

# 負水素イオンビーム入射

## 1. はじめに

陽子加速器の主流は、線形加速器と円形加速器による多段構成の加速器である。イオン源で発生した粒子を線形加速器(リニアック)であるエネルギーまで加速し、ビームとして後段の加速器に輸送する。そのビームは、円形加速器に入射され、ビームを蓄積・成形、もしくは蓄積・成形・加速を行い、出射し実験施設やさらなるエネルギー加速を行う後段の加速器に輸送される。一般的に、蓄積・成形を行うリングをストレージリング、加えて加速を行うリングをブースターリングと呼ぶ。ストレージリングはリング内の主電磁石は静磁場の磁石によって構成されており、ビーム加速を行わずにビーム入射・ビーム成形が終わるとすぐにビームを出射する。ブースターリングは、ビーム加速に伴いリング内の主電磁石の磁場が変化する(動磁場)シンクロトロン加速器であるが、ビーム入射・成形・加速・出射を速い繰り返しで行う(Rapid Cycling)加速器である。さらにエネルギーを増強する場合には、後段の加速器へと輸送される。後段の加速器では、実験に使用する用途に応じて、シンクロトロンリング、シンクロトロンリング+ストレージリング(コライダーリング)がある。線形加速器とストレージリングで構成された大強度の陽子加速器施設としては、米国 SNS 加速器[1]が代表的である。また、線形加速器とブースターリングで構成された大強度の陽子加速器施設としては、英国 ISIS 加速器[2]と日本の J-PARC 3GeV RCS があり、RCS の後段には 50GeV MR がある[3]。

日本における陽子ビームを用いた研究拠点を目指す大強度陽子加速器施設 J-PARC は、線形加速器、3GeV Rapid Cycling Synchrotron(RCS)、50 GeV Main Ring(MR)の3つの加速器から構成された多段構成の加速器群である。筆者はこの J-PARC を研究舞台として研究開発に従事しており、本講義では 3GeV RCS 加速器を題材とし講義

を行う。J-PARC の詳細は、今回の OHO の小関忠先生の教科書を参照していただきたい。

陽子加速器ではビーム損失が生じると電磁石やビームダクト等の加速器構成機器は放射化してしまう。それは同一出力の電子ビームによる放射能濃度と比較して 100 倍程度もしくはそれ以上とされている[4]。加速器構成機器の保守を目的として、加速器トンネル内で作業を行うが、ビーム損失によって構成機器が高放射化された場合には、立ち入っての作業は不可能となる。そのため、ビーム損失を局所化させるためのビームコリメータ以外のリング内のビーム損失量は厳しく制限されており、経験値より 1W/m のビーム損失が生じると 1mSv/h の残留放射能が生じると言われている。もちろん、粒子のエネルギーや材質によって生成される放射性核種は異なるため、上記の数値は目安である。大強度陽子加速器では、リングやビームコリメータで許容可能なビーム損失量は一定であるため、ビーム増強するにつれて許容可能なビーム損失率は低くなる。しかし、ビーム増強するにつれて、空間電荷効果など大強度特有のビーム損失起源が増大する。そのため、ビーム出力はビーム損失によって制限され、ビーム損失起源の同定、ビーム損失抑制が大きな研究テーマとなる。

本講義では、大電流・大強度の陽子ビームを生成するために必須である負水素イオンビーム入射について解説していく。なぜ、水素イオン(陽子)入射ではなく、負水素イオン入射なのかを双方のビーム入射の概念を紹介しながら解説する。また、負水素イオン入射における考慮すべき点などを、RCS におけるビーム入射システムを題材として解説する。そして、大電流・大強度の陽子ビーム生成に向けて必要である横方向ペインティング入射に関して説明する。最後にビーム入射の調整手法に関して、RCS におけるビーム試験の結果を用いて紹介する。

## 2. 負水素イオン入射

線形加速器からビーム入射を行い、蓄積・成形を行うという点においては、ストレージリングもブースターリングも同様である。ブースターリングでは、線形加速器であるエネルギーまで加速されたビームを入射する。縦方向(時間方向)に関して言えば、バケット-バケット入射と断熱捕獲入射があるが、本講義では議論しない。RCS ではバケット-バケット入射を採用しており、その入射ビームをRFバケツで捕獲し、パンチ化(成形)する。1パルスのビーム入射後、周回してきたビームの上にさらにビーム入射を行い、それを多周回にわたって行うことによってリング内のビーム電流を増加させ、大電流ビームを生成する。このような入射方式をマルチターン入射(多重入射)と呼ぶ。線形加速器から入射されるビームのピーク電流とパルス幅が一定であれば、入射回数によってリング内の総電流が決まり、それは入射回数にほぼ比例する。完全に比例しない理由としては、入射時はビーム損失を引き起こす要因が多いためであり、要因の一部に関しては本講義内でも議論する。

### 2.1. 水素イオン $H^+$ 入射

水素イオン  $H^+$ 入射では、入射ビームと周回ビームの電荷が同じであるため、同じ軌道や位相空間にビームを入射することができない。それは電磁石によってビーム軌道を曲げてビーム入射を行うが、同じ電荷を持つ粒子が同じ電磁石を通過する際の運動方程式は同じであるため、位相空間座標(位置  $\mathbf{x}$ , 傾き  $\mathbf{x}'$ )の初期値が異なれば、通過後の位相空間座標も異なるためである。その水素イオン入射システムの概念図を図 2.1 に示す。図のようなリング内に設置された 4 つのバンプ電磁石(SB1-4)と入射ビームラインに設置された 1 つのセプタム電磁石(SEP1)による入射システムを考える。バンプ電磁石によってリング内に局所的なバンプ軌道を立ち上げ、入射ビームはセプタム電磁石で曲げられて入射される。最初の入射はリング内の中心軌道に乗るように SB4 で曲げられて入射されるが、周回してきたビームがセプタム電

磁石に当たらないように、バンプ軌道を下げて次のビームが入射される。そのため、入射ビームはリング内の中心軌道のまわりの横方向にベータトロン振動しながら周回する。そのため、周回ビームはより大きなビームを形成することになり、セプタム電磁石との衝突を避けるため、バンプ軌道をさらに下げる必要がある。もし、セプタム電磁石でビームが衝突・損失した場合、その電磁石は高放射化してしまう。その結果、極力ビーム損失が生じないように、周回ごとにバンプ軌道を大きく下げていくため、ある周回数までしかビーム入射を行うことができず、入射回数は大きく制限されてしまう。また、同じ位相空間上にビームを多重重ね合わせることができないため、位相空間内の粒子分布を制御することができない。大強度ビーム特有のビーム損失起源である空間電荷効果によるビーム発散は粒子分布に依存することから、大強度ビーム出力達成にはその制御は重要である。

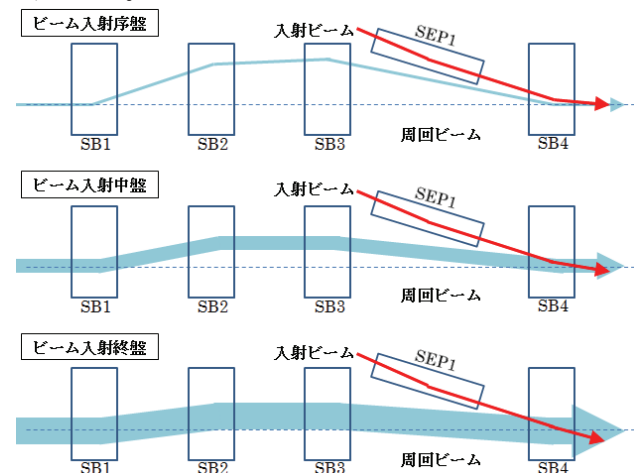


図 2.1 水素イオン入射システムの概要図

### 2.2. 負水素イオン $H^-$ 入射

イオン源で陽子に二つの電子を付加した負水素イオン  $H^-$ 粒子を線形加速器で加速し、後段のリングへと輸送する。リングの入射点に設置された荷電変換膜によって、負水素イオンの電子を二つはぎ取り、陽子に変換してリング内にビームを入射する。入射ビームと周回ビームの電荷が異なるため、同じ電磁石内を通過した際、各々のビームは異なる運動方程式を持つ。その結果、位相空間

座標の初期値が異なっても、入射後の位相空間座標を同じにすることができる。その負水素イオン入射システムを概念図を図 2.2 に示す。図のようなリング内に設置された 4 つのバンパ電磁石(SB1-4)、入射ビームラインに設置された 1 つのセプタム電磁石(SEP1)、1 つの荷電変換膜による入射システムを考える。入射ビームと周回ビームは異なる電荷を持っているため、偏向磁場中を通過した際に曲げられる方向が逆である。それを利用すると図 2.2 のように位相空間上の同じ位置と傾きにビームを重ねて入射することができる。その時に荷電変換膜で電子を 2 つはぎ取り、電荷を変換することで周回軌道にビームを重ねることが可能となる。この負水素イオン入射原理・手法による入射回数の制限はない。しかしながら、線形加速器の初段のイオン源や RFQ からの制限、リングがブースターリングの場合にはビーム加速に伴う周回ビームのエネルギーの増加からの制限がある。リング内の総電流は、線形加速器からのパルス当たりの総電流(ピーク電流とパルス幅)とリングへの入射回数(入射時間)によって操作可能である。

一方、負水素イオン入射はビーム損失の観点から注意しなければいけない点がある。その代表的なものとしては以下がある。

- ローレンツストリッピング
- 荷電変換
- 励起  $H^0$

これらに関しては、RCS における計算を例にして説明する。

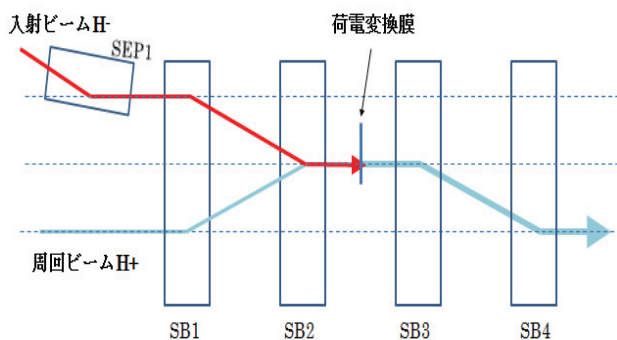


図 2.2 負水素イオン入射システムの概要図

### 2.3. ローレンツストリッピング

負水素イオン  $H^-$  の電子束縛エネルギーは 0.775 eV と非常に小さいため、磁場中で曲げられると電子が 1 つ剥ぎ取られ、 $H^0$  粒子へと変換されてしまう。これは負水素イオンビームのエネルギーと曲率半径に依存しており、乗り物の上に乗った物体がカーブで曲がった際に振り落とされる現象に似ている。 $H^0$  に変換された粒子は磁場による力を受けないため、大きく設計の軌道からはずれ制御不能なビーム損失へと繋がる。そのため、線形加速器からのビーム輸送システム、RCS の入射システムにおいて負水素イオンビームが通過する電磁石の磁場強度を制限し曲率半径を大きくするなど設計段階で考慮しなければならない。設計段階ではローレンツストリッピングによるビーム損失を 1W/m 以下となるように磁束密度の上限を設定した。RCS において 400MeV 入射、1MW ビーム出力時の入射ビームパワーは 133kW である。そのため、1m あたり許容可能なビーム損失の割合は、 $7.52E-06$  となる。安全をみて  $1.0E-06$  とした場合、磁極長 1m の偏向電磁石での磁束密度の上限は 0.55T 程度なる[5]。

### 2.4. 荷電変換

負水素イオン入射において重要な装置の一つは、荷電変換膜である。RCS では KEK の菅井勲先生が作成した HBC(Hybrid Boron mixed Carbon) 荷電変換膜[6]を使用している。入射ビームと周回ビームがこの荷電変換膜に衝突を繰り返すため、大強度出力 1MW におけるビーム入射時には 1600 から 2000K 以上になると想定され、高温状態で長寿命の荷電変換膜の開発は少ない頻度の交換を可能とし、ビームを長期にわたり安定に供給するためには重要であり、大きな研究テーマとなっている。ただし、本講義では、荷電変換膜に関して詳しい説明はしない。

荷電変換膜の厚さは、与えられた入射エネルギーのもとでの  $H^-$  から  $H^+$  または  $H^0$  への変換効率を決める。各々の反応断面積と経験式[7]から図 2.3 の結果が導出される。RCS では、設計入射エ

エネルギーは 400MeV であるが、現在は 181MeV のエネルギーで入射を行っている。そこで、反応断面積のデータが豊富な 200MeV の計算結果を主に示す。この図の計算式より、いくつかの厚さにおける荷電変換効率を表 2.1 に示す。荷電変換膜の厚さを大きくすれば、 $H^+$ への変換効率は上昇する。しかしながら、入射ビームと周回ビームが荷電変換膜に衝突を繰り返し、その都度各粒子はクーロン散乱、原子核散乱、エネルギー損失を生じ、ビーム損失起源となりうる。後述するペインティング入射により周回ビームを荷電変換膜から遠ざけ、衝突回数を抑える手法を用いるが、一回の衝突あたりの散乱角は荷電変換膜の厚さによるため、散乱の観点からは極力薄くした方がよい。しかし、変換されなかった  $H^0$  や  $H^-$  もビーム損失の起源となるため、ビーム廃棄ダンプなどに導く必要がある。加えて、荷電変換膜を通過後、 $H^0$  は励起状態となり、ある確率で  $H^+$  に変換され、制御不可能な  $H^0$  も存在する。その結果、荷電変換膜の厚さは、散乱によるビーム損失、励起  $H^0$  によるビーム損失、ビーム廃棄ダンプの容量などを総合的に考慮して設計される。ビーム試験開始時は、ビーム電流やビーム入射の繰り返しも低いいため、 $260 \mu g/cm^2$  の厚さの荷電変換膜を使用していた。現在、 $120kW$  で運転しているが、入射部でのビーム損失起源が荷電変換膜におけるクーロン散乱であることが実験とシミュレーションで明白となったため、現在は設計の  $200 \mu g/cm^2$  の厚さの荷電変換膜を使用している。散乱によるビーム損失の結果に関しては、3章の RCS のビーム入射調整で述べる。

表 2.1 入射エネルギー200MeVにおける荷電変換膜厚と変換効率の計算結果

厚さ( $\mu g/cm^2$ )	$H^+$ (%)	$H^0$ (%)	$H^-$ (%)
100	92.027	7.933	0.04
150	98.226	1.773	0.001
200	99.60637	0.3936	$10^{-5}$
260	99.93538	0.06462	$10^{-7}$
500	99.99995	$4.7 \times 10^{-5}$	$10^{-15}$

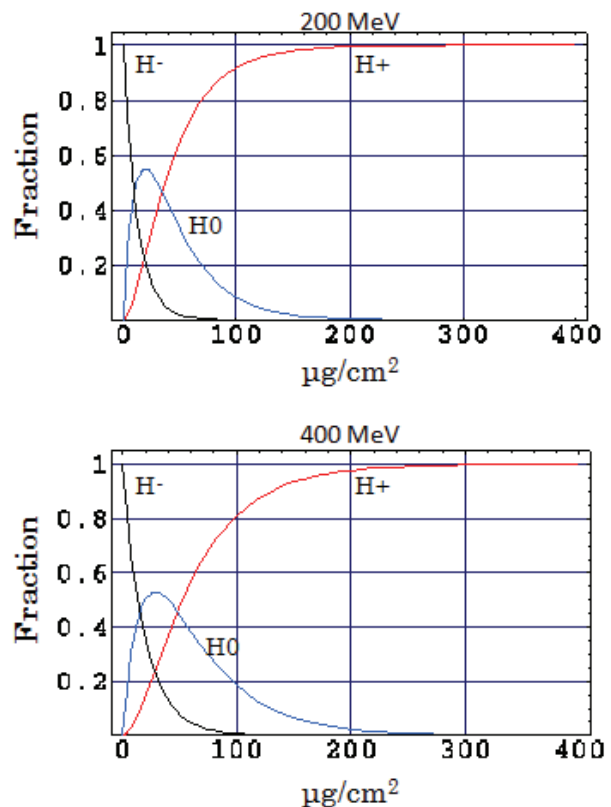


図 2.3 荷電変換膜厚と変換効率

## 2.5. 励起 $H^0$

負水素イオン入射では、 $H^-$  を  $H^+$  に荷電変換して入射を行うが、その際荷電変換膜の厚さによって変換されなかった  $H^0$  や  $H^-$  の割合が決まる。荷電変換膜を通過して変換されなかった  $H^0$  は励起状態となる。しかもその励起レベルは多岐にわたり、その励起レベルと雰囲気磁場によって異なった生存時間で  $H^+$  へ崩壊する[8]。これは磁場中で曲げられ始める位置にばらつきがあることを意味する。RCS では、第 2 の荷電変換膜、第 3 の荷電変換膜を用いることで荷電変換できなかった  $H^0$  や  $H^-$  を  $H^+$  へと変換し、その  $H^+$  をビーム廃棄ダンプに導くことでビーム損失を局所化し、加速器構成機器の放射化を極力抑える手法を採用している。しかし、第 1 の荷電変換膜を通過した励起  $H^0$  が第 2 の荷電変換膜に到着する前に雰囲気磁場によって  $H^+$  に崩壊した場合には制御不能なビーム損失につながる。 $H^-$  ビームが荷電変換膜を

通過する際に生成された励起  $H^0$  ビームの雰囲気磁場に対する寿命の計算結果を図 2.4 に示す。この計算に用いた雰囲気磁場は、バンブ電磁石の設計磁場 16T である。各励起レベルに対する寿命と各エネルギーにおける第 2 荷電変換膜に到達するまでの時間を図中に示している。 $n \geq m$  の励起レベルにある  $H^0$  の存在比は次式で表わされる。

$$\text{Loss\%} = \frac{\sum_{n=m}^{\infty} \frac{1}{n^3}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3}} \quad (2-1)$$

これより、 $n \geq m$  の励起レベルにある  $H^0$  の存在比を求めると 181MeV では、生成された  $H^0$  に対して約 1%となる。現在使用している荷電変換膜の厚さを設計値  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  とすると、 $H^0$  は 0.4% であり、そのうちの 1%が制御不能なビーム損失へと繋がる。181MeV 入射時では少なくとも 300kW のビーム出力を目指しており、その 300kW の入射時の出力は 18.1kW であるため、0.7W の制御不能なビーム損失が生じることになる。しかしながら、この励起  $H^0$  の崩壊はそれぞれ崩壊位置が異なるため、ある一か所に局所的にビーム損失を起こすわけではない。そのため、1W/m のビーム損失の観点からすると許容範囲内であるが、安全上の観点から現在の荷電変換膜の厚さが設計されている。

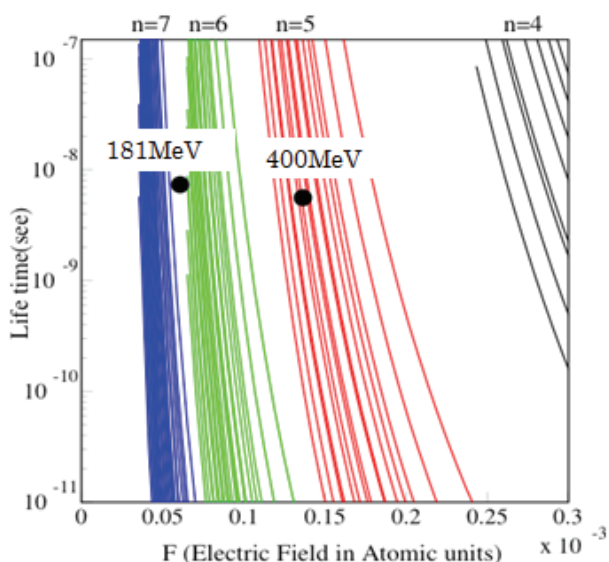


図 2.4 励起  $H^0$  の磁場中での寿命

## 2.6. 横方向ペインティング入射

ビーム電流を増強し大電流ビームを作り出すこととは、限られた実空間内に粒子を詰め込むことである。そのため、大電流ビームでは電荷密度が高くなり、粒子間の反発力が増大する。これによって、ビームは収束磁場(シンクロトロンでは主に四極磁場)による収束力が弱められたように感じる。この空間電荷効果によって、大電流ビームは低電流ビームとは異なった振る舞いをし、大きなビーム損失を生じる場合がある。陽子加速器では、機器の保守を可能とするためにもビーム損失による機器の放射化を抑えなければならない。大電流ビームになるにつれて、空間電荷効果などのビーム不安定要素が増大するにも関わらず、ビーム損失許容値は一定であるため、より低いビーム損失率が必須となる。この空間電荷効果に関する詳細は今回の講義 2 の發知英明先生の教科書を参照していただきたい。この空間電荷効果を緩和させる手法の一つとして、ペインティング入射がある。縦方向のペインティング入射に関しては、講義 2 の田村文彦先生の教科書を参照していただき、本講義では横方向のペインティング入射を解説する。

横方向ペインティング入射とは、入射軌道や周回軌道を時間的に変化させながら多重入射を行い、横方向(x, y)の位相空間上のビームを広げ、かつ粒子分布を制御することで電荷密度を小さくし、空間電荷効果を緩和させる入射手法である[9]。周回ビームのビーム軸を中心とした位相空間におけるペインティング入射の概略図を図 2.5 に示す。図中のように位相空間上においてあるエミッタンス領域(大きな楕円)にペイントバンブ電磁石の磁場を時間的に変化させることで、矢印の方向に位置や傾きを変化させながら入射ビーム(小さな楕円)を塗っていく。双方向ともに内から外へ塗っていくことを Correlated Painting、片方向が外から内へ塗っていくことを Anti-Correlated Painting と呼ぶ。RCS では、図のように垂直方向 y においてどちらの方向にも塗りながら入射できるように設計されている。Correlated Painting では、x と y のベータトロン振幅が同時に大きく

なっていくため、入射終了後は実空間上では矩形となる。また、Anti-Correlated Painting では、最初は  $y$  のベータatron振幅が大きく、 $x$  が小さいため、入射終了後は実空間上で楕円となる。RCS では、水平方向  $x$  はリング内の設置された4台のペイントバンブ電磁石を用いて、周回軌道を変化させながら入射し、垂直方向  $y$  は入射ラインに設置された2台のペイントバンブ電磁石を用いて、入射軌道を変化させながら入射することでペインティング入射を行っている。

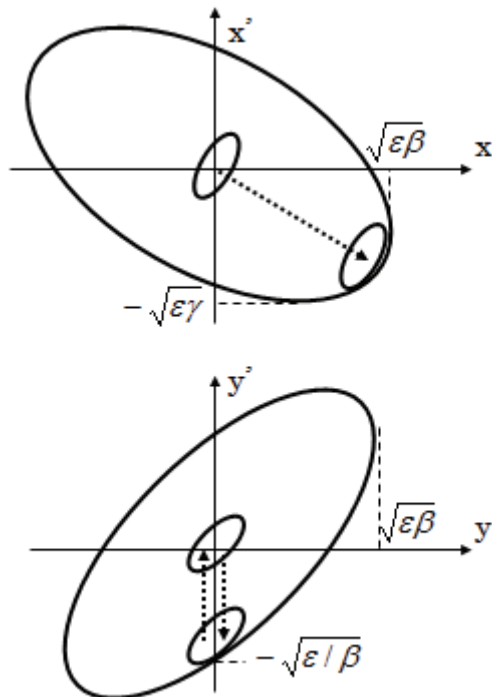


図 2.5 横方向ペインティング入射の概念図

## 2.7. RCS 入射システムの概要

この節では、J-PARC の 3 GeV RCS における負水素イオンビームの入射システムを説明する。また、大電流ビームを生成するために必須である RCS におけるペインティング入射についても解説する。

RCS の入射部を図 2.6 に示す。水平方向に関しては、入射ラインに 2 台のセプタム電磁石 (ISEP1,2)、廃棄ラインに 2 台のセプタム電磁石 (DSEP1,2)、リング内の 2 台の四極電磁石 (QFL,QDL) の間に 4 台のシフトバンブ電磁石 (SB1-4)、そのシフトバンブ電磁石の上下流に 2 台ずつのペイントバンブ電磁石 (PB1-4) を配置してある。垂直方向に関しては、入射ラインに 2 台のペイントバンブ電磁石 (PBV1,2) を配置してある。また、第一の荷電変換膜 (1st foil) を SB2 と SB3 の間に、第二の荷電変換膜 (2nd foil) を SB4 の間に、第三の荷電変換膜 (3rd foil) を SB4 の後に、各々配置している [10]。

RCS の入射の模式図を図 2.7 に示す。図中に示してあるように、LINAC から導かれてきた負水素イオンビーム  $H^-$  は、2 台のセプタム電磁石 (ISEP1,2) で曲げられ、QFL の off-center を通過し、さらに曲げられる。そのビームは、シフトバンブ電磁石 SB1 と SB2 によって曲げられ、1st foil に衝突する。その際、大半の負水素イオン  $H^-$  は 2 つの電子がはぎ取られ、水素イオン  $H^+$  へと変換される。荷電変換された粒子  $H^+$  は、シフトバンブ電磁石 SB3 と SB4 で曲げられ、リングへと入射される。181MeV の入射エネルギーでは、500msec の入射時間の間に 235 パルス入射され、大電流ビームを形成する。

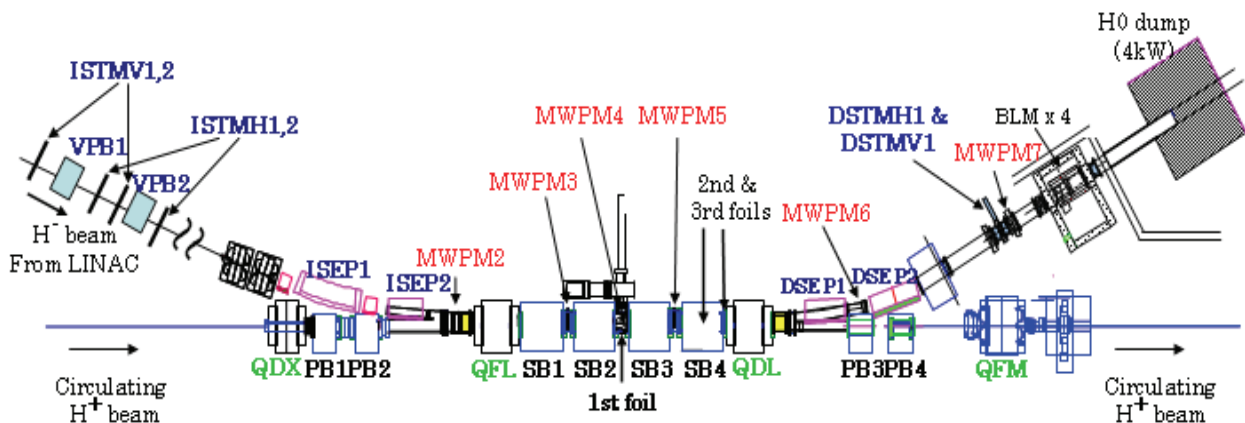


図 2.6 RCS 入射システムの概要

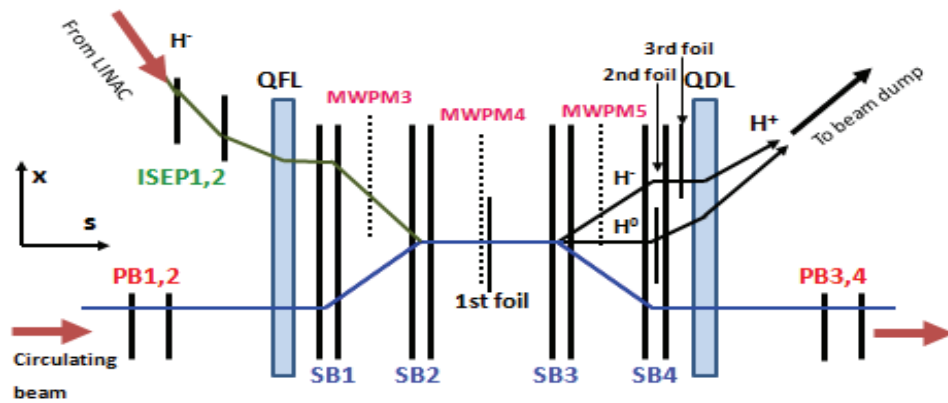


図 2.7 RCS 負水素イオン入射

また、1st foil で 1 つだけ電子がはぎ取られた  $H^0$  や 1 つも電子がはぎ取られなかった  $H^-$  ビームは、それぞれ 2nd や 3rd の foil で  $H^+$  へと変換され、2 台のセプタム電磁石(DSEP1,2)を用いてビーム廃棄ラインへと輸送される。2.4 節で述べたように RCS における設計の荷電変換効率は、99.6%であり、そうなるように 1st foil の厚さを決定している。

入射ラインや廃棄ラインに配置されたマルチワイヤプロファイルモニタ MWPM を用いて入射ビームのプロファイル(分布や重心)を測定する。密集した入射部にある主なモニタはこの MWPM である。各種電磁石の設定値に対するビーム重心などの応答をこの MWPM で測定し、入射ビームの軌道やプロファイルを調整する。入射に伴う様々調整手法に関しては後述する。

RCS の入射・廃棄ラインは、リング内の四極電磁石(QFL,QDL)のオフセットを通過し、そこで受ける蹴り角も利用して入射ならびに廃棄取り出しを行っている。そのため、リングにおけるベータトロン振動数などの光学系パラメータの調整で四極電磁石の設定値が変更された場合、入射軌道も変化するため、最調整が必要である。

図 2.7 では中心入射と呼ばれる同じ位相空間座標に多重入射行う手法を示して、RCS における負水素イオン入射について説明している。次は、RCS における横方向ペインティング入射に関して解説する。まず、RCS のリング内のアクセプタンスは  $486 \pi \text{ mm mrad}$  以上が確保されるようにリング内の光学系とアパーチャを決めている。そして、リング内に設置されたビームコリメータを  $324 \pi \text{ mm mrad}$  に設定することでリング内のビーム損失を局所化するように設計された。入射時

における設計のペインティングエリアは  $216 \pi \text{ mm mrad}$  でその領域に対して横方向ペインティングを行う。リング内のビーム損失やビームプロファイルからペインティングエリアも調整し小さくすることもある。その横方向ペインティング入射は、水平方向・垂直方向に対して独立に制御する。水平方向に関しては、4 台の水平ペイントバンプ電磁石を用いて、リング内の周回軌道に立てられたシフトバンプ軌道の上に立てる。その軌道に入射軌道を合わせる。そして、水平方向にペイントバンプ電磁石を時間的に変化させながら入射することで位相空間内に入射ビームを広げる。水平方向に関するペインティング過程とその位相空間を図 2.8、図 2.9 に示す。入射ビーム軌道は変化しないが周回軌道が変化することでビームがあるペインティングエリア内に広がっている様子がわかる。垂直方向に関しては、入射ラインに設置された 2 台の垂直ペイントバンプ電磁石を用いて、入射点において位置は変動させず、傾きだけを時間的に変化させることで位相空間内に入射ビームを広げる。垂直方向に関するペインティング過程とその位相空間を図 2.10、図 2.11 に示す。入射ビームの傾きを徐々に増やしていくのが Correlated Painting で、最初の傾きが一番大きく、徐々に減らしていくのが Anti-Correlated Painting である。リングの光学系を変更した場合、位相空間内の楕円が変化するため、入射点での twiss parameter に拘束条件をつけて計算したり、ペインティング入射の調整を再度行ったりする。

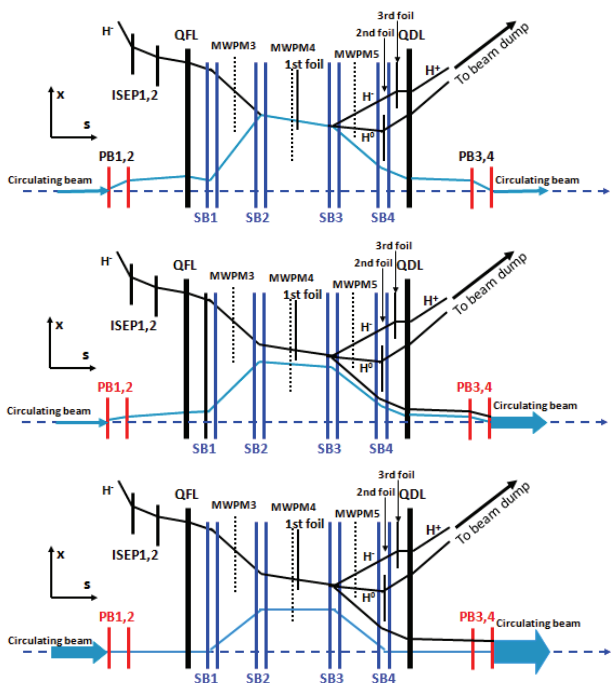


図 2.8 RCS 水平ペインティング入射過程

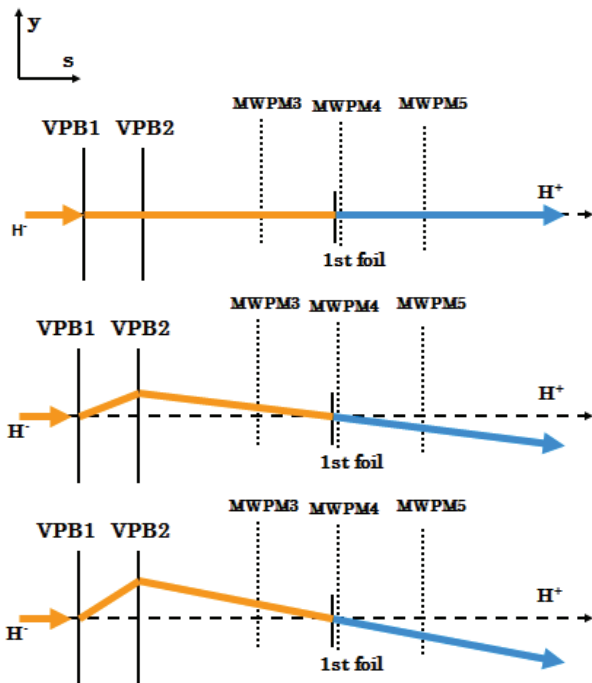


図 2.10 RCS 垂直ペインティング入射過程

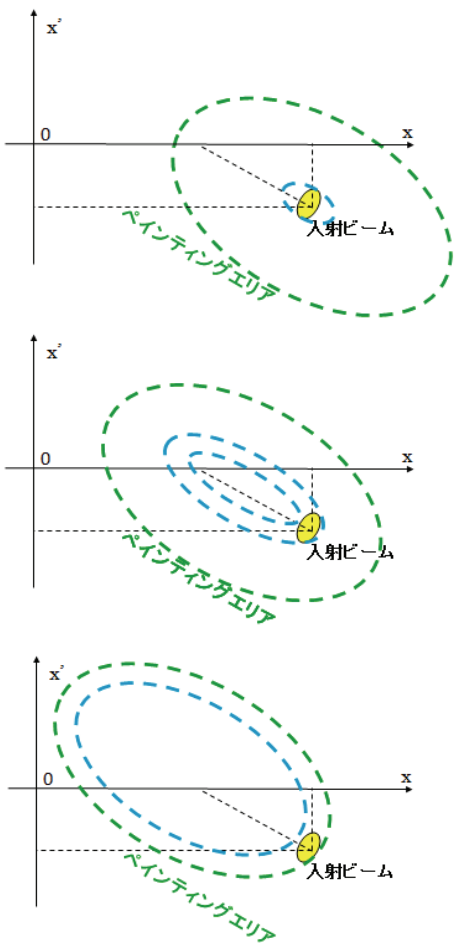


図 2.9 周回中心軌道から見た位相空間における水平ペインティング過程

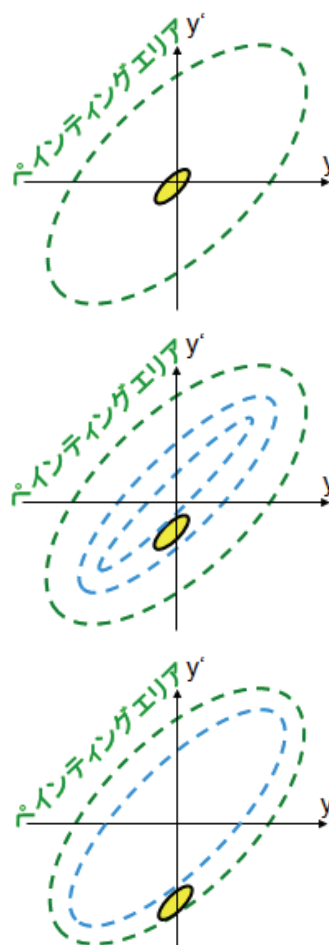


図 2.11 周回中心軌道から見た位相空間における垂直ペインティング過程



### 3. RCS におけるビーム入射調整

この章では、RCS における負水素イオン入射のビーム入射調整に関して、調整手法、実験結果、シミュレーションとの比較などを紹介する。

#### 3.1. 入射軌道制御

リング内の構成機器は周回中心軌道上に機器中心がくるように設置されている。しかしながら、リング内の構成機器の設置精度・個体差、リング外に設置されている電磁石からの漏れ磁場などの影響で周回閉軌道は、ずれを生じる。これは Closed Orbit Distortion(COD)と呼ばれる。このずれは軌道補正電磁石で補正するが、リング内に配置された補正電磁石やビーム位置検出器(BPM)にも精度や誤差があるため、設計の軌道でないことがある。また、入射ラインの電磁石やモニタにも同様のことが言え、設計の軌道で無い場合がある。周回軌道と入射軌道の関係を調整するためにも入射軌道の制御が重要となる。この節では、RCS の入射軌道の制御手法に関して紹介する[11]。

RCS では、水平方向に関してシフトバンプの高さを変えることで入射点での周回軌道と入射軌道を変えることができる。双方に逆方向に蹴られるため、バンプ軌道の高さを 1mm 変えると入射軌道との関係は 2 倍の 2mm 変化する。入射点で双方に大きな位置のずれがある場合には、シフトバンプ電磁石を調整することで制御することができるが、シフトバンプ電磁石では位置のみしか変更することができない。そのため、通常は入射ラインに設置されている 2 台のセプタム電磁石(ISEP1, ISEP2)を用いて入射軌道のみを調整して周回軌道とのずれを補正する。また、逆にビームを広げるためにそのずれを大きくする場合もある。このような調整を行うために、セプタム電磁石で入射点での位置と傾きを精度よく制御する必要がある。

図 2.6 や図 2.7 で示している入射部の MWPM を用いて入射ビームの位置や分布を観測する。2 台のセプタム電磁石 ISEP1,2 の設定蹴り角  $\theta_j$  ( $j=1, 2$ ) に対する MWPM3,4,5 での検出位置  $x_i$  ( $i=1, 2, 3$ )

の応答行列  $M_{ij}$  を取得し、その応答行列の逆行列を用いて入射点での位置と傾きを操作している。その関係は、

$$\Delta x_i = \sum M_{ij} \Delta \theta_j \quad (3-1)$$

であり、その  $M$  は

$$M = \begin{bmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial \theta_1} & \frac{\partial x_1}{\partial \theta_2} \\ \frac{\partial x_2}{\partial \theta_1} & \frac{\partial x_2}{\partial \theta_2} \\ \frac{\partial x_3}{\partial \theta_1} & \frac{\partial x_3}{\partial \theta_2} \end{bmatrix} \quad (3-2)$$

である。さらに、各 MWPM と入射点である第 1 荷電変換膜との距離を  $L_i$  とすると入射点での位置と傾きの変位量  $\Delta x_f$  と  $\Delta x'_f$  は、

$$\begin{bmatrix} \Delta x_1 \\ \Delta x_2 \\ \Delta x_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -L_1 \\ 1 & -L_2 \\ 1 & +L_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x_f \\ \Delta x'_f \end{bmatrix} \quad (3-3)$$

の関係がある。 $L_i$  は機器配置によって幾何学的に決定される定数である。そこで入射点での入射軌道を  $(\Delta x_f, \Delta x'_f)$  だけ調整したい場合の ISEP1,2 の蹴り角は

$$\begin{bmatrix} \Delta \theta_1 \\ \Delta \theta_2 \end{bmatrix} = M^{-1} \begin{bmatrix} 1 & -L_1 \\ 1 & -L_2 \\ 1 & +L_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x_f \\ \Delta x'_f \end{bmatrix} \quad (3-4)$$

となり、応答行列  $M$  を測定することで精度よく入射軌道を制御することができる。それぞれのセプタム電磁石で 3 点ずつ(組み合わせによりデータ点は 9 点)蹴り角を変えながら各々の MWPM で位置を測定した。その結果を図 3.1 に示す。この図中のデータ点をフィットした際の傾きが応答行列の各成分である。垂直方向に関して同様の手法で応答行列を取得し、入射軌道を制御している。通常の軌道は入射ラインに設置された補正電磁石 ISTMV1,2 で調整するが、ペインティング入射調整においては 2 台の垂直用ペイントバンプ電磁石に対して同様の応答行列を取得して、それぞれの設定値を導出している。

この手法は、入射に限らず使用される。モニタの数が調整ノブの数以上であれば連立方程式は解けて逆行列は導出できる。実際にはモニタの数が少ない場合でもフィッティングなどを用いて見積もることは可能である。測定した応答行列の精度が悪い場合には、今回紹介したのは 3 点のデータ点だったがより多く取得すること、ふり幅を

大きくすること、イタレーションすることなどが挙げられる。しかしながら、ふり幅を大きくすると線形性が保たれていない領域が出てくるので注意が必要である。

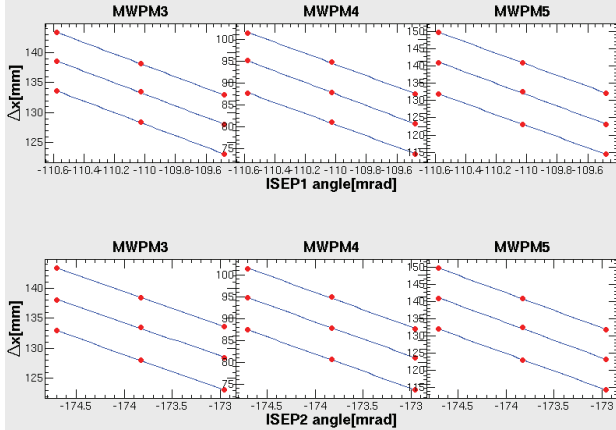


図 3.1 入射セプタムの蹴り角に対する MWPM で測定した位置

### 3.2. 入射点での位相空間座標の同定

3.1 節で述べた手法で入射点での入射ビームの位置や傾きを制御可能となる。しかし、その入射軌道が周回軌道とどの程度ずれを生じているのかを知らなければ操作しようがない。入射ビームは MWPM で直接位置を観測することができるが、これは 1/3 試験モードと呼ばれる RCS を 1/3 周回したところですぐに出射させるときしか使用することができない。それは、周回ビームが多周回にわたり MWPM のワイヤーに衝突するとワイヤーが切れる恐れがあるためである。そのため、MWPM は入射ビームの位置測定に特化したビームモニターである。そこで、入射軌道と周回軌道のずれである入射点での位相空間座標(位置、傾き)を同定する手法が必要となる。また、2.7 節で述べた横方向ペインティング入射は入射軌道や周回軌道を時間的に変化させつつ、位相空間内にビームを広らせるため、ペインティング過程において位相空間内のどの座標に来ているのか、ビームを制御できているのかを観測する必要がある。そのためにも入射点における位相空間座標の同定は重要である。

RCS では、以下の 2 つの手法を用いて位相空間座標を同定している[11]。

- ビーム重心の時間領域解析による手法
  - ビーム重心の周波数領域解析による手法
- 上記の 2 つの手法ではベータatron 振動を用いて同定している。周回軌道と入射軌道にずれが生じていると入射ビームは周回軌道(閉軌道)の周りをベータatron 振動しながら周回する。そこでベータatron 振動をリング内に設置したモニターで検出し、その振動から入射点での位相空間座標を同定する。しかし、リング内に色収差(クロマチシティ)が存在すると運動量の広がり按比例してベータatron 振動数がの広がりを持つため、位相空間内でビームは広がってしまう。そのため、その場合は周回ごとのベータatron 振動のビーム重心は減衰してしまう。この様子を説明するために、リング内のクロマチシティが存在する場合のシミュレーションによる周回ごとの位相空間を図 3.2 に示す。クロマチシティを六極電磁石で補正したり、運動量の広がりを極力抑えたりする必要がある。また、多重入射では入射のずれによる周回ごとのベータatron 振動を検知することができないため、単発入射で行う。

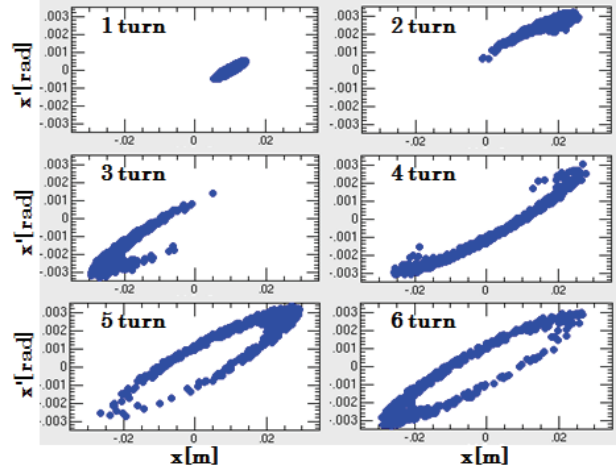


図 3.2 シミュレーションによる周回ごとの位相空間

#### 3.2.1. ビーム重心の時間領域解析による手法

上記 1 は、リング内のドリフトスペースに設置された 2 台の BPM で周回ごとの位置をそれぞれ検出し、位置の差  $\Delta x_{\text{bpm}12}$  とモニター間  $L_{\text{bpm}12}$  の距離からモニターでの位置  $x_{\text{bpm}}$  と傾き  $x'_{\text{bpm}}$  を導出する。そして、計算による輸送行列  $M_{\text{trans}}$  (Transfer

Matrix)の逆行列を用いて入射点での位置 $x_0$ と傾き $x'_0$ に戻す手法であり、式としては

$$\begin{aligned} x'_{\text{bpm}} &= \frac{\Delta x_{\text{bpm}12}}{L_{\text{bpm}12}} \\ \begin{bmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{bmatrix} &= M_{\text{trans}}^{-1} \begin{bmatrix} x_{\text{bpm}} \\ x'_{\text{bpm}} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3-5)$$

となる。単発入射で行うため、ビーム電流が小さく、ピーク電流が高くないとノイズにピークが隠れてしまうところがある。また、計算に用いる加速器モデルと実際の加速器の光学系を精度よく一致させる必要がある。つまり、この手法は、ノイズの少ない BPM でありピーク電流が高いことが要求され、計算による輸送行列を用いているため加速器モデルに大きく依存することが特徴としてある。

### 3.2.2. ビーム重心の周波数領域解析による手法

あるモニタでの1ターン目のビームの位置と傾きとnターン目の位置と傾きの関係は、

$$\begin{bmatrix} x_n \\ x'_n \end{bmatrix} = M^n \begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix} \quad (3-6)$$

であり、その輸送行列 $M^n$ は、

$$\begin{aligned} M^n &= I \cos(n\omega T_0) + J \sin(n\omega T_0) \\ I &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, J = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ -\gamma & -\alpha \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3-7)$$

である。ここで、 $\omega$ はベータトロン振動数、 $T_0$ は周回時間、 $\alpha, \beta, \gamma$ はモニタでの twiss parameter である。これより、ベータトロン振動をするビームのnターン目のビーム位置は、以下のように検出される。

$$x(n, \omega) = x_1 \cos(n\omega T_0) + \{\alpha x_1 + \beta x'_1\} \sin(n\omega T_0) \quad (3-8)$$

Nターン目までの振動をサンプリング時間 $T_s$ で取得し、離散的フーリエ変換をした場合、各振動数mでのフーリエ変換の結果は以下となる。

$$\Xi(\omega_m) = \sum_{n=1}^N x(n, \omega) e^{-jn\omega_m T_s} \quad (3-9)$$

ここでのjは $\sqrt{-1}$ である。ベータトロン振動成分のフーリエ変換の結果は

$$\Xi(\omega) = \sum_{n=1}^N x(n, \omega) e^{-jn\omega T_s} \quad (3-10)$$

であり、フーリエ変換のcos成分Cとsin成分Sは

$$\begin{aligned} C(\omega) &= \sum_{n=1}^N \cos(\omega T_0) e^{-jn\omega T_s}, \\ S(\omega) &= \sum_{n=1}^N \sin(\omega T_0) e^{-jn\omega T_s} \end{aligned} \quad (3-11)$$

である。式のフーリエ変換の実数部  $\text{Re}[\ ]$  と虚数部  $\text{Im}[\ ]$  はある応答行列 $R(\omega)$ を通して出力される。

$$\begin{bmatrix} \text{Re}[\Xi(\omega)] \\ \text{Im}[\Xi(\omega)] \end{bmatrix} = R(\omega) \begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix} \quad (3-12)$$

ここで、その応答行列は

$$R(\omega) = \begin{bmatrix} \text{Re}[C(\omega)] + \alpha \text{Re}[S(\omega)] & \beta \text{Re}[S(\omega)] \\ \text{Im}[C(\omega)] + \alpha \text{Im}[S(\omega)] & \beta \text{Im}[S(\omega)] \end{bmatrix} \quad (3-13)$$

である。また、入射点における位置 $x_f$ と傾き $x'_f$ と1ターン目でのモニタでの位置 $x_1$ と傾き $x'_1$ の関係は

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix} = M_{\text{inj-bpm}} \begin{bmatrix} x_f \\ x'_f \end{bmatrix} \quad (3-14)$$

である。この $M_{\text{inj-bpm}}$ は入射点とBPMの間の輸送行列であり、リング内の光学系が決まると自動的に決まるものである。その結果、BPMで検出された信号をフーリエ変換したときのベータトロン振動成分の実数部と虚数部は入射点の位置と傾きとの間に

$$\begin{bmatrix} \text{Re}[\Xi(\omega)] \\ \text{Im}[\Xi(\omega)] \end{bmatrix} = M_{\text{res}} \begin{bmatrix} x_f \\ x'_f \end{bmatrix} \quad (3-15)$$

$$M_{\text{res}} = R(\omega) M_{\text{inj-bpm}}$$

の関係が成り立つ。この応答行列 $M_{\text{res}}$ を実測で求めることができれば、導出されたベータトロン振動成分の実数部と虚数部、その応答行列の逆行列から入射点での位置と傾きを同定することができる。その応答行列を求めるためには、入射点で位置のみ、傾きのみを独立に変化させ、ベータトロン振動の実数部と虚数部を取得する。そして、その傾きが応答行列の各成分として導出される。ここでは水平方向を表すxで表記してきたが垂直方向yについても同様である。この手法の大きなメリットは、周波数解析を行うことでBPMにのる白色ノイズの影響を小さくできること、すべて実測によるので加速器モデルに依存しないこと、周波数解析を行い実数部と虚数部を取得することで一つのモニタのデータから2つの方程式ができ、それによって連立方程式で入射点の位置と傾きが分かるという点である。デメリットとして

は、入射点で位置のみを傾きのみを制御できないと応答行列内のお互いの成分が混ざり合ってしまう、正しい応答行列ではなくなる。

実際の測定では、水平方向は左右の、垂直方向は上下の電極の信号を取得し、その差信号を入射からある時間までを切り取り、それをフーリエ変換する。そして、ベータatron振動のピークを同定し、その振動数における実数部と虚数部を取得する。これを 3.1 節で示した手法を用いて入射点での位置のみ傾きのみを変化させながら行う。その水平方向の結果を図 3.3 に示す。図中の傾きが各応答行列の成分に相当する。この応答行列を一度取得しておけば、リング内の光学系を変えない限りこの行列を用いて入射点での位置と傾きを同定することができる。つまり、リングのベータatron振動数などを変更した場合にはその都度この応答行列を取得する必要がある。また、垂直方向についても同様の手法で応答行列を取得し、入射点での位相空間座標を同定している。

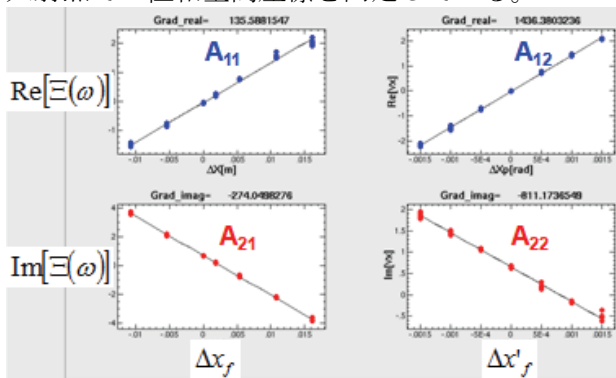


図 3.3 入射点における水平方向の位置と傾きに対するベータatron振動成分の実数部と虚数部

### 3.2.3. 同定手法の検証

上記のいくつかの手法で正しく入射点での位置と傾きを同定しているかを検証する方法としては、入射点における入射軌道と周回軌道のずれを同定し、補正することである。そこで上記の手法で入射点での位置と傾きを同定し、入射軌道を補正した。その補正前と補正後の IPM でのビームプロファイルのマウンテンビューを図 3.4 に示す。IPM の詳細に関しては今回の講義 3 佐藤健一郎先生の教科書を参照していただきたい。この IPM はリング内を周回するビームのプロファイ

ルを周回時間より早い検出時間で観測することができる。そのため、周回ごとのビームプロファイルから入射されたビームのベータatron振動の様子を観測することができる。図 3.4 からわかるように周回ビームがリング内でベータatron振動していないことがわかる。この結果は一回の補正によるものであり、精度よく入射点での位置と傾きを同定できていることを証明するものである。

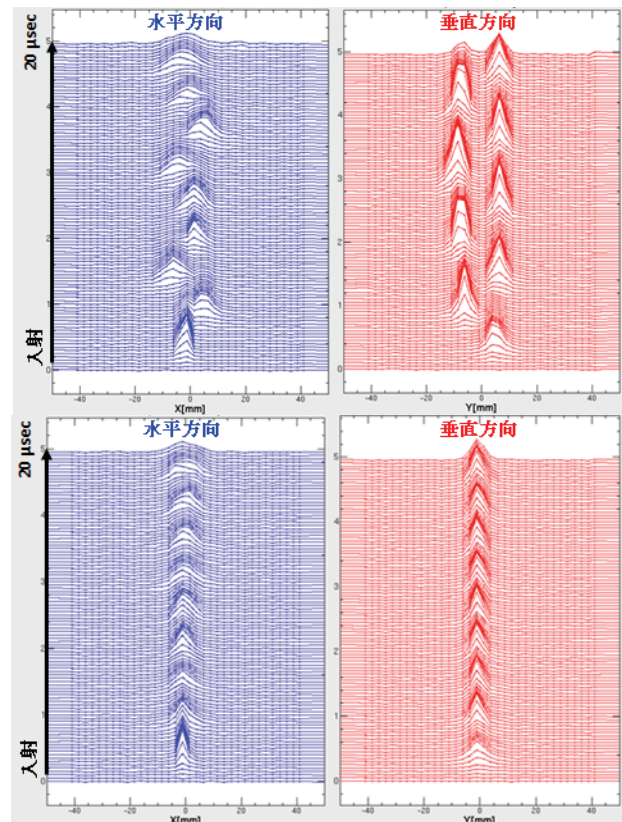


図 3.4 入射軌道と周回軌道の軸合わせ前後における IPM のマウンテンビュー  
上部が補正する前、下部が補正した後  
左側が水平方向、右側が垂直方向

### 3.3. 横方向ペインティング入射調整

RCS における横方向ペインティング入射は、2.7 節で述べたように水平・垂直方向を独立に制御する。水平方向は入射ビームを固定し、周回軌道を時間的に変化させつつビーム入射を行う。位相空間内のペインティング領域の楕円の長軸上に入射ビームを塗っていく。また、垂直方向は入射ビ

ームを位相空間内のペインティング領域の傾き方向のみに変化させつつビーム入射を行う。現在のペインティングでは、空間電荷効果などによるビーム自身の広がりやを考慮せずに、 $x$  と  $y$  の実空間で矩形の一樣分布(Correlated Painting)、楕円で一樣分布(Anti-Correlated Painting)になるように、位相空間楕円の中心から端部に塗る場合は  $\sqrt{t/T}$  で、端部から中心に塗る場合は  $\sqrt{1-t/T}$  で軌道を変化させる。 $T$  は入射時間であり、通常は  $500 \mu\text{sec}$  である。このペインティング過程が想定通り行われているかを理解するために、 $500 \mu\text{sec}$  の入射時間の中で  $100 \mu\text{sec}$  ずつ時間をずらしながらビームを単発だけ入射し、3.2 節で紹介した手法を用いて入射点における位相空間座標を同定した。その結果を図 3.5 と図 3.6 に示す[11]。3.2 節で示した加速器モデルに依存しない応答行列から求めた水平・垂直方向の位相空間座標は図 3.5 であり、加速器モデルに依存する輸送行列から求めた水平・垂直方向の位相空間座標は図 3.6 である。水平方向の位相空間座標では、互いに独立な 2 つの手法において、入射点における  $100 \pi \text{ mm mrad}$  のペイント楕円の長軸上に入射ビームが時間的に推移していることがわかる。また、垂直方向の位相空間座標でも、互いに独立な 2 つの手法において、入射点の  $100 \pi \text{ mm mrad}$  のペイント楕円の傾き方向に入射ビームが時間的に推移していることがわかる。また、ペインティング入射によるビームプロファイルのマウンテンビューを図 3.7 に紹介する。これは Correlated Painting の場合であるが、水平・垂直方向において共に徐々にビームプロファイルが大きくなっていることがわかる。この時は空間電荷効果によるビームの広がりを極力抑えるために 1 パルスごとのビーム電流を小さくしている。

現段階では、ペインティング入射においてビーム軌道を時間的に変化させてビーム入射を行い、その様子を入射点での位相空間座標の時間的な推移として、かつビームプロファイルの広がりとしても観測することができている。これによりペインティング入射の調整手法の基礎が確立したと言える。今後ビーム電流さらなる増強のために

空間電荷効果の抑制を目指し、空間電荷効果の影響によるビームの広がりも観察しつつ、粒子分布を積極的に制御することが必要である。

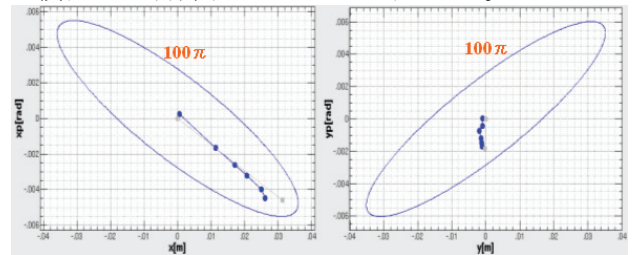


図 3.5 加速器モデルに依存しない手法を用いて観測したペインティング入射過程における入射点での位相空間座標

左図：水平方向、右図：垂直方向

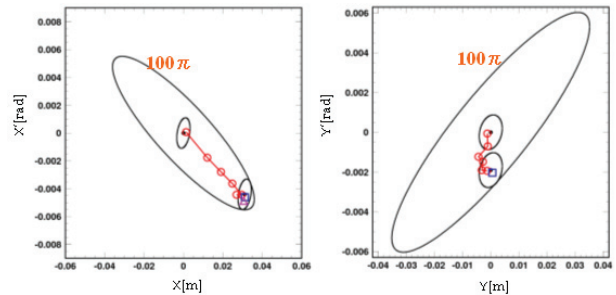


図 3.6 加速器モデルに依存した手法を用いて観測したペインティング入射過程における入射点での位相空間座標

左図：水平方向、右図：垂直方向

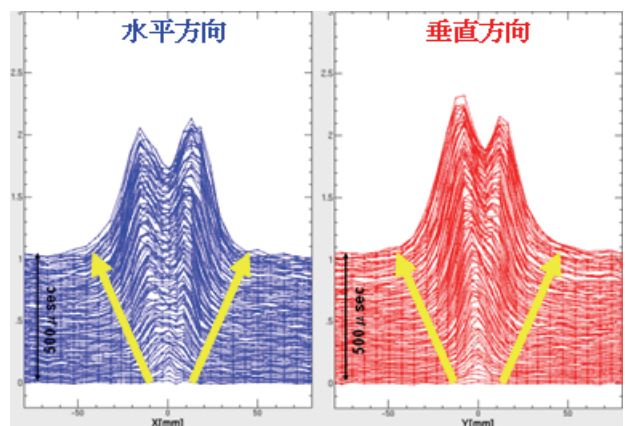


図 3.7 ペインティング入射過程における IPM のマウンテンビュー

左図：水平方向、右図：垂直方向

### 3.4. 荷電変換膜における散乱調査

2.4 節で述べたが荷電変換膜をビームが通過する際に粒子は散乱され、それはビーム損失の起源となりうる。この散乱によるビーム損失を設計段階で許容範囲内かどうか評価する必要がある。RCSでは、GEANT[12]のコードを用いて荷電変換膜による散乱角を計算し、その散乱角分布をビームシミュレーションに与え、設計段階から評価してきた。しかしながら、その評価の段階では実際のビームダクトなどのアパーチャがまだ決まっておらず、合計のビーム損失量を評価していた。そのため、ビーム損失位置に偏りが生じた場合は、その場所では残留線量が高くなる。

RCSでは2008年12月から中性子実験施設へのビーム供用を開始したが、20kWのビーム出力時に入射部のH0分岐部と下流のBPMの局所的な部分で約 $200 \mu\text{Sv/h}$ の残留線量が観測されており、ビーム調整試験とビームシミュレーションでビーム損失起源を調査した。

ビーム調整試験においてビーム条件や運転モードをパラメータとしてビームロスモニタのデータや残留線量より以下のことがわかった。

- リング内のビームコリメータを開け閉めにはビーム損失の応答に変化はない
- 1/3周回モードとリングDC周回モードにおいて、ビーム損失の比が1:17であり、荷電変換膜での平均の衝突回数比と一致する
- ビーム損失箇所では水平方向と垂直方向で偏りがある

これらの結果より、荷電変換膜において大角度散乱を受けた粒子が下流の四極電磁石で中心から外れ位置を通過し、水平方向のみ発散を受け、リング内のビームコリメータまで到達せずに、その直下でビーム損失している可能性が高いと判断した。ビームシミュレーションにて定量的な評価をする。

ビームシミュレーションに関して、現在のビームダクトなどのアパーチャを加速器モデル上に導入し、高統計のビームシミュレーションでビーム損失箇所や損失量を定量的な評価を行った。そ

の評価手法や結果を紹介し、評価の際の注意点など解説する。

まず、GEANTを用いて散乱の角度分布を計算する。厚さを定義した荷電変換膜に垂直に陽子を衝突させ、その高統計の散乱角度分布を取得する。ビーム衝突後散乱された粒子が、リング内のビームコリメータで到達せずにビーム損失してしまう粒子は大角度の散乱角を持ったイベントであり、統計的に稀な事象である。しかし、そのイベントを定量的に評価するためには高統計の角度分布を用意する必要がある。RCSでは最初 $10^5$ のイベントで行っていたが、結論からすると $10^8$ の統計が必要であった。これはそれぞれの加速器によって異なるがどの程度の統計が必要であるかをしっかりと評価した方がよい。計算で得られた角度分布を図3.8に示す。コリメータまで到達せずにビーム損失を生じるのは5mrad以上の大角度イベントであり、その粒子の大半はクーロン散乱によるものである。ビームシミュレーション(粒子トラッキング)においてペインティング入射過程を模擬し、周回ごとにこの荷電変換膜を通過する粒子を識別した。そのシミュレーションにおける荷電変換膜における位相空間プロットを図3.9に示す。ペインティング入射を行っているため、周回ごとにビームの中心が荷電変換膜より離れていることがわかる。シミュレーションで荷電変換膜(図中Foilと表記)を通過する粒子に対して、散乱角度分布を与えた。そして、その荷電変換膜からリングのビームコリメータまで粒子トラッキングを行い、ビーム損失した場所と量を評価する。

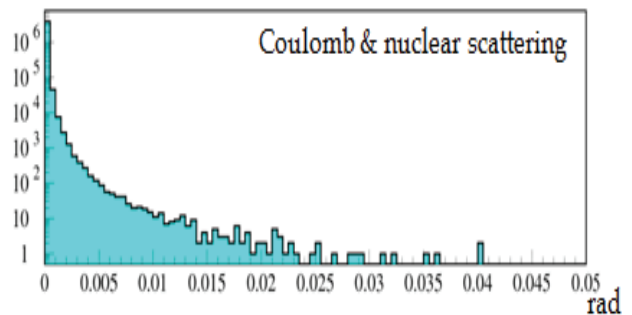


図 3.8 GEANT での計算で得られた角度分布

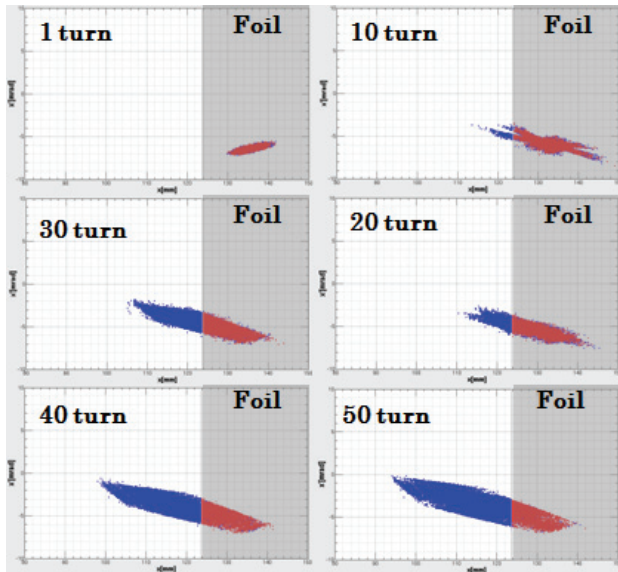


図 3.9 荷電変換膜における周回ごとの位相空間内の粒子分布と荷電変換膜の関係

残留線量の高い H0 分岐でのビーム損失は  $10^6$  イベントに 1 か 2 イベントであるため、初めに行った  $10^5$  イベントの統計では、定量評価を行うには統計が足りないことが分かった。そして、 $10^8$  イベントを粒子トラッキング計算で周回させることは膨大な計算時間を要するため現実的ではない。そこで、ビーム損失を生じる粒子の大半は大角度のイベントであるため、 $\pm 3\text{mrad}$  以上のイベントを選択した。それは  $10^8$  イベント中約  $10^4$  イベントであり、それを与えて粒子トラッキングを行った。これにより劇的に計算時間を抑え、かつ本質を評価することができる。図 3.10 に散乱角を与えた粒子トラッキングの軌跡を示す。図中からわかるように大角度のイベントは、コリメータ(図中 Collimator と表記)まで到達することなくアパーチャに衝突している。H0 分岐部(図中 H0 branch と表記)と BPM では、上流より急激にアパーチャが狭くなっているため、短い幅で局所的にビーム損失が生じていることになる。 $1\text{W/m}$  が残留線量  $1\text{mSv/h}$  に相当すると仮定すると、このシミュレーションでは各々おおよそ  $200\ \mu\text{Sv/h}$  の残留線量を生じるという結果を得ており、実際の加速器での結果をある程度再現していると考えられる。

これらの結果より、 $10^{-6}$  の確率で生じるような稀なイベントでも周回ごとに積み重なり、かつ局

所的なビーム損失を生じることで比較的大きな残留線量を生じることがわかる。このような稀なイベントによるビーム損失量を定量的に評価するには、統計量に増加させること、さらに本質を得るために条件を絞り、現実的な計算時間にする必要があるとされる。

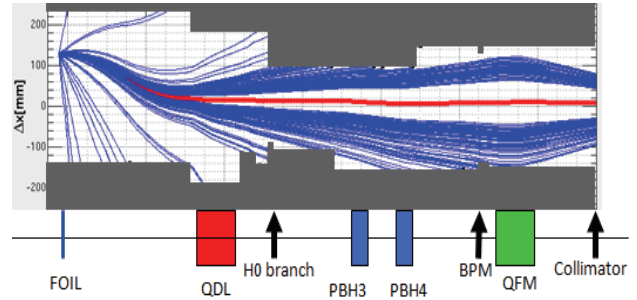


図 3.10 荷電変換膜からビームコリメータまでの物理アパーチャと、粒子トラッキングの軌跡

## 謝 辞

最初に、この講義録を作成するにあたりご助力いただいた J-PARC のサブプラナブ副主任研究員に深く感謝致します。また、学生時代からご指導していただきました KEK の入江吉郎先生に深く感謝致します。そして、昼夜を問わず共に研究開発に心力を注いでいる J-PARC の皆様に深く感謝致します。

最後に、筆者のような若輩者に OHO の講義という大変貴重な機会を与えていただいた古屋貴章先生、山崎良成先生に深く感謝致します。

## 参考文献

- [1] National Spallation Neutron Source Conceptual Design Report, Oak Ridge National Laboratory, SNS/CDR-2/VI, 1997.
- [2] ISIS, (<http://www.isis.stfc.ac.uk/>).
- [3] Y. Yamazaki ed., Accelerator Technical Design Report for High Intensity Proton Accelerator Facility Project, JAERI-Tech 2003-044 and KEK Report 2002-13, 2003.
- [4] 三浦太一、OHO05.
- [5] 野田文明、OHO01.
- [6] I. Sugai ed., Nucl. Instr. And Meth., A521(2004) 192.
- [7] Robert C. Webber and Carlos Hojvat, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-26, No.3, June 1979.
- [8] J. Galambos et., SNS/AP Note 002, June 1998.
- [9] 入江吉郎、OHO96
- [10] I. Sakai ed., Proceedings of PAC2003, Portland, Oregon, 2003, p.1512
- [11] H. Harada, KEK Report 2009-7 September 2009 A.
- [12] GEANT, (<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>).