】

10

20

30

40

50

さらに、 x 方向の変位 $x = v_x d t = d z$ から図15のc)が得られる。ここで、 $x_{max} = \max(L_1 + L_2)$ となり、 L_2 は x_{max} を調整するために用いられる。

【0087】

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図15のd)及びe)のように表されるであろう。ここで、 z_0 (図15のb)参照)は、偏向角が θ_{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。

【0088】

・ウイグラー磁場による中性化

図15のa)に示すような磁場配位にし、そして、ビームスピルを限りなく小さくする条件を求める。その条件としては、以下のとおりである。即ち、

1 磁場 B_0 では長さ L_1 内でほぼ中性化し、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、 $I_i = I_{i0} \exp(-t/\tau)$ 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。

【0089】

2 ビームスピルが生ずる限界偏向角として $\theta_{crit} = 1 \text{ mrad}$ 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 θ_{max} を θ_{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全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。

【0090】

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行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。

【0091】

条件 2 から $\theta_{max} = K/\beta$ 、 $K = e B_0 L_1 / 2 m_p c = 0.174 B_0 L_1$ である。 $\theta_{max} = 1 \text{ mrad}$ とするには、 $B_0 L_1 = 0.015$ となる。従って、例えば、 $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ 、又は、 $B_0 = 0.5 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.03 \text{ m}$ とすればよい。ここでは、まず前者から検討を進める。

【0092】

$L_1 = c \tau = 0.015$ 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) のパラメータには ' をつけることにする。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図2に示される。つまり、ビームロス率 $I_i/I_{i0} = \exp(-t'/\tau)$ で表され、従って、磁場 $B_0 = 1 \text{ T}$ とすれば、中性化への寿命は $\tau = 1.78 \times 10^{-12} \text{ s}$ であることから、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 $\tau = 6.0 \times 10^{-4} \text{ s}$ 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。

【0093】

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。

【0094】

また、 L_2 についてはニュートライザーでは特に働きはなく適当でよい。

10

20

30

40

50

【0095】

以上をまとめると、 $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ 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に導く偏向磁場と置き換えられ得る。

【0096】

3. アイオナイザー

ニュートラライザー414(図14)により H^0 ビームが中性化され、その中性ビーム H^0 は慣性により直進し、リング410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。

【0097】

・ウイグラー磁場と光子ビーム

ウイグラー磁場は、図15のa)のとおり構成とし、 $B_0 = 1 \text{ T}$ 、 $L_1 = 0.015 \text{ m}$ を採用する。

【0098】

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図16のa)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、図16のa)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、[数8]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 $\theta_{\text{max}} = 1 \text{ mrad}$ 以下となり、前述の条件2を満足する。

【0099】

さて、静止系で考えると、光子との相互作用時間は $t' = L_1 / c \sim 0.21 \text{ ns}$ 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図5に示されているように、 1 T の磁場で、 $\sigma = 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$ 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、十分にイオン化することになる。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効率化を図る必要がある。従って、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述べる。

【0100】

・励起のための光の波長

基底状態にある H^0 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L線であり、波長 102.53 nm の光である。ただし、この波長は相対論的速度の H^0 ビームに乗った系の値であり、実験室系では相対論的ドップラー効果により、 H^0 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、図17

【0101】

ここで、図17に示される光共振器750について説明する。図17は、光共振器750を2式用いる構成を示す。なお、本発明は光共振器の式数に限定されるものではない。光共振器750は、レーザー発振部710、真空チューブ752、及びこの真空チューブ752の両端に対向して設けられた1対の鏡754を備える。レーザー発振部710はフラッシュランプ712及びレーザーロッド714を備える。当該分野では既知のとおりフラッシュランプ712によりレーザーロッド714が励起状態にされ、真空チューブ752内にレーザー光を発生し、このレーザー光は1対の鏡754で反射して真空チューブ752内

10

20

30

40

50

で往復運動して共振し、その結果光子密度を高める。図17の図面において、左より右に向かって走行するH⁰ビームは相互作用部L₁の間でレーザー光の光子ビームと衝突して励起される。なお、本発明は、図17に示される光共振器750に限定されることなく、レーザー光発生源を外部に有し、当該レーザー光発生源からのレーザー光を入射して、H⁰を所望の主量子数まで共鳴励起するのに足る光子密度まで増幅するものであれば、いずれの構成の光共振器でもよい。

【0102】

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Tm³⁺を含ませたものをレーザーロッド710(図17)(レーザー発振部)として選ぶ。この場合の光子ビームの交叉する角度を定めよう。図16のa)のようにレーザー光(453nm)をH⁰と角度θで衝突させると、波長λ' = λ / (1 - cosθ)の光は相対論的ドップラー効果により、λ' = 2.53nm(θ = 40°)の光は相対論的ドップラー効果により、cosθ = -0.76となり、θ = 0.70rad(40°)となる。

10

【0103】

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。

【0104】

・誘導遷移確率

静止系で考えると光共振器がc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 / γ = L₁ / 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。

20

【0105】

図18のような3準位レベルを考えよう。ここで、γ₁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、γ₂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γ₂ = 1 / τ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、Γ = I / h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(図17において1個のレーザーロッド710を用いる場合に相当)で考え、静止系を表す'を省略して表現する。

【0106】

レート方程式は次のようになる。それぞれの粒子密度をN₁、N₂、N₃とすると、

30

【数9】

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

40

となる。ただし、今回の場合は自然放射確率は他に比べて小さくγ₂ ≫ γ₁と考えられるので、γ₁は省略する。

【0107】

このレート方程式は初期条件：t = 0でN₁ = N₁⁰、N₂ = N₃ = 0として解けて、N₁ = N₁⁰ / 2、N₂ = N₁⁰ / 2 + (N₁⁰ / 2) ^{1/2}、N₃ = N₁⁰ / 2 - (N₁⁰ / 2) ^{1/2}として、

【数10】

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

10

となる。

【0108】

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。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 $t' = L_1 / c \sim 0.21 \text{ ns}$ を代入して、

20

【数11】

$1 - N_3 / N_1^0 = \exp(-\lambda_1 t') = 10^{-5}$ から、 $\lambda_1 t' = 5.48 \times 10^{10}$ が得られる。

【0109】

・誘導遷移確率 と吸収断面積

霜田光一、矢島達夫編：量子エレクトロニクス(上)(1972年)裳華房発行)の32頁の記載によると、誘導遷移確率は $\sigma = c n$ あるいは $I B g(\nu) / c$ と表される。ここで、 n は光子密度、 I は光子エネルギー束、 B は吸収断面積、 $g(\nu)$ はアインシュタインのB係数と呼ばれるものである。即ち、

30

【数12】

$$I = c h n$$

$$= h B g(\nu) / c$$

$$B = (2 \mu^2) / (h^2)$$

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* と呼ばれるもので、ローレンツ型とガウス型とがあり、 ν_a 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。

【0110】

40

【数13】

$$\begin{aligned}
 g(\nu) &= \frac{1}{\pi} \frac{\Delta \nu_a}{[(\nu - \nu_a)^2 + (\Delta \nu_a)^2]} \\
 g(\nu) &= \frac{(1/\ln 2)^{1/2}}{\pi^{1/2} \Delta \nu_a} \exp \left[- (1/\ln 2) \frac{(\nu - \nu_a)^2}{(\Delta \nu_a)^2} \right]
 \end{aligned}$$

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

50

【0111】

・スペクトル幅 $\Delta \nu_a$

$\Delta \nu_a$ 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。スペクトル幅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相対論的ドップラー効果や、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。第3の実施形態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。

10

【0112】

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、 $\Delta \nu_a = 0.833 \Delta \nu_a V / c$ となる。しかし、第3の実施形態の場合には、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。

【0113】

即ち、 $\Delta \nu'$ をその速度分布幅として $\Delta \nu'_a = \Delta \nu'_a v' / c$ 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は、 $v' / v = p' / p$ 、そして、 $\Delta \nu' = \Delta \nu_a v' / v = \Delta \nu_a p' / p$ を用いて、ビームに乗った系では、

20

【数14】

$$\Delta \nu'_a = \Delta \nu_a v' / c = \Delta \nu_a p' / p$$

となる。

【0114】

第3の実施形態の場合には、現在の設計値から $p' / p \sim 2 \times 10^{-3}$ 程度として、

【数15】

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

と考えることが出来る。

【0115】

・有限寿命の原子の吸収スペクトル幅

30

第3の実施形態の場合には寿命は $\tau = 1 \times 10^{-12}$ 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、

【数16】

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

となる。

【0116】

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。

【0117】

【数17】

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

40

とする。

【0118】

従って、吸収断面積はガウス型の方を用いて、

【数18】

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

となる（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.83参照）。

【0119】

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

【数19】

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

となる。

【0120】

・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_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、

【数20】

$$I_0 = n_0 h c S = n_0 h c^2 S / \lambda$$

と表されるから、

【数21】

$$n_0 = I_0 / c^2 h S \lambda$$

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、

【数22】

$$n_0 = 1.68 \times 10^5 I_0 \lambda^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

となる。ここで、 λ はレーザー光の波長 (nm) とする。

【0121】

図17に示されるような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 $n / n_0 = Q / 2 L$ とが導かれる。一方、 $Q = 4 L / (1 - R_1 R_2)$ であるから、光共振器による光子密度の増加率は、

【数23】

$$n / n_0 = 2 / (1 - R_1 R_2)$$

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。

【0122】

光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 $n / n_0 = 200$ 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。

【0123】

従って、レーザー出力と光共振器に貯まる光子密度の関係は、

【数24】

$$n = 3.4 \times 10^7 I_0 \lambda^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

となる。

【0124】

実験室系では、 $\lambda = 453 \text{ nm}$ 、 $n = n' / \lambda$ 、 $n' = 1.05 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ として、必要とするレーザー出力は、

【数25】

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

10

20

30

40

50

となる。

【0125】

従って、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。

【0126】

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38.4 kW、 10^{-3} とすれば平均出力28.8 kWとなる。なお、図17に示されようように、光共振器750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。

【0127】

4.まとめ

以上のとおり、ビーム偏向角に起因する放射化を低減することを主眼とした第3の実施形態は、極めて特徴のある方式であり、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段階構成によるリング加速器への入射装置である。これによるビームスピルは殆ど0であり、ビーム偏向角に起因する放射化に関しては、従来方式と比較して格段の高性能である。

【0128】

ニュートライザーでは、 H^{-} ビームの状態のうちの4重極電磁石等に通して収束させ、その後中性化するためのウイグラー磁場に通過させる。磁場の長さを0.015 mと抑えたため、偏向角は1 mrad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・トランスポートを取り付けることは、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。

【0129】

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による共鳴励起法とを組合せたイオン化法である。

【0130】

ウイグラー磁場による荷電変換方式では、磁場1 T、長さ1.5 cm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。特に、ウイグラー磁場を1.5 cmに局所化するのは技術的に難しい。 L_1 としてドリフトチューブの半径程度の長さ(5 cm)が必要となる。その場合にはニュートライザーでは、中磁場の前頭部1.5 cmで全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。第3の実施形態においては、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。

【0131】

また、相対論的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軽減していると言える。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。

【0132】

以上をまとめると、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

10

20

30

40

50

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大きな寄与をする。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。

【0133】

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開くものと期待できる。

【0134】

D. 第4の実施形態

本発明の第4の実施形態は、入射装置のアイオナイザーについて、レーザー出力の更に一層の低減化を図った点で第1ないし第3の実施形態を改良したものである。

【0135】

第4の実施形態では、入射装置のアイオナイザーは、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。相対論的ドップラー効果及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。従って、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。

【0136】

なお、以下の記述においては、第1ないし第3の実施形態における記述と部分的に重複するが、理解を容易にするため繰り返す。

【0137】

1. はじめに

発明の属する技術分野の欄において触れたように、日本原子力研究所中性子科学研究計画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。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。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。

【0138】

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、上記第1ないし第3の実施形態において、磁場と光を用いた新しい低放射化入射装置を述べた。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、第3の実施形態においては、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。

【0139】

さらに、第3の実施形態においてはビーム・ロス率(非イオン化率)を w とする式として、

【数26】

$$e \times p(-t') = w$$

すなわち、

【数27】

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

10

20

30

40

50

を得た。ここで、 \ln は自然対数を表し、 θ 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、 ρ は H^0 ビームに乗った系での量を示す。

【0140】

さらに、第3の実施形態は、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ものである。しかし、これには大きな ρ 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 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

10

【0141】

この第4の実施形態は、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案出し、レーザー出力の低減化のためのいくつかの合理化、最適化を行ったものである。

【0142】

中性子散乱用蓄積リングは、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。リング内では、このビームを直径 15 cm に広げて空間電荷効果を低減化して貯め込み、その後、 $0.5 \mu\text{s}$ 程度のビームに圧縮して、そのビームを 50 Hz 、ピーク

20

【0143】

第4の実施形態における入射装置は、第3の実施形態と同様に (図14)、 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と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

30

【0144】

第4の実施形態は、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図るものである。

【0145】

ここでは、まず、用語を定義しておく。 H^0 ビーム強度 (I_i 、初期値 I_{i0})、および荷電変換して H^+ になったビーム強度を $I_c = I_{i0} - I_i$ とし、 I_i / I_{i0} を荷電変換しなかった率を意味することから非イオン化率、 I_c / I_{i0} は荷電変換した比率を意味するから、 I_c / I_{i0} 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 θ_{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の構成を以下に述べる。

40

【0146】

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。

【0147】

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 $\theta_{max} = \pm 4 \text{ mrad}$ (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。

50

【0148】

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20cmにする。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。

【0149】

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(97.216nm)を採用する。相対論的ドップラー効果によりこの波長は485nm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。

10

【0150】

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。

【0151】

以下にこれらの4条件を満たす最適な構成を記述する。

【0152】

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)を図19のようにする。図19の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、図19の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：

20

【数28】

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

30

から、

【数29】

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

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 $\phi_{max} = e B_0 L_1 / m_p c$ 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 $K = e B_0 L_1 / m_p c$ を用いれば、 $\phi_{max} = K / 2$ 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。

40

【0153】

さらに、第3の実施形態で述べたように、 x 方向の変位 $x = \int v_x d t = \int d z$ が得られる。ここで、 $x_{max} = \phi_{max} (L_1 + L_2)$ となり、 L_2 は x_{max} を調整するために用いられ得るが、第4の実施形態の場合には無視できるほど小さい。

50

【0154】

$K = e B_0 L_1 / m_p c = 0.347 B_0 L_1$ から、 $\theta_{max} = 4 \text{ mrad}$ 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 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 cm とし、 $L_1 = 0.15 \text{ m}$ とする。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 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、全体で 7 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、 2.8 半周期となる。これを通過する時間 t は $2.54 \times 10^{-8} \text{ s}$ となり、 1.5 GeV ($\beta = 0.92$ 、 $\gamma = 2.60$) の H^0 に乗った系 (静止系) では、 $t' = t / \gamma = 0.98 \times 10^{-8} \text{ s}$ となる。

10

【0155】

・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 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 (第2の実施形態参照)。(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 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、図19のa)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、その偏向角は先の説明から $\theta_{max} = 4 \text{ mrad}$ 以下となる。すなわち、ビームスピル率は0になる。

20

【0156】

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 $t' = L_1 / c \sim 0.21 \text{ ns}$ である。磁場 0.4 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、図5に示されているように、 0.4 T の磁場で、 $t' = 1 \times 10^{-11} \text{ s}$ 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。

30

【0157】

・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、図20に示す構成を参照して述べる。

【0158】

図20は、蓄積リング及び入射装置に組み込まれた状態における第4の実施形態のアイオナイザーの基本構成を概略的に示す。図20において、アイオナイザー816は、アンジュレーター802とリング型光共振器804とを含む。光共振器804は、レーザー光発生源(図示せず)からのYAGレーザー光により励起され波長の異なるレーザー光を発生する色素ジェット806と、色素ジェット806で双方向に発生されたレーザー光を周回させて共振させることにより光子密度を増幅させる鏡 M_1 、 M_2 、 M_3 及び M_4 とを備える。なお、鏡 M_2 及び M_3 は H^0 ビームが走行するドリフトチューブ830内に設けられている。鏡 M_2 及び M_3 を直線上に配置するため、加速器からの H^0 ビームを斜めから入射する必要がある。その斜めから入射される H^0 ビームをドリフトチューブ830に導くため入射用偏向電磁石832がニュートラライザー814の前に設けられている。リング偏向電磁石834は H^+ ビームが蓄積リング810内を周回するよう偏向させるためのものであり、収束用電磁石836は蓄積リング810内を周回する H^+ ビームを収束させるものであ

40

50

る。イオン化電磁石 838 はアンジュレーター 802 内でイオン化しなかった H^0 をイオン化し偏向させ、鏡 M_2 に当たらないようにしてダンプするためのものである。なお、本発明は、用いるレーザー光が YAG レーザーによるものに、また光共振器が図 20 に示される光共振器 804 に限定されるものではなく、光共振器により光子密度が増幅されたレーザー光により H^0 を所望の主量子数に共鳴励起させることができればよく、レーザー光発生源及び光共振器のタイプに限定されるものではない。

【0159】

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 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。

10

【0160】

まず、レーザー光の波長を決めよう。断面積 1 cm^2 のレーザー光をアンジュレーター磁場中を通すため図 20 のようなリング型光共振器 804 が配置されている。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 nm (λ) の光は相対論的ドップラー効果により、 $\lambda' = \lambda (1 + \beta)$ 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 M_2 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 838 (偏向角への配慮はしない) を前置するとかの対策を考慮すべきであろう。

20

【0161】

・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_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、

【数 30】

$$I_0 = n_0 h \nu c S = n_0 h c^2 S / \lambda$$

と表されるから、

【数 31】

$$n_0 = I_0 / c^2 h S$$

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、

30

【数 32】

$$n_0 = 1.68 \times 10^5 I_0 \lambda^{-3} \text{ cm}^{-3}$$

ただし、ここで、 λ はレーザー光の波長 (nm) とする。

【0162】

光共振器 804 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 804 の Q 値を使って、その増倍率は $n / n_0 = Q / 2 L$ が導かれる。一方、 $Q = 4 L / (1 - R_1 R_2 R_3 R_4)$ であるから、光共振器 804 による光子密度の増加率は、

【数 33】

$$n / n_0 = 2 / (1 - R_1 R_2 R_3 R_4)$$

となる。ここで L は鏡 M_1 及び M_4 (M_2 及び M_3) 間の距離、 R_1 、 R_2 、 R_3 、 R_4 は鏡 M_1 、 M_2 、 M_3 、 M_4 の反射率であり、多層膜を用いれば 0.999 のものが作られ得る。

40

【0163】

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 $n / n_0 = 200$ 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。

【0164】

50

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、

【数34】

$$n = 3.4 \times 10^7 I_0 \text{ cm}^{-3}$$

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、

【数35】

$$n' = n = 8.84 \times 10^7 I_0 \text{ cm}^{-3}$$

となる。

【0165】

3. イオン化プロセス

まず、図21のような5準位レベルを考えよう。ここで、 γ_1 、 γ_2 、 γ_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）、レベル2、レベル3、へ自然放射する確率であり、 γ_+ はレベル4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 $\gamma_+ = 1/\tau$ である。レベル+はイオン化状態（密度 N_+ ）を表す。 γ_+ は誘導遷移確率であり、 $\gamma_+ = c n$ と表される。ここで、 σ は吸収断面積である。以下しばらくは、静止系を表す γ を省略して表現する。さらに、 γ_2 、 γ_3 は γ_+ 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。

【0166】

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 、 N_4 、 N_+ とすると、

【数36】

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

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

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

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 γ_2 、 γ_3 と考えられるので γ_1 も省略する。

【0167】

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。図22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：

【数37】

$$N_1^1 = N_1^0 (1 + \exp(-2/T_1)) / 2$$

$$N_4^1 = N_1^0 (1 - \exp(-2/T_1)) / 2$$

$$N_+^1 = 0$$

となる。

【0168】

領域IIの解は $\gamma_+ = \gamma_+/2$ と書き直せば、減衰時定数をそれぞれ $\tau_0 = 0$ 、 $\tau_1 = \tau_+ + (\tau_+^2 + \tau_1^2)^{1/2}$ 、 $\tau_2 = \tau_+ - (\tau_+^2 + \tau_1^2)^{1/2}$ 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。

【0169】

【数38】

$$N_1^2 = (N_1^1 + N_4^1 / \gamma_+) \exp(-\tau_2 T_2)$$

$$N_4^2 = (N_1^1 / \gamma_+) \exp(-\tau_2 T_2)$$

$$N_+^2 = N_1^0 - (N_1^1 + N_4^1 / \gamma_+ + N_1^1 / \gamma_+) \exp(-\tau_2 T_2)$$

10

20

30

40

50

が得られる。ただし、 $\exp(-\lambda_2 T_2) \approx 0$ と近似した。

【0170】

さらに、 $\lambda_1 \approx 0$ と近似すると、 $N_1^1 = N_1^0 + \dots$ 、 $N_2^1 = \dots$ とみなすことができ、最終的にはつぎの式が得られる。

【0171】

【数39】

$$\begin{aligned} N_1^2 &= N_1^1 \exp(-\lambda_2 T_2) \\ &= (N_1^0 / 2) (1 + \exp(-2\Gamma T_1)) \exp(-\Gamma T_2) \end{aligned}$$

$$N_4^2 = 0$$

$$\begin{aligned} N_+^2 &= N_1^0 - N_1^1 \exp(-\lambda_2 T_2) \\ &= N_1^0 - (N_1^0 / 2) (1 + \exp(-2\Gamma T_1)) \exp(-\Gamma T_2) \end{aligned}$$

10

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。

【0172】

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、

【数40】

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

20

である。ただし、 $T = T_1 + T_2$ とおいた。

【0173】

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、

【数41】

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

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、 $2M\Gamma T = t' = t / \dots = 0.98 \times 10^{-8} \text{ s}$ とおけるから、

30

【数42】

$$= 5.1 \ln 10 / t' = 1.17 \times 10^9$$

となる。

【0174】

$T_1 = 0.14 \text{ ns}$ (静止系) を代入すると $\cosh(\Gamma T_1) = 1.013$ が得られる。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、

【数43】

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

が得られる。

【0175】

・誘導遷移確率 と吸収断面積

第3の実施形態において述べたように、誘導遷移確率 $\sigma = c n \dots$ あるいは $I B g(\dots) / c$ と表される。ここで、 n は光子密度、 I は光子エネルギー束、 B は吸収断面積、 B はアインシュタインのB係数、 $g(\dots)$ は形状関数と呼ばれるものである。

【0176】

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。第4の実施形態の場合には、ドップラー広がりにより決まり、 H^0 ビームの速度広がりを半幅 $\Delta p / p = 1 / 1000$ として次のようなスペクトル幅と考えられる。

【0177】

40

50

【数44】

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 = 2.84 \times 10^{-12}$$

したがって、吸収断面積はガウス型の形状関数を用いて、

【数45】

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

となる（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、及びレーザー学会：レーザーハンドブック（1982年）オーム社、p.259参照）。 10

【0178】

必要とされる誘導遷移確率 $\sigma_0 = c n_0 \sigma' = 1.33 \times 10^9$ とレーザー出力と光子密度の関係式 $n_0 \sigma' = 8.84 \times 10^7 I_0 / c \text{ m}^{-3}$ から、

【数46】

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

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4.07kW（デューティを0.18であることを考慮すれば平均732W）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に留意する必要がある。つまり、通常の透過率0.1の出力反射鏡によるレーザー装置と比較すれば73W相当といってもよいことになる。 20

【0179】

また、このレーザー出力は、非イオン化率（ビームスピン率ではない）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。

【0180】

4.まとめ

以上のとおり、レーザー出力の更に一層の低減化を図った第4の実施形態は、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による共鳴励起法とを組み合わせたイオン化法を用いたアイオナイザーである。 30

【0181】

アンジュレーター磁場は、磁場0.4T、周期長50cm、周期数14、長さ7m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50cmと磁極間距離20cmの2.5倍としたため容易に作ることが出来る。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1T、 $L_1 = 6 \text{ cm}$ のものが採用できれば（第3の実施形態参照）ライマンシリーズのL α 線（102.53nm、レーザー光は511.83nm）が利用でき、吸収断面積が約3倍大きくなることから（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.32参照）、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。 40

【0182】

また、相対論的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、速度幅が幅を狭くできれば、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 50

減らすことができる。

【0183】

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732W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)が良い。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LiYF₄:Tm³⁺(453nm)固体レーザーや現在、原子力研究所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H⁰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。

10

【0184】

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、ローレンツ電場や相対論的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(486nm)などレーザーへの制約を大幅に軽減した入射装置用アイオナイザーを案出できた。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。そして、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。

20

【0185】

【発明の効果】

本発明は以上のとおり構成されており以下のような効果を奏する。

【0186】

本発明の第1の局面においては、磁場発生手段は相対論的速度で入射されるH⁻イオンに直交する強い磁場を発生し、H⁻イオンから電子をストリップして中性化するので、フォイルを用いない構成で低放射化が可能になる。

【0187】

本発明の第2の局面においては、磁場発生手段とレーザー光入射手段とは、共働して、入射レーザー光を入射H⁰ビームに衝突、吸収させ及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記のローレンツ力によりH⁺イオンにイオン化するので、フォイルを用いない構成で低放射化が可能になる。

30

【0188】

本発明の第3の局面においては、テーパード・ウイグラーを用い、且つ当該テーパード・ウイグラーの前段に設けられた電磁石により入射されるH⁻イオン・ビームを前記テーパード・ウイグラーの中央部に導かせるので、本発明の第1の局面と同様にフォイルを用いない構成で低放射化が可能になり、その上、ビームに収束性を与えつつ、また、磁場による曲がりの影響を抑えつつ直進させることができる。

40

【0189】

本発明の第4の局面においては、テーパード・ウイグラーと光共振器とは、共働して、ウイグラー磁場において、光子密度を増したレーザー光を入射H⁰ビームに相対論的速度で衝突させ及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記のローレンツ力によりH⁺イオンにイオン化するので、本発明の第2の局面と同様にフォイルを用いない構成で低放射化が可能になり、その上、荷電変換装置に入射されるレーザー光の出力の効率化と低減化を図ることが可能となる。

【0190】

本発明の第5の局面においては、ウイグラー磁場を発生する磁場発生手段と光共振器とは、共働して、ウイグラー磁場において、光子密度が増幅されたレーザー光を入射H⁰ビーム

50

に相対論的速度で衝突させ当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起し、及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記の発生されたローレンツ電場により H^+ イオンにイオン化するので、本発明の第2及び第4の局面と同様にフィルムを用いない構成で、その上偏向角に起因するビームスピルが無くなるので第2及び第4の局面におけるより一層の低放射化が可能になる。

【0191】

本発明の第6の局面においては、磁場発生手段がアンジュレータ磁場を発生し、当該磁場発生手段と光共振器とは、共働して、前記アンジュレータ磁場において、光子密度が増幅されたレーザー光を入射 H^0 ビームに相対論的速度で衝突させ当該 H^0 を所望の主量子数まで共鳴励起し、及び相対論的ドップラー効果により励起し、且つ前記の発生されたローレンツ電場により H^+ イオンにイオン化するので、第2、第4及び第5の局面と同様にフィルムを用いない構成による放射化の低減と、ビーム偏向角に起因するビームスピルが無くなるので第2及び第4の局面におけるより一層の低放射化が可能になる上に、荷電変換装置に入射されるレーザー光の出力の低減化を一層図ることが可能となる。更に、この荷電変換装置を陽子蓄積リングの入射装置に使用しても周回しているイオンへ悪影響を与えない。

10

【図面の簡単な説明】

【図1】本発明の第1の実施形態による荷電変換装置を適用した最も単純なリングの入射装置の概念図を模式図で示す。

【図2】 H^- イオンから電子をストリップして中性化する飛程を、それに必要な磁場の関数として示すグラフである。

20

【図3】本発明の第1の実施形態に従ったローレンツ力により H^- を中性化する電子ストリッパの配置例を示し、a)は中性化電磁石を外置きする構成を、b)はリング内を周回する H^+ ビームを偏向させる偏向電磁石に電子ストリッパの機能を兼ねさせる構成を示す。

【図4】本発明の第1実施形態によるウイグラー磁場を生じるアイオナイザーの一構成例を示す。

【図5】電場強度とイオン化確率の関係を表すグラフである。

【図6】本発明の第1の実施形態による光励起イオン化法を説明するための図であり、a)は H^0 の光励起を説明するための模式図であり、b-1)及びb-2)は H^0 とレーザー光との相互作用の効率を上げるためのリサークレーションの構成例を示す。

30

【図7】本発明の第2の実施形態による荷電変換装置を適用した入射装置の配置図を示す。

【図8】本発明の第2の実施形態によるテーパード・ウイグラーを示し、a)にその構成例を模式的に、b)はその磁場分布を、及びc)は中性化位置と偏向角をそれぞれ示す。

【図9】本発明の第2の実施形態によりウイグラー磁場を生じるアイオナイザーの一構成例を示す。

【図10】本発明の第2の実施形態による光共振器の一例である凹面-凸面構成のファブリー・ペロー共振器を示す。

【図11】本発明の第2の実施形態による光共振器用真空チャンバーの構成例を示す。

40

【図12】本発明の第2の実施形態の光共振器50の光軸の傾きとミラー径を説明するための図である。

【図13】図11の光共振器50における光の交叉とその断面を示す図である。

【図14】本発明の第3の実施形態による荷電変換装置を適用した入射装置の配置図である。

【図15】本発明の第3の実施形態における荷電変換用磁場配位(ウイグラー磁場)と荷電変換位置等を示し、a)は磁場分布を、b)は荷電変換位置と偏向角を、c)は荷電変換位置と偏位を、d)は入射ビームと荷電変換ビームを、e)はビーム荷電変換とビームスピルをそれぞれ示す。

【図16】本発明の第3の実施形態によるアイオナイザーにおける中性ビーム H^0 と光子

50

との相互作用について説明する図であり、a) は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、b) はウイグラー磁場の分布を、c) はイオン化位置と偏向角を、d) は光子密度とイオン化ビームをそれぞれ示す。

【図17】本発明の第3の実施形態における光共振部の概念図である。

【図18】本発明の第3の実施形態におけるイオン化プロセスを説明するための順位レベル図である。

【図19】本発明の第4の実施形態によるアイオナイザーの荷電変換用磁場配位（アンジュレーター磁場）とその作用を示し、a) はその磁場分布を、b) はイオン化地点と偏向角をそれぞれ示す。

【図20】蓄積リング及び入射装置に組み込まれた状態における第4の実施形態のアイオナイザーの基本構成を概略的に示す。 10

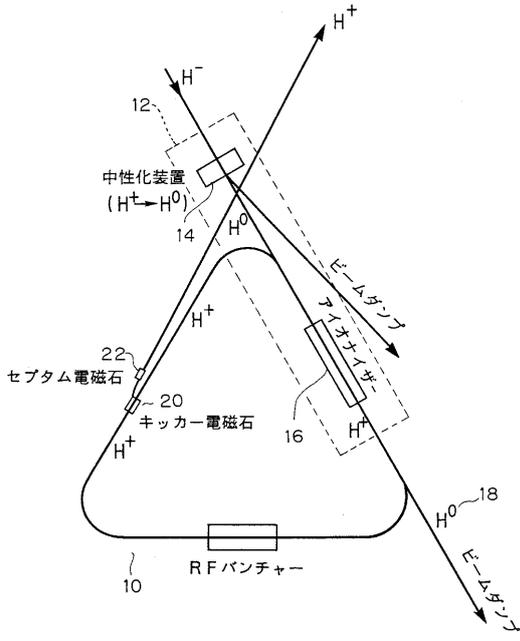
【図21】本発明の第3の実施形態におけるイオン化プロセスを説明するための順位レベル図である。

【図22】本発明の第3の実施形態におけるイオン化プロセスを説明するための図であり、a) はアンジュレーター半周期と領域I及びIIの関係を示し、b) はレート方程式の解を模式的に示す。

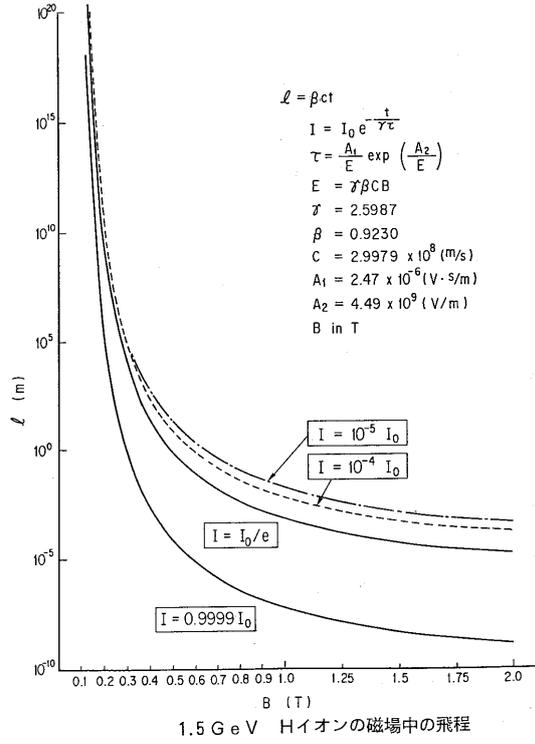
【符号の説明】

- 10、110、410、810 リング
- 12、112、412 入射装置
- 14 中性化装置 20
- 16、116、416、816 アイオナイザー
- 30 偏向電磁石
- 32 中性化電磁石
- 40、940 超伝導電磁石
- 50、750、804 光共振器
- 52 凸面鏡
- 54 凹面鏡
- 58、754、 M_1 、 M_2 、 M_3 、 M_4 鏡
- 62、64、66 ミラー
- 82、84 電磁石 30
- 114、414、814 ニュートラライザー
- 118 4重極電磁石
- 120 テーパード・ウイグラー
- 710 レーザー発振部
- 712 フラッシュランプ
- 802 アンジュレーター

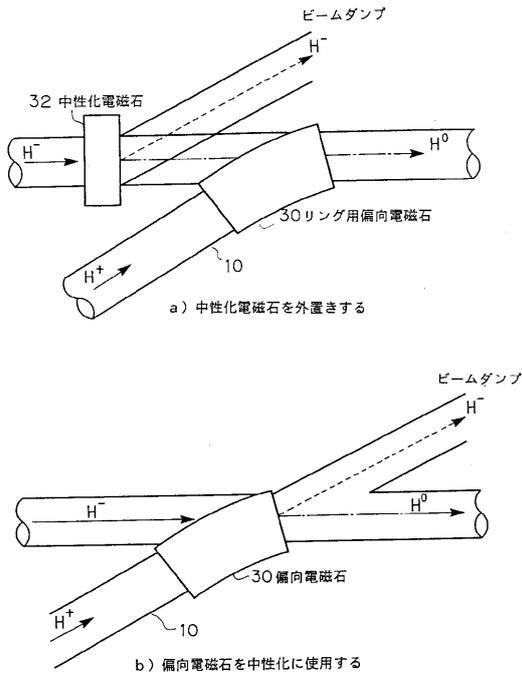
【図1】



【図2】

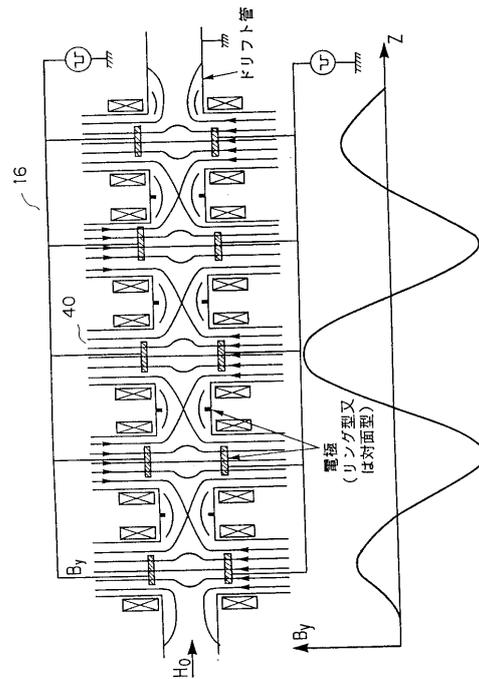


【図3】

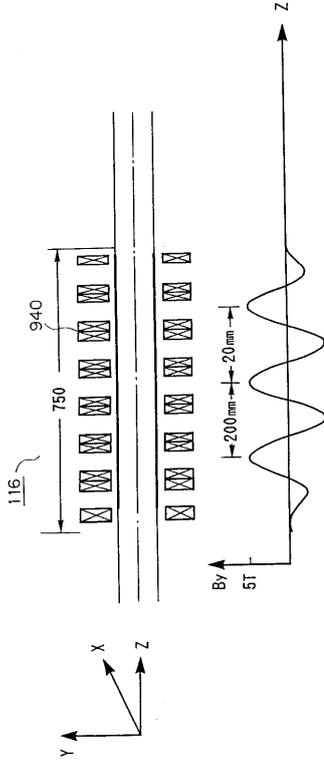


ローレンツカによる中性化

【図4】

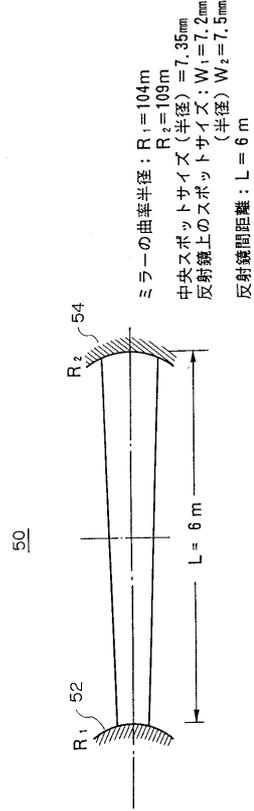


【 図 9 】



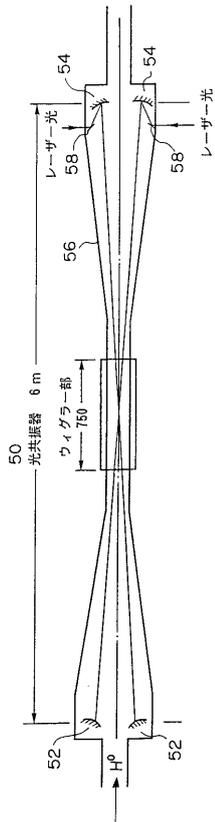
ウィグラー電磁石とウィグラー磁場

【 図 10 】



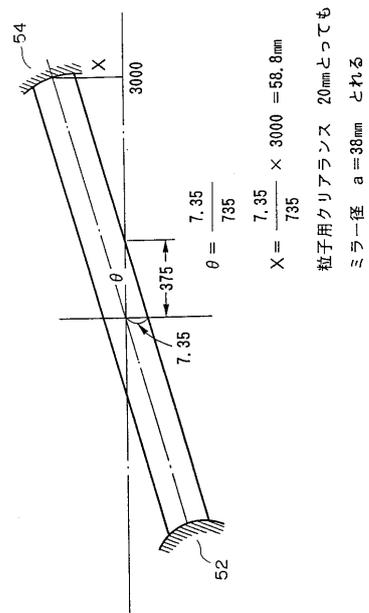
凹面-凸面構成のファブリー・ペロー共振器

【 図 11 】



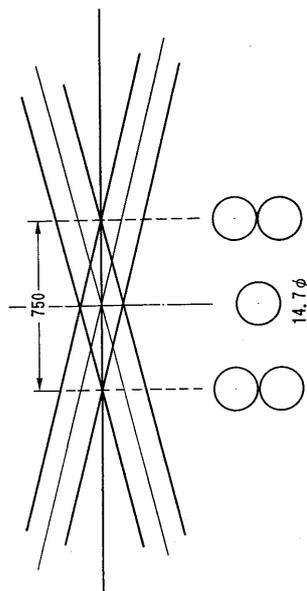
共振器用真空チェンバー XZ面

【 図 12 】



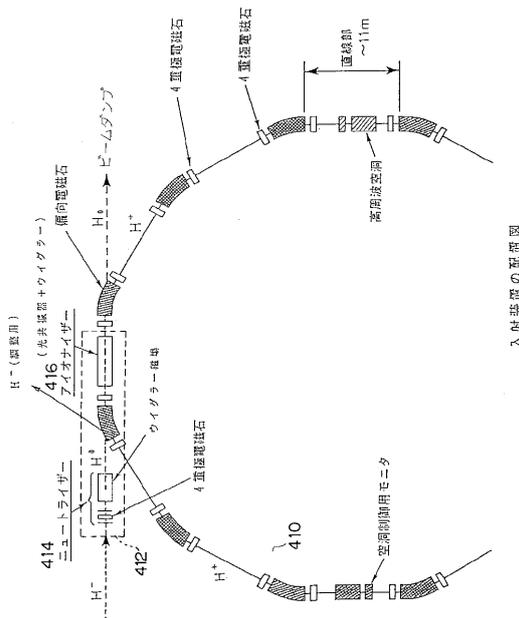
光軸の傾きとミラー径

【 図 1 3 】



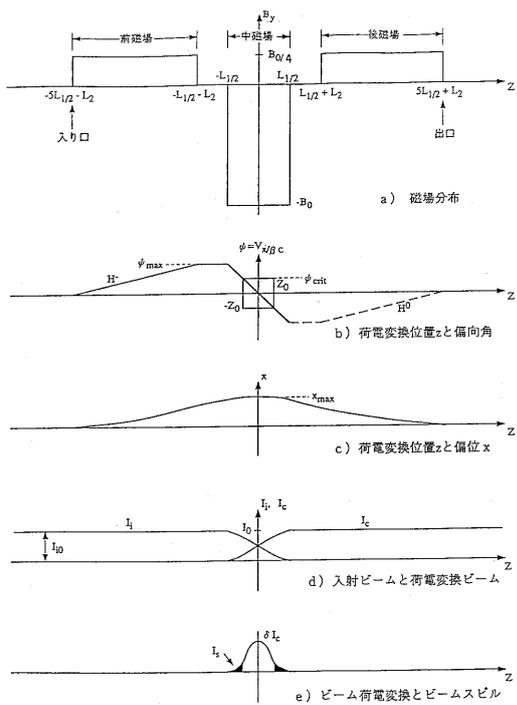
光の交叉とその断面

【 図 1 4 】



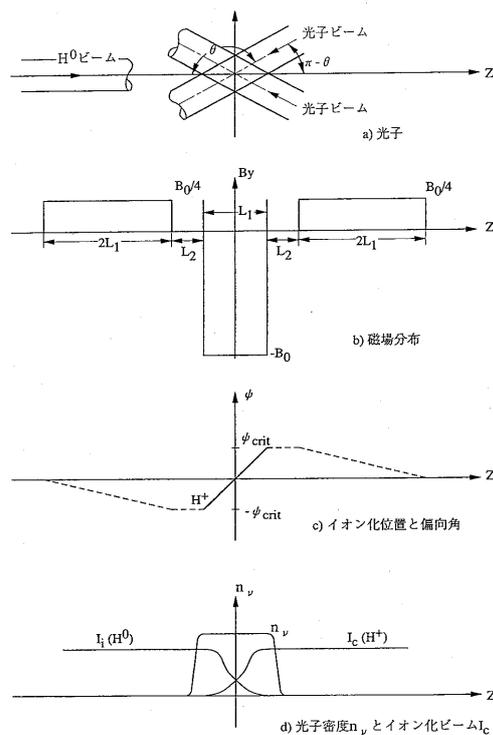
入射装置の配置図

【 図 1 5 】



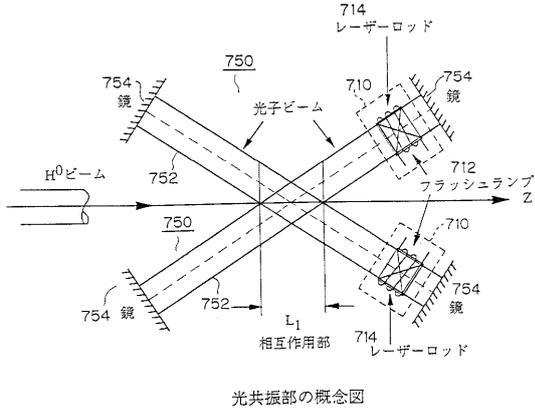
荷電変換用磁場配位

【 図 1 6 】

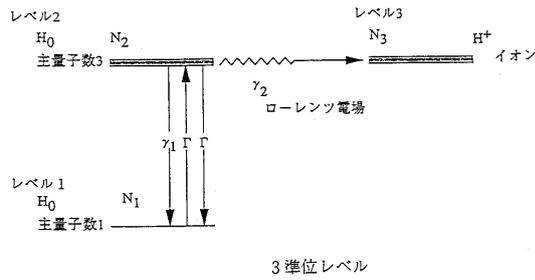


光共振器とウイグラー磁場

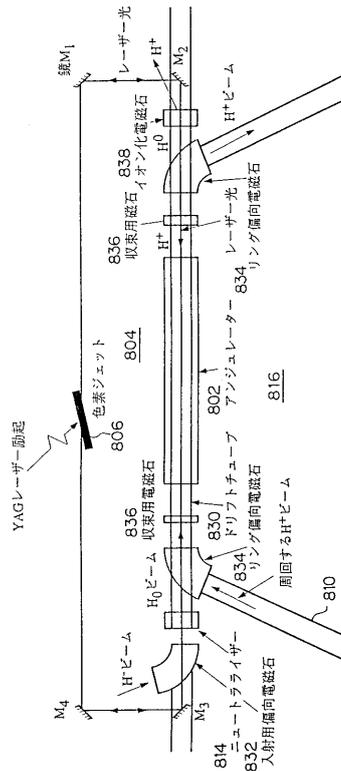
【 図 17 】



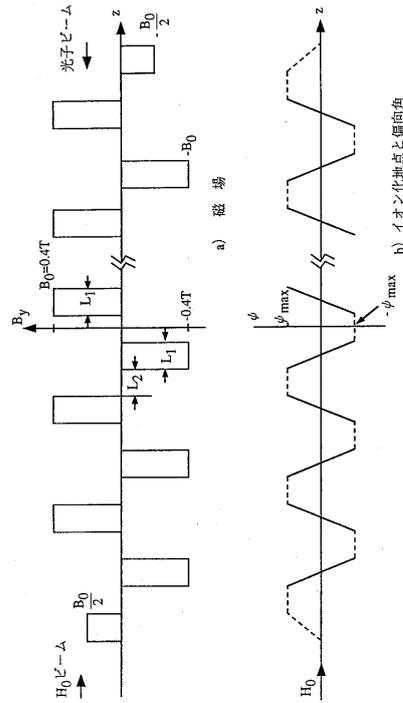
【 図 18 】



【 図 20 】

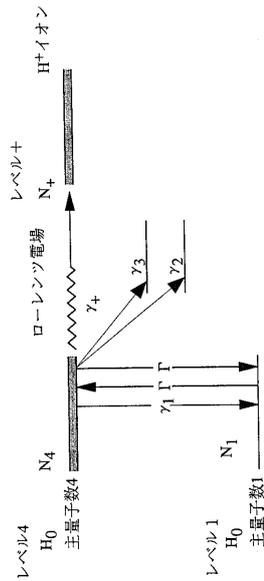


【 図 19 】

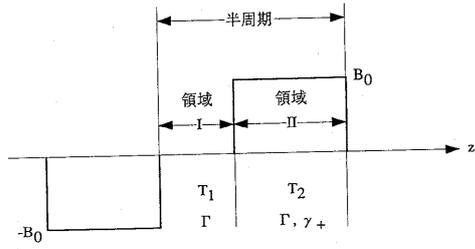


アンジュレータ-磁場と偏向角
($L_1=15\text{cm}$, $L_2=10\text{cm}$, 周期数14, 全長7m)

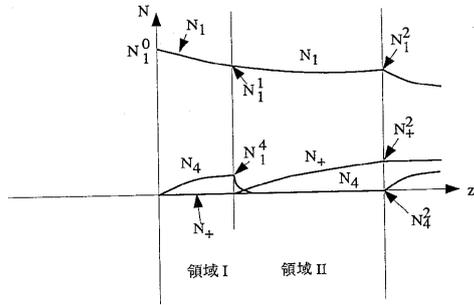
【 図 21 】



【 図 2 2 】



a) アンジュレーター半周期と領域



b) レート方程式の解

イオン化プロセス (半周期)

フロントページの続き

特許法第30条第1項適用 JAERI - Research 97 - 067 「陽子蓄積リング用入射装置の最適設計」

(72)発明者 鈴木 康夫

茨城県那珂郡東海村白方字白根2番地の4 日本原子力研究所東海研究所内

審査官 中塚 直樹

(56)参考文献 特開昭63-125000(JP,A)

(58)調査した分野(Int.Cl.⁷, DB名)

G21K 1/14

G21G 1/04

H05H 13/04

JICSTファイル(JOIS)