

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	シンクロトロンを用いた粒子線治療用加速器システムの小型化及び性能向上に関する研究
Title(English)	Research on footprint reduction and performance improvement of synchrotron-based accelerator systems dedicated to particle beam therapy
著者(和文)	鮫名風太郎
Author(English)	Futaro Ebina
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第11995号, 授与年月日:2021年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:林崎 規託,小栗 慶之,赤塚 洋,長谷川 純,松本 義久
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第11995号, Conferred date:2021/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

令和 2 年度
学 位 論 文

シンクロトロンを用いた粒子線治療用加速器システムの
小型化及び性能向上に関する研究

Research on footprint reduction and performance improvement of
synchrotron-based accelerator systems dedicated to particle beam therapy

東京工業大学
環境・社会理工学院 融合理工学系
原子核工学コース
18D50250 鮫名風太郎

目 次

1. 序論	4
1.1. がんの粒子線治療.....	4
1.2. 粒子線治療に用いられる加速器.....	7
1.3. 粒子線治療用シンクロトロンの課題.....	8
1.4. 既存研究及び本研究の位置づけ.....	9
1.5. 本研究の目的.....	14
1.6. 本論文の構成.....	15
1.7. 参考文献	17
2. 粒子線治療用シンクロトロンの原理.....	20
2.1. 概要	20
2.2. 座標系の定義.....	21
2.3. シンクロトロン及び加速器システムの基本構成.....	22
2.4. 光学パラメータの補正.....	29
2.5. 高周波を用いた遅い取り出し.....	32
2.6. 参考文献	40
3. 陽子線治療用小型シンクロトロンの設計	43
3.1. 概要	43
3.2. 小型陽子シンクロトロンの要件.....	43
3.3. 小型陽子シンクロトロンの基本構成.....	45
3.4. シンクロトロンの光学系.....	51
3.5. ビーム入射の検討.....	53
3.6. ビーム取り出しの検討.....	54
3.7. シンクロトロン用偏向電磁石の開発.....	56
3.8. 小型陽子シンクロトロンを用いた加速器システム	62
3.9. 本章の纏め	65
3.10. 参考文献	67

4. スパイラルステップ一定条件の導出と評価	69
4.1. 概要	69
4.2. スパイラルステップ一定条件の導出.....	72
4.3. 粒子トラッキング解析によるスパイラルステップ一定条件の検証.....	77
4.4. 考察	90
4.5. 本章の纏め	93
4.6. 参考文献	95
5. シンクロトロン偏向磁場由来のディスパージョンの評価.....	96
5.1. 概要	96
5.2. 二種類のディスパージョンの定義.....	97
5.3. 偏向磁場由来のディスパージョンの導出：第一の手法.....	99
5.4. 偏向磁場由来のディスパージョンの導出：第二の手法.....	102
5.5. シンクロトロン出口におけるディスパージョンの推定.....	105
5.6. 高エネルギービーム輸送系に対する制約条件.....	110
5.7. 二種類のディスパージョンの間関係性の検証.....	112
5.8. ディスパージョンの測定結果に関する考察.....	116
5.9. 本章の纏め	119
5.10. 参考文献	121
6. 小型陽子シンクロトロンを用いた一室型の加速器システム	122
6.1. 概要	122
6.2. 高エネルギービーム輸送系の設計手法.....	123
6.3. 高エネルギービーム輸送系の光学設計.....	127
6.4. 照射ビーム性能に関する考察.....	131
6.5. 二種類のディスパージョンの同時補正.....	133
6.6. シンクロトロンを用いた一室型システムの導入例.....	134
6.7. 機器員数及び設置面積低減の効果.....	135
6.8. 本章の纏め	135
6.9. 参考文献	137
7. 結論.....	138
7.1. 本研究の成果.....	138
7.2. 今後の課題	140

1. 序論

1.1. がんの粒子線治療

近年がん治療においては、陽子や炭素イオンなどの高エネルギービームを患部に照射する粒子線治療に注目が集まっている[1][2][3]。粒子線治療は、X線や電子線を用いた従来の放射線治療と比べて正常組織へ照射される線量が少なく、治療後の患者のQOL（Quality of Life）向上への貢献が期待されている[4]。

がんは Fig. 1.1 に示す通り 1981 年以降日本人の死因の第一位を占めており[5]、社会の高齢化に伴いがんの新規患者数は現在も増加傾向にある[6]。がん患者の増加は世界的にも共通する傾向であり[7]、効果的ながん治療法の開発は人類社会にとって共通する課題であると言える。

がんの主な治療法には、手術、化学療法、放射線治療がある[8][9]。また、近年がんの新たな治療法として免疫療法が実用化されている[10]。

手術では、がんやがんのある臓器を切除することで治療を行う。がんが発生部位（原発巣）にとどまっている場合、手術によりがんをすべて取り除くことでがんを根治できる可能性が高くなる。一方で、手術に際しては多くの場合入院が必要となり、また手術には感染症など合併症のリスクが存在する。手術により臓器を大きく切除した場合、当該臓器の機能が失われることでその後の患者の生活に影響を与える恐れがある。手術後の患者 QOL を保つため、切除範囲を限定しできる限り臓器の機能を温存する縮小手術の適用が近年拡大している。また、治癒率の向上や再発の低減を目的として手術と他の治療法を組み合わせたがん治療（集学的治療）が行われるようになってきている。

化学療法では、患者に抗がん剤などの薬剤を投与することでがんの治療や進行抑制、あるいは身体症状の緩和を目指す。一部のがんでは化学療法のみで治癒を目指すことができるが、多くのがんでは化学療法のみで治癒を目指すことは難しい。このため、がんの治療において化学療法は手術や放射線治療と併せて用いられることがある。例えば手術後に化学療法を行う場合（術後化学療法）、肉眼では確認できないほど小さながんを薬剤により攻撃し、がんが再発する可能性を低減できる。放射線治療と化学療法を併用する場合（化学放射線療法）、放射線と薬剤の相互効果による局所効果の向上や、薬剤による遠隔転移の予防が期待できる[8]。

免疫療法は人体が持つ免疫の力を利用してがんを攻撃する治療法である。現在効果が確認されている免疫療法の大部分は、がん細胞が免疫細胞（T細胞）の働きを弱めることを防

ぐ（ブレーキを解除する）か、T細胞ががん細胞を攻撃する働きを高める（アクセルをかける）ことでがん細胞を攻撃する。免疫にかかるブレーキの解除は薬剤の投与により行われることが一般的であり、ニボルマブ（商品名：オプジーボ）やイピリムマブ（商品名：ヤーボイ）、デュルバルマブ（商品名：イミフィンジ）といった薬剤が用いられる。また、放射線療法において照射野外の腫瘍が縮小するアブスコパル効果の発生頻度は免疫療法との併用により向上することが報告されており、免疫療法と放射線療法の併用（免疫放射線治療）による遠隔転移の抑制や生存期間の向上が期待されている[11][12]。

放射線治療では、患部に X 線などの電離放射線を照射してがんの治療を行う。放射線の発生には、X 線を照射する場合ライナック、イオンビームを照射する場合シンクロトロンやサイクロトロンといった加速器が用いられる。放射線治療は手術と同様に根治を目指すほかに、手術後の再発率を低減したりがんの症状を緩和する目的でも行われる。

症例にもよるが、放射線治療では手術と比べても遜色のない治療効果が得られるようになっている[13][14]。その上で、入院が必要となる手術とは異なり、放射線治療では日常生活を継続しながら通院での治療を受けることが可能である。また、がんを摘出する必要がないため、臓器を温存し治療後の生活の質を向上することが期待できる。一方で、放射線治療には炎症の発生や脱毛、倦怠感といった急性期の副作用に加え、稀ではあるものの二次がんの発生や妊孕性への影響といった晩期の副作用が存在する。放射線治療におけるこれらの副作用を低減するには、放射線の照射精度を改善するとともに患部への線量集中性を向上し、治療に伴う皮膚や正常臓器の放射線被ばくを極力低減する必要がある。

放射線治療において一般的に用いられる X 線は、体内において深さとともに指数関数的に減衰する線量分布を形成する。これに対し、粒子線治療で用いられる荷電粒子ビームは Fig. 1.2 に示す様に体内で停止する直前に最大の線量を与える特徴がある。荷電粒子ビームが最大の線量を与える深さ方向の位置はブラッグピークと呼ばれている。粒子線治療ではこのブラッグピークの位置をがんの位置と合わせることで周囲の正常組織への放射線被ばくを低減し、副作用の少ない放射線治療の実現を目指す。ブラッグピークの位置はビームの運動エネルギーに依存するため、粒子線治療では患者へ照射されるビームのエネルギーを調整することで目標とする深さにブラッグピークを形成する。周辺臓器の被ばく量は患部（照射野）のサイズに依存するため、特に大きなサイズの腫瘍では粒子線治療による副作用低減の効果が高くなる[16]。

粒子線治療の適用による効果は症例によっても異なるが、放射線治療を受ける全患者の約 10%には粒子線治療を受けることによる医学的な利点があると言われている[1]。しかしながら、現在粒子線治療を受けている患者は放射線治療全体の 1%程度に過ぎず、粒子線治療は医学的な要請に対して十分に普及しているとは言い難い。粒子線治療の普及を妨げる要因としては、Fig. 1.3 に示す様に粒子線治療装置が X 線治療装置に比べて大型かつ高価な装置であることが挙げられる。粒子線治療を幅広く普及させる上では、粒子線治療装置、特に主要コンポーネントである加速器システムの小型化および低コスト化が欠かせない。ま

た、粒子線治療の利点を得る上では線量率の増強や照射精度の改善といった装置自体の性能向上も重要な課題となる。

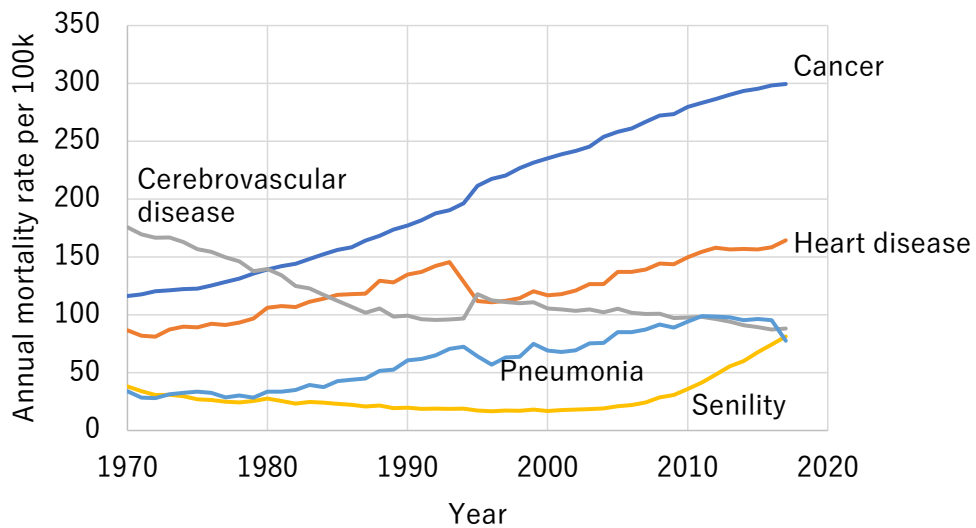


Fig. 1.1 Causes of death of Japanese people[5].

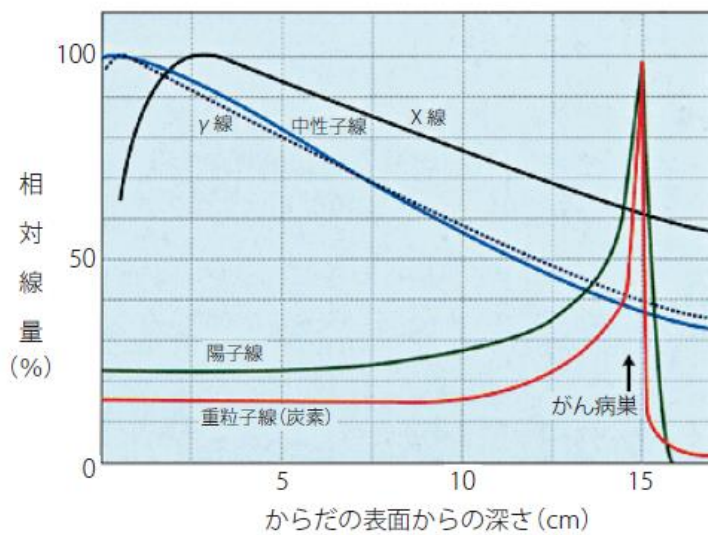


Fig. 1.2 Depth dose distribution of the major radiations for cancer therapy[15].

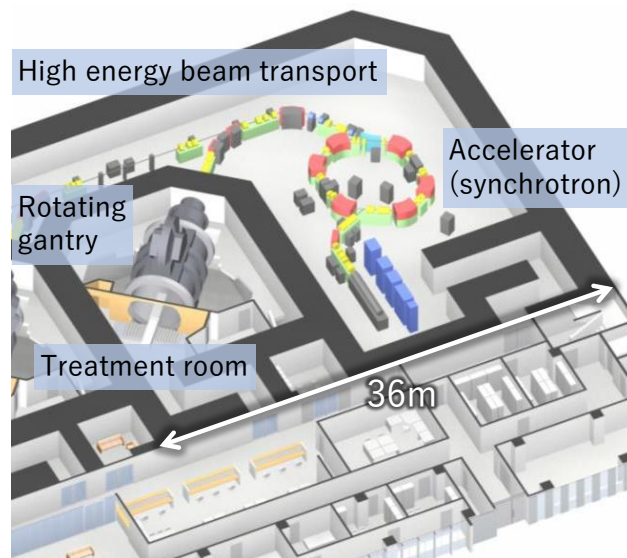


Fig. 1.3 Schematic view of a particle (proton) beam therapy system.

1.2. 粒子線治療に用いられる加速器

粒子線治療においてビームを加速する際には、シンクロトロンやサイクロトロンといった加速器が用いられる。これらの加速器は何れもビームに進行方向の高周波電場を印加し、ビームを繰り返し加速することで粒子線治療で必要となる高いエネルギーまでビームを加速する。陽子線治療においてはシンクロトロン、サイクロトロン、超伝導技術を用いたシンクロサイクロトロンが実用化されており[17][18][19][20]、炭素線治療を始めとする重粒子線治療においてはシンクロトロンのみが実用化されている[21][22][23]。

シンクロトロンは偏向電磁石を用いてビームが繰り返し通過する閉軌道（中心軌道）を形成し、中心軌道上を周回するビーム（周回ビーム）に高周波加速空洞からの高周波電圧（加速電圧）を印加することでビームを加速する。偏向電磁石が発生する磁場（偏向磁場）の強度は周回ビームの運動量に比例するよう制御されるため、シンクロトロンではビームを加速する間中心軌道の形状が一定に保たれる。シンクロトロンから取り出されるビームのエネルギーは偏向磁場の強度と加速電圧の周波数により調整できるため、シンクロトロンでは取り出しビームのエネルギーを最高エネルギーまでの間で所望の値に変更することが可能である。一方で、シンクロトロンは偏向磁場の強度を変更している間にビームを取り出すことができないため、ビームの照射を間欠的（例えば数秒周期）にしか行うことができない。

サイクロトロンは時間的に一定な磁場を用いてらせん状のビーム軌道を形成し、加速電極（ディー電極）に印加される高周波電圧によりビームを繰り返し加速する。磁場の強度が時間的に固定されているため、サイクロトロンは連続的にビームを取り出し高いビーム電

流を得ることができる。一方で、サイクロトロンを取り出しビームのエネルギーは最高エネルギーに固定されているため、粒子線治療において照射ビームのエネルギーを変更する際にはビーム輸送系中に設置したエネルギー吸収体（ディグレーダ）を用いて治療に適した値までエネルギーを減衰させる必要がある。

1.3. 粒子線治療用シンクロトロンの課題

シンクロトロンを用いた粒子線治療システムが今以上に普及するためには、いくつかの解決すべき課題が存在する。

第一の課題は、加速器自体の設置面積の低減にある。多数の電磁石により構成されるシンクロトロンは、単一の磁極により構成されるサイクロトロンに比べて加速器自体が大型化し易い。例えば陽子線治療用に開発された超電導シンクロサイクロトロンの直径が 3m 以下であるのに対し、陽子線治療用シンクロトロンの直径は平均で 6m 以上である。一方で、サイクロトロンを用いたシステムではビーム輸送系中にエネルギー変更のための Energy Slection System (ESS) を設置する必要があり、ESS が不要であることはシンクロトロンの利点であった。しかしながら、特に回転ガントリーを一台だけ備えた一室型のシステムにおいては ESS を回転ガントリー上に設置することでビーム輸送系の大型化が抑制される様になっており[20]、ESS が不要であることはシンクロトロンのレイアウト上の利点になりにくくなっている。また、シンクロトロンを用いたシステムでは回転ガントリー入口におけるディスプレイを補正するため高エネルギービーム輸送系中に偏向電磁石を設置する必要があり、このことがビーム輸送系を大型化する原因となっていた。シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの設置面積を低減するには、加速器自体の小型化に加え、一室型のシステムにおいて高エネルギービーム輸送系への偏向電磁石の設置を不要とするようなレイアウト上の工夫が必要となる。

シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの第二の課題は、線量率の向上である。粒子線治療の治療時間においてビームの照射時間が占める割合は例えば 1/10 程度（治療時間 20 分中の 2 分程度）と決して高くはない。しかしながら、今後は呼吸性移動に代表される患部の移動に対応する様な高精度な照射法が普及する過程で実効的な線量率が低下し、ビームの照射時間が治療時間の大きな割合を占めるようになる可能性がある。また、近年放射線治療においては一回あたりの照射線量の向上による治療期間の短縮が試みられており[24][25]、こういった場合にも照射時間が治療時間全体に占める割合は増大する。偏向電磁石の磁場強度の変更によりビームを加速するシンクロトロンはビームを加速あるいは減速している間に照射を行うことができず、ビームを連続的に照射できるサイクロトロンに比べて実効的なビーム電流および線量率が低くなる傾向がある[26]。シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの線量率を向上するには、ビーム利用効率の改善によるビーム電流の増強が有効な手段の一つとなる。

粒子線治療システムが持つ第三の課題は、線量集中性の向上および照射精度の向上である。粒子線治療においてビームの照射範囲を決定する手法（照射野形成の手法）は、パッシブ照射法とスキャニング照射法に大別される。パッシブ照射法は患者上流に設置した散乱体を用いてビームを患部のサイズまで拡大し、スキャニング照射法ではビームの照射位置を三次元的に走査して照射野を形成する。スキャニング照射法は複雑な形状をした患部に対しても柔軟に照射野を形成できることから近年粒子線治療における標準的な照射法の地位を確立しつつある[2][3]。スキャニング照射法では高精度な照射が可能となる半面、照射野内の線量の均一性（線量一様度）が照射ビーム位置の変動による影響を受け易い。照射ビーム位置の変動を抑制するには、加速器から取り出されるビームの軌道が安定かつ高い再現性を持つことが求められる。粒子線治療用のシンクロトロンでは、ビームの取り出しに高周波を用いた遅い取り出し法[27]を用いることで取り出しビームの軌道を安定化し、更にはスキャニング照射法で求められるビームの高速な ON/OFF を実現してきた。

スキャニング照射法では加速器から取り出されるビームのエネルギーを頻繁に切り替える必要がある。このとき、ビームエネルギーの変更に伴う電磁石磁場やビームエネルギーの微小な変化が照射ビーム位置の精度に影響し、線量一様度を悪化させる恐れがある。従来はビームの軌道と運動量間の比例係数（ディスパージョン）を制御することでエネルギー変化に伴う照射位置の変動に対処していた。しかしながら、近年従来のディスパージョン制御のみではビーム位置精度の確保に十分ではないケースがあることが報告された[28]。粒子線治療の照射精度を更に向上する上では、ビーム位置変動の仕組みを解明し、効果的なビーム軌道の補正手段を開発する必要がある。

シンクロトロンを用いた粒子線治療システムが普及するには上述の課題、即ち小型化、線量率の向上、照射精度の向上の解決が欠かせない。本研究では、小型化に対し陽子線治療用の小型シンクロトロンの開発、線量率向上に対しシンクロトロンからのビーム取り出し効率の改善、高精度化に対しシンクロトロン偏向電磁石の磁場変動に伴う照射ビーム位置の変動を抑制する手法の開発で応える。また、本研究ではこれらの知見を反映した小型の一室型陽子線治療システムを提唱する。

小型化、線量率の向上、照射精度の向上は加速器の種類に依らず粒子線治療システムに共通する課題である。サイクロトロンを用いた粒子線治療システムにおいてもこれら課題の解決に向けた様々な取り組みが行われているが、本論文はシンクロトロンを用いた粒子線治療システムの小型化および性能の向上のみを議論の対象とする。なお、小型陽子シンクロトロンの開発は陽子線治療のみを検討の対象とするが、線量率の向上、照射精度の向上に関する検討はビームの種類に依らず全ての粒子線治療システムに対して適用が可能である。

1.4. 既存研究及び本研究の位置づけ

本節では、粒子線治療システム、特にシンクロトロンを用いた粒子線治療システムにおい

て小型化、線量率向上、照射精度向上の何れかを目的として行われた既存の研究について紹介する。

A) 加速器システムの小型化を目的とした研究

粒子線治療の研究は、始め学術研究用の加速器を転用して行われた。わが国では 1979 年に放射線医学総合研究所（現、量子科学技術研究開発機構、量研機構）がエネルギー 70 MeV の AVF サイクロトロンを用いた陽子線治療を開始し、筑波大学においては高エネルギー加速器研究機構の 500 MeV ブースターシンクロトロンを用いて 1983 年から 2000 年までがんの陽子線治療が行われた [29]。

1990 年には米国 Loma Linda 大学において世界初の治療専用の陽子シンクロトロンが完成し、その後は陽子線治療専用のシンクロトロンやサイクロトロンが相次いで実用化された。日本においては 1998 年にサイクロトロンを用いた陽子線治療システムが治療を開始し、2001 年には筑波大学陽子線医学利用研究センターにおいてシンクロトロンを用いた陽子線治療システムが治療を開始した[30]。陽子線治療専用が開発された加速器は最高エネルギーやビーム電流といった仕様を治療の要請に合わせて設定できるため、学術研究用の加速器を転用する場合に比べて加速器システムの大幅な小型化が可能となる。特に、加速器の最高エネルギーはビームの偏向半径を通じて加速器システムのサイズに直結するため、治療上必要な最大のエネルギーに合わせて加速器を設計することはサイズ面での利点大きい。本研究では、陽子線治療用のシンクロトロンをスキャンニング照射法に特化した仕様とすることで小型化し、シンクロトロンを用いた陽子線治療システムの設置面積低減を実現している。

単一の磁極により構成されるサイクロトロンは元々加速器自体の小型化においてシンクロトロンよりも有利であったが、近年超伝導技術を用いて磁極を更に小型化したシンクロサイクロトロンが実用化されている。常伝導のサイクロトロンは加速器の重量がシンクロトロンの 100t 程度に比べて 200t 以上と大きいことが課題であったが、この点についても超伝導技術の採用により 100t 以下の加速器重量が達成されている。

サイクロトロンを用いた加速器システムは高エネルギービーム輸送系中にエネルギー吸収体（ディグレーダ）とスリットからなる Energy Slection System (ESS)を設置する必要がある為、従来ビーム輸送系の小型化ではシンクロトロンに比べて不利であった。しかしながら、近年回転ガントリーを一台だけ備えた小型の治療システム（一室型システム）において ESS の一部を回転ガントリー上に搭載する手法が実用化され、ESS が高エネルギービーム輸送系のサイズに与える影響がある程度緩和されつつある[20]。また、シンクロサイクロトロンを回転ガントリー上に搭載した治療室のみのシステムが実用化されており、小型化の面ではサイクロトロン・シンクロサイクロトロンを用いたシステムがシンクロトロンを用いたシステムに対して先行している状態であると言える。

シンクロトロンは照射ビームのエネルギーを加速器側で変更できるため、高エネルギー

ビーム輸送系における不要放射線の発生がサイクロトロンを用いたシステムに比べて小さい。このことから、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムでは加速器建屋の放射線遮蔽壁の厚みをサイクロトロンを用いたシステムに比べて低減できる。陽子線治療用のシンクロトロンそのものをサイクロトロンやシンクロサイクロトロンと同程度まで小型化することは困難であるが、従来よりも小型な陽子線治療用シンクロトロンとビーム輸送系を開発することで遮蔽壁まで含めた建屋のサイズとしてサイクロトロンを用いたシステムに対し遜色のないものを構築できる可能性がある。

重粒子線治療においては、1994年に重粒子線がん治療装置 HIMAC を用いた重粒子線治療（主として炭素線治療）が開始された。HIMAC のシンクロトロンは重粒子線治療において一般的な炭素ビームのみならず、ネオン、シリコン、アルゴンといったより原子番号の高いイオンについても粒子線治療に必要な 30 cm の飛程を得るため、800 MeV/u（核子あたり 800 MeV）という高いエネルギーまでビームを加速する能力を有している[31]。このため HIMAC のシンクロトロンは周長 120 m と一般病院への普及を考える上では大型の装置となっていた。シンクロトロンの最大エネルギーを炭素線治療で必要となる 430 MeV/u に限定した普及型の重粒子線治療用シンクロトロン（周長約 60 m）が放医研によって開発され[22]、群馬大学重粒子線医学センターを初めとする国内数サイトにおいて同タイプのシンクロトロンを用いた粒子線治療が行われている。陽子線治療においては患者に所望の方向からビームを照射するため回転ガントリーと呼ばれる回転型のビーム輸送系が用いられる。重粒子線治療では常伝導電磁石のサイズ上の制約から回転ガントリーの導入が進んでこなかった。常伝導電磁石を用いた回転ガントリーは唯一ドイツの Heidelberg Ion Beam Therapy Center (HIT)において採用例があるが、その全長は 19 m、回転部重量は 600 t 超と大型の装置であることが報告されている[32]。量研機構では、炭素線治療システム用回転ガントリーの小型化・軽量化を目的として、超伝導電磁石を用いた回転ガントリーを開発した。本ガントリーは HIMAC の新治療研究棟に導入され 2017 年より治療に用いられている。超伝導化に伴う電磁石及びガントリー躯体の小型化により、本ガントリーの重量は 300 t と常伝導電磁石を用いた場合の半分に低減されている。また、本ガントリーは超伝導電磁石を炭素ビームの偏向と収束を兼ねる機能結合型超伝導電磁石とすることで電磁石員数を低減している。量研機構が推進する量子メスプロジェクトでは、超伝導回転ガントリーで開発された技術を重粒子線治療用のシンクロトロンに応用し、治療装置の更なる小型化を目指している[33]。重粒子線治療用の普及型シンクロトロンの周長は約 60 m であったが、量子メスプロジェクトでは超伝導化によりシンクロトロンの周長を更に半減（30 m 以下）する見込みである。

重粒子線治療（炭素線治療）は陽子線治療と比べても腫瘍への線量集中性が高く、また耐放射線性の高い低酸素腫瘍に対しても治療効果を期待できるという優れた特徴がある[34]。一方で、重粒子線治療システムはその設置面積が制約となりこれまで日本以外の地域ではその普及が十分に進んでこなかった。重粒子線治療用加速器システムの小型化により、今後はこういった地域においても重粒子線治療の導入が進むことが期待される。

粒子線治療用加速器システムの小型化はビームの種類、加速器の種類を問わず強力に推進され続けており、今後もこの流れは継続するものと考えられる。

B) 線量率の向上を目的とした研究

粒子線治療システムの線量率を向上するにはビーム電流の増強が重要である。特に、ビームを間欠的にしか照射することのできないシンクロトロンを用いたシステムでは、ビーム電流の増強技術が重要な研究課題となる。

シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの線量率を向上するにはビーム利用効率の向上が有効な手段となる。粒子線治療用のシンクロトロンでは、患者へ照射されるビーム電流を高い精度で制御するため遅い取り出し法が用いられる。遅い取り出し法では水平方向の位相空間上にベータトロン振動の安定領域と不安定領域を区分するセパトリスと呼ばれる境界を形成し、セパトリスを越えた粒子をベータトロン振動の共鳴現象によりシンクロトロンの外部へと取り出す。

遅い取り出し法においては、取り出し効率の向上とビーム軌道の安定化を両立するため Hardt 条件と呼ばれる特殊な運転条件が用いられる[35]。Hardt 条件においては取り出しビームの軌道がビーム粒子の運動量偏差に依らず一定となる為、取り出し用の静電デフレクタに衝突するビーム粒子の割合を減少しビームの取り出し効率を向上することが可能である。本研究では、ビーム取り出し効率の更なる改善のため運動量偏差に依らず取り出しビームの水平方向サイズが一定となるような新たな運転条件（スパイラルステップ一定条件）を提唱する。

ビームを間欠的にしか照射できないというシンクロトロンの問題点を克服するため、一回のビーム加速で複数種のエネルギーのビームを照射する多段エネルギー照射技術が開発されている[36][37]。HIMAC では患部の治療に必要な量のビームを一度に加速し、周回ビームのエネルギーを段階的に下げながら患部全体へビームを照射する手法が用いられている。陽子線治療用の小型シンクロトロンでは一回の加速で治療に必要なビームを全て賄うことは難しいが、それでも一回の加速につき数エネルギー分の照射を行うことで線量率の向上が図られている。多段エネルギー照射技術を採用したシンクロトロンでは線量率が向上する反面、磁場の静定待ちに十分な時間をかけられないことからシンクロトロン偏向電磁石の微小な変動・再現性の悪化が生じ得る。この為、シンクロトロンを用いたシステムで線量率を向上するには後述の照射ビーム位置精度の向上技術が合わせて重要となる。

サイクロトロンはビームを連続的に照射できるため、ビーム電流の面ではシンクロトロンに比べて有利となる。加速周波数を繰り返し変化させるシンクロサイクロトロンのビーム電流はサイクロトロンに比べれば低くなるが、それでもシンクロトロンに比べれば高いビーム電流が得られることが多い。一方で、サイクロトロン・シンクロサイクロトロンは取り出しビームのエネルギーが固定であることから高エネルギービーム輸送系中にエネルギー調整用のディグレーダが必要であり、ディグレーダにより生じるビーム損失が線量率向

上の妨げとなる。特に、エネルギーを大きく減衰させる必要のある低エネルギー領域ではビーム損失の割合が著しく上昇し、例えばビーム利用効率が 1%以下になるとの報告もある [38]。サイクロトロンは元々のビーム電流が高いこと、浅い領域の治療には高いビーム電流が求められないことからディグレーダによるビーム損失が線量率仕様上大きな問題とはなっていない。しかしながら、ビーム輸送系におけるビーム損失は不要な放射化や放射線遮蔽壁の厚さの増大をもたらすため、サイクロトロンにおいてもビーム利用効率の向上が求められる点は変わらない。

粒子線治療システムの小型化と線量率向上を両立するため、サイクロトロンと同様に静磁場を用いながら、取り出されるビームのエネルギーを変更できる新たなコンセプトの加速器の開発が行われている [39]。文献 [39] に記載の加速器はらせん状の周回軌道をビームの取り出し口へ向けて偏心させることで異なるエネルギーのビームを連続的に取り出すことを目指している。

本研究が目的とするシンクロトロンからのビーム取り出し効率の向上は、それだけで線量率に関する課題を一挙に解決するほどの効果をあげるものではない。しかしながら、取り出し効率の向上はビームの種類、加速器の設計に依らずシンクロトロンを用いた全ての粒子線治療システムに対して恩恵がある為、本研究の成果には幅広い応用先があると言える。

C) 照射精度の向上に関する研究

前節で述べた様に、患部をビームにより 3 次元的に走査するスキャニング照射法は複雑な形状の患部に対しても柔軟に照射野を形成できる利点がある。放医研では世界で初めてスポットスキャニング照射法による患者の治療が行われた [30]。一方で、スキャニング照射法はビームの照射位置、照射量の双方に高い精度が求められることから技術的なハードルが高く、初期の粒子線治療装置ではパッシブ照射法やビームをらせん状に走査するワブラー法の採用が主流であった [2]。商用の粒子線治療施設において初めてスキャニング照射法が実用化されたのは 2008 年の米国 MD アンダーソンがんセンターにおいてである。その後はスキャニング照射法の適用が急速に拡大し、現在では新規建設される治療システムの大半においてスキャニング照射法の実施が可能である。

スキャニング照射法では患部を小さな照射スポットに分割し照射スポットごとに治療計画が定める所定の量のビームを照射する。このため、ビーム照射中に照射ビーム位置の変動や腫瘍位置の移動が生じた場合線量分布に濃淡が生じ、治療の精度が悪化する可能性がある [40]。照射ビーム位置の変動の主要な要因は、加速器システムを構成する電磁石が発生する磁場の磁気余効等に由来する変動にある。特に、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムにおいてはシンクロトロン偏向電磁石の磁場変動を低減することが照射ビーム位置の変動を抑える上で重要となる。偏向電磁石の磁場変動を抑えるには電磁石を大型化し磁場の最大値を下げる、磁場が十分に安定するまで待ってから照射を開始するといった手法が有効である。しかしながら、電磁石の大型化は装置設置面積の増大、磁場の静定待ちは線量

率の減少に繋がるためこれらの手法による対策には限界がある。

照射ビーム位置の変動を抑制する為、粒子線治療システムでは進行方向の患部位置（アイソセンタ）における運動量とビーム進行方向に垂直な平面内におけるビーム位置の比例係数（ディスパージョン）が 0 に補正される[41]。ディスパージョンの補正は運動量の変化を伴う照射ビーム位置の変動を抑制する上で有効だが、近年従来のディスパージョン補正では照射ビーム位置の変動抑制に対し十分ではないことが報告されている[28]。本研究ではシンクロトロンから取り出されるディスパージョンを運動量偏差の発生要因ごとに定式化し、複数種のディスパージョンをアイソセンタにおいて同時に 0 に補正することで照射ビーム位置変動のより効率的な抑制を可能とする。

照射精度の向上には照射ビーム位置の安定化に加え、患者・腫瘍の動きに対応する技術が重要となる。北海道大学病院陽子線治療センターでは、腫瘍の位置をリアルタイムで追跡する動体追跡陽子線治療装置が 2014 年に実用化された[42]。本装置では腫瘍の近傍に刺入した金属球（マーカー）の位置を二方向からの X 線撮像によりリアルタイムで監視し、マーカーが特定の位置にある場合のみシンクロトロンから陽子線を照射することで、腫瘍の移動に対応した高精度な照射を実現している。また、腫瘍の動きに応じたビームの照射・停止の高速制御は、高周波を用いた遅い取り出し法により実現している。近年はマーカー刺入に伴う患者負担を軽減するためマーカーを用いずに腫瘍を追跡する技術が開発されている[43]。

X 線治療においては、磁気共鳴画像法（MRI）を用いてビーム照射中に腫瘍位置をリアルタイムで監視する装置が実用化されている。MRI による動体追跡は、X 線透視画像では捉えにくい軟部組織を直接追跡できること、追跡時に X 線透視画像の取得による放射線被ばくが発生しないことが利点となる。粒子線治療における MRI 動体追跡は、MRI 装置が発生する磁場により線量分布が歪められること、粒子線治療装置の構成機器（走査電磁石等）が MRI による画像取得を難しくすることから未だ研究段階にある[44]。

本論文は動体追跡技術自体を研究の対象とはしていない。しかしながら、動体追跡時に行われるゲーティング照射ではビームが常に狙った場所に照射される必要があるため、本研究が対象とする照射ビーム位置精度の向上技術は動体追跡技術の高度化に間接的に貢献する。

1.5. 本研究の目的

本論文研究は、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの普及拡大に向けて、第一に加速器システムの設置面積の低減、第二にビーム利用効率の改善を通じた線量率の向上、第三に照射ビーム位置の変動抑制による高精度化に貢献する技術の開発を目的としている。

小型化に対しては、陽子線治療用の小型シンクロトロン（小型陽子シンクロトロン）を開発するとともにシンクロトロンを用いた一室型の治療システムを提案する。シンクロトロン

ンの小型化については、建屋まで含めた加速器システムの設置面積をサイクロトロンを用いたシステムと同程度に抑える観点から周長の2割低減(周長18.4m以下)を目標とする。また、小型陽子シンクロトロンを用いた一室型のシステムについては高エネルギービーム輸送系中の偏向電磁石を省略した小型加速器システムの成立を目標とする。

線量率向上に対しては、粒子線治療用のシンクロトロンにおいて一般的なHardt条件に代わり、シンクロトロンからの取り出し効率を向上する新たな運転条件を導出し、その効果をトラッキング解析により検証する。本研究では、線量率の向上に関する目標を取り出し効率でHardt条件を上回る運転条件の導出とその検証とする。

照射精度向上に対しては、シンクロトロン取り出しビームに対して運動量偏差の発生要因ごとに異なる二種類のディスパージョンを定式化し、これら複数種のディスパージョンをアイソセンタで同時に0に補正することで照射ビーム位置の変動抑制を可能とする。また、二種類のディスパージョンの比例関係を粒子線治療システム実機におけるディスパージョンの測定結果を用いて検証する。照射精度の向上については、二種類のディスパージョンの比例係数の測定結果を設計上有用なレベル(±20%以内)で再現できる理論式の構築を目標とする。

小型陽子シンクロトロンの開発および一室型システムの提案は、粒子線治療装置では比較的小型となる陽子線治療用の加速器システムを対象としている。但し、一室型システムの提案において得られる高エネルギービーム輸送系の構成に関する知見は、炭素線治療用の加速器システムに対しても適用可能である。シンクロトロンからのビーム取り出し効率向上及び照射ビーム位置変動の抑制に関する知見は、核種を問わずシンクロトロンを用いた粒子線治療システム全てに適用可能である。

1.6. 本論文の構成

本論文の構成と各章の記載内容について以下に整理する。各章の記載内容についてはFig. 1.4にもまとめた。本章では粒子線治療が普及する上での課題を提示し、本研究の目的をシンクロトロンを用いた粒子線治療用加速器システムの小型化、線量率向上、照射精度向上に設定した。

2章では、シンクロトロンを用いた粒子線治療用加速器システムの基本的な構成およびシンクロトロン中を周回するビームの光学パラメータの調整手法について解説する。また、粒子線治療で広く用いられているビームの入射法(多重回転入射法)と取り出し法(高周波を用いた遅い取り出し法)について解説し、ビームの取り出し効率を向上するために一般的に用いられるシンクロトロンの運転条件(Hardt条件)について述べる。

3章では、執筆者が提案し北海道大学陽子線治療センターにて実用化された陽子線治療用の小型シンクロトロン(小型陽子シンクロトロン)についてその設計思想とビーム光学系の検討結果を詳述する。

4章では、Hardt条件に代わる新たなシンクロトロン運転条件（スパイラルステップ一定条件）を提唱し、スパイラルステップ一定条件成立させる為の水平クロマティシティの制約条件を導出する。また、スパイラルステップ一定条件の理論値を粒子トラッキング解析により検証し、スパイラルステップ一定条件の採用による取り出し効率の改善について評価する。

5章では、シンクロトロンからの取り出しビームについて運動量偏差の発生要因ごとに異なる二種類のディスパージョンを定義し、両者の比例関係を定式化する。また、二種類のディスパージョンをアイソセンタにおいて同時に0に補正するために高エネルギービーム輸送系が満たすべき制約条件を明らかにする。次に、粒子線治療用シンクロトロンの実機を用いた二種類のディスパージョンの測定を通じて両者の比例関係について検証するとともに、二種類のディスパージョンの補正による照射ビーム位置変動の抑制について評価する。

6章では、前章までの内容を統合した小型陽子シンクロトロンによる一室型の陽子線治療システムを提唱する。また、従来高エネルギービーム輸送系中に設置されていた偏向電磁石を省略し、加速器システム自体の設置面積を低減する手法について詳述する。

7章では、本研究により得られた知見を総括した結論を述べ、本研究の成果が粒子線治療システムの普及拡大に果たす役割について述べる。また、粒子線治療システムの普及拡大に向けた社会の動向と本研究の今後の課題について考察する。

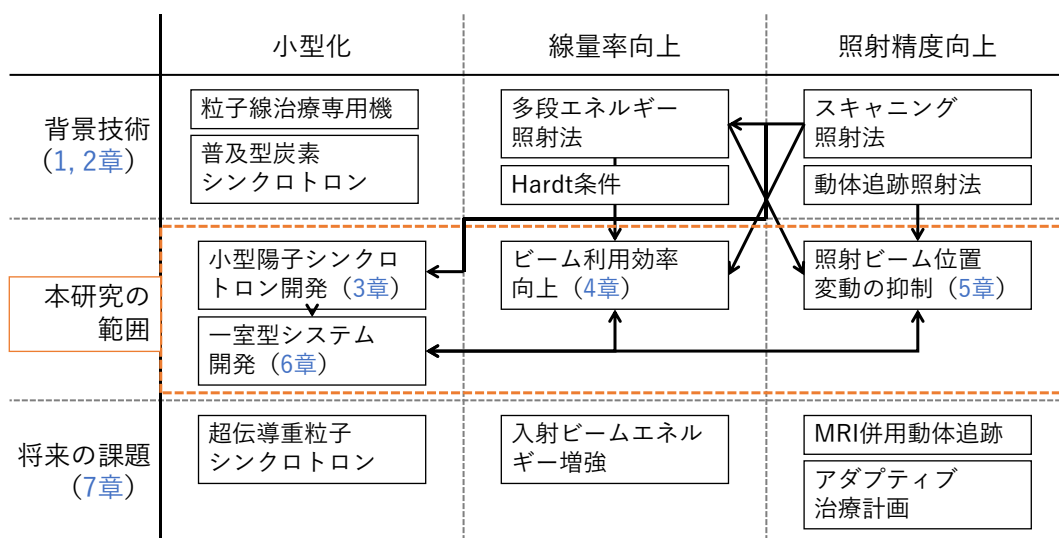


Fig. 1.4 Contents of each chapter.

1.7. 参考文献

- [1] Paul-Emmanuel Goethals, Richard Zimmermann, PROTON THERAPY WORLD MARKET REPORT & DIRECTORY, MEDDraysintell (2019) Page 59.
- [2] Particle Therapy Co-Operative Group, Facilities in Operation, <https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation> (2020年11月28日確認) .
- [3] Particle Therapy Co-Operative Group, Facilities under Construction, <https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-under-construction> (2020年11月28日確認) .
- [4] W. T. Chu et al., Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams, Review of Scientific Instruments 64, 2055 (1993), Pages 2055-2122.
- [5] 厚生労働省「死因（死因年次推移分類）別にみた性・年次別年齢調整死亡率（人口10万対）」令和元年度人口動態調査（2019）
- [6] Hori M, Matsuda T, Shibata A, Katanoda K, Sobue T, Nishimoto H, et al. Cancer incidence and incidence rates in Japan in 2009: a study of 32 population-based cancer registries for the Monitoring of Cancer Incidence in Japan (MCIJ) project. Japanese journal of clinical oncology. 2015;45(9):884-91.
- [7] World Health Organization, WHO report on cancer: setting priorities, investing wisely and providing care for all, (2020).
- [8] 国立がん研究センターがん対策情報センター「患者必携 がんになったら手にとるガイド 普及新版」学研メディカル秀潤社（2017）
- [9] 国立がん研究センター「がん情報サービス 診断・治療」
https://ganjoho.jp/public/dia_tre/index.html (2020年11月28日確認)
- [10] 日本臨床腫瘍学会編「がん免疫療法ガイドライン第2版」金原出版（2019）
- [11] Michael A et al., Immunologic Correlates of the Abscopal Effect in a Patient with Melanoma, The New England Journal of Medicine 2012; 366:925-931.
- [12] Antonio M Grimaldi et al., Abscopal effects of radiotherapy on advanced melanoma patients who progressed after ipilimumab immunotherapy, OncoImmunology Volume 3, 2014 - Issue 5, e28780.
- [13] 石川仁ほか5名「高精度放射線治療の現状と Adaptive Therapy の展望：前立腺がんに対する放射線治療を中心に」日本医学物理学会学会誌「医学物理」 32(3), 138-147, 2012
- [14] 中川 恵一、野沢 勇樹「放射線治療の高度化と医学物理士」日本原子力学会誌, Vol.62, No.1 (2020)
- [15] 松藤成弘・岩田佳之「重粒子線を用いたがん治療の最前線」電気学会誌 Vol. 137 No.6 (2017)
- [16] Chie Toramatsu et al., What is the appropriate size criterion for proton radiotherapy for hepatocellular carcinoma? A dosimetric comparison of spot-scanning proton therapy versus

- intensity-modulated radiation therapy, *Radiation Oncology* volume 8, Article number: 48 (2013).
- [17] 廣田淳一、平本和夫「粒子加速器トータルシステム構築と設計技法」日立評論 Vol.79 No.2 67-72 (1997-2)
- [18] Alfred Smith et al., The M. D. Anderson proton therapy system, *Med. Phys.* 36 (9), 2009, Pages 4068-4083.
- [19] Takuya Miyashita et al., UPGRADING OF P235 CYCLOTRON FOR PROTON THERAPY, Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2011, Tsukuba, Japan, Pages 168-170.
- [20] Henrotin et al., COMMISSIONING AND TESTING OF THE FIRST IBA S2C2, Proceedings of Cyclotrons2016, Zurich, Switzerland (2016) TUP07.
- [21] 野田 耕司、取越 正己「HIMAC の現在と今後」日本加速器学会学会誌「加速器」Vol. 4, No. 2, 2007 (151-159)
- [22] 原田久「加速器の基礎と医療応用～医療のための加速器 4. 加速器医療応用 1 重イオンビーム 1」高エネルギー加速器セミナー-OHO テキスト (2012)、5.4.3 節
- [23] Fumiali Noda, et al., BEAM COMMISSIONING AT OSAKA HEAVY ION THERAPY CENTER, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagaoka, Japan, 2018, THP131.
- [24] Angela U. Pathmanathan et al., Magnetic Resonance Imaging-Guided Adaptive Radiation Therapy: A “Game Changer” for Prostate Treatment?, *Int J Radiation Oncol Biol Phys*, Vol. 100, No. 2, pp. 361e373, 2018.
- [25] Naoyoshi Yamamoto, A Dose Escalation Clinical Trial of Single-Fraction Carbon Ion Radiotherapy for Peripheral Stage I Non-Small Cell Lung Cancer, *Journal of Thoracic Oncology* Volume 12, Issue 4, April 2017, Pages 673-680.
- [26] Hiroshi Ueda et al., Conceptual Design of Next Generation HTS Cyclotron, *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, VOL. 23, NO. 3, 2013, 4100205.
- [27] K. Hiramoto, M. Nishi, Resonant beam extraction scheme with constant separatrix, *Nucl. Instrum. Methods. Res. A* 322 (1992) 154-160.
- [28] Yuichi Saraya, et al., VERIFICATION AND OPTIMIZATION OF THE OPTICAL PARAMETERS FOR SLOW EXTRACTED BEAM, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sapporo, Japan, 2017, WEP134.
- [29] 鳥飼幸太、想田光「特集粒子線治療 4 粒子線がん治療用加速器」日本アイソトープ協会学術誌「RADIOISOTOPES」64, 382-387 (2015)
- [30] 秋山浩「加速器の基礎と医療応用～医療のための加速器 6. 加速器医療応用 2 陽子ビーム 陽子線治療」高エネルギー加速器セミナー-OHO テキスト (2012)
- [31] 藤田敬ほか 2 名「重粒子線がん治療装置 (HIMAC) の現状と展望」低温工学・超伝導学会学会誌「低温工学」2009 年 44 巻 11 号、480～487 ページ

- [32] H. Eickhoff et al., TESTS OF A LIGHT-ION GANTRY SECTION AS AN EXAMPLE OF PREPARATIONS FOR THE THERAPY FACILITY IN HEIDELBERG, Proceedings of EPAC 2002, Paris, France (2002), Pages 2730-2732.
- [33] Toshiyuki Shirai et al., TOWARD THE DEVELOPMENT OF QUANTUM KNIFE, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan , 2017, Sapporo, Japan, THOL03.
- [34] 辻井博彦ほか 28 名「《 I 》重粒子線治療研究の過去、現在、未来 1. 放医研における重粒子線治療の臨床成果」放射線科学 Vol. 50 No.7 (2007)
- [35] L. Badano, et al., Proton-Ion Medical Machine Study (PIMMS) Part I, CERN-PS-99-010-DI (1999).
- [36] 井関康ほか 2 名「重粒子線治療用照射システムの高効率・高精度化と患者負担の軽減への取り組み」東芝レビューVol. 68 No.1 (2013) Pages 16-19
- [37] Kota Mizushima et al., UPGRADE OF MULTIPLE-ENERGY SYNCHROTRON OPERATION AT HIMAC , Proceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2013, Nagoya, Japan, Pages 794-797.
- [38] Jonathan B. Farr et al., New horizons in particle therapy systems, Med. Phys. 45 (11), 2018, Pages e953-e983.
- [39] Takamitsu Hae et al., Study on slow extraction system in cotangential trajectory accelerator, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2019, Kyoto, Japan, FROH12.
- [40] 稲庭拓「放医研における粒子線スキャニング法の開発」Jpn. J. Med. Phys. Vol. 32 No. 2: 74-80 (2013)
- [41] Y. Iwata, et al., PRESENT STATUS OF A SUPERCONDUCTING ROTATING-GANTRY FOR CARBON THERAPY, Proceedings of HIAT2015, Yokohama, Japan (2015).
- [42] 梅澤真澄ほか 6 名「移動性臓器対応小型陽子線治療システムの開発」日立評論 Vol.93 No.06-07 Pages 70-75 (2005)
- [43] 株式会社東芝ニュースリリース「金属のマーカを体内に埋め込まず腫瘍を捉える重粒子線がん治療向けの技術を開発」
http://www.toshiba.co.jp/about/press/2016_09/pr_j2601.htm (2020 年 11 月 28 日確認)
- [44] Sonja M Schellhammer et al., Integrating a low-field open MR scanner with a static proton research beam line: proof of concept, Phys. Med. Biol. 63 (2018) 23LT01.

2. 粒子線治療用シンクロトロンの原理

2.1. 概要

粒子線治療システムでは、ビームを治療に必要なエネルギーまで加速するためにシンクロトロンやサイクロトロンといった加速器が用いられる。中でもシンクロトロンは取り出しビームのエネルギーを所望の値に変更できるため、患部を三次元的に走査するスキニング照射法での使用に特に好適である。シンクロトロンを用いた施設では患者へ照射されるビームのエネルギーを変更する際にエネルギー吸収体を用いる必要がないため、不要放射線の発生を抑制し、建屋遮蔽壁の厚さをサイクロトロンを用いた施設に比べて低減できる。その一方で、多数の電磁石により構成されるシンクロトロンは加速器自体のサイズがサイクロトロンに比べて大型化する傾向がある。また、ビームを加速する際に磁場を変化させるシンクロトロンは間欠的にしかビームを照射できないため、連続的にビームを照射できるサイクロトロンに比べて線量率を向上させることが難しい。そこで本研究では、前章で述べた通り陽子線治療用の小型シンクロトロンの開発、ビーム取り出し効率の向上、照射ビーム位置変動の抑制を通じて、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの小型化・高線量率化・照射精度向上を実現し、粒子線治療システムの普及を拡大することを目的としている。

本研究は加速器科学、特にシンクロトロンの様な周回型の加速器におけるビームの挙動を記述する上での公知の知見を出発点としている。シンクロトロンの動作原理やビームの基礎的な挙動については既に様々な文献において解説が為されているため、本論文中でこれらについて詳細に述べることはしない。一方で、粒子線治療用のシンクロトロンにはその用途から導かれる特徴的な構成やビームの入射、取り出しにおいて頻繁に用いられる技術があり、本研究の内容について詳述する前にこれらの要素について簡潔に纏める必要があると考えた。

本章ではまず粒子線治療用シンクロトロンの基本的な構成および座標系の定義について解説し、次にシンクロトロン中を周回するビームの光学パラメータをシンクロトロンの構成電磁石を用いて調整する一般的な手法について述べる。また、本章では粒子線治療で広く用いられているビームの入射法（多重回転入射法）と取り出し法（高周波を用いた遅い取り出し法）について解説し、ビームの取り出し効率を向上するために一般的に用いられるシンクロトロンの運転条件（Hardt 条件）について述べる。

本章は、主として文献[1], [2], [3]に記載の内容を抽出、再編したものとなる。

2.2. 座標系の定義

シンクロトロン中の座標系の模式図を Fig. 2.1 に示す。シンクロトロン中の座標系は、偏向電磁石の動径方向を水平方向 x (円弧中心から離れる方向を正)、軌道平面に垂直な方向を垂直方向 y (鉛直上方を正)、シンクロトロンの中心軌道に沿った方向を進行方向 s (ビーム進行方向を正) とする。低エネルギービーム輸送系 (LEBT 系) および高エネルギービーム輸送系 (HEBT 系) 中の座標系はシンクロトロン中の座標系に準ずる。回転ガントリー中の座標系は、ガントリーの回転に伴い回転するものとする。回転ガントリー一台目の偏向電磁石がビームを水平正方向に偏向する場合に、回転ガントリー中の座標系と HEBT 系中の座標系は回転ガントリーの入口において一致しているものとする。

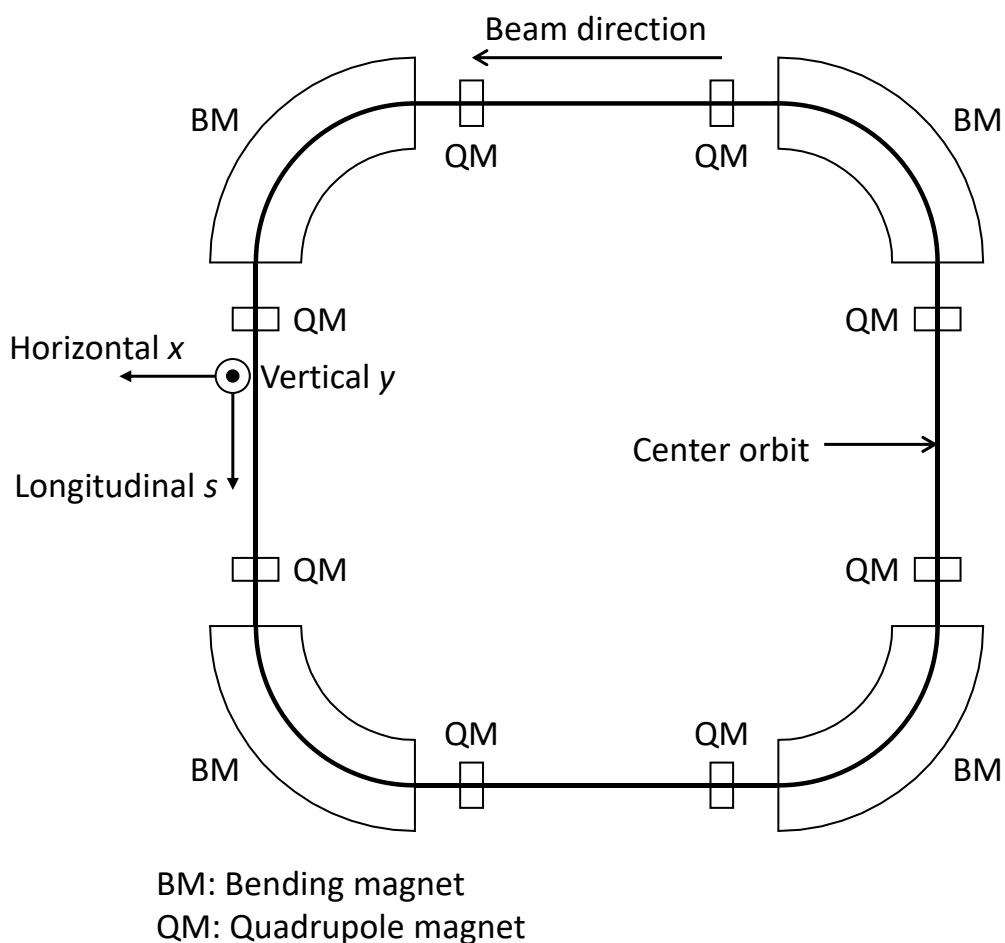


Fig. 2.1 Coordinate system of a synchrotron.

2.3. シンクロトロン及び加速器システムの基本構成

粒子線治療用シンクロトロン及びそれを用いた加速器システムの模式図を Fig. 2.2 に示す。Fig. 2.2 に示すシンクロトロンは、入射器で生成された荷電粒子ビーム（以下、単にビームと呼ぶ）を粒子線治療で使用する所望のエネルギーまで加速し、高エネルギービーム輸送系へと取り出す。粒子線治療において用いるビームエネルギーの範囲は陽子線の場合例えば 70 MeV から 230 MeV（飛程約 4 cm から 30 cm）、炭素線治療の場合核子あたり 140 MeV から 430 MeV（飛程約 4 cm から 30 cm）である。

シンクロトロンへ入射するビームの生成には主として線形加速器（ライナック）が用いられる。ライナックには加速電場の発生やビームの収束方法によっていくつかの種類があるが、粒子線治療には高周波四重極ライナック（RFQ）が用いられる。RFQ の加速管は波型の高周波電極が互いに向かい合う様な構成をしており、ビームの加速および収束の両方を高周波電場により行うことを特徴としている。電場による収束は特にビームの運動量が小さい低エネルギー領域において高い効果を得られるため、低エネルギーにおいて空間電荷効果による大きな発散力を受けるイオンビームの加速に好適である。RFQ により加速されたビームを更にシンクロトロンへの入射に適したエネルギーまで加速するため、特に重粒子線治療ではドリフトチューブライナック（DTL）が用いられる[4], [5], [6]。

粒子線治療用のシンクロトロンでは、一度に加速できるビームの量（周回ビーム電荷量）の上限が低エネルギー領域におけるビーム粒子同士の反発力（空間電荷効果）により規定されることが多い。空間電荷効果による影響は数 MeV 程度のエネルギー領域ではエネルギーに反比例するため[7], [8]、入射器に RFQ と DTL を併用した場合 RFQ を単体で用いる場合に比べて空間電荷効果による影響を緩和し、周回ビーム電荷量を向上することができる。一方で、DTL の設置は入射器の設置面積及び機器コストの増大をもたらすため、RFQ のみで治療に必要な周回ビーム電荷量を達成できるのであれば入射器は RFQ のみで構成することが望ましい。治療に必要な周回ビーム電荷量は治療システム全体の設計に依存し、周回ビーム電荷量の上限は当然ながらシンクロトロンの機器構成による影響も受けるため、入射器の構成はこれら全体構成とのバランスを見て決定する必要がある。

ライナックから取り出されたビームは低エネルギービーム輸送系（LEBT 系）を經由してシンクロトロンへと入射される。なお、重粒子線がん治療装置 HIMAC[9]や群馬大学重粒子線医学センター[10]などの炭素線治療を行う施設では、イオン源からライナックまでのビーム輸送系を低エネルギービーム輸送系とし、ライナックからシンクロトロンまでのビーム輸送系は中間エネルギービーム輸送系（MEBT 系）と呼称することが多い。本論文では陽子線治療システムでの呼称に合わせ、ライナックからシンクロトロンまでのビーム輸送系を低エネルギービーム輸送系と呼称する。

LEBT 系中には偏向電磁石や四極電磁石といった電磁石が設置される。偏向電磁石はライナックからのビームをシンクロトロンへの入射に適した軌道へと偏向するとともに、ビー

ムのエネルギー収差に相当するパラメータであるディスパージョンの補正にも用いられる。四極電磁石はビームに収束あるいは発散の力を加え、シンクロトロンへの入射に適した形状へとビームを成型する。シンクロトロンへ入射するビーム軌道の微調整は LEPT 系中に設置したステアリング電磁石 (図示せず) により行う。水平方向については偏向電磁石が粗調整、水平ステアリング電磁石が微調整の機能を担い、垂直方向については垂直ステアリング電磁石による微調整のみが軌道補正の手段となる。一般に入射器とシンクロトロン及び LEPT 系は同一平面上 (水平面上) に配置されるため、垂直方向の軌道補正については垂直ステアリング電磁石による微調整のみで十分である。LEPT 系中にはシンクロトロン入射ビームの運動量分散の低減を目的としてデバンチャが設けられることがある。デバンチャは LEPT 系中のビームにライナックの加速周波数と同期した周波数の高周波電場を印加し、ビームの運動量分散を低減する。LEPT 系中をある程度進んだビームはバンチの先頭側に運動量の高い粒子、バンチの末尾側に運動量の低い粒子が分布する。従って、バンチの先頭側を減速しバンチの末尾側を加速するようにデバンチャの相対位相を調整することでデバンチャ通過後のビームの運動量を圧縮することができる。後述する多重回転入射の効率やビームの捕獲効率を向上する上ではシンクロトロン入射ビームの運動量分散は小さいことが望ましいため、デバンチャの設置は周回ビーム電荷量の向上に有効である。一方で、デバンチャ自体は LEPT 系の大型化やコスト増の要因となる為、入射器で生成されるビームの運動量分散が十分に小さい場合やデバンチャを設置せずとも十分な周回ビーム電荷量を確保できる場合には LEPT 系中のデバンチャは省略が可能である。

量研機構で進められている量子メスプロジェクトでは重粒子線治療用シンクロトロンの入射器にレーザー加速技術を用いることが計画されている[11]。ペタワットクラスの強力なレーザーパルスによりイオンをシンクロトロンの入射エネルギーまで直接加速するこの方式は、入射器の小型化に貢献することが期待されている。

入射器からのビームは最終的に静電インフレクタにより偏向されてシンクロトロンの周回ビーム軌道上へと導入される。このとき、シンクロトロンへのビーム入射量を増強する目的で多重回転入射法が用いられる。多重回転入射法は、シンクロトロン側で静電インフレクタに接近するようなバンブ軌道 (入射バンブ軌道) を形成し、バンブ軌道の高さを徐々に低減することで位相空間を塗りつぶすようにビームを入射する手法である。多重回転入射法を用いることで入射器から取り出されるビーム電流よりも大幅に高い (例えば 10 倍以上) のビーム電流をシンクロトロン中で周回させることが可能となる。多重回転入射法の採用によりシンクロトロン周回ビームの水平エミッタンスは入射ビームの水平エミッタンスに比べて増大する。しかしながら、シンクロトロンから取り出されるビームの水平エミッタンスは後述する遅い取り出しの特性により周回ビームの水平エミッタンスには依存しないため、多重回転入射法による水平エミッタンスの増大はビーム性能上問題とならない。また、空間電荷効果による影響を緩和する上でも周回ビームを位相空間上の広い範囲に分布させることは有効である。

シンクロトロンは中心軌道を形成する偏向電磁石、周回ビームを収束あるいは発散しチューン（ベータトロン振動の振動数）を適切な値に保つ四極電磁石、周回ビームの閉軌道誤差（COD）を補正するステアリング電磁石（図示せず）、クロマチシティの調整および遅い取り出しの制御を行う六極電磁石、周回ビームに進行方法の高周波電圧を印加しビームを所望のエネルギーまで加速する高周波加速空洞などにより構成される。粒子線治療用のシンクロトロンは設置面積の制約から小型化の要請が強く、八極以上の高次の非線形磁場を調整するための電磁石は一般に設置されない。

偏向電磁石は入射器から入射されたビームを偏向し、シンクロトロンの設計上の周回ビーム軌道である中心軌道を形成する。偏向電磁石の員数および一台当たりの偏向角はシンクロトロンの特性を決定づける最も基本的な要素である。四極電磁石は周回ビームに収束あるいは発散の力を印加し、ベータトロン振動の振動数（チューン）をビームの加速や取り出しに適した値に保つ。水平チューンと垂直チューンの組み合わせはシンクロトロンの動作点と呼ばれる。動作点は偏向電磁石の構成と合わせてシンクロトロンの特性を決定する基本条件となる。水平チューン（ N_x ）と垂直チューン（ N_y ）の組み合わせが

$$aN_x + bN_y = c \quad (2.1)$$

a, b, c は整数

で表される直線（共鳴線）に接近するとベータトロン振動の振幅が急激に増大してビーム損失を生じるため、動作点はこれら共鳴線を避けるように決定される。シンクロトロン中には一般に 2 系統以上の四極電磁石が設置される。このとき片方の系統はビームを水平方向に収束し垂直方向に発散する収束四極電磁石（QF）、もう片方の系統はビームを水平方向に発散し垂直方向に収束する発散四極電磁石（QD）とする。これら 2 系統の四極電磁石の励磁量を調整することにより、シンクロトロンではチューン为目标とする値に一致させる。なお、QF は主に水平チューン、QD は主に垂直チューンの調整に用いられる。このとき、QF により水平チューンを調整する場合は垂直チューンが、QD により垂直チューンを調整する場合は水平チューンが僅かではあるが変化するため、QF、QD の励磁量は水平チューン、垂直チューンが同時に目標値と一致するよう連携して制御される。なお、3 章にて述べる小型陽子シンクロトロンは四極電磁石を 1 系統しか備えていないため、チューンの調整範囲は水平チューン・垂直チューンを二軸に取った平面（チューンダイアグラム）上の直線状の領域に制限される。

ステアリング電磁石は周回ビームを水平あるいは垂直方向に偏向し、周回ビームの閉軌道が中心軌道に対して持つ閉軌道誤差（Closed orbit distortion: COD）を補正する。COD の補正にはビーム位置モニタによる周回ビーム位置の測定結果が用いられる。シンクロトロンの COD 補正のアルゴリズムとしては固有ベクトルを用いた手法及びその改良法[12]や機械学習を用いた手法[13]が提案されている。粒子線治療用の比較的小型のシンクロトロンではビーム位置モニタ地点のビーム位置が中心軌道と一致するようにステアリング電磁石を制御すれば十分であることが多い。ステアリング電磁石は COD 補正の他に後述する取り出し

用バンブ軌道の形成に用いられることもある[14]。

高周波加速空洞は周回ビームに進行方向の高周波電圧（以下、加速電圧）を印加し、周回ビームを進行方向の特定の位相に捕獲（高周波捕獲）して所定のエネルギーまで加速する。高周波捕獲された周回ビーム粒子の運動量は設計上の運動量（以下、中心運動量）を中心として振動しており、この振動をシンクロトロン振動という。シンクロトロン振動は、遅い取り出しにおける取り出しビームの運動量偏差を考えるうえで重要な要素となる。ビームを加速する間は偏向電磁石および四極電磁石の励磁量を周回ビームの運動量に比例して増加させるとともに加速電圧の周波数（以下、加速周波数）を適切な値に制御し、周回ビーム軌道及び周回ビームのチューンを一定に保つ。ここで、電磁石の励磁量と加速周波数を精度良く同期させるには、偏向電磁石の励磁電流と加速周波数の両方を基準時間に対する時間パターンとして制御する手法（tクロック法）や、偏向電磁石の磁場変化量を検出し磁場が一定量変化するごとに加速周波数を更新する手法（Bクロック法）が用いられる[15]。

粒子線治療では、患者へのビーム照射量を制御するため加速後の周回ビームを少しずつ取り出す必要がある。また、特にスキヤニング照射法においては、加速器からのビームの取り出しを短時間（例えば 100 μ s 以内）で停止する必要がある。これらの要請を満たすため、粒子線治療用のシンクロトロンではビームの取り出しに遅い取り出し法が用いられる。遅い取り出し法では水平方向の位相空間にベータトロン振動の安定領域と不安定領域を区分する境界（セパラトリクス）を形成し、セパラトリクスの外側にあるビーム粒子をベータトロン振動の共鳴により外部へと取り出す。遅い取り出し法は、四極電磁石の励磁量の変更や周回ビームの加速によりセパラトリクスを徐々に縮小させて周回ビーム粒子をセパラトリクスの外へ取り出す手法[3][16]と高周波電圧により周回ビームをセパラトリクスの外部へ拡散する手法[17]に大別される。高周波を用いた遅い取り出し法では取り出しの間セパラトリクスの形状が固定されるため、取り出しビームの軌道や形状をセパラトリクスを縮小する場合に比べて安定化することができる。また、高周波を用いた遅い取り出し法ではビームの照射と停止を高周波電圧の ON/OFF により制御するため、高速なビームの停止を容易に実現できる。これらの特徴から、高周波を用いた遅い取り出し法は特にスキヤニング照射法を行う粒子線治療用のシンクロトロンに好適である。

高周波を用いた遅い取り出し法では、周回ビームを所定のエネルギーまで加速した後に四極電磁石の励磁量を変更し、周回ビームの水平チューンを取り出し用の三次共鳴線に接近させる。次に、六極電磁石を用いて周回ビームに取り出し用の非線形磁場（六極磁場）を印加し、水平方向の位相空間上に取り出し用のセパラトリクスを形成する。位相空間に占めるセパラトリクスの面積（セパラトリクスサイズ）は、ビームの取り出し効率を最大化するよう加速器の運転中適切な値に制御する必要がある。詳しくは後述するが、セパラトリクスサイズは動作点と取り出し用共鳴線との距離および六極電磁石の励磁量により制御される。セパラトリクスサイズはシンクロトロンの機器構成（光学系）によっても影響されるが、これらは加速器の制作後に変更することができないため運転中の制御の対象とはしない。

高周波キッカは周回ビームに高周波電圧（以下、取り出し RF）を印加し、周回ビーム粒子の水平ベータatron振動の振幅を増大させる。水平ベータatron振動の振幅が増大してセパトリクスを越えた周回ビーム粒子は水平ベータatron振動の振幅を急激に増大させ、取り出し用の静電デフレクタに入射する。取り出し RF の周波数は、水平チューンと同期するような値に設定されるが、六極磁場の存在下では水平チューンがベータatron振動の振幅に依存するため、単一周波数の取り出し RF ではビーム粒子をセパトリクスの外部まで効率的に拡散することが難しい。そこで、例えば動作点と三次共鳴線との間で取り出し RF の周波数を掃引する手法[18]や取り出し RF をある程度の帯域幅を持つ高周波により構成する手法[19]が用いられる。取り出し RF の周波数特性はビームの拡散速度に加えてビーム電流の時間変化波形（スピル形状）にも影響するため、粒子線治療を安定的に運転する上では重要な特性となる。取り出し RF の特性については上述の他にも研究が行われているが[20][21]、本研究は取り出し RF の特性については検討の対象としない。

静電デフレクタは入射したビーム粒子を水平正方向へと偏向し、取り出し用のセプタム電磁石に入射させる。セプタム電磁石は、静電デフレクタにより偏向されたビーム粒子をさらに水平正方向へと偏向し高エネルギービーム輸送系（HEBT 系）へと取り出す。周回ビームと取り出しビームの間隔（セパレーション）を確保するため、取り出し用セプタム電磁石は静電デフレクタから水平ベータatron振動の位相で $\pi/2$ 離れた位置に設置されることが望ましい。なお、セプタム電磁石の代わりにビームを垂直方向に偏向するランバートソン電磁石を用いることも可能である[22]。ランバートソン電磁石は、取り出し用の電磁石を大気中に設置する場合に取り出しビームと周回ビームのセパレーションが小さくともビームを取り出すことができるため、静電デフレクタによる偏向量を低減し静電デフレクタ自体を小型化することが可能となる。一方で、ランバートソン電磁石はシンクロトロン中では生じない垂直ディスパージョンの発生源となる為、取り出しにランバートソン電磁石を用いた場合は HEBT 系中の光学パラメータの調整が複雑化する恐れがある。

周回ビームと取り出しビームとの間に十分な距離を確保するため、静電デフレクタと取り出し用セプタム電磁石は通常異なる直線部に設置される。HIMAC のシンクロトロンでは静電デフレクタと取り出し用セプタム電磁石が同一の直線部に設置されるが、こういった構成を取るには直線部の長さに十分な余裕が必要となる。

ビームの取り出しに際しては、周回ビームの閉軌道を静電デフレクタに接近させる目的で水平方向にこぶ状の閉軌道（取り出しバンプ軌道）が形成される。取り出しバンプ軌道の形成によりセパトリクスを越えてから静電デフレクタに入射するまでのビーム粒子の通過領域が静電デフレクタの近傍以外で縮小される。これにより、シンクロトロンを構成する電磁石に求められる一様磁場領域（Good Field Region: GFR）を低減し、電磁石のコストを低減することが可能となる。取り出しバンプ軌道の形成には前述の COD 補正用の水平ステアリング電磁石やバンプ軌道形成のために専用で設けた水平ステアリング電磁石が使用される。なお、取り出しバンプ軌道は水平ベータatron振動の位相でおおよそ 180 度分の領域にわ

たって形成される。このため、後述の小型陽子シンクロトロンのような水平方向に弱収束（水平チューンが1以下）のシンクロトロンに対して取り出しバンプ軌道を形成した場合、周囲ビーム軌道の大半が取り出しバンプ軌道となりビーム通過領域縮小の効果が得られない。

シンクロトロンから取り出されたビームは、高エネルギービーム輸送系（HEBT系）、回転ガントリービーム輸送系（GABT系）、照射ノズルを經由して治療室中の患者へと照射される。回転ガントリーは患者の周囲を回転し、所望の方向から患者へビームを照射する。回転ガントリーは複数台の偏向電磁石や四極電磁石により構成され、最終偏向電磁石の下流にはビームを患者の体内で操作するための走査電磁石やビームの照射量を制御するための線量モニタが設置される。これら照射野の形成、照射量の制御に用いられる一連の機器を総称して照射ノズルと呼ぶ。

粒子線治療における回転ガントリーは、初めに陽子線治療において実用化された。炭素などの重粒子線を用いた治療ではビーム粒子の磁気剛性率が陽子に比べて高いため、常伝導の偏向電磁石を用いた場合には偏向電磁石および回転ガントリーが大型化する。例えばドイツの Heidelberg Ion Beam Therapy Center に設置された炭素線治療用の回転ガントリーは総重量 600 トンと[23]、陽子線治療用の回転ガントリーの3倍以上の重量がある。炭素線治療システムでは従来回転ガントリーの採用例が少なく、主として建屋に対して固定されたビーム輸送系が使用されてきた。しかしながら、近年超伝導偏向電磁石を用いた小型の炭素線治療用回転ガントリーが実用化され、炭素線治療システムにおいても回転ガントリーの普及が拡大している[24][25]。

HEBT系およびGABT系にはビームを患者へ向けて偏向する偏向電磁石の他に、患者へ照射されるビームの空間的な広がり（ビームサイズ）を調整する四極電磁石やビーム軌道を微調整するためのステアリング電磁石が設置される。ビーム光学におけるHEBT系とGABT系の機能はほぼ同一であり、GABT系はHEBT系の一部であるとも考えることもできる。本論文中では回転ガントリーとそれ以外のビーム輸送系を明確に区別するため、回転ガントリー入口までのビーム輸送系をHEBT系、回転ガントリー入口からアイソセンタまでのビーム輸送系をGABT系と呼称する。なお、アイソセンタとは回転ガントリーの回転軸とGABT系最終直線部のビーム軌道が交わる点であり、治療室中で患者を位置決めする際の基準点となっている。治療室が回転ガントリーを備えない場合であっても治療室において患者位置決め基準となる点を便宜上アイソセンタと呼ぶ。回転ガントリーを備えない治療室ではシンクロトロン出口からアイソセンタまでのビーム輸送系が全てHEBT系となる。

加速器から取り出されるビームのサイズは治療対象となるがん等の患部に比べて通常小さく、また、その強度分布は空間的に一様ではない。そのため、粒子線治療では加速器からのビームを何らかの方法で患部のサイズまで拡大し成型する必要がある。

患者へ照射されるビームを成型する第一の手法はパッシブ照射法である[26]。パッシブ照射法ではビームを照射ノズル中に設置した散乱体により拡散、平坦化し、散乱体の下流側に設けられたコリメータによりビームを患部の形に成型する。ビームの飛程はシンクロトロン

ンから取り出されるビームのエネルギーにより調節される。また、ビームの深さ方向の強度分布は、患者ごとに制作されたボラスや、角度により厚みの異なる円盤状のエネルギー吸収体 (RMW: Rotaly Moduration Wheel) によっても調節される。パッシブ照射法では深さ方向の分布の調整にビームのエネルギーとエネルギー吸収体を併用しており、加速器から取り出されるビームのエネルギーは通常 10 種類にも満たない。パッシブ照射法では照射ノズル中に設置された散乱体によりビームを腫瘍サイズまで拡大するため、ビームのエネルギーや軌道の制御が比較的容易である。一方で、パッシブ照射法では、線量分布が散乱により形成可能な形状に限られるため、腫瘍の形状によっては高精度な線量分布を形成することが難しい。更には、照射野サイズが大きくなるほどビームの拡大に必要な散乱体の厚みは大きくなるため、パッシブ照射法で大照射野を形成するには後述のスキヤニング照射法に比べて高いビームエネルギー (例えば 250 MeV) が必要となる。

患者へ照射されるビームを成型する第二の手法はスキヤニング照射法である[27][28]。スキヤニング照射法ではビームの照射位置を患部内で三次元的に走査することにより照射野を形成する。スキヤニング照射法では照射ノズル内に通常二台の走査電磁石 (スキヤニングマグネット) が設置され、ビームはこれら走査電磁石によりビーム進行方向に垂直な平面内を走査される。スキヤニング照射法の照射ノズルは通常ボラスや RMW の様な機器を備えておらず、ビームの飛程はシンクロトロンから取り出されるビームのエネルギーにより制御される。このため、スキヤニング照射法ではシンクロトロンから取り出されるビームのエネルギーの種類が約 100 種類 (陽子線の場合) にも及ぶ。ビームの照射時間や加速器システムのコミッションング期間を短縮するため、照射ノズル中にビーム進行方向に楔形のフィルタ (リッジフィルタ) を設置し、ビームを深さ方向に拡大することがある。スキヤニング照射法は細径のビームにより患部を三次元的に走査するため、複雑な形状をした腫瘍に対しても精度よく線量分布を形成することが可能である。また、スキヤニング照射法は照射ノズル中に散乱体等の機器が設置されないためビーム利用効率が高く[29]、必要となるビームエネルギー (約 220 MeV) もパッシブ照射法に比べて小さい[30]。これらの特長により、スキヤニング照射法は近年粒子線治療における標準的な照射法の地位を確立しつつある。

スキヤニング照射法において照射ビーム位置のずれやエネルギーの誤差が生じた場合、照射野内に線量の高い部分と低い部分が形成され線量分布形成の精度 (線量一様度) が悪化する。スキヤニング照射法はパッシブ照射に比べて線量分布が照射ビーム位置の変動による影響を受け易い。このため、スキヤニング照射法では線量一様度確保のため照射ビーム位置に高い安定度が求められる。

粒子線治療におけるビームの照射はあらかじめ患部の形状に合わせてソフトウェアが作成した治療計画に基づいて行われる。加速器システムの制御系は治療計画に基づいて加速器、ビーム輸送系、照射ノズルを制御する。シンクロトロンは計画された照射がすべて完了するまでビームの加速、取り出し、減速を繰り返す。

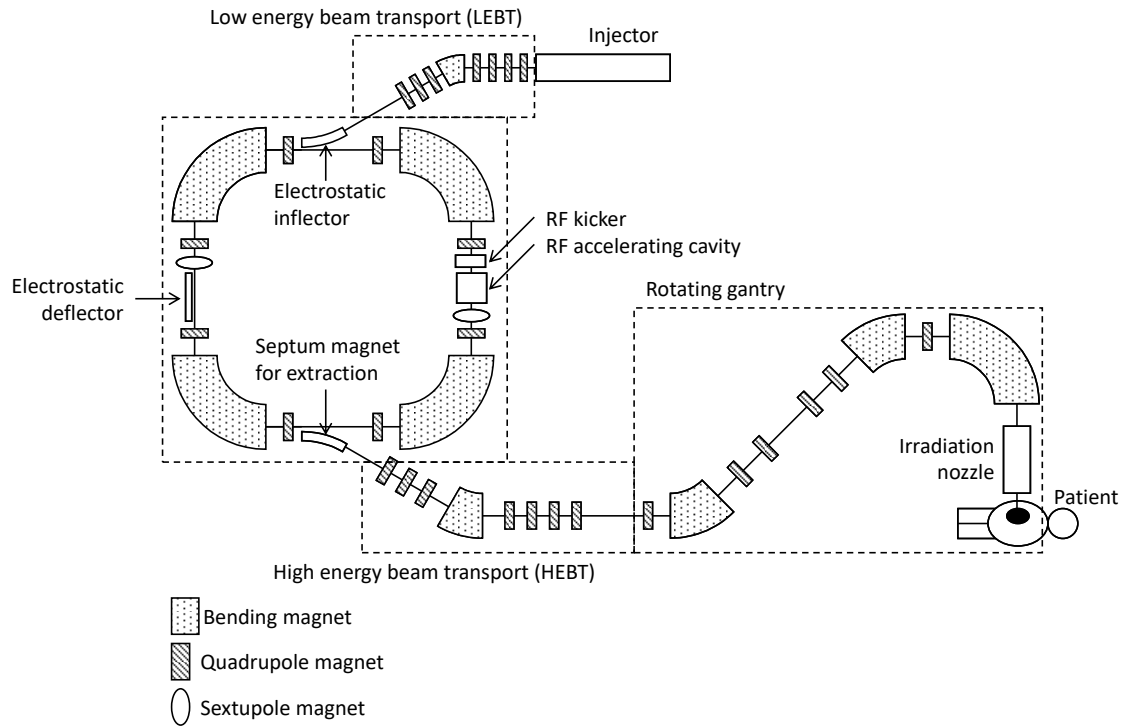


Fig. 2.2 Schematic view of a synchrotron based accelerator system dedicated to particle beam therapy.

2.4. 光学パラメータの補正

2.4.1. 電磁石励磁量の定義

四極電磁石の励磁量は以下に示す K_1 値により定義する。

$$K_1 = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x} \quad (2.2)$$

ここで、 $B\rho$ はビーム粒子の磁気剛性率、 B_y は垂直方向の磁場強度である。従って、四極磁場強度は磁場強度の一階微分を磁気剛性率により除した値となる。なお、 K_1 値の符号はビームを水平方向に収束（垂直方向に発散）する場合を負、ビームを水平方向に発散（垂直方向に収束）する場合を正とする。

六極電磁石の励磁量は以下に示す K_2 値により定義する。

$$K_2 = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \quad (2.3)$$

六極磁場強度は磁場強度の二階微分を磁気剛性率により除した値となる。なお、 K_2 値の符号は水平面上で $x > 0$ の領域にあるビーム粒子が水平正方向に偏向される場合を正とする。

ビーム粒子の軌道を解析する上では、六極電磁石を薄レンズにより近似することが多い。薄レンズにより近似した六極電磁石の励磁量 K_2L は次式により表される。

$$K_2L = \frac{L}{B\rho} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \quad (2.4)$$

ここで、 L は電磁石の有効磁極長である。

八極以上の高次の磁場に対しては、 $2(n+1)$ 極磁場の強度を

$$K_n = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial^n B_y}{\partial x^n} \quad (2.5)$$

$$K_nL = \frac{L}{B\rho} \frac{\partial^n B_y}{\partial x^n}$$

と定義しておく。

2.4.2. 動作点の補正

シンクロトロンでは、周回ビームの水平チューン・垂直チューン（動作点）を四極電磁石の励磁量により制御する。四極電磁石の励磁量を ΔK_1 だけ変化させたときの水平チューンの変化量 ΔN_x 、垂直チューンの変化量 ΔN_y は次式により与えられる。

$$\Delta N_x = -\frac{1}{4\pi} \int \Delta K_1 \beta_x(s) ds \quad (2.6)$$

$$\Delta N_y = \frac{1}{4\pi} \int \Delta K_1 \beta_y(s) ds$$

ここで、 $\beta_x(s)$ 、 $\beta_y(s)$ はそれぞれ水平・垂直方向の β 関数である。また、チューン変化量の符号は ΔK_1 が正である場合に水平チューンが減少し、垂直チューンが増大することを表している。四極電磁石の有効磁極長を L 、シンクロトロン中に設置された同種同系統の四極電磁石の員数を m とし、これら四極電磁石が全て超周期中の同じ位置に設置されているとすると数式(2.6)は

$$\Delta N_x = -\frac{mL}{4\pi} \Delta K_1 \beta_x \quad (2.7)$$

$$\Delta N_y = \frac{mL}{4\pi} \Delta K_1 \beta_y$$

と表される。シンクロトロン中に二系統の四極電磁石（QF, QD）が設置されており、これら四極電磁石の励磁量を ΔK_{1QF} 、 ΔK_{1QD} だけ変化させた場合、チューンの変化量は次式により表される。

$$\begin{pmatrix} \Delta N_x \\ \Delta N_y \end{pmatrix} = \frac{mL}{4\pi} \begin{pmatrix} -\beta_{xQF} & -\beta_{xQD} \\ \beta_{yQF} & \beta_{yQD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta K_{1QF} \\ \Delta K_{1QD} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

ここで、例えば β_{xQF} はQF（収束四極電磁石）地点における水平 β 関数を表す。以上より、チューンの調整量 ΔN_x 、 ΔN_y が与えられた場合に四極電磁石の励磁量を調整する量は

$$\begin{pmatrix} \Delta K_{1QF} \\ \Delta K_{1QD} \end{pmatrix} = \frac{4\pi}{mL} \begin{pmatrix} -\beta_{xQF} & -\beta_{xQD} \\ \beta_{yQF} & \beta_{yQD} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \Delta N_x \\ \Delta N_y \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

と求められる。実際のシンクロトロンでは β 関数自体が四極電磁石励磁量に応じて変化するため、動作点や四極電磁石励磁量の補正量は加速器解析用のプログラムを用いて求めることとなる。シンクロトロンの光学パラメータを解析できるソフトウェアには例えば MAD-X[31]や SAD[32]といったものが挙げられる。本研究ではシンクロトロンやビーム輸送系の光学パラメータの解析にこれら既存のソフトウェアと執筆者自身が作成したソフトウェアを併用している[33]。

シンクロトロンが四極電磁石を一系統しか備えていない場合、数式(2.9)における ΔK_{1QF} , ΔK_{1QD} の何れかは 0 となるため、水平・垂直チューンの両方を同時に所望の値に調節することはできない。この場合、例えば数式(2.7)を用いて水平チューンのみを目標値に一致させることとなる。

2.4.3. クロマティシティの補正

周回ビームの運動量偏差 $\Delta p/p$ 、運動量偏差に応じた水平チューンの変化量 ΔN_x 、垂直チューンの変化量 ΔN_y に対し、水平クロマティシティ Q'_x 、垂直クロマティシティ Q'_y を次式により定義する。

$$Q'_x = \frac{\Delta N_x}{\Delta p/p}, \quad Q'_y = \frac{\Delta N_y}{\Delta p/p} \quad (2.10)$$

シンクロトロン中に六極磁場 K_2 が存在する場合、水平位置 x を通過するビームが受ける四極磁場の強度は数式(2.3)より $K_2 x$ と表される。水平ディスパージョン D_x と水平位置 x の間には

$$x = D_x \frac{\Delta p}{p} \quad (2.11)$$

の関係がある為、六極磁場強度の変化量 ΔK_2 と水平・垂直クロマティシティの変化量 $\Delta Q'_x$, $\Delta Q'_y$ との間には次式に示す関係がある。

$$\begin{aligned} \Delta Q'_x &= -\frac{1}{4\pi} \int \Delta K_2 D_x(s) \beta_x(s) ds \\ \Delta Q'_y &= \frac{1}{4\pi} \int \Delta K_2 D_x(s) \beta_y(s) ds \end{aligned} \quad (2.12)$$

シンクロトロンが二系統以上の六極電磁石を備える場合、動作点を補正する場合と同様にしてシンクロトロンの水平・垂直クロマティシティを所望の値に調整することが可能となる。また、シンクロトロン中の六極電磁石が一系統のみである場合、水平・垂直クロマティシティの両方を同時に所望の値に調節することはできない。4章にて述べるように高周波を用いた遅い取り出しにおける取り出し効率は水平クロマティシティの影響を受けるため、粒子線治療用のシンクロトロンにおいては水平クロマティシティを優先して調整する必要

がある。

2.5. 高周波を用いた遅い取り出し

2.5.1. 3次共鳴のセパトリクス

粒子線治療用のシンクロトロンでは、ビームを長時間にわたって取り出すためにベータトロン振動の共鳴を利用した遅い取り出し法が用いられる。遅い取り出し法ではシンクロトロンの水平チューンを取り出し用の三次共鳴線に接近させた後、周回ビームに六極電磁石による非線形磁場（六極磁場）を印加して取り出し用のセパトリクスを形成する。本節では、4章で述べるスパイラルステップ一定条件導出の前提条件として、位相空間上のセパトリクスの形状とシンクロトロンの光学パラメータとの関係について整理する。

周回ビーム粒子の水平方向位相空間分布はシンクロトロンの Twiss パラメータに応じて様々な形状に変化するため、あらかじめ位相空間上の位置を Twiss パラメータを用いて規格化していた方がその後の取り扱いが容易となる。ここでは、文献[1]に従い規格化位相空間上の位置(X, X')を次式により定義する。

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{\sqrt{\beta_x}} \\ X' &= x' \sqrt{\beta_x} + \frac{\alpha_x x}{\sqrt{\beta_x}} \end{aligned} \quad (2.13)$$

ここで、 α_x, β_x は水平方向の Twiss パラメータである。また、 X 及び X' は長さの 1/2 乗の次元を持つ（例えば $m^{1/2}$ ）。周回ビーム粒子の水平ベータトロン振動に伴い、規格化位相空間上の位置は時計回りに運動する。規格化位相空間における原点からの距離はベータトロン振動の振幅を表し、原点と粒子位置を結ぶ直線が座標軸（例えば X 軸）となす角はベータトロン振動の位相を表す。また、規格化位相空間に対応した六極電磁石の規格化励磁量 S を次式で定義する。

$$S = \frac{1}{2} \beta_x^{3/2} K_2 L \quad (2.14)$$

シンクロトロン中を粒子が n 周する間の輸送行列 M_n は、シンクロトロンの水平チューン Q_x を用いて次式により表される。

$$M_n = \begin{pmatrix} \cos 2\pi(nQ_x) & \sin 2\pi(nQ_x) \\ -\sin 2\pi(nQ_x) & \cos 2\pi(nQ_x) \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

ここで、水平チューンが取り出し用の三次共鳴線よりもわずかに大きい周回ビーム粒子について考える。このとき、水平チューンは $Q_x = m \pm 1/3 + \delta Q$ (m は整数、 $\delta Q \ll 1$) と表すことができる。なお、 δQ は共鳴線から動作点までの距離を表している。

上記の周回ビーム粒子に対するシンクロトロン n 周分の輸送行列は次式により表される。

$$\mathbf{M}_n = \begin{pmatrix} \cos 2n\pi(m \pm 1/3 + \delta Q) & \sin 2n\pi(m \pm 1/3 + \delta Q) \\ -\sin 2n\pi(m \pm 1/3 + \delta Q) & \cos 2n\pi(m \pm 1/3 + \delta Q) \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

数式(2.16)から明らかな様に、三次共鳴線の近傍では規格化位相空間上の位置がシンクロトロン中を3周する間にほぼ同じ位置まで戻ってくる (\mathbf{M}_3 が単位行列となる)。しかしながら、シンクロトロン中に六極電磁石が設置されている場合、ベータトロン振動の共鳴により3周後のビーム粒子には位置のずれ (スパイラルステップ) 及び勾配のずれ (スパイラルキック) が生じることとなる。六極電磁石により生じる規格化位相空間上のずれは、以下に示す(A), (B), (C)の合計により与えられる。

- A) \mathbf{M}_3 +六極電磁石
- B) \mathbf{M}_2 +六極電磁石+ \mathbf{M}_1
- C) \mathbf{M}_1 +六極電磁石+ \mathbf{M}_2

規格化位相空間上における六極電磁石の蹴り量は

$$\begin{aligned} \Delta X &= 0 \\ \Delta X' &= SX^2 \end{aligned} \quad (2.17)$$

と表される。数式(2.15), (2.16)から上記(A), (B), (C)をそれぞれ計算して合計したうえで高次項を無視すると、規格化位相空間上のスパイラルステップ ΔX_3 及びスパイラルキック $\Delta X'_3$ は

$$\begin{aligned} \Delta X_3 &= \varepsilon X'_0 + \frac{3}{2}SX_0X'_0 \\ \Delta X'_3 &= -\varepsilon X_0 + \frac{3}{4}S(X_0^2 - X_0'^2) \end{aligned} \quad (2.18)$$

(X_0, X'_0)は3周前の規格化位相空間上の粒子位置)

と求められる。ここで簡単のため、 $\varepsilon = 6\pi\delta Q$ を用いている。

加速器中をビームが3周する時間はビームの照射時間に比べて十分に短い為、単位時間として用いることが可能である。このとき、数式(2.18)は次式の様にハミルトニアン \mathbf{H} を用いて表すことができる。

$$\begin{aligned} \Delta X_3 &\Rightarrow \left(\frac{\Delta X}{\Delta t}\right)_{\Delta t=1(3 \text{ turn})} = \frac{\partial H}{\partial X'} = \varepsilon X' + \frac{3}{2}SXX' \\ \Delta X'_3 &\Rightarrow \left(\frac{\Delta X'}{\Delta t}\right)_{\Delta t=1(3 \text{ turn})} = -\frac{\partial H}{\partial X} = -\varepsilon X + \frac{3}{4}S(X^2 - X'^2) \end{aligned} \quad (2.19)$$

上式の偏微分を積分し、次式に示すハミルトニアンを得る。

$$\mathbf{H} = \frac{\varepsilon}{2}(X^2 + X'^2) + \frac{S}{4}(3XX' - X^3) \quad (2.20)$$

このハミルトニアンは電磁石励磁量が一定かつ外部からの擾乱がない限り粒子ごとに一定の値であり、Fig. 2.3 に示す \mathbf{H} の等高線は六極電磁石地点における規格化位相空間上のビーム粒子の軌跡を表している。ベータトロン振動は規格化位相空間上の三角形の内側で安定である一方、三角形の外部では共鳴によりベータトロン振動の振幅が急激に増大する。

ベータatron振動の安定領域と不安定領域の境界は、 $H = [(2\varepsilon/3)^3/S^2]$ と置くことで次式に示す3本の直線により表される。

$$\left(\frac{S}{4}X + \frac{\varepsilon}{6}\right)\left(\sqrt{3}X' + X - \frac{4\varepsilon}{3S}\right)\left(\sqrt{3}X' - X + \frac{4\varepsilon}{3S}\right) = 0 \quad (2.21)$$

上式3本の直線により囲まれる規格化位相空間上の三角形をセパトリクスと呼ぶ。セパトリクスの内部ではベータatron振動は安定であるが、セパトリクスの外部ではベータatron振動が不安定となり、周回ビーム粒子のベータatron振動振幅が急激に増大する。遅い取り出しではこのベータatron振動の急激な増大を周回ビームと取り出しビームの間のセパレーションの確保に利用している。六極電磁石強度 S が負である場合の六極電磁石地点におけるセパトリクスの形状を Fig. 2.4 に示す。

セパトリクスの辺と規格化位相空間上の原点との距離 h は次式により与えられる。

$$h = \frac{2\varepsilon}{3S} = \frac{4\pi}{S}\delta Q \quad (2.22)$$

また、規格化位相空間上の安定領域の面積（セパトリクスサイズ） A_{stable} は h を用いて次式により与えられる。

$$A_{\text{stable}} = 3\sqrt{3}h^2 = \frac{48\sqrt{3}\pi}{S^2}(\delta Q)^2\pi \quad (2.23)$$

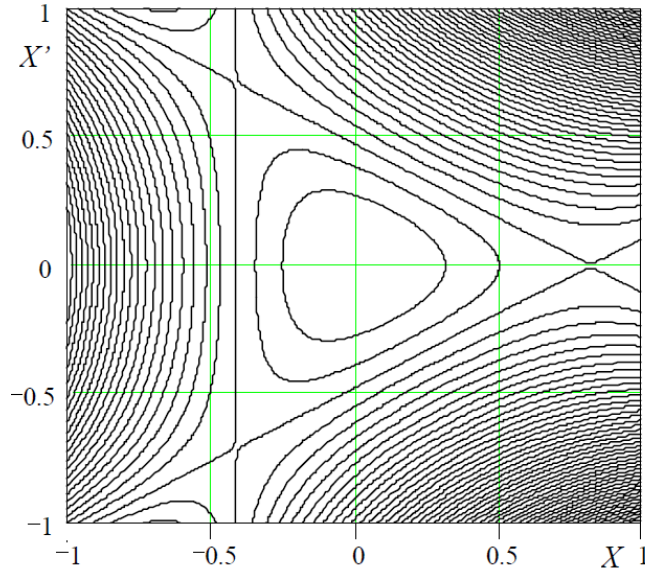


Fig. 2.3 Phase-space map calculated from the Hamiltonian ($\varepsilon/S > 0$) [3].

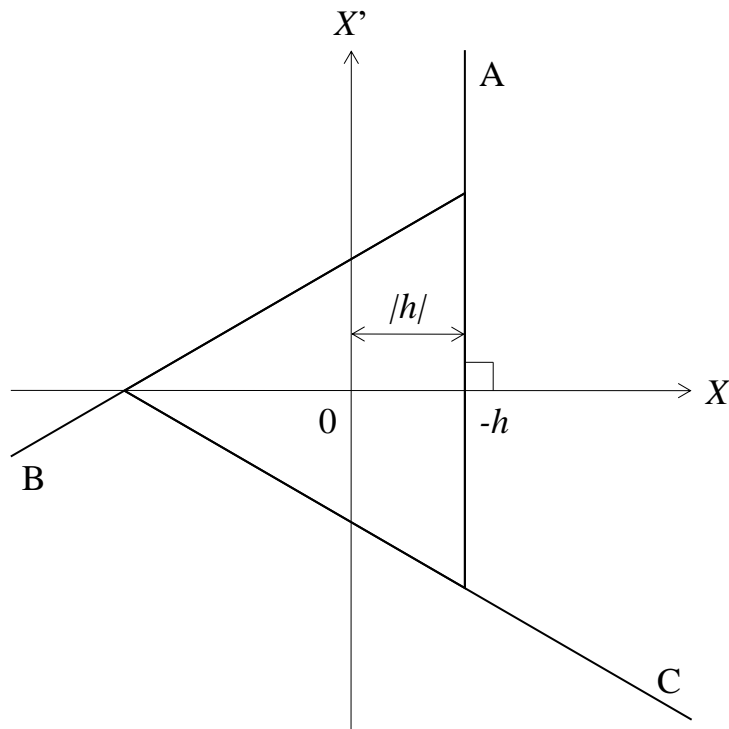


Fig. 2.4 Separatrix at the sextupole magnet for negative sextupole-magnet strength S .

2.5.2. 遅い取り出し

遅い取り出し法では、何らかの手法で取り出し用のセパトトリクスの内側にある周回ビーム粒子をセパトトリクスの外部へと移動させる必要がある。遅い取り出し法は、粒子をセパトトリクスの外部へ移動させる手法によって二種類に大別される。

第一の手法は、周回ビーム粒子のエミッタンスを一定に保ちながらセパトトリクスの面積を徐々に縮小する手法である。セパトトリクスの縮小によりセパトトリクスの外部へと移動した周回ビーム粒子は、ベータatron振動の共鳴によりシンクロトロン外部へと取り出される。数式(2.23)から明らかな様に、セパトトリクスサイズは動作点と共鳴線との間の距離の二乗に比例する。この為、取り出し期間中に周回ビームの水平チューンを変更し、動作点を徐々に共鳴線に近づけることによってビームを少しずつ取り出すことが可能である。

水平チューンの制御には例えば四極電磁石が用いられる。数式(2.7)に示す様にチューンの変化量は四極電磁石の励磁量の変化量に比例するため、四極電磁石を用いれば水平チューンを容易に目標とする値に設定できる。四極電磁石を用いた遅い取り出しは、例えば大強度陽子加速器施設 J-PARC のメインリングシンクロトロン (MR) からのビーム取り出しに用いられている。四極電磁石を用いた遅い取り出しでは、取り出し期間中のビーム電流 (スピ

ル波形)を所望の形状(例えば取り出し期間中一定の値)とする様に四極電磁石の励磁量の時間変化が制御される。四極電磁石励磁量はあらかじめ定めた時間と励磁量のテーブルに従いパターン制御する他に、取り出しビームの強度の測定結果からフィードバック制御することも可能である[34]。ここで、取り出しビームの強度を精度良くフィードバック制御するにはビームがある程度安定的に取り出されている必要がある。例えば水平方向の位相空間分布に極端な密度差がある場合、ビーム電流が取り出し期間中乱高下してフィードバックによる制御が難しくなる。四極電磁石による遅い取り出しでは取り出し用セパトトリクスの形状が取り出し期間中徐々に変化する為、取り出しビームの軌道や光学パラメータを安定に保つことが難しい。また、取り出しの制御に積層鋼板製の磁極を備える通常の四極電磁石を用いる場合、スキヤニング照射法で要請されるような高速のビーム ON/OFF(例えば 100 μ s 以内)の実現は難しくなる。

水平チューンを共鳴線に接近させる手法として、周回ビームの加速を用いる手法がある。シンクロトロンで水平クロマチシティが負である場合、中心運動量よりも高い運動量を持つ周回ビーム粒子の水平チューンは中心運動量を持つ周回ビーム粒子の水平チューンよりも低い値となる。これを利用し、偏向電磁石の励磁量を一定に保ちながら周回ビームを徐々に加速することで周回ビームの動作点を間接的に共鳴線に接近させることが可能である。周回ビームの加速には、例えば誘導起電力によりビームを加速するベータトロンコアが用いられる。

数式(2.23)よりセパトトリクスサイズは六極電磁石励磁量の二乗に反比例する為、六極電磁石の励磁量を徐々に増大することによっても遅い取り出しは可能である。しかしながら、六極電磁石による制御で高い取り出し効率を得るには四極電磁石に比べて高い強度の六極磁場が必要となる為、粒子線治療用のシンクロトロンにおいては六極電磁石による遅い取り出しは用いられない。六極電磁石は通常セパトトリクスの形状の調整に用いられる。

周回ビーム粒子をセパトトリクスの外部へ移動させる第二の手法は、取り出し期間中セパトトリクスの形状を一定に保ちながら周回ビーム粒子のベータトロン振動振幅を徐々に増大させる手法である。特に、水平方向の高周波電圧により周回ビーム粒子を位相空間内で拡散する手法(拡散共鳴出射法[17]、RFKO 法[35])が粒子線治療用のシンクロトロンでは広く用いられている。本論文中では水平方向の高周波電圧を用いたビーム取り出し手法を高周波を用いた遅い取り出し法と呼ぶことにする。

高周波を用いた遅い取り出し法における静電デフレクタ入口地点の水平方向位相空間分布の模式図を Fig. 2.5 に示す。高周波を用いた遅い取り出し法では、セパトトリクスの形状が取り出し期間中一定であるため、取り出しビームの軌道及び光学パラメータを容易に安定化できる。また、高周波電圧の ON/OFF は高速な制御が可能であるため、高周波を用いた遅い取り出し法ではビームの ON/OFF を高周波電圧の ON/OFF により高速に制御することが可能である。高周波を用いた遅い取り出し法においてビーム停止時間の制約となるのは、周回ビームのシンクロトロン振動である。ビーム停止時、周回ビームの拡散は取り出し用高

周波電圧の OFF により即座に停止するが、周回ビーム粒子の水平チューンはシンクロトン振動と水平クロマティシティの相互作用により取り出し用高周波電圧の停止後も変化する。水平チューンが共鳴線に接近するタイミングではセパトリクスが縮小して一部の周回ビーム粒子が取り出されるため、高周波を用いた遅い取り出しではビーム停止後もシンクロトン振動の 1 周期分程度の時間にわたって少量のビーム粒子が取り出される可能性がある。シンクロトン振動に伴うビームの取り出しを抑制する為、ビーム停止と同時に高周波加速空洞の印加電圧（加速電圧）を OFF し、ビーム照射の再開とともに加速電圧を再度 ON にする制御[33]や、高速応答が可能な空芯の四極電磁石を用いてビーム停止と同時に水平チューンを共鳴線から離す制御[36]が行われている。

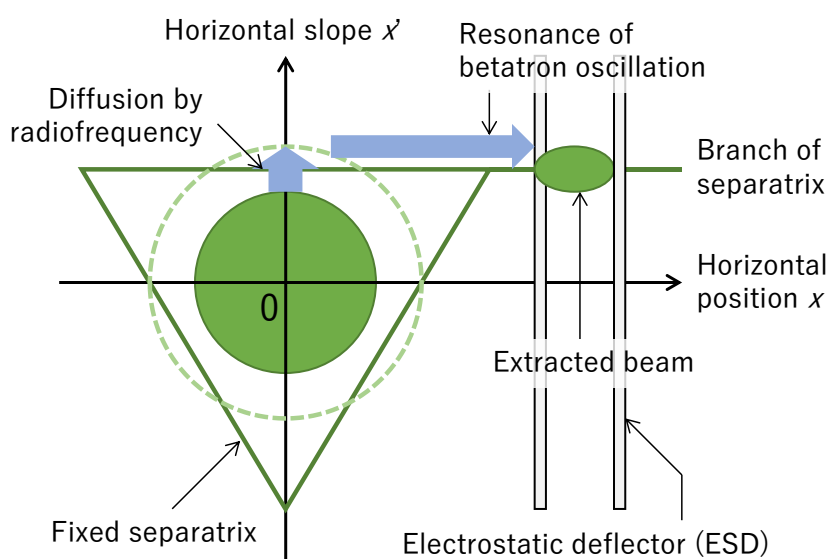


Fig. 2.5 Schematic phase-space distribution of RF driven slow extraction at ESD entrance.

2.5.3. Hardt 条件

3 次共鳴を利用した遅い取り出しにおいて取り出し効率を向上するための運転条件として、Hardt 条件が知られている。Hardt 条件は、運動量が異なる周回ビーム粒子のセパトリクスの枝が規格化位相空間上で一直線上に重なる為のシンクロトロン運転条件を与える。Fig. 2.6 に Hardt 条件の模式図を示す。

運動量偏差に応じてセパトリクスの枝の位置が変化することについて簡潔に述べる。まず、水平クロマティシティが 0 でない場合、運動量偏差を持つ周回ビーム粒子のセパトリクスサイズは水平チューンの変化により中心運動量を持つ周回ビーム粒子とは異なる値となる。例えば、水平チューンが取り出し用の 3 次共鳴線よりも高い値であり、シンクロトロン水平クロマティシティが負であるなら、正の運動量偏差を持つ周回ビーム粒子のセパトリクスサイズは中心運動量を持つ周回ビーム粒子に比べて小さな値となる。次に、静

電デフレクタ位置におけるディスパージョンとその勾配が 0 以外の値である場合、水平ベータatron振動の位相空間上の中心位置は運動量偏差に比例した量だけ移動する。規格化位相空間上のセパトリクスはベータatron振動の中心を原点とした正三角形となる為、セパトリクスの枝の位置は運動量偏差に応じて移動する。

Hardt 条件は、Fig. 2.6 に示す様にセパトリクスサイズの変化とベータatron振動中心の移動が打ち消しあい、セパトリクスの枝の位置が運動量偏差に依らず一定となるようなディスパージョンと水平クロマチシティの関係を与える。遅い取り出しを周回ビームの加速により行う場合、ビームの運動量が取り出し中に大きく（例えば 0.4%）変化することから高いビーム取り出し効率と取り出しビーム軌道の安定性を両立する為には Hardt 条件を満たすことが必須となる。高周波を用いた遅い取り出しでは取り出し中の運動量変化が相対的に小さい（例えば 0.1%以下）ため、Hardt 条件を満たさずとも取り出しビームの軌道を安定に保つことが可能である。一方で、個々の周回ビーム粒子はシンクロtron振動に由来する運動量の偏差を持つため、高周波を用いた遅い取り出しにおいても Hardt 条件は取り出し効率の改善に一定の効果があるものと予想する。シンクロtronの運転条件が取り出し効率に与える影響については 4 章において詳述する。

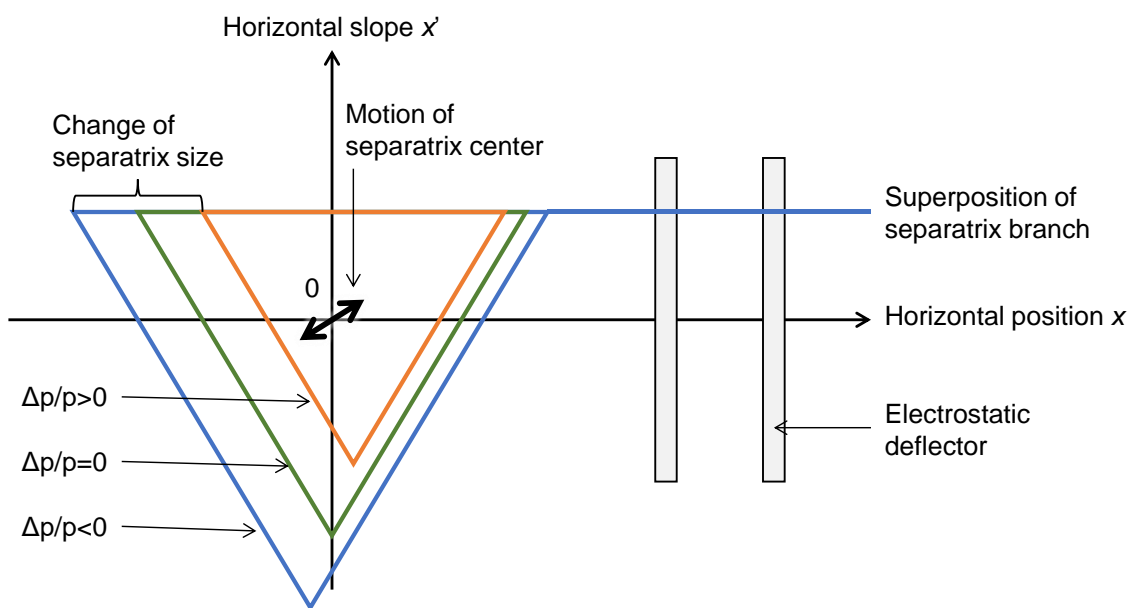


Fig. 2.6 Schematic view of Hardt condition.

運動量偏差を持つ周回ビーム粒子のセパトリクスの枝は、規格化位相空間上における次式により表される。

$$\left(X - D_x(s) \frac{\delta p}{p}\right) \cos(\alpha - \Delta\mu_x) + \left(X' - D'_x(s) \frac{\delta p}{p}\right) \sin(\alpha - \Delta\mu_x) = h \quad (2.24)$$

ここで、 α は六極電磁石位置におけるセパトリクスの枝の向きであり、 $\Delta\mu$ は六極電磁石

位置から静電デフレクタまでの水平ベータatron振動の位相進みである。なお、 h は数式(2.22)と同様ベータatron振動中心からセパトロリクスの枝 (辺) までの距離である。水平クロマチシティ Q'_x を用いると h は次式の様に表される。

$$h = \frac{4\pi}{S} \delta Q_x = \frac{4\pi}{S} Q'_x \frac{\delta p}{p} \quad (2.25)$$

数式(2.25)を数式(2.24)に代入し、運動量偏差を持つビーム粒子のセパトロリクスに関する次式を得る。

$$\left(X - D_x(s) \frac{\delta p}{p}\right) \cos(\alpha - \Delta\mu_x) + \left(X' - D'_x(s) \frac{\delta p}{p}\right) \sin(\alpha - \Delta\mu_x) = \frac{4\pi}{S} Q'_x \frac{\delta p}{p} \quad (2.26)$$

運動量が異なる周回ビーム粒子のセパトロリクスの枝が重なることは、数式(2.26)で表される直線が運動量偏差に依らず一定であることと等価である。このとき、水平ディスパージョンと水平クロマチシティとの関係は次式で与えられる。

Hardt 条件：

$$D_x \cos(\alpha - \Delta\mu_x) + D'_x \sin(\alpha - \Delta\mu_x) = -\frac{4\pi}{S} Q'_x \frac{\delta p}{p} \quad (2.27)$$

Hardt 条件の特殊なケースとして、静電デフレクタ位置におけるディスパージョンとその勾配が共に 0 である場合、水平クロマチシティを 0 に補正すれば Hardt 条件が満たされることとなる。運動量偏差が取り出しビームに与える影響を抑えるべく静電デフレクタ位置のディスパージョンとその勾配を 0 としたシンクロトロンの設計例が文献[37]には記載されている。しかしながら、直線部においてディスパージョンとその勾配を 0 とするためには偏向電磁石以降の光学系をダブルアクロマートな構成とする必要がある。このことは、一般的にはシンクロトロンの構成する四極電磁石等の機器員数を増大させ、シンクロトン小型化の障害となる恐れがある。また、高周波を用いた遅い取り出しにおいて水平クロマチシティを 0 に補正すると周回ビームの効率的な拡散が困難となり、取り出し効率の低下やビーム電流の変動をもたらす恐れがある。

粒子線治療用のシンクロトンでは小型化及びビーム電流の安定化が重要な価値であるため、直線部のディスパージョンとその勾配を 0 に補正することは利点が小さいと考える。また、4 章から 6 章にて述べるように運動量偏差が取り出しビームの軌道や光学パラメータに与える影響はシンクロトロンの運転条件やビーム輸送系の構成の工夫により照射ビームの性能上問題のない程度にまで緩和が可能である。

2.6. 参考文献

- [1] 神谷幸秀「高エネルギー加速器入門、2.加速器の原理、シンクロトロン及びストレージリング」高エネルギー加速器セミナーOHO テキスト (1984)
- [2] 亀井 亨・木原 元央「加速器科学」丸善 (1993)
- [3] L. Badano, et al., Proton-Ion Medical Machine Study (PIMMS) Part I, CERN-PS-99-010-DI (1999).
- [4] H. Murata et al., Status of the HIM AC Linac, Proceedings of the 21st Linear Accelerator Meeting in Japan, 1996, Tokyo, Japan, Pages 334-336.
- [5] M. Maier et al., COMMISSIONING OF THE LINAC FOR THE HEIDELBERG HEAVY ION CANCER THERAPY CENTRE (HIT) , Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, 2007, THPMN014.
- [6] 川崎定博、山本和夫「粒子線（陽子線）治療装置用入射器」三菱電機技報 Vol. 84 No. 10 (2010)
- [7] 發知英明「大電流ビームを作る-J-PARC のビームコミッショニング-2. 大強度陽子リングのビーム力学 1: 単粒子力学、空間電荷効果 — 入門編 —」高エネルギー加速器セミナーOHO テキスト (2010)
- [8] Helmut Wiedemann, Particle Accelerator Physics Third Edition, Springer (2007), 18.2.6 Space-Charge Effects.
- [9] Kota Mizushima et al., PRESENT STATUS OF HIMAC, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2019, Kyoto, Japan, FSPI012.
- [10] 山田聰ほか7名「重粒子線治療の新しい展開— 群馬大学重粒子線医学センター —」日本加速器学会学会誌「加速器」 Vol. 7, No. 3, 2010 (192-198)
- [11] Etsuo Noda, DIRECT INJECTION OF LASER-ACCELERATED IONS INTO A SUPERCONDUCTING SYNCHROTRON II, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2019, Kyoto, Japan, FRPH019.
- [12] M. SATOH et al., A New COD Correction Method for Orbit Feedback, Proceedings of EPAC 98, Stockholm, Sweden (1998), Pages 1723-1725.
- [13] Takashi Ishida et al., PILOT APPLICATION OF MACHINE LEARNING TO COD CORRECTION FOR THE ELECTRON STORAGE RING AT AICHI SYNCHROTRON RADIATION CENTER, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan , 2017, Sapporo, Japan, THOM04.
- [14] 廣田淳一、平本和夫「粒子加速器トータルシステム構築と設計技法」日立評論 Vol.79 No.2 67-72 (1997-2)
- [15] Tetsuya Fujimoto, T-CLOCK ACCELERATION TEST AT HIMAC SYNCHROTRON, Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting 2009, Ibaraki, Japan, 2009, Pages 1101-

1103.

- [16] 武藤亮太郎「大電流ビームを作る-J-PARC のビームコミッショニング-9. ビームの入射・取り出し 3: J-PARC メインリングにおける遅い取り出し」高エネルギー加速器セミナー-OHO テキスト (2010)
- [17] K. Hiramoto, M. Nishi, Resonant beam extraction scheme with constant separatrix, Nucl. Instrum. Methods. Res. A 322 (1992) 154-160.
- [18] K. Noda et al., Source of spill ripple in the RF-KO slow-extraction method with FM and AM, Nucl. Instrum. Methods. Res. A Volume 492, Issues 1-2 (2002), Pages 241-252.
- [19] Hideaki Nishiuchi et al., DEVELOPMENT OF BEAM EXTRACTION CONTROL SYSTEM FOR MEDICAL SYNCHROTRON, Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting 2009, Ibaraki, Japan, 2009, Pages 287-291.
- [20] Tstsuya Nakanishi et al., Slow beam-extraction method using a fast Q-magnet assisted by RF-knockout, Nucl. Instrum. Methods. Res. A Volume 553, Issues 3 (2005), Pages 400-406.
- [21] Teruo Yamaguchi, PROOF-OF-PRINCIPLE EXPERIMENT OF SLOW BEAM EXTRACTION FROM A SYNCHROTRON USING A RADIO FREQUENCY KNOCKOUT SYSTEM WITH A BROADBAND, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2019, Kyoto, Japan, WEOI07.
- [22] George B. Coutrakon, Accelerators for Heavy-charged-particle Radiation Therapy, Technology in Cancer Research and Treatment Volume 6, Number 4 Supplement, 2007, Pages 42-54.
- [23] H. Eickhoff et al., TESTS OF A LIGHT-ION GANTRY SECTION AS AN EXAMPLE OF PREPARATIONS FOR THE THERAPY FACILITY IN HEIDELBERG, Proceedings of EPAC 2002, Paris, France (2002), Pages 2730-2732.
- [24] Y. Iwata et al., SUPERCONDUCTING GANTRY FOR CARBON-ION RADIOTHERAPY, Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference, Vancouver, BC, Canada (2018) TUZGBF1.
- [25] Hikaru Souda et al., CONSTRUCTION STATUS OF EAST JAPAN HEAVY ION CENTER, FACULTY OF MEDICINE, YAMAGATA UNIVERSITY, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2019, Kyoto, Japan, WEPH019.
- [26] W. T. Chu et al., Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams, Review of Scientific Instruments 64, 2055 (1993), Pages 2055-2122.
- [27] Takuji Furukawa et al., Performance of the NIRS fast scanning system for heavy - ion radiotherapy, Medical Physics Volume37, Issue11 (2010), Pages 5672-5682.
- [28] 西村直哉ほか2名「がん治療の未来をひらく粒子線がん治療装置」日立評論 Vol.93 No.03 46-49 (1997)
- [29] 白井敏之、野田耕司「次世代重粒子線がん治療システム」日本加速器学会学会誌「加速器」 Vol. 8, No. 3, 2011 (146-154)

- [30] 秋山浩「加速器の基礎と医療応用～医療のための加速器 6. 加速器医療応用 2 陽子ビーム 陽子線治療」高エネルギー加速器セミナーOHO テキスト (2012)
- [31] European Laboratory for Particle Physics, MAD - Methodical Accelerator Design, <http://madx.web.cern.ch/madx/> (2020年11月15日参照) .
- [32] Yuki Yoshi Ohnishi et al., COMPUTER PROGRAM COMPLEX SAD FOR ACCELERATOR DESIGN, SIMULATION AND COMMISSIONING, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan , 2017, Sapporo, Japan, WEOHP04.
- [33] Futaro Ebina, et al., ANALYSIS OF SPILL STRUCTURE OF SYNCHROTRON FOR PARTICLE THERAPY, Proceedings of the 5th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Higashihiroshima, Japan, 2008, WP049.
- [34] Akio Kiyomichi et al., Development of Spill Control System for the J-PARC Slow Extraction (II), Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting 2009, Ibaraki, Japan, 2009, Pages 696-698.
- [35] K Noda et al., Slow beam extraction by a transverse RF field with AM and FM, Nucl. Instrum. Methods. Res. A Volume 374, Issues 2 (1996), Pages 269-277.
- [36] Fumiali Noda, et al., BEAM COMMISSIONING AT OSAKA HEAVY ION THERAPY CENTER, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagaoka, Japan, 2018, THP131.
- [37] H. S. Kang, H. S. Suh, LATTICE DESIGN OF A CARBON-ION SYNCHROTRON FOR CANCER THERAPY, Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy (2008), TUPP119.

3. 陽子線治療用小型シンクロトロンの設計

3.1. 概要

既に述べた様に、粒子線治療においてビームを治療に必要なエネルギーまで加速する為にはシンクロトロンやサイクロトロンといった加速器が用いられる。

シンクロトロンは磁場強度の調整により任意のエネルギーのビームを取り出すことができるため、患部を三次元的に走査するスキヤニング照射法への適用に適している。一方で、シンクロトロンは多数の電磁石により構成する必要があるため、加速器自体が大型化することが粒子線治療システムを小型化する上での障害となる。

単一の磁極により構成されるサイクロトロンはシンクロトロンに比べて加速器本体を小型化できる。一方で、サイクロトロンから取り出されるビームのエネルギーは最高エネルギーで固定されるため、粒子線治療で使用するには高エネルギービーム輸送系中にディグレーダと呼ばれるエネルギー吸収体を設置してビームのエネルギーを調整する必要がある[1][2]。ディグレーダはビームの利用効率を低下させるとともに不要な放射線の発生源となる為、サイクロトロンを用いる粒子線治療システムでは加速器室の遮蔽壁がシンクロトロンを用いた場合に比べて厚くなる傾向がある。

以上より、我々は陽子線治療の普及拡大には陽子線治療用シンクロトロンを小型化することが効果的であると考え、開発時点では陽子線治療用で世界最小となる周長 18m の小型陽子シンクロトロンの開発を行った。本章では、執筆者が提案し北海道大学陽子線治療センターにて実用化された陽子線治療用の小型シンクロトロン（以下、小型陽子シンクロトロン）についてその設計思想とビーム光学系の検討結果を詳述する。

3.2. 小型陽子シンクロトロンの要件

小型陽子シンクロトロンが満たすべき要件について以下に考察する。

第一に、小型陽子シンクロトロンは低エネルギービーム輸送系（LEBT系）より入射した陽子ビームを 70MeV から 220MeV までの所望のエネルギーまで加速できる必要がある。70MeV、220MeV はそれぞれ陽子ビームの水中飛程約 4cm、約 30cm に相当し、陽子線治療で用いられる主要な範囲をカバーする[3]。シンクロトロンを構成する電磁石の励磁量は周回ビームの運動量に比例して増加させる必要があるから、ビームの最大エネルギーは電磁石、特に中心軌道を形成する偏向電磁石の励磁量を通じてシンクロトロンのサイズを規定

することとなる。シンクロトロンは電磁石励磁量の変更により所望のエネルギーのビームを取り出せることから、シンクロトロン取り出しビームの最低エネルギーは電磁石の磁場仕様に直接的には影響しない。しかしながら、粒子線治療用のシンクロトロンでは周回ビームの垂直エミッタンスがビームの運動量におよそ反比例する為、取り出しビームの最低エネルギーは照射ビームの垂直サイズの仕様や高エネルギービーム輸送系（HEBT系）におけるビームの通過領域を規定することとなる。HEBT系の真空ダクトのアーチャーや電磁石磁場の発生領域は最低エネルギーの取り出しビームの垂直エミッタンスに対して余裕を持って設定されている必要がある。なお、小型陽子シンクロトロンはビームの取り出しに高周波を用いた遅い取り出し法（文献[4]、本論文2.5節参照）を用いるため、取り出しビームの水平エミッタンスはビームのエネルギーに依らず小さな値（例えば 1σ で $1\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ 以下）となる。

第二に、小型陽子シンクロトロンはスキヤニング照射法を適用した陽子線治療に必要な強度のビームを適切なタイミングで取り出せる必要がある。スキヤニング照射法、特に患部を小さな照射スポットに分割して照射スポットごとにビームを照射するディスクリートスポットスキヤニングでは、照射スポットを移動する際にビームの照射を停止することからビーム照射の高速な ON/OFF が欠かせない。高周波を用いた遅い取り出し法は周回ビームへ印加する高周波電圧のタイミングにより取り出しビームの ON/OFF を高速（例えば $100\ \mu\text{s}$ 以下）で切り替えられるため、スキヤニング照射法への適用に特に適した取り出し法となる。小型陽子シンクロトロンが一周あたり加速すべきビームの量（周回ビーム電荷量）は、陽子線治療システムが満たすべき線量率の仕様により規定される。周回ビーム電荷量から線量率への換算については患部の形状や照射条件の影響を大きく受けること、陽子線治療システムの設計情報に関わることからここでは詳しく述べない。一般論としては、体積 $1\ \text{l}$ の患部に対して $1\ \text{Gy}$ /分での照射を行う場合、シンクロトロンの周回ビーム電荷量は $5\ \text{nC}$ あれば十分である（シンクロトロンを $5\ \text{秒}$ 周期で運転するとして時間平均のビーム電流 $1\ \text{nA}$ を想定）。陽子線治療用のシンクロトロンにおいて周回ビーム電荷量を規定するのは主として加速初期の空間電荷効果である。空間電荷効果の影響により周回ビーム粒子のチューンが低下すると動作点がチューンダイヤグラム上の共鳴線に接触してビーム損失を生じる。後述するように小型陽子シンクロトロンは水平チューンと垂直チューンを独立に操作することはできないため、空間電荷効果により規定される周回ビーム電荷量の上限（スペースチャージリミット）はチューンスプレッドの幅によりほぼ規定される。

第三に、小型陽子シンクロトロンは前述のビームエネルギー、ビーム電流に関する要件を満足したうえで電磁石の員数及び周長を極力低減する必要がある。また、シンクロトロンを構成する電磁石が既に実績のある技術で製作できること、より具体的には常伝導偏向電磁石であることが望ましい。超伝導技術の導入による粒子線治療用シンクロトロン小型化の試みは量研機構が主体となって炭素線治療用のシンクロトロンを対象に進められている [5][6]。超伝導電磁石の採用は陽子線治療用加速器システムの小型化にも一定の効果を発揮

することが期待され、例えば超電導電磁石を用いた陽子線治療用の回転ガントリーについては既に実用化が為されている[7]。しかしながら、超電導偏向電磁石は電磁石の端部に断熱等のための空間を必要とするため（例えば 30 cm 以上）、相対的にビームの偏向半径が小さい陽子線治療では超電導技術による小型化の恩恵を受けにくい。また、陽子線治療用のシンクロトロンは炭素線治療用のシンクロトロンに比べてビームの加速・減速を多く繰り返すため、磁場変更に時間がかかる超電導偏向電磁石の採用により治療時間が増大する恐れもある。以上から、本研究では陽子線治療用シンクロトロンを常伝導電磁石による実現が可能な範囲でできる限り小型化・低コスト化することを目標とする。

3.3. 小型陽子シンクロトロンの基本構成

陽子線治療用に設計した小型陽子シンクロトロンの模式図を Fig. 3.1 に示す。また、小型陽子シンクロトロンの主要なパラメータを Table 3.1 に示す。小型陽子シンクロトロンは、4 台の偏向電磁石、1 系統 4 台の四極電磁石を備えた超周期 4 のシンクロトロンである。小型陽子シンクロトロンの最高エネルギーは 230 MeV であるからスキャニング照射法において前立腺がん等の治療に用いられる水中飛程 30 cm の照射を余裕をもって行うことができる。また、偏向電磁石の半径は従来型のシンクロトロンと同じ 1.4 m であることから陽子ビームを 230 MeV まで加速する際の最高磁場は約 1.66 T であり、常伝導の偏向電磁石で無理なく発生可能な範囲に収まっている。常伝導偏向電磁石では原理上最高 2 T 程度の磁場を発生することが可能であるが、鉄の飽和に伴い磁場の発生に必要なコイル電流が急激に増大すること、ビーム軌道上に発生する磁場の一様度が悪化することからこの領域の磁場は粒子線治療用シンクロトロンでの使用に適さない。小型陽子シンクロトロンの入射器としてはビームエネルギー 3.5 MeV の RFQ（高周波四重極ライナック）あるいはビームエネルギーが合計で 7.0 MeV となる DTL（ドリフトチューブライナック）と RFQ の組み合わせを想定している。

多くの粒子線治療用シンクロトロンと同様、小型陽子シンクロトロンはビーム入射に多重回転入射法[8][9]、ビームの取り出しに高周波を用いた遅い取り出し法を用いる。高周波を用いた遅い取り出し法は取り出しビームの水平エミッタンスを低く抑えられること、取り出しビームの位置・サイズが安定であることから高精度かつ柔軟な照射が求められる粒子線治療での適用に好適である。

小型陽子シンクロトロンの動作点の模式図を Fig. 3.2 のチューンダイアグラム上に示す。小型陽子シンクロトロンの動作点（ビーム入射時）は水平チューンが 0.710、垂直チューンが 1.449 であるから、このリングは水平方向にのみ弱収束（チューンが 1 以下）の光学系となる。シンクロトロンにおいて水平、垂直チューンを独立に設定するためには 2 系統以上の四極電磁石が必要となるが、小型陽子シンクロトロンは四極電磁石を 1 系統しか備えていない。このため、小型陽子シンクロトロンにおける動作点の移動範囲はチューンダイアグラ

ム上の直線状の領域となる。小型陽子シンクロトロンでは水平、垂直チューンを独立に設定することはできないが、後述するように四極電磁石の設置位置において水平方向の β 関数が垂直方向よりも大きいため、四極電磁石の励磁量により主として水平チューンを調整することが可能である。小型陽子シンクロトロンでは水平チューンを調整する際に垂直チューンが $N_y = 1.5$ ($2N_y = 3$) の共鳴に接近して周回ビームが失われることが無い様に偏向電磁石の磁極形状を適切に設計する。偏向電磁石の磁極形状の設計手法については 3.7 節にて詳述する。

小型陽子シンクロトロンはビームの取り出しに高周波を用いた遅い取り出し法を用いるため、シンクロトロン中の直線部のうち一か所には取り出し用の静電デフレクタ (ESD)、静電デフレクタが設置された直線部の下流側の直線部には取り出し用のセプタム電磁石を設置する必要がある。2.3 節にて既に述べたように、ESD は水平ベータatron振動の安定限界 (セパトリクス) を超えたビーム粒子を設計軌道から離れる方向に偏向し、セプタム電磁石は静電デフレクタにより偏向されたビーム粒子を更に変更してシンクロトロン外へと取り出す。静電デフレクタにより偏向された粒子と周回ビームとの間に十分なセパレーションを確保する為、静電デフレクタとセプタム電磁石は間に偏向電磁石を挟んだ隣り合う直線部に設置されている (例えば文献[10])。

静電デフレクタの負荷を軽減する為セプタム電磁石にビームを垂直方向に偏向するランバートソン電磁石を用いた例が粒子線治療用のシンクロトロンには存在する[11]。本研究が対象とする小型陽子シンクロトロンでは垂直方向のディスパージョンの発生を避けるためランバートソン電磁石は採用せず、セプタム電磁石はビームを水平方向に偏向して取り出すものとした。垂直方向のディスパージョン発生を避けることは、特にスキャンニング照射法のような高精度な照射法を採用する際に高エネルギービーム輸送系 (HEBT 系) 調整の負荷を軽減する上で重要となる。

多重回転入射法では、シンクロトロン中に設置された入射バンプ電磁石を用いて周回ビーム軌道を入射用静電インフレクタの近傍まで移動した状態でシンクロトロンへのビーム入射を開始し、入射期間中徐々に入射バンプ軌道を静電インフレクタから離し、位相空間上で周回ビーム軌道に巻き付けるようにしてビームを入射する。多重回転入射法ではビームがシンクロトロンを一周する時間よりも長い期間にわたってビームを入射することができるため、より多くのビーム粒子をシンクロトロンで加速し、粒子線治療においては線量率の向上が可能となる。多重回転入射においてビームを入射する時間はシンクロトロンの設計や入射用ライナックのパルス幅により様々であるが、粒子線治療においては一例としてビームがシンクロトロン中を 50 周程度する間ビーム入射を継続することが想定されている。多重回転入射において位相空間上で既にビームが入射されている場所には新たにビームを入射することができないため (Liouville の定理[12])、多重回転入射後の周回ビームの水平エミッタンスはシンクロトロンへの入射ビームの水平エミッタンスよりも必ず大きなものとなる。周回ビームの水平エミッタンスはそのまま粒子線治療に供するには大きすぎるが、

遅い取り出し法では取り出しビームの水平エミッタンスがセパトリクスノの枝と静電デフレクタの電極間隔により規定され周回ビームの水平エミッタンスに依存しない。このことから、粒子線治療用のシンクロトロンでは多重回転入射に伴う水平エミッタンスの増大がビーム性能上問題とならないため、多重回転入射法の採用がビーム電流を稼ぐ上で適した選択となっている。

多重回転入射法においては、シンクロトロン中に入射バンブ軌道形成用のステアリング電磁石（入射バンブ電磁石）を複数台設置し、静電インフレクタ前後の狭い範囲にのみ入射バンブ軌道を形成することが通例である。例えば、大強度陽子加速器施設 J-PARC の前段のシンクロトロン（RCS）では4台の入射バンブ電磁石を使用し、入射点におけるビームの水平位置と水平勾配を所望の値に調整することが可能である[13]。炭素線治療用に開発された普及型の炭素シンクロトロンは入射バンブ電磁石を2台しか備えていないが[9]、2台の入射バンブ電磁石を水平ベータトロン振動の位相が約 180° 異なる位置に設置することで、入射バンブ軌道以外の周回ビーム軌道へ与える影響を低減している。

小型陽子シンクロトロンでは機器員数を低減する要請から多数の（例えば3台以上の）入射バンブ電磁石を設置することは好ましくなく、また、シンクロトロン一周分の水平ベータトロン振動の位相進みが 252° （水平チューン0.7相当）しかないことから位相が 180° 異なる位置に2台の入射バンブ電磁石を置くことも現実的でない。そこで、小型陽子シンクロトロンでは静電インフレクタを設置する直線部と対向する直線部に設置した入射バンブ電磁石一台により多重回転入射用の入射バンブ軌道を形成する。このとき、入射バンブ軌道はシンクロトロンの全周にわたって形成されることとなる。言い換えれば、小型陽子シンクロトロンは一台の入射バンブ軌道が発生する水平 COD を入射バンブ軌道として利用している。入射バンブ軌道は、静電インフレクタ出口の近傍で水平正方向に最も膨らみ、入射バンブ電磁石地点で水平負方向に最も膨らむ。取り出し用セプタム電磁石は入射バンブ電磁石と同じ直線部の水平正方向側に設置されるため、小型陽子シンクロトロンでは多重回転入射時のビーム軌道とセプタム電磁石との干渉が問題となることは無い。その一方で、取り出し用の静電デフレクタは入射部の次の直線部の水平正方向側に設置されるため、こちらについては入射ビームの軌道と静電デフレクタ電極との干渉が問題となる可能性がある。入射ビームと静電デフレクタとの干渉については多粒子トラッキング解析により検証する。その他シンクロトロン中に設置される機器についても、入射ビームとの干渉が問題とならないことを多重回転入射の解析により検証する（多重回転入射の解析結果からシンクロトロン構成機器の物理アパーチャを決定する）。

セプタム電磁石が設置される直線部（取り出し部）の次の直線部には、高周波加速空洞やチューン測定あるいは遅い取り出し用の高周波キッカといったビームの加速及びハンドリングで必要となる機器が設置される（加速部）。小型陽子シンクロトロンは、入射用の静電インフレクタが設置される入射部、静電デフレクタが設置される ESD 部、取り出し用セプタム電磁石が設置される取り出し部、高周波加速空洞等が設置される加速部、合計4つの直

線部を備えており、遅い取り出しを採用するシンクロトロンとしてはほぼ最小の構成となっている。

粒子線治療用のシンクロトロンでは、取り出し直前のビーム軌道（ラスト 3 ターン軌道）とシンクロトロン構成機器のフィジカルアパーチャとの干渉を避けるため、取り出し用のバンブ軌道を形成することがある[14]。しかしながら、小型陽子シンクロトロンにおいては入射バンブ軌道と同じ理由で静電デフレクタの近傍にのみ取り出し用バンブ軌道を形成することが難しい。また、小型陽子シンクロトロンでは三次共鳴による遅い取り出しを採用する為、取り出し中のビーム中心は六極電磁石の中心を通過する必要がある。取り出し中のビーム中心が六極電磁石の中心から離れた位置にある場合、六極電磁石の励磁量の調整により周回ビームの水平チューンが変化し、取り出し用セパトリスのサイズ（水平方向位相空間上でのセパトリスの面積）の調整に困難をきたす。これらの理由から、小型陽子シンクロトロンでは取り出し用バンブ軌道を形成せず、周回ビーム及びラスト 3 ターン軌道の通過領域からシンクロトロン構成機器のフィジカルアパーチャを決定するアプローチを取った。

粒子線治療用のシンクロトロンでは、周回ビームの COD 補正や出射バンブ軌道の形成のためにステアリング電磁石が用いられる。ステアリング電磁石を用いた COD 補正については固有ベクトルを用いた手法及びその改良法[15]や機械学習を用いた手法[16]が提案されているが、粒子線治療用の比較的小型なシンクロトロンにおいては超周期と等しい数の水平・垂直ステアリング電磁石を直線部に設置し、同じく直線部上に設置したビーム位置モニタ上で測定されるビーム位置が中心軌道と一致するように各ステアリング電磁石の励磁量を調整すれば実用として十分である。しかしながら、小型陽子シンクロトロンでは直線部の大半を静電デフレクタや取り出し用セプタム電磁石といったビームの入射・取り出しに関連する機器が占めており、直線部に更にステアリング電磁石を設置することが難しい。また、ステアリング電磁石を用いた COD 補正のためには個々のステアリング電磁石に対して個別の電源が必要となり、この点はシンクロトロンを低コスト化する上での障壁となり得る。そこで、小型陽子シンクロトロンではシンクロトロンから水平ステアリング電磁石を省略し、水平 COD の補正をシンクロトロンを構成する偏向電磁石の励磁電流の比を変化させることで調整する構成とした。小型陽子シンクロトロンにおける水平 COD の最大の発生源は偏向電磁石励磁量の個体差であり、偏向電磁石の励磁電流を微調整することで個体差による COD を効果的に補正することが可能となる。また、小型陽子シンクロトロンでは標準的な電磁石の設置精度である $\pm 0.2 \text{ mm}$ 、 $\pm 0.2 \text{ mrad}$ に対して生じる垂直 COD が 1σ で 0.5 mm 以下と小さく、垂直方向についてはステアリング電磁石による COD 補正を行わずとも十分な周回ビーム電荷量の確保が可能である。

小型陽子シンクロトロンと、小型陽子シンクロトロンの実用化以前にスキャニング照射法が適用可能なシンクロトロンとして実用化されていた陽子シンクロトロン[17]の電磁石員数の比較を Table 3.2 に示す。種類の異なる電磁石を単純に員数のみで比較することは適

切ではないものの、前述の工夫により小型陽子シンクロトロンを構成する電磁石の員数（ビームが2回以上通過する電磁石の員数）は従来の26台から11台と半数以下に低減されており、これに伴いシンクロトロンの周長も従来の23mから18mと約22%減少している。以上から、小型陽子シンクロトロンは陽子線治療用シンクロトロンの設置面積及び機器コストを低減し、導入コストの低減を通じた普及拡大に貢献することが期待できる。

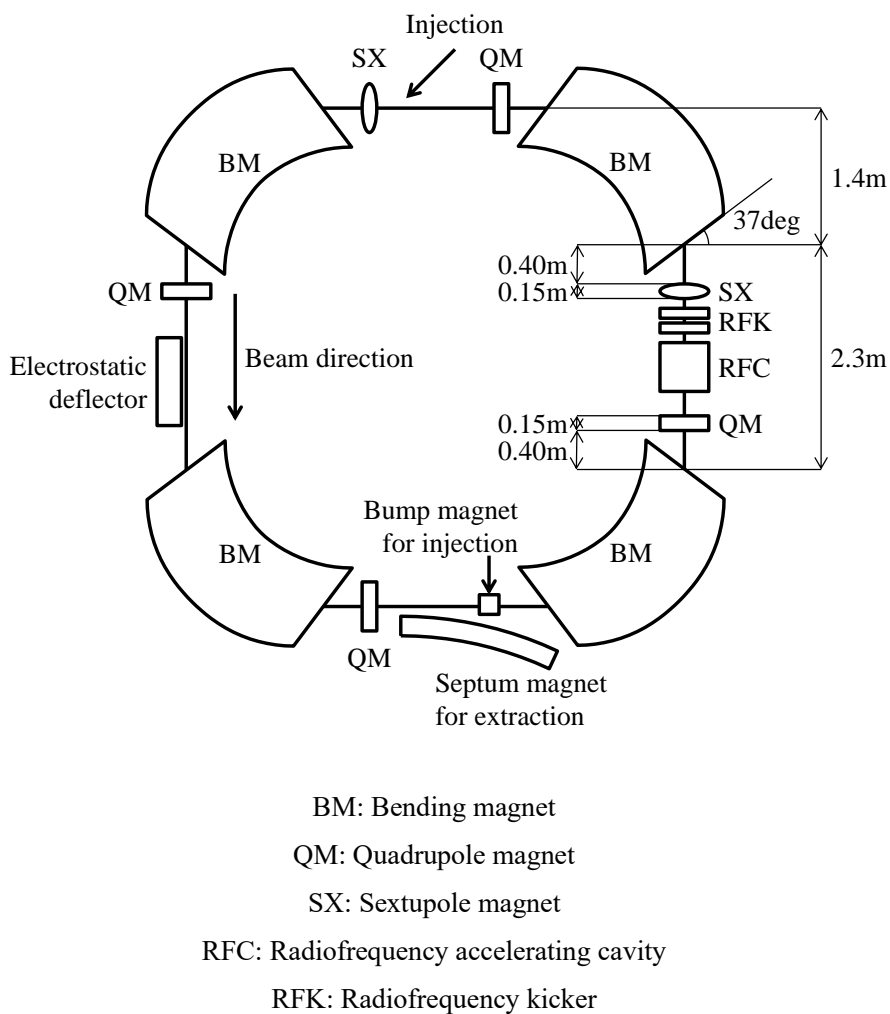


Fig. 3.1 Schematic view of the compact proton synchrotron.

Table 3.1 Main parameters of the compact proton synchrotron

Particle	Proton
Injection energy	3.5 – 7.0 MeV
Extraction energy	70 – 220 MeV
Circumference	18.0 m
Super periodicity	4
Bending radius	1.4 m
Edge angle (horizontal)	37 degree
Effective length of the magnets	Quadrupole: 0.15 m, Sextupole: 0.15 m
Operating point during beam injection	(0.710, 1.449)
Operating point during beam extraction	(0.678, 1.470)
Natural chromaticity	From -7 to +1
Beam injection method	Multi turn injection
Beam extraction method	RF-driven slow extraction
Horizontal position of the ESD electrodes (distance from the center orbit)	Inner: 39.5—40.0 mm, Outer: 50.0—50.5 mm

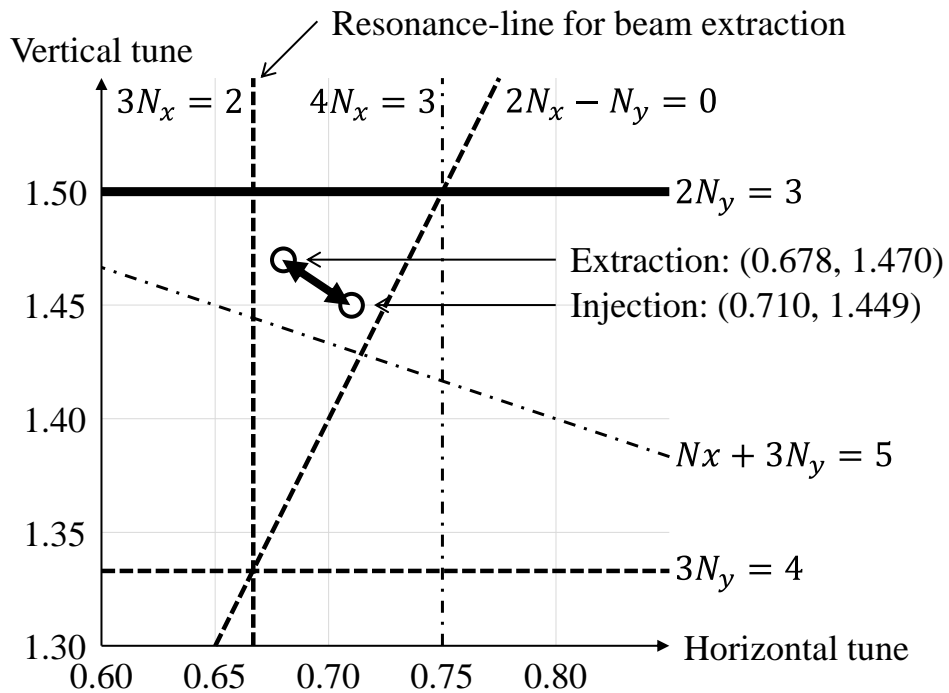


Fig. 3.2 Tune diagram of the compact proton synchrotron.

Table 3.2 Comparison of the number of electromagnets that constitute synchrotron for particle beam therapy

Type	Conventional type	Compact proton synchrotron
Bending magnet	6 (60 degree)	4 (90 degree)
Quadrupole magnet	10	4
Sextupole magnet	3	2
Steering magnet (horizontal)	5	0
Injection bump magnet	2	1
Total	26	11

3.4. シンクロトロン光学系

3.4.1. Twiss パラメータの計算結果

小型陽子シンクロトロンにおける超周期一つ分の Twiss パラメータの計算結果を Fig. 3.3 (入射時)、Fig. 3.4 (取り出し時) に示す。小型陽子シンクロトロンは超周期が 4 のシンク

ロトロンであるから、Fig. 3.3, Fig. 3.4 に示す Twiss パラメータはシンクロトロンを一周する間に4回繰り返される。小型陽子シンクロトロンの水平 β 関数 (β_x) は偏向電磁石の中央部で最大値となり、直線部中ではその変化が小さい。これは、小型陽子シンクロトロンの動作点が偏向電磁石とそのエッジ角によってほぼ定まり、四極電磁石は水平チューンの微調整に用いられていることに起因する。偏向電磁石のエッジ部は水平方向の発散作用、偏向電磁石それ自体は水平方向の収束力を持つため、全体としては偏向電磁石の中央で β_x が大きく盛り上がることとなる。また、シンクロトロンの水平ディスパージョン (D_x) の変化は β_x と同様の傾向を示す。シンクロトロンの垂直 β 関数 (β_y) は全周にわたって β_x よりも小さく、偏向電磁石中であっても β_y は水平方向の様に大きくは変化しない。これは、偏向電磁石のエッジ部が垂直方向に収束作用を持つ一方で偏向電磁石自体は垂直方向に収束・発散のいずれの作用ももたらさないことに起因する。小型陽子シンクロトロンの光学系は垂直方向について薄レンズ状の収束力がほぼ等間隔に並んでいる状態となるため、 β_y は偏向電磁石端部をピークとして緩やかに変化することとなる。なお、リングの全周にわたって β_y が小さいことは周回ビームの垂直サイズの低減を通じてシンクロトロンのコスト低減に貢献する。特に、偏向電磁石についてはシンクロトロン中で最も巨大な電磁石であること、磁場の発生に必要なコイル電流が磁極間隔(ギャップ幅)に比例することから垂直サイズの減少によるコスト低減の効果が大きい。

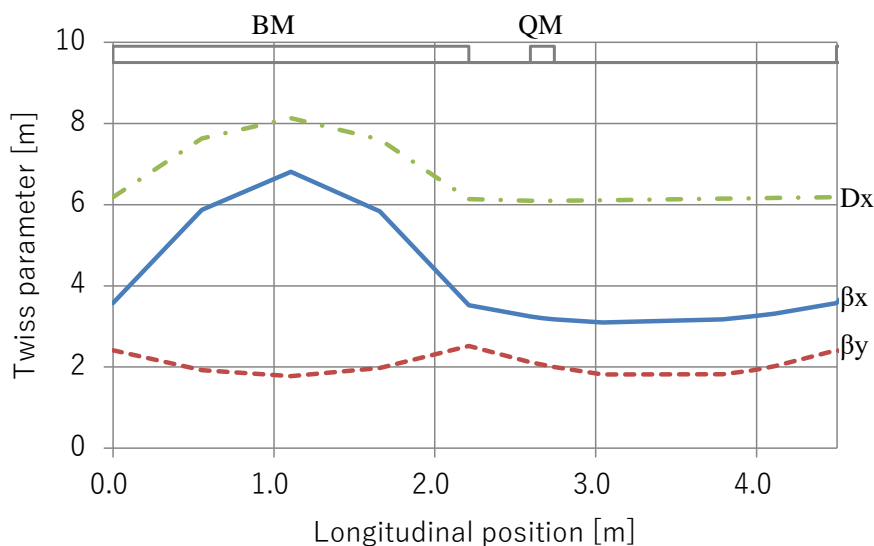


Fig. 3.3 Twiss parameters of the compact proton synchrotron (injection).

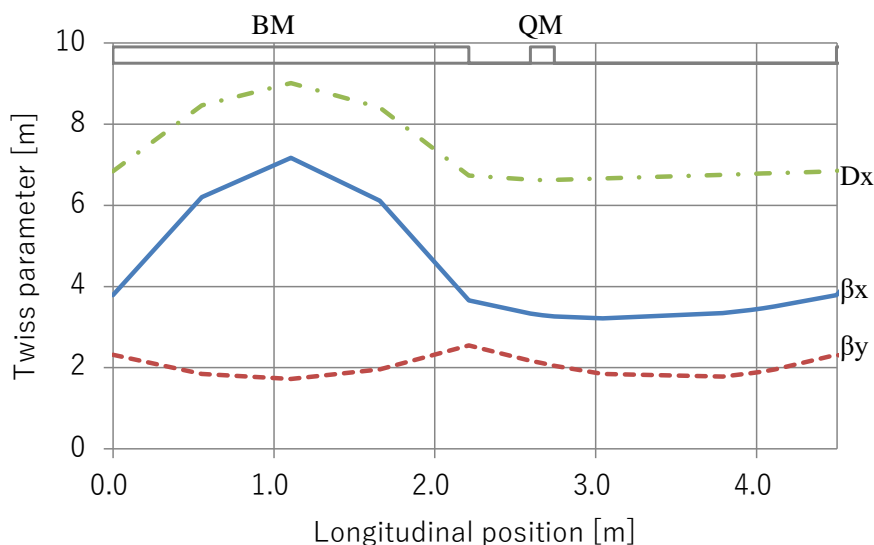


Fig. 3.4 Twiss parameters of the compact proton synchrotron (extraction).

3.5. ビーム入射の検討

3.5.1. ビーム入射の条件

3.3 節で説明した様に、シンクロトロン内のビーム入射点は静電インフレクタの出口地点であり、静電インフレクタが設置された直線部と向かい合う直線部には入射バンプ軌道形成用のステアリング電磁石が 1 台設置してある。入射点がある直線部の次の直線部には取り出し用の静電デフレクタが設置されているから、静電デフレクタ出口における入射ビームの軌道は静電デフレクタの内側電極を避けるように調整される必要がある。

入射時の水平チューンは、取り出し用の三次共鳴線 ($3N_x = 2$) 及び三次の差共鳴線 ($2N_x - N_y = 0$) から十分な距離を取ることを考え 0.71 とした。

3.5.2. 入射バンプ軌道

静電インフレクタ入り口における入射バンプ軌道の水平位置を入射バンプ軌道の高さと呼称することにする。小型陽子シンクロトロンにおける高さ 50 mm の入射バンプ軌道の計算結果を Fig. 3.5 に示す。本シンクロトロンは一台の入射バンプ電磁石で入射バンプ軌道を形成する為、入射バンプ軌道はシンクロトロン内の全周にわたって形成されている。入射バンプ電磁石が設置される直線部では入射バンプ軌道が水平負方向に形成されるが、その絶対値は入射点がある直線部の 60% 程度と小さい。高さ 50 mm の入射バンプ軌道の形成に必要なステアリング電磁石の蹴り量は約 25 mrad であった。入射バンプ軌道の高さはステアリン

グ電磁石の蹴り量に比例し、多重回転入射を行う間入射バンプ軌道は中心軌道へ向けて徐々に減衰していく。

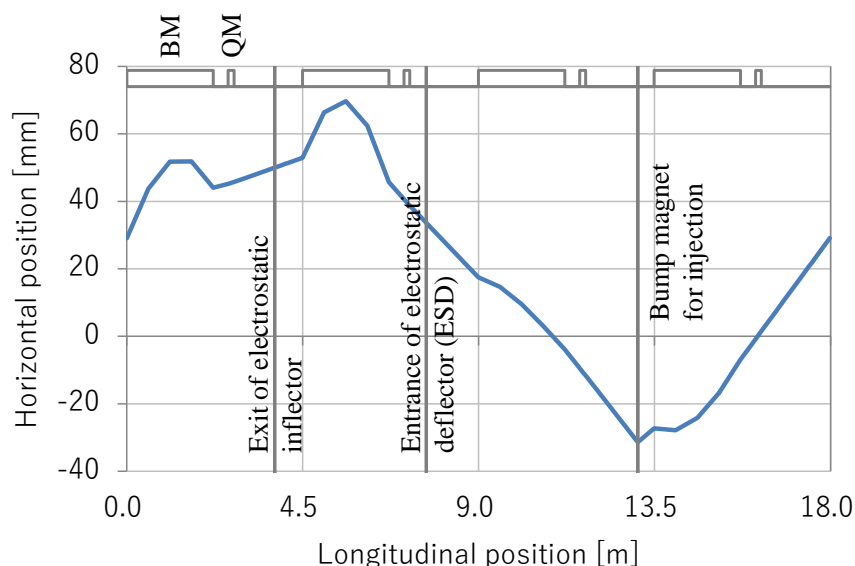


Fig. 3.5 Injection bump orbit of the compact proton synchrotron (50 mm).

3.6. ビーム取り出しの検討

小型陽子シンクロトロンでは、ビームの取り出しに高周波を用いた遅い取り出し法を適用する。高周波を用いた遅い取り出し法では、周回ビームを加速した後にシンクロトロンの水平チューンを取り出し用の3次共鳴線 ($3N_x = 2$) の近傍に調節し、六極電磁石を励磁して水平方向の位相空間上に取り出し用のセパトリクスを形成する。

遅い取り出し法を用いるシンクロトロンの水平クロマティシティは、4章にて述べるように周回ビームの取り出し効率や取り出しビームの光学パラメータに影響する。このため、粒子線治療用のシンクロトロンでは水平クロマティシティをあらかじめビームの取り出しに適した値に調整しておき、セパトリクスを形成する際は水平クロマティシティを変化させないように六極電磁石を励磁することが行われる。六極電磁石の励磁による水平クロマティシティの変化を防止するには、超周期中で対称となる位置 (β_x, D_x が等しくなる位置) に複数台の六極電磁石を設置し、これら六極電磁石の極性まで含めた励磁量の合計がシンクロトロン一周で0となる様に六極電磁石を励磁すればよい。なお、六極電磁石による水平クロマティシティの変化は数式(2.12)により与えられる。

小型陽子シンクロトロンでは、隣り合う直線部に1台ずつ、合計2台の六極電磁石が設置されている。これら六極電磁石は互いに極性が異なるため、2台の六極電磁石を等しい強

度で励磁した場合は水平クロマティシティの変化が互いに打ち消しあい、シンクロトロン
の水平クロマティシティは変化しない。その一方で、2台の六極電磁石は水平ベータトロン
振動の位相がおよそ $\pi/3$ 離れた位置に設置されているため、これら六極電磁石を逆極性に励
磁した場合は共鳴励起項が強め合い、取り出し用のセパトリクスが形成される。なお、取
り出し用六極電磁石の励磁量のバランスをあえて変化させることで、水平クロマティシ
ティを補正しながら取り出し用のセパトリクスを形成することも可能である。小型陽子シ
ンクロトロンでは取り出し用の六極電磁石により水平セパトリクスの補正を行うことで、
シンクロトロンに設置される六極電磁石の員数を2台に抑えている。なお、小型陽子シンク
ロトロンはリング全周にわたって垂直ベータトロン関数が水平ベータトロン関数よりも小
さいため、水平クロマティシティの補正を行った場合でも垂直クロマティシティは大きく
は変化しない。垂直クロマティシティは取り出し効率や取り出しビームの光学パラメータ
に与える影響が小さいため、小型陽子シンクロトロンでは積極的な垂直クロマティシ
ティの補正を想定していない。

小型陽子シンクロトロンでは4つある直線部の2か所にのみ六極電磁石が設置されてい
る。これは、静電デフレクタ及び取り出し用セプタム電磁石が設置される直線部ではビーム
進行方向の空間に余裕がないこと、静電デフレクタと取り出し用セプタム電磁石の間は六
極電磁石の設置場所として適当でないことが理由となっている。静電デフレクタと取り出
し用セプタム電磁石の間に六極電磁石を設置した場合、六極電磁石の励磁量の調整により
取り出しビーム軌道が変化する、静電デフレクタの印加電圧と取り出しビーム軌道の関係
に非線形性が生じるといった理由により、ビーム取り出しの調整が複雑化することが予想
される。

小型陽子シンクロトロンにおけるビーム取り出しの主要なパラメータをTable 3.3に示す。
取り出し用セパトリクスのサイズは数式(2.23)により定義し、セパトリクスサイズを51
 $\text{mm} \cdot \text{mrad}$ とした。

中心運動量を持つ周回ビーム粒子に対する取り出し用セパトリクスの計算結果を Fig.
3.6に示す。図中青点がセパトリクス、図中赤点がセパトリクスの内部を安定に周回す
る粒子軌道の例、図中緑点がセパトリクスの外部にある粒子軌道の例となる。Fig. 3.6の
解析では、スパイラルステップが静電デフレクタの電極間隔と厚さの合計である10.5 mmと
ほぼ等しくなるように六極電磁石の励磁量を設定した。この解析は中心運動量を持つ周回
ビーム粒子に対するものであるため、取り出し用セパトリクスの形状や取り出し効率は
水平クロマティシティに影響されない。水平クロマティシティが取り出し効率に与える影
響については4章において詳述する。

Table 3.3 Settings for beam extraction analysis

Operating point during beam extraction	(0.678, 1.47)
Spiral step	10.5 mm
Separatrix size	51 π mm · mrad
Momentum deviation	0
Sextupole strength (K_2L)	± 4.0 m ⁻²

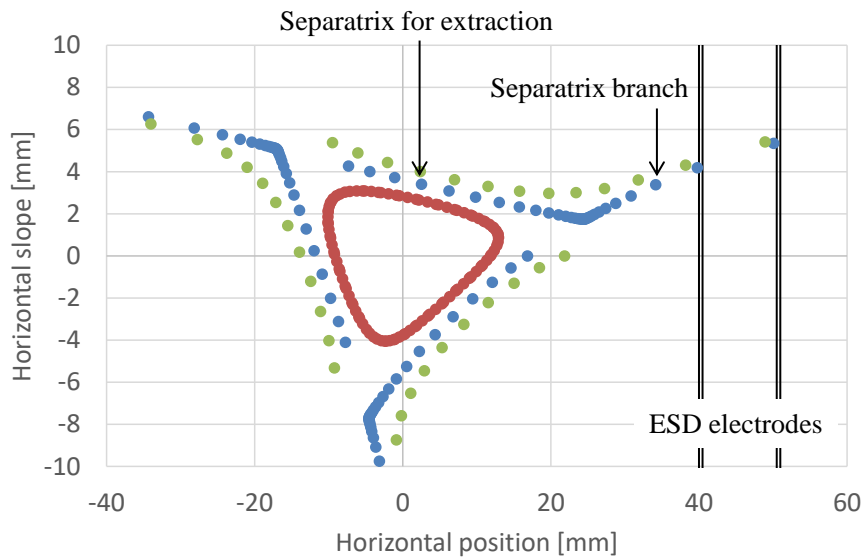


Fig. 3.6 Horizontal separatrix for beam extraction.

3.7. シンクロトロン用偏向電磁石の開発

前節までに述べた様に、小型陽子シンクロトロンは四極電磁石を一系統しか備えておらず、動作点の調整範囲はチューンダイアグラム上の直線状の領域に限定される。ここで、小型陽子シンクロトロンの動作点は取り出し用の三次共鳴線を含む各種の共鳴線に囲まれている。共鳴線の近傍ではベータatron振動に共鳴が生じて周回ビーム粒子が失われるため、周回ビームを安定かつ効率よく加速するには動作点がこれら共鳴線に接近することの無い様周回ビームの水平・垂直チューンを制御する必要がある。なお、小型陽子シンクロトロンの動作範囲で特に注意すべき共鳴線は、取り出し用の3次共鳴線 ($3N_x = 2$)、垂直方向の半整数共鳴線 ($2N_y = 3$)、3次の差共鳴線 ($2N_x - N_y = 0$) の三種類となる。4次の和共鳴線 ($N_x + 3N_y = 5$) については経験上ビームの加速効率に与える影響が小さい。

小型陽子シンクロトロンではチューンの調整範囲（チューンダイヤグラム上の直線の位置）が偏向電磁石の磁場分布と直線部の長さにより決定される。従って、動作点が共鳴線に接近することを防ぐには、シンクロトロンを構成する偏向電磁石が発生する磁場分布を高い精度で制御し、水平、垂直チューンを目標値に一致させなければならない。新型シンクロトロンでは、過去の陽子線治療用シンクロトロンの調整実績からチューン設定精度の目標値を ± 0.005 以内とした。

偏向電磁石の磁場分布は、実効的なエッジ角と有効磁極長によりモデル化することができる。これらのうち、エッジ角については偏向電磁石端部におけるベータatron関数が四極電磁石の設置地点とほぼ等しいことから運転中に四極電磁石励磁量による補正が可能である。一方で、シンクロトロンの制作後に有効磁極長を調整することは現実的ではないため、小型陽子シンクロトロンの偏向電磁石においては有効磁極長の設計精度がより重要となる。小型陽子シンクロトロンにおいて水平チューンを 0.71 に設定した場合の偏向電磁石有効磁極長と垂直チューンとの関係を Fig. 3.7 に示す。チューン設定精度の目標値（ ± 0.005 以内）から逆算した結果、小型陽子シンクロトロンでは偏向電磁石の有効磁極長を $\pm 9\text{mm}$ 以内の範囲で目標値に一致させる必要があることが判明した。なお、Fig. 3.7 の計算では三次元磁場計算により得られた磁場分布に関する知見を反映し、偏向電磁石の水平エッジ角を 36.5 度、垂直エッジ角を 34.8 度としている。

小型陽子シンクロトロンの偏向電磁石は動径方向の磁場勾配を持たない Non-Gradient 型の偏向電磁石であるが、これに四極成分が加わると周回ビームが余計な収束・発散力を受けることとなり、結果としてチューンが変化して周回ビーム中の安定性が損なわれることがある。特に、偏向電磁石の中央部については水平 β 関数が四極電磁石の設置地点とは 2 倍程度異なるため、四極磁場がチューンの調整範囲に与える影響が大きくなる。また、偏向電磁石が発生する磁場（偏向磁場）が六極磁場成分を含む場合にもシンクロトロンのクロマティシティが変化し、周回ビームの安定性やビームの取り出し効率に影響する可能性がある。偏向磁場の多極成分が周回ビームの安定性及びビームの取り出しに与える影響を検討した結果、小型陽子シンクロトロンでは偏向磁場の強度を周回ビーム粒子が通過する領域において $\pm 2 \times 10^{-4}$ の範囲で一定に保つ必要があることが判明した。なお、偏向磁場の一様性はシンクロトロンへのビーム入射（3.5 MeV で偏向磁場 0.19 T）から最高エネルギーでの取り出し（230 MeV で偏向磁場 1.66 T）までの全ての領域で保たれている必要がある。

偏向電磁石の磁場分布の要求仕様を満たすため、電磁場設計コード EM-solution による三次元磁場計算と粒子トラッキング解析を連携して偏向電磁石の磁極形状を決定した[18][19]。偏向電磁石の磁場分布が満たすべき仕様を Table 3.4 に、偏向電磁石の磁極形状を決定するまでの手順を Fig. 3.8 のフローチャート図に示す。

磁極形状の設計においてはまず初期の磁極形状を制作し（手順(a)）、偏向電磁石が形成する磁場の分布を電磁石の励磁量ごとに三次元磁場計算により導出する（手順(b)）。次に、磁場分布の計算結果を用いてシンクロトロン中を周回するビーム粒子の軌道を粒子トラッキ

ング解析により計算し（手順(c)）、粒子軌道の計算結果から周回ビーム粒子のベータatron振動の振動数、即ちチューンを水平・垂直方向のそれぞれについて導出する。粒子トラッキング解析には4次のRunge-Kutta法を使用し、単粒子の軌道を1000周にわたって追跡した。また、シンクロトロン中の特定位置（例えばビーム位置モニタの設置位置）を通過する粒子の軌道を各周ごとに記録し、FFT（高速フーリエ変換）して得たスペクトルのピーク位置から周回ビームの水平・垂直チューンを導出している。チューンの計算結果とシンクロトロンの光学モデルを用いて偏向電磁石の有効エッジ角や有効磁極長といった光学パラメータを導出し（手順(e)）、各エネルギーの光学パラメータ（有効磁極長）が許容範囲内にあるか否かについて評価する（手順(f)）。光学パラメータが許容範囲から外れる場合、まずはチューンの計算結果を正確に再現する様にシンクロトロンの光学モデル（有効エッジ角）を更新し（手順(g)）、有効磁極長が許容範囲となる様に磁極形状を修正する（手順(h)）。磁極形状を修正する際には主として磁極の全長（磁極長）を調整する。この際有効磁極長以外の光学パラメータへの影響を低減するため、磁極長以外の形状（ギャップ幅、エッジ角等）の変更は最小限とすることが望ましい。磁極形状を設計する際には、全エネルギーにおける有効磁極長が許容範囲内となるまで上記手順(b)から手順(h)までを繰り返す。この様に、本研究では三次元磁場計算と粒子トラッキング解析を連携することで時間のかかる三次元磁場計算の回数を抑えながら（一例として3回以内）高精度な磁極形状の設計を可能としている。

Table 3.4 に記載の仕様に基づいて設計した磁極形状の三次元磁場計算結果（偏向磁場 1.7 T）を Fig. 3.9 に示す。また、ビーム進行方向の偏向磁場強度の計算結果を Fig. 3.10 に、有効磁極長の計算結果を Table 3.5 に示す。Fig. 3.10 の縦軸は、磁極中心部の偏向磁場強度により規格化した進行方向の各点における偏向磁場の強度であり、横軸は偏向電磁石の中央を基準とした進行方向の位置である。磁極端部における偏向磁場の強度は磁極外側に向かって減衰しており、またその勾配は偏向磁場の強度により異なるが、設計した磁極は使用する全ての磁場領域において有効磁極長の仕様を満たしている。磁極の飽和があるため励磁量の変更に伴う有効磁極長の変化自体は不可避であるが、三次元磁場計算の結果を用いることで変化する有効磁極長の全体を仕様範囲内に収めることに成功した。

偏向電磁石中央（45 度）における偏向磁場の一様度の計算結果を Fig. 3.11 に示す。Fig. 3.11 の縦軸は中心軌道上の偏向磁場強度により規格化した水平方向の各地点における偏向磁場の強度である。三次元磁場計算の結果、設計した磁極形状は使用する全ての磁場領域において磁場一様度の仕様 $\pm 2 \times 10^{-4}$ 以内を満たしていることが確認された。

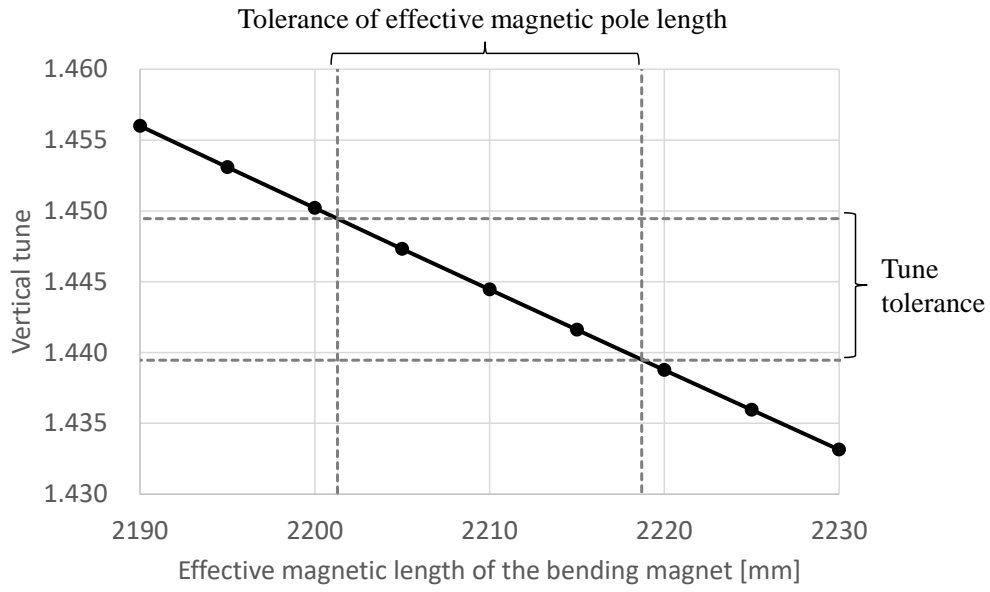


Fig. 3.7 Relation between the effective magnetic pole length and the vertical tune (horizontal tune: 0.710).

Table 3.4 Specification of the bending magnet for the compact proton synchrotron

Bending angle	90 degree
Magnetic field strength	0.2 — 1.7 T
Bending radius	1400 mm
Uniformity of magnetic field	$\pm 0.02\%$
Effective length	2210 ± 9 mm

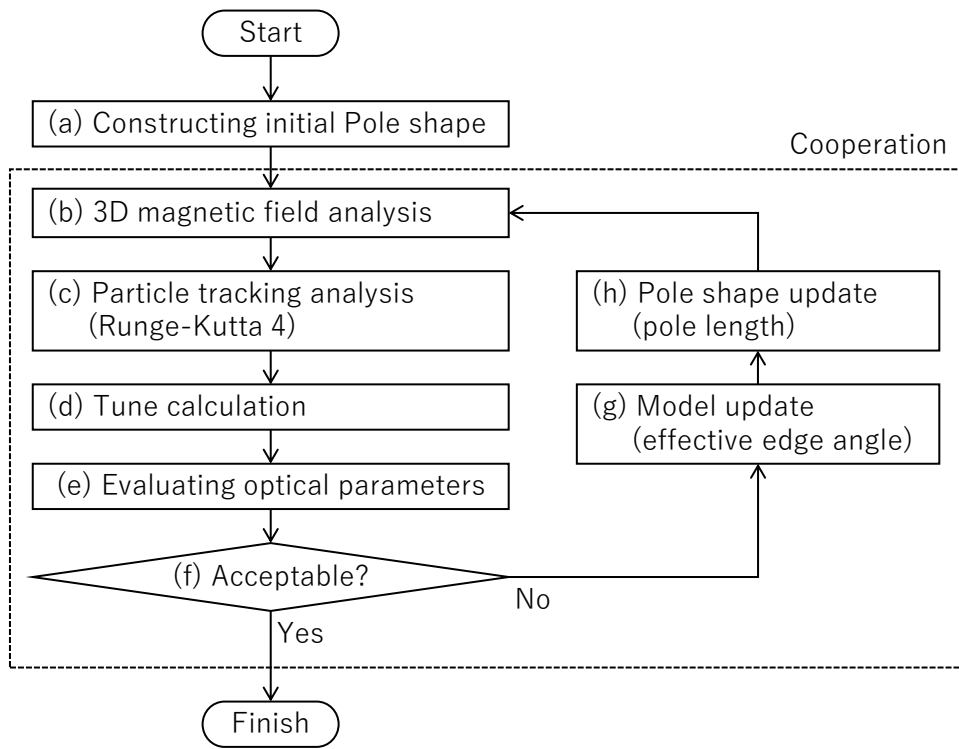


Fig. 3.8 Flowchart for designing magnetic pole shape.

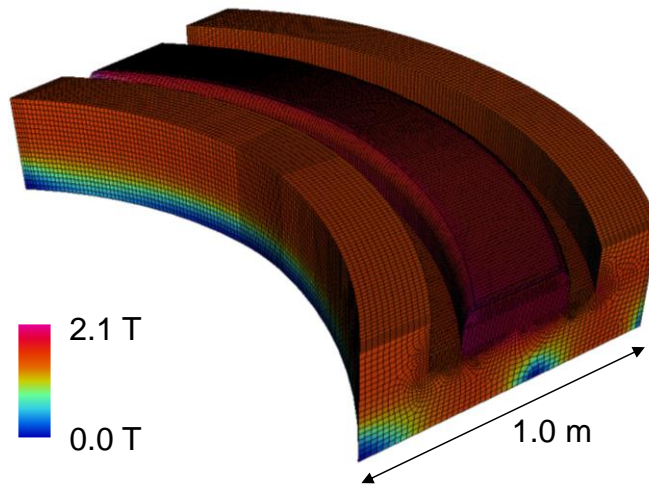


Fig. 3.9 Result of the 3D magnetic field analysis (1.7 T)

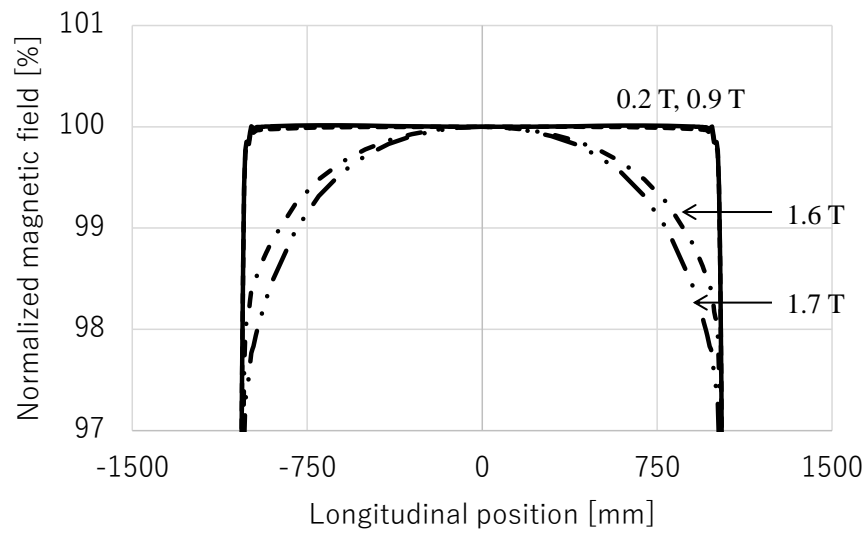


Fig. 3.10 Calculated magnetic field of the bending magnet on the beam center orbit.

Table 3.5 Calculated effective pole length of the bending magnet

Magnetic field [T]	Effective magnetic pole length [mm]
0.2	2217
0.9	2217
1.6	2211
1.7	2209

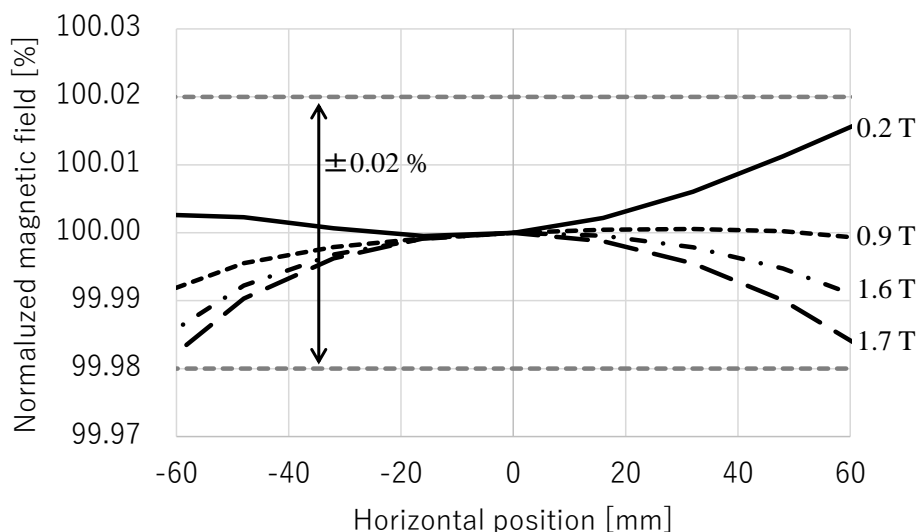


Fig. 3.11 Calculated magnetic field uniformity at the center of the bending magnet (45 degree).

3.8. 小型陽子シンクロトロンを用いた加速器システム

本節では、小型陽子シンクロトロンを用いた陽子線治療用加速器システムの例を紹介する。従来型のシンクロトロンを用いた陽子線治療用加速器システムの例を Fig. 3.12 に、小型陽子シンクロトロンを用いた陽子線治療用加速器システムの例を Fig. 3.13 に示す。なお、Fig. 3.13 は小型陽子シンクロトロンが初めて導入された北海道大学陽子線治療センターのレイアウト図である。

従来型の加速器システムでは、低エネルギービーム輸送系（LEBT系）中でビームを一回偏向した後にシンクロトロン中へビームを導入している。これは、LEBT系の終点（静電インフレクタ出口）における水平ディスパージョンとその勾配を0に補正し、シンクロトロンへのビーム入射効率を向上することが目的である。粒子線治療システムではディスパージョンの補正や建屋レイアウトの都合からLEBT系中でビームを一回以上偏向することが一般的である[14][20][21]。これに対し、小型陽子シンクロトロンを用いた加速器システムではLEBT系中の偏向電磁石を省略し、四極電磁石を3台のみとすることでLEBT系の小型化及びコスト低減を図っている。LEBT系中に偏向電磁石がないことから静電インフレクタの出口におけるディスパージョンを0とすることはできないが、この場合であっても十分に高い実効入射ターン数が達成できることを粒子トラッキング解析により確認している。

従来型の加速器システムではシンクロトロンの取り出しビームを二回偏向した後に回転ガントリーの入口へと導入している。これは、一回目の偏向でビームの水平ディスパージョンとその勾配を0に補正し、二回目の偏向を dispersionless bend により行うことで回転ガン

トリー入口における水平ディスパージョンとその勾配を 0 に保つことを目的としている。Dispersionless bend は例えば偏向角の等しい二台の偏向電磁石の間にビームを水平方向に収束する四極電磁石を挟んだ構成となっており、一台目の偏向電磁石の入り口において水平ディスパージョンとその勾配が 0 であるなら、二台目の偏向電磁石の出口においても水平ディスパージョンとその勾配が 0 となる。即ち、dispersionless bend は水平方向の収差を発生させずにビームを偏向することができる。ディスパージョンが 0 となる場所に設置された四極電磁石は設計軌道上の磁場強度が 0 であることからビームのディスパージョンを変化させない。従来型の HEBT 系では一回目の偏向以降の直線部で水平ディスパージョンが 0 となる為、四極電磁石の励磁量をディスパージョンとは独立して調整できる。この特徴は、特に多数の治療室を備えた陽子線治療システムにおいて HEBT 系の調整を簡略化する効果が期待できる。一方で、従来型の加速器システムでは偏向電磁石とその間の直線部により HEBT 系が大型化し、加速器システムの設置面積低減が難しくなるという問題があった。

小型陽子シンクロトロンを採用した加速器システムの HEBT 系では、シンクロトロンから取り出されたビームを一回偏向した後に回転ガントリーへと導入している。この構成では、治療室へ向けて偏向する前の直線部（第一直線部）において水平ディスパージョンが残留しており、回転ガントリー手前の偏向電磁石の出口において水平ディスパージョンとその勾配が 0 に補正される。本システムでは HEBT 系の構成が従来型の HEBT 系に比べて簡略化されるため、HEBT 系を小型化し加速器システムの設置面積を低減することが可能となる。加速器システムが複数の治療室を備える場合、第一直線部に設置された四極電磁石の励磁量は水平ディスパージョンの補正を考慮して調整する必要があるが、適切なソフトウェアを用いる限りにおいてその調整は難しいものではない。回転ガントリー入口におけるディスパージョン及び Twiss パラメータを適切な値に設定する為には、例えば MAD-X[22]や SAD[23]といったソフトウェアが使われる。これらのソフトウェアはビーム輸送系の特定の地点における光学パラメータが目標とする値に一致するように輸送系中の四極電磁石励磁量を探索する機能を有しているため、これらソフトウェア上に実際の HEBT 系の構成を再現することで実機における適切な四極電磁石励磁量の導出が可能となる。

シンクロトロン自体の小型化と省面積化したビーム輸送系との組み合わせにより、従来型シンクロトロンでは $36\text{m} \times 30\text{m}$ (1080m^2) の設置面積を要した加速器システムが小型陽子シンクロトロンでは $29\text{m} \times 27\text{m}$ (783m^2) の範囲に設置可能となっている。この例では、小型陽子シンクロトロンの採用により加速器システムの設置面積が約 30%減少している。

Fig. 3.13 に示す加速器システムは、複数の治療室を備えた粒子線治療システムへの適用を考慮した構成となっている。加速器システムの構成を治療室を一室だけ備えた陽子線治療システム（一室型システム）に特化したものとした場合、ビーム輸送系を構成する機器の員数をさらに低減し、より小型な加速器システムを構築することが可能となる。小型陽子シンクロトロンを用いた一室型システムの構成については 6 章において詳述する。

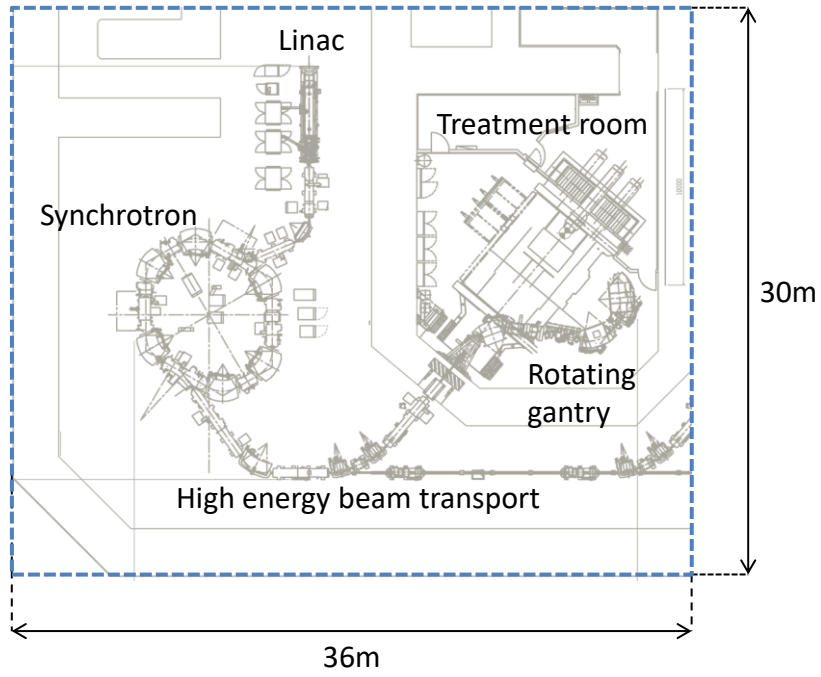


Fig. 3.12 Schematic rayout of a proton therapy system with the conventional proton synchrotron.

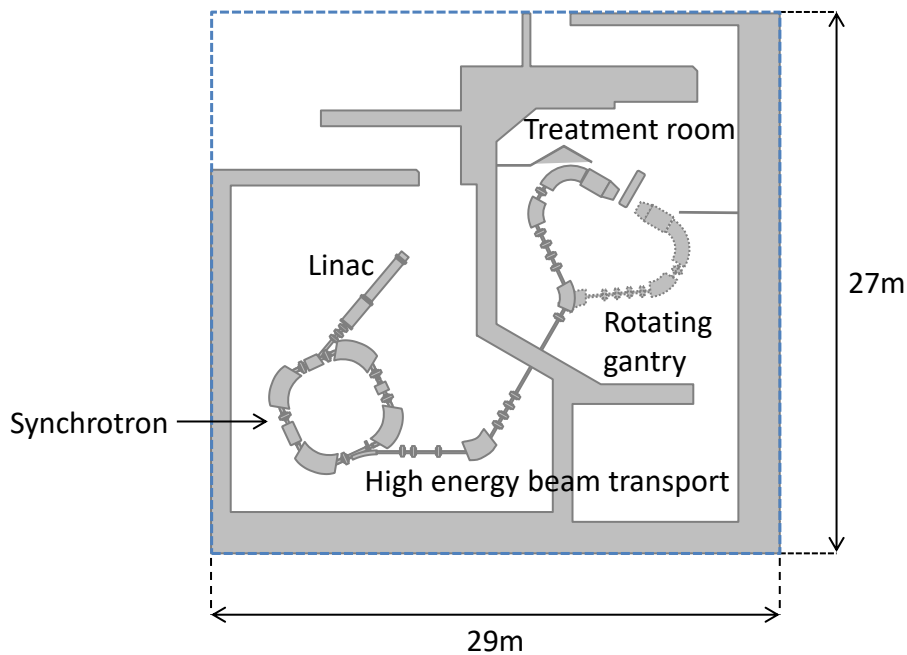


Fig. 3.13 Schematic view of a proton beam therapy system with the compact proton synchrotron.

3.9. 本章の纏め

陽子線治療システムの設置面積を低減するため、スキャニング照射法での使用に特化した小型の陽子シンクロトロン（小型陽子シンクロトロン）を開発した。小型陽子シンクロトロンは水平方向にのみ弱収束の光学系を持つ超周期 4 のシンクロトロンであり、その周長は 18m と、名古屋陽子線治療センターなどに導入された従来型のシンクロトロン（周長 23m）に比べて 22%短縮されている。また小型陽子シンクロトロンを構成する電磁石の数は従来型（26 台）の半分以下となる 11 台にまで低減されている。

小型陽子シンクロトロンは四極電磁石を一系統しか備えていないため、動作点の調整範囲はチューンダイヤグラム上の直線状の領域に限られる。シンクロトロンの動作点は偏向電磁石の磁場分布と直線部の長さによりほぼ決定されるため、小型陽子シンクロトロンでは三次元磁場計算の結果に基づいて偏向電磁石の磁極形状を導出し、偏向電磁石の有効磁極長を全てのビームエネルギー領域において目標範囲内に収めている。

小型陽子シンクロトロンは一般的な粒子線治療用のシンクロトロンと同様ビームの入射に多重回転入射法を採用する。この際、入射バンプ電磁石を一台のみとし、シンクロトロンの全周にわたって入射バンプ軌道を形成している。

小型陽子シンクロトロンからのビームの取り出しには、一般的な粒子線治療用のシンクロトロンと同様高周波を用いた遅い取り出し法を用いる。高周波を用いた遅い取り出し法は取り出しビームの軌道が安定かつ高速な ON/OFF が行えるため、スキヤニング照射法での使用に特に好適である。小型陽子シンクロトロンではビームの取り出しに際しバンプ軌道を形成しない。また、出射チャンネルと六極電磁石の干渉を避けるため、セパトリクス形成用の六極電磁石は直線部 4 か所のうち 2 か所にのみ設置している。

小型陽子シンクロトロンを用いた陽子線治療用加速器システムの設置面積は一例として 783m²であり、従来型のシンクロトロンを用いた加速器システムの設置面積 1080 m² に比べて約 30%低減している。加速器システムの設置面積の低減には、シンクロトロンの小型化だけでなく小型陽子シンクロトロンの構成に合わせたビーム輸送系の小型化が奏功している。小型陽子シンクロトロンを用いた陽子線治療用の加速器システムの初号機は北海道大学病院陽子線治療センターに導入され、2014 年よりスキヤニング照射法を適用した陽子線治療に用いられている。小型陽子シンクロトロンの開発はシンクロトロンを用いた陽子線治療システムの普及に大きく貢献しており、世界 12 か所 (2020 年 11 月時点、建設中含む) の陽子線治療施設へ小型陽子シンクロトロンが導入されている。

3.10. 参考文献

- [1] W.P. Jones, G.P.A. Berg, DESIGN OF A BEAM TRANSPORT SYSTEM FOR A PROTON RADIATION THERAPY FACILITY, Proceeding of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999, Pages 2519-2521.
- [2] V. Rizzoglio et al., Evolution of a beam dynamics model for the transport line in a proton therapy facility, PHYSICAL REVIEW ACCELERATORS AND BEAMS 20, 124702 (2017).
- [3] 秋山浩「加速器の基礎と医療応用～医療のための加速器 6. 加速器医療応用 2 陽子ビーム 陽子線治療」高エネルギー加速器セミナーOHO テキスト (2012)
- [4] K. Hiramoto, M. Nishi, Resonant beam extraction scheme with constant separatrix, Nucl. Instrum. Methods. Res. A 322 (1992) 154-160.
- [5] Kota Mizushima et al., PRESENT STATUS OF HIMAC, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2019, Kyoto, Japan, FSPI012.
- [6] Tetsuya Fujimoto et al., DESIGN OF THE SUPERCONDUCTING MAGNET FOR A COMPACT HEAVY-ION SYNCHROTRON, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2019, Kyoto, Japan, THPH019.
- [7] Provision Healthcare, ProNova Patient Inspired Innovation, <https://provisionhealthcare.com/about-us/innovative-solutions/proton-therapy-system/> (2020年12月8日確認) .
- [8] T. H. Uesugi et al., STUDY OF MULTITURN INJECTION AT HIMAC SYNCHROTRON, Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland (2004), Pages 2640-2642.
- [9] 原田久「加速器の基礎と医療応用～医療のための加速器 4. 加速器医療応用 1 重イオンビーム 1」高エネルギー加速器セミナーOHO テキスト (2012)、5.4.3 節
- [10] 廣田淳一、平本和夫「粒子加速器トータルシステム構築と設計技法」日立評論 Vol.79 No.2 67-72 (1997-2)
- [11] George B. Coutrakon, Accelerators for Heavy-charged-particle Radiation Therapy, Technology in Cancer Research and Treatment Volume 6, Number 4 Supplement, 2007, Pages 42-54.
- [12] 亀井 亨・木原 元央「加速器科学」丸善 (1993)
- [13] H. Hotchi et al., Beam loss reduction by injection painting in the 3-GeV rapid cycling synchrotron of the Japan Proton Accelerator Research Complex, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS - ACCELERATORS AND BEAMS 15, 040402 (2012).
- [14] 吉田克久「加速器の基礎と医療応用～医療のための加速器 5. 加速器医療応用 1 重イオンビーム 2」高エネルギー加速器セミナーOHO テキスト (2012)、2.8 節
- [15] M. SATOH et al., A New COD Correction Method for Orbit Feedback, Proceedings of EPAC 98, Stockholm, Sweden (1998), Pages 1723-1725.
- [16] Takashi Ishida et al., PILOT APPLICATION OF MACHINE LEARNING TO COD

CORRECTION FOR THE ELECTRON STORAGE RING AT AICHI SYNCHROTRON RADIATION CENTER, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan , 2017, Sapporo, Japan, THOM04.

- [17] "平本和夫「高精度陽子線がん治療を実現するシンクロトン加速器技術」日立評論 Vol.91 No.02 98-104 (2009)
- [18] T. Aoki et al., ESTIMATE OF MAGNETIC FIELD DEPENDENCE OF OPTICS PROPERTIES OF SYNCHROTRON BENDING MAGNET FOR PARTICLE BEAM THERAPY SYSTEM, Proceedings of the 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2011, Tsukuba, Japan, MOPS128.
- [19] Futaro Ebina, et al., Development of a Compact Synchrotron for Proton Beam Therapy, IEEJ Transaction on Industry Applications Vol. 136 No. 5 pp. 312-318 (2016).
- [20] 竹下英里ほか 11 名「神奈川県重粒子線プロジェクトの建設状況」日本加速器学会学会誌「加速器」 Vol. 12, No. 2, 2015 (72-77)
- [21] Toshiyuki Toshito et al., A proton therapy system in Nagoya Proton Therapy Center, Australasian Physical and Engineering Sciences in Medicine 39, 645-54 (2016).
- [22] European Laboratory for Particle Physics, MAD - Methodical Accelerator Design, <http://madx.web.cern.ch/madx/> (2020 年 11 月 15 日参照) .
- [23] Yukiyoishi Ohnishi et al., COMPUTER PROGRAM COMPLEX SAD FOR ACCELERATOR DESIGN, SIMULATION AND COMMISSIONING, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan , 2017, Sapporo, Japan, WEOHP04.

4. スパイラルステップ一定条件の導出と評価

4.1. 概要

粒子線治療用のシンクロトロンでは、ビームの取り出しに高周波を用いた遅い取り出し技術が用いられる[1][2]。高周波を用いた取り出し技術は照射ビームの位置とサイズが安定する為、高精度なビーム照射を行う必要がある粒子線治療、特にスキヤニング照射法を行う粒子線治療への適用に好適である。

高周波を用いた遅い取り出しでは、水平方向の位相空間上にベータトロン振動の安定領域と不安定領域を区分する境界であるセパトトリクスを形成し、ビーム取り出し用の静電デフレクタ (ESD: ElectroStatic Deflector) とセパトトリクスの枝が交差した場所からビームをシンクロトロン外へ取り出す。この際、取り出し用セパトトリクスの位置・形状はビーム粒子の運動量偏差に依存するため、取り出しビームの位相空間上の位置とサイズはビームの運動量偏差に応じて変化する。ESD 電極の間隔やシンクロトロン中心軌道に対する勾配は中心運動量を持つビーム粒子に対して適切な値となる様設計されている為、運動量偏差を持つ周回ビーム粒子については位相空間上の分布が変化し、Fig. 4.1 の模式図に示す様にシンクロトロンからの取り出し効率が低下する可能性がある。

2.5 節にて既に述べたように、取り出し効率を向上する為のシンクロトロンの運転条件として Hardt 条件が知られている。Hardt 条件は、運動量偏差が異なるビーム粒子の ESD 電極と交差するセパトトリクスの枝が互いに重畳する様な水平クロマティシティを与える。Hardt 条件の下では ESD 電極に入射する際のビーム粒子の水平方向勾配が運動量に依らず一定となるため、ESD 電極を通過する間に生じるビーム損失を低減し、高い取り出し効率を得ることができる。

しかしながら、Hardt 条件の下では ESD 電極へ入射する粒子がシンクロトロン中を 3 周する間に水平方向に移動する距離、いわば取り出されるビーム粒子と周回ビームとの間の距離の最大値 (以下、スパイラルステップ、spiral-step) が運動量に応じて変化する。ここで、スパイラルステップが ESD 電極の間隔よりも小さい場合内側 ESD 電極に衝突して失われるビーム粒子の割合が増加し、スパイラルステップが ESD 電極の間隔よりも大きい場合外側 ESD 電極に衝突して失われるビーム粒子の割合が増加する。従って、Hardt 条件が示す水平クロマティシティの下では ESD 電極入口におけるビーム損失が最小とまらない可能性がある。筆者は 3 章にて述べた小型陽子シンクロトロンの開発におけるビーム取り出しの粒子トラッキング解析を通じてこの可能性に思い至り、Hardt 条件に代わる新たな運転条件の

検討を開始した。

ESD 電極入口におけるビーム損失は、スパイラルステップがビーム粒子の運動量に依存しない場合に最小となると考えられる。本章では、このような条件をスパイラルステップ一定条件 (constant spiral-step condition) と呼ぶことにする。静電デフレクタ入口における Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件の水平方向位相空間分布の比較を Fig. 4.2 の模式図に示した。

シンクロトロンからのビーム取り出し効率はビーム粒子が ESD 電極入口を通過する効率 (以下、ESD 入口効率) と ESD 入口を通過してから出口に到達するまでの通過効率 (以下、ESD 中間効率) の積により与えられる。Hardt 条件は ESD 中間効率を最大化する為の条件である。一方で、Hardt 条件においてはスパイラルステップが運動量に依存する為、ESD 入口効率は最大とならない。逆に、スパイラルステップ一定条件は ESD 入口効率を最大化する為、特に ESD 電極がある程度の厚み (例えば 0.5mm 以上) を持つ場合 Hardt 条件よりも高い取り出し効率を得られる可能性がある。

本章では、シンクロトロンからのビーム取り出し効率を改善するため、従来の Hardt 条件に代わる新たな運転条件 (スパイラスステップ一定条件) を提唱し、スパイラルステップ一定条件を成立させる為の水平クロマティシティの制約条件を導出する。また、本章ではスパイラルステップ一定条件の理論値を粒子トラッキング解析により検証し、スパイラルステップ一定条件の採用による取り出し効率の改善について評価する。なお、本章の内容は筆者が主筆となる論文等 (文献[3], [4]) に対し加筆、修正を行ったものとなる。

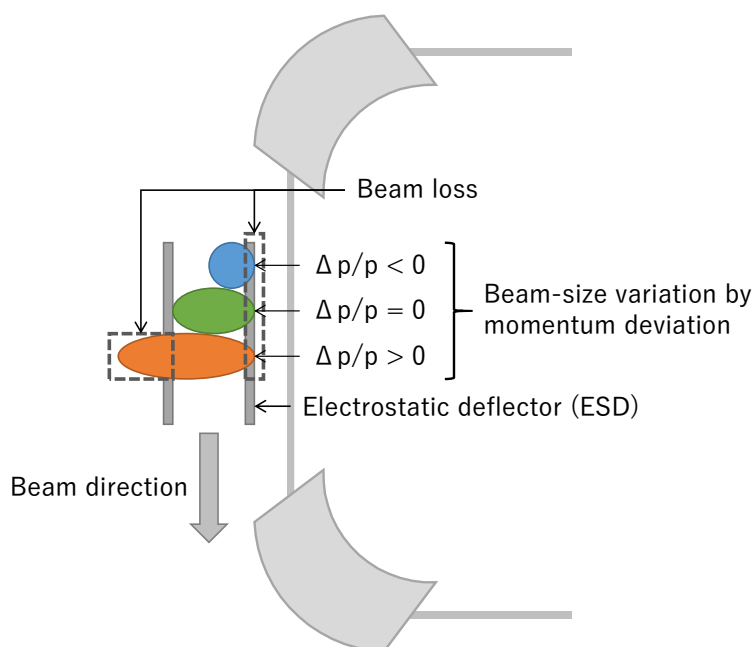
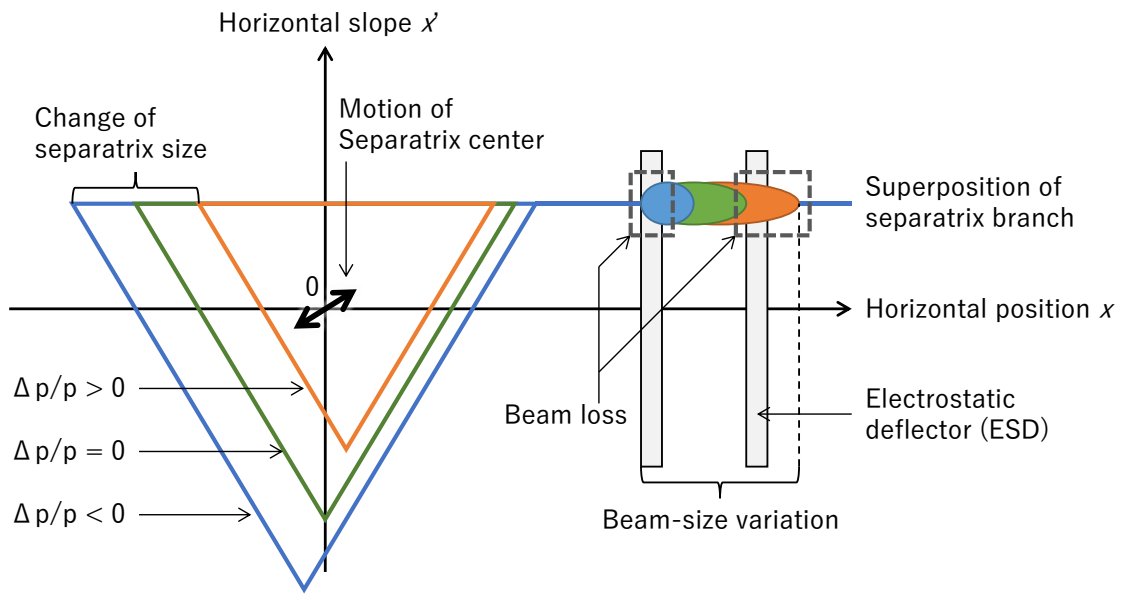
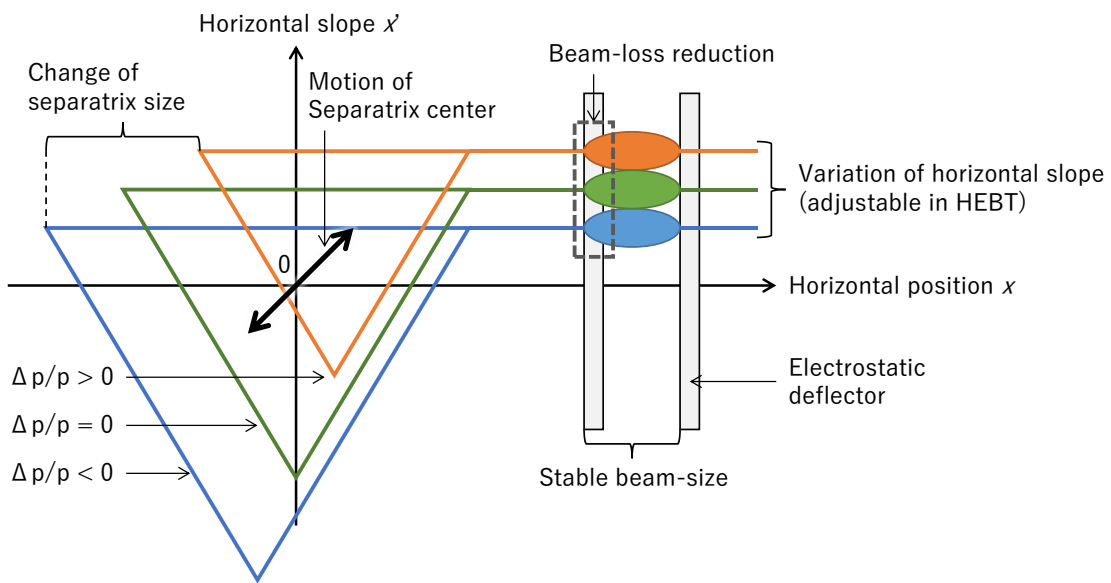


Fig. 4.1 Schematic view of beam loss at the entrance of an electrostatic septum.



(a) The Hardt condition,



(b) The constant spiral-step condition,

Fig. 4.2 Schematic view of phase space distribution at the entrance of an electrostatic deflector (a: The Hardt condition, b: The constant spiral-step condition).

4.2. スパイラルステップ一定条件の導出

スパイラルステップ一定条件が成立することは、スパイラルステップの運動量偏差 ($\Delta p/p$) による一階微分が 0 となることと等価である。そこでまずは、高周波による遅い取り出しを適用したシンクロトロンにおけるスパイラルステップを $\Delta p/p$ により表すことから始める。

水平チューンが取り出し用の三次共鳴線の近傍にある周回ビーム粒子を想定する。ここで、水平チューンの三次共鳴線からの距離を δQ としておく。周回ビーム粒子の水平方向位置を x 、水平方向傾きを x' としたとき、水平ベータatron振動の中心を基準とした周回ビーム粒子の位置と傾きは

$$\begin{aligned} x_F &= x - d \frac{\Delta p}{p} \\ x'_F &= x' - d' \frac{\Delta p}{p} \end{aligned} \quad (4.1)$$

と表される。なお、 d および d' はそれぞれ水平方向のディスパージョンとその傾きであり、添え字 F は水平ベータatron振動の中心を基準とした値、即ちビーム軌道に対する水平ディスパージョンの影響が取り除かれた値であることを表す (F は dispersion Free の F)。このとき、 x_F 、 x'_F に対応する規格化位相空間上の座標 (X_F, X'_F) を

$$\begin{aligned} X_F &= \frac{x_F}{\sqrt{\beta_x}} = \frac{X}{\sqrt{\beta_x}} - D \frac{\Delta p}{p} \\ X'_F &= x' \sqrt{\beta_x} + \frac{\alpha_x x_F}{\sqrt{\beta_x}} \end{aligned} \quad (4.2)$$

と定義する。ここで、 α_x 、 β_x は水平方向の Twiss パラメータであり、 D は規格化したディスパージョンである ($D = d/\sqrt{\beta_x}$)。なお規格化位相空間の定義は文献[5]に記載の内容に準じている。上記の規格化位相空間上では、水平ベータatron振動の中心と座標系の原点とが一致している。また、水平ベータatron振動の位相が進むにつれ周回ビーム粒子は規格化位相空間上を時計回りに回転する。

次に、規格化位相空間上での六極電磁石の励磁量 S を次式で定義する。

$$S = \frac{1}{2} \beta_x^{3/2} \frac{l_s}{B\rho} \left(\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \right) = \frac{1}{2} \beta_x^{3/2} l_s K_{sx} \quad (4.3)$$

ここで、 l_s は六極電磁石の有効磁極長 (進行方向の実効的な長さ) であり、 $B\rho$ はビーム粒子の磁気剛性率である。なお、六極電磁石が軌道平面上で水平位置が正であるビーム粒子を水平正方向に偏向する場合に S は正であるものとする。

シンクロトロン中に S が負である六極電磁石が設置された場合、水平ベータatron振動の安定領域と不安定領域を区分するセパトリクス形状は、六極電磁石地点において Fig. 4.3 に示す正三角形となることが知られている[6]。ここで、図中 h は X'_F 軸に垂直なセパトリクスの枝 A と X'_F 軸との距離であり、以下の式により表される。

$$h = \frac{2\varepsilon}{3S} = \frac{4\pi}{S} \delta Q \quad (4.4)$$

ここで、簡単のため $6\pi\delta Q$ を ε で置き換えている。ESD の入口は、六極電磁石地点から水平方向ベータatron振動の位相が $\Delta\mu$ だけ進んだ位置にあるものとする。ESD 入口地点におけるセパトリクスの形状を Fig. 4.4 に示した。ESD 電極入口地点におけるセパトリクスは、六極電磁石地点におけるセパトリクスを時計回りに $\Delta\mu$ 回転した形状となるから、ESD 電極と交わるセパトリクスの枝の式は、

$$-X_F \cos \Delta\mu + X'_F \sin \Delta\mu = h \quad (4.5)$$

と表される。ここで、規格化位相空間上での内側 ESD 電極の位置を X_{FESD} とすると、セパトリクスの枝 A と内側 ESD 電極の交点 $(X_{\text{FESD}}, X'_{\text{FESD}})$ は以下の式で表される。

$$X_{\text{FESD}} = \frac{x_{\text{ESD}} - d_{\text{ESD}} \frac{\Delta p}{p}}{\sqrt{\beta_{x\text{ESD}}}} = X_{\text{ESD}} - D_{\text{ESD}} \frac{\Delta p}{p} \quad (4.6)$$

$$X'_{\text{FESD}} = \frac{h + X_{\text{FESD}} \cos \Delta\mu}{\sin \Delta\mu}$$

ここで、 x_{ESD} は内側 ESD 電極の位置（非規格化かつディスパージョンの影響を取り除く前）、 β_{ESD} は ESD 入口地点における水平ベータatron関数、 d_{ESD} は ESD 入口地点における水平ディスパージョンである。

この交点を規格化位相空間上で反時計回りに $\Delta\mu$ 回転させることで、セパトリクスの枝と内側 ESD 電極の交点を通過するビーム粒子が上流の六極電磁石地点でどの位置にあるかが求められる。六極電磁石地点まで遡った交点の位置は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} X_{\text{FSX}} &= X_{\text{FESD}} \cos \Delta\mu - X'_{\text{FESD}} \sin \Delta\mu = -h \\ X'_{\text{FSX}} &= X_{\text{FESD}} \sin \Delta\mu + X'_{\text{FESD}} \cos \Delta\mu = \frac{X_{\text{FESD}} + h \cos \Delta\mu}{\sin \Delta\mu} \end{aligned} \quad (4.7)$$

ラスト 3 ターン（ビーム粒子が ESD 電極へ入射する前の 3 周）の間にビーム粒子が六極電磁石地点の規格化位相空間上を移動する量 $(\Delta X_{\text{FSX}}, \Delta X'_{\text{FSX}})$ は以下の式で与えられる [6]。

$$\Delta X_{\text{FSX}} = \varepsilon X'_{\text{FSX}} + \frac{3}{2} S X_{\text{FSX}} X'_{\text{FSX}} \quad (4.8)$$

$$\Delta X'_{\text{FSX}} = -\varepsilon X_{\text{FSX}} + \frac{3}{4} S (X_{\text{FSX}}^2 - X'^2_{\text{FSX}})$$

数式(4.8)に数式(4.7)を代入し、次式を得る。

$$\begin{aligned} \Delta X_{\text{FSX}} &= 0 \\ \Delta X'_{\text{FSX}} &= \varepsilon h + \frac{3}{4} S \left(h^2 - \left(\frac{X_{\text{FESD}} + h \cos \Delta\mu}{\sin \Delta\mu} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

X_F 軸に垂直、 X'_F 軸に平行なセパトリクスの枝の上では ΔX_{FSX} が常に 0 となる。従って、

ターンセパレーション一定条件は $\Delta X'_{FSX}$ の $\Delta p/p$ による一階微分が 0 となることと等価である。

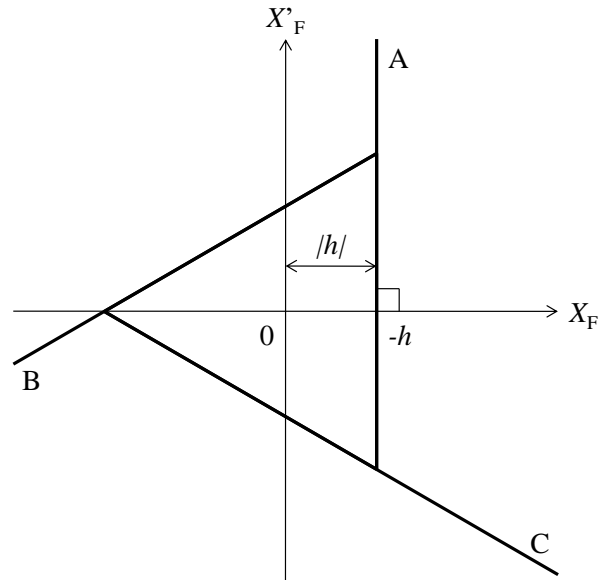


Fig. 4.3 Separatrix at the sextupole magnet for negative sextupole-magnet strength S .

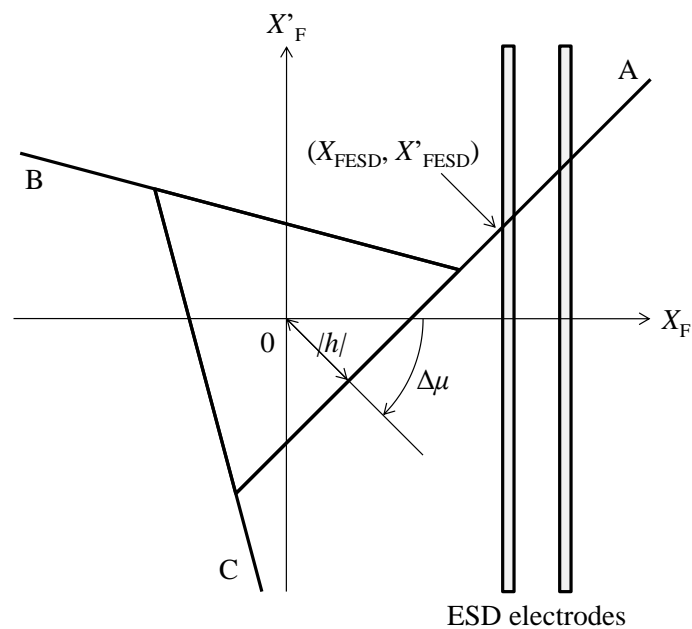


Fig. 4.4 Separatrix at the ESD entrance for negative sextupole-magnet strength S .

数式(4.9)右辺第一項の微分は次式で表される。

$$\frac{d(\varepsilon h)}{dP} = \frac{d}{dP} \left(\frac{24\pi^2}{S} \delta Q^2 \right) \quad (4.10)$$

ここで、 $P = \Delta p/p$ は粒子の運動量偏差である。

水平チューンと共鳴線との距離 δQ を、シンクロトロン¹の水平クロマティシテイ Q' を用いて

$$\delta Q = \delta Q_0 + Q'P \quad (4.11)$$

と表す。 δQ_0 は水平クロマティシテイあるいは運動量偏差が0である場合における水平チューンと共鳴線との距離である。数式(4.11)を数式(4.10)に代入し、 P に関する高次の項を無視すると以下の関係が得られる。

$$\frac{d(\varepsilon h)}{dP} = \frac{48\pi^2 Q'}{S} \cdot \delta Q_0 \quad (4.12)$$

数式(4.9)右辺の第二項は、以下の様に X_{FESD} の多項式として表される。

$$\begin{aligned} & \frac{3}{4} S \left(h^2 - \left(\frac{X_{\text{FESD}} + h \cos \Delta\mu}{\sin \Delta\mu} \right)^2 \right) \\ &= \frac{3S}{4 \sin^2 \Delta\mu} (h^2 (\sin^2 \Delta\mu - \cos^2 \Delta\mu) - 2hX_{\text{FESD}} \cos \Delta\mu - X_{\text{FESD}}^2) \end{aligned} \quad (4.13)$$

数式(4.13)に数式(4.4), (4.6), (4.12)を代入して P に関する高次の項を無視すると、数式(4.13)括弧中の第一項の微分は、

$$\frac{d}{dP} (h^2 (\sin^2 \Delta\mu - \cos^2 \Delta\mu)) = \frac{32\pi^2}{S^2} (\sin^2 \Delta\mu - \cos^2 \Delta\mu) \delta Q_0 Q' \quad (4.14)$$

数式(4.13)括弧中の第二項の微分は、

$$\frac{d}{dP} (-2hX_{\text{FESD}} \cos \Delta\mu) = \frac{8\pi \cos \Delta\mu}{S} (\delta Q_0 D_{\text{ESD}} - X_{\text{ESD}} Q') \quad (4.15)$$

数式(4.13)括弧中の第三項の微分は、

$$\frac{d}{dP} (-X_{\text{FESD}}^2) = 2X_{\text{ESD}} D_{\text{ESD}} \quad (4.16)$$

となる。以上三項の和から、数式(4.9)右辺の第二項の微分は、

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dP} \left(\frac{3}{4} S \left(h^2 - \left(\frac{X_{\text{fESD}} + h \cos \Delta\mu}{\sin \Delta\mu} \right)^2 \right) \right) \\
&= \frac{3S}{4 \sin^2 \Delta\mu} \left(\frac{32\pi^2}{S^2} (\sin^2 \Delta\mu - \cos^2 \Delta\mu) \delta Q_0 Q' + \frac{8\pi \cos \Delta\mu}{S} (\delta Q_0 D_{\text{ESD}} - X_{\text{ESD}} Q') \right. \\
&\quad \left. + 2X_{\text{ESD}} D_{\text{ESD}} \right) \\
&= \frac{24\pi^2}{S \sin^2 \Delta\mu} (\sin^2 \Delta\mu - \cos^2 \Delta\mu) \delta Q_0 Q' + \frac{6\pi \cos \Delta\mu}{\sin^2 \Delta\mu} (\delta Q_0 D_{\text{ESD}} - X_{\text{ESD}} Q') + \frac{3S}{2 \sin^2 \Delta\mu} X_{\text{ESD}} D_{\text{ESD}}
\end{aligned} \tag{4.17}$$

と表される。数式(4.11)と数式(4.13)を加算し、最終的に $\Delta X'_{\text{FSX}}$ の P による一階微分は次式の様
に水平クロマティシテイ Q' と規格化水平ディスパージョン D_{ESD} の線形結合で表される。

$$\begin{aligned}
& \frac{d\Delta X'_{\text{FSX}}}{dP} \\
&= \left(\frac{24\pi^2}{S} \left(3 - \frac{1}{\tan^2 \Delta\mu} \right) \delta Q_0 - \frac{6\pi \cos \Delta\mu}{\sin^2 \Delta\mu} X_{\text{ESD}} \right) Q' \\
&\quad + \left(\frac{6\pi \cos \Delta\mu}{\sin^2 \Delta\mu} \delta Q_0 + \frac{3S}{2 \sin^2 \Delta\mu} X_{\text{ESD}} \right) D_{\text{ESD}}
\end{aligned} \tag{4.18}$$

従って、スパイラルステップ一定条件は $d\Delta X'_{\text{FSX}}/dP = 0$ より

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{24\pi^2}{S} \left(3 - \frac{1}{\tan^2 \Delta\mu} \right) \delta Q_0 - \frac{6\pi \cos \Delta\mu}{\sin^2 \Delta\mu} X_{\text{ESD}} \right) Q' \\
&= - \left(\frac{6\pi \cos \Delta\mu}{\sin^2 \Delta\mu} \delta Q_0 + \frac{3S}{2 \sin^2 \Delta\mu} X_{\text{ESD}} \right) D_{\text{ESD}}
\end{aligned} \tag{4.19}$$

と表される。数式(4.19)は、スパイラルステップ一定条件が規格化ディスパージョンに対応する水平クロマティシテイの設定値として与えられることを示している。前述の小型陽子シンクロトロンでは、六極電磁石地点から ESD 入口地点までの位相差 $\Delta\mu$ がおおよそ $\pi/4$ である。 $\Delta\mu = \pi/4$ の場合、数式(4.19)は単純に

$$\left(\frac{48\pi^2}{S} \delta Q_0 - 6\sqrt{2}\pi X_{\text{ESD}} \right) Q' = -(6\sqrt{2}\pi \delta Q_0 + 3S X_{\text{ESD}}) D_{\text{ESD}} \tag{4.20}$$

と書き表せる。

六極電磁石の強度 S が正である場合、六極電磁石地点におけるセパトリティクスは Fig. 4.3 に示したセパトリティクスを原点中心に 180 度回転させたものとなる。本節では簡単のため S が負である場合を例にとってスパイラルステップ一定条件を導出したが、その際に使用した数式は全て S の符号によらず成立する。従って、 S が正の場合であっても、 S が負の場合と同様に式(4.19)を用いてターンセパレーション一定条件が求められる。 X_{F} 軸に垂直でないセパトリティクスの枝 (Fig. 4.3 中 B, C) に対しては ΔX_{FSX} が 0 とならないが、 ΔX_{FSX} と $\Delta X'_{\text{FSX}}$ は

比例関係にあるため、 X_F 軸に垂直なセパトリクスの枝 (Fig. 4.3 中 A) の場合と同様 $\Delta X'_{FSX}$ の一階微分によりスパイラルステップ一定条件が求められる。

4.3. 粒子トラッキング解析によるスパイラルステップ一定条件の検証

4.3.1. 解析の対象

本節では、数式(4.19)により与えられる水平クロマティシティがスパイラルステップ一定条件を満たすことを粒子トラッキング解析により検証する。トラッキング解析の対象は、3章で述べた小型陽子シンクロトロン及び陽子線治療での使用を想定した解析用の仮想的なシンクロトロン (以下、解析用シンクロトロン) の二種類とする。解析用のシンクロトロンは、後述する様に小型陽子シンクロトロンと似通った構成を有しているが、スパイラルステップ一定条件の検証が容易となる様に全ての直線部に六極電磁石を配置して磁場の対称性を向上するなど機器配置を調整している。

4.3.2. 解析用シンクロトロンの解析条件

解析用シンクロトロンの模式図を Fig. 4.5 に示す。解析用シンクロトロンは超周期が4、周長が 19.4m の陽子シンクロトロンであり、4 台の偏向電磁石、4 台の四極電磁石、4 台の六極電磁石により構成される。解析用シンクロトロンのパラメータ及びトラッキング解析の主要な条件を Table 4.1 にまとめた。解析用シンクロトロンからのビーム取り出し手法は高周波を用いた遅い取り出しであり、隣り合う直線部に設置された六極電磁石は互いに極性が異なっている。取り出し用セパトリクスの形成によりシンクロトロンの水平クロマティシティを変化させないため、4 台の六極電磁石の励磁量の絶対値は全て等しい値に設定される。なお、4 台の六極電磁石により励起される共鳴の強さは、励磁量が 4 倍の六極電磁石 1 台により励起される共鳴の強さと等しい。従って、解析用シンクロトロンにおいては六極電磁石一台あたりの励磁量を数式(4.19)で用いた値の 1/4 に設定した場合にスパイラルステップ一定条件が満たされることとなる。

粒子トラッキング解析では、ディスパージョンの影響を排除した規格化位相空間上における原点周りの回転からビーム粒子の軌道を計算した。なお、運動量偏差を持つビーム粒子の軌道は、水平クロマティシティによる規格化位相空間上の回転量の変化と、回転中心のディスパージョンの変化に伴う移動を用いて表現した。

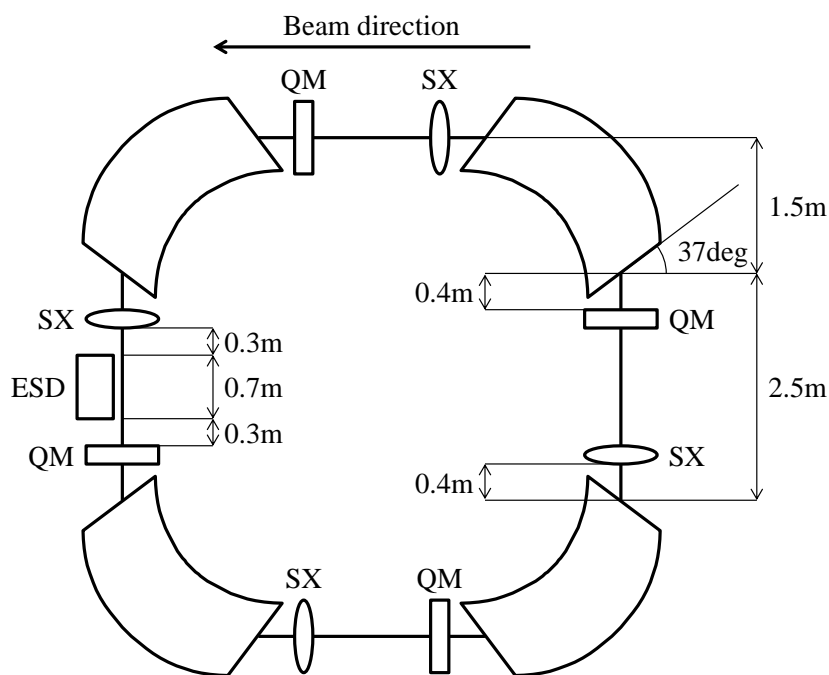
内側 ESD 電極の水平位置は 39.5 mm、ESD 電極の厚さは 0.5 mm、ESD 電極の間隔は 10 mm とした。これにより、ESD 電極入口において水平位置が 39.5 mm から 40.0 mm の範囲にあるビーム粒子は内側 ESD 電極に衝突し、水平位置が 50.0 mm よりも大きいビーム粒子は外側 ESD 電極に衝突して失われるものとした。また、取り出し時に ESD 電極入口において失われなかったビーム粒子については ESD 電極中の軌道を合わせて計算し、ESD 電極に衝突することなく出口に到達したビーム粒子のみがシンクロトロン外に取り出されるもの

とした。シンクロトロンからのビーム取り出し効率、ESD 電極入口におけるビームの通過効率（ESD 入口効率）と ESD 入口以降のビームの通過効率（ESD 中間効率）の積により与えられる。

解析用シンクロトロンでは、Hardt 条件を満たす水平クロマチシティは 2.5.3 節の数式 (2.27)より-2.1 であり、スパイラルステップ一定条件を満たす水平クロマチシティは数式 (4.19)より-4.8 である。水平クロマチシティと取り出し効率との関係を導出する為、水平クロマチシティを-7 から+1 までの範囲で1 ずつ変更しながら粒子トラッキング解析を実施した。なお粒子トラッキング解析で用いる粒子の数は、取り出し効率を有効数字二桁で評価する際に十分な数である 10^4 個とした。

本章の解析用シンクロトロンは、4 対称の弱収束シンクロトロンである点、取り出しに高周波を用いた遅い取り出し技術を用いる点で 3 章に示す小型陽子シンクロトロンと同様の構成を有する。一方で、解析用シンクロトロンは直線部内で四極電磁石が六極電磁石よりも下流側に設置される点、六極電磁石が全ての直線部に設置される点において小型陽子シンクロトロンとは異なる構成を有する。

小型陽子シンクロトロンでは、Hardt 条件を満たす水平クロマチシティが-4.5、スパイラルステップ一定条件を満たす水平クロマチシティが-5.6 であり、解析用シンクロトロンに比べて両者が接近している。このことから、小型陽子シンクロトロンでは粒子トラッキング解析により両条件の相違を見極めることが困難になると予想し、本章ではまず解析用シンクロトロンを用いた粒子トラッキング解析を行うこととした。



QM: Quadrupole magnet

SX: Sextupole magnet
 ESD: Electrostatic deflector

Fig. 4.5 Schematic view of the synchrotron for particle tracking analysis.

Table 4.1 Main parameters of the synchrotron for particle tracking analysis and settings for particle tracking analysis

Circumference	19.4 m
Super periodicity	4
Bending radius	1.5 m
Edge angle (horizontal)	37 degree
Effective length of the magnets	Quadrupole: 0.2 m, Sextupole: 0.2 m
Operating point during beam extraction	(0.68, 1.47)
Horizontal chromaticity	From -7 to +1
Momentum spread	±0.1 % (uniform distribution)
Spiral step for on-momentum particle	10.5 mm
Horizontal position of the ESD electrodes	Inner: 39.5—40.0 mm, Outer: 50.0—50.5 mm
Number of particles	10 ⁴

4.3.3. 解析用シンクロトロンにおける粒子トラッキング解析の結果

ESD 入口における取り出しビーム粒子の水平位相空間分布の解析結果を Fig. 4.6 に示す。ESD 入口において水平位置が 40mm 以上 50mm 以下の範囲にあるビーム粒子は ESD 入口を通過し、この範囲から外れるビーム粒子は内側あるいは外側の ESD 電極に衝突して失われるものとする。Hardt 条件 ($Q'_x = -2.1$) の下では運動量偏差が異なるビーム粒子のセパトリクスが重畳し、ESD 電極入口における位相空間分布は細い帯状となる。一方で、スパイラルステップ一定条件の下ではセパトリクスは重畳せず、内側 ESD 電極における勾配方向の分布は約 2mrad にまで広がっている。

ビーム粒子の運動量偏差と水平ビーム位置との関係を Fig. 4.7 に、ビーム粒子の運動量偏差と水平方向の勾配との関係を Fig. 4.8 に示す。Hardt 条件においては水平方向のビーム位置が運動量偏差に依存し、運動量が高くなるにつれて取り出しビームのスパイラルステップは減少する。一方で、スパイラルステップ一定条件 ($Q'_x = -4.8$) においては水平ビーム位置は運動量偏差に一次の範囲では依存せず、スパイラルステップは運動量に依らず略一

定の値をとる。

Fig. 4.9 には水平クロマティシティごとの ESD 入口効率 (entrance efficiency)、ESD 中間効率 (middle efficiency)、ビーム取り出し効率 (total efficiency) の解析結果を示す。また、取り出し効率の解析結果のうち Hardt 条件、スパイラルステップ一定条件、取り出し効率が最大となる条件 ($Q'_x = -4.0$) について Table 4.2 に整理した。Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件については更に、取り出し効率と ESD 電極間隔との関係を Fig. 4.10 に示した。

Fig. 4.7 は、スパイラルステップ一定条件の下ではスパイラルステップ(水平ビーム位置)と運動量との間に線形の依存性が無いことを表している。このことから、数式(4.19)により与えられる水平クロマティシティにおいてはスパイラルステップの運動量による一階微分が 0 になる、即ちスパイラルステップ一定条件が満たされることが確かめられる。Hardt 条件ではスパイラルステップが粒子の運動量に依存し、運動量偏差が負となるビーム粒子のスパイラルステップは ESD 電極の間隔である 10mm よりも大きくなる。このことは、Hardt 条件においては運動量偏差が負となるビーム粒子の一部は外側の ESD 電極に衝突して失われることを示している。また、運動量偏差が正の場合はスパイラルステップが ESD 電極間隔よりも小さくなるため、内側 ESD 電極に衝突して失われるビーム粒子の割合が運動量偏差が 0 である場合に比べて増大する。スパイラルステップ一定条件における ESD 入口効率は 93.1%であり、Hardt 条件における ESD 入口効率 (87.8%) よりも 5.3%高い値となった。

Fig. 4.8 に示す分布は、スパイラルステップ一定条件においてはビーム粒子の水平方向勾配が運動量に依存して変化することを表している。これにより、スパイラルステップ一定条件では ESD 電極を通過中に ESD 電極の内壁に衝突して失われるビーム粒子の割合が Hardt 条件よりも大きくなる。Hardt 条件ではビーム粒子の水平方向傾きが運動量に依らず略一定であるため、ESD 電極とビーム粒子の水平方向傾きを合わせることで ESD 電極中のビーム損失を最小限に抑えられる。スパイラルステップ一定条件における ESD 中間効率は 94.0%であり、これは Hardt 条件における中間効率 (97.0%) よりも 3.0%低い値であった。

前述の通り、シンクロトロンからのビーム取り出し効率は ESD 入口効率と ESD 中間効率との積によって与えられる。スパイラルステップ一定条件における取り出し効率は 87.6%であり、この値は Hardt 条件の取り出し効率 (85.2%) よりも 2.4%高い値であった。

Fig. 4.9 によれば、シンクロトロンからのビーム取り出し効率は水平クロマティシティが -4 である場合に最大となる。取り出し効率が最大となる水平クロマティシティは Hardt 条件 ($Q'_x = -2.1$) とスパイラルステップ一定条件 ($Q'_x = -4.8$) の間にあり、この範囲ではビーム取り出し効率は 85%以上の高い値をとる。このことから、ビーム取り出し時の水平クロマティシティは上記範囲内で調整されるべきであり、取り出し時のビーム通過領域等についても上記範囲内での水平クロマティシティの調整を想定して設計する必要がある。

Fig. 4.10 によれば、スパイラルステップ一定条件における取り出し効率は ESD 電極間隔が 9mm 以上 13mm 以下の場合に Hardt 条件における取り出し効率よりも高い値となる。ESD 電極間隔の増大は ESD 電極の印加電圧及び電源コストの増大に直結する為、スパイラ

ルステップ一定条件はコスト増を抑えながらビームの取り出し効率を改善する上で有効な手段となる。

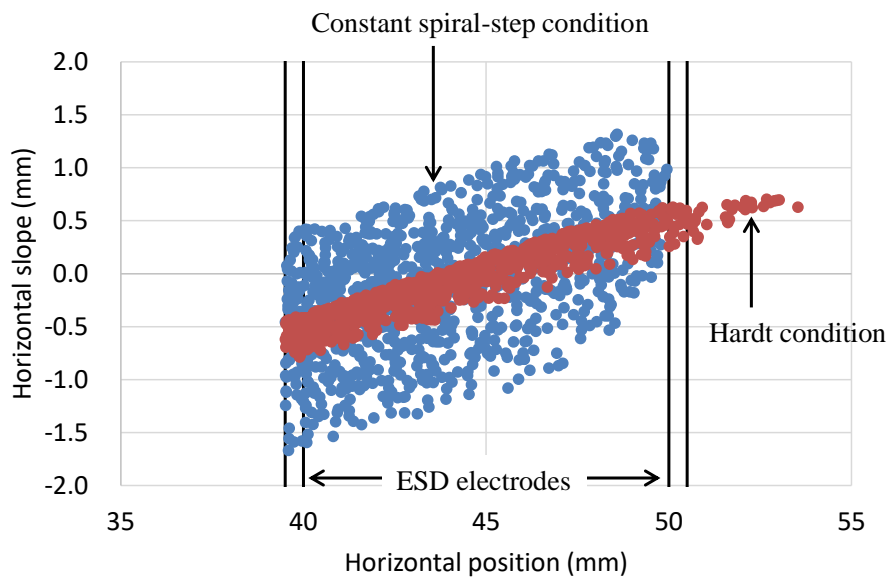


Fig. 4.6 Phase space distribution of the extracted beam at the entrance of the ESD.

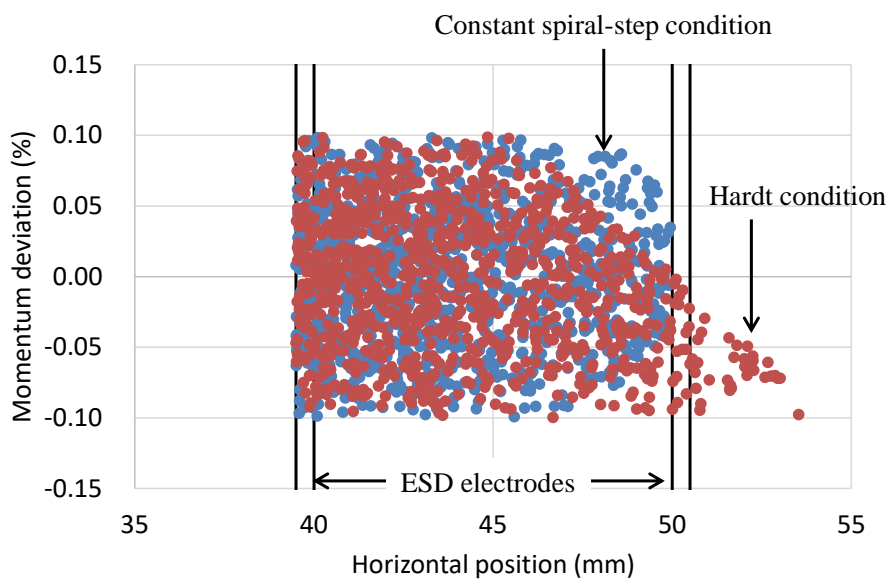


Fig. 4.7 Relation between the momentum and the horizontal position of the extracted particles.

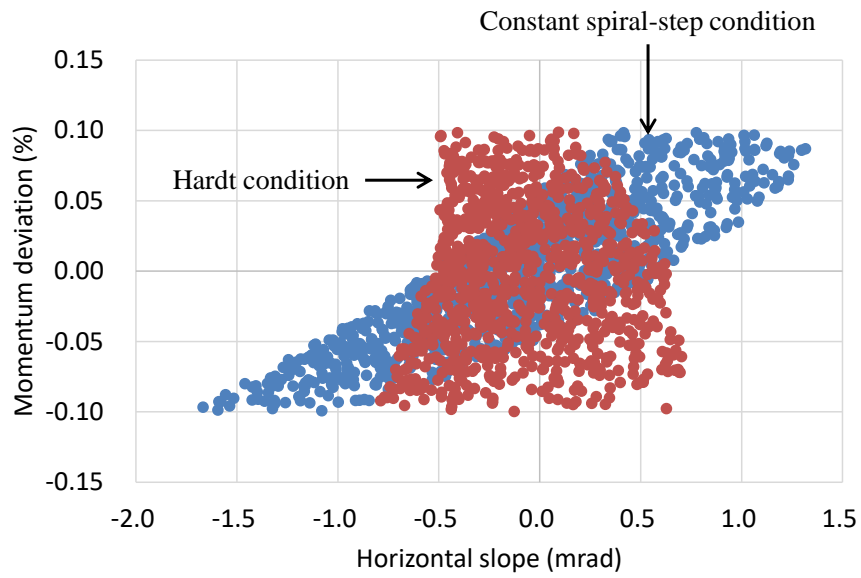


Fig. 4.8 Relation between the momentum and the horizontal slope.

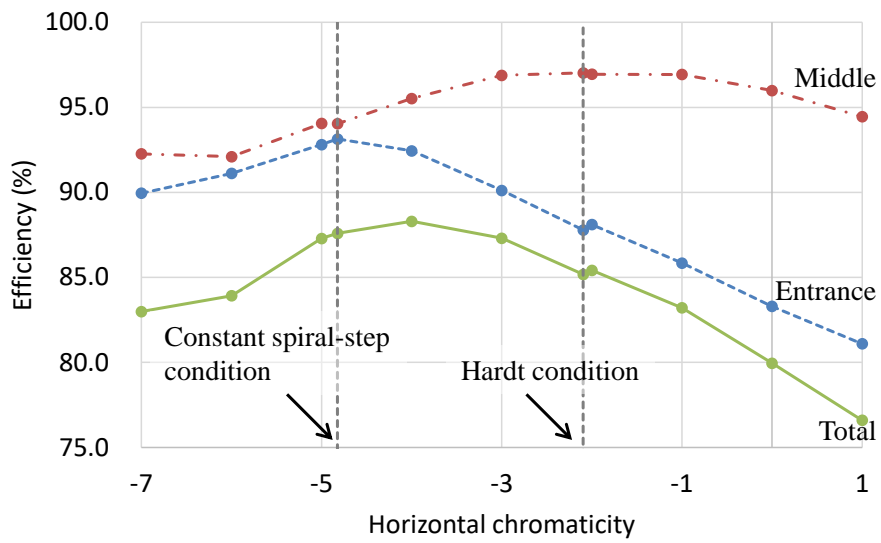


Fig. 4.9 Change of the entrance efficiency, the middle efficiency and the total extraction efficiency according to the horizontal chromaticity.

Table 4.2 Extraction efficiencies at Constant spiral-step condition, Hardt condition, and Maximum efficiency

	Unit	Constant spiral-step condition ($Q_x = -4.8$)	Hardt condition ($Q_x = -4.8$)	Maximum ($Q_x = -4$)
Entrance	%	93.1	87.8	92.4
Middle	%	94.0	97.0	95.5
Total	%	87.6	85.2	88.3

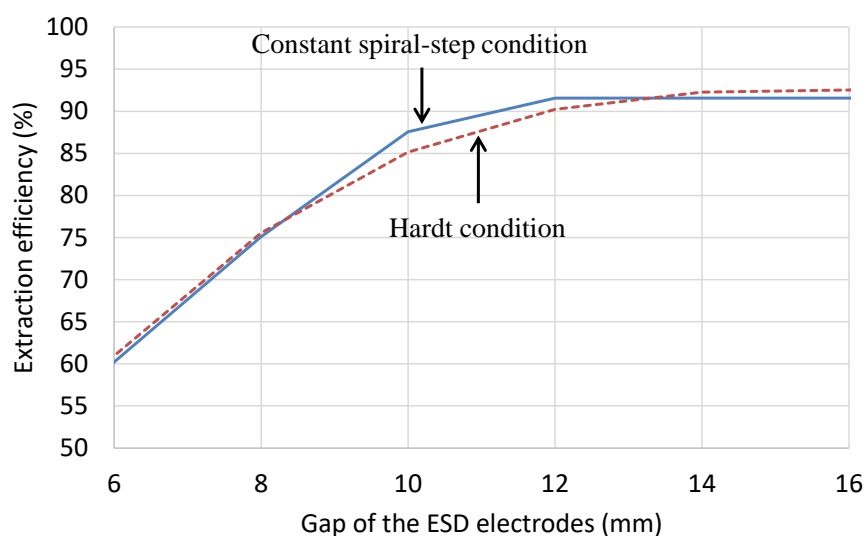


Fig. 4.10 Relation between the gap of the ESD electrodes and the extraction efficiency.

4.3.4. 小型陽子シンクロトロンの解析条件

小型陽子シンクロトロンの模式図を Fig. 4.11 に再掲する。小型陽子シンクロトロンは超周期が 4、周長が 18.0m の陽子シンクロトロンであり、4 台の偏向電磁石、4 台の四極電磁石、2 台の六極電磁石により構成される。その他小型陽子シンクロトロンの構成については 3 章において詳述した通りである。

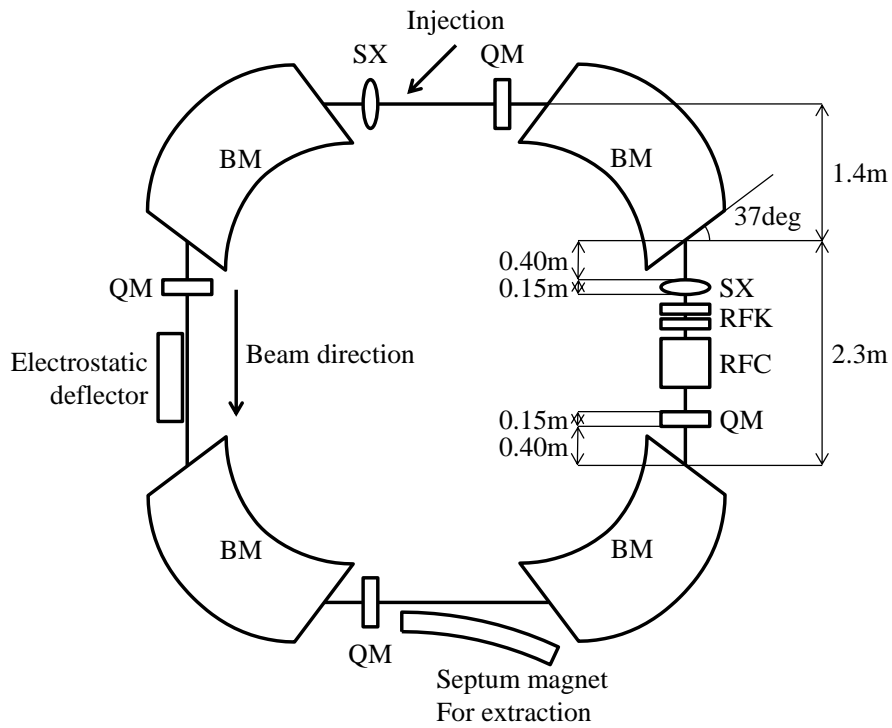
小型陽子シンクロトロンに対するトラッキング解析の主要な条件を Table 4.3 にまとめた。小型陽子シンクロトロンでは隣り合う直線部に設置された六極電磁石の極性が互いに異なっており、これら六極電磁石を等量励磁することで水平クロマティシティを変化させずに取り出し用のセパトリクスを形成できる。また、小型陽子シンクロトロンでは六極磁場の対称性が低いことからセパトリクスの形状に歪みが表れやすいと考え、取り出し中の水平チューンを 0.678 と解析用シンクロトロンの場合 (0.680) よりも取り出し用の三次共鳴線に接近させている。

また、2 台の六極電磁石により励起される共鳴の強さは、励磁量が 2 倍の六極電磁石 1 台により励起される共鳴の強さと等しい為、小型陽子シンクロトロンでは六極電磁石一台あたりの励磁量を数式(4.19)で用いた値の 1/2 に設定した場合にスパイラルステップ一定条件が満たされることとなる。

粒子トラッキング解析では、解析用シンクロトロンの場合と同様に規格化位相空間上における回転からビーム粒子の軌道を計算した。また、解析用シンクロトロンと同様内側 ESD 電極の水平位置を 39.5mm、ESD 電極の厚さを 0.5mm、ESD 電極の間隔を 10mm とした。シンクロトロンからのビーム取り出し効率は、ESD 電極入口におけるビームの通過効率（以下、ESD 入口効率と呼ぶ）と ESD 入口以降のビームの通過効率（以下、ESD 中間効率と呼ぶ）の積により与えられる。

小型陽子シンクロトロンでは、Hardt 条件を満たす水平クロマチシティは数式(2.27)より -4.5 であり、スパイラルステップ一定条件を満たす水平クロマチシティは数式(4.19)より -5.6 である。小型陽子シンクロトロンでは Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件が解析用シンクロトロンに比べて接近している為、粒子トラッキング解析では両者の区別がつきにくい可能性がある。一方で、小型陽子シンクロトロンでは Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件が接近していることにより ESD 入口及び ESD 通過中の両方におけるビーム損失を低減し、高い取り出し効率を得られる可能性がある。

水平クロマチシティの範囲及び粒子の数については解析用シンクロトロンにおける条件と共通とした。



QM: Quadrupole magnet
 SX: Sextupole magnet
 RFC: Radiofrequency accelerating cavity
 RFK: Radiofrequency kicker

Fig. 4.11 Schematic view of compact proton synchrotron for proton beam therapy.

Table 4.3 Main parameters of the compact proton synchrotron and settings for particle tracking analysis

Circumference	18.0 m
Super periodicity	4
Bending radius	1.4 m
Edge angle (horizontal)	37 degree
Effective length of the magnets	Quadrupole: 0.15 m, Sextupole: 0.15 m
Operating point during beam extraction	(0.678, 1.47)
Horizontal chromaticity	From -7 to +1
Momentum spread	±0.1 % (uniform distribution)
Spiral step for on-momentum particle	10.5 mm
Horizontal position of the ESD electrodes	Inner: 39.5—40.0 mm, Outer: 50.0—50.5 mm
Number of particles	10 ⁴

4.3.5. 小型陽子シンクロトロンにおける粒子トラッキング解析の結果

ESD 入口における取り出しビーム粒子の水平位相空間分布の解析結果を Fig. 4.12 に示す。ESD 入口において水平位置が 40mm 以上 50mm 以下の範囲にあるビーム粒子は ESD 入口を通過し、この範囲から外れるビーム粒子は内側あるいは外側の ESD 電極に衝突して失われるものとする。

小型陽子シンクロトロンでは Hardt 条件 ($Q'_x = -4.5$) およびスパイラルステップ一定条件 ($Q'_x = -5.6$) の何れにおいても運動量が異なる粒子のセパトトリクスは重畳しておらず、取り出しビームの勾配がビーム粒子の運動量偏差に依存する結果となった。ESD 電極と交差するセパトトリクスは広い帯状の分布を為しており、内側 ESD 電極における勾配方向の分布は約 2mrad にまで広がっている。

ビーム粒子の運動量偏差と水平ビーム位置との関係を Fig. 4.13 に示す。Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件の何れにおいてもスパイラルステップはビーム粒子の運動量に応じて変化している。スパイラルステップは運動量偏差が増大するにつれて凡そ線形の関係を保ちながら増大しており、その勾配 ($\Delta x/(\Delta p/p)$) は約 70 mm/%である。

ビーム粒子の運動量偏差と水平方向の勾配との関係を Fig. 4.14 に示す。ビーム位置と同様、取り出しビーム粒子の水平方向勾配は Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件の何れにおいても運動量に応じて変化している。水平方向の勾配は運動量偏差が増大するにつれて凡そ線形の関係を保ちながら増大しており、その勾配 ($\Delta x'/(\Delta p/p)$) は約 15 mrad/%である。

Fig. 4.15 に水平クロマティシティごとの ESD 入口効率 (entrance efficiency)、ESD 中間効率 (middle efficiency)、ビーム取り出し効率 (total efficiency) の解析結果を示す。また、取り出し効率の解析結果のうち Hardt 条件、スパイラルステップ一定条件、取り出し効率が最大となる条件 ($Q'_x = -2.0$) について Table 4.4 に整理した。小型陽子シンクロトロンでは、水平クロマティシティが-2 の場合に ESD 入口効率 (93.4%) と ESD 中間効率 (95.6%) の双方が最大となる。これにより、シンクロトロンからの取り出し効率は水平クロマティシティが-2 の場合に最大となる。

小型陽子シンクロトロンでは、解析用シンクロトロンとは異なり取り出し効率が最大となる水平クロマティシティが Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件の間に無い。また、Fig. 4.13, Fig. 4.14 に示す位相空間分布を見る限り、Hardt 条件(セパトリティクス枝が重畳)条件とスパイラルステップ一定条件(ターンセパレーションの運動量による一階微分が 0)は小型陽子シンクロトロンにおいて成立していない。

シンクロトロンからのビーム取り出し効率が最大となる水平クロマティシティ ($Q'_x = -2.0$) における水平方向位相空間分布の解析結果を Fig. 4.16 に示す。この条件では、運動量が異なるビーム粒子のセパトリティクス枝が重畳しており、更にはスパイラルステップが運動量偏差に殆ど依存しない。即ち、小型陽子シンクロトロンでは水平クロマティシティが-2 の場合に Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件が同時に成立している。あるいは、小型陽子シンクロトロンでは Hardt 条件及びスパイラルステップ一定条件が成立する水平クロマティシティが数式(2.27) (Hardt 条件) 及び数式(4.19) (スパイラルステップ一定条件) に示す理論式から求められる値とは異なっている。

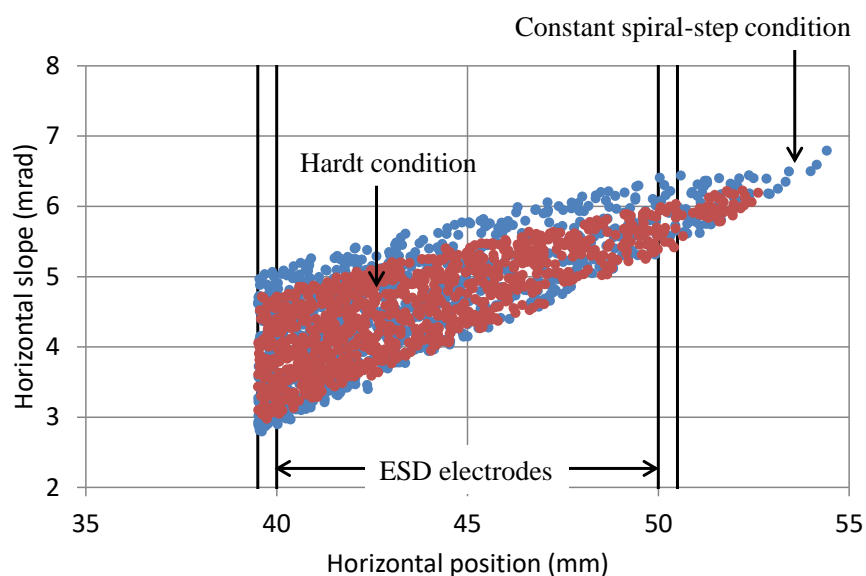


Fig. 4.12 Phase space distribution of the extracted beam at the entrance of the ESD.

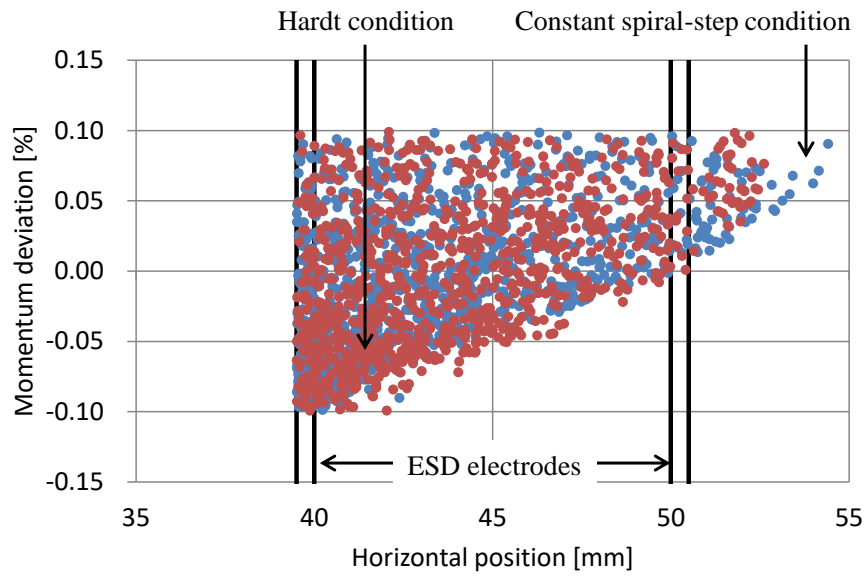


Fig. 4.13 Relation between the momentum and the horizontal position of the extracted particles.

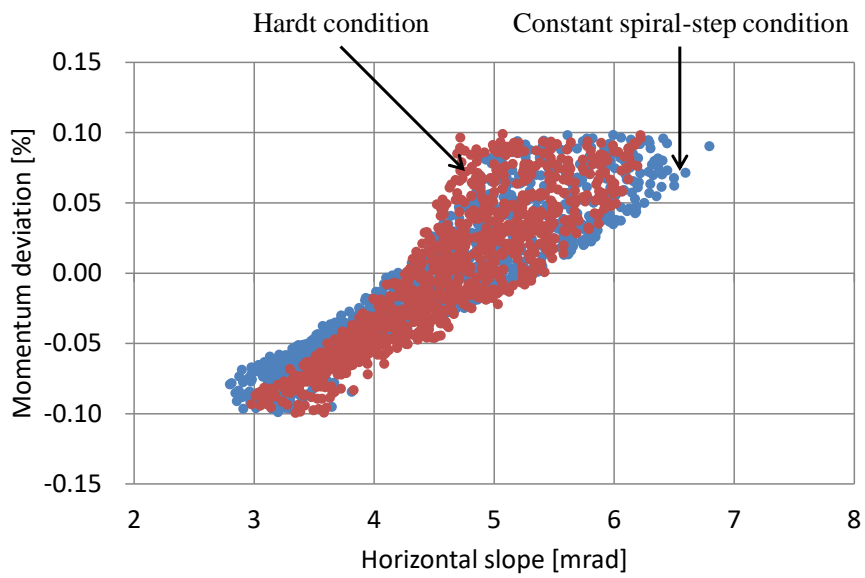


Fig. 4.14 Relation between the momentum and the horizontal slope.

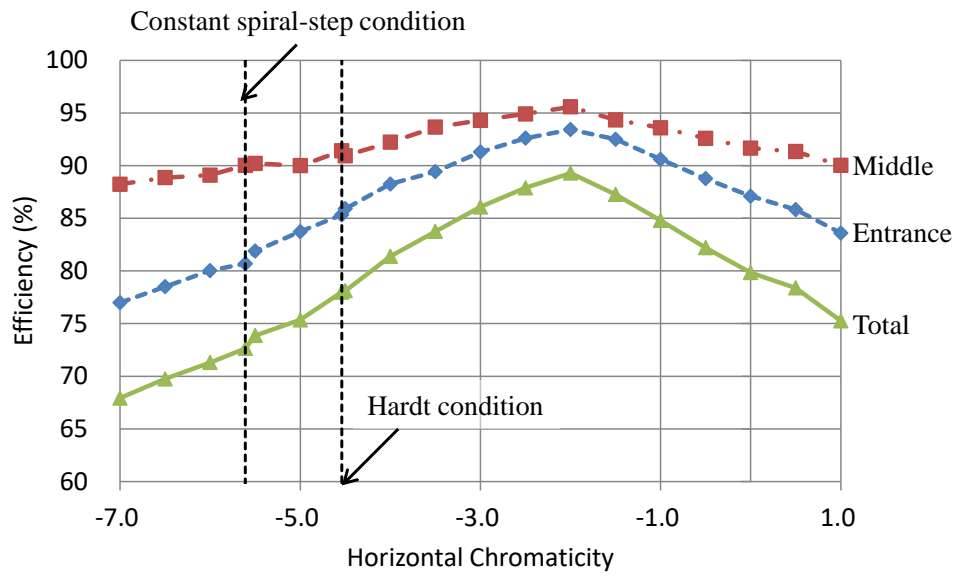


Fig. 4.15 Change of the entrance efficiency, the middle efficiency and the total extraction efficiency according to the horizontal chromaticity.

Table 4.4 Extraction efficiencies at Constant spiral-step condition, Hardt condition, and Maximum efficiency

	Unit	Constant spiral-step condition ($Q_x = -5.6$)	Hardt condition ($Q_x = -4.5$)	Maximum ($Q_x = -2.0$)
Entrance	%	80.7	85.3	93.4
Middle	%	90.0	91.4	95.6
Total	%	72.6	78.0	89.3

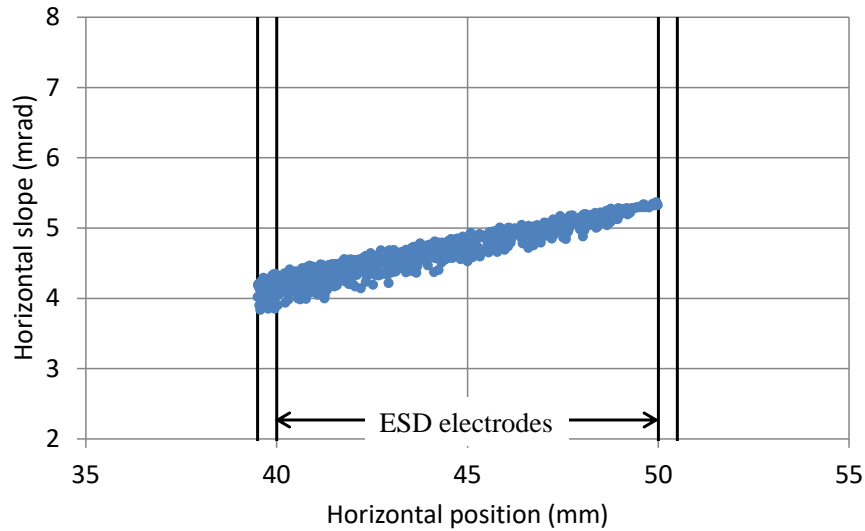


Fig. 4.16 Phase space distribution with the maximum extraction efficiency ($Q_x = -2.0$)

4.4. 考察

粒子トラッキング解析の結果、解析用シンクロトロンではスパイラルステップが運動量に非依存となる水平クロマチシティを数式(4.19)により求められることが判明した。また、スパイラルステップ一定条件を適用した場合の取り出し効率（87.6%）は Hardt 条件を適用した場合の取り出し効率（85.2%）よりも 2.4%高いため、スパイラルステップ一定条件の適用は若干ではあるが取り出し効率の向上に有効である。取り出し効率が最大となる水平クロマチシティは Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件との間にあるため、解析用シンクロトロンではこの範囲内で水平クロマチシティを調整すれば取り出し効率を最大とすることが可能である。

一方、小型陽子シンクロトロンにおいては、数式(4.19)により導出した水平クロマチシティのもとではスパイラルステップが運動量に依存し、取り出し効率も 72.6%と Hardt 条件（数式(2.27)より導出）における取り出し効率 78.0%より低かった。また、取り出し効率が最大となる水平クロマチシティは Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件の何れよりも高い値であった。従って、小型陽子シンクロトロンにおいて取り出し効率を最大化する水平クロマチシティの調整範囲を決定するには、粒子トラッキング解析が必須である。

小型陽子シンクロトロンにおいてスパイラルステップ一定条件が成立しない原因としては、取り出し用セパトリクスの変形が考えられる。4.2 節にあるように、スパイラルステップ一定条件の導出ではセパトリクスの枝が直線であること（セパトリクスが直線により構成されること）を仮定している。セパトリクスと ESD 電極の交点を求める式や

六極電磁石地点でのターンセパレーションを求める式はセパトリクスが直線の場合にしか成立しない。このため、セパトリクスが直線からのずれ(歪み)が大きい場合、スパイラルステップが一定となる水平クロマティシティと数式(4.19)により導出した水平クロマティシティとの間にはずれが生じる可能性がある。スパイラルステップ一定条件の導出と同様、Hardt 条件の導出 (2.5.3 節参照) においてもセパトリクスが直線であると仮定されているため、セパトリクスが歪む条件では Hardt 条件も成立しなくなると考える。

Fig. 4.17 に規格化位相空間上における解析用シンクロトロン(解析用)のセパトリクスを、Fig. 4.18 に同じく規格化位相空間上における小型陽子シンクロトロン(小型陽子)のセパトリクスを示す。図中灰色点線はセパトリクスの歪みを見易くするために追加した補助線である。図から明らかなように、小型陽子シンクロトロンは解析用シンクロトロンに比べて ESD 電極と交わるセパトリクスの歪みが大きい。これは、解析用シンクロトロンでは全ての直線部に六極電磁石が設置されている一方で、小型陽子シンクロトロンでは半分の直線部(二か所)にしか六極電磁石が設置されていないことに起因していると考えられる。セパトリクスの歪みが大きい場合、Hardt 条件、スパイラルステップ一定条件ともに導出の前提条件が成立しないため、解析用シンクロトロンと小型陽子シンクロトロンとの解析結果の差異はセパトリクスの歪みによるものと考えた。

小型陽子シンクロトロンにおける取り出し効率の最大値(89.3%)は、解析用シンクロトロンにおける取り出し効率の最大値(88.3%)よりも若干ではあるが高い。これは、解析用シンクロトロンでは ESD 入口効率が最大となる水平クロマティシティと ESD 中間効率が最大となる水平クロマティシティが異なる値であるのに対し、小型陽子シンクロトロンでは両者が等しくなることに起因する。シンクロトロンからのビーム取り出し効率は ESD 入口効率と ESD 中間効率との積で与えられるため、両者が同時に最大となる場合にはより高い取り出し効率を得られることとなる。逆に言えば、Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件が大きく異なる値である場合、そのシンクロトロンでは高い取り出し効率を得ることが難しくなる。

以上の結果から、粒子線治療用のシンクロトロンを設計する際には数式(2.27)で求まる Hardt 条件と数式(4.19)で求まるスパイラルステップ一定条件が大きく異なることの無い様留意し、その上で取り出し用セパトリクスの歪みとシンクロトロンからのビーム取り出し効率を粒子トラッキング解析により評価することが望ましい。

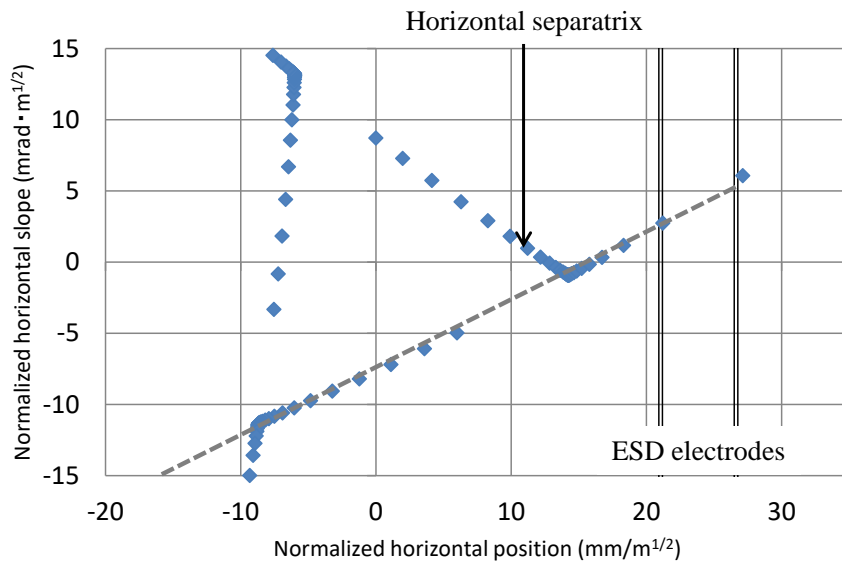


Fig. 4.17 Horizontal separatrix of the synchrotron for particle tracking analysis in normalized phase space.

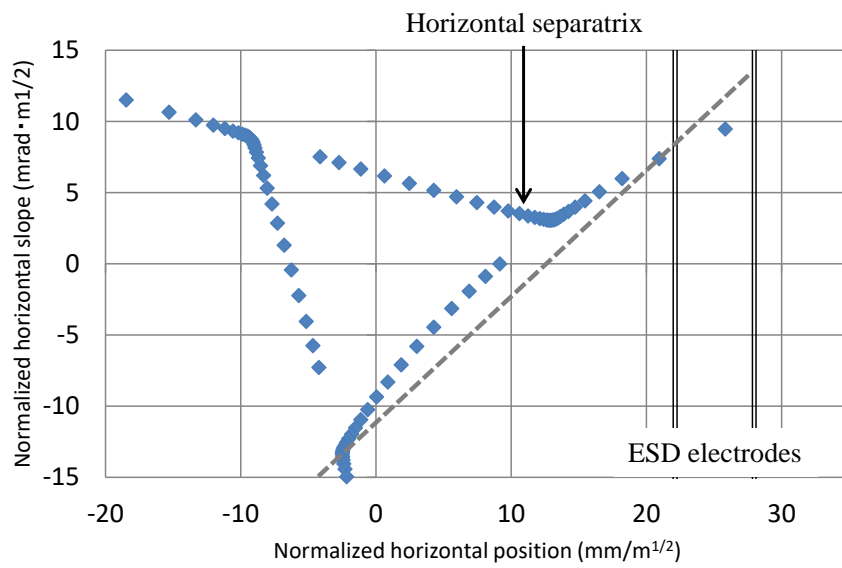


Fig. 4.18 Horizontal separatrix of the compact proton synchrotron in normalized phase space.

4.5. 本章の纏め

高周波による遅い取り出しを用いるシンクロトロンにおいて、ビーム取り出し用の静電デフレクタに入射するビーム粒子とシンクロトロン中を周回するビーム粒子との間隔（スパイラルステップ）が、ビーム粒子の運動量に依らず一定となるための条件式（スパイラルステップ一定条件）を導出した。スパイラルステップ一定条件は、粒子線治療用のシンクロトロンにおいて一般的な Hardt 条件と同様、シンクロトロンの水平クロマティシティと ESD 電極入口地点における水平ディスパージョンとの間の比例係数を与えるものである。スパイラルステップ一定条件の下では、ESD 入口におけるビーム損失の割合がスパイラルステップが運動量に依存する Hardt 条件に比べて低下する為、シンクロトロンからのビーム取り出し効率の向上が期待できる。

スパイラルステップ一定条件の効果をシンクロトロンからのビーム取り出しの粒子トラッキング解析により検証した。セパラトリクスを歪みを抑えた解析用のシンクロトロンにおいては Hardt 条件及びスパイラルステップ一定条件が理論値と一致し、スパイラルステップ一定条件における取り出し効率（87.6%）は Hardt 条件における取り出し効率（85.2%）よりも 2.4%高い値であった。また、ビーム取り出し効率が最大となる水平クロマティシティは Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件の間にあることも判明した。その一方で、陽子線治療用に設計された小型シンクロトロン（小型シンクロトロン）における解析ではスパイラルステップ一定条件及び Hardt 条件が理論値と一致せず、取り出し効率が最大となる水平クロマティシティは何れの条件よりも高い値となった。この原因は、小型陽子シンクロトロンは解析用シンクロトロンに比べてセパラトリクスの枝の歪みが大きく、スパイラルステップ一定条件の導出に用いたセパラトリクスの枝が直線であるとの仮定が成立しなくなったためであると考えられる。また、小型陽子シンクロトロンでスパイラルステップが一定となる水平クロマティシティとセパラトリクスの枝が重畳する水平クロマティシティが解析条件の刻み幅である ± 0.5 以内の範囲で等しい為、取り出し効率の最大値が解析用シンクロトロンに比べて高くなることが判明した。

以上の結果より、粒子線治療用のシンクロトロンにおいて高い取り出し効率を得るためには Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件がなるべく接近するようにシンクロトロンの光学系を設計し、更には粒子トラッキング解析を行って水平クロマティシティとビーム取り出し効率の関係を評価する必要がある。3 節で述べた小型陽子シンクロトロンの基本構成は本章に記載された知見を得るよりも前に決定していたが、ビーム取り出し効率が最大となる水平クロマティシティが六極電磁石による調整可能範囲内に収まることを 4.3 節に記載の粒子トラッキング解析により確認している。

スパイラルステップ一定条件の検証は陽子線治療用のシンクロトロンを対象として行ったが、スパイラルステップ一定条件の導出自体は核種に依存しないため、本章で得られた知見は重粒子線治療用を含むシンクロトロン一般に対して適用可能である。詳細については

設計情報となるため言及を避けるが、5.7節で述べる大阪重粒子線センター向けの炭素シンクロトロンを設計する際にも小型陽子シンクロトロンの場合と同様に Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件を計算し、取り出し効率が最大となる水平クロマティシティを粒子トラッキング解析により導出している。

4.6. 参考文献

- [1] K. Hiramoto, M. Nishi, Resonant beam extraction scheme with constant separatrix, Nucl. Instrum. Methods. Res. A 322 (1992) 154-160
- [2] Yuichi Saraya, et al., BEAM POSITION ALIGNMENT ITS VERIFICATION FOR THERAPEUTIC ION BEAMS FROM SYNCHROTRON, Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Chiba, Japan, 2016, MOP086
- [3] F. Ebina, M. Umezawa, K. Hiramoto, Improvement of extraction efficiency from a slow extraction synchrotron by applying the constant spiral step condition, Nucl. Instrum. Methods. Res. A 685 (2012) 1-6
- [4] F. Ebina, M. Umezawa, K. Hiramoto, Improvement of extraction efficiency from a compact synchrotron for proton beam therapy by applying particle tracking analysis, AIP Conference Proceedings 1525, 350 (2013)
- [5] 神谷幸秀「高エネルギー加速器入門、2.加速器の原理、シンクロトロン及びストレージリング」高エネルギー加速器セミナーOHOテキスト（1984）
- [6] L. Badano, et al., Proton-Ion Medical Machine Study (PIMMS) Part I, CERN-PS-99-010-DI (1999).

5. シンクロトロン偏向磁場由来のディスパージョンの評価

5.1. 概要

前章までに述べたように、粒子線治療システム、特にビームの照射位置を患部内で三次元的に走査するスキヤニング照射法を採用する粒子線治療システムでは、照射ビームの位置に高い安定性が求められる。

照射ビーム位置の安定性を向上させる為、粒子線治療システムでは照射位置（アイソセンタ）におけるディスパージョンが高エネルギービーム輸送系（HBET系）中の四極電磁石により0に補正される[1][2]。この補正により、照射ビームの運動量の変動に伴う照射ビーム位置の変動が抑制される。アイソセンタの前後の領域におけるディスパージョンを0に保つため、一般的にはアイソセンタにおけるディスパージョンの勾配もディスパージョンとともに0に補正される。

しかしながら、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムにおいては、上記のディスパージョン補正はアイソセンタにおける照射ビーム位置の変動を防ぐ上で十分なものではない。例えば小型の炭素線治療システムにおいては、ディスパージョンの測定結果が照射ビーム位置の変動を説明できないことがあると報告されている[3]。

粒子線治療システムのビームコミッショニングの経験を通じ、我々はビーム輸送系において観測されるディスパージョンが5.2節から5.4節に詳述するように運動量偏差の発生要因によって異なることを見出した。この様な条件において照射ビーム位置の変動を効果的に補正する為、我々はHEBT系において互いに値の異なる二種類のディスパージョンを定義することとした。

第一のディスパージョンは取り出しビームの運動量中心の位置がシンクロトロンの高周波バケット内で変化する際に観測されるディスパージョンである。第一のディスパージョンはシンクロトロンやHEBT系において一般的に定義されるディスパージョンと等価であるが、本論文中では第一のディスパージョンを後述する第二のディスパージョンと区別する為「高周波由来のディスパージョン（RF-derived dispersion）」と呼ぶことにする。第二のディスパージョンは、シンクロトロン取り出しビームの運動量がシンクロトロン偏向電磁石の磁場強度の変化が原因で変化した際に観測される疑似的なディスパージョンである。本論文中では、第二のディスパージョンを「偏向磁場由来のディスパージョン（BM-derived dispersion）」と呼ぶことにする。

粒子線治療用のシンクロトロンでは、取り出しビームの高周波由来のディスパージョン

については高周波を用いた遅い取り出しの解析等により予測が可能である[4][5][6][7]。その一方で、偏向磁場由来のディスパージョンについてはその特性が十分に研究されておらず、設計段階での予測が困難であった。

本章の目的は、偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンの関係性を明らかにし、粒子線治療システムの設計段階における偏向磁場由来のディスパージョンの予測を可能とすることである。5.2 節から 5.6 節では二種類のディスパージョンを改めて定義し、両者の間の比例係数を導出する。また、二種類のディスパージョンをアイソセンタにおいて同時に 0 に補正する為に HEBT 系が満たすべき制約条件について考察する。5.7 節ではシンクロトロンを用いた炭素線治療システムにおける二種類のディスパージョンの測定結果を示す。5.8 節では、二種類のディスパージョンの測定結果から両者の比例関係について検証を行う。なお本章の内容は執筆者らによる投稿論文[8]に記載の内容を整理、再編したものとなる。

5.2. 二種類のディスパージョンの定義

シンクロトロンを採用した粒子線治療用加速器システムにおいて、二種類のディスパージョンを以下の様に定義する。また、運動量偏差の発生要因と二種類のディスパージョンの対応を Fig. 5.1 に示す。

第一の(従来の)ディスパージョンは、シンクロトロンの加速周波数から導かれる。本論文中では、第一のディスパージョンを後述する第二のディスパージョンと区別する目的で高周波由来のディスパージョン (RF-derived dispersion) と呼ぶ。

粒子線治療用のシンクロトロンでは、取り出しビームの進行方向位相空間内での重心、即ち高周波バケット内での重心位置がビーム取り出し中徐々に変化することが知られている。この変化は、シンクロトロン振動とシンクロトロンの水平クロマチシティ、高周波を用いた遅い取り出し法の相互作用により生じる。例えばシンクロトロンの水平クロマチシティが負である場合、高周波を用いた遅い取り出し法では運動量の高い周回ビーム粒子がチューンダイヤグラム上で取り出し用の共鳴線に接近し、優先的に取り出される傾向がある。このとき、シンクロトロン振動の振幅が大きい粒子が運動量が高くなったタイミングで先行して取り出されるため、取り出しの初期においてはビームの運動量中心が高周波バケットの中心よりも高い値となる。一方でシンクロトロン振動の振幅が小さい粒子は遅れて取り出されるため、取り出しの後半では取り出しビームの運動量中心が高周波バケットの中心に接近する。従って、取り出し期間全体で見るとシンクロトロンから取り出されるビームの運動量は徐々に低下することとなる。この時の運動量変化は最大でも高周波バケットの高さ程度であり決して大きな量ではないが、照射ビーム位置の変動を抑制するには高周波由来のディスパージョンをアイソセンタにおいて 0 に補正する必要がある。

高周波由来のディスパージョンは、高周波バケット内での重心位置の移動に起因する運

動量の変化とビーム位置の変化との比として定義される。シンクロトロン取り出しビームの高周波由来のディスパージョンは、ビームの位置を加速周波数を変えながら測定することで計測が可能である。この測定の間、シンクロトロン偏向電磁石の励磁量は一定の値に固定されている。

第二の(新しい)ディスパージョンはシンクロトロン偏向電磁石の磁場変動から導出される。本論文中では第二のディスパージョンを偏向磁場由来のディスパージョン(BM-derived dispersion)と呼ぶことにする。シンクロトロン偏向電磁石の磁場強度は、磁極を構成する鉄の磁気余効により僅かにではあるがビーム取り出しの間も変動する。磁気余効による磁場の変動幅はビームのエネルギー(偏向磁場の強度)やシンクロトロンの運転パターンに依存するが、粒子線治療用のシンクロトロンで最高エネルギーにおいて例えば0.01%程度となることがある。また、磁気余効による励磁量の変化は1秒程度にわたって継続する。この変化時間はシンクロトロンを用いた粒子線治療における加速一回当たりのビーム照射時間と同程度のオーダーであるため、これらのシステムでは磁気余効による偏向磁場の変動が問題となり易い。取り出しビームの運動量は偏向磁場の変動量に比例して変化する。このことから、本論文では偏向磁場由来のディスパージョンをシンクロトロン偏向磁場の変化に起因する取り出しビームの運動量変化とこれによるビーム位置変化の比として定義する。

偏向磁場由来のディスパージョンは、取り出しビームの位置をシンクロトロン偏向電磁石の励磁量を変えながら測ることで測定が可能である。偏向磁場由来のディスパージョンを測定する間、シンクロトロンの加速周波数および偏向電磁石以外の電磁石の励磁量については固定されている。

照射ビーム位置の変化量は、シンクロトロン取り出しビームの運動量の変化量に比例する。しかしながら、運動量とビーム位置の間の比例係数、即ちディスパージョンは運動量変化の発生要因によって異なることがこれまでの経験から分かっている。従って、照射ビーム位置の変動を抑制するには運動量変化の発生要因に応じた複数のディスパージョンを定義し、これを補正する必要がある。

運動量変化の第一の要因は取り出しビームの高周波バケット内における重心位置の変化であり、これによるビーム位置の変化は高周波由来のディスパージョンを用いて記述される。これに加え、我々はシンクロトロン偏向磁場の変化を運動量変化の主要な要因として取り扱い、これによる運動量変化とビーム位置との比例係数を偏向磁場由来のディスパージョンとして定義することを提案する。

高周波由来のディスパージョンと偏向磁場由来のディスパージョンとの関係性については次節以降において述べることにする。

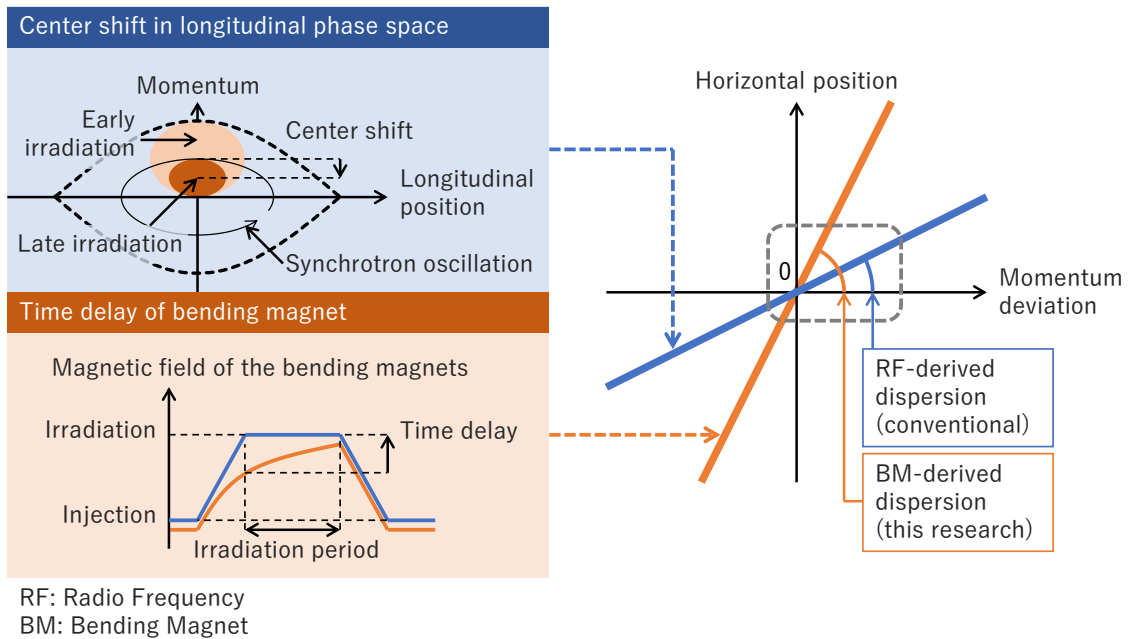


Fig. 5.1 Schematic view of RF-derived dispersion and BM-derived dispersion.

5.3. 偏向磁場由来のディスパージョンの導出：第一の手法

シンクロトロン中を周回するビームについて、周波数由来のディスパージョン(D_{fx}, D'_{fx})と偏向磁場由来のディスパージョン(D_{Bx}, D'_{Bx})との関係を導出する。シンクロトロン中の光学系は軌道平面について垂直方向に対称であるから、シンクロトロン取り出しビームの垂直ディスパージョン D_y とその傾き D'_y は共に0である。垂直方向のディスパージョンはビーム輸送系においてのみ発生するため、本論文では垂直ディスパージョンをその発生要因によって区別しない。

シンクロトロン中の周回ビーム粒子のある運動量 p_0 に対応する偏向電磁石発生磁場（励磁量）の設計値を B_0 、高周波加速空洞印加電圧の周波数（加速周波数）の設計値を f_0 とする。偏向電磁石励磁量が B_0 、加速周波数 f_0 がであるとき、運動量 p_0 の周回ビーム粒子はシンクロトロンの中心軌道上を周回している。より具体的に言えば、周回ビーム粒子の水平ベータatron振動の中心が閉軌道誤差分を除いて中心軌道と一致している。本節ではこの状態を「基準状態」と呼ぶことにする。

ここで、加速周波数 f が $f = f_0$ で一定の状態では偏向電磁石励磁量が

$$B_1 = B_0 + \Delta B_1 \quad (5.1)$$

と、 ΔB_1 だけ増加した場合を考える。本節ではこの状態を「 B 単独変化状態」と呼ぶ。

次に、周波数 f が周回ビーム粒子を中心軌道上に保つ様に磁場 B ともに変化した場合の周

回ビーム粒子の運動量を

$$p_1 = p_0 + \Delta p_1 \quad (5.2)$$

とする。本節ではこの状態を「 B 、 f 変化状態」と呼ぶ。このとき、加速周波数 f は

$$f_1 = f_0 + \Delta f_1 \quad (5.3)$$

と変化しているものとする。周回ビーム粒子が中心軌道上に保たれる場合、磁場 B の変化率と運動量 p の変化率は等しいため、 ΔB_1 と Δp_1 の間には次式に示す関係がある。

$$\frac{\Delta B_1}{B} = \frac{\Delta p_1}{p} \quad (5.4)$$

ここで、数式(5.4)の分母の微小な変化による影響は2次の微小量となり無視できるため、分母については添え字を省略した(以降同様)。

B 単独変化状態における運動量 p_2 は、 B 、 f 変化状態における運動量 p_1 とは異なる値をとる。 p_2 の p_1 からの変化量を Δp_2 とし、

$$\begin{aligned} p_2 &= p_1 + \Delta p_2 = p_0 + \Delta p_1 + \Delta p_2 \\ &= p_0 + \Delta p_B \\ &\quad (\Delta p_B = \Delta p_1 + \Delta p_2) \end{aligned} \quad (5.5)$$

と表す。ここで、 B 単独変化状態は、 B 、 f 変化状態から周波数 f だけが変化した状態とみなすことができる。ここで、(変化後の周波数を f_2 とおく)。従って、 B 単独変化状態における水平ビーム位置の中心軌道からのずれ Δx_B と Δp_2 との間の関係は、シンクロトロン中の周波数由来の水平ディスパージョン D_{fx} を用いて

$$\Delta x_B = D_{fx} \frac{\Delta p_2}{p} \quad (5.6)$$

と表される。また、 B 、 f 変化状態から B 単独変化状態への加速周波数の変化量を Δf_2 とすると、 Δf_1 と Δf_2 の間には次式に示す関係がある。

$$\begin{aligned} f_0 &= f_1 + \Delta f_2 = f_0 + \Delta f_1 + \Delta f_2 \\ \Delta f_2 &= -\Delta f_1 \end{aligned} \quad (5.7)$$

偏向電磁石励磁量が固定されている場合、加速周波数の微小変化 Δf と運動量の微小変化 Δp の間には次式に示す関係がある[9]。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f}{f} &= -\left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2}\right) \frac{\Delta p}{p} = -\eta \frac{\Delta p}{p} \\ &\quad (\eta = (\alpha - 1/\gamma^2)) \end{aligned} \quad (5.8)$$

ここで、 α はシンクロトロンのモーメントムコンパクションファクタ、 γ はビーム粒子の Lorentz ファクタ、 η はシンクロトロンの slippage ファクタである。 B 、 f 変化状態 (B_1 、 f_1) から B 単独変化状態 (B_1 、 f_0) への変化に数式(5.6)、(5.8)を適用し次式を得る。

$$\frac{\Delta T_2}{T} = -\frac{\Delta f_2}{f} = \eta \frac{\Delta p_2}{p} = \eta \frac{\Delta x_B}{D_{fx}} \quad (5.9)$$

ここで、 ΔT_2 は加速周波数の変化 Δf_2 に対応した周回周期 T の変化量である。

次に、基準状態 (B_0, f_0) から B, f 変化状態 (B_1, f_1) への変化を考える。周回周期 T 、シンクロトロン周長の C 、周回ビーム粒子の速度 v の間の関係は次式により与えられる [9]。

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta C}{C} - \frac{\Delta v}{v} \quad (5.10)$$

ここで、水平方向のビーム位置が中心軌道上に保たれる場合、周長の変化量 ΔC は 0 であるので次式が成り立つ。

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\Delta v}{v} = -\frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta p}{p} \quad (5.11)$$

数式(5.7)、(5.9)、(5.11)を基準状態から B, f 変化状態への変化に適用し次式を得る。

$$\frac{\Delta p_1}{p} = -\gamma^2 \frac{\Delta T_1}{T} = \gamma^2 \frac{\Delta T_2}{T} = \eta \gamma^2 \frac{\Delta x_B}{D_{fx}} \quad (5.12)$$

次に、数式(5.5)、(5.6)、(5.12)より

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p_B}{p} &= \frac{\Delta p_1}{p} + \frac{\Delta p_2}{p} = (\eta \gamma^2 + 1) \frac{\Delta x_B}{D_{fx}} \\ &= \alpha \gamma^2 \cdot \frac{\Delta x_B}{D_{fx}} \end{aligned} \quad (5.13)$$

が得られる。数式(5.12)、(5.13)より、

$$\frac{\Delta p_B/p}{\Delta p_1/p} = \frac{1 + \eta \gamma^2}{\eta \gamma^2} \quad (5.14)$$

である。ここで、 $\Delta p_1/p = \Delta B_1/B$ であるから、偏向磁場の変化と運動量の変化との関係は、

$$\frac{\Delta p_B}{p} = \frac{1 + \eta \gamma^2}{\eta \gamma^2} \frac{\Delta B}{B} = \frac{\alpha \gamma^2}{\alpha \gamma^2 - 1} \frac{\Delta B}{B} \quad (5.15)$$

となる。また、数式(5.13)、(5.15)から、偏向磁場の変化とビーム位置の変化との関係は、

$$\Delta x_B = \frac{D_{fx}}{\alpha \gamma^2} \frac{\Delta p_B}{p} = \frac{D_{fx}}{\alpha \gamma^2 - 1} \frac{\Delta B}{B} \quad (5.16)$$

となる。ここで、偏向磁場由来のディスパージョンの定義は

$$D_{Bx} = \frac{\Delta x_B}{\Delta p_B/p} \quad (5.17)$$

であるから、 D_{Bx} と D_{fx} との関係は、

$$D_{Bx} = \frac{1}{\alpha \gamma^2} D_{fx} \quad (5.18)$$

と得られる。また、 $\alpha \gamma^2$ が進行方向の位置に依存しないことから

$$D'_{Bx} = \frac{1}{\alpha \gamma^2} D'_{fx} \quad (5.19)$$

の関係が得られる ($D'_{Bx} = dD_{Bx}/ds$ 、 $D'_{fx} = dD_{fx}/ds$)。数式(5.18)および(5.19)は、偏向磁場由来のディスパージョンがシンクロトロン中において高周波由来のディスパージョンに比

例し、その比例係数が $1/\alpha\gamma^2$ であることを示している。

D_{Bx} と D_{fx} の比例関係は、 B 単独変化状態が B 、 f 変化状態から加速周波数 f を変化させた状態と等価であることから得られている。従って、両者の比例関係が成り立つのはシンクロトロン中において偏向電磁石全ての励磁量のずれが等しくなる場合のみである。取り出し中のシンクロトロン偏向磁場変動の主な要因は周回ビームの加減速に伴う偏向電磁石磁極の磁気余効であるため、高エネルギービーム輸送系においては両者の比例関係が成立しない。このため、HEBT 系中の偏向磁場由来のディスパージョンは、シンクロトロン出口を起点として輸送行列を用いて計算する必要がある。なお、ディスパージョンの計算においてはシンクロトロンの出口を取り出し用セプタム電磁石の入口に設定する。

上述の議論は、シンクロトロンの加速周波数がビーム取り出しの間一定である場合のみ成立する。取り出し期間中の加速周波数が周回ビームの水平位置を一定に保つようにフィードバック制御される場合 (radial feedback loop)、偏向磁場の強度が磁気余効により変化した場合にも周回ビーム位置は変化しない。この場合、取り出し用セプタム電磁石の入口における偏向磁場由来のディスパージョンとその勾配は何れも 0 となる。一方で、高周波バケットの形状やシンクロトロンの水平クロマティシティはフィードバックにより変化しないため、高周波由来のディスパージョンはフィードバック制御の影響を受けない。従って、加速周波数がフィードバック制御されるケースでは二種類のディスパージョンの間の比例関係は成立しない。

5.4. 偏向磁場由来のディスパージョンの導出：第二の手法

本節では、偏向磁場由来のディスパージョンを導出する第二の手法について述べる。筆者が考案した手法は前節に述べる第一の手法であり、本節に述べる手法は本研究に関する論文を *Physica Review Accelerator and Beams* 誌へ投稿した際にレビュアーから提案された手法となる。本手法は、第一の手法とは異なるアプローチでより簡略化された偏向磁場由来のディスパージョンの導出を実現している。

加速周波数 (周回周波数) f 、粒子の速度 v 、シンクロトロンの周長 C の間には $f = C/v$ の関係があるから、これらの微小変化量の間関係は次式で表される。

$$\Delta f = \frac{\partial f}{\partial v} \Delta v + \frac{\partial f}{\partial C} \Delta C, \tag{5.20}$$

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta v}{v} - \frac{\Delta C}{C}$$

ビーム粒子の運動量 p 、速度 v 、ローレンツファクタ γ の関係は

$$p = m_0 v \gamma \tag{5.21}$$

(m_0 はビーム粒子の静止質量)

であるから、これらの微小変化同士の関係は

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta v}{v} + \frac{\Delta \gamma}{\gamma} \quad (5.22)$$

となる。 γ の定義より

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (5.23)$$

であるから、 γ の微小変化と v の微小変化との関係は

$$\frac{\Delta \gamma}{\gamma} = \gamma^2 \frac{v^2 \Delta v}{c^2 v} \quad (5.24)$$

となる。ここで、 c は光速を表す。数式(5.24)を数式(5.22)に代入し次式を得る。

$$\frac{\Delta p}{p} = \gamma^2 \frac{\Delta v}{v} \quad (5.25)$$

周回ビーム粒子に高周波加速空洞からの高周波電圧が印加されており、なおかつ高周波電圧の周波数（加速周波数）が一定である場合を考える。この状態でシンクロトン偏向磁石の磁場（偏向磁場）を ΔB だけ変化させた場合、周回ビーム粒子は磁場の変化量に応じて断熱的に加速（あるいは減速）される。このとき加速周波数は固定されているため、ビーム粒子の周回周波数は加速により変化しない（ $\Delta f = 0$ ）。従って、偏向磁場のみを変化させた場合の周長と運動量との関係は、数式(5.25)を数式(5.20)に代入し、

$$\left(\frac{\Delta C}{C}\right)_B = \left(\frac{\Delta v}{v}\right)_B = \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\Delta p}{p}\right) \quad (5.26)$$

と求められる。添え字 B は偏向磁場のみを変化させた状態であることを表す。

加速周波数のみを変化させた場合のモーメントムコンパクションファクタ α_f は、次式により定義される。

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta C}{C}\right)_f &= \alpha_f \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_f \\ \alpha_f &= \frac{1}{C} \oint \frac{D_{fx}(s)}{\rho(s)} ds \end{aligned} \quad (5.27)$$

ここで、 s はビーム進行方向の位置、 $\rho(s)$ はビーム軌道の曲率半径を表し、添え字 f は加速周波数のみを変化させた状態であることを表す。また、 α_f は通常の加速器設計で考慮されるモーメントムコンパクションファクタ α と等価な値である。同様に、偏向磁場のみを変化させた場合のモーメントムコンパクションファクタ α_B を次式により定義する。

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta C}{C}\right)_B &= \alpha_B \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_B \\ \alpha_B &= \frac{1}{C} \oint \frac{D_{Bx}(s)}{\rho(s)} ds \end{aligned} \quad (5.28)$$

ここで $D_{Bx} \neq D_{fx}$ を仮定した場合、数式(5.27), (5.28)、より $\alpha_B \neq \alpha_f$ となる必要がある。

数式(5.26), (5.28)より、偏向磁場由来のモーメントムコンパクションファクタは

$$\alpha_B = \frac{1}{\gamma^2} \quad (5.29)$$

と与えられる。この式は、偏向磁場一定で加速周波数を変化させた場合の周長と運動量との関係を表している。数式(5.29)を前節に上げた数式(5.8)に代入し、

$$\frac{\Delta f}{f} = -(\alpha_f - \alpha_B) \frac{\Delta p}{p} \quad (5.30)$$

を得る。ここで、高周波由来のディスパージョンと偏向磁場由来のディスパージョンが比例関係にあり、その比例係数がFであると仮定する。即ち、二種類のディスパージョンの関係が次式により与えられると仮定する。

$$D_{Bx} = F D_{fx}, \quad F = \text{const} \quad (5.31)$$

このとき、 α_B は次式により与えられる。

$$\alpha_B = \frac{1}{C} \oint \frac{D_{Bx}(s)}{\rho(s)} ds = \frac{F}{C} \oint \frac{D_{fx}(s)}{\rho(s)} ds = F \alpha_f \quad (5.32)$$

数式(5.29), (5.31), (5.33)より、次式を得る。

$$F = \frac{1}{\alpha_f \gamma^2}$$

$$D_{Bx} = \frac{1}{\alpha_f \gamma^2} D_{fx} \quad (5.33)$$

$$D'_{Bx} = \frac{1}{\alpha_f \gamma^2} D'_{fx}$$

数式(5.33)は、偏向磁場由来のディスパージョン D_{Bx} が高周波由来のディスパージョン D_{fx} に比例し、その比例係数が $1/\alpha_f \gamma^2$ であることを表している。

加速周波数を固定し偏向磁のみ場を変化させた場合、中心軌道から見たビーム粒子の運動量偏差は $(\Delta p/p)_B - (\Delta B/B)$ により与えられる。従って、運動量偏差と偏向磁場の変化量との関係は次式により表される。

$$D_{Bx} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_B = D_{fx} \left(\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_B - \left(\frac{\Delta B}{B} \right) \right) \quad (5.34)$$

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_B = \frac{\alpha_f \gamma^2}{\alpha_f \gamma^2 - 1} \left(\frac{\Delta B}{B} \right)$$

この関係は、偏向磁場由来のディスパージョンの実測において偏向磁場の変化量から運動量の変化量を算出する為に用いられる。

偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンの比例関係を導出するにあたり、5.3節に示す手法（第一の手法）と本節で示す手法（第二の手法）で得られる結論は同一である。両手法の相違点は、第一の手法が二種類のディスパージョンが比例関係にあることを含めて導出の対象としたことに対し、第二の手法が両者が比例関係にあるこ

とを前提とした上でその比例係数を導出している点にある。偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンが比例関係にあることは定性的な考察からも導き出せるため、本章の結論を得る上では第二の手法だけを用いれば十分である。一方で、第一の手法にはシンクロトロン運転条件（偏向磁場・加速周波数）を変更した際のビームの挙動に関するいくつかの示唆が含まれていると考え、本論文では両手法を併記することとした。

5.5. シンクロトロン出口におけるディスパージョンの推定

本節では、粒子線治療用シンクロトロンの出口におけるディスパージョンを二種類の小型シンクロトロンについて見積る。

第一のシンクロトロンは、3章に詳述される小型陽子シンクロトロンと同等の構成を持つ陽子シンクロトロンである。陽子シンクロトロンの模式図を Fig. 5.2 に、陽子シンクロトロンの主要なパラメータを Table 5.1 に示す。陽子シンクロトロンの水平チューンは1未満であるため、本シンクロトロンは水平方向に弱収束のシンクロトロンとなる。ビーム取り出し時のモーメンタムコンパクションファクタは 2.90 であり、 $\alpha\gamma^2$ は 3.35 (70MeV) から 4.50 (230MeV) の範囲となる。

第二のシンクロトロンは、炭素線治療用に設計された小型炭素シンクロトロンである。本シンクロトロンは、2018年10月に治療を開始した大阪重粒子線センターに導入されているシンクロトロンと同タイプのものとなる。炭素シンクロトロンの模式図を Fig. 5.3 に、炭素シンクロトロンの主要なパラメータを Table 5.1 に示す。炭素シンクロトロンの水平チューンは1より大きいため、本シンクロトロンは水平方向に強収束のシンクロトロンとなる。ビーム取り出し時のモーメンタムコンパクションファクタは 0.347 であり、 $\alpha\gamma^2$ は 0.459 (140MeV/u) から 0.763 (430MeV/u) の範囲となる。炭素シンクロトロンの設計思想については文献[10]に、炭素シンクロトロンを用いた重粒子線治療システムについては文献[11]に詳しい。

これら粒子線治療用シンクロトロンからのビーム取り出しには、高周波を用いた遅い取り出し法を用いる。本手法では、水平チューンを取り出し用の3次共鳴線の近傍に設定し、六極電磁石を用いて水平方向の位相空間上に取り出し用のセパトリクスを形成する。前章でも述べた通り、セパトリクスとは位相空間上においてベータロン振動の安定領域と不安定領域を区分する境界を表す。高周波キッカは周回ビームに水平方向の高周波電圧を印加し、周回ビーム粒子の水平ベータロン振動振幅は高周波電圧からの擾乱により徐々に増大する。水平ベータロン振動振幅の増大によりセパトリクスの外側（不安定領域側）へ移動した周回ビーム粒子の水平ベータロン振動振幅は非線形振動により急激に増大する。これによりビーム粒子は取り出し用の静電デフレクタに入射し、静電デフレクタ及びセプタム電磁石によってシンクロトロンから取り出される。静電デフレクタとセプタム電磁石は隣り合う長直線部に設置されており、静電デフレクタとセプタム電磁石の間に

はシンクロトロンを構成する偏向電磁石が設置されている。取り出しビームがシンクロトロンを構成する偏向電磁石を通過する間は数式(5.33)に示す二種類のディスパージョンの比例関係が保たれることから、シンクロトロンの出口（高エネルギービーム輸送系の入口）はセプタム電磁石の入口に設定する。

シンクロトロンの水平クロマティシティは、いわゆる Hardt 条件[12]に調整されているものとする。Hardt 条件は、運動量偏差が異なるビーム粒子の取り出し用セパトリクスが一直線上に重なるための水平クロマティシティの制約を与える。Hardt 条件が満たされている場合、ESD 入口における水平ディスパージョンの勾配は約 0 となる。

前章までの議論によれば、シンクロトロン取り出しビームの水平サイズあるいは ESD 入口におけるターンセパレーションは Hardt 条件下において運動量偏差に対する依存性を持つ可能性がある。本研究では、運動量偏差に依らずターンセパレーションが一定となるための水平クロマティシティの条件（ターンセパレーション一定条件）を既に明らかにしている。しかしながら、典型的な粒子線治療用シンクロトロンにおいては Hardt 条件とターンセパレーション一定条件は近い値となるため、Hard 条件が満たされる場合には水平ビームサイズも運動量偏差に依らず略一定であると見做すことができる。以上より、本節では ESD 入口におけるディスパージョン (D_{Bx} , D_{fx}) がディスパージョンの勾配と同様に 0 であると仮定することにする。

高周波を用いた遅い取り出しにより取り出されたビームの水平方向位相空間分布は、シンクロトロンの水平クロマティシティや偏向電磁石の多極磁場強度によっても影響される。これらの値は、特に磁束密度の飽和が問題となる高エネルギー領域においてビームエネルギーに応じて変化するため、取り出しビームの高周波由来のディスパージョンはビームエネルギーに対する依存性を持つ可能性がある。ただし、本節では $\alpha\gamma^2$ の変化による偏向磁場由来のディスパージョンの変化を明確にするため、高周波由来のディスパージョンについてはビームエネルギーに依らず一定であるものとする。

ESD 入口においてディスパージョンおよびその勾配が 0 である場合、セプタム電磁石入口における高周波由来のディスパージョン (D_{fx}) とその勾配 (D'_{fx}) は、ESD 入口からセプタム電磁石入口までの輸送行列から導出される（数式(5.35)）。このとき、セプタム電磁石入口における偏向磁場由来のディスパージョン (D_{Bx}) とその勾配 (D'_{Bx}) は、周波数由来のディスパージョンから数式(5.33)を用いて求められる。

$$\begin{aligned} D_{fx} &= 2.83 \text{ m}, & D'_{fx} &= 1.92 \text{ rad} \\ & \text{(陽子シンクロトロン)} \\ D_{fx} &= 4.07 \text{ m}, & D'_{fx} &= 0.98 \text{ rad} \\ & \text{(炭素シンクロトロン)} \end{aligned} \tag{5.35}$$

陽子シンクロトロン取り出しビームのディスパージョンの計算結果を Fig. 5.4 に、ディスパージョンの勾配の計算結果を Fig. 5.5 に示す。図中実線は偏向磁場由来のディスパージョン、図中点線は高周波由来のディスパージョンを表している。炭素シンクロトロン取り出し

ビームのディスパージョンの計算結果を Fig. 5.6 に、ディスパージョンの勾配の計算結果を Fig. 5.7 に示す。陽子シンクロトロンにおいては $\alpha\gamma^2$ が1よりも大きいため、偏向磁場由来のディスパージョンは高周波由来のディスパージョンよりも小さな絶対値を持つ。逆に、炭素シンクロトロンの場合、 $\alpha\gamma^2$ が1よりも小さいことから偏向磁場由来のディスパージョンは高周波由来のディスパージョンよりも大きな絶対値を持つ。ローレンツファクタ γ はビーム粒子の運動エネルギーに依存するため、偏向磁場由来のディスパージョンは高周波由来のディスパージョンが一定であってもビームエネルギーに応じて変化する。従って、高エネルギービーム輸送系の設計の際には、周波数由来のディスパージョンに加え、ビームエネルギーごとの偏向磁場由来のディスパージョンを考慮する必要がある。

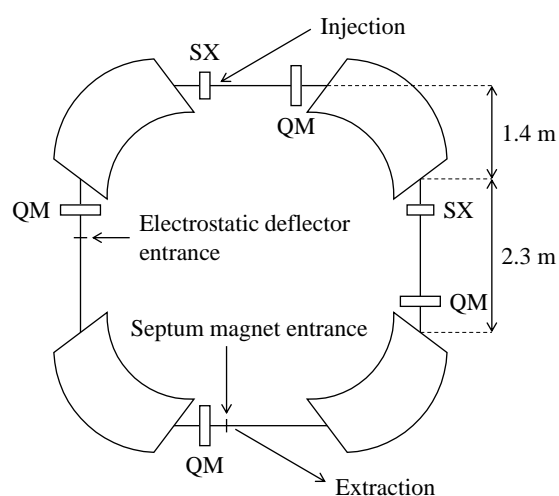


Fig. 5.2 Schematic view of the compact proton synchrotron.

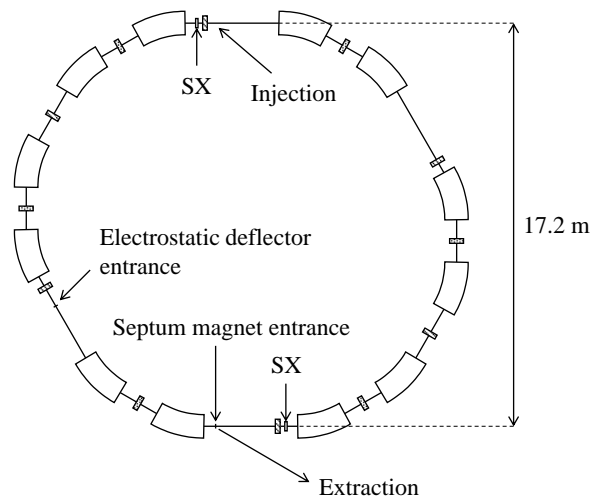


Fig. 5.3 Schematic view of a carbon synchrotron for carbon beam therapy.

Table 5.1 Main parameters of synchrotrons for particle-beam therapy.

	Unit	Proton type	Carbon type
Nuclide	-	Proton	C ⁶⁺
Extraction energy	MeV/u	70 – 230	140 – 430
Circumference	m	18.0	56.8
Super periodicity	-	4	2
Operating point for extraction	-	(0.678, 1.460)	(1.682, 1.230)
Momentum-compaction factor	-	2.90	0.347
$\alpha\gamma^2$	-	3.35 – 4.50	0.459 – 0.763
Extraction method	-	RF-driven slow extraction	

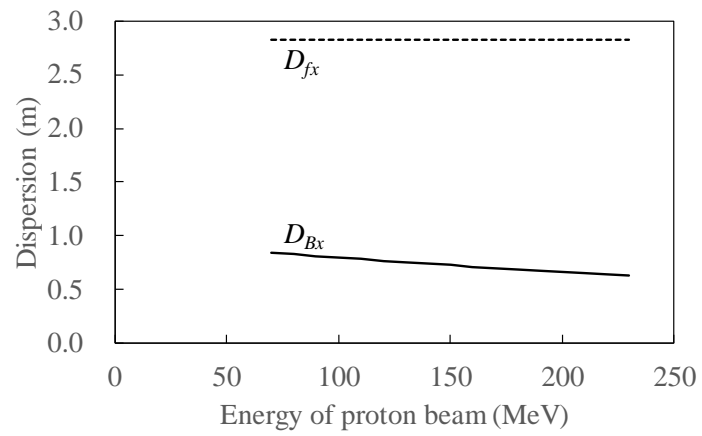


Fig. 5.4 Calculated dispersion of the proton synchrotron.

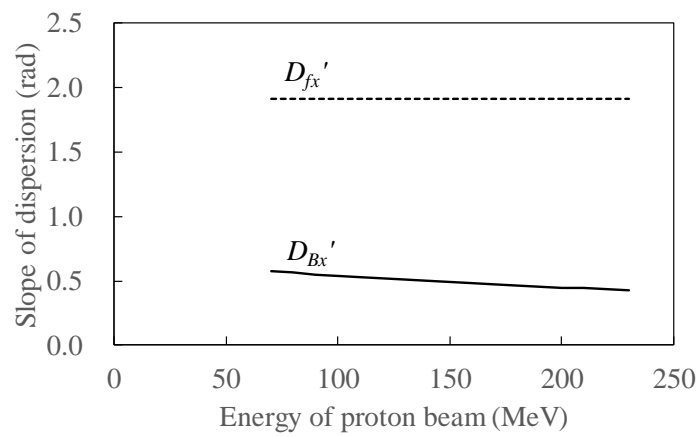


Fig. 5.5 Calculated slope of dispersions of the proton synchrotron.

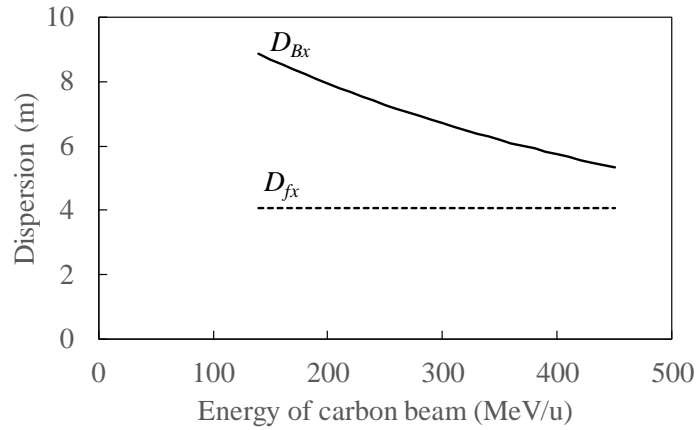


Fig. 5.6 Calculated dispersions of the carbon synchrotron.

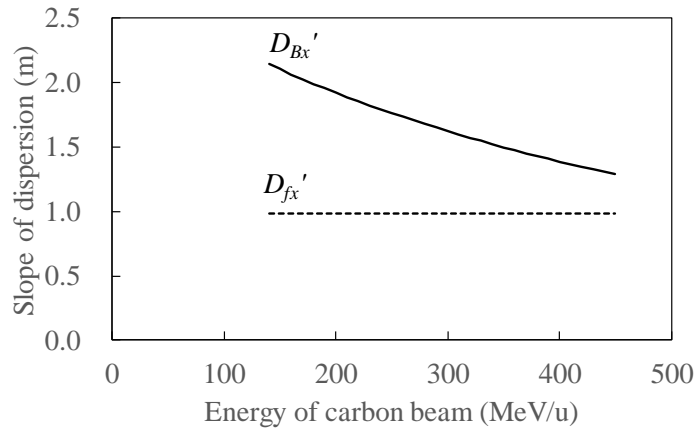


Fig. 5.7 Calculated slope of dispersions of the carbon synchrotron.

5.6. 高エネルギービーム輸送系に対する制約条件

本節では、照射ビーム位置の変動を抑制するために必要な高エネルギービーム輸送系 (HEBT 系) への制約条件について論じる。

HEBT 系の入口における高周波由来のディスパージョンとその勾配を (D_{fx0}, D'_{fx0}) 、偏向磁場由来のディスパージョンとその勾配を (D_{Bx0}, D'_{Bx0}) とおく。同様に、アイソセンタにおける高周波由来のディスパージョンとその勾配を (D_{fx1}, D'_{fx1}) 、偏向磁場由来のディスパージョンとその勾配を (D_{Bx1}, D'_{Bx1}) とおく。HEBT 系の 3 行 3 列の輸送行列 \mathbf{H} は次式により表す。

$$\begin{pmatrix} D_{fx1} \\ D'_{fx1} \\ 1 \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} D_{fx0} \\ D'_{fx0} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} D_{Bx1} \\ D'_{Bx1} \\ 1 \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} D_{Bx0} \\ D'_{Bx0} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.36)$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ h_{21} & h_{22} & h_{23} \\ h_{31} & h_{32} & h_{33} \end{pmatrix}$$

このとき、アイソセンタにおけるディスパージョンは次式により表される。

$$\begin{aligned} D_{fx1} &= h_{11}D_{fx0} + h_{12}D'_{fx0} + h_{13} \\ D'_{fx1} &= h_{21}D_{fx0} + h_{22}D'_{fx0} + h_{23} \\ D_{Bx1} &= h_{11}D_{Bx0} + h_{12}D'_{Bx0} + h_{13} \\ D'_{Bx1} &= h_{21}D_{Bx0} + h_{22}D'_{Bx0} + h_{23} \end{aligned} \quad (5.37)$$

従来の粒子線治療システムでは、高周波由来のディスパージョン一種のみが HEBT 系において考慮される。また、一般的には高周波由来のディスパージョンとその勾配がアイソセンタにおいて 0 に補正される。しかしながら、HEBT 系において二種類のディスパージョンを考慮する場合、高周波由来のディスパージョンとその勾配(D_{fx1} , D'_{fx1})および偏向磁場由来のディスパージョンとその勾配(D_{Bx1} , D'_{Bx1})を同時に 0 に補正することはできない。

HEBT 系入口におけるディスパージョンは次式により表される。

$$\begin{pmatrix} D_{fx0} \\ D'_{fx0} \\ 1 \end{pmatrix} = \mathbf{H}^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} D_{Bx1} \\ D'_{Bx1} \\ 1 \end{pmatrix} = \mathbf{H}^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.38)$$

上式より明らかに

$$\begin{aligned} D_{fx0} &= D_{Bx0}, \\ D'_{fx0} &= D'_{Bx0} \end{aligned} \quad (5.39)$$

である。

数式(5.33)と数式(5.39)は、HEBT 系入口におけるディスパージョンとその勾配が共に 0 であるか、シンクロトロン $\alpha\gamma^2$ が 1 であることを表している。ここで、シンクロトロンを遷移 γ 上で運転することはできないため、 $\alpha\gamma^2$ が 1 となることはあり得ない。

静電デフレクタ (ESD) 入口における高周波由来のディスパージョンとその勾配が共に 0 であり、ESD と取り出し用セプタム電磁石との間にディスパージョンの発生要因 (主に偏向電磁石) が設置されていない場合、数式(5.33)より HEBT 系における偏向磁場由来のディスパージョンは例外的に高周波由来のディスパージョンと一致する。しかしながら、典型的な粒子線治療用のシンクロトロンでは小型化を目的として ESD と取り出し用セプタム電磁石との間に偏向電磁石が設置されるため、上述の例外的な条件は一般には成立しない。

以上の理由により、HEBT 系における高周波由来のディスパージョン(D_{fx1} , D'_{fx1})と偏向磁場由来のディスパージョン(D_{Bx1} , D'_{Bx1})は同じ値にはならず、二種類のディスパージョンとその勾配の全てをアイソセンタにおいて同時に 0 に補正することはできない。

アイソセンタにおけるビーム位置の変動を抑制するには、ディスパージョンの勾配 (D'_{fx1} と D'_{Bx1}) を制約条件から外し、アイソセンタにおけるディスパージョン (D_{fx1} と D_{Bx1}) のみを補正することが効果的である。ビーム位置の変位はディスパージョンにのみ比例することから、アイソセンタにおいてディスパージョンの勾配を 0 に補正することはビーム位置の変動を抑える上で必須ではない。アイソセンタにおけるディスパージョンの勾配が 0 で無い場合、腫瘍内のアイソセンタより浅いあるいは深い位置においてはディスパージョンが 0 ではない値となる。しかしながら、ビーム進行方向における腫瘍のサイズはビーム輸送系の全長に比べてはるかに小さく、腫瘍内で発生するディスパージョンは照射ビーム位置の変動を抑える上で問題とならない程度に小さい。更に言えば、アイソセンタにおけるディスパージョンの勾配や Twiss パラメータ α に対する制約は照射ノズルや大気との散乱により緩和されることが文献[13]に報告されている。

以上の理由により、HEBT 系の制約は次式により表される。

$$h_{11}D_{fx0} + h_{12}D'_{fx0} + h_{13} = h_{11}D_{Bx0} + h_{12}D'_{Bx0} + h_{13} = 0 \quad (5.40)$$

数式(5.40)が全ての $\alpha\gamma^2$ について成立する場合、HEBT 系の制約は次式に書き直せる。

$$\frac{h_{11}}{h_{12}} = \frac{D'_{fx0}}{D_{fx0}} = \frac{D'_{Bx0}}{D_{Bx0}}, \quad (5.41)$$

$$h_{13} = 0.$$

上式は、ビームのエネルギーに依存しない制約条件である。

5.7. 二種類のディスパージョンの間の関係性の検証

(5.33)式に示す高周波由来のディスパージョンと偏向磁場由来のディスパージョンとの関係を検証する為、粒子線治療用の炭素シンクロトロンから取り出されるビームのディスパージョンを測定した。ディスパージョンの測定は、大阪重粒子線治療センターに導入された炭素シンクロトロンを用いて行った。炭素シンクロトロンの主要なパラメータは Table 5.1 に示す値と同様である。典型的な粒子線治療用のシンクロトロンと同様、炭素シンクロトロンからのビーム取り出しには高周波を用いた遅い取り出し法が用いられる。炭素シンクロトロンのモーメントムコンパクションファクタは 0.347 であり $\alpha\gamma^2$ は常に 1 よりも小さいため、数式(5.33)より偏向磁場由来のディスパージョンは高周波由来のディスパージョンよりも大きな値となる。

ディスパージョンとその勾配の測定は、HEBT 系の第一直線部（取り出し用セプタム電磁石直後の直線部）に設置された二台のプロファイルモニタを用いて行った。高周波由来のディスパージョンを測定する際は、シンクロトロンの偏向磁場を固定した状態で加速周波数を変更し、HEBT 系における加速周波数ごとの水平ビーム位置を測定する。同様に、偏向磁場由来のディスパージョンを測定する際は、シンクロトロンの加速周波数を固定した状態で偏向磁場を変更し、HEBT 系における偏向磁場ごとの水平ビーム位置を測定する。加速周

波数の変更量と運動量の変化量との関係は数式(5.8)に、偏向磁場の変更量と運動量の変化量との関係は数式(5.15)に示されている。ディスパージョン測定時の周波数の変更量と対応する運動量の変化量を Table 5.2 に、偏向磁場の偏向量と対応する運動量の変化量を

Table 5.3 にまとめた。周波数および偏向磁場の変更量は、これらにより生じる運動量の変化が磁気余効による運動量の変化と同程度となる様に決定した。プロファイルモニタにより測定されるのは HEBT 系の第一直線部におけるディスパージョンであるため、一台目の取り出し用セプタム電磁石の入口から二台目の取り出し用セプタム電磁石の出口までの輸送行列を用いてシンクロトロン出口(一台目の取り出し用セプタム電磁石の入口)におけるディスパージョンを逆算した。

ディスパージョンの測定結果を Fig. 5.8 に、ディスパージョンの勾配の測定結果を Fig. 5.9 に示す。前述の通り、高周波を用いた遅い取り出し法により取り出されるビームの水平ディスパージョンはビームのエネルギーに応じて変化する。本測定では、高周波由来のディスパージョン(D_{fx}, D'_{fx})の変化量は最高エネルギー(430 MeV/u)と最低エネルギー(140 MeV/u)との間で(0.61 m, 0.14 rad)であった。SME1 入口における(0.61 m, 0.14 rad)の変化は、ESD 入口における(-0.80 m, 0.14 rad)の変化に相当する。運動量の変化量をディスパージョン測定時の条件に相当する 0.025 %とした場合、水平ディスパージョンの変化-0.80 m は水平ビーム位置の変化-0.020 mm に相当する。この値は ESD の電極間隔である 10 mm に比べてはるかに小さく、ディスパージョンの変化は水平クロマティシティや偏向電磁石の多極磁場の変化により説明が可能である。

5.5 節におけるシンクロトロン取り出しビームのディスパージョンの推定では ESD 入口において水平ディスパージョンとその勾配がともに 0 であることを仮定したが、実際のシンクロトロンにおいては ESD 入口におけるディスパージョンの測定は行っておらず、この仮定は成り立たない可能性がある。このため、本研究ではディスパージョン測定結果の値そのものではなく偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンの比を用いて両者の関係性を検証する。

前節にて予想した通り、偏向磁場由来のディスパージョンの測定結果は高周波由来のディスパージョンの測定結果より大きく、偏向磁場由来のディスパージョンはエネルギーの増加に伴い徐々に減少している。高周波由来のディスパージョンがエネルギーの増加に伴い増大しているにも拘らず、最高エネルギーにおける偏向磁場由来のディスパージョンは最低エネルギーにおける値の 0.89 倍に減少している。このことは、偏向磁場由来のディスパージョンが $\alpha\gamma^2$ の増大に伴い減少したことを示している。

Table 5.2 The changes in the accelerating frequency ($\Delta f/f$) and the corresponding changes in the momentum ($\Delta p/p$) of circulating beam

Beam energy (MeV/u)	$\Delta f/f$	$\Delta p/p$
140	-1.99×10^{-4}	-4.86×10^{-4}
	$+1.97 \times 10^{-4}$	$+4.83 \times 10^{-4}$
280	-1.11×10^{-4}	-4.92×10^{-4}
	$+1.11 \times 10^{-4}$	$+4.92 \times 10^{-4}$
430	-0.586×10^{-4}	-4.84×10^{-4}
	$+0.581 \times 10^{-4}$	$+4.80 \times 10^{-4}$

Table 5.3 The changes in the magnetic field ($\Delta B/B$) and the corresponding changes in the momentum ($\Delta p/p$) of circulating beam

Beam energy (MeV/u)	$\Delta B/B$	$\Delta p/p$
140	$+0.876 \times 10^{-4}$	-2.51×10^{-4}
	-0.876×10^{-4}	$+2.51 \times 10^{-4}$
280	$+1.80 \times 10^{-4}$	-2.77×10^{-4}
	-1.44×10^{-4}	$+2.22 \times 10^{-4}$
430	$+2.74 \times 10^{-4}$	-2.33×10^{-4}
	-3.29×10^{-4}	$+2.79 \times 10^{-4}$

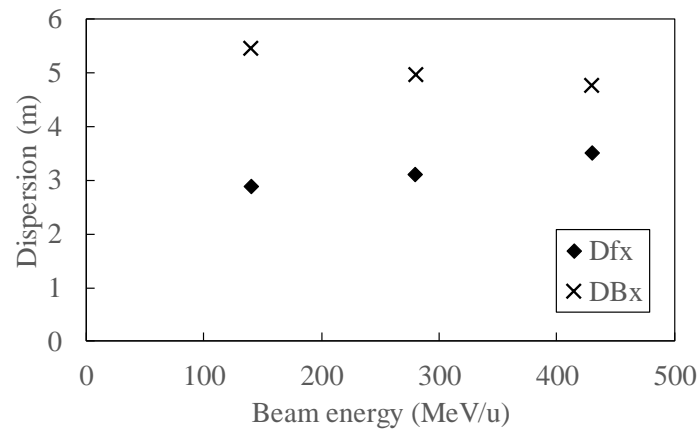


Fig. 5.8 Measured RF-derived dispersion and measured BM-derived dispersion at the synchrotron exit.

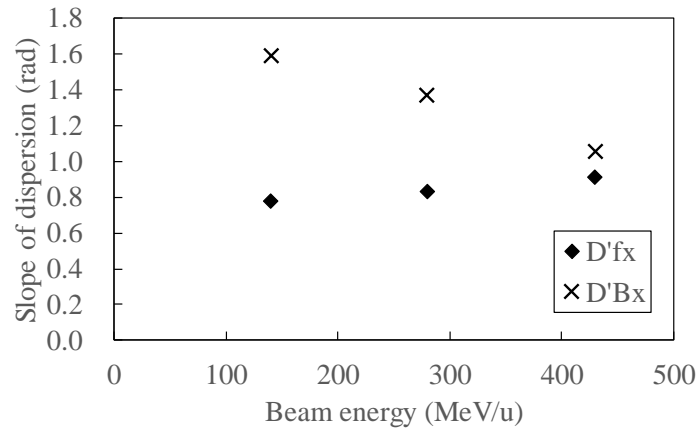


Fig. 5.9 Measured slope of RF-derived dispersion and measured slope of BM-derived dispersion at the synchrotron exit.

ディスパージョンの測定結果を用いて偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンとの関係を検証する。偏向磁場由来のディスパージョン (D_{Bx}) と高周波由来のディスパージョン (D_{fx}) の比、偏向磁場由来のディスパージョンの勾配 (D'_{Bx}) と高周波由来のディスパージョンの勾配 (D'_{fx}) の比、炭素シンクロトロン の $\alpha\gamma^2$ を Fig. 5.10 に示す。数式(5.33)によれば、 D_{fx}/D_{Bx} と D'_{fx}/D'_{Bx} はともに $\alpha\gamma^2$ と一致することが予想される。図 Fig. 5.10 に依れば、 D_{fx}/D_{Bx} は $\alpha\gamma^2$ と誤差 15% (140 MeV/u) の範囲内で一致しており、 D'_{fx}/D'_{Bx} は $\alpha\gamma^2$ と誤差 16% (430 MeV/u) の範囲内で一致している。

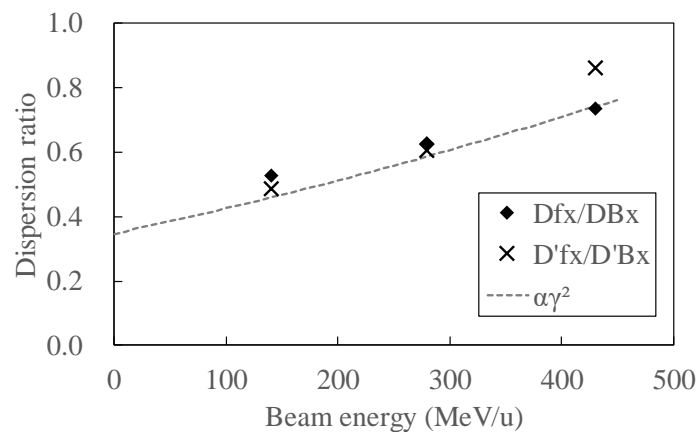


Fig. 5.10 Ratio of measured dispersion functions, measured slope of dispersion functions, and $\alpha\gamma^2$ of the carbon-type synchrotron.

5.8. ディスパーションの測定結果に関する考察

粒子線治療システムでは HEBT 系を調整する際にシンクロトロンから取り出されるビームのディスパーションを測定する。HEBT 系中の四極電磁石の励磁量はディスパーションの測定結果に応じて調整されるため、偏向磁場由来のディスパーションの予測精度は照射ビームの位置精度に直接的には影響しない。その一方で、粒子線治療システム用の HEBT 系を設計する際には、想定される範囲のディスパーションを確実に補正できるように四極電磁石の員数および配置を決定する必要がある。

HEBT 系が高周波由来のディスパーションのみを想定して設計されている場合、この輸送系では偏向磁場由来のディスパーションを適切に補正できない可能性がある。更に言えば、高周波由来のディスパーションと偏向磁場由来のディスパーションの両方を補正できる HEBT 系は、高周波由来のディスパーションのみの補正を想定した HEBT 系に比べより多くの四極電磁石を必要とする可能性がある。

粒子線治療システムの HEBT 系において高周波由来のディスパーションとその勾配のみを補正の対象とする場合、アイソセンタにおける偏向磁場由来のディスパーションが 0 ではない値となり、磁気余効による運動量の変動が照射ビーム位置の変動となって表れる可能性がある。

HEBT 系において二種類のディスパーションの両方を補正の対象とすることの効果について、Fig. 5.11 に示す仮想的な HEBT 系を用いて説明する。Fig. 5.11 に示す HEBT 系はディスパーションの補正について説明する為の仮想的な輸送系であり、ディスパーション以外の光学パラメータ (Twiss パラメータ等) の補正については考慮されない。シンクロトロン取り出しビームの高周波由来のディスパーションとその勾配はそれぞれ 5.06 m と 0.31 rad であり、偏向磁場由来のディスパーションとその勾配はそれぞれ 6.60 m と 0.37 rad である。なお、これらのディスパーションは前節の最高エネルギーにおける測定結果から計算により求めた取り出し用セプタム電磁石の出口における値である。磁気余効によるシンクロトロン取り出しビームの運動量の変動幅は前節と同様 0.025 % と仮定した。

高周波由来のディスパーションのみを補正対象とした場合の HEBT 系におけるディスパーションの計算結果を Fig. 5.12 に示す。この計算では、アイソセンタにおける高周波由来のディスパーションとその勾配が共に 0 に補正されている。その一方で、アイソセンタでは偏向磁場由来のディスパーションが -1.57 m 残留している。この偏向磁場由来のディスパーションは 0.49 mm のビーム位置変動に相当し、スキヤニング照射法が求めるビーム位置精度 (例えば 1 mm 以内) に対して決して無視できる値ではない。

HEBT 系において二種類のディスパーションの両方を補正の対象とする場合のディスパーションの計算結果を Fig. 5.13 に示す。この計算では、アイソセンタにおける高周波由来のディスパーションと偏向磁場由来のディスパーションの両方が同時に 0 に補正されている。従って、磁気余効による運動量の変動は理論的には照射ビーム位置に影響しない。なお、

アイソセンタにおける偏向磁場由来のディスパージョンの勾配が 0 でないため、腫瘍内のアイソセンタより浅いあるいは深い位置では偏向磁場由来のディスパージョンが 0 にはならない。しかしながら、腫瘍内（アイソセンタ ± 10 cm の範囲）における偏向磁場由来のディスパージョンの絶対値は高々 0.04 m 程度であり、これによる照射ビーム位置の変動は 0.01 mm と無視できるほどに小さい。Fig. 5.13 に示す計算結果では高周波由来のディスパージョンとその勾配の両方がアイソセンタにおいて 0 に補正されているが、既に 5.6 節で述べた様にディスパージョンの勾配を補正することは照射ビーム位置の変動を抑える上で必須ではない。

前述したように、二種類のディスパージョンを同時に補正することでシンクロトロン偏向電磁石の磁気余効に起因する照射ビーム位置の変動を低減することが可能である。ここで、二種類のディスパージョンの補正を確実にを行うためには事前に数式(5.33)を用いて偏向磁場由来のディスパージョンの範囲を予測し、HEBT 系中の四極電磁石の配置及び励磁量をディスパージョンの範囲に合わせて設計する必要がある。なお、シンクロトロン出口における高周波由来のディスパージョンはシンクロトロン自体の光学設計やビーム出射の数値解析により予測が可能であるが、本論文では高周波由来のディスパージョンの予測については検討の対象としない。

二種類のディスパージョンの関係性が明らかでない場合、HEBT 系はより広い範囲の偏向磁場由来のディスパージョンに対応できるように設計する必要がある。このことは HEBT 系中により多くの四極電磁石を配置し、様々なディスパージョンの初期条件に対してビーム輸送系の設計を行う必要があることを意味している。従って、本研究により得られる知見は HEBT 系の機器コスト低減および設計負荷の軽減に貢献する。

本章では、二種類のディスパージョンの関係性を炭素線治療用の加速器システムにおけるディスパージョンの実測を通じて検証した。偏向磁場由来のディスパージョンの導出手順は粒子の種類やシンクロトロンの構成に依存しないため、この関係は $\alpha\gamma^2$ が 1 より大きい小型陽子シンクロトロンについても成立する。数式(5.33)より、 $\alpha\gamma^2$ が 1 より大きくなるケースでは偏向磁場由来のディスパージョンが周波数由来のディスパージョンよりも小さな値をとる。この様に、強収束のシンクロトロン（大阪重粒子線センター）と弱収束のシンクロトロン（小型陽子シンクロトロン）では偏向磁場由来のディスパージョンが大きく異なる為、シンクロトロンの構成を考慮して高エネルギービーム輸送系の光学設計を行うことが照射ビーム位置の変動を抑制する上で重要となる。

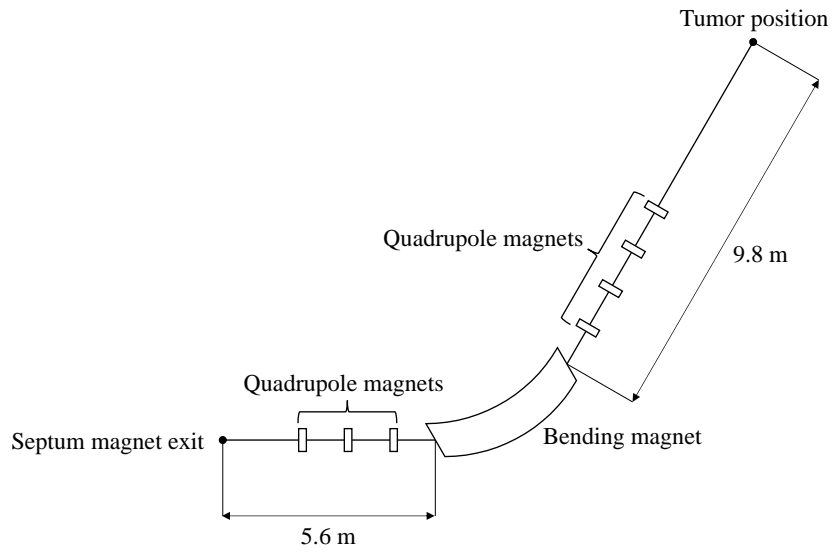


Fig. 5.11 Schematic view of a high-energy beam transport (HEBT) used in calculation of dispersion.

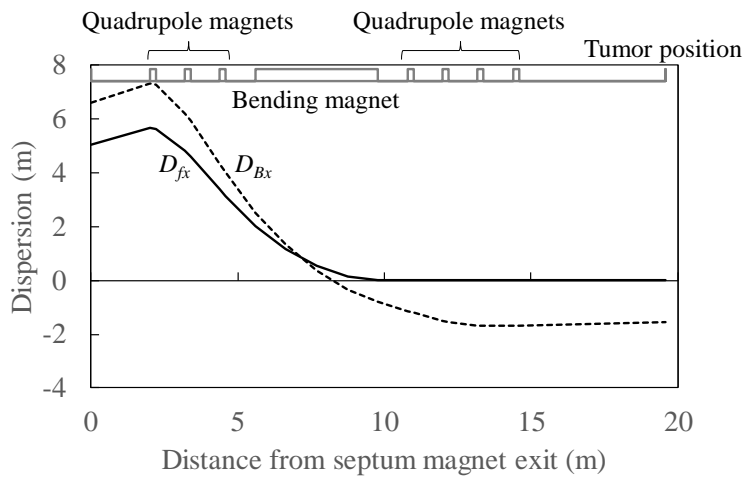


Fig. 5.12 Calculated dispersion in the HEBT with correction of RF-derived dispersion only (without correction of BM-derived dispersion).

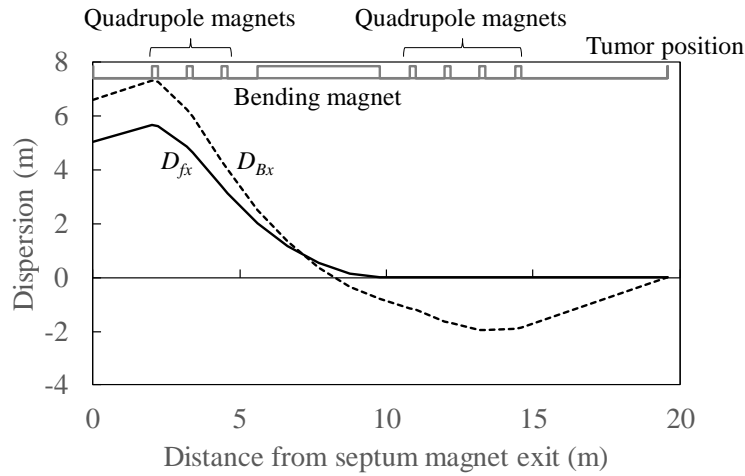


Fig. 5.13 Calculated dispersion in the HEBT with correction of both RF-derived dispersion and BM-derived dispersion.

5.9. 本章の纏め

粒子線治療用のシンクロトロンから取り出されるビームについて二種類のディスパージョンを定義した。第一のディスパージョンは従来からの高周波由来のディスパージョンであり、第二のディスパージョンは新しく定義した偏向磁場由来のディスパージョンである。

高エネルギービーム輸送系（HEBT系）の設計時に偏向磁場由来のディスパージョンをあらかじめ予測する為、偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンの関係性を導出した。高周波由来のディスパージョン (D_{Bx}) は高周波由来のディスパージョン (D_{fx}) と比例関係にあり、両者の比 (D_{Bx}/D_{fx}) はモーメントコンパクションファクタ α とローレンツファクタ γ を用いて $\alpha\gamma^2$ と表される。

大阪重粒子センターへ導入された炭素シンクロトロンを用いて二種類のディスパージョンを測定した。測定の結果、偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンとの関係は誤差 16%以内（目標 20%以内）で理論値と一致することが確かめられた。

シンクロトロン偏向電磁石の磁気余効による運動量の変化に起因する照射ビーム位置の変動を抑制するには、アイソセンタにおける偏向磁場由来のディスパージョンを 0 補正することが効果的である。また、HEBT 系の設計時に本研究で述べる二種類のディスパージョンの比を用いて偏向磁場由来のディスパージョンを予測することで、HEBT 系の機器コスト低減および設計負荷の軽減が可能となる。

以上より、本章において述べられたシンクロトロン取り出しビームのディスパージョンに関する知見は、粒子線治療において照射ビーム位置変動の抑制を通じた治療精度向上と

コスト低減を通じた普及促進に貢献するものである。

5.10. 参考文献

- [1] Y. Iwata, et al., PRESENT STATUS OF A SUPERCONDUCTING ROTATING-GANTRY FOR CARBON THERAPY, Proceedings of HIAT2015, Yokohama, Japan (2015).
- [2] "Marius Pavlovic, A design of a rotating gantry for non-symmetric ion-therapy beams, Nucl. Instrum. Methods. Res. A Volume 438, Issues 2–3 (1999), Pages 548-559."
- [3] Y. Saraya, et al., Verification and optimization of the optical parameters for slow extracted beam, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sapporo, Japan, 2017, WEP134.
- [4] F. Ebina, M. Umezawa, K. Hiramoto, Improvement of extraction efficiency from a slow extraction synchrotron by applying the constant spiral step condition, Nucl. Instrum. Methods. Res. A 685 (2012) 1-6.
- [5] F. Ebina, M. Umezawa, K. Hiramoto, Improvement of extraction efficiency from a compact synchrotron for proton beam therapy by applying particle tracking analysis, AIP Conference Proceedings 1525, 350 (2013).
- [6] Futaro Ebina, et al., ANALYSIS OF SPILL STRUCTURE OF SYNCHROTRON FOR PARTICLE THERAPY, Proceedings of the 5th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Higashihiroshima, Japan, 2008, WP049.
- [7] T. Furukawa, et al., RECENT IMPROVEMENT OF SLOW-EXTRACTION AT HIMAC SYNCHROTRON, Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland (2004), Pages 267-269.
- [8] Futaro Ebina, et al., Evaluation of dispersion functions derived from fluctuation of the bending magnetic field of a synchrotron, Nucl. Instrum. Methods. Res. A 955 (2020) 163340.
- [9] 亀井 亨・木原 元央「加速器科学」丸善 (1993)
- [10] "Fumiaki Noda, Takahiro Yamada, Kazuo Hiramoto, CONCEPTUAL DESIGN OF COMPACT SYNCHROTRON FOR CARBON ION THERAPY, Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Tsukuba, Japan, 2011, Pages 165-167."
- [11] Fumiali Noda, et al., BEAM COMMISSIONING AT OSAKA HEAVY ION THERAPY CENTER, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagaoka, Japan, 2018, THP131.
- [12] L. Badano, et al., Proton-Ion Medical Machine Study (PIMMS) Part I, CERN-PS-99-010-DI (1999).
- [13] Caterina Cuccagna et al., Beam parameters optimization and characterization for a TURNING LINAC for Protontherapy, Physica Medica 54 (2018) 152 - 165.

6. 小型陽子シンクロトロンを用いた一室型の加速器システム

6.1. 概要

粒子線治療システムの普及拡大に伴い、回転ガントリー付きの治療室を一室だけ備えた小型の陽子線治療システム（一室型システム）の需要が高まりを見せている[1]。一室型システムは従来の治療室を複数備えたシステムに比べて導入コストが低減されるため、大規模な投資の獲得や用地の確保が困難な中規模病院における陽子線治療システムの普及を促進することが期待されている[2]。

一室型システムでは、加速器、回転ガントリーの小型化と共に、加速器出口から回転ガントリー入口までのビーム輸送系（高エネルギービーム輸送系、HEBT系）を短縮することが設置面積を低減する上での重要な課題となる。主加速器にサイクロトロンを用いた陽子線治療システムでは、エネルギー選択用のスリットを回転ガントリー上に搭載することでHEBT系を短縮した小型の一室型システムが実用化されている[3][4]。これに対し、主加速器にシンクロトロンを用いた陽子線治療システムでは、HEBT系中にディスパージョン補正用の偏向電磁石を設置する必要から、HEBT系の設置面積がサイクロトロン使用時に比べて増大する傾向がある[5]。

一般的な粒子線治療システムでは、照射するビームの種類に依らず、ビーム進行方向の患部位置（アイソセンタ）におけるディスパージョンが0に補正される。これにより粒子線治療システムでは、加速器から取り出されるビームの運動量の微小な変化に伴う照射ビーム位置及び照射ビームサイズの変動を抑制している。なお、回転ガントリーを備えた粒子線治療システムでは、ガントリーの回転に伴うディスパージョンの変動を防ぐ為、回転ガントリー入口におけるディスパージョンとその勾配を0に補正し、回転ガントリー自体にはアイソセンタにおいてディスパージョンを発生させない所謂ダブルアクロマーナ光学系が採用される[6][7]。

粒子線治療システム用のシンクロトロンは、シンクロトロン出口（取り出し用セプタム電磁石の出口）において0でない水平ディスパージョンを持つ（5.5節参照）。このため、回転ガントリー入口における水平ディスパージョンとその勾配を同時に0に補正するためには、HEBT系中に少なくとも一台の偏向電磁石が必要である。また、回転ガントリー入口における光学パラメータ（Twissパラメータ及びディスパージョンとその勾配）を所望の値に一致させる為、陽子線治療システムのHEBT系中には通常6台以上の四極電磁石が設置されている。シンクロトロンを用いた一室型陽子線治療システムでは、これら電磁石を設置するた

めのスペースが HEBT 系を小型化する上での障害となっていた。

本章では、シンクロトロンを用いた一室型システムにおいてビーム性能を悪化させることなく HEBT 系中の偏向電磁石を省略し、加速器システム自体の設置面積を低減する手法について詳述する。また、3 節で述べた小型陽子シンクロトロンを用いた一室型の陽子線治療システムを提案し、従来通りのビーム性能を保ちながら加速器システムの設置面積を低減できることを光学計算により示す。なお、本章の内容は執筆者らが学会[8][9]にて公開した内容を整理、再編し、5 章のディスパージョン補正に関する知見を追記したものである。

本章の記載内容は主として陽子線治療用の加速器システムを対象とするが、ディスパージョンの補正及び光学パラメータの調整に関する本章の知見は炭素線治療用の加速器システムに対しても適用が可能である。また、本章に記載の一室型陽子線治療システムは本論文に記載される加速器システムに関する知見の全てが反映されたものである。

6.2. 高エネルギービーム輸送系の設計手法

6.2.1. 一室型システムの基本構成

シンクロトロンを用いた一室型システムのコンセプト図を Fig. 6.1 に示す。本システムは主加速器に 3 章で述べた小型陽子シンクロトロンを採用し、シンクロトロンから取り出された陽子ビームを直接回転ガントリーへと導入する。

粒子線治療システムで用いられる回転ガントリーには大きく分けて、全てのビーム軌道が同一平面内に収まるグースネック型のガントリーと、ビーム軌道を三次元的に配置するコークスクリュー型のガントリーがある。

グースネック型のガントリーは北海道大学陽子線治療センター[5]や HIMAC[10]において採用されている。グースネック型のガントリーでは軌道平面に垂直な方向のディスパージョンがガントリー内において発生しないため、GABT 系の光学設計が相対的に平易となる。特に回転ガントリー入口において前述のダブルアクロマト条件が得られている場合、回転ガントリーの内部においては軌道平面に垂直な方向のディスパージョンを考慮する必要がない。このことは、ガントリーの回転に伴うディスパージョンの変動を抑制する上で有利な特性となる。一方で、グースネック型の回転ガントリーはガントリーの回転軸方向に大型化し易い。この為、グースネック型のガントリーを一室型システムに採用する際は軸方向の大型化による設置面積の拡大を防ぐようなレイアウト上の工夫が必要となる。

コークスクリュー型のガントリーは例えば長野県の相澤病院陽子線治療センターにおいて採用されている[11]。コークスクリュー型ではガントリー回転軸方向の小型化が可能となるが、軌道平面が単一でないため光学系の構成、特にディスパージョンの制御が複雑となる。コークスクリュー型の回転ガントリーでは、例えガントリー入口においてダブルアクロマト条件が満たされていたとしても、回転ガントリー内で水平・垂直両方向のディスパージョンを考慮する必要がある。この為、コークスクリュー型では光学パラメータの調整に必要

な四極電磁石の員数が増加する傾向がある。また、コークスクリュー型では回転軸方向の大型化が抑えられる一方でガントリー自体の回転半径が増大するため、これによる設置面積の拡大を防ぐようなレイアウト上の工夫が必要となる。相澤病院に導入されたシステムでは主加速器であるサイクロトロンを地下、回転ガントリーを地上部に配置し、正方形の建屋の斜辺部に回転ガントリーの半径方向が収まるよう加速器システム全体を配置することで設置面積の低減を果たしている。

本研究では、機器員数の低減、ビーム調整の簡略化の観点からグースネック型の回転ガントリーを一室型システムに採用する。本システムでは HEBT 系の偏向電磁石を省略したことから輸送系全体を用いてディスパージョンの補正を行う必要がある為、GABT 系の構成は極力簡素であることが望ましい。

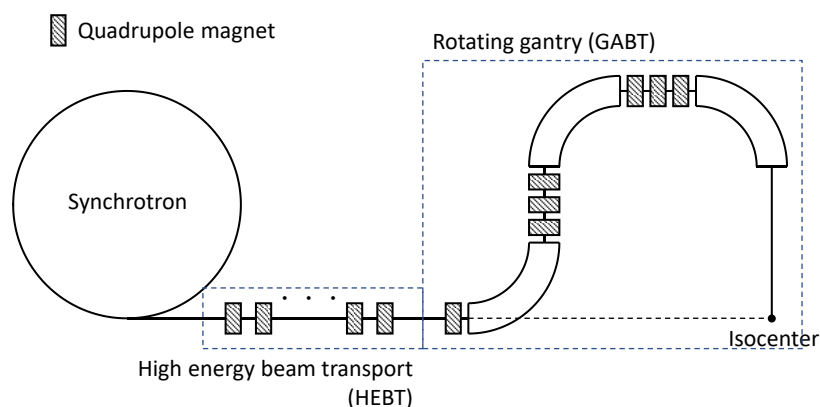


Fig. 6.1 Conceptual view of a synchrotron-based one room particle therapy system.

6.2.2. HEBT 系偏向電磁石の省略

HEBT 系中に偏向電磁石を設置しない一室型のシステムにおいて、アイソセンタにおけるディスパージョンを全てのガントリー回転角について補正する手法について考察する。これまでと同様、シンクロトロン偏向電磁石の動径方向を加速器及び HEBT 系の水平方向とし、偏向電磁石のギャップ方向を加速器及び HEBT 系の垂直方向とする。また、回転ガントリーの回転角（ガントリー回転角）を、HEBT 系から見て HEBT 系の垂直正方向と回転ガントリーの一台目偏向電磁石がビームを偏向する方向のなす角と定義する。例えば回転ガントリーの一台目偏向電磁石がビームを建屋鉛直上方（HEBT 系垂直正方向）へ偏向する場合、ガントリー回転角は 0 度となる。GABT 系の座標系はガントリーの回転に伴い回転する。回転ガントリーの入口においてガントリー回転角 90 度の GABT 系動径方向及びガントリー回転角 0 度の GABT 系ギャップ方向が HEBT 系水平方向に、ガントリー回転角 0 度の GABT 系動径方向及びガントリー回転角 90 度の GABT 系ギャップ方向が HEBT 系垂直方向に一致する。

回転ガントリー入口における GABT 系動径方向のディスパージョンとその勾配を D_{R1} , D'_{R1} 、GABT 系ギャップ方向のディスパージョンとその勾配を D_{G1} , D'_{G1} とおく (R は Radius 方向、G は Gap 方向を表す添え字)。また、GABT 系は動径方向、ギャップ方向共にダブルアクロマートな光学系であるとし、GABT 系動径方向の 2×2 の輸送行列を \mathbf{G}_R 、GABT 系ギャップ方向の 2×2 の輸送行列を \mathbf{G}_G とする。アイソセンタにおける GABT 系動径方向のディスパージョン D_{R2} と GABT 系ギャップ方向のディスパージョン D_{G2} はそれぞれ次式により表される。

$$\begin{aligned} D_{R2} &= \left(\mathbf{G}_R \begin{pmatrix} D_{R1} \\ D'_{R1} \end{pmatrix} \right)_1 \\ D_{G2} &= \left(\mathbf{G}_G \begin{pmatrix} D_{G1} \\ D'_{G1} \end{pmatrix} \right)_1 \end{aligned} \quad (6.1)$$

数式(6.1)括弧外の添え字 1 は、ベクトルの 1 行目を表している。ここで、回転ガントリー入口における GABT 系のディスパージョンとその勾配は、同位置における HEBT 系水平方向のディスパージョンとその勾配 D_{H1} , D'_{H1} 、HEBT 系垂直方向のディスパージョンとその勾配 D_{V1} , D'_{V1} 、ガントリー回転角 θ を用いて

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} D_{R1} \\ D'_{R1} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} D_{H1} \\ D'_{H1} \end{pmatrix} \sin \theta + \begin{pmatrix} D_{V1} \\ D'_{V1} \end{pmatrix} \cos \theta \\ \begin{pmatrix} D_{G1} \\ D'_{G1} \end{pmatrix} &= -\begin{pmatrix} D_{H1} \\ D'_{H1} \end{pmatrix} \cos \theta + \begin{pmatrix} D_{V1} \\ D'_{V1} \end{pmatrix} \sin \theta \end{aligned} \quad (6.2)$$

と表される。アイソセンタにおけるディスパージョンがガントリー回転角に依らず 0 となる為の条件は、数式(6.1), (6.2)より

$$\begin{aligned} \left(\mathbf{G}_R \begin{pmatrix} D_{H1} \\ D'_{H1} \end{pmatrix} \right)_1 &= \left(\mathbf{G}_R \begin{pmatrix} D_{V1} \\ D'_{V1} \end{pmatrix} \right)_1 = 0 \\ \left(\mathbf{G}_G \begin{pmatrix} D_{H1} \\ D'_{H1} \end{pmatrix} \right)_1 &= \left(\mathbf{G}_G \begin{pmatrix} D_{V1} \\ D'_{V1} \end{pmatrix} \right)_1 = 0 \end{aligned} \quad (6.3)$$

となる。この数式は、回転ガントリーの光学系がアクロマートである場合、0度、90度の二種類のガントリー回転角についてアイソセンタにおけるディスパージョンが 0 であれば、全てのガントリー回転角についてアイソセンタにおけるディスパージョンが 0 となることを表している。このとき回転ガントリー入口におけるディスパージョンとその勾配が共に 0 であることは必須ではない為、HEBT 系中に偏向電磁石を設置せずともアイソセンタにおけるディスパージョンを 0 に補正することが可能である。言い換えれば、アクロマートな回転ガントリーを備えたビーム輸送系に対して数式(6.3)を制約条件として加えることにより、HEBT 系に偏向電磁石を設置しない場合であってもアイソセンタにおけるディスパージョンをガントリー回転角に依らず 0 に補正することが可能となる。

回転ガントリーにおけるダブルアクロマート条件とは、回転ガントリー内の光学系で発生したディスパージョンとその勾配がアイソセンタでは 0 に補正されていることを表して

いる。これに対し、数式(6.3)の条件は回転ガントリー入口におけるディスパージョン、即ち HEBT 系から回転ガントリーに持ち込まれたディスパージョンがアイソセンタにおいて 0 に補正されるための条件を表している。アイソセンタにおけるディスパージョンは HEBT 系から持ち込まれたディスパージョンと回転ガントリー内で発生したディスパージョンの合計値であるため、両者を共に 0 に補正すればアイソセンタにおけるディスパージョンは自動的に 0 となる。

6.2.3. HEBT 系四極電磁石員数の低減

従来の粒子線治療システムでは、HEBT 系と GABT 系の間に取り合い点（例えば回転ガントリーの入口地点）を設け、HEBT 系と GABT 系の光学設計を別個に行うことが多い。このとき、HEBT 系は取り合い点における光学パラメータが目標値と一致するように調整され、GABT 系は取り合い点で目標値と一致した光学パラメータがアイソセンタにおいて目標値と一致するように調整される。この方式では HEBT 系あるいは GABT 系の構成が定まっていなくても残りの部分の光学設計を行えるため、粒子線治療システムの光学設計を効率的に進めることが可能である。また、GABT 系から見た場合、取り合い点における光学パラメータさえ同一であれば HEBT 系の構成は如何様であっても構わない。これにより同じ回転ガントリーの光学設計を異なる治療室、異なる建屋レイアウトに対して適用することが可能となり、加速器システムの設計・調整の負荷が軽減される。

HEBT 系と回転ガントリーとの間に取り合い点を設けることは調整上の利点がある一方で、取り合い点とアイソセンタのそれぞれにおいて光学パラメータを目標値に一致させる必要があることから調整に多くの四極電磁石が必要となる。例えば水平・垂直方向のディスパージョン 4 種 ($\beta_x, \alpha_x, \beta_y, \alpha_y$) と水平方向のディスパージョン及びその勾配 (D_x, D_x') を調整の対象とする場合、HEBT 系には最低でも 6 台の四極電磁石が必要となる。また、回転ガントリーについてもアイソセンタにおける Twiss パラメータ 4 種を調整しながらダブルアクロマト条件を満たす場合、6 台の四極電磁石が必要である。例えば 3.8 節で紹介した北海道大学病院陽子線治療センターの場合、HEBT 系中に 7 台、回転ガントリー上に 6 台の四極電磁石が設置されている。なお、当システムでは HEBT 系中のビーム通過領域を電磁石の GFR (Good Field Region) 内に収めるため、HEBT 系中の四極電磁石が 1 台多く設置されている。

粒子線治療において患者へ照射されるビームの性能に影響を与えるのはアイソセンタにおけるビームの光学パラメータのみであり、回転ガントリー入口における光学パラメータは照射ビームの性能に影響しない。そこで本研究では、アイソセンタにおける光学パラメータのみをビーム輸送系設計時の制約条件とし、回転ガントリー入口における光学パラメータを制約条件から除外することで HEBT 系中の四極電磁石員数の低減を図る。また、5.8 節でも示したように、ビーム性能上最も重要となるのはアイソセンタにおけるビームサイズ (β_x, β_y) であり、ビームの焦点位置 (α_x, α_y) は患部のサイズ程度ではビーム性能に大き

く影響しない。そこで本研究では、アイソセンタにおいて調整の対象とする光学パラメータを β_x , β_y に限定することによっても四極電磁石員数の低減を図る。

回転ガントリー入口における GABT 系の位相空間分布は、ディスパージョンの場合と同様に同地点における HEBT 系の位相空間分布の線形結合により与えられる。このことから、ディスパージョンの場合と同様の考察により、0 度、90 度の二種類のガントリー回転角についてアイソセンタにおけるビームサイズ (β 関数) が目標値と一致していれば、全てのガントリー回転角についてアイソセンタにおけるビームサイズが目標値と一致することが示される。

全てのガントリー回転角についてアイソセンタにおけるディスパージョンを 0 に補正し、アイソセンタにおけるビームサイズを目標値と一致させる為の制約条件を以下に示す。

- A) 回転ガントリー自体がダブルアクロマート条件を満たす (2 種)。
- B) HEBT 系水平方向のディスパージョン及びその勾配が数式(6.3)を満たす (2 種)。
- C) 二種類 (0 度、90 度) のガントリー回転角についてアイソセンタにおける GABT 系動径方向及び GABT 系ギャップ方向の β が目標値と一致する (4 種)。

ここで、シンクロトロン出口における垂直ディスパージョン及びその勾配が 0 であることから、数式(6.3)の HEBT 系垂直方向に関する制約は自動的に満たされるものとして制約条件から除外した。光学系に対する制約条件の数が合計で 8 種類であることから、ビーム性能を満たす上で HEBT 系、GABT 系中に最低限必要となる四極電磁石の員数は合計で 8 台となる。従って、仮に回転ガントリーが 6 台の四極電磁石を備えている場合、HEBT 系に設置される四極電磁石の員数は 2 台にまで低減できる可能性がある。

6.3. 高エネルギービーム輸送系の光学設計

6.3.1. ビーム輸送系の構成

主加速器に 3 章の小型陽子シンクロトロンを用いた一室型の陽子線治療システムの模式図を Fig. 6.2 に示す。シンクロトロンから取り出された陽子ビームは HEBT 系、GABT 系を経由してアイソセンタへと輸送される。HEBT 系は単一の直線部により構成されており、シンクロトロンから取り出された陽子ビームは偏向電磁石による偏向を受けずに回転ガントリーへ入射する。また、HEBT 系には 2 台、GABT 系には 6 台の四極電磁石がそれぞれ設置されており、本システムは合計 8 台の四極電磁石を用いてアイソセンタにおける光学パラメータを調節する。なお、HEBT 系及び GABT 系中の四極電磁石の励磁量はガントリー回転角に依らず一定であるものとする。

シンクロトロン出口における陽子ビームの光学パラメータ及びアイソセンタにおける光学パラメータの目標値を Table 6.1 に示す。なお、本章ではシンクロトロンの出口をディスパージョンを直接測定できる取り出し用セプタム電磁石の出口に設定している。シンクロトロン出口における光学パラメータは、シンクロトロンのビーム取り出しに関する粒子ト

ラッキング解析の結果及び同種のシンクロトロンを用いた陽子線治療システムにおける実測値から典型的な値として導出した。高周波を用いた遅い取り出しにより取り出される陽子ビームの水平エミッタンスは垂直エミッタンスよりも小さい為、アイソセンタにおける水平 β の目標値は垂直 β の目標値よりも大きな値としている。本システムではアイソセンタにおける光学パラメータのみをビーム輸送系の制約条件とし、回転ガントリー入口における光学パラメータについては制約条件に加えていない。また、アイソセンタにおいて制約条件となるのはディスパージョンとビームサイズ (β) の値のみであり、ディスパージョンの勾配やビームサイズの変化率 (α) については特に制約を設けていない。

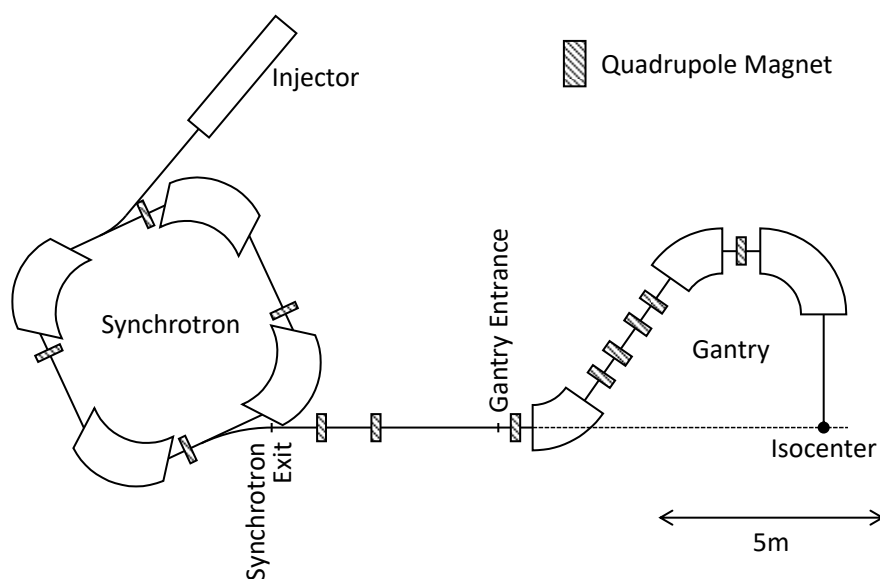


Fig. 6.2 Schematic view of a synchrotron-based single room proton therapy system.

Table 6.1 Optical parameters of the single room PBT system

	Unit	Extracted Beam	Target Value at the Isocenter
β_x	m	5.1	5.0
α_x	-	0.6	-
η_x	m	4.7	0.0
η_x'	-	0.5	-
β_y	m	2.3	2.5
α_y	-	-0.1	-
η_y	m	0	0.0
η_y'	-	0	-

6.3.2. 光学パラメータの計算結果

シンクロトロン出口からアイソセンタまでの Twiss パラメータ β の計算結果を Fig. 6.3(加速器水平方向)、Fig. 6.4 (加速器垂直方向) に示す。GABT 系中の Twiss パラメータは二種類のガントリー回転角 (0 度、90 度) についてそれぞれ計算し、両方の計算結果を図中に示してある。アイソセンタにおける β が 0 度、90 度の二種類のガントリー回転角について目標値と一致することから、本システムでは全てのガントリー回転角についてアイソセンタにおける β が目標値と一致する。従って、本システムではビーム輸送系中の 8 台の四極電磁石を用いて全てのガントリー回転角における照射ビームサイズを目標値と一致する値に調節することが可能である。なお、本システムではアイソセンタにおけるビームサイズの変化率 (α) が 0 であることをビーム輸送系設計の制約条件としていない。

次に、シンクロトロン出口からアイソセンタまでのディスパージョンの計算結果を Fig. 6.5 に示す。なお、ここでは 5 章に述べる二種類のディスパージョンの内、高周波由来のディスパージョンの補正を想定している。加速器水平方向については二種類のガントリー回転角 (0 度、90 度) それぞれについて GABT 系中のディスパージョンを計算し、加速器垂直方向については、シンクロトロン出口における垂直ディスパージョンとその勾配が共に 0 であることから、ガントリー回転角 0 度の動径方向についてのみ GABT 系中のディスパージョンを計算した。アイソセンタにおける水平方向のディスパージョンは 0 度、90 度の二種類のガントリー回転角について 0 となっており、垂直方向についてはディスパージョンとその勾配がアイソセンタで共に 0 となっている。従って、本システムは HEBT 系に偏向電磁石を設置せずとも照射ビームのディスパージョンを全てのガントリー回転角において 0 に補正することが可能である。なお、本システムではアイソセンタにおける加速器水平方向のディスパージョンの勾配が 0 であることをビーム輸送系設計の制約条件としていない。アイソセンタにおける光学パラメータの計算結果を Table 6.2 にまとめた。

以上より、シンクロトロンを用いた一室型の陽子線治療システムでは、アイソセンタにおける光学パラメータのみをビーム輸送系設計の制約条件とすることにより、HEBT 系中の偏向電磁石を省略し、HEBT 系、GABT 系中の四極電磁石員数を合計 8 台に低減した場合であっても、照射ビームの光学パラメータを全てのガントリー回転角において目標値と一致させることが可能である。アイソセンタにおけるディスパージョンの勾配及びビームサイズの変化率 (α) が 0 でないことが照射ビームの性能へ与える影響については次節にて考察する。

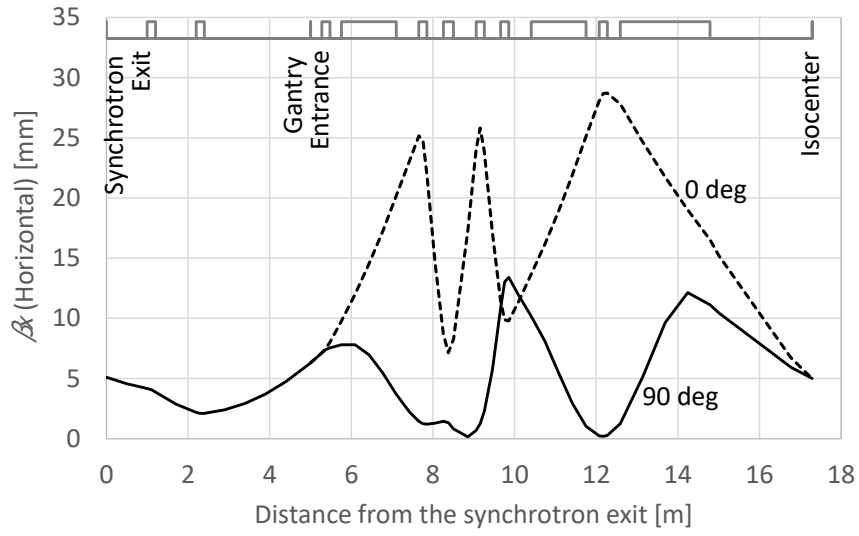


Fig. 6.3 Calculated horizontal Twiss parameter (β_x).

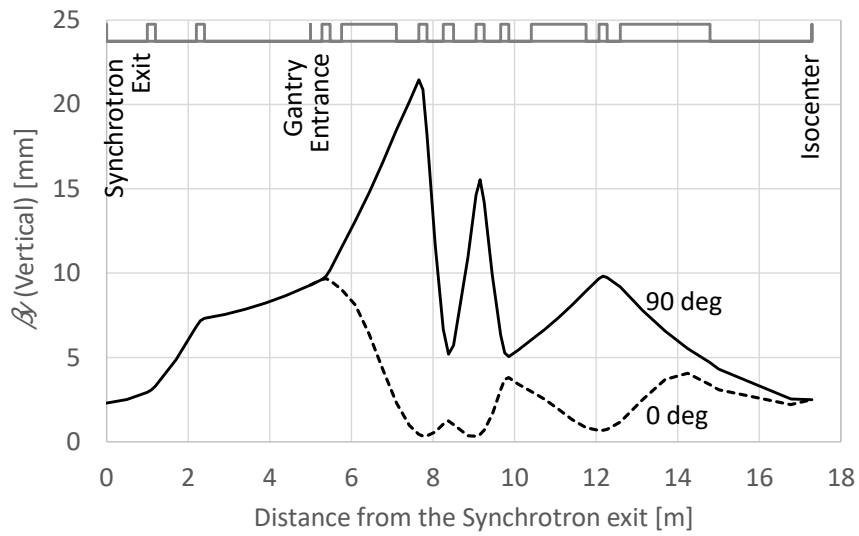


Fig. 6.4 Calculated vertical Twiss parameter (β_y).

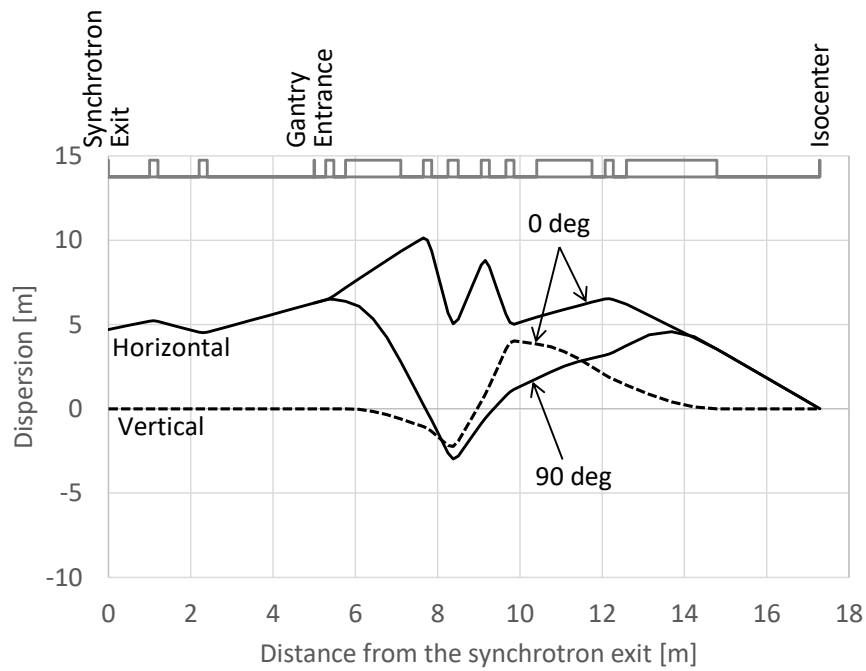


Fig. 6.5 Calculated dispersions.

Table 6.2 Calculated optical parameters at the isocenter

	Unit	Calculated optical parameters	
		0deg	90 deg
β_x	m	5.00	5.00
α_x	-	1.50	0.81
η_x	m	0.00	0.00
η_x'	-	-1.41	-1.41
β_y	m	2.50	2.50
α_y	-	-0.40	-0.06
η_y	m	0.00	0.00
η_y'	-	0.00	0.00

6.4. 照射ビーム性能に関する考察

6.4.1. アイソセンタにおけるディスパージョンの勾配が0でないことの影響

アイソセンタにおけるディスパージョンの勾配が0でないことが照射ビーム位置の時間

変動に与える影響について考える。Fig. 6.5, Table 6.2 に示すディスパージョンの計算結果によれば、アイソセンタにおけるディスパージョンの勾配の絶対値は最大で 1.41 rad である。ビーム進行方向における照射対象（患部）の存在範囲をアイソセンタから ± 15 cm の領域とした場合、患部内でのディスパージョンの絶対値は最大で 0.21 m となる。シンクロトロンから取り出されるビームの運動量の変動幅を 0.02 % と仮定した場合、患部中における照射ビーム位置の変動は最大で 0.042 mm となる。この値は、アイソセンタにおける 1σ ビームサイズやスキニング照射法における照射スポットの間隔（何れも数 mm 程度）に比べて約 2 桁小さい為、アイソセンタにおけるディスパージョンの勾配が 0 でないことによる照射ビーム位置の変動は照射野を形成する上で問題とはならない。

6.4.2. アイソセンタにおけるビームサイズの変化率が 0 でないことの影響

アイソセンタにおける Twiss パラメータ α が 0 でないことが照射ビームのサイズに与える影響について考える。粒子線治療において照射ビームのサイズが患者体内の深さに応じて変化することは不可避であり、粒子線治療の治療計画は患者体内におけるビームサイズの変化を考慮した上で作成される。従って、アイソセンタにおける α が 0 で無い場合であっても患者体内におけるビームサイズの変化自体は照射野を形成する上で問題とはならない。一方で、アイソセンタにおける α がガントリー回転角に依存することにより、アイソセンタよりも浅い位置、深い位置では回転ガントリーの回転に伴い照射ビームの β が変化し、ビームサイズが変化する可能性がある。粒子線治療において治療計画装置が用いるビーム形状のモデルをガントリー回転角ごとに作成することは通常行われないうえ、アイソセンタにおける α を 0 以外の値とする場合には、ガントリー回転に伴うビームサイズの変動が照射野を形成する上で問題の無い範囲であることを確認しておく必要がある。

Fig. 6.3, Fig. 6.4, Table 6.2 に示す Twiss パラメータの計算結果に依れば、アイソセンタの 15 cm 上流における β の範囲は水平方向で 5.25 m \sim 5.46 m、垂直方向で 2.39 m \sim 2.49 m、アイソセンタの 15 cm 下流における β の範囲は水平方向で 4.57 m \sim 4.76 m、垂直方向で 2.53 m \sim 2.63 m となる。従って、ガントリー回転に伴う β の変化によるビームサイズの変動は水平方向について全幅 2.05 %、垂直方向についても全幅 2.05 % であり、照射野を形成する上で特に問題とはならない。ここで述べるビームサイズの変化幅は、ビームの散乱によるエミッタンスの増大を考慮しないビームサイズ、いわゆる光学ビームサイズについて求めた値である。実際に照射されるビームのサイズは大気や人体との散乱により光学ビームサイズよりも大きくなるため、上記のビームサイズの変動は更に緩和される。散乱によるビームサイズの増加量はビームのエネルギーや照射ノズルの設計に依存するため、ここでは最も厳しい条件である光学ビームサイズに対してビームサイズの変動幅が問題とならないことを確認した。

6.5. 二種類のディスパージョンの同時補正

5章にて既に述べた様に、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムでは HEBT 系、GABT 系のビーム輸送において発生要因が異なる二種類のディスパージョンを考慮することが照射ビーム位置の変動を抑制する上で有効である。ここで言う二種類のディスパージョンとは、シンクロトロン高周波バケット内の重心位置の変動に起因する高周波由来のディスパージョンとシンクロトロン偏向電磁石の磁場の変動に起因する偏向磁場由来のディスパージョンを指す。

シンクロトロンを用いた一室型システムにおいて、アイソセンタにおける二種類のディスパージョンを同時に 0 とするための条件について考察する。まず始めに、アイソセンタにおける高周波由来のディスパージョンが全てのガントリー回転角において 0 に補正されているものとする。即ち、回転ガントリーの入り口における高周波由来の水平ディスパージョン D_{fH1} とその勾配 D'_{fH1} に対して次式が満たされているものとする。

$$\left(\mathbf{G}_R \begin{pmatrix} D_{fH1} \\ D'_{fH1} \end{pmatrix} \right)_1 = \left(\mathbf{G}_G \begin{pmatrix} D_{fH1} \\ D'_{fH1} \end{pmatrix} \right)_1 = 0 \quad (6.4)$$

ここで回転ガントリーの動径方向の輸送行列を

$$\mathbf{G}_R = \begin{pmatrix} G_{R11} & G_{R12} \\ G_{R21} & G_{R22} \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

とした場合、数式(6.4)より

$$\frac{D'_{fH1}}{D_{fH1}} = -\frac{G_{R11}}{G_{R12}} \quad (6.6)$$

である。アイソセンタにおける偏向磁場由来のディスパージョンが全てのガントリー回転角において 0 に補正されている場合、高周波由来のディスパージョンと同様にして

$$\left(\mathbf{G}_R \begin{pmatrix} D_{BH1} \\ D'_{BH1} \end{pmatrix} \right)_1 = \left(\mathbf{G}_G \begin{pmatrix} D_{BH1} \\ D'_{BH1} \end{pmatrix} \right)_1 = 0 \quad (6.7)$$

D_{BH1} , D'_{BH1} は回転ガントリーの入り口における偏向磁場由来の水平ディスパージョンとその勾配

であるから、結局は

$$\frac{D'_{fH1}}{D_{fH1}} = \frac{D'_{BH1}}{D_{BH1}} = -\frac{G_{R11}}{G_{R12}} \quad (6.8)$$

が導かれる。数式(6.8)は、二種類のディスパージョンをアイソセンタで同時に補正するためには、回転ガントリー入口におけるディスパージョンとその勾配の比を二種類のディスパージョンで一致させる必要があることを表している。なお、数式(6.8)は数式(6.4)が成立するための十分条件である。

ディスパージョンとその勾配の比は自由度としては 1 である為、回転ガントリーの入口で数式(6.8)を満たすためには高周波由来のディスパージョンのみを考慮する場合に比べて

1 台多い四極電磁石が必要となる。従って、一室型システムでアイソセンタにおける二種類のディスパージョンを同時に補正するためには、少なくとも 9 台の四極電磁石が必要となる。

6.6. シンクロトロンを用いた一室型システムの導入例

シンクロトロンを用いた一室型の陽子線治療システムは、神奈川県徳洲会湘南鎌倉総合病院（2020 年度稼働予定）やイタリア Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica (CNAO)（建設中）において導入が進められている[2][12][13]。これら施設へ導入予定の一室型陽子線治療システムの模式図を Fig. 6.6 に示す。Fig. 6.6 に示す一室型システムの構成には本章で述べたビーム輸送系に関する知見が反映されており、シンクロトロンから取り出されたビームは偏向電磁石を経由することなく回転ガントリーに入射する。また、加速器システム全体として長方形の建屋への収まりを良くするため、シンクロトロンの直線部は建屋壁面に対して傾けて配置されている。6.3.1 節 Fig. 6.2 の模式図では低エネルギービーム輸送系（LEBT 系）中に偏向電磁石は設置されていないが、Fig. 6.6 の一室型システムでは LEBT 系中に偏向電磁石を一台設置し、入射器であるライナックを建屋壁面と並行に配置することで建屋の小型化を図っている。LEBT 系中を輸送されるビームのエネルギーは高エネルギービーム輸送系中に比べて小さい（運動量で 1/5 以下）為、LEBT 系中に偏向電磁石を設置するコストの増大は大きな問題とはならない。

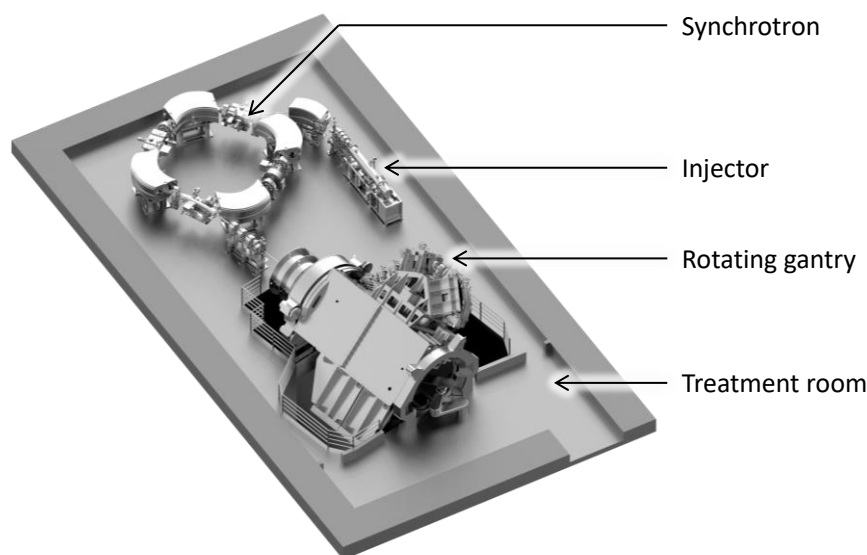


Fig. 6.6 Schematic view of the single-room proton beam therapy system.

6.7. 機器員数及び設置面積低減の効果

小型陽子シンクロトロンを用いた陽子線治療用の加速器システムについて、Fig. 3.13 に示す複数治療室を想定したシステムと Fig. 6.6 に示す一室型のシステムの機器員数及び設置面積の比較を Table 6.3 に示す。機器員数や設置面積は治療装置としての仕様や敷地の形状に応じて変更され得るため、Table 6.3 に示す値はあくまで一例となる。HEBT 系を構成する電磁石の中では偏向電磁石のコストが比較的大きく、本研究の一室型システムでは HEBT 系から偏向電磁石を省略できることがコスト面での優位点となる。また、HEBT 系中での偏向を不要としたことと HEBT 系から GABT 系までを一体と見做して光学パラメータの調整シナリオを構築したことにより、HEBT 系の全長は複数治療室を想定した場合の半分以下に減少している。HEBT 系の短縮に加え、Fig. 6.6 加速器システムを加速器室の壁面に沿う様に配置した結果、加速器システムの設置面積は複数治療室を想定した場合に比べて 4 割以上少ない 430m²となった。

Table 6.3 Specification of accelerator systems for proton beam therapy

	Unit	Multi-room dedicated system	Single-room system
Bending magnets in HEBT	-	1	0
Quadrupole magnets in HEBT	-	7	2
Length of HEBT	m	12.4	5
Footprint of accelerator system	m ²	783	430

6.8. 本章の纏め

シンクロトロンを用いた一室型の粒子線システムにおいて高エネルギービーム輸送系（HEBT 系）中の偏向電磁石を省略した加速器システムの構成を提案した。また、アイソセンタにおけるディスパージョンが全てのガントリー回転角に対して 0 となる為に HEBT 系、回転ガントリービーム輸送系（GABT 系）が満たすべき条件を導出した。

HEBT 系から偏向電磁石を省略した構成では回転ガントリー入口における水平ディスパージョンとその勾配を同時に 0 に補正することができないため、回転ガントリーをダブルアクロマートな光学系とするだけではアイソセンタにおけるディスパージョンを 0 に補正できない。そこで、本章では回転ガントリーのダブルアクロマート条件に加えて、HEBT 系から持ち込まれたディスパージョンがアイソセンタにおいて 0 に収束する為の条件を導出した。また、本章では光学パラメータの調整に必要な四極電磁石の員数を評価し、回転ガントリー入口を光学パラメータの調整対象から外すことで合計 8 台（HEBT 系+GABT 系）の四極電磁石によりアイソセンタにおける光学パラメータの調整が可能となることを示した。

一室型システムの HEBT 系、GABT 系における光学パラメータを計算し、HEBT 系中の偏向電磁石を省略した構成であってもアイソセンタにおける光学パラメータを全てのガントリー回転角において目標値に一致させられることを確認した。本計算ではビームサイズの変化率 (Twiss パラメータ α) 及びディスパージョンの勾配を調整の対象としていないが、これらのパラメータが照射ビームの性能へ与える影響は 6.4 節に示す通り無視できるほどに小さい。

本章では 5 章に述べる二種類のディスパージョンの内、高周波由来のディスパージョンを調整の対象としている。高周波由来のディスパージョンと偏向磁場由来のディスパージョンを同時に補正する為には HEBT 系中に四極電磁石を一台追加すればよい。

本章の知見を反映した一室型の陽子線治療用加速器システムの設置面積は複数治療室を想定した場合に比べて 4 割以上少ない 430 m² となった。一室型陽子線治療システムの導入は現在二つの陽子線治療施設において進められている。本章の知見はシンクロトロンを用いた一室型陽子線治療システムの小型化及び機器コストの低減に貢献し、陽子線治療の普及に一層の貢献を果たすことが期待される。

6.9. 参考文献

- [1] Paul-Emmanuel Goethals, Richard Zimmermann, PROTON THERAPY WORLD MARKET REPORT & DIRECTORY, MEDDraysintell (2019) Page 59.
- [2] 株式会社日立製作所ニュースリリース「日立として初めての小型陽子線治療システムを徳洲会から受注 2020年9月に完成予定の湘南鎌倉先端医療センターに設置」
<https://www.hitachi.co.jp/New/cnews/month/2018/09/0914c.html> (2020年11月7日参照)
- [3] S. Henrotin et al., COMMISSIONING AND TESTING OF THE FIRST IBA S2C2, Proceedings of Cyclotrons2016, Zurich, Switzerland (2016) TUP07.
- [4] キヤノンメディカルシステムズ株式会社商品情報
https://jp.medical.canon/products/rt/protetus_one (2020年11月7日参照)
- [5] Futaro Ebina, et al., Development of a Compact Synchrotron for Proton Beam Therapy, IEEJ Transaction on Industry Applications Vol. 136 No. 5 pp. 312-318 (2016).
- [6] Y. Iwata, et al., PRESENT STATUS OF A SUPERCONDUCTING ROTATING-GANTRY FOR CARBON THERAPY, Proceedings of HIAT2015, Yokohama, Japan (2015).
- [7] "Marius Pavlovic, A design of a rotating gantry for non-symmetric ion-therapy beams, Nucl. Instrum. Methods. Res. A Volume 438, Issues 2–3 (1999), Pages 548-559."
- [8] Futaro Ebina, Takamichi Aoki, Yui Shinozawa, OPTICAL DESIGN OF A HIGH ENERGY BEAM TRANSPORT FOR COMPACT PROTON BEAM THERAPY SYSTEMS, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sapporo, Japan, 2017, WEP137.
- [9] Futaro Ebina, Takamichi Aoki, Development and implementation of compact accelerator systems dedicated for proton beam therapy, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sapporo, Japan, 2019, THOHP02.
- [10] Y. Iwata et al., SUPERCONDUCTING GANTRY FOR CARBON-ION RADIOTHERAPY, Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference, Vancouver, BC, Canada (2018) TUZGBF1.
- [11] 天野大三「小型ガントリ縦型レイアウト陽子線治療システムの現状」日本加速器学会学会誌「加速器」 Vol. 10, No. 3, 2013 (166 – 170)
- [12] 梅澤真澄、藤本林太郎、大澤将人「がん治療の QoL 向上をめざす粒子線治療を核としたスマートセラピー事業」日立評論 Vol.102 No.05 636-637 (2020)
- [13] 株式会社日立製作所ニュースリリース「イタリア国立粒子線がん治療センターから陽子線がん治療システムを受注」
<https://www.hitachi.co.jp/New/cnews/month/2019/12/1206a.html> (2020年11月7日参照)

7. 結論

7.1. 本研究の成果

放射線治療の一種である粒子線治療には、正常組織の被ばく低減による副作用の低減効果が期待されている。しかしながら、粒子線治療システムは一般的な X 線治療装置に比べて大型の装置であり、設置面積や機器コストの制約から医学的な要請に対して十分に普及しているとは言い難い。そこで本研究では、粒子線治療が普及する上での課題を解決する為、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの小型化および性能向上に取り組んだ。

シンクロトロンを用いた粒子線治療システムが普及する上では、第一に加速器システムの設置面積の低減、第二にビーム利用効率の改善を通じた線量率の向上、第三に照射ビーム位置の変動抑制による高精度化が課題となる。

第一の課題に対し、本研究ではスキヤニング照射法での使用に特化した小型の陽子シンクロトロン（小型陽子シンクロトロン）を開発した。小型陽子シンクロトロンは水平方向にのみ弱収束の光学系を持つ超周期 4 のシンクロトロンであり、その周長は 18 m と、従来型のシンクロトロンの周長 23 m に比べて 22%短縮されている。また小型陽子シンクロトロンを構成する電磁石の数は従来（26 台）の半分以下となる 11 台にまで低減されている。

小型陽子シンクロトロンではシンクロトロンの光学設計と三次元磁場計算を連携し、偏向電磁石の有効磁極長が全てのエネルギー領域において目標範囲内に収まる様偏向電磁石の磁極形状を設計した。これにより小型陽子シンクロトロンでは一系統の四極電磁石のみによる安定な運転を実現し、電磁石員数の削減による加速器周長の低減を達成している。また、小型陽子シンクロトロンでは周回ビーム軌道の補正を偏向電磁石の励磁量の比を調整することで行い、更には入射バンプ軌道を一台のステアリング電磁石のみによって実現することで加速器直線部の短縮を可能としている。

小型陽子シンクロトロンを用いた陽子線治療用加速器システムの設置面積は 783 m² と、従来型のシンクロトロンを用いた加速器システムの設置面積 1080 m² に比べて約 30 %低減している。加速器システムの設置面積の低減には、シンクロトロンの小型化だけでなく小型陽子シンクロトロンの構成に合わせたビーム輸送系の小型化が奏功している。小型陽子シンクロトロンを用いた陽子線治療用加速器システムの初号機は北海道大学病院陽子線治療センターに導入され、2014 年よりスキヤニング照射法を適用した陽子線治療に用いられている。小型陽子シンクロトロンの開発はシンクロトロンを用いた陽子線治療システムの普及に大きく貢献しており、世界 12 か所（2020 年 11 月時点、建設中含む）の陽子線治療施

設へ小型陽子シンクロトロンが導入されている。

シンクロトロンを用いた小型の一室型粒子線システムを実現する為、高エネルギービーム輸送系（HEBT 系）中の偏向電磁石を省略した加速器システムの構成を提案した。また、アイソセンタにおけるディスパージョンが全てのガントリー回転角に対して 0 となる為に HEBT 系、回転ガントリービーム輸送系（GABT 系）が満たすべき条件を導出した。また、本研究では光学パラメータの調整に必要な四極電磁石の員数を評価し、回転ガントリー入口を光学パラメータの調整対象から外すことで合計 8 台（HEBT 系+GABT 系）の四極電磁石によりアイソセンタにおける光学パラメータの調整が可能となることを示した。本研究の知見を反映した一室型陽子線治療システムの導入は現在二つの陽子線治療施設において進められている。本章の知見はシンクロトロンを用いた一室型陽子線治療システムの小型化及び機器コストの低減に貢献し、陽子線治療の普及に一層の貢献を果たすことが期待される。

第二の課題であるビーム利用効率の向上に対し、本研究では高周波による遅い取り出しを用いるシンクロトロンにおいて、ビーム取り出し用の静電デフレクタに入射するビーム粒子とシンクロトロン中を周回するビーム粒子との間隔（スパイラルステップ）が、ビーム粒子の運動量に依らず一定となるための条件式（スパイラルステップ一定条件）を導出した。スパイラルステップ一定条件の下では、静電デフレクタ入口におけるビーム損失の割合が Hardt 条件に比べて低下する為、シンクロトロンからのビーム取り出し効率の向上が期待できる。

スパイラルステップ一定条件の効果はシンクロトロンからのビーム取り出しの粒子トラッキング解析により検証した。セパラトリクスを歪みを抑えた解析用のシンクロトロンにおいては Hardt 条件及びスパイラルステップ一定条件が理論値と一致し、スパイラルステップ一定条件における取り出し効率（87.6%）は Hardt 条件における取り出し効率（85.2%）よりも 2.4%高い値であった。一方で、小型陽子シンクロトロンにおける解析ではセパラトリクスの枝の歪みが取り出しビーム粒子の分布に影響し、スパイラルステップ一定条件及び Hardt 条件が理論値と一致しない結果となった。また、小型陽子シンクロトロンでスパイラルステップが一定となる水平クロマティシティとセパラトリクスの枝が重畳する水平クロマティシティがほぼ等しい為、取り出し効率の最大値が解析用シンクロトロンに比べて僅か（1%）ではあるが高くなることを解明した。

以上の結果より、粒子線治療用のシンクロトロンにおいて高い取り出し効率を得るためには Hardt 条件とスパイラルステップ一定条件がなるべく接近するようにシンクロトロンの光学系を設計する必要がある。また、取り出し用のセパラトリクスに歪みのある条件においてはトラッキング解析を行い、水平クロマティシティとビーム取り出し効率の関係を評価することを提唱する。

第三の課題である照射精度の向上に対し、本研究ではシンクロトロンからの取り出しビームについて運動量偏差の発生要因が異なる二種類のディスパージョンを定式化した。第

一のディスパージョンは従来からの高周波由来のディスパージョンであり、第二のディスパージョンは新しく定義した偏向磁場由来のディスパージョンである。高周波由来のディスパージョン (D_{Bx}) は高周波由来のディスパージョン (D_{fx}) と比例関係にあり、両者の比 (D_{Bx}/D_{fx}) はモーメントムコンパクションファクタ α とローレンツファクタ γ を用いて $\alpha\gamma^2$ と表される。大阪重粒子センターへ導入された炭素シンクロトロンを用いて二種類のディスパージョンを測定した結果、偏向磁場由来のディスパージョンと高周波由来のディスパージョンとの比例係数は誤差 16%以内で理論値と一致した。

シンクロトロン偏向電磁石の磁気余効による運動量の変化に起因する照射ビーム位置の変動を抑制するには、アイソセンタにおける偏向磁場由来のディスパージョンを 0 補正することが効果的である。また、HEBT 系の設計時に本研究で述べる二種類のディスパージョンの関係を用いて偏向磁場由来のディスパージョンを予測することで、HEBT 系の機器コスト低減および設計負荷の軽減が可能となる。

本研究では、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの小型化、線量率向上、照射精度向上に貢献する技術をそれぞれ開発し、粒子線治療システムの普及拡大を可能とした。小型化に対しては陽子線治療用の小型シンクロトロンを開発するとともにシンクロトロンを用いた一室型の治療システムを提案した。線量率向上に対しては、粒子線治療用のシンクロトロンにおいて一般的な Hardt 条件に代わり、シンクロトロンからの取り出し効率を向上する新たな運転条件を導出し、その効果をトラッキング解析により検証した。照射精度向上に対してはシンクロトロン取り出しビームのディスパージョンを運動量偏差の発生要因ごとに定式化し、これら複数種のディスパージョンをアイソセンタで同時に 0 に補正することで照射ビーム位置の変動抑制を可能とした。また、ディスパージョンの定式化について粒子線治療システム実機におけるディスパージョンの測定結果を用いて検証した。

本研究において得られた知見は 2014 年以降建設中まで含めると世界 14 か所以上の粒子線治療施設において用いられており、シンクロトロンを用いた粒子線治療システムの普及拡大に大きな貢献を果たしている。

本研究が対象とするのはシンクロトロンを用いた粒子線治療用の加速器システムであり、特に粒子線治療において顕在化する課題の解決をその目的に設定している。しかしながら、本研究の一部の成果については粒子線治療以外の領域においてもその効果を発揮するものとする。例えば、J-PARC の様な学術研究用の大型加速器施設を考えた場合、スパイラルステップ一定条件の様なビーム取り出し効率の向上技術は施設の電力効率向上への貢献に加え、ビーム出射関連機器の放射化の低減を通じてメンテナンス性の向上に貢献することが期待できる。

7.2. 今後の課題

本研究の今後の課題について以下に記す。

小型陽子シンクロトロン及び小型陽子シンクロトロンを用いた一室型のシステムは陽子線治療システムの小型化を実現したが、これらは依然として X 線治療装置よりも巨大である。また、陽子線治療用の加速器のみで比較した場合であっても小型陽子シンクロトロンは超伝導シンクロサイクロトロンよりも大型の装置となる。小型陽子シンクロトロンは偏向電磁石の磁極長と直線部の長さの比がビーム光学上の要請から固定されている。このため、偏向電磁石を超伝導化により小型化したとしても直線部の長さが制約となり今以上の小型化が難しい。陽子線治療用のシンクロトロンをさらに小型化するには直線部長の制約となる機器（主に静電デフレクタと取り出し用セプト電磁石）の短縮技術を開発するか、シンクロトロンを抜本的に切り替える必要がある。

現在の粒子線治療システムは設置のために専用の建屋を必要としており、用地、建設コストの両面で中程度以下の規模の病院（例えば地方中核病院）には導入のハードルが高い。これらの病院へ粒子線治療を普及させるには、X 線治療装置と同程度まで粒子線治療システムの設置面積を低減し、既存の建屋への設置を可能とすることが望ましい。粒子線治療で使われるビームの運動量は X 線治療で使われるビームの 100 倍以上（6 MeV 電子線と 230 MeV 陽子線の比較）であるから、設置面積を X 線治療装置並みに低減することは粒子線治療システムにとって大きな挑戦となる。

シンクロトロンからのビーム取り出し効率の向上は粒子線治療システムのビーム利用効率をビームの種類に依らず改善する有用な技術である。一方で取り出し効率の向上には限界があり、100%を超えて線量率の改善に貢献することは不可能である。シンクロトロンを用いた陽子線治療システムの線量率は依然としてサイクロトロンを用いたシステムの線量率よりも低いため、今後より高度な照射法を実現していく上でシンクロトロンには更なるビーム電流の向上が求められている。シンクロトロンが一度に加速できるビームの量は空間電荷効果により制約されるため、ビーム電流の向上には空間電荷効果による影響を低減できるような機器構成やベータトロン振動の共鳴によるビーム損失を避ける加速器制御技術の開発が必要となる。また、空間電荷効果による影響（チューンシフト）はビームのエネルギーに反比例するため、小型かつより高エネルギーまでビームを加速できる入射器の開発もビーム電流の向上に貢献する。

本研究で得られた二種類のディスパージョンに関する知見を高エネルギービーム輸送系の設計に反映することで、限られた員数・電源仕様の四極電磁石により効率的に照射ビーム位置の変動を抑制することが可能となる。一方で、シンクロトロンから取り出されるビームのディスパージョンや光学パラメータを設計段階で正確に（例えば誤差 1%以内で）予測することは依然として難しく、新規設計の加速器を用いたシステムでは高エネルギービーム輸送系の初期調整（ビームコミッショニング）に多くの時間を要する。ビームコミッショニングに要する時間を短縮するには光学パラメータの予測精度向上による調整回数削減、あるいは電磁石励磁量の調整自動化による調整時間の短縮が有効な手段となる。粒子線治療システムのビームコミッショニングでは、あるガントリー回転角に合わせて最適化した

四極電磁石の励磁量が他のガントリー回転角における照射ビーム位置変動を十分に抑えられないケースが存在する。ガントリー回転角に依らず照射ビーム位置の変動を抑制するには異なるガントリー回転角におけるビームプロファイルの測定を繰り返し行う必要があるが、この工程を自動化する上でガントリーの回転自体に時間を要すること（例えば1分1回転）が障壁となる。ガントリーの回転を最小限として短時間にビームコミッショニングを終えるには、例えば機械学習により電磁石励磁量の変更に対する応答をガントリー回転角ごとにモデル化し、他のガントリー回転角への影響を抑えた状態で四極電磁石の励磁量を最適化するといった手法の構築が期待される。

小型化、線量率向上、照射精度向上は粒子線治療用の加速器システムにとって普遍的な課題であり、その重要性は粒子線治療の普及拡大に伴い高まっていくものと考えられる。本研究を通じて得られた知見はシンクロトロンを用いた粒子線治療用加速器システムにおけるこれら課題の解決手段を提供し、今後の粒子線治療の普及拡大に貢献を果たすことが期待される。

謝 辞

本論文は、筆者が所属する株式会社日立製作所研究開発グループにおいて行った研究および東京工業大学環境・社会理工学院融合理工学系原子核工学コースに在籍中に行った研究の成果をまとめたものである。同コースの林崎規託教授には指導教員として研究遂行の全般にわたりご指導戴いた。ここに深謝の意を表す。同コースの浅野克彦研究員には論文中の表現について多岐にわたるご指導をいただいた。ここに感謝の意を表す。

北海道大学大学院工学研究院の古坂道弘名誉教授、並びに、北海道大学大学院工学研究院の梅垣菊男特任教授には小型陽子シンクロトロンの開発にあたりご助言を戴いた。ここに感謝の意を表す。

株式会社日立製作所の平本和夫技術顧問、梅澤真澄プロジェクトリーダー、遠竹聡部長、野田文章主任研究員、青木孝道主任研究員、野村拓也技師、宮原建人企画員には研究遂行にあたり理論構築、解析実施、実験データの取得にご協力いただいた。ここに謝意を表す。同社の中山武本部長、風間敦部長、藤本林太郎サブリーダー、梅川徹主任技師からは研究遂行と業務の両立にあたりご支援いただいた。ここに謝意を表す。

本論文 3 章に記載の小型陽子シンクロトロンの開発について、その動作検証は北海道大学病院陽子線治療センターにて行われた。本論文 5 章に記載のディスパージョンの測定は大阪重粒子線センターにて行われた。

本論文に記載の小型陽子シンクロトロンの開発は、総合科学技術会議により制度設計された最先端研究開発支援プログラムにより、日本学術振興会を通じた助成を受けている。