

SPring-8 Booster Synchrotron を利用した 研究に関する技術検討書

2003年7月

大阪大学 RCNP（主に LEPS group）と SPring-8 加速器の研究者間の過去数年にわたる交流の中で、SPring-8 の既存の施設を有効利用できたらどれだけ科学研究を推進できるだろうかという議論が交わされてきた。その延長線としてブースターシンクロトロン的重要度が再認識された。そこでこの潜在価値の非常に高い SPring-8 ブースターシンクロトロンを有効利用を検討するチームを発足し、第一段階として広範囲の分野にまたがる技術検討を行った。

既存の施設改造及び施設追加に伴う技術的問題が多く存在する。これらの問題点を研究・検討した。本書をまとめるに当たって加速器部門で実施されたトップアップ、超伝導ウイグラー等のプロジェクトで開発された成果も各プロジェクトリーダーの了解の下に利用させていただいた。今後、この計画が実施できるように各種問題点の整理と、それらの詳細な検討を進めて行く予定である。

この技術検討書はこれまで数年かかって人々が議論を重ね計算や実験をしてきた結果の集大成である。加速器改造に際して具体的計画として実現性のあるものにするためには SPring-8 の加速器部門に所属する専門の方々に相談した。さらに物理実験に関して夫々の部門の専門家が検討作業に加わりそれらをまとめた。しかしこの技術検討書は主に加速器に重点が置かれていることは否定できない。次のステップとして、加速器の技術的問題や運転モードの整合性と同時に、物理実験に関し研究内容の具体的検討を今後各方面との議論を継続して行い、その結果を続編として出版するつもりである。

この利用検討チームは全国さらには全世界にオープンであり、この検討会に興味ある人達の自由な参加を歓迎します。

高輝度光科学研究センター ((a) 日本原子力研究所と併任)

青木 毅、 浅野芳裕^(a)、 恵郷博文、 大橋裕二、 川島祥孝、
佐伯 宏、 佐々木茂樹、 早乙女光一、 伊達 伸、 富澤宏光、
原 雅弘、 深見健司、 馬込 保、 松井佐久夫

大阪大学核物研究センター

中野貴志、 堀田智明、 藤原 守

大阪大学理学部

阪口篤志

東北大学理学研究科核理研

清水 肇

川島は以下の方々に直接会い、相談し本文を書িয়েくれたり作業等の手伝いをしていただきました。それぞれの方々が貢献してくださいました項目について本文の章を以下に示します。

(1) SPring-8 所内の方々

青木 毅：7. 5章、9章、15章
浅野芳裕：13. 3章、14. 1章
恵郷博文：7章
大橋裕二：2. 4章、7章、11章、13章
佐伯 宏：2. 3章、6章、11. 4章、15章
佐々木茂樹：8章
早乙女光一：4章、11章
伊達 伸：2. 4章、13. 1章
冨澤宏光：13. 2章、13. 3章
原 雅弘：全体
深見健司：4章、5章、15章
馬込 保：2. 3章、6章
松井佐久夫：15章

(2) SPring-8 所外の方々

以下の方々には核物理の実験について御教示いただいた。

具体的には13章。

中野貴志、堀田智明、藤原 守、阪口篤志、清水 肇

目次

1. はしがき
2. シンクロトロンの利用
 2. 1 陽電子利用
 2. 2 中性子利用
 2. 3 シンクロトン放射光による材料表面層からのガス放出機構の研究
 2. 4 逆コンプトン散乱を用いた実験
3. 計画の概要
 3. 1 加速器
 3. 2 ビームライン
4. Lattice
 4. 1 現状のブースターシンクロトロンの概要
 4. 2 Low momentum compaction factor α の計算
 4. 3 計算結果
 4. 4 シンクロトンへの off-axis 入射
5. 電磁石及び電源システム
 5. 1 現状の電磁石電源について
 5. 2 偏向電磁石電源
 5. 3 四極電磁石電源
 5. 4 六極電磁石電源
 5. 5 検討課題
6. 真空システム
 6. 1 インピーダンスの問題
 6. 2 受光体 (フォトンアブソーバー)
 6. 3 ビーム寿命と圧力
 6. 4 真空システムの改造
付録
7. RFシステム
 7. 1 加速空洞とクライストロン出力問題
 7. 2 5連空洞の問題点
 7. 3 空洞用冷却水
 7. 4 将来の単セル加速空洞
 7. 5 フィードバック法による不安定性除去
8. モニター
 8. 1 ビーム検出器
 8. 2 蓄積電流モニター
9. タイミングシステム
10. 運転モード

- 1 1. 超伝導ウイグラーの利用
 - 1 1. 1 超伝導ウイグラー実用化のための改造
 - 1 1. 2 ウイグラーの設置及びヘリウム供給装置
 - 1 1. 3 陽電子ビーム発生
 - 1 1. 4 光アブソーバー問題と4極電磁石問題
- 1 2. 光刺激による材料表面からのガス放出に関するデータベース整備
 - 1 2. 1 基本データについて
 - 1 2. 2 測定方法と測定装置の基本構成
- 1 3. 光と電子ビーム衝突による散乱光発生
 - 1 3. 1 逆コンプトン光 (Inverse Compton photon)
 - 1 3. 2 ジャイロトロン利用
 - 1 3. 3 その他の光及び中性子
- 1 4. 放射線遮蔽と建屋関連
 - 1 4. 1 遮蔽及び安全システム
 - 1 4. 2 建屋
- 1 5. スケジュール
- 1 6. あとがき
- 1 7. 謝辞

1. はしがき

SPring-8は図1.1に示したように線型加速器、ブースターシンクロトロンそして蓄積リングから構成され世界最大の放射光施設として1996年後半から線型加速器に続いてブースターシンクロトロンのビームコミッショニングが開始され、1997年初頭、蓄積リングに電子ビームが入射された。その後順調に電子ビームが蓄積され同年1997年10月から放射光利用が開始され非常に安定な蓄積リングとして今日までに多くの利用者が実験を実施し多くの成果が発表されている。さらに建設されていない残りのビームラインも毎年建設され放射光利用者も年々増加している。このようにSPring-8は順調な運転を続ける現状ではあるが、我々は既存の施設に幾分手を加えることによりさらに多岐にわたる分野の利用者に活用してもらい、かつ新規技術開発をすることができる施設の建設計画を長年に渡り検討してきた。蓄積リングの稼働率は高く多くの利用者が実験を日夜実施し、線型加速器は兵庫県のNewSUBARUが稼働している間、常に電子ビームを供給し安定に運転を続けなければならない状態である。従って現状から判断して蓄積リング及び線型加速器にビームの影響や開発要素の大きいプロジェクトを組み込む将来計画は困難であると思われる。線型加速器と蓄積リングの中間に位置し電子ビームエネルギーを1 GeV から8 GeV まで上げたり、単バンチを生成する機能を有するブースターシンクロトロンは、トップアップモードでの運転を行っていない時には、蓄積リングに電子ビーム供給時の前後約2時間程度運転する以外、一日のほとんどが休止状態にある。このような状況を考慮しブースターシンクロトロンの利用を検討したのが本書の根幹にある。計画の基本概念はブースターシンクロトロンとして現在ある機能を100%保持したまま、追加、改造を実施して蓄積リングとしても使えるようにすることを目的としている。つまり蓄積リングに電子ビームを供給する時以外は、線型加速器から1 GeV のエネルギーの電子ビームをブースターシンクロトロンに入射し1 GeV から8 GeV までの任意のエネルギーで電子ビームを蓄積する世界にも類をみないユニークな多機能蓄積リングとする。このことにより現在SPring-8の8 GeV の固定エネルギーで運転している蓄積リングと併用してブースターシンクロトロンでは利用者が欲する任意のエネルギー領域の放射光を取り出すことができるようにする。但しブースターシンクロトロンのビームエミッタンスは蓄積リングのそれより約100倍悪い。エミッタンスが悪くても実験に有用な利用方法を列挙する。1) 超伝導ウイグラーをシンクロトロンに設置する。電子ビームをエネルギー8 GeV で蓄積し超伝導ウイグラーからMeV photonの放射光を発生し、対生成反応から陽電子を取り出し陽電子を利用者に供給し表面物性等の新たな利用の道を開拓する。2) さらに超伝導ウイグラーのMeV エネルギー光子をベリリウムターゲットに当て、中性子を発生し物質の構造解析に供する。蓄積リングのX線を用いたタンパク質の構造解析と併用し中性子ビームの利用は新薬の開発等に非常に強力なプローブとなる。3) MeV 光子を利用した世界最初のgaser (レーザー光に対して γ 線が出る) 発振の実験も計画している。任意に電子ビームのエネルギーを変えることができる利点を活用して、4) 偏向電磁石から放射される放射光を各種材料表面に当てガス放出機構(光刺激脱離)の研究に利用する。基本的データベースを基にSPring-8発のデータベースを作ることを目的とする。5) 次にレーザーまたは最近目覚

ましい発展をしているジャイロトロンを用い、任意のエネルギーで蓄積された1 GeVから8 GeVまでの電子ビームとのコンプトン散乱によりMeVからGeVまでの領域の光子を大量に生成し宇宙論の基本的問題である元素合成の反応機構の問題を γ 線を用いて核融合とは逆の反応である光分解(Photodisintegration)の過程を使って検証する実験ができるようにする。そして γ 線強度の強さを活かして、原子核を γ 線で励起し核構造の系統的データを得ることができる。これもSPring-8発のデータベース化することができる。さらに放射性廃棄物の長寿命核のMeV photonを用いた核消滅に関する基礎的な断面積等を測定する研究をする。6) 1 GeV近辺の低エネルギー電子を蓄積し偏向電磁石により発生する赤外領域の放射光を利用し考古学の長年の懸案事項である文字解読などにも利用することができる。7) 一方8 GeVのエネルギーの蓄積ではX線蛍光分析によるウラン元素まで非破壊元素分析が可能となる。この分析は蓄積リングで既に実施しているが、ブースターシンクロトロンに考古学専用ビームラインを設置することが可能となる。

既存の施設改造及び施設追加に伴う技術的問題が多く存在する。これらの問題点を研究・検討し、さらに実験を実施して得られた成果を総合的にまとめて技術検討書として発表したのが本書である。この計画が承認されたならば問題解決のための検討・調査に直ちに取りかかり、計画を実行段階に移すことが可能と考えている。

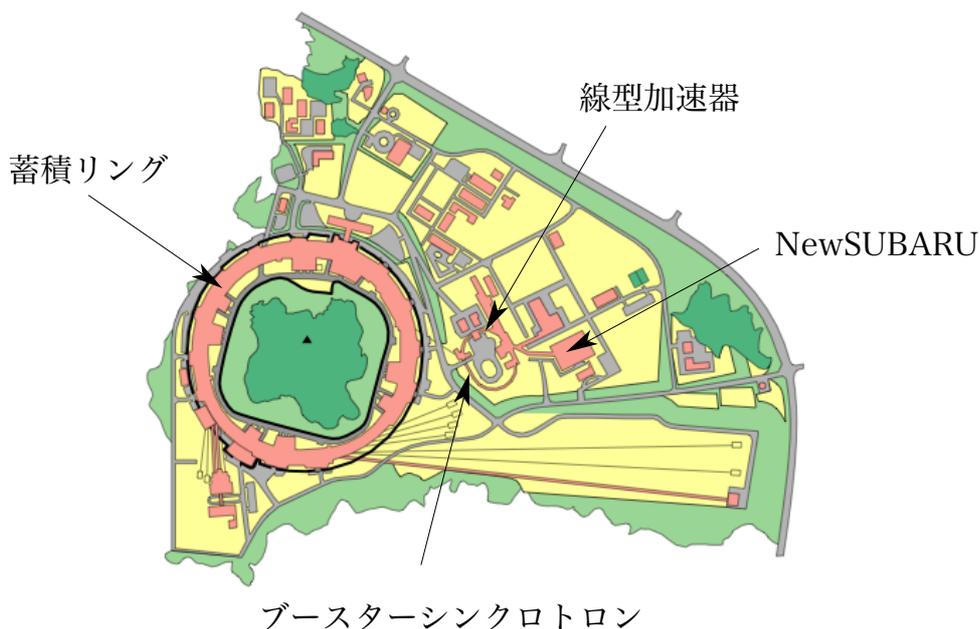


図 1.1 SPring-8 は線型加速器、ブースターシンクロトロンそして蓄積リングの3つの加速器施設から成る。さらに兵庫県のNewSUBARUが設置されている。

2. シンクロトロンの利用

SPring-8は放射光施設として世界最大の8 GeV蓄積リングを有し利用実験に供している。従ってブースターシンクロトロンでは蓄積リングには無いユニークな利用形態を考える必要がある。その一つが陽電子利用である。

2. 1 陽電子利用

超伝導ウイグラー（以下SCWとする）をブースターシンクロトロン（BSy）に設置し8 GeVのエネルギーを持った電子を蓄積する。そして磁場を約10テスラに設定するとSCWからcritical energyが0.43 MeVの放射光が得られ、1 MeV以上の光子が $1.0 \times 10^{13}/\text{s}\cdot\text{mrad}\cdot\text{mA}$ 個放出される。これを適当なターゲットに衝突させ対生成により電子、陽電子が発生する。発生した陽電子のみ実験ホールに導き利用する。そしてこの陽電子を用いて以下の実験に供する。

（1）陽電子消滅法の高度化

1-1) 3次元電子構造プロファイル測定

マイクロビームを走査し、かつエネルギーを変えて深さ方向の消滅位置を制御して、各位置における電子運動量分布（バンド構造などの電子構造）を2次元消滅 γ 線角度相関測定（2D-ACAR）により解析する。これらにより

- ・表面第一層から任意の深さ位置における電子構造、欠陥構造が解析できる。
- ・電子構造を直接測定することのできる最適の方法（他のプローブでは、電子運動量の方向性を解析することが難しい、価電子と内殻電子の区別がつかない、深度制御が難しい、分解能が劣る）
- ・白色陽電子線ではバルクの情報しか得られない。

1-2) パルス低速陽電子寿命測定

パルス低速陽電子ビームの時間構造を利用して、陽電子の消滅寿命を測定することにより最表層における電子密度や欠陥構造を解析する。また表面触媒反応過程などを解析する。

- ・微小な（オングストロームオーダー）欠陥、マイクロボイドなどを検出できる。非常に高感度であり、他の方法では検出できない量の欠陥を解析できる。
- ・通常の陽電子消滅測定法に比べ桁違いに高効率で、短時間測定や速い過程の解析ができる。
- ・最表層の解析ができる。

1-3) 陽電子消滅励起分光

低速陽電子と表面原子・分子の結合電子との対消滅で放出される消滅 γ 線と、消滅によるイオン化（電子が1個なくなる）で誘起される脱離イオンや発光を同時に測定することにより、表面の電子構造と原子構造とを1対1対応で解析する。

- ・表面第一層にどのような原子、分子が（原構造）どのような状態で（電子構造）吸着されているか等一度に解析できる。
- ・電子や光などの運動エネルギーによって刺激を与えイオン脱離させる方法と異な

り、測定目的以外の擾乱を与えることなく最表層の状態を知ることができる。

(2) 陽電子分光学

2-1) 低速陽電子回折 (LEPD)、反射高速陽電子線回折 (RHEPD)、陽電子エネルギー損失分光 (PELS)

電子の場合の LEED、RHEED、EELS に相当する測定を行い、表面原子配列や表面電子状態等を解析する。この実験には数 eV～数 keV の陽電子ビームを用いる。陽電子は正の電荷を持ち、また物質を構成している電子とは異種の粒子であるので、単に電子をプローブとして用いた場合よりも次のような点で優れている。低エネルギー陽電子は同じエネルギーの電子に比べ侵入する深さが浅く表面に敏感である。そして以下のような特徴がある。

- ・ 固体内外でのポテンシャルエネルギーの差が小さく電子のように表面に入射する時、加速されるようなことがないためより微細な解析が可能である。
- ・ 相互作用が単純で構造決定が容易である。
- ・ 2次電子との識別が可能であるため S/N 比が良好である。

2-2) 低速エネルギーポジトロニウム回折 (LEPsD)

高密度で低速ポジトロニウム (Ps：電子-陽電子から成る水素様原子) ビームを発生させる技術を開発し、その回折から最表層の原子配列の解析などを行う。低速の中性原子線は第 1 原子層の構造解析に有効であるが、他のプローブによる方法、例えば弾性ヘリウム原子回折などに比べて次のような点で優れている。

- ・ 多重散乱や 2 層以下の影響を無視できる。
- ・ 散乱現象が単純で、それだけ精密な知見が得られる。

2-3) 陽電子顕微鏡

高輝度マイクロビームを用いた陽電子顕微鏡を開発し、精密な微視的構造解析を行う。陽電子のエネルギーは 100keV 程度を用いる。陽電子は正の電荷を持ち、また物質を構成している電子とは異種の粒子であることから、単に電子をプローブとして用いた場合よりも次のような点で優れている。

- ・ 数 10keV 以上の陽電子は、電子に比べ透過性が高くなり厚い試料やダメージを嫌う生体試料などにも適用可能である。
- ・ 原子核から離れた軌道を進むのでチャネリング、ブロッキングが明瞭に現れる。
- ・ 2次電子との識別が可能であるため S/N 比が良好である。

2-4) 陽電子チャネリング

高エネルギー陽電子ビームのエネルギー選択、あるいは低速陽電子の陽電子リニアックを用いた加速により、チャネリングを観測し精密な結晶構造解析を行う。この実験では数 10keV 程度以上の陽電子ビームを用いる。

2-5) 陽電子再放出スペクトロメータ

再放出現象を用い以下のような測定を行い、最表層の電子状態、欠陥構造を解析する。

- ・ 再放出率 (e+, Ps, Ps(-)) 測定
- ・ 飛行時間法による放出 Ps エネルギー・角度分光 (Ps-TOF)

- ・再放出陽電子エネルギー分光
- ・再放出陽電子顕微鏡(再放出陽電子像の拡大)

他の粒子には見られない再放出現象は文字通り最表層の状態に強く依存しており表面状態の極めて敏感な新しい解析手段になる。

(3) 陽電子基礎物理学

3-1) 陽電子-原子分子散乱の研究

陽電子やポジトロニウムと原子、分子との衝突微分断面積の測定などを行い、電子や水素の散乱の場合と比較することにより、衝突理論、分極理論、原子分子反応理論などの精密化や新理論の展開に資する。陽電子は原子、分子との散乱において交換相互作用がない、被占準位の制約が無い等、誘起双極子相互作用の符号が電子の場合と逆であるなどの特徴を持つので電子散乱との比較により基礎理論のより厳密な展開が可能となる。また、Psの散乱と水素原子の散乱とを比較することにより量子効果などを調べることができる。

3-2) レプトン反応系の研究

陽電子、ポジトロニウム、ポジトロニウムイオンなどレプトン(軽粒子)のみからなる粒子群を時間的、空間的に高密度で生成させ、これら相互間の反応を観測することにより量子電気力学など基礎理論の検証並びに新たな展開に資することができる。

また e^+e^- , $e^+e^-e^-$ のようなレプトン多体系を作ることができる。素粒子物理学では超高エネルギーの現象を主に扱っているが低エネルギー領域でも興味深い現象が見出されており、また反水素製造など反物質物理学の基礎としても重要なものになる可能性がある。

参考文献

主に以下の文献及びそれらの中にある文献を多数参考とした。

- ・伊藤康男 et. al. 著, 「素粒子の化学」学会出版センター発行(1985年度版)
- ・石井晃博士論文, 「固体表面におけるポジトロニウム形成の理論」(1985年)

2. 2 中性子利用

陽電子発生装置の下流に設置したベリリウムターゲットに超伝導ウイグラーの MeV 光子を当てると中性子が発生する。この中性子はそのままでは運動エネルギーが高いので重水を用いてその運動エネルギーを下げ減速し利用に供する。中性子発生利用は通常原子炉の利用、そして陽子加速器を利用しウランターゲット等の原子数の大きい元素に衝突させパルス中性子を発生する。放射光を利用した中性子は原子炉を用いた連続中性子とほぼ同等であるが自由に制御可能となる。さらに原子炉及び陽子を利用した方法と比較し非常にクリーンである。さらに利点として、利用者が必要とする中性子の運動エネルギー領域は利用者の要求に応じて中性子減速装置をそれぞれ独立に構築することができる点にある。中性子の利用として以下の利用が考えられる。但し、SPring-8 の X 線と併用して利用することが非常に重要な意味を持つ。

- ・結晶解析において X 線に比べ中性子は水素が見える。
- ・磁性研究。
- ・液体、非結晶の研究。
- ・極限環境下の構造研究。

等が上げられる [1].

参考文献

- [1] "大強度パルス中性子による科学" edited by M. Furusaka and Y. Endo, KEK Report 95-19, March 1996.

2. 3 シンクロトロン放射光による材料表面層からのガス放出機構の研究

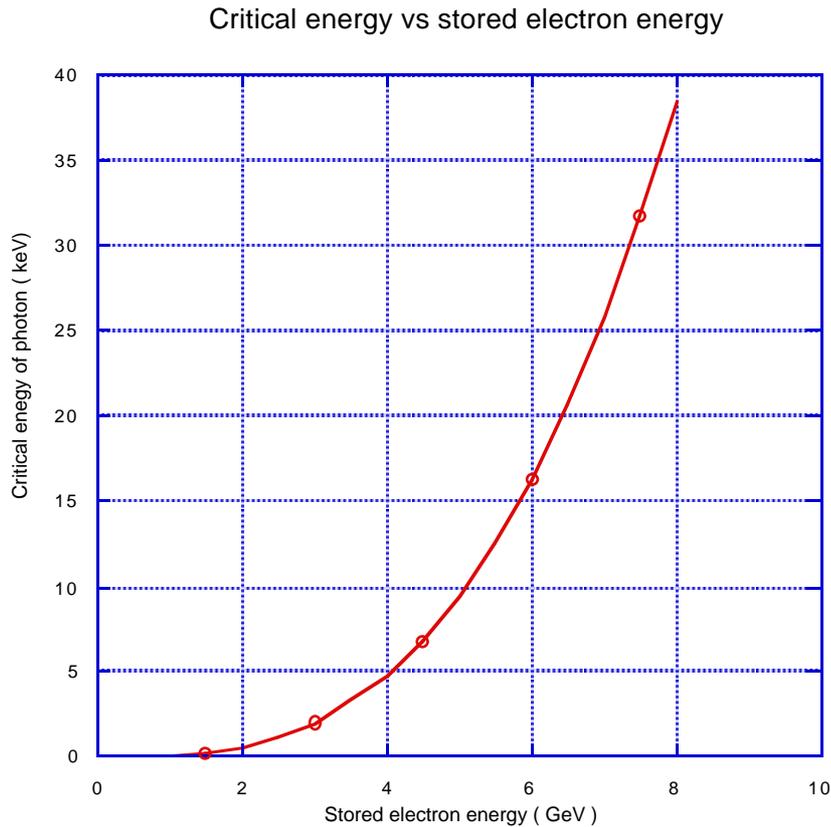
近年、利用者の要望に応じて新規に建設されたり性能向上を目指し改造を施す加速器が多い中、加速器の必須構成要素の一つである真空系におけるチェンバ、受光体等の真空材料およびその表面処理は、加速器の性能を左右する重要なポイントの一つである。特に、長時間、荷電粒子を貯蔵する蓄積リングでは、ビーム軌道上の真空雰囲気、ビーム性能（寿命等）に影響するため、真空チェンバ材料表面からの放出ガス量や有害ガス種の低減を常に要求される。また、シンクロトロン放射光から機器を保護するために積極的に受光吸収する受光体（フォトンアブソーバ）材料は、真空特性もさることながら高熱負荷特性にも優れることが要求される。これら真空材料は、利用者と加速器とを繋ぐビームラインおよび周辺機器にも大いに係る。

シンクロトロン放射光が、真空材料表面を照射した際に生ずるガス放出の特徴的主因は、光刺激脱離（Photon Stimulated Desorption = PSD）によるものである [1][2][3]。一般的な熱脱離とは異なり、入射光子のエネルギーと入射光子数に依存する。実際の現場においては、真空材料表面に入射した光により発生する光電子の影響による電子刺激脱離（Electron Stimulated Desorption = ESD） [4][5][6] と熱負荷に伴う熱脱離をも含んだ現象として観測されている。大きなビームエネルギーと大きな蓄積電流を有する最近の電子蓄積リングにおいては、この PSD が材料表面からのガス放出を決定する上で重要な役割を演じており、任意の光源パラメータ（ビームエネルギー、フォトンドーズ量）に対する個々の材料からのガス放出量・放出ガス種の測定が可能となれば、当該分野において極めて重要で他に追随を許さぬ貴重なデータが収集できると言える。また、光の照射前後の in-situ な表面分析は、材料表面からのガス放出機構を探求する上で、必要不可欠である。このような設備を有する施設から発信される情報は、表面物性科学の進展に多大な貢献をすると期待される。

これまでのシンクロトロン放射光による真空材料表面層からのガス放出に関する調査で、国内外の多くの先人により、加速器およびその真空材料を開発・実用化する目的で、活発な研究・開発が行われていることが発表論文やデザインレポート等から伺い知ることができる。（膨大な数量であるため、この紙面では省略する。）ところが、光源パラメータや測定手法等は様々で、統一された測定手法で光源パラメータを様々に変化させて種々の材料や表面処理に対して測定された PSD に関するデータは見ない。

光源パラメータを任意に変えて規格化された測定手法にて得られた PSD に関するデータが存在すれば、前述の真空機器を設計する上で大変有益なものとなりうる。このようなデータブック的なデータは、残念ながら世に広く出版され、多用されている真空ハンドブック [7] には掲載されていないのが実情である。本利用研究を行えば、必然的に広く一般に有益なデータ提供が可能となり、その意義は大きい。

偏向電磁石から放射される放射光は電子のエネルギーに応じて変化する。ブースターシンクロトロンの場合、1 GeV から 8 GeV までの任意のエネルギーで蓄積できるように設計する。それぞれのエネルギー領域における critical energy を図 2.1 に示す。この特徴を利用し偏向電磁石から放出される放射光を利用し材料表面層からのガス放出機構の研究を目的とする。



参考文献

- [1] D. A. Melnick, J. Chem. Phys. 26, 1136 (1957).
- [2] D. B. Medved, J. Chem. Phys. 28, 870 (1958).
- [3] R. O. Adams and E. E. Donaldson, J. Chem. Phys. 42, 770 (1965).
- [4] P. Kronauer and D. Menzel, Adsorption-deposition Phenonema, Proc. Intern. Conf. 2nd, 313 (1971).
- [5] G. W. Fabel, S. M. Cox, and D. Lichitman, Surf. Science 40 (3), 571 (1973).
- [6] D. Lichitman and T. Lin, Proc. 7th Intern. Vac. Congr. (2), 1277 (1977).
- [7] J. F. O'Hanlon, User's Guide to Vacuum Technology 2nd Edition, J. Wiley & Sons Interscience Pub. (1989).

注) PSD、ESD に関する貴重な文献は、上記以外に多々あることを付記する。

2. 4 逆コンプトン散乱を用いた実験

レーザー発振機等から放出される光子と蓄積した電子ビームとの衝突で得られる逆 Compton 光はそのエネルギーが MeV と SPring-8 蓄積リングの偏向電磁石から放射される数十 keV の光子のエネルギー領域のさらに上の桁のエネルギー領域の光である。この MeV 光子を一秒間に 10^{10} 個以上大量に発生し実験に供することを目的とする。

MeV 光子発生方法はレーザーを使い、これを蓄積中の電子ビームに正面衝突させ、光子の入射方向とは 180° 逆の角度で散乱される光子を用いる。散乱光子のエネルギーは電子ビームの γ factor の 2 乗に比例し、使用するレーザー光子のエネルギーに比例して大きくなる（詳しくは 13 章参照）。この物理規則から、任意の MeV エネルギー光子を得る方法は通常蓄積電子ビームエネルギーを一定にしておいて、レーザーの波長を変えることにより望む MeV 光子を選択する。しかしこの計画では全く逆の方法を採用する。使用するレーザーの波長は一定で、衝突する電子ビームエネルギーを変える。この方法を採用できるのはブースターシンクロトロンだからである。レーザーの波長を自由自在に変更することは非常に困難を伴う。しかし、電子ビームのエネルギーの変更は偏向電磁石に流れる電流を変更することにより容易に実現できる。それも電磁石電源の電流制御の精度で可能である。この方法の利点は非常に正確にかつ安定に任意の電子エネルギーでビームを蓄積し、任意の MeV エネルギー光子を発生、供給する。MeV 光子を 10^{10} 個以上発生する方法は、特別のレーザーを用いることは現時点では考えていない。市販の波長 $10.6\mu\text{m}$ の CO_2 レーザーを用いることを考えている。これを用い蓄積電子エネルギーを 1 から 8 GeV まで変化させた時、得られる MeV 光子は 1.79MeV から 115MeV までの領域を覆うことができる。実験目的の一つである天体核物理の研究対象の一つである元素合成の逆過程を MeV 光子を用いて実験する。その際、必要な最大エネルギー領域は、最も強く結合した核の質量数 (A) 60 付近に相当する。これらの核に相当する原子は、鉄、ニッケル、クロム、マンガン、コバルト、銅、亜鉛、チタン、バナジウムである [1]。これらの核子当たりの結合エネルギーは 8~9 MeV 領域であり、その他の核はそれ以下の結合エネルギー領域である。約 9MeV 以下のエネルギーを持つ光子を原子核に衝突させ、光分解 (photodisintegration) 反応を起こし、その cross section を精密に測定する。しかしこの反応の cross section は nb ($=10^{-32}\text{cm}^2$) と非常に小さいので MeV 光子は一秒間に 10^{10} 個以上必要となる。この領域で光子の強度を稼ぐために蓄積電子ビームを 1 A (注意：蓄積ビームエネルギーは 3GeV 以下を念頭においている) 程度蓄積できるようにし、これで 10^{10} 個以上を確保する。MeV 光子を大量に供給するため蓄積電流を増加する一方、レーザーの代わりに、最大周波数約 900 GHz 近辺に達しているジャイロトロン (13 章参照) を用いると電子に当てる光子の量を格段に増やすことが可能となる。蓄積電流値と電子に当てる光子数両者の改善により MeV 光子の量を増加することが可能となる。MeV 光子を用い以下の基礎物理学実験とその応用に供する [2][3][4]。

- (1) 宇宙論の基本的問題である元素存在比に関する基礎的問題を MeV 光子を用いた光分解反応を利用し、断面積を精密測定することにより検証する。

- (2) γ 線強度の強さを活かして、原子核を γ 線で励起し核構造の系統的データを得る。
- (3) 放射性廃棄物の長寿命核を MeV 光子を用いて核消滅させる実験を実施し、断面積を精密に測定する。

特に(1)に関して、アメリカ Duke 大学 [5] は我々とは逆の方法、つまり電子に衝突させる光子のエネルギーを変えることにより MeV 光子を発生する研究が進行中である。我々の計画の方がより現実的で、実現性の高いものであると確信している。SPring-8 の既存の施設の潜在能力を活かし、この領域で SPring-8 は世界で最も進んだ研究を実施できる立場にある。

参考文献

- [1] 林 忠四郎 他執筆、"岩波講座 現代物理学の基礎 [第2版] 宇宙物理学"、1978 年度版。
- [2] SPring-8 で開催された Workshop "Experiments with Low Energy Gamma's Workshop" 2001 年 5 月 31 日、6 月 1 日にそれぞれの専門家の人達の講演が参考となる。
- [3] H. Utsunomiya, Proceedings of the International Workshop on Laser Electron Photons at SPring-8. LEPS2000, Japan, October 14-15, 2000.
- [4] 宇宙の元素合成に関する基本的論文は以下を参照。
 - W. D. Arnett et. al., Astrophysical Journal, 295: 589-603, 1985 August 15.
 - W. D. Arnett et. al., Astrophysical Journal, 295: 604-619, 1985 August 15.
 - R.M. Kremer et. al., Phys. Rev. Lett., 60, 1475 (1988).
 - J.M.L. Ouellet et. al., Phys. Rev. Lett., 69, 1896 (1992).
- [5] V.N.Litvinenko et al., Phys. Rev. Lett., 16, 4569 (1997).
及び Duke 大学のホームページ http://higs.tunl.duke.edu/~higs/whatis_higs/ を参照。

3. 計画の概要

ブースターシンクロトロンは周長 396.124 m あり線型加速器から 1 GeV のエネルギーを持つ電子ビームを入射し、蓄積リングにビームを供給するため 8 GeV までビームエネルギーを上げた後、そのビームを蓄積リングに供給する機能を有する。付帯設備として蓄積リングの単バンチ運転モードに対応する RF ノックアウトシステムを設計段階から組み込んでいる。これにより蓄積リングにおいて放射光利用者の要求する任意の蓄積パターンに対応できるように製作されている。このブースターシンクロトロンを本来の目的であるブースターシンクロトロンとしての機能を 100% 維持したまま、電子ビームを 1 GeV から 8 GeV まで任意のエネルギーで数十 mA から数百 mA 程度、さらに電子ビームエネルギーが 3 GeV 以下の時、レーザー光と電子の衝突から発生する Compton 光を大量に発生するために 1 A 近辺の大電流を蓄積できるようにするには各種の改造が必要である。加速器関係についてまとめると以下のようになる。

3. 1 加速器

(1) Lattice 関係

ブースターシンクロトロンを蓄積リングとして活用するための最大の問題点は Lattice における momentum compaction factor α が現在 1.01×10^{-2} と大きいことにある。この問題点の詳細は加速空洞で述べる。 α を一桁近くさげる Lattice の解が得られ、計算及び実験については章を改めて詳述する。現在線型加速器からブースターシンクロトロンへのビーム入射は on-axis 入射である。このままでは蓄積リング化した時、追加入射ができないので off-axis 入射できるようバンプ軌道を作る。

(2) 電磁石と電源関係

momentum compaction factor α が大きいのでこれを一桁下げるために四極電磁石電源の追加または改造が必要となる。現在ブースターシンクロトロン電磁石電源は 4.8 GeV 近辺以下の電子エネルギーであればどのエネルギー領域においてもビームを蓄積できる能力を持つ。しかしそれ以上のエネルギー領域については偏向電磁石、四極電磁石、六極電磁石そして補正電磁石の電源を強化する必要がある。さらにビーム蓄積に対応して電磁石の冷却水の能力が現在無いので冷却能力を増強する必要がある。ビームライン製作に伴って放射光の取りだしに際して、四極電磁石のリターンヨークが取出しの光に当たる場所ができるのでそれぞれのビームラインに応じて四極電磁石を特別に C 型に変更しなければならない。

(3) 真空関係

現在ブースターシンクロトロン電磁石のビームダクトはビームを蓄積することを考慮した設計には全くなっていない。従ってビームダクトについては全面的な改造が必要である。現在使用中のビームダクトはブースターシンクロトロンとしての機能を果たすために基本設計として渦電流をできるだけ落とすようステンレスの真空チェンバーを採用している。この基本設計の概念はできるだけ残す。しかし各偏向電磁石部の真空チェンバーに

は渦電流の流れを切るためと称して、セラミック窓を設けているがこれは実験的に必要無いことが判明したので、セラミック部を取り除いた新たな真空チェンバーと交換する。

電子ビームのエネルギーが8 GeV の時、100 mA まで蓄積できるようにするために、フランジ部のRFコンタクトの取り付け、ベロー部内壁の壁電流がスムーズに流れるようにし、放射光を受け止める光アブソーバーを追加することが必要である。それと関連してそれらを冷却するための冷却設備の追加が必要である。さらなる問題として、逆コンプトン散乱を用いた実験からの要求として、3GeV以下の蓄積ビームエネルギーにおいて蓄積電流を1A位まで上げることを要求している。この要求を満足できるようにするためには、今後さらに試験等を実施していかなければならない。

真空圧力については、入射器としての役割を果たす上でこれまで問題にならない程度の圧力であったが、蓄積リングに改造するに当たっては残留ガスと蓄積電子との相互作用による寿命低下を防ぐため真空容器内の圧力をさらに下げる新たな設計が必要である。参考として図3.1に真空度と蓄積電子のエネルギーによる寿命の関係を示す（さらに詳しい計算は第6章の真空システムを参照）。但し残留ガスの成分を一酸化炭素に限定して計算した [1]。

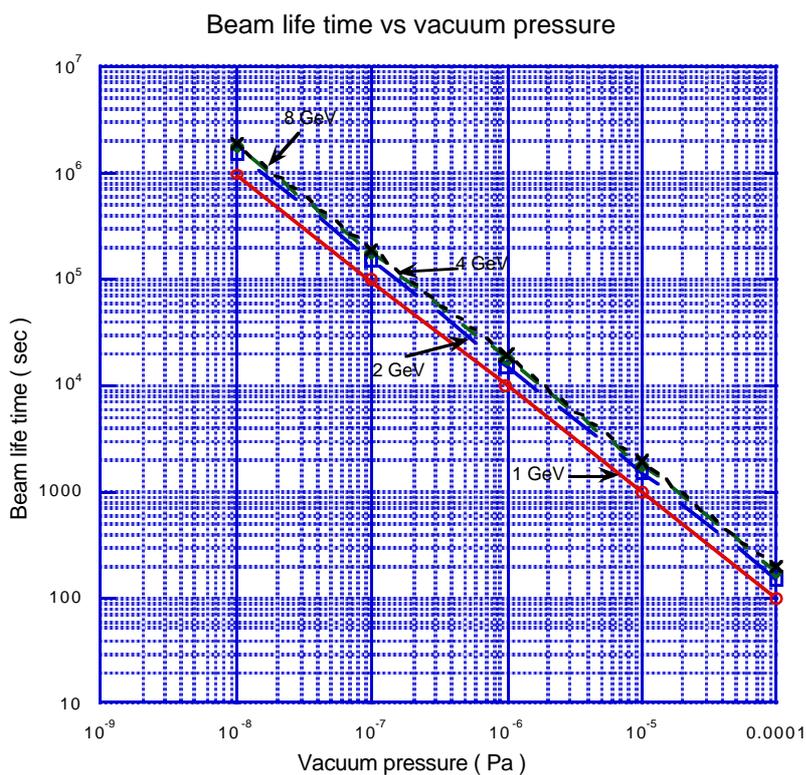


図 3.1 蓄積ビームエネルギーと真空度によるビーム寿命との関係

(4) 加速空洞関係

加速空洞は現在5連の空洞が8台設置されている。電子ビームのエネルギーが8 GeVの時、電子ビームが放射光を放出して失うエネルギーを補うために必要な加速電圧12.27MVより高い電圧約18MVで通常運転している。加速電圧を必要以上に高くしているのは momentum compaction factor α が現在 1.01×10^{-2} と大きいためで12.27MVの加速電圧では量子寿命が短く、10秒程度の量子寿命を得るために18MVの高い電圧を供給しなければならない。ブースターシンクロトロンで電子ビームを長時間蓄積するためにはさらに加速電圧を高くするか、 α の値を小さくするかのどちらかである。加速電圧をこれ以上、上げることはクライストロンの能力から不可能である。一方、 α を一桁下げるとはLatticeを変えることでありそれについては計算の結果、可能であることが判明した。 α の値を一桁近く下げると、14.7MVの電圧で量子寿命を 1×10^6 秒まで長くすることができる。余力となったRF(radio frequency)パワーは大電流電子ビームを蓄積するためのビームローディングに使うことができるようになる。このような改造をした後、加速空洞にとって最大の問題は、蓄積エネルギーの低いところで電子ビームを蓄積した時、加速空洞のHOM(Higher-Order Modes)によりビーム不安定性が引き起こされることである。対応策としては、主に諸外国で実際実施され成功しているフィードバック法により電子ビームの縦方向、及び横方向の不安定性を抑制する装置を挿入する。さらに資金的余裕があれば現在開発中のHOMを抑制して、ビームに悪影響を与える不安定性の発生することが少ない加速空洞に置き換える方法もある。

(5) モニター関係

現在線型加速器からブースターシンクロトロンへビーム入射をする際には、蛍光板を位置モニターとして使用している。蛍光板を手動操作で真空チェンバー内に突き出し、蛍光を目で見ることにより電子ビームの位置を調整している。この方法はビーム蓄積化という観点から全く好ましく無い。全面的に蓄積リング側が採用し使っているBPM(Beam Position Monitor)システムにより、single passでもビームの位置を測定できる回路系に改める。さらにビーム蓄積時COD(Closed-Orbit Distortion)測定等を行うための新たなモニター回路の設置が必要となる。さらに真空チェンバーの入れ替えに伴い既存のBPMに替わり新たなBPMをビームダクトに取り付ける必要がある。

参考文献

[1] 小林正典 著、OHO '87.

3. 2 ビームライン

上記したように、ブースターシンクロトロンが蓄積リングとしても利用できるような改造された後、目的に応じたビームラインを建設しなければならない。それぞれの利用形態に応じたビームラインを紹介する。図 3.2 にビームラインの概略を示す。同図において、加速空洞側の直線部はレーザーまたはジャイロトロンと電子ビームの衝突場所とし、その延長上にビームラインを建設する。さらに例えば偏向電磁石からの放射光ビームラインとして B 6、B 1 1、B 1 6、B 2 4 等のビームラインを設置する。特に B 2 4 は加速器診断用として単バンチ純度モニター等に使う。そして例えば B 1 6 は光刺激脱離研究の専用ビームラインとして用いる。B 3 3 と B 3 4 の間に超伝導ウイグラー設置する。この場所は動かし難い。なぜならばウイグラーからの強力な放射パワーを吸収する光アブソーバーを自由空間で距離で稼いで徐々に吸収する方法ができる場所である。陽電子ビームライン側には当然実験ホールを設置する。さらに偏向電磁石を用いたビームライン及び Compton 光子を用いるビームライン側は全てのビームラインを覆い被せる実験ホールを設けなければならない。

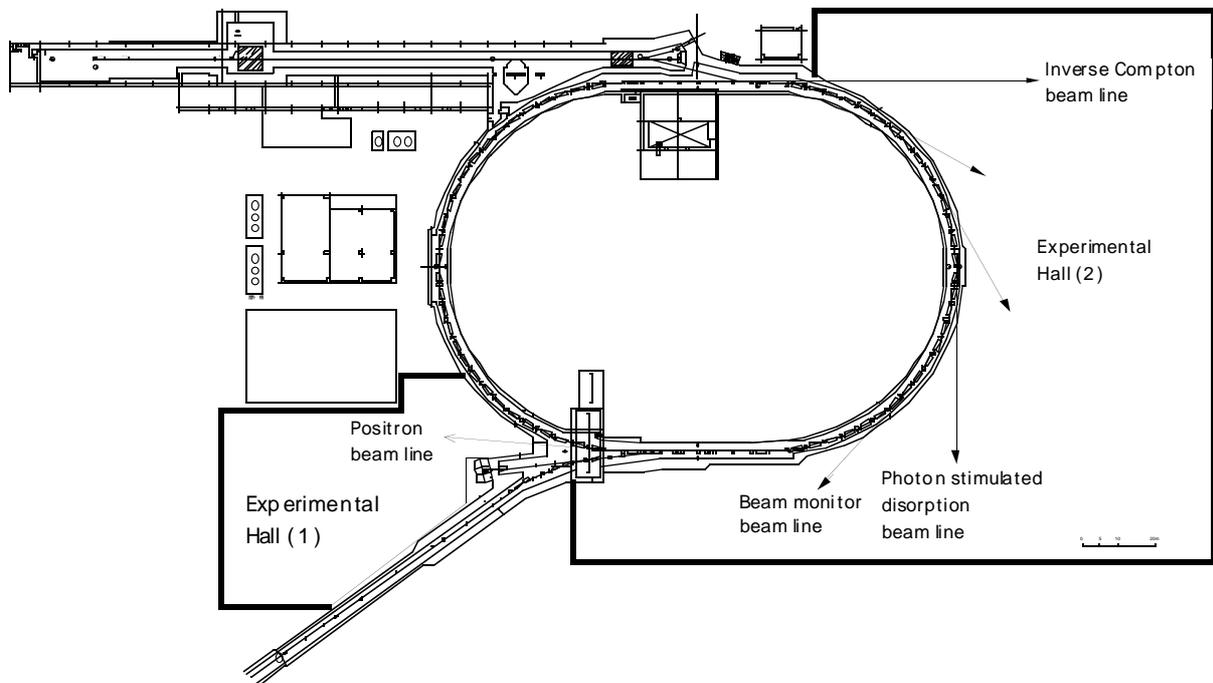


図 3.2 ブースターシンクロトロンに新設される各種ビームライン

(1) 陽電子利用施設

陽電子発生装置として超伝導ウイグラーを用いる。超伝導ウイグラーはロシア側が製作した物を既に所持している。それを 2002 年 9 月、蓄積リングに設置し試験した結果、設置前に予想した電子ビーム軌道の不安定ということは無く、励磁した状態でのビーム入射も可能であることが実証された。但し予想通りビームのエミッタンスは大きくなった。さらに蓄積リングに SCW を常設するには発生する MeV 光子の放射線の問題、光アブソーバーの問題等が山積している。蓄積リングに SCW を設置しようとする、他

の利用者への影響は無視できないので、蓄積リングに常設し利用するには問題が多い。従ってこの超伝導ウイグラーはブースターシンクロトロンに設置することが現実的な解であるとする。メリットとして放射線シールド、光アブソーバー等の問題は蓄積リングに設置する場合より容易に解決することができる。

一連の実験実績を基礎として陽電子利用を一つの目玉とする本計画の観点から超伝導ウイグラーをブースターシンクロトロンに設置し国内外からの利用者に陽電子を供給する。陽電子利用のビームチャンネル等の設計製作には陽電子利用者の援助が必要であり既にその検討も始まっている。陽電子利用のための施設は空き地を利用して設置する。

超伝導ウイグラーからの MeV 光子を利用した中性子発生は陽電子発生ターゲットの下流に作られる。従って中性子シールドを強化する必要がある。その場所で新しい試みとして gaser（これについては 13.3 節参照）の実験を考えている。

(2) 光刺激脱離実験

ブースターシンクロトロンに 1 から 8 GeV までの任意のエネルギーでビーム蓄積が可能となるので、偏向電磁石からの放射光を利用するビームラインを図 3.2 の右側の実験ホールの中に設ける。これらのビームラインは新たな利用者の開拓につながる。特にいろいろな材質から光の波長を変えたときの光刺激脱離に関する基礎的データ取得により SPring-8 発信のデータベース作りを行う。

(3) 逆コンプトン散乱光利用

レーザーまたは最近約 900 GHz 程度まで高い周波数まで利用できるようになってきたジャイロトロンから出力される超高周波と蓄積中の電子との逆 Compton 散乱を用い MeV から GeV 領域の photon 発生を行う。逆 Compton 散乱からの photon のエネルギーを変える際、通常電子に当てる光の波長を変えるが、ここでは逆に蓄積リング中の電子のエネルギーを任意に変える。この場合、最大の利点は高出力のレーザー等の波長を連続的に変化させることは難しいが、蓄積ビームのエネルギーを変化させることは容易にできる点にある。逆 Compton 散乱により発生した photon は天体核物理等の基礎物理実験等に供する施設とする。また強力な γ 線を用いた種々の実験ができるようなラインとしなければならない。

(4) その他のビームライン

偏向電磁石からの放射光を利用するビームラインを何本か設置する。加速器側の要求として電子ビームの放射光を用いたモニター用に専用ビームラインを一本確保する。

以上、技術検討書の重要な要項について概説した。以下に個々の問題に対応して章を設けて詳述する。

4. Lattice

4. 1 現状のブースターシンクロトロンの概要

シンクロトロンの現状の電磁石の配置を図 4.1 に示す。セル構造は FODO であり、全部で 40 セルで構成されている。現状のオプティクスにおける Twiss-parameter であるベータ関数を図 4.2 に、分散関数を図 4.3 に示す。そしてビームサイズを図 4.4 にそれぞれ示す。但し、1GeV のビームサイズは入射直後の値であり、線型加速器からの入射ビームの水平方向、垂直方向エミッタンスをそれぞれ 65π 、 43π [nmrad] とした。エネルギーの広がりを $\Delta p/p = 0.3\%$ とした [1]。また、8 GeV でのカップリングを $c = 7.3 \times 10^{-4}$ (注意：シンクロトロンに設置しているビームラインで OTR モニターを用いて測定した値である) として、垂直方向ビームサイズを計算した。

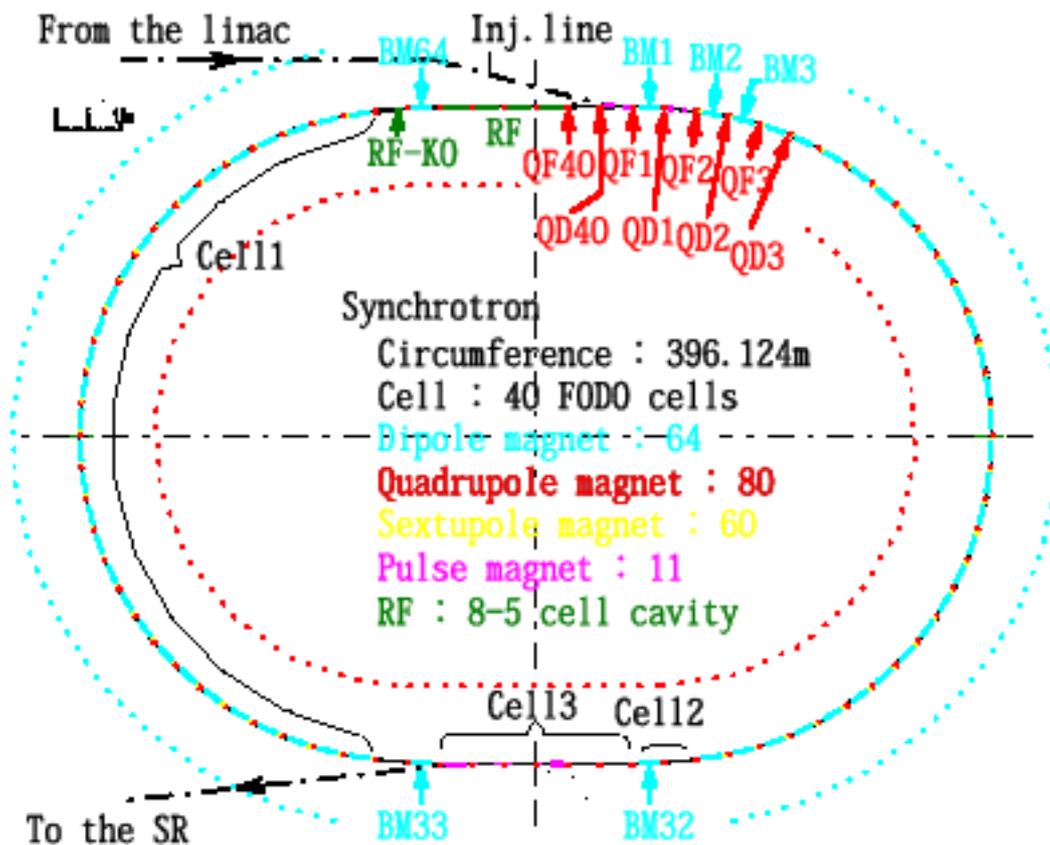


図 4.1 ブースターシンクロトロンにおける機器配置図。図中の Cell 1, 2, 3 はそれぞれノーマルセル、デイスパージョンサプレッサーセル、そしてストレートセルを表す。

*ビームダンプラインでの OTR モニタにより測定した値

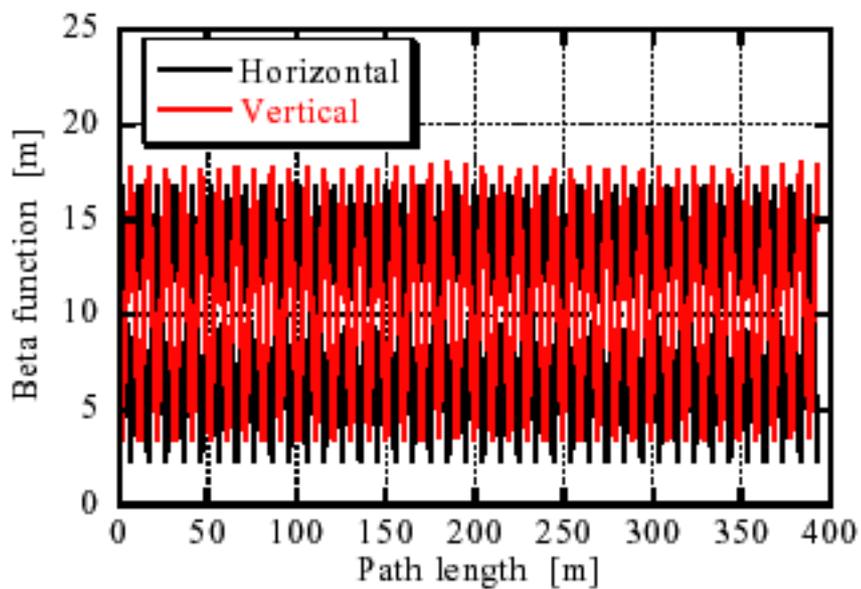


図 4.2 現状のオプティクスでのベータ関数

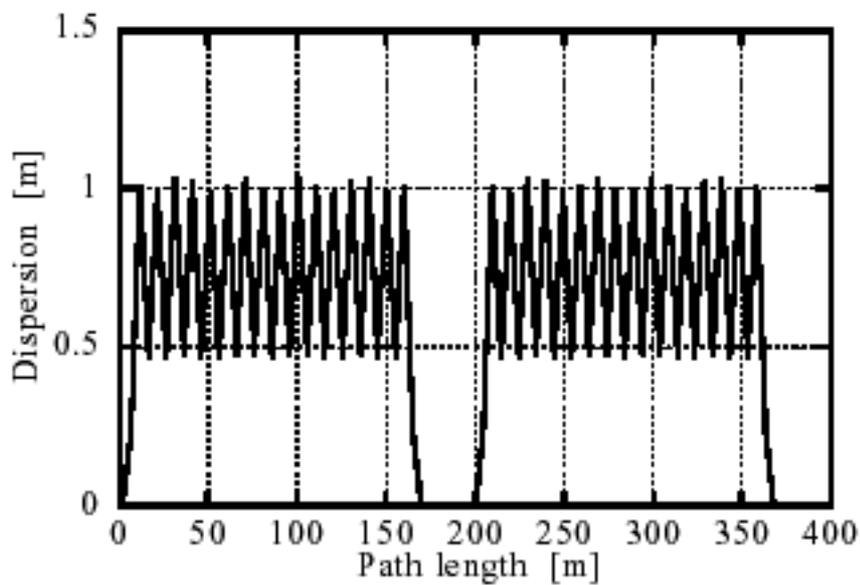


図 4.3 現状のオプティクスでの水平方向ディスパージョン

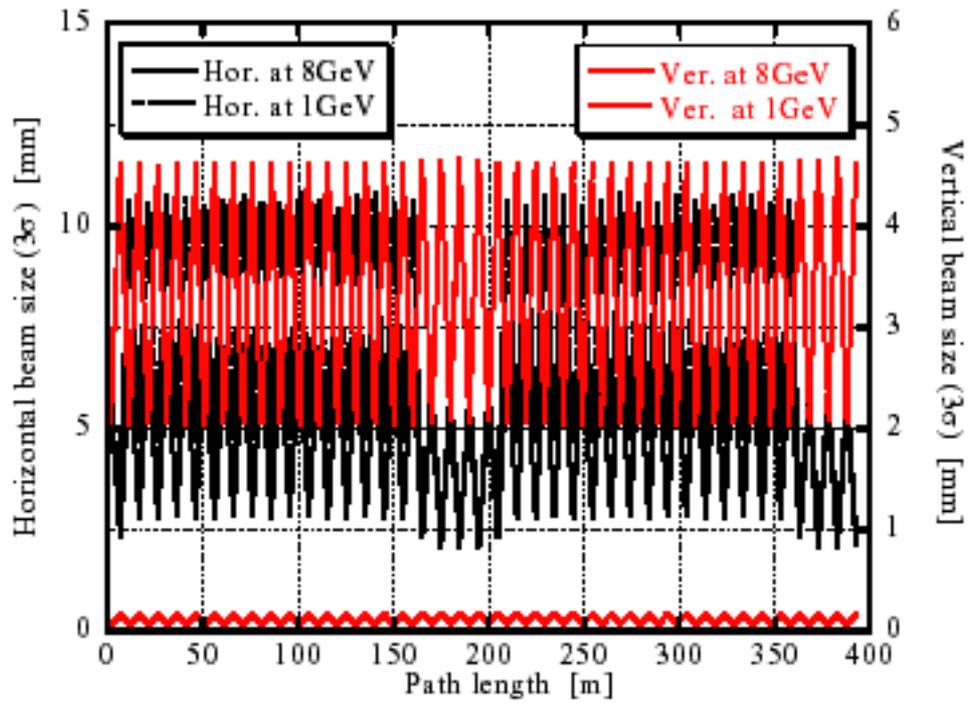


図 4.4 現状のオプティクスでのビームサイズ

参考文献

- [1] T. Asaka et al., "Design of the Energy Compression System at the SPring-8 Linac", Proc. EPAC2000, Vienna, Austria, June 2000.

4. 2 Low momentum compaction factor α の計算 [1]

現状のブースターシンクロトロンにおける momentum compaction factor α は 1.01×10^{-2} であり、この値を一桁近く下げなければならない。

momentum compaction factor α 及び natural emittance ε は次式

$$\alpha = \frac{1}{C} \int_{BM} \frac{\eta(s)}{\rho(s)} ds \quad (4-1)$$

$$\varepsilon = C_q \gamma^2 \left\langle \frac{H(s)}{\rho(s)} \right\rangle_{BM} \quad (4-2)$$

$$H(s) \equiv \gamma(s)\eta(s)^2 + 2\alpha(s)\eta(s)\eta'(s) + \beta(s)\eta'(s)^2$$

で表せる。ここで添字の BM は偏向電磁石 (BM) 内の積分、及び平均であることを示している。従って、BM の強さを変えない場合には、 α 、 ε は BM 内の α 、 β 、 γ 及び η により決まる。これらの値を適当な値に設定すれば、 α の小さなオプティクスを見つけることができる。ここでは、磁石の配置を変えることなく四極電磁石の磁場を個々に調整することにより α を小さくすることを考える。BM 64 台のうち、60 台はノーマルセルにある。そこで、まずノーマルセルに着目し、 α をどこまで小さくできるかについて評価した。

図 4.5 に示すように、ノーマルセルについて、四極電磁石の磁場の強さが 2 セルを 1 区間として周期的に並んでいる場合を考える。ここで、ノーマルセルは集束用四極電磁石 (QF) から始まるが、リングの左右それぞれ 15 セルずつあるので割り切れない。そこで、便宜上セルの始まりを発散用四極電磁石 (QD) からの 14 セルとし、ノーマルセルの端の 1/2 セル分については下で示すマッチング区間に入れた。1 区間内の QF を NA、NB、QD を Na、Nb とし、これらを 4 つをパラメータとして磁場の強さを以下の範囲でメッシュ状に変えた。

条件： $0.5 < NA, NB, Na, Nb < 1.5$, 0.05 step (現状の磁場を 1 とした)

この条件のもとで 2 セル分だけオプティクスを計算し、周期解が存在するものだけを選び出した。選択されたオプティクスは 2 セル毎に周期的なオプティクスを形成するはずである。そこで (4-1) と (4-2) 式によりノーマルセル左右両側 28 セル分 (BM 56 台分) についての α 、 ε を計算した。計算されたオプティクスについて適当なものを選び、左右のノーマルセル間にあるマッチング区間 (入出射直線部、ディスパージョンサプレッサセル、及び上で述べたノーマルセルの一部) を接続する。入射側と出射側ではノーマルセルとの境界条件が異なるため、別々なパラメータが必要である。そこで、入射側については QF を IA、IB、QD を Ia とし、これらを 3 つのパラメータとして、また、出射側については QF を EA、EB、QD を Ea とし、これらを 3 つのパラ

メータとしてそれぞれの磁場の強さを以下の範囲でメッシュ状に変えた。

条件： $0.5 < IA, IB, Ia, EA, EB, Ea < 1.5$, 0.025 step (現状の磁場を 1 とした)

この条件のもとで、それぞれノーマルセルとの境界条件を満たし、且つ左右対称なオプティクスを形成するように、直線部中央での条件 $\alpha(s) = \eta'(s) = 0$ を満たす解を選んだ。

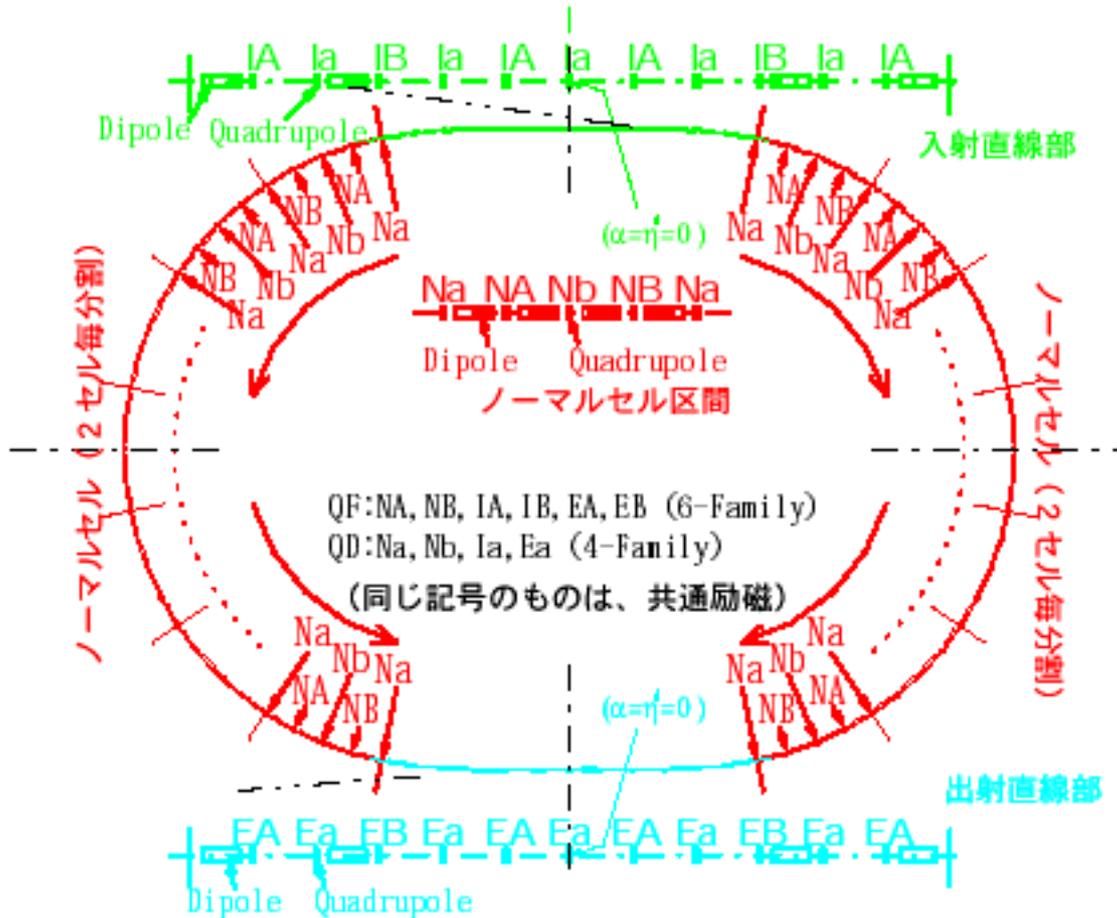


図 4.5 低アルファオプティクスの計算方法 (マッピング法)

参考文献

[1] ここでの計算手法、並びに結果は全て SPring-8 Top-up 運転用に検討したものである。例えばまとまった参考文献は

深見健司、” SPring-8 シンクロトロンを使った Top-up 運転の検討”、東北大学 LNS-ACC-02-1, April 2002, pp138-149.

4. 3 計算結果

ノーマルセル間における α 及び 8 GeV での ε の計算結果を図 4.6、図 4.7 に α - ε マップとして示す。図では $\alpha < 0.7 \alpha_0$ (α_0 は現状の値で 1.01×10^{-2})、及び $\varepsilon < 3 \varepsilon_0$ (ε_0 は現状の値で 2.3×10^{-7}) を満たすもののみ示した。図から、 α を 0 付近まで小さくできることがわかったが、 α が小さくなるにつれて ε の下限値が制限されることがわかった。例えば、 α を現状の 1/5 以下にすると、 ε は現状の 2 倍以上となった。

図 4.6 と図 4.7 ではそれぞれノーマルセル内のディスパーションとベータ関数値の各最大値との関係を示した。この結果、ディスパーションの最大値と α の間には強い負の相関があり、現状の最大値 ($\eta_{\max,0} = 1.0$ m) 以下で α を 1/2 以下にする解は存在しなかった。しかしながら、 $\eta < 2$ m という条件では α の値を自由に選択できることがわかった。ベータ関数値の最大値は、現状の最大値 ($\beta_{\max,0} = 17.2$ m) よりも大きくなった。しかしながら、 $\beta < 50$ m という条件では α の値を自由に選択できることがわかった。

比較的 η 、 β が小さく ($\eta < 2$ m and $\beta < 50$ m)、 α が 1/2 以下になる可能性のある解として $\alpha = 1.19 \times 10^{-3}$ 、 $\varepsilon = 5.08 \times 10^{-7}$ (図 4.7、矢印参照) のものを選択し、マッチング区間を接続した。この結果、四極電磁石の磁場強度の分布は、図 4.8 のようになった。表 4.1 に各電磁石名と磁場の強さをまとめた。実際にこの磁場分布を計算コード“RACETRACK”に入力し、オプティクスを計算した。この結果、 $\alpha = 1.44 \times 10^{-3}$ ($1/7 \alpha_0$)、 $\varepsilon = 5.01 \times 10^{-7}$ ($2.2 \varepsilon_0$) が得られた。ベータ関数値、ディスパーション、及びビームサイズをそれぞれ図 4.9~4.11 に示す。このオプティクスの諸パラメータを表 4.2 にまとめた。

表 4.1 低アルファオプティクスを実現させるための磁場分布

Symbol	Ratio G_{α}/G_0^*	Magnet name	Number
NA	1.45	QF3,5,7,9,11,13,15,24,26,28,30,32,34,36	14
NB	1.05	QF4,6,8,10,12,14,16,23,25,27,29,31,33,35	14
IA	0.800	QF2,37,39,40	4
IB	0.525	QF1,38	2
EA	0.975	QF17,19,20,22	4
EB	0.900	QF18,21	2
Na	0.85	QD2,4,6,8,10,12,14,16,22,24,26,28,30,32,34,36	16
Nb	0.75	QD3,5,7,9,11,13,15,23,25,27,29,31,33,35	14
Ia	0.850	QD1,37,38,39,40	5
Ea	0.850	QD17,18,19,20,21	5

* 現状の磁場に対する設定磁場の割合

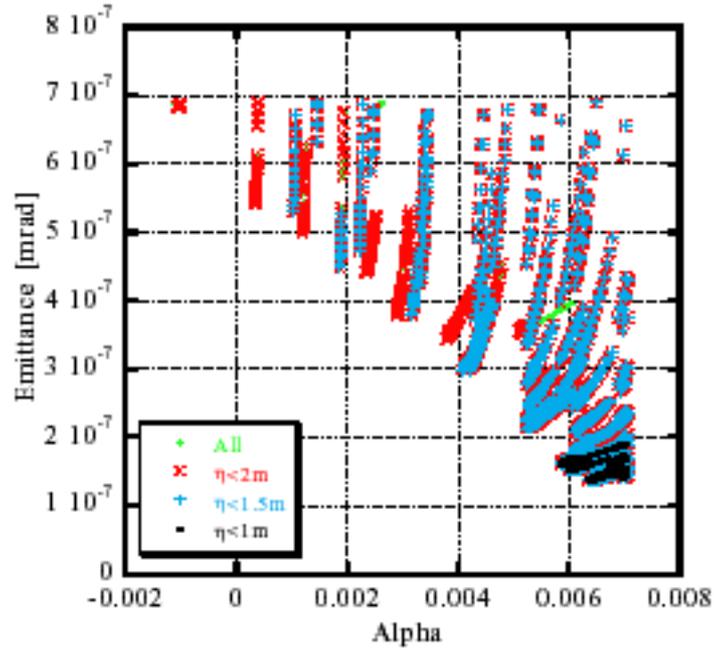


図 4.6 ノーマルセルでの α - ϵ マップとディスパージョンとの関係

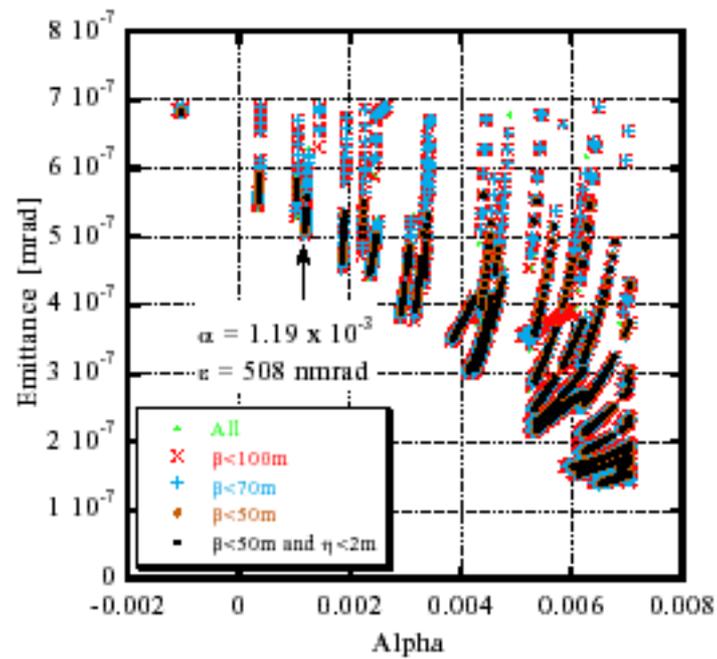


図 4.7 ノーマルセルでの α - ϵ マップとベータ関数値との関係

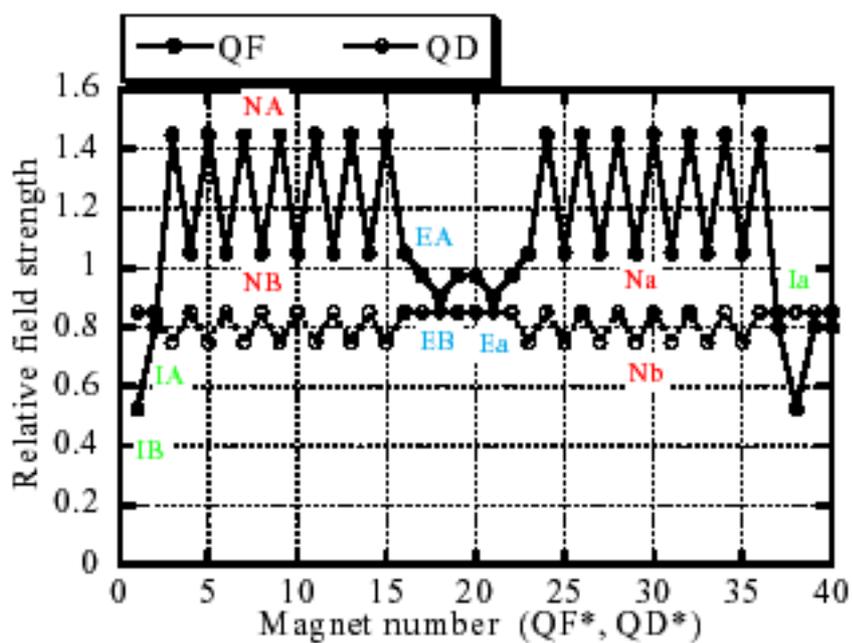


図 4.8 低アルファープティクスを実現するための各四極電磁石の磁場

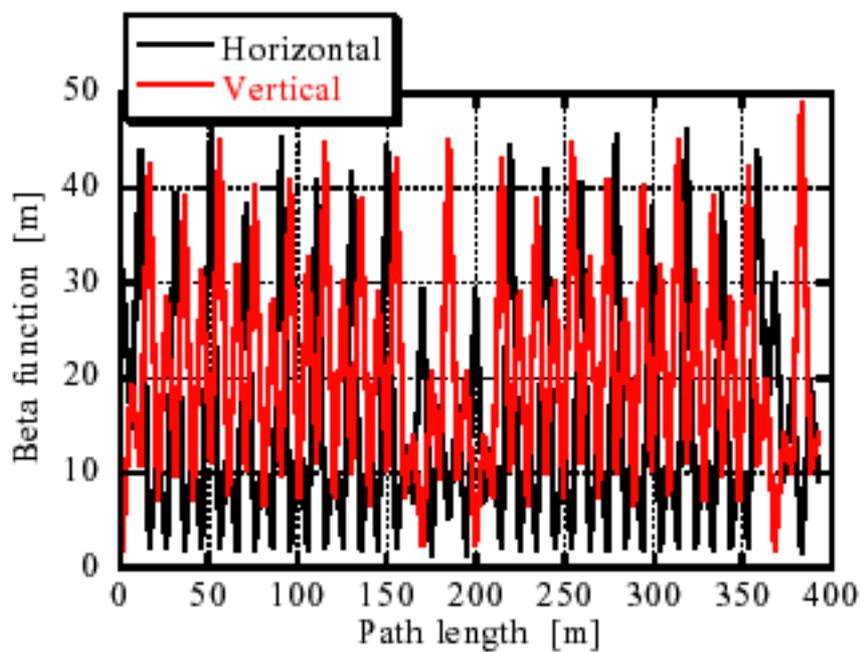


図 4.9 低アルファープティクスでのベータ関数

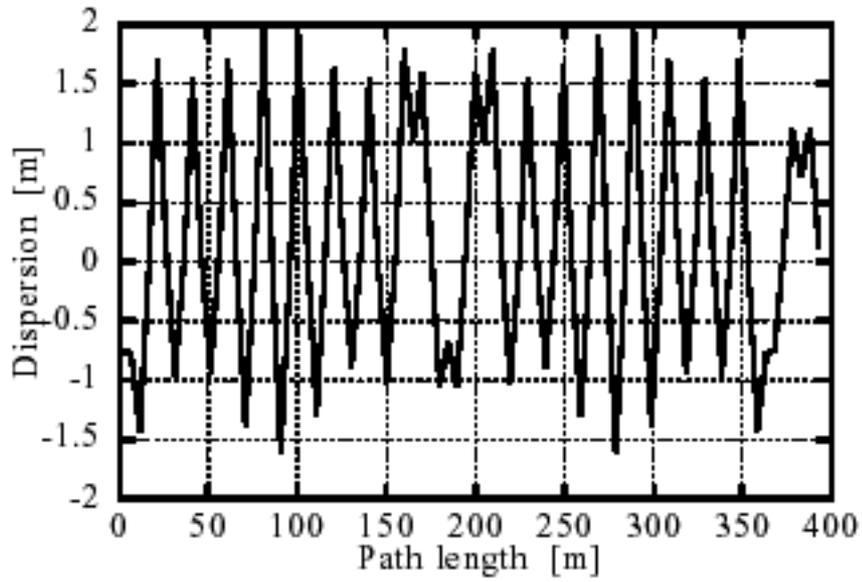


図 4.10 低アルファールプティクスでの水平ディスパージョン

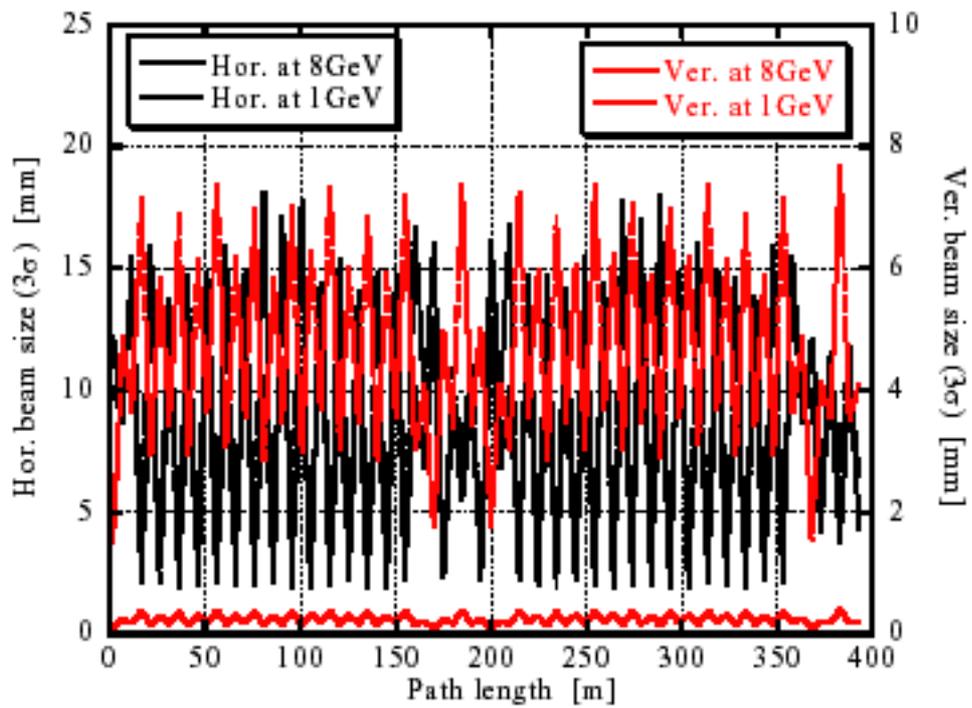


図 4.11 低アルファールプティクスでのビームサイズ

表 4.2 低アルファープティクスの諸パラメータと現状の比較

		Low alpha	Present
Betatron tune	ν_x	13.76	11.73
	ν_y	4.70	8.78
Momentum compaction factor	α	1.44×10^{-3}	1.01×10^{-2}
Natural emittance at 8 GeV [nmrad]	ϵ_x	501	230
Natural chromaticity	ξ_x	-26.69	-15.09
	ξ_y	-13.77	-11.78
Maximum beta function [m]	β_x	46.20	15.92
	β_y	49.04	17.20
Maximum dispersion [m]	η_x	-1.61, 1.94	1.00

4. 4 シンクロトロンへのoff-axis入射

(1) 目的

シンクロトロンの蓄積リング化改造に伴い、1GeVでの追加入射が必要となる。このための off-axis 入射スキームについて検討した^{A)}。

(2) 結論

追加入射のためには、次が必要である：

A: バンプ電磁石の追加

B: 入射セプタム壁を平衡軌道から離すための改造

A について：

シンクロトロン入射部直上流の直線部、QF40 と QD40 の間に、バンプ電磁石 2 台（またはそれ以上）を追加設置する。必要なキック量は、オプティックスに依存する。

- ・通常のオプティックスなら 1mrad 程度でよい。
- ・Low-alpha オプティックスでは最大で 13mrad 程度キックする必要がある。後述の“段違いバンプ”による off-axis 入射方法を取れば、キック量は 10mrad 程度に軽減される。ただし“段違いバンプ”によって追加入射する場合には、蓄積ビームが入射のたびに振動することになる。
- ・既存の入射キッカー電磁石 2 台は現状のままでよい。
- ・具体的な数字（典型例）は最後にまとめた。

B について：

物理的なアパーチャーは、入射セプタム電磁石 2 の出口部分で制限されており、平衡軌道とセプタム壁との最近接距離は、15.6mm である。

- ・通常のオプティックスに限れば、“段違いバンプ”によってアパーチャーの問題をクリアできる。ただし、入射バンプ軌道を完全に閉じさせて蓄積ビームを揺らさないためには、セプタム電磁石を改造もしくは再配置し、平衡軌道とセプタム壁の距離を離す必要がある。
- ・Low-alpha オプティックスで off-axis 入射を行うためには、上記のセプタム電磁石の改造もしくは再配置が必須となる。“段違いバンプ”による off-axis 入射方法を採用すれば移動量は軽減されるが、それでも改造は必要である。完全 off-axis 入射のためには平衡軌道とセプタム壁の距離を現状からさらに 11.4 mm 程度以上離す必要がある。

^{A)}注：ここでは5.5章の(c)で述べられている「補償用セプタム電磁石」の追加設置は考慮していない。バンプ電磁石の追加と既存のセプタム電磁石の改造を前提として検討した。

(3) 検討1：オプティックスについて

蓄積化のため、momentum compaction factor を1桁小さくした low-alpha オプティックスが検討された。通常のオプティックスと low-alpha オプティックス（典型例）との違いを表4.3にまとめておく。

また、ベータ関数と水平ディスパージョン関数を、図4.12（通常）と図4.13（low-alpha）に示す。

Low-alpha オプティックスでは、水平ディスパージョン関数を部分的に負とすることで momentum compaction factor を低下させている。しかし、一方で水平ベータ関数が40mを超えており、off-axis 入射時のビームのコヒーレント振動の振幅が大きくなってしまう。また表4.3にも示した通り、エミッタンスが通常のオプティックスの2.2倍となっており、水平ビームサイズも大きい。これらは、バンプ軌道とセプタム壁とのクリアランスを通常のオプティックスの場合よりも広くとらなければならない、ということの意味し、機器設計上の条件は、より厳しくなる方向である。前述のように、以下では、いわゆる“段違いバンプ”によってこれを低減させることも検討した。

表4.3 通常のオプティックスと Low-Alpha オプティックスのパラメータ

	通常	Low-Alpha
4極電磁石のファミリー数	2 (QF:1, QD:1)	8 (QF:6, QD:2)
収束4極電磁石 QF の強さ [m ⁻²]	0.547	0.287~0.794
発散4極電磁石 QD の強さ [m ⁻²]	0.464	0.347~0.395
Betatron Tune (H/V)	11.729/8.779	13.763/4.690
Momentum Compaction Factor	0.01010	0.001456
Natural Emittance [nmrad]	229.7 (8GeV) 3.6 (1GeV)	502.7 (8GeV) 7.9 (1GeV)
Natural Chromaticity (H/V)	-15.09/-11.78	-26.69/-13.77
Energy Spread [%]	0.126 (8GeV) 0.016 (1GeV)	0.126 (8GeV) 0.016 (1GeV)

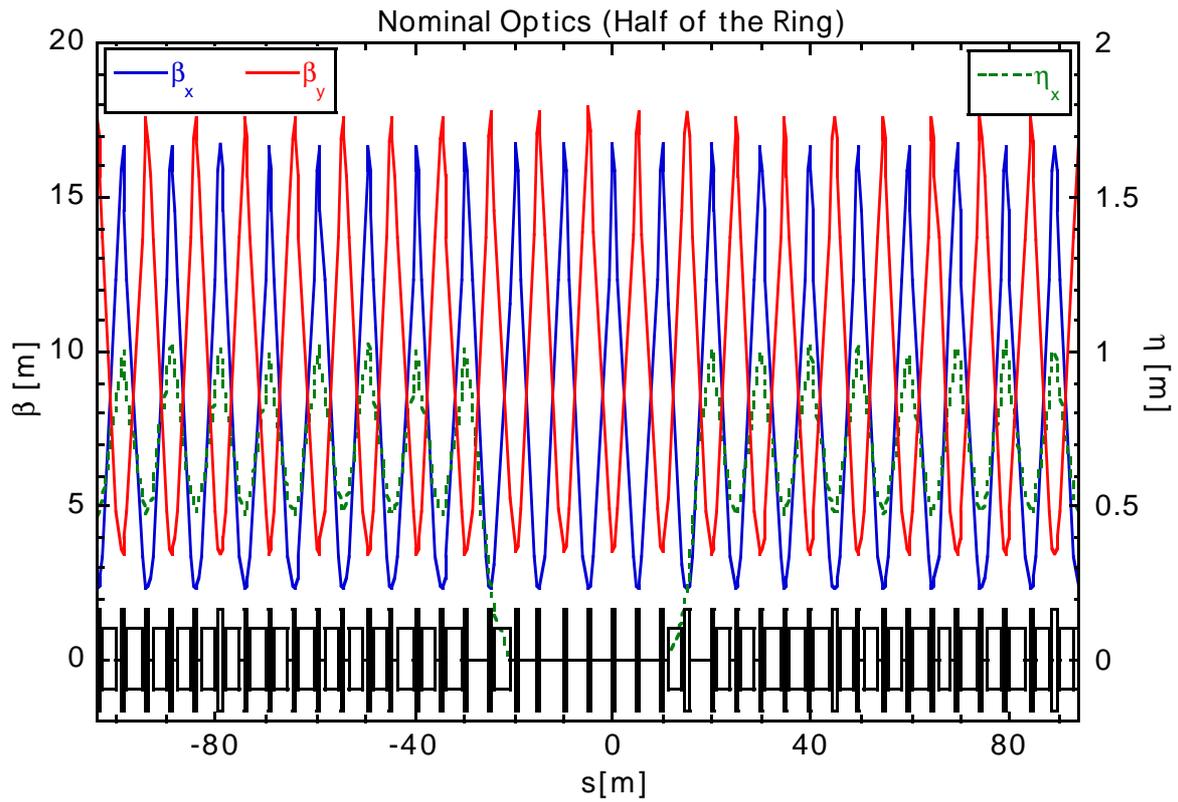


図4.12 通常のオプティクス (リング半周)

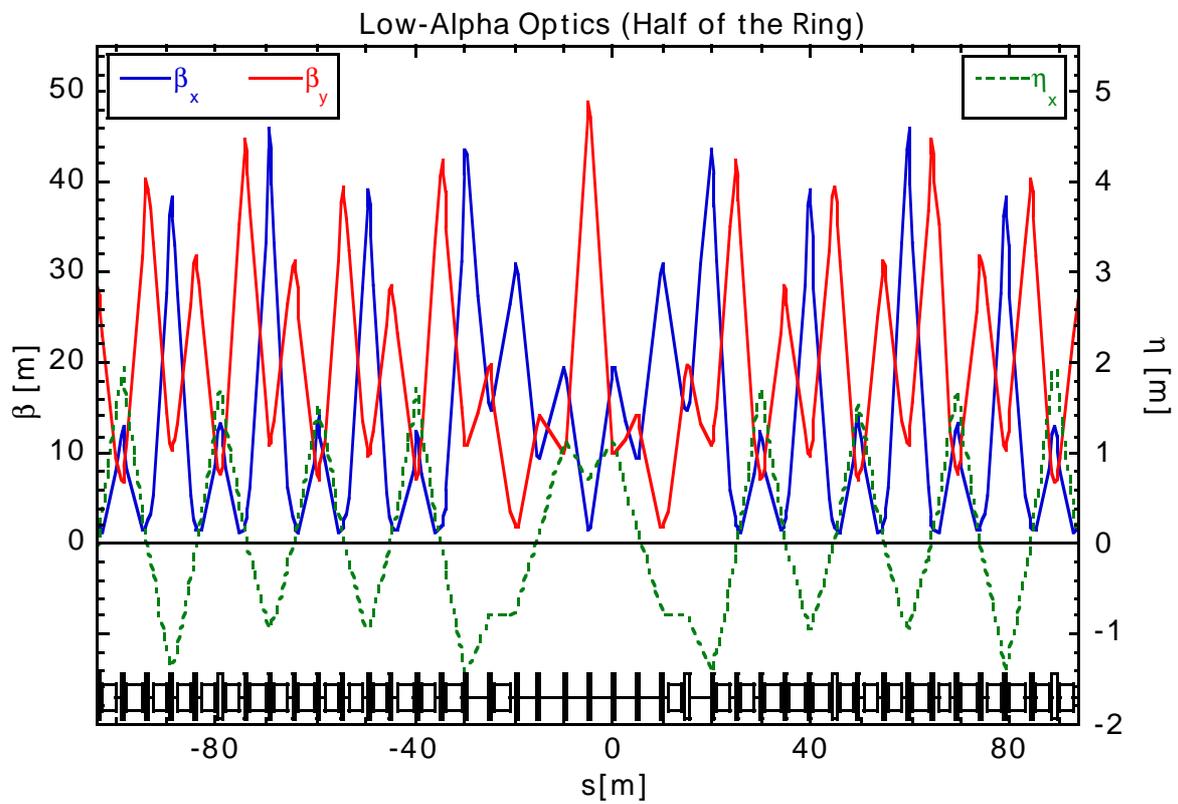


図4.13 Low-Alpha オプティクス (リング半周)

(4) 検討2：通常のオプティックスでの追加入射

(4.1) 完全 on-axis 入射

まず、条件の緩い通常のオプティックスについての検討結果を示す。

通常、シンクロトロンへの入射は

入射セプタム電磁石 1 (以下 SP1)

入射セプタム電磁石 2 (以下 SP2)

入射キッカー電磁石 1 (以下 K1 または BP3)

入射キッカー電磁石 2 (以下 K2 または BP4)

の4台を用いて、on-axis で行われる。この様子を図4.14に示す。

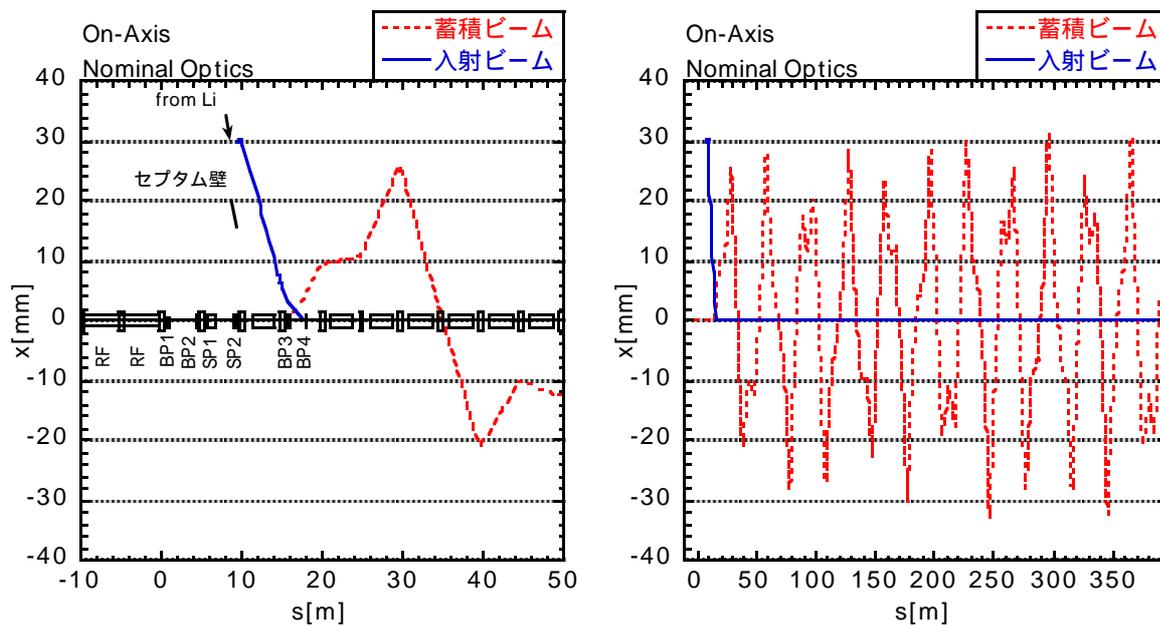


図4.14 通常のオプティックスでの完全 on-axis 入射。入射部付近 (左) と 1 周目 (右) の軌道の様子

実線は、線型加速器から入射されるビーム軌道を表す。SP1 と SP2 を通過した入射ビームは、BP3(K1) と BP4(K2) でキックされ、平衡軌道に乗ることがわかる。一方、点線は蓄積ビームの軌道を表し、仮にビームが蓄積されていたとして、それが BP3 と BP4 によるキックでどの程度振動するか、を示したものである。真空チャンバーの典型的な断面形状は、水平 $\pm 40\text{mm}$ 、垂直 $\pm 15\text{mm}$ のレーストラック型である。蓄積ビームの振動の振幅は $\pm 40\text{mm}$ より小さいが、入射セプタム壁 (あるいは対面の出射部) のアパーチャーが狭いため、ここで失われてしまう。

なお、図中の BP1 と BP2 は off-axis 入射のために設置を仮定したバンプ電磁石であり、入射点 (SP2 出口) よりも上流にある：

新設バンプ電磁石 1

(以下 BP1：設置場所は QF40 下流エッジから 0.35m 下流を仮定した。)

新設バンプ電磁石 2

(以下 BP2：設置場所は QD40 上流エッジから 0.35m 上流を仮定した。)

キック量の一覧は、最後にまとめて示す。

(4. 2) "semi"-on-axis 入射

図4.14で BP3(K1) と BP4(K2) のキック量を半分にすれば、蓄積ビームの振動振幅も半分程度に抑えられる。ただしこの場合、完全 on-axis の条件が崩れて、入射ビームも振動する。この様子を図4.15に示す。

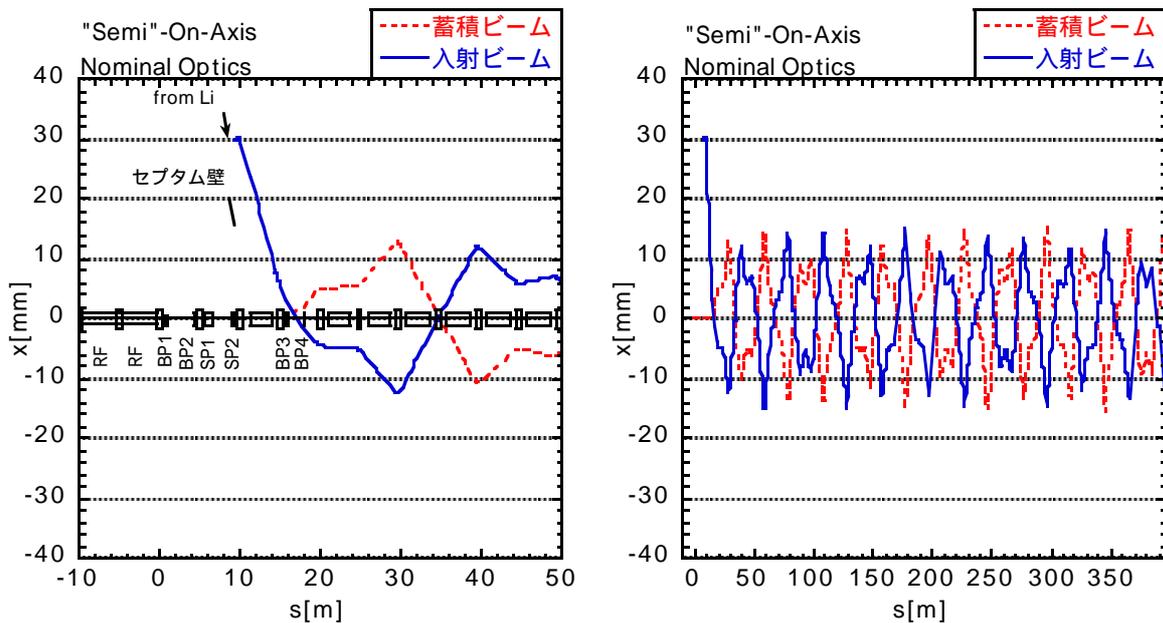


図4.15 通常のオプティックスでの "semi"-on-axis 入射

図からもわかるように、この "semi"-on-axis 入射では、蓄積ビームと入射ビームとで振動を折半しており、セプタム壁で蓄積ビームが削れるかどうかは微妙である。さらに、線型加速器からの入射ビームの水平エミッタンスを 65nmrad、エネルギー拡がりを 0.3% とすると、入射セプタム 2 の位置における入射ビームの水平サイズは、

$\sigma_{in} = 1.0\text{mm}$ 程度となる (matching はとれているとする)。入射ビームの振動振幅は $\sim 14\text{mm}$ 程度 (図4.15) であり、セプタム壁と平衡軌道との距離は現状で 15.6mm となっているから、入射ビームに対するクリアランスは $(15.6-14=)1.6\text{mm}$ しかない。振幅を蓄積ビームと入射ビームとに振り分ける割合を調整すれば、BP1とBP2 なしでも (すなわち現状の機器配置でも)、ある程度はビームを追加できるかもしれないが、誤差磁場、ミスアライメント、CODなどを考えると、確実な方法とは言い難い。また、low-alpha オプティックスでは振動振幅が大きく、この方法では追加入射はできない (後述：図4.20)。

(4. 3) 完全 off-axis 入射

Off-axis 入射には、バンプ電磁石 BP1 と BP2 を利用する。一例を図4.16に示す。

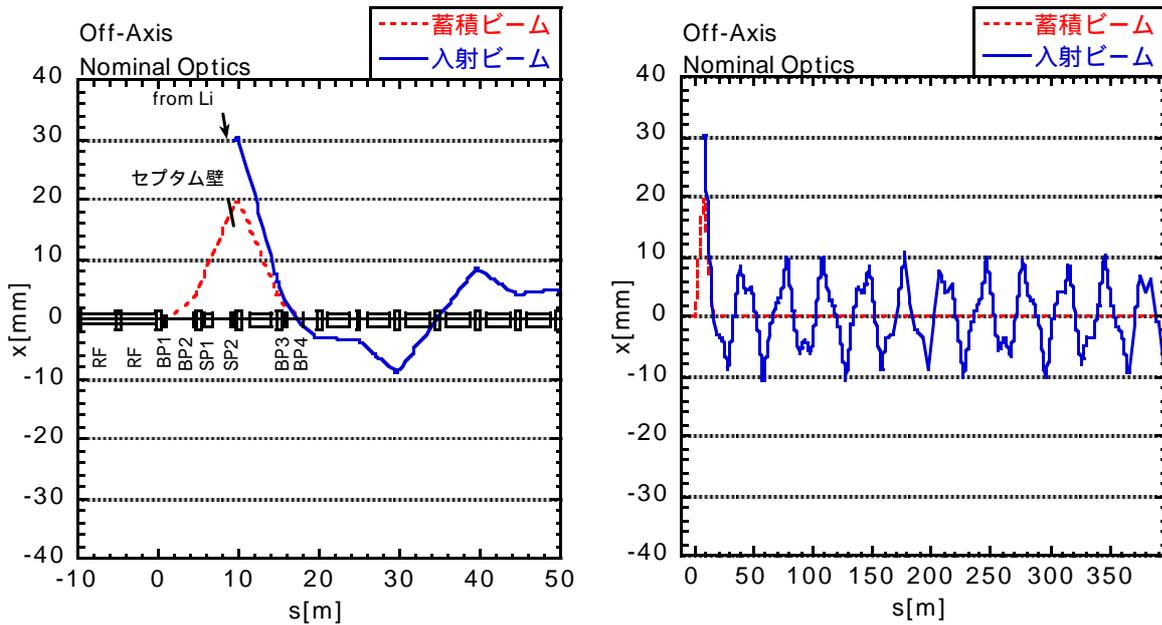


図4.16 通常のオプティックスでの完全 off-axis 入射。

この例では、蓄積ビームに対するバンプ軌道は完全に閉じているが、セプタム壁を叩いてしまっており（左図）、蓄積ビームはここで失われてしまう。これを避けるためにバンプ軌道を低くすると、入射ビームの振動振幅が逆に増加してしまい、セプタム壁に近づいてしまう。調整によって適当な高さを見つけることも可能と思われるが、確実に完全 off-axis 入射を行うためには、セプタム壁をできるだけ平衡軌道から遠ざけるように改造したほうがよい。

セプタム壁とバンプ軌道との距離は、蓄積ビームの水平サイズを σ として、 5σ 程度（蓄積リングの実績値）は欲しい。通常のオプティックスに対する周回ビームの水平サイズは、SP2 出口で $\sigma=0.23\text{mm}$ (1GeV 時) であるから、 $5\sigma=1.2\text{mm}$ となる。図4.16の場合、SP2 出口でのバンプ軌道は 18mm のところにある。平衡軌道とセプタム壁との距離は、15.6mm であるから、この場合、セプタム壁の移動量は、少なくとも $(18+1.2-15.6)=3.6\text{mm}$ でなければならない。なお、入射ビームの振動振幅は $\sim 10\text{mm}$ 程度（図4.16）であるから、入射ビームに対するクリアランスは $(15.6-10)=5.6\text{mm} = 5.6\sigma_{in}$ となり、十分であろう。

(4. 4) 段違いバンプによる off-axis 入射

上記の改造（セプタム電磁石の再配置または新規製作）がハード的に現実的かどうかを判断するには、さらに詳しい検討が必要である。ここでは、いわゆる“段違いバンプ”によってセプタム壁の改造を避け、アパーチャーの問題をクリアすることを試みる。

“段違いバンブ”とは、図4.16の状態において、BP1とBP2のキック角を少し小さくして、バンブ軌道の漏れを許す、というものである。BP1とBP2のキック角が小さくなった分だけ、バンブ軌道とセプタム壁との距離が減少するというメリットがある。しかし蓄積ビームが入射のたびに振動してしまう、というデメリットもある。これを許せば、“段違いバンブ”による入射はかなり現実的である。なお、BP3とBP4のキック角はそのままであるから、入射ビームの振動は図4.16と変わらない。“段違いバンブ”によるoff-axis入射の一例を、図4.17に示す。

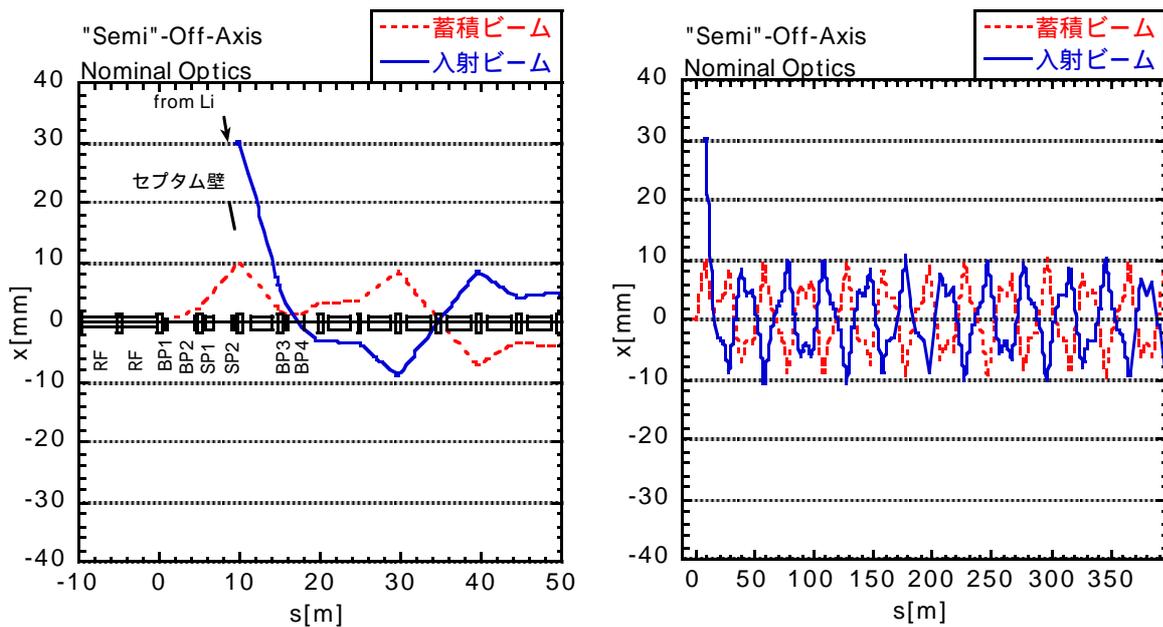


図4.17 通常のオプティックスでの“段違いバンブ”による off-axis 入射

通常オプティックスでは、蓄積ビームと入射ビームともに、セプタム壁をクリアしている（ともに 5σ 以上のクリアランスがある）ことがわかる。

（4. 5）6極電磁石によるキックの影響

図4.14から図4.17までの計算では、6極電磁石によるキックを考慮して軌道をトレースしている。6極電磁石によるキックの影響を見るため、例えば図4.17で、6極電磁石をオフして入射軌道を計算してみると、次の図4.18のようになる。

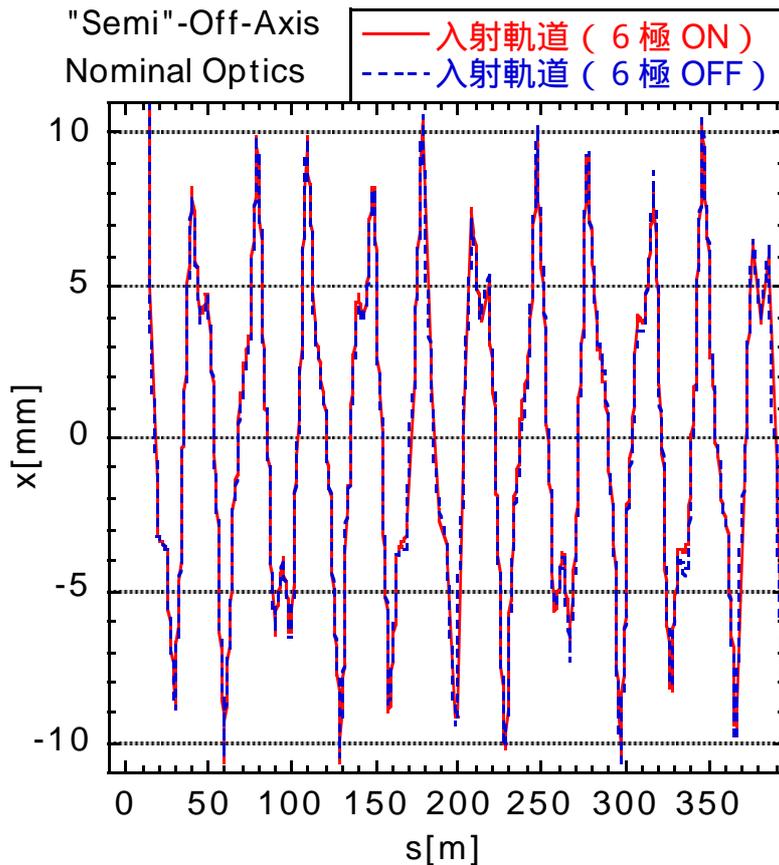


図4.18 6極電磁石によるキックの効果

蓄積リングに比べ、シンクロトロンでは6極電磁石が弱いため、15mm程度の振動振幅では、それほど顕著な差が現れていない。またシンクロトロンの入射直線部には、6極電磁石が入っていない。これらを考慮すると、検討の第一段階では、とりあえず6極電磁石を無視してよいであろう。特に low-alpha オプティックスでは、6極電磁石の最適化がまだなされていないため、以下では6極電磁石を無視し、リニアオプティックスで扱うことにする。しかし、将来、どのような6極電磁石の励磁パターンが採用されたとしても、ここでの結果から大きくはずれることはないであろう。

(5) 検討3：Low-Alpha オプティックスでの追加入射

前節と同様の計算を low-alpha オプティックスに対して行った。結果を以下に示す。ただし、SP2 下流の4極電磁石 QF1 の設定値が通常のオプティックスに比べて弱いため、SP2 のキック角を約 15% 弱めてこれを補償した。計算条件などは、最後にまとめて示す。

(5. 1) 完全 on-axis 入射

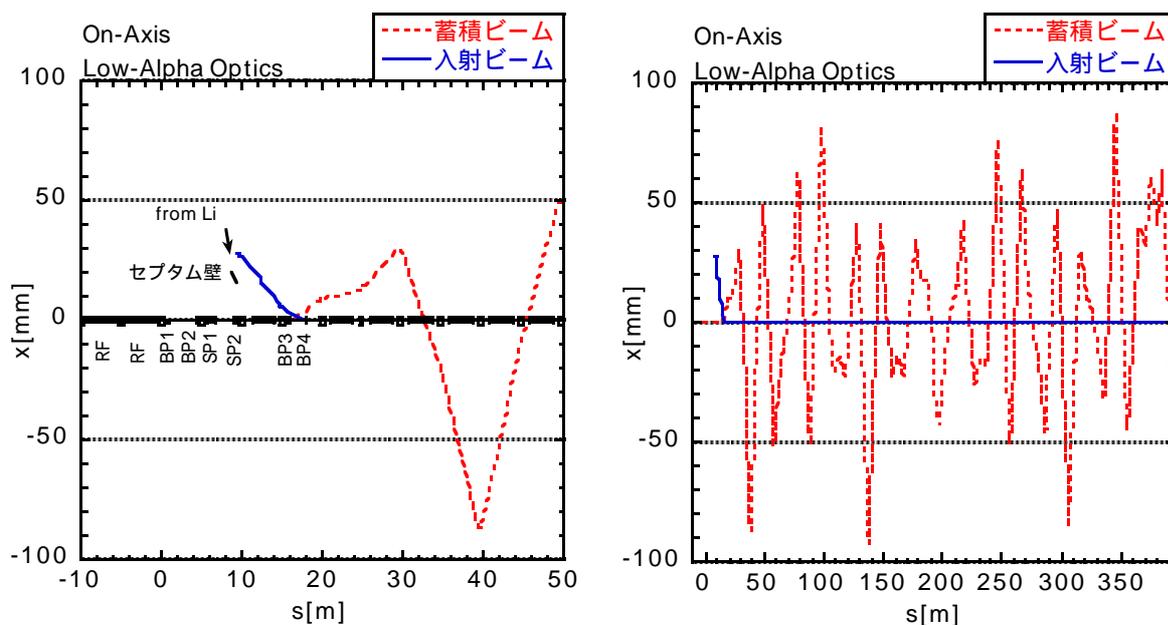


図4.19 Low-alpha オプティックスでの完全 on-axis 入射

通常のオプティックスの場合 (図4.14) と比べて、蓄積ビームに対する振動振幅が2倍以上になっている。これは、水平ベータ関数が大きいためである (図4.13)。

(5. 2) "semi"-on-axis 入射

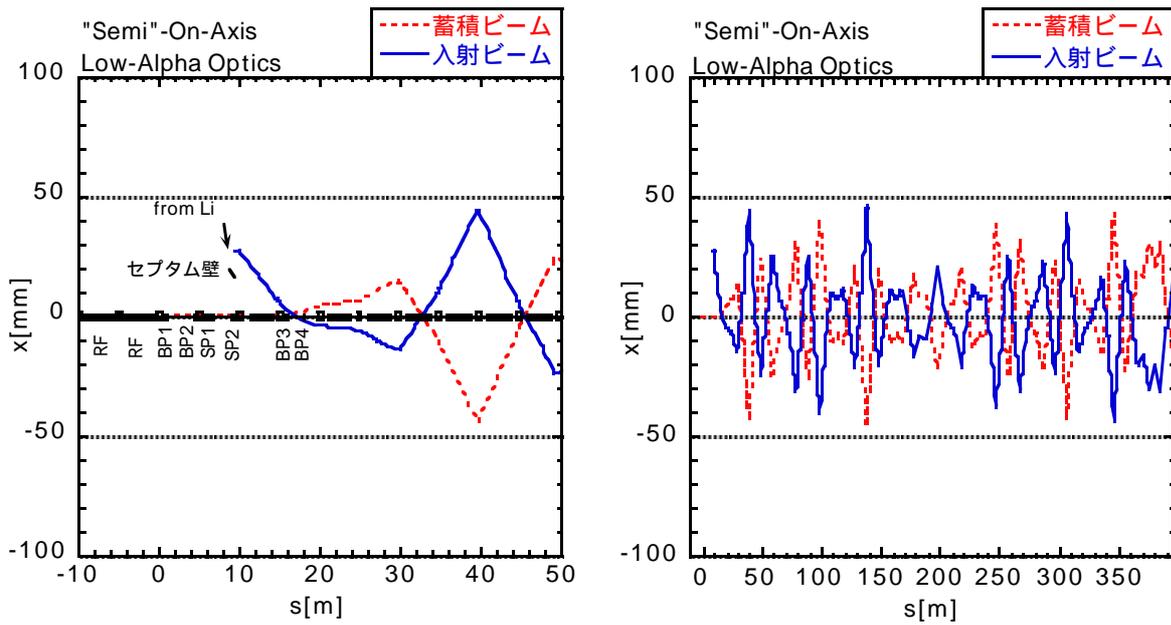


図4.20 Low-alpha オプティックスでの "semi"-on-axis 入射

前述のように、low-alpha オプティックスでは振動振幅が大きく、この方法では追加入射はできない。

(5. 3) 完全 off-axis 入射

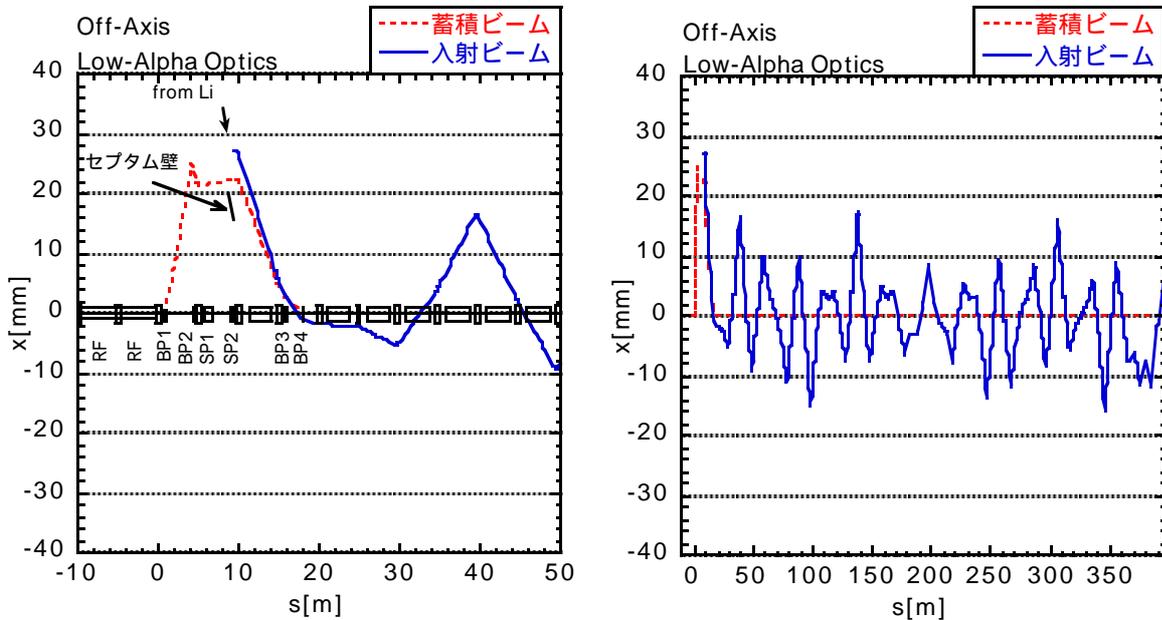


図4.21 Low-alpha オプティックスでの完全 off-axis 入射

バンパ軌道は完全に閉じているが、通常のオプティックスと同様にセプトム壁を叩い

てしまっている（左図）。また BP1 と BP2 の必要キック角が大きくなってしまふ（BP1:7.440mrad、BP2:12.275mrad）。これは SP1 直上流の発散4極電磁石によって、ビームがリング外向きに蹴られるためである。

バンパの高さを下げてセプタム壁をクリアしようとする、入射軌道の振動振幅が増大し、今度は入射ビームがセプタム壁を叩いてしまふ。従って、low-alpha オプティックスに対して追加入射を行うためには、セプタム壁をできるだけ平衡軌道から遠ざけるように改造しなければならない。

Low-alpha オプティックスに対する蓄積ビームの水平サイズは、SP2 出口で $\sigma = 0.48\text{mm}$ (1GeV 時) である。セプタム壁とバンパ軌道とのクリアランスを 5σ にとると、 $5\sigma = 2.4\text{mm}$ となる。図4.21の場合、SP2 出口でのバンパ軌道は 22mm のところにある。平衡軌道とセプタム壁との距離は、15.6mm であるから、蓄積ビームに対するクリアランスだけを考えると、セプタム壁の移動量は、少なくとも $(22+2.4-15.6=)$ 8.8mm でなければならない。

一方、入射ビームとのクリアランスを考えると、8.8mm の移動量では十分とは言えない。Low-alpha オプティックスに対する入射ビームの水平サイズは（matching がとれているとして）、 $\sigma_{in} = 2.4\text{mm}$ となり、通常のオプティックスよりも2倍以上大きい。入射ビームの振動振幅は $\sim 15\text{mm}$ 程度（図4.21）であるから、セプタム壁とのクリアランスを $5\sigma_{in}$ 以上取ることにすると、セプタム壁の移動量は $(15+12-15.6=)$ 11.4mm 以上必要ということになる。

(5. 4) 段違いバンパによる off-axis 入射

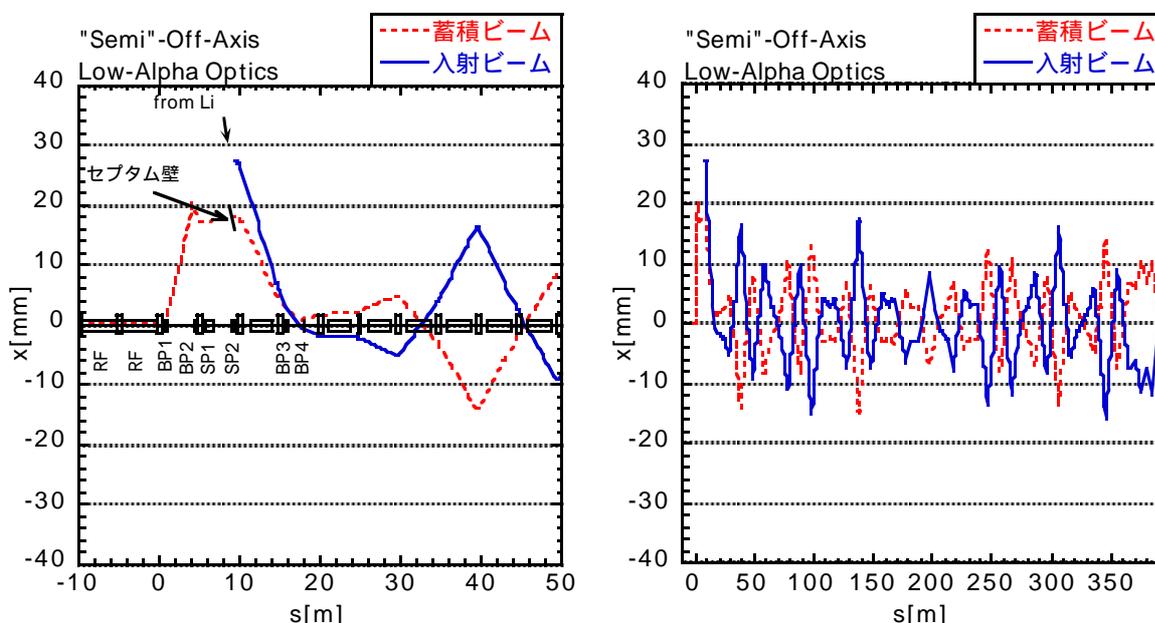


図4.22 Low-alpha オプティックスでの“段違いバンパ”による off-axis 入射

BP1 と BP2 の必要キック角は図4.21に比べてやや小さいが（BP1:5.960mrad、

BP2:9.820mrad)、通常のオプティックスに比べて条件が厳しいため、たとえ“段違いバンプ”にしたとしても、バンプ軌道がわずかにセプタム壁を叩いてしまう(左図)。バンプの高さを下げると入射軌道の振動振幅が増大する状況は、図4.21と同じであり、セプタム壁の改造が必要である。

(6) 計算条件のまとめ

入射条件：

	通常	Low-Alpha
SP1 キック角	233.69	233.69
SP2 キック角	29.979	25.44
SP2 出口での入射ビーム位置 [mm]	28.0	27.0
SP2 出口での入射ビーム角度 [mrad]	4.85 (外向き)	0.29 (外向き)

(注意：正の角度はリング外向きを表す。)

完全 on-axis 入射時のキック角 [mrad]：

	通常 (図4.14)	Low-Alpha (図4.19)
BP1	0	0
BP2	0	0
BP3	1.586	1.430
BP4	1.578	1.468

"semi"-on-axis 入射時のキック角 [mrad]：

	通常 (図4.15)	Low-Alpha (図4.20)
BP1	0	0
BP2	0	0
BP3	0.793	0.715
BP4	0.789	0.734

完全 off-axis 入射時のキック角 [mrad] :

	通常 (図4.16)	Low-Alpha (図4.21)
BP1	0.898	7.440
BP2	0.969	-12.275
BP3	1.031	1.001
BP4	1.026	1.321

段違いバンブによる off-axis 入射時のキック角 [mrad] :

	通常 (図4.17)	Low-Alpha (図4.22)
BP1	0.449	5.960
BP2	0.485	-9.820
BP3	1.031	1.001
BP4	1.026	1.321

5. 電磁石及び電源システム

1 GeV から 8 GeV の任意の電子エネルギーでビームを蓄積できるようにするために、電磁石及びそれらの電源、さらに電磁石の冷却能力の向上をはかるよう改造しなければならない。それらについて以下述べる。

5. 1 現状の電磁石電源について

現状、ブースターシンクロトロンでは偏向電磁石、4極電磁石（集束用、発散用）、6極電磁石（集束用、発散用）それぞれ独立に 1 GeV 相当磁場から 8 GeV 相当磁場まで図 5.1 に示す 1 秒の電磁石の台形パターンで運転している。

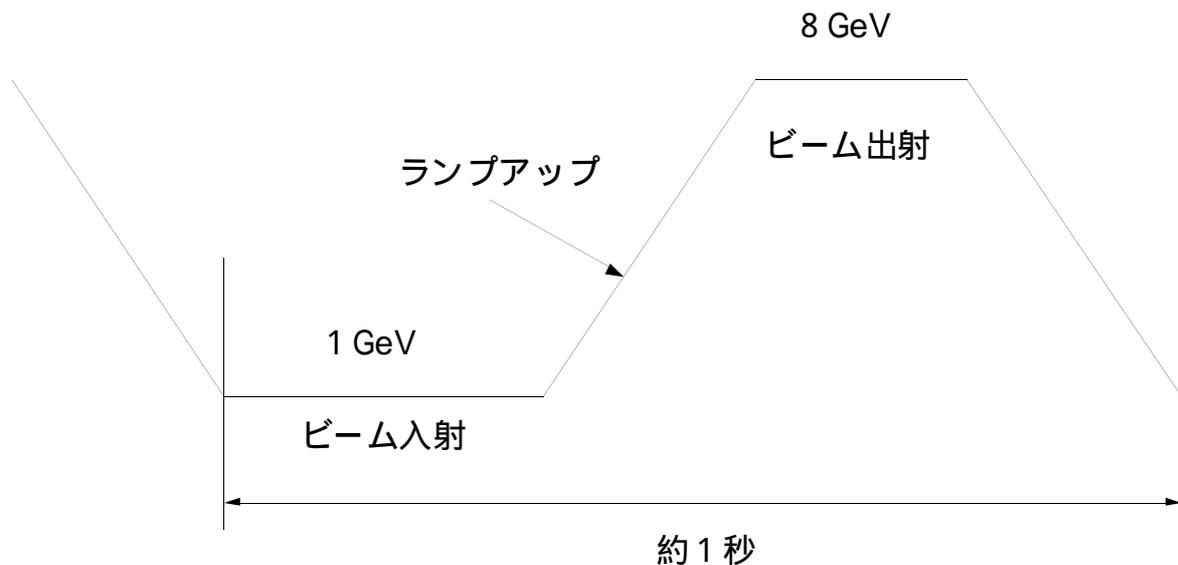


図 5.1 ブースターシンクロトロンの電磁石電源の運転パターン

上記の電磁石パターン運転の谷間において、線型加速器から 1 GeV のエネルギーを持った電子が入射する。線型加速器からは 1 から 8 発まで任意に入射の回数を選択できる。ブースターシンクロトロンに入射した電子は 8 GeV までランプアップされた後、蓄積リングに出射される。この繰り返し時間が約 1 秒である。

偏向電磁石 (BM)、4極電磁石（集束用 (QF)、発散用 (QD)）、6極電磁石（集束用 (SF)、発散用 (SD)）の電源はそれぞれ独立に 5 台ある。それぞれの電磁石は電源と直列に接続され、それぞれの電源は図 5.1 に示したパターン出力可能な機能を有しそれぞれが独立に相似パターン運転が実行される。またランプアップのタイミング、立ち上がり時間、フラットボトム、フラットトップ等は全て自由に遠隔操作にて変更できる。現在使用中のこれら全部のパターン電源 (PS) の仕様を表 5.1 にまとめて示す。

電子ビームを蓄積できるよう変更すると線型加速器から入射した電子ビームは図 5.1 のランプアップにより任意の電子エネルギーに達し、電磁石電源出力はそれ以後フラットになりビームエネルギーはその状態に保たれる。このように電源を改造することにより 1 から 8 GeV の任意の電子ビームのエネルギーで蓄積可能となる。

表 5.1 現状のパターン電磁石電源の仕様

電源名		PS-BM	PS-QF	PS-QD	PS-SF	PS-S
定格出力電流	[A]	1500	535	535	400	400
定格直流電流 ^{a)}	[A]	900	321	321	240	240
定格出力電圧	[V]	3420	1260	1260	340	340
定格出力パワー	[kW]	5130	674	674	136	136
負荷定数						
R	[mΩ]	7.2×64	35.8×40	35.8×40	18.9×30	18.9×30
L	[mH]	14.8×64	7.0×40	7.0×40	1.1×30	1.1×30
出力電流安定度 ^{b)} ×10 ⁻⁴						
	@ 1 GeV	<2	<2	<2	<4	<4
	@ 8 GeV	<1	<1	<1	<2	<2
出力電流再現性 ^{c)} ×10 ⁻⁴						
		<1	<1	<1	<2	<2
出力電流リップル ^{b)} ×10 ⁻⁴						
	@ 1 GeV	<2	<2	<2	<3	<3
	@ 8 GeV	<1	<1	<1	<1.5	<1.5
トラッキング ^{c)} ×10 ⁻⁴						
		<10	<10	<10	<10	<10
設定分解能	[bit]	18	18	18	16	16
冷却方式		水冷	水冷	水冷	水冷	水冷

a) 定格出力電流の60%で設計

b) 設定電流値に対する割合

c) 定格電流値に対する割合

5. 2 偏向電磁石電源

momentum compaction factor α の値が現在の 1.01×10^{-2} と高い値から一桁近く低い α のオプティクスでも偏向電磁石の磁場の値は現状と全く同じである。但し電源はパターン運転に限定した仕様で設計されているので、DC モードで運転できるのは最大定格の 60% までである。8 GeV 相当の DC 運転を実行するためには表 5.2 に示す仕様に改造する必要がある。電源から電磁石、及び電磁石間の励磁用ケーブルは現状の $375 \text{ mm}^2 \times 2$ パラでは発熱量が大きいため、全周にわたりケーブルを追加し 3 パラとする。

表 5.2 偏向電磁石電源の改造仕様

電源名		PS-BM
定格出力電流	[A]	1500
定格直流出力電流	[A]	1500
定格出力電圧	[V]	3420
定格出力	[kW]	5130

但し負荷定数、出力電流安定度、出力電流再現性、出力電流リップル、トラッキング、設定分解能、冷却方式は従来通りである。

5. 3 四極電磁石電源

先の第 4 章において、momentum compaction factor α を下げるためには四極電磁石の電源はそれぞれ QF に対して 6 台、QD に対して 4 台新たに準備し別々に調整しなければならないことが計算した結果出てきた。現状の電源状況では分割できないので QF, QD それぞれ独立な電磁石電源を新規に製作する必要がある。さらに 8 GeV までビームを蓄積できるようにするためには 8 GeV DC 運転ができるように以下の表 5.3 に示す仕様で製作しなければならない。

表 5.3 四極電磁石電源の製作仕様

電源名		NA	NB	IA	IB	EA	EB	Na	Nb	Ia	Ea
定格出力電流	[A]	800	600	535	280	535	535	535	400	535	535
定格直流出力電流	[A]	800	600	535	280	535	535	535	400	535	535
定格出力電圧	[V]	660	495	126	33	126	63	504	330	158	158
定格出力	[kW]	528	297	68	9.2	68	34	270	132	85	85
負荷定数											
	R [m Ω]	501	501	143	72	143	72	573	501	179	179
	L [m H]	98	98	28	14	28	14	112	98	35	35

但し出力電流安定度、出力電流再現性、出力電流リップル、トラッキング、設定分解能、冷却方式は従来通りである。電源から電磁石、及び電磁石間の励磁用ケーブルはファミリー毎に再度敷設する。

5. 4 六極電磁石電源

低アルファオプティクスでは natural chromaticity が水平方向で現状の約 1.8 倍、垂直方向で現状の約 1.2 倍となる。オプティクスが異なるため、六極電磁石の磁場を上記の割合にて単純に大きくしても chromaticity を補正することはできない。六極磁場がリングのどの場所にどの程度必要であるかについては現在検討中であるが、少なくとも現状の磁石配置では補正できないことが解った。

現状の機能を保存しつつ上記の問題を解決するためには、現状の六極電磁石の位置を変更することは好ましくない。そこで、現状の電源、及びケーブルを残したうえ、新規の収束、及び発散用六極電磁石電源を製作し、補正に好ましい位置に設置してある六極電磁石にのみ選択的に接続するようケーブルを新規敷設する。これでも磁場が不足する場合には適切な位置に六極電磁石を設置し、これらを直列に接続する。

また現状のオプティクスにおいても、偏向電磁石端部の六極成分の影響により natural chromaticity は設計値と一致しておらず、水平方向で設計値の 1.46 倍、垂直方向で設計値の 0.76 倍である。この効果の大きさもオプティクスに依存する。以上の検討を十分に吟味したうえ、新規製作分の六極電磁石電源の定格を決定する。但し、出力電流安定度、出力電流再現性、出力電流リップル、トラッキング、設定分解能、冷却方式は従来通りである。

5. 5 検討課題

(a) 四極電磁石と六極電磁石の磁場測定

低アルファオプティクスの際、四極電磁石と六極電磁石の磁場は最大で現状の 1.4 倍必要となる。六極電磁石の磁場は決定していないものの、現状の最大定格を超える可能性が大きい。このため現状の電磁石を用いて計算値が実現可能かどうか確認する必要がある。このため現状の電磁石を用いて計算値が実現可能かどうか確認する必要がある。そのためには模擬電磁石を製作し、ローテーションコイルを用いて励磁特性を測定しなければならない。実験して負の結果が出た場合、新規に電磁石を製作することとなる。

(b) 電磁石冷却システム

低アルファオプティクスでは現状より強い磁場を必要とする電磁石がある。さらに 8 GeV DC 運転を可能としないといけないので発熱量はさらに増加する。このため現状の冷却能力を全面的に再検討する必要がある。現状の電磁石電源の結果を基に発熱量の増加率、及び現状の流量における温度上昇の計算値を表 5.5 にまとめた。この内四極電磁石の NA, 六極電磁石の SF, さらに六極電磁石の SD については現状の電磁石を用いる場合、流量を増やす等の対策を実施しなければならない。仮に新規に電磁石を製作する場合は十分冷却能力を考慮して製作しなければならない。

表 5.5 各電磁石の発熱量の増加率と温度上昇の計算値

電磁石名	BM	NA	NB	IA	IB	EA	EB	Na	Nb	Ia	Ib
発熱量増加率 ^{a)}	2.8	5.9	3.1	1.8	0.8	2.7	2.3	2.1	1.6	2.1	2.1
コイル温度上昇 [°C]											
現状 ^{b)}	7.3	9.5	9.5	9.5	9.5	9.5	9.5	9.5	9.5	9.5	9.5
低 α (8 GeV DC) ^{c)}	20	56	29	17	8	26	22	20	15	20	20

- a) 低 α オプティクスにて 8GeV DC 運転を行った際の発熱量を現状の発熱量で割った値
 b) 現状の運転電流値における測定値
 c) 現状の温度上昇に発熱増加量を掛けた値

(c) 入射軌道、及び出射軌道の再検討

現状のオプティクスにおけるブースターシンクロトロンへの入射軌道とブースターシンクロトロンからの出射軌道を図 5.2 と 5.3 にそれぞれ示す。入出射軌道とともに四極電磁石のオフセンターを通していている。即ち入出射部の四極電磁石はステアリングとしての役割を担っている。ところが低アルファオプティクスにおいてはこれらの四極電磁石の強さも変更するのでこのままでは入出射軌道は確保されない。これを補償するためには補償用セプタム電磁石を新規に製作導入し、入出射部の四極電磁石の下流側に設置する。そのため専用の励磁用電磁石電源を製作しなければならない。各四極電磁石位置での必要な補償キック量を表 5.6 にまとめた。新たに製作する入出射部のセプタム電磁石の実機についての仕様を表 5.7 に示す。

表 5.6 入出射部補償用セプタム電磁石の仕様

区間	対象電磁石	入出射軌道位置 Δx [mm]	設計キック量 k [mrad]	補償キック量 Δk [mrad]
入射	QF1	29.43	-9.83	-4.67
入射	QD1	7.79	1.83	0.27
出射	QD19	8.06	2.60	0.39
出射	QF20	38.37	-12.97	-0.32
出射	QD20	33.10	9.39	1.41

表 5.7 入出射部セプトム電磁石実機の仕様

区間	名称	磁場 B [T]	磁極長 L[m]	設計キック量 k [mrad]	パルス幅 [msec]
入射	SI1	0.97	1.00	236.67	2.5
入射	SI2	0.26	0.40	29.98	0.1
出射	SE1	0.26	0.20	1.92	0.1
出射	SE2	0.26	0.40	3.84	0.1
出射	SE3	0.97	1.1105	40.49	2.5
出射	SE4	1.15	1.4047	61.44	2.5

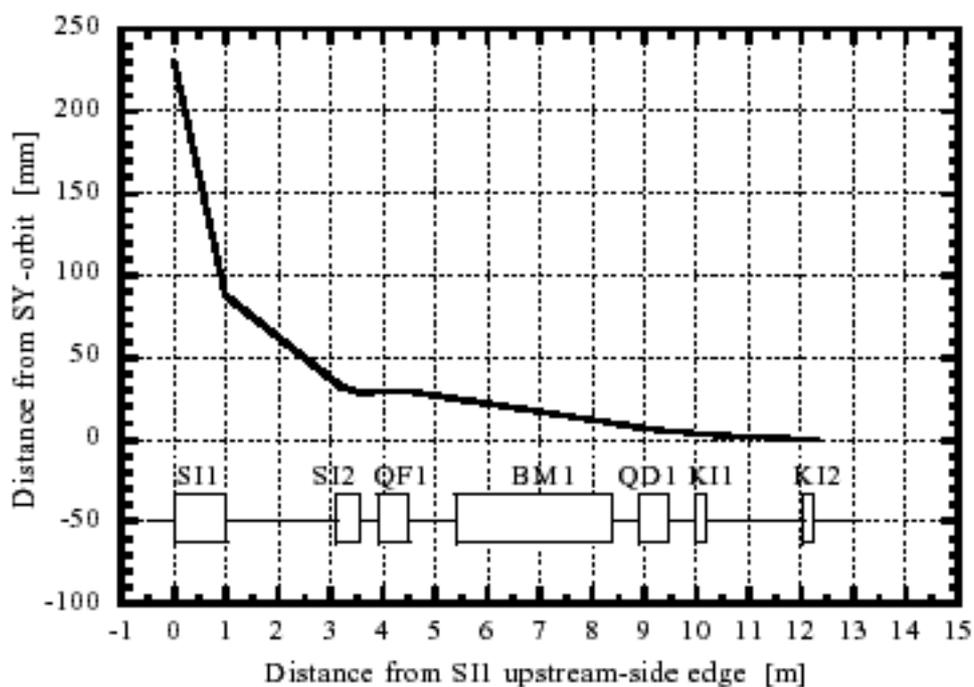


図 5.2 現状のオプティックスでのブースターシンクロトロンへの入射軌道

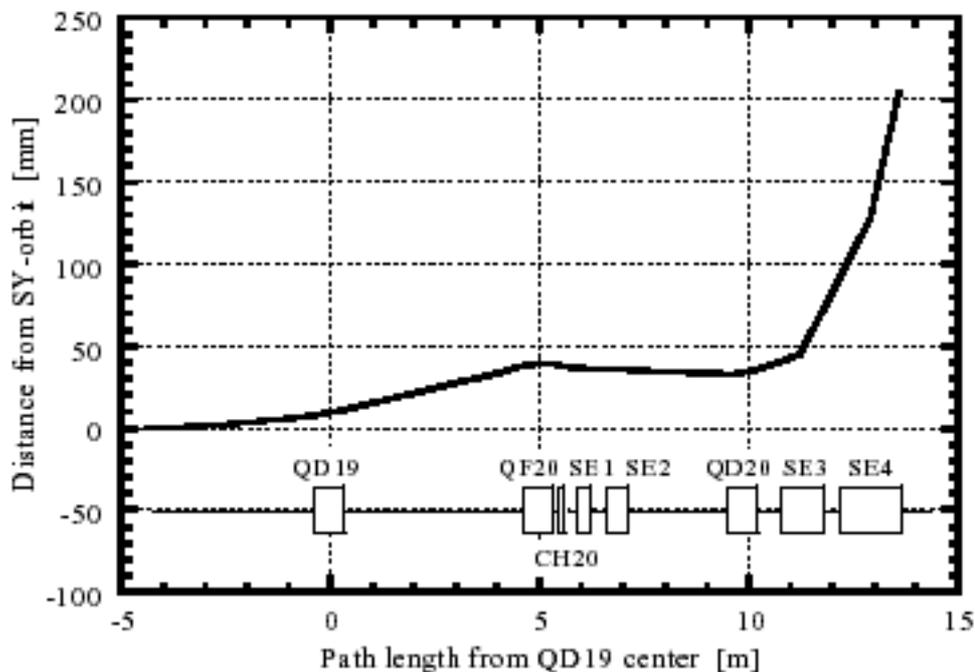


図 5.3 現状のオプティックスでのブースターシンクロトロンからの出射軌道

(d) ビーム入射バンプ軌道

現在線型加速器からブースターシンクロトロンへのビーム入射は ON AXIS である。このため一度ビームを蓄積した rf バケットに再度ビーム入射するとビームは蹴飛ばされビーム電流は増加しなくなる。これを避けるためには OFF AXIS 入射を行わなくてはならない。そのためにはブースターシンクロトロンの入射部にバンプ軌道を作るための補正電磁石を 4 台挿入する必要がある。

(e) 四極電磁石 QD1 と QD22 の変更

入射器部においてレーザーまたは、ジャイロトロンを使って電子ビームと衝突させ MeV から GeV までの photon 発生を実施するに当たり QD1 のリターンヨーク部に光が当たるのでこの電磁石を C 型にする。

さらに出射部近くの QD21 と QF22 の間には超伝導ウイグラーを挿入する。ウイグラーから放射される放射光がその下流側の QD22 のリターンヨークに当たるのでこの四極電磁石も C 型に変更しなければならない。さらに偏向電磁石からの放射光を利用するビームラインについても取り出し部の四極電磁石も C 型に変更する必要がある。

(f) 検討課題のまとめ

以上、今後に残された検討課題を述べた。以下にそれらを箇条書きにしてまとめる。

- ・四極電磁石用パターン電源（10台）の製作とケーブル敷設
- ・四極、六極電磁石の磁場測定
- ・六極電磁石用パターン電源（2台）の製作とケーブル敷設
但し、ケーブルルート、電源定格については要検討
- ・偏向、六極電磁石電源の改造
- ・模擬電磁石の製作、または実機での磁場測定
- ・偏向、四極、六極電磁石冷却水量の再検討
- ・入射、及び出射軌道用補償セプト電磁石（5台）とその電源（5台）の製作
- ・入射バンプ軌道用補正電磁石（4台）とその電源（4台）の製作
- ・四極電磁石 QD1、QD22 の2台と偏向電磁石からの放射光取り出し部についてC型電磁石に変更し製作（但し、変更する台数が多い場合、全部の四極電磁石のQDについて一度に変更した方がよいかもしれない）。

6. 真空システム

現在の SPring-8 ブースターシンクロトロンは、入射器としての機能のみに限定された設計となっている。今回の改造により、ビームが通過する真空チェンバには、速いビーム取り出しに対応した入射器としての従来の機能と [1]、電子ビームを長時間安定して蓄積する機能 [2] を兼ね備える必要がある。例えば、壁電流の流れる真空チェンバ内壁面のインピーダンスを下げるために、フランジ締結部には RF コンタクト、ベローズチェンバ内壁には RF スライドコンタクトフィンガ、大口径排気口にはスリット、ベローズタイプ偏向電磁石部チェンバ内壁上下には少なくとも RF コンタクトプレート等を内蔵する必要がある。また、入出射部および各セルにみられる急峻なチェンバアパーチャの変化がないように、内部形状変化をスムーズなものとすることも重要である。さらに、余分なシンクロトロン放射光を受光吸収する受光体（フォトンアブソーバ）を適宜配置する必要がある。運転時の真空チェンバ内の平均圧力を、必要なビーム寿命で規定される圧力値以下に保つために、排気装置とその配置を再考せねばならない。新規真空チェンバの設置に伴う支持装置と据付立ち上げや保守をも考慮する必要がある。以下、主要課題等と現時点での解決策について述べる。

6. 1 インピーダンスの問題

ブースターシンクロトロンの真空チェンバは、参考文献 1 にあるように、電子ビームを長時間安定に蓄積する意味でのインピーダンスを考慮した構造にはなっていない。これでは、蓄積した場合ビーム性能に影響するのみならず、内壁面でのスパークや排気装置・真空遮断弁・測定機器の誤作動や損傷を生じ、機器運用上好ましくない。

下記に、電子ビーム通過軌道上に配置されている真空チェンバのインピーダンス面での問題箇所、問題点を概略列記する。

(1) ノーマルセル部 (図 6.1 参照)

- ・ コンフラットフランジ締結部 : RF コンタクトなし
- ・ 排気口部 : スリットなし
- ・ ベローズ部 : RF スライドコンタクトフィンガなし
- ・ ベローズタイプ偏向電磁石部 : RF コンタクトプレートなし
- ・ 光学モニター設置ポート部 : RF スリットなし

(2) 入出射部

- ・ コンフラットフランジ締結部 : RF コンタクトなし
- ・ 排気口部 : スリットなし
- ・ 内部 : 急峻なアパーチャ変化
- ・ ベローズ部 : RF スライドコンタクトフィンガなし

(3) 加速空洞部

- ・ コンフラットフランジ締結部 : RF コンタクトなし
- ・ 排気口部 : スリットなし
- ・ ベローズ部 : RF スライドコンタクトフィンガなし

以上の問題点について、以下のような解決策が考えられる。全般的に、急峻なアパーチャ形状の変化がないように、テーパ形状（最大傾斜角 15 度以内）を採用して、スムーズな変換を試みる。（参考文献 2 参照）

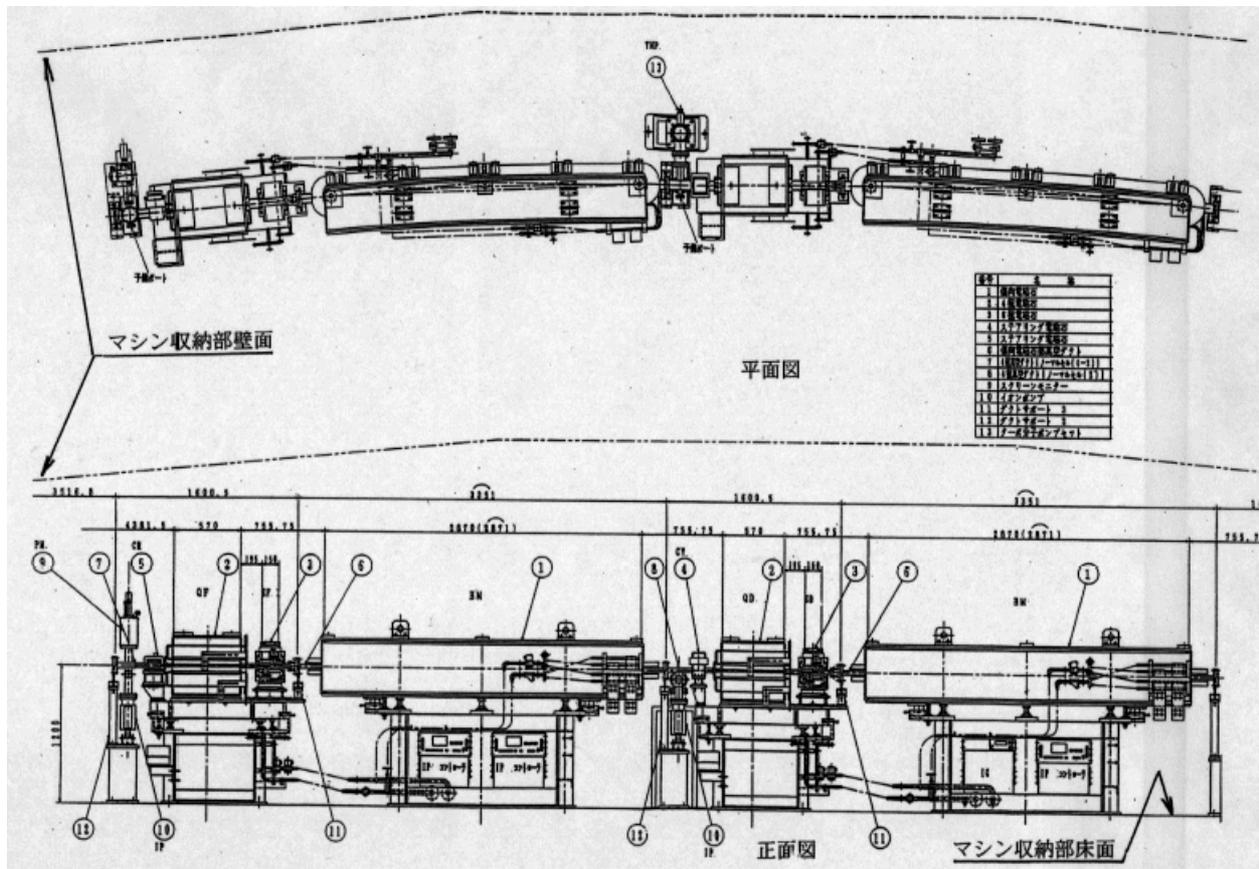


図 6.1 電磁石に挿入された真空チェンバーと真空排気装置

(1) コンフラットフランジ締結部

ヘリコフレックス型 RF コンタクト：無酸素銅製の内周突起型とし、インコネル製内部バネを備え、外周部に固定金具により施工時の脱落を防止（図 6..2 参照）

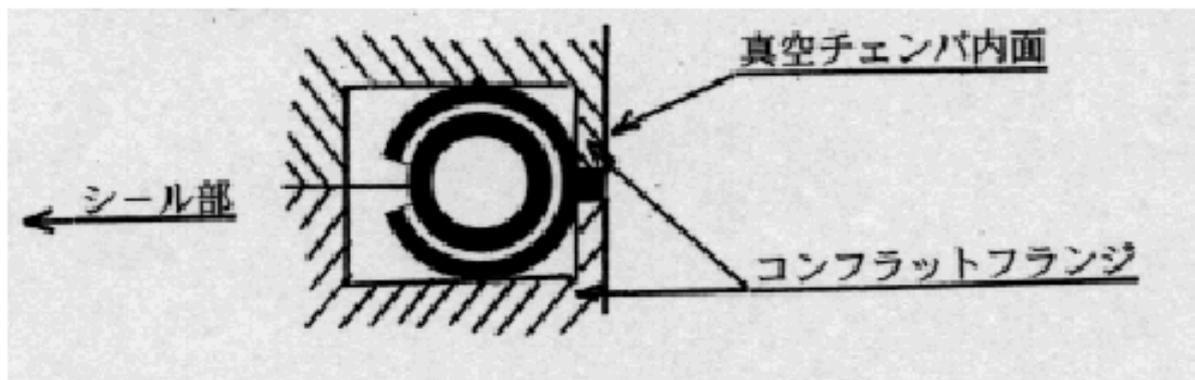


図 6.2 フランジ部に挿入されるヘリコフレックス部

(2) ベローズ部

RF スライドコンタクトフィンガ：ベリリウム銅製のスライド式フィンガ形状

(3) 大口径開口部

真空チェンバ壁にスリット加工した構造

(4) ベローズタイプ偏向電磁石部

RF コンタクトプレート構造：位置ずれ吸収機構を有した無酸素銅製の板を設けた構造 (図 6.3 参照)

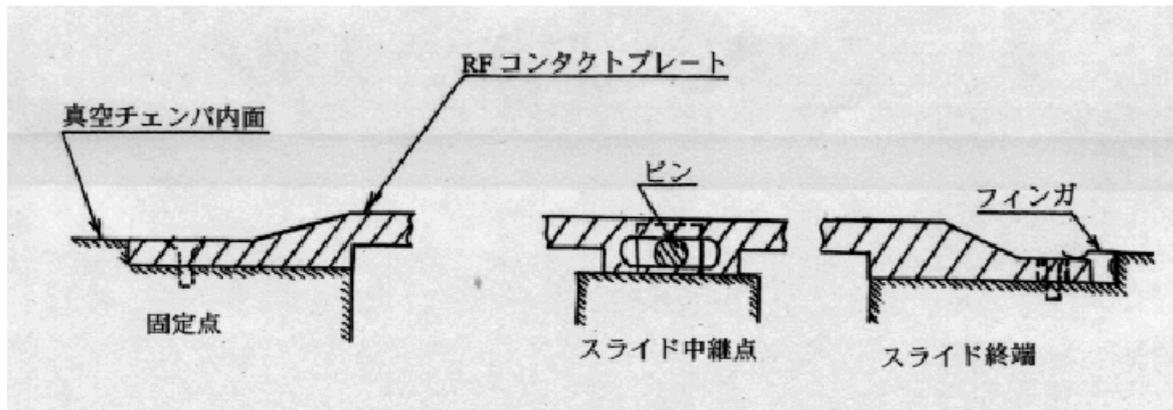


図 6.3 ベローズ部に取り付ける RF コンタクトプレート構造

インピーダンスに係わる定量的な規定の議論検討は行われていない。ただ、これまでの SPring-8 蓄積リングでの経験と実績から類推すれば、(2)、(3)の実現は比較的容易と言える。ただし、個々の形状により差異があるため、実用試験は必要である。(1)(4)に関しては、形状寸法、材料特性等に起因する機能試験の事前実施が必須である。

6. 2 受光体 (フォトンアブソーバ)

偏向電磁石から発生する 8GeV、100mA の電子ビームからのシンクロトロン放射光を、既設の真空チェンバ外周壁で受光した場合、壁面の健全性は確保できない。(付録シンクロトロン真空チェンバ熱負荷検討メモ参照) 表 6.1 にビームエネルギー (GeV) に対応して蓄積電流 100mA における偏向電磁石 1 台当たりから発生する放射光パワーを記す。電子の周回当りに失うエネルギー ΔE (keV/turn) は、下記である。

$$\Delta E = 88.5 \times E_0^4 / \rho \quad (6-1)$$

ここで、 E_0 (GeV) は加速エネルギー、 ρ (m) は曲率半径である。1 秒間当たりの周回数を f (turn/sec)、電子数を N_e 、偏向電磁石台数を N_B とすると、偏向電磁石 1 台からの 1 秒間当たりの放射パワー P_B (keV/sec) は、次式となる。

$$P_B = 88.5 \times E_0^4 f N_e / (\rho N_B) \quad (6-2)$$

ここで、 $\rho = 29.52$ (m)、 $N_B = 64$ (台)、蓄積電流値は 100mA、電子数

8.242×10¹¹ 個として計算した。

表 6.1 偏向電磁石 1 台当りからの放出される放射光パワー

ビームエネルギー (GeV)	(keV/sec・台)	(W・台)
1	2.922×10 ¹⁶	4.68
2	4.676×10 ¹⁷	74.9
3	2.367×10 ¹⁸	379.2
4	7.481×10 ¹⁸	1.198×10 ³
5	1.825×10 ¹⁹	2.925×10 ³
6	3.787×10 ¹⁹	6.067×10 ³
7	7.015×10 ¹⁹	1.124×10 ⁴
8	1.197×10 ²⁰	1.917×10 ⁴

この放射光は、SPring-8 蓄積リングの場合に比べて、光源から受光予定点までの距離が短いことが予想され、大きなパワー密度の放射光を受光吸収せねばならない。

既存の真空チェンバの設計思想に基づけば、受光体を外周内壁面に取り付けることとなるが、これは、受光体のビーム軸方向への大きな熱伸びを生じ、材料強度上また据付精度上、問題となると予測される。また、現行のベローズタイプチェンバでは、受光体の取り付けが難しく、複雑な構造になると予想され、コストアップにも繋がる。

そこで、真空チェンバと受光体は、基本的には、放射光利用ポート設置部や高熱負荷部がチェンバ本体と分離できる構造とし、その他は、外周壁に固定する方式を考えてみた。真空チェンバの基本断面形状（レーストラックタイプ 30mm×80mm）は、可能な限り維持するとし、ビームに影響を与えないと思われる範囲内でアパーチャを調整し、図 6.4 のように受光体配置を想定してみた。これは、あくまでも素案として記載したものである。ただし、ビームのダイナミックアパーチャの観点から、受光体設置位置を熟慮検討する必要がある。図 6.4 は、図 6.1 のノーマルセル平面図の A 点を Z = 0 mm とした位置から見た水平方向のアパーチャを示している。表 6.2 は、8GeV、100mA のビームからの放射光から想定した位置で受光する放射光パワーである。

表 6.2 受光体への入力

受光体名	偏向電磁石 B1 からの入力 (W)	偏向電磁石 B2 からの入力 (W)
Ab1	2 4 0 3	7 0 8 5
Ab2	0	6 2 9 5
Ab3	0	3 3 8 8

但し、透過率は考慮していない。

ここで、最も注意すべき点は、前述のように、光源と受光体の位置が近接していること

である。図 6.4 から概算、2 m~6m として、照射点での垂直方向の光の広がり、 $1/\gamma$ から単純計算して 0.1mm~0.4mm となる。そのため、平均パワー密度は、想定受光面積（単純平面）に対して表 6.3 に示すようになる。

表 6.3 平均パワー密度

受光体名	想定受光サイズ (mm×mm)	平均パワー密度 (W/mm ²)
Ab 1	15×0.4	1.58×10^3
Ab 2	15×0.2	2.10×10^3
Ab 3	15×0.3	7.53×10^2

ビームエネルギー 8GeV、ビーム電流値 100mA の時

ここで、前述の受光体の構想から言えば、Ab1 と Ab2 は、フランジ締結タイプで、Ab3 は、真空チェンバ固定式となる。

今後の詳細な検討と計算は、必須であるものの、上記のような高密度パワーの放射光を受光し健全性を保つためには、従来 SPring-8 蓄積リングで使用されてきた Cu 系単一材で構成された受光体では、難しいと推測する。受光面形状を傾斜面や曲面とし、受光面積を広くする対策以外、材料的なアプローチも必要である [3]。幸いにして、過去に高耐熱材と熱伝導性の良好な材料との複合材料を試作評価した事例があり [4]、このような材料的な観点からも、問題の打開は可能と考える。ただし、十分に多面的材料試験と検討を要する。

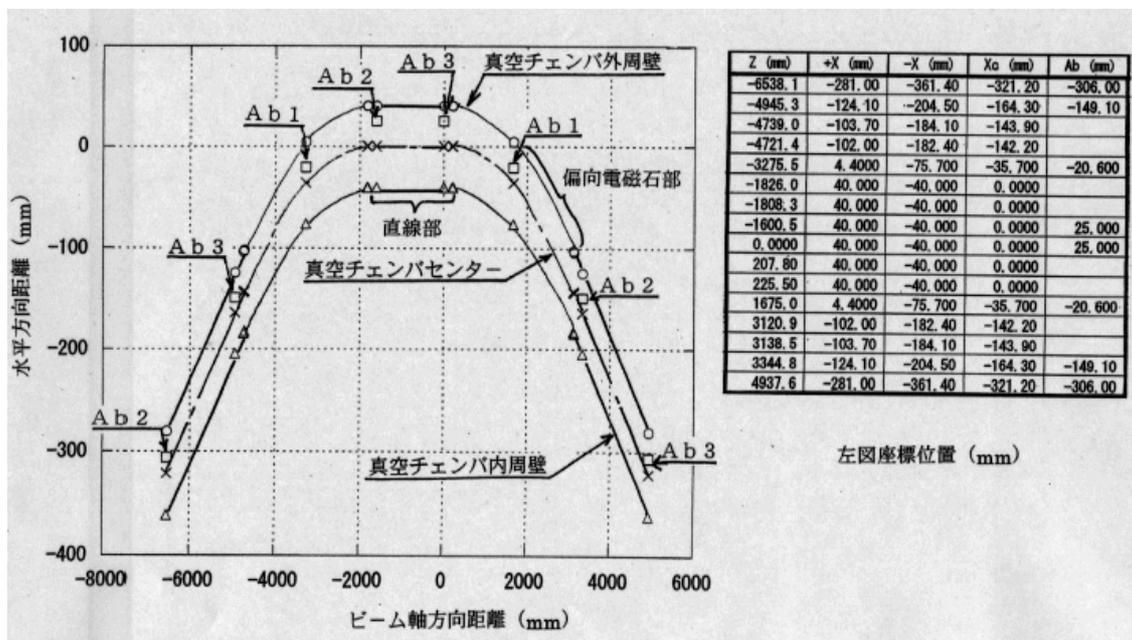


図 6.4 真空チェンバの寸法とビームの位置との関係

6. 3 ビーム寿命と圧力

ビーム寿命を決める要因の一つに、真空チェンバ内の残留ガスと電子ビームとの衝突がある。単原子分子ガスの衝突に起因するビーム寿命 τ_L (sec) は、次の (6.3) 式で与えられる。

$$1/\tau_L = \sigma_T \rho_P \beta C \quad (6-3)$$

ここで、 σ_T (m²) は、ビーム損失を起こす散乱全断面積で、電子ビームに対しては、下記 (6.4) 式で与えられる。また、 ρ_P (1/m³) は、残留ガスの分子密度である。

$$\sigma_T = Z_i \sigma_M + \sigma_R(Z_i) + \sigma_B(Z_i) \quad (6-4)$$

σ_M 、 σ_R 、 σ_B は、電子ビームとガス分子と、Möller 散乱、Rutherford 散乱、制動輻射の各過程で失われる断面積を表している。下記にそれぞれの近似式を記す。

$$Z_i \sigma_M = Z_i [2 \pi r_e^2 / \gamma_c + 4 \pi r_e^2 / (\gamma^2 \theta_c^2)] \quad (6-5)$$

$$\sigma_R(Z_i) = 4 \pi (r_e Z_i / \gamma)^2 / \theta_c^2 \quad (6-6)$$

$$\sigma_B(Z_i) = 4 \alpha r_e^2 Z_i (Z_i + 1) [4/3 \ln(\gamma / \gamma_c) - 5/6] \ln(183 Z_i^{-1/3}) \quad (6-7)$$

ここで、 Z_i は原子番号、 r_e は古典電子半径 (2.818×10⁻¹⁵m)、 γ は Lorentz factor、 θ_c は真空チェンバに衝突する散乱角、 α は微細構造定数である。 $\alpha = 1/137$ 、 $\gamma_c / \gamma = \Delta E/E$ 、 P_L (Pa) を求める軌道上の圧力 (27°C) として、 $\rho_P = 2.415 \times 10^{20} P_L$ を用いて計算した。 θ_c は、真空チェンバの断面を、前述のように 30mm×80mm のレーストラックと仮定し、 1.5×10^{-2} と、 $\Delta E/E$ は、 1.26×10^{-3} とした。ビームエネルギーに対する H₂(100%)、CO(100%)、H₂(90%)+CO(10%) の散乱全断面積を表 6.4 に示す。

表 6.4 ビームエネルギーと各ガスに対する散乱全断面積 (m²)

ビームエネルギー(GeV)	σ_T (H ₂)	σ_T (CO)	σ_T (H ₂ +CO)
1	7.996×10 ⁻²⁹	1.268×10 ⁻²⁷	1.988×10 ⁻²⁸
2	5.936×10 ⁻²⁹	1.116×10 ⁻²⁷	1.650×10 ⁻²⁸
3	5.254×10 ⁻²⁹	1.067×10 ⁻²⁷	1.540×10 ⁻²⁸
4	4.914×10 ⁻²⁹	1.042×10 ⁻²⁷	1.484×10 ⁻²⁸
5	4.710×10 ⁻²⁹	1.028×10 ⁻²⁷	1.452×10 ⁻²⁸
6	4.574×10 ⁻²⁹	1.018×10 ⁻²⁷	1.430×10 ⁻²⁸
7	4.478×10 ⁻²⁹	1.012×10 ⁻²⁷	1.415×10 ⁻²⁸
8	4.406×10 ⁻²⁹	1.006×10 ⁻²⁷	1.403×10 ⁻²⁸

(H₂+CO) は、H₂(90%)+CO(10%) の組成を意味する。

また、表 6.5 に、ビーム寿命を 24 時間 (86400sec) と想定し、ビーム軌道上の最大許容圧力を算出した。

表 6.5 ビームエネルギーと最大許容圧力 (Pa)

ビームエネルギー(GeV)	PL(100%H ₂)	PL(100%CO)	PL(90%H ₂ +10%CO)
1	2.00×10 ⁻⁶	1.26×10 ⁻⁷	8.03×10 ⁻⁷
2	2.69×10 ⁻⁶	1.43×10 ⁻⁷	9.69×10 ⁻⁷
3	3.04×10 ⁻⁶	1.49×10 ⁻⁷	1.04×10 ⁻⁶
4	3.25×10 ⁻⁶	1.53×10 ⁻⁷	1.08×10 ⁻⁶
5	3.39×10 ⁻⁶	1.55×10 ⁻⁷	1.10×10 ⁻⁶
6	3.49×10 ⁻⁶	1.56×10 ⁻⁷	1.12×10 ⁻⁶
7	3.57×10 ⁻⁶	1.57×10 ⁻⁷	1.13×10 ⁻⁶
8	3.63×10 ⁻⁶	1.58×10 ⁻⁷	1.14×10 ⁻⁶

ビームエネルギー1~8GeV で約 24 時間程度のビーム寿命を確保するには、加速器運転状態での真空チェンバ内のビーム軌道上の圧力が、10⁻⁷~10⁻⁶ Pa 台に維持される必要がある。加速器運転状態とはシンクロトン放射光を真空機器で受光した状態で、第 3 章 2 項で述べる光刺激脱離 (PSD)、電子刺激脱離 (ESD)、熱脱離の複合されたガス放出が真空系内で発生している状況である。従って、これらの放出ガスを速やかに排気し、ビーム寿命を長期間にわたって維持できる真空排気系が備わっていることが肝要である。

ここで、圧力を維持するための排気装置について述べる前に、ノーマルセルで大きく形状が変わるであろう偏向電磁石部チェンバの構想図 (一例) を、図 6.5 に示す。これはあくまでも従来の延長線での構想であり、今後のランプアップの試験結果により大きく異なる場合があることを付記する。ストレート部の詳細は大きく異なるであろうが、基本形状は従来の延長線上にあるので省略する。

主排気装置は 10⁻⁷ Pa 台以下の圧力で主ガスである H₂、炭素系ガスの CO、CO₂、CH₄ を長期間安定に吸着排気しうる非蒸発型ゲッターポンプとスパッタイオンポンプの組み合わせとし、可能であれば大きなガス放出源となる受光体近傍に設置する。排気速度に関しては、個々の真空チェンバの形状寸法や材質、受光体からのガス放出量等の諸量が絞られないと想定は難しい。ただ、H₂ で数千 ℓ/sec 程度は必須と考える。

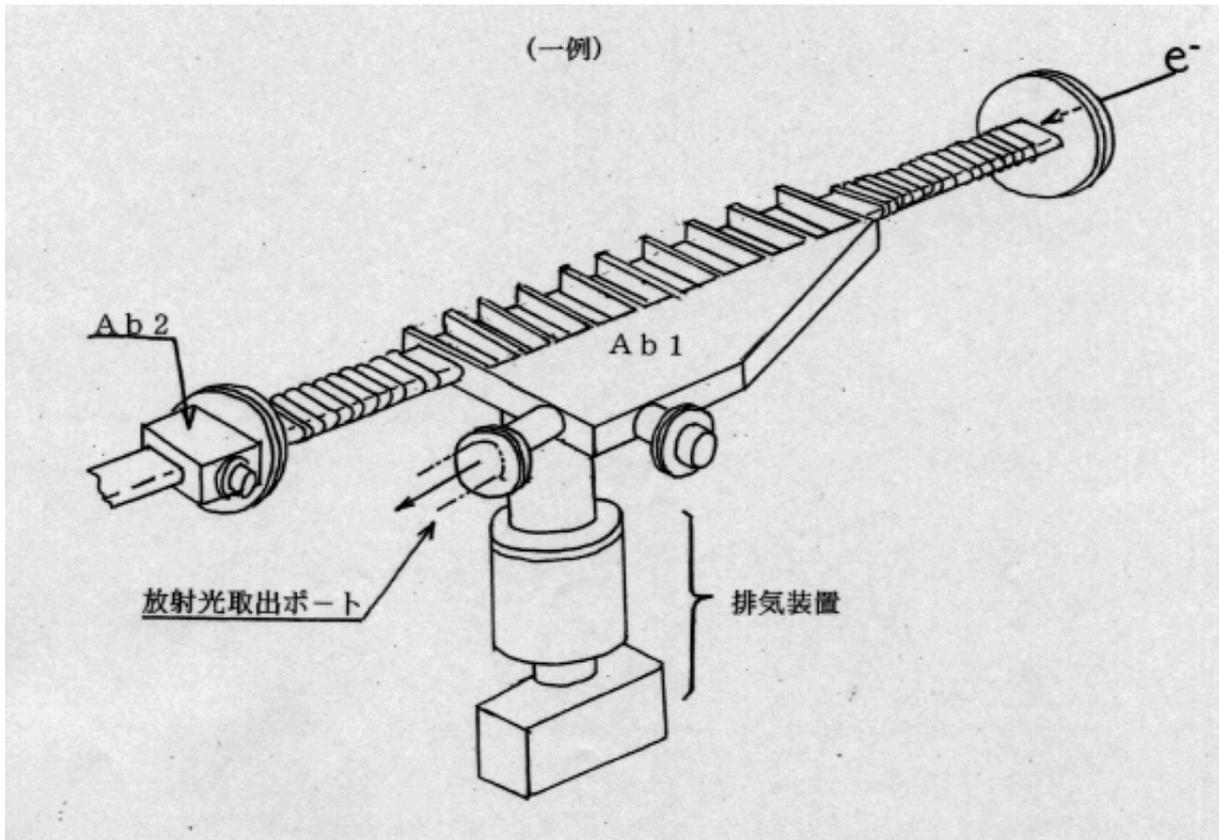


図 6.5 偏向電磁石部真空機器設置構想図

6. 4 真空システムの改造

ブースターシンクロトロン¹⁾の真空システムの改造について、前項に一部要素機器の問題点と解決策について述べた。以下では主として前項以外の問題点について概略言及する。

まず、真空チェンバの主構成材料と表面処理、その取り扱いの問題がある。材料的に新規に要求される性能はないため、過去に実績があり汎用性あるものを選択する。ただし、現在稼動中であるため、改造・立ち上げを夏季のマシンシャットダウン中に完了せねばならない時間的制約がある。そのため、据付調整前に真空チェンバを予備焼きだし (Pre-baking) し、高純度超乾燥窒素 (水分管理 ppb 台) を封入した状態で管理保管し、据付立ち上げではベーキング工程なし (No-baking) を基本とする。

そこで、過去に実績がある材料としては、材料の放射化とベーキングの観点で優れている EX・EL 処理やケミカルエッチ等を施したアルミニウム合金と、材料強度と汎用拡張性の観点で優れている電解研磨等を施したステンレスがある。大電流蓄積用に無酸素銅がある。磁場のランプアップの観点から、偏向電磁石部チェンバの肉厚を薄くする必要があり、また一部にベローズを用いる可能性を考えるとステンレスが適している。ただし、表面処理に関して、最近の動向に注意する必要があり予備的試験を勘案せねばならない。さらに蓄積ビームエネルギーが 3 GeV 以下で蓄積電流を 1 A に上げたいという実験からの要求 (13 章参照) を満足するためにはさらに材料面の検討とその予備的実験を実施しなければならない。

本章2項で触れたインピーダンス対策を打つ上で、また受光体取り付けのために、現状のBPMの位置を変えないとすれば、新規にBPM付直線部チェンバを製作せねばならない。その際、個別にBPMの校正が必要となる。

新規に製作した真空チェンバや排気装置等を所定の精度で据え付けるための支持装置の設計製作も必要となる。アライメントから要求される基準ケガキ等を据付対象物に刻印するか、その代用となる方策を準備する必要がある。

さらに、排気装置、真空遮断弁、圧力測定装置や温度センサー等の制御計測装置の配線、受光体や真空チェンバへの冷却水配管、それらの材料、経路、支持方法等も、放射線対策（ノイズと材料劣化）をも含めて考慮せねばならない。当然のことながら、それら制御機器本体は、加速器本体の設置収納場所とは別の部屋に設置されるべきである。施設の長期間に渡る連続安定稼動に十分な配慮と対策が要求される。

参考文献

- [1] 米山勝治他 JAERI-memo 05-161 (1993).
- [2] SPring-8 PROJECT Facility Design, Part 1, (1991).
- [3] H. Ishimaru, Takashi Momose, Yusuke Suetsugu, and Hideo Hirayama, J. Vac. Sci. Technol. A 11 (6), 3121-3125 (1993).
- [4] T. Momose, K. Nishida, H. Hirayama, T. Toga, and H. Ishimaru, Vacuum 47 (12), 1491-1494 (1997).

付録

シンクロトロン真空チェンバ熱負荷検討メモ

1. 加速器基本パラメータに関して

- (1) 入射エネルギー : 1 GeV
- (2) 出射エネルギー : 8 GeV
- (3) 周長 : 396.12 m
- (4) 偏向電磁石数 : 64 台
- (5) 偏向電磁石最大磁場 : 0.90338 T
- (6) 偏向電磁石有効長 : 2.9 m
- (7) エネルギー損失 : 12.27 MeV / turn (8 GeV)

以上から、先ず、 γ 、曲率半径 ρ (m) および放射損失 ΔE (keV/turn) を求める。

E_0 (GeV) = 0.5117 (MeV) $\times \gamma$ であるので、各加速エネルギーに対して γ は下記のようになる。

E_0 (GeV) = 1	: $\gamma = 1954$
E_0 (GeV) = 2	: $\gamma = 3909$
E_0 (GeV) = 3	: $\gamma = 5863$
E_0 (GeV) = 4	: $\gamma = 7817$
E_0 (GeV) = 5	: $\gamma = 9771$
E_0 (GeV) = 6	: $\gamma = 11726$
E_0 (GeV) = 7	: $\gamma = 13680$
E_0 (GeV) = 8	: $\gamma = 15634$

P (GeV/c) = 0.3 B (T) $\times \rho$ (m) より、 $E_0 = 8$ (GeV) に対して ρ (m) を求める。

P (GeV/c) = 8 (GeV/c) であるので $\rho = 29.52$ (m)、ここで有効磁場長と偏向電磁石台数から、円形部長 Sr (m) は、 Sr (m) = 2.9 \times 64 = 185.6 (m)、 $\rho = 29.52$ (m) から円形部長 Sr (m) は、 Sr (m) = 2 $\pi \rho = 185.5$ (m) でほぼ一致する。有効磁場長を基準にすると、 $\rho = 29.54$ (m)、 ΔE (keV/turn) = 88.5 $\times E_0$ (GeV)⁴ / ρ (m) であり、各加速エネルギーに対して ΔE を求める。

E_0 (GeV) = 1	: $\Delta E = 2.996$ (keV/turn)
E_0 (GeV) = 2	: $\Delta E = 47.94$ (keV/turn)
E_0 (GeV) = 3	: $\Delta E = 242.7$ (keV/turn)
E_0 (GeV) = 4	: $\Delta E = 767.0$ (keV/turn)
E_0 (GeV) = 5	: $\Delta E = 1872$ (keV/turn)
E_0 (GeV) = 6	: $\Delta E = 3883$ (keV/turn)
E_0 (GeV) = 7	: $\Delta E = 7193$ (keV/turn)
E_0 (GeV) = 8	: $\Delta E = 12270$ (keV/turn)

以上の計算で、 $E_0 = 8$ (GeV) で、 $\Delta E = 12270$ (keV/turn) = 12.27 (MeV/turn) となり、前記のパラメータと合致する。

2. その他の放射光基本的パラメータについて

(1) Critical wavelength

$$\lambda_c (\text{\AA}) = 5.59 \times \rho (\text{m}) / E_0^3 (\text{GeV})$$

$$E_0 = 1 (\text{GeV}) : \lambda_c = 165.1 (\text{\AA})$$

$$E_0 = 2 (\text{GeV}) : \lambda_c = 20.64 (\text{\AA})$$

$$E_0 = 3 (\text{GeV}) : \lambda_c = 6.116 (\text{\AA})$$

$$E_0 = 4 (\text{GeV}) : \lambda_c = 2.580 (\text{\AA})$$

$$E_0 = 5 (\text{GeV}) : \lambda_c = 1.321 (\text{\AA})$$

$$E_0 = 6 (\text{GeV}) : \lambda_c = 0.7645 (\text{\AA})$$

$$E_0 = 7 (\text{GeV}) : \lambda_c = 0.4814 (\text{\AA})$$

$$E_0 = 8 (\text{GeV}) : \lambda_c = 0.3225 (\text{\AA})$$

(2) Characteristic energy

$$\varepsilon_0 (\text{eV}) = 2218 \times E_0^3 (\text{GeV}) / \rho (\text{m})$$

$$E_0 = 1 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 75.08 (\text{eV})$$

$$E_0 = 2 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 600.7 (\text{eV})$$

$$E_0 = 3 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 2027 (\text{eV}) = 2.027 (\text{keV})$$

$$E_0 = 4 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 4805 (\text{eV}) = 4.805 (\text{keV})$$

$$E_0 = 5 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 9386 (\text{eV}) = 9.386 (\text{keV})$$

$$E_0 = 6 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 16220 (\text{eV}) = 16.22 (\text{keV})$$

$$E_0 = 7 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 25750 (\text{eV}) = 25.75 (\text{keV})$$

$$E_0 = 8 (\text{GeV}) : \varepsilon_0 = 38440 (\text{eV}) = 38.44 (\text{keV})$$

(3) Emission angle : $1/\gamma$

$$E_0 = 1 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 5.118 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 2 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 2.558 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 3 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 1.706 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 4 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 1.279 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 5 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 1.023 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 6 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 8.528 \times 10^{-5}$$

$$E_0 = 7 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 7.310 \times 10^{-5}$$

$$E_0 = 8 (\text{GeV}) : 1/\gamma = 6.396 \times 10^{-5}$$

(4) Energy of photon

$$\varepsilon \text{ (keV)} = 12.40 / \lambda \text{ (\AA)}$$

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 165.1 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 0.07511 \text{ (keV)}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 20.64 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 0.6008 \text{ (keV)}$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 6.116 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 2.027 \text{ (keV)}$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 2.580 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 4.806 \text{ (keV)}$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 1.321 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 9.387 \text{ (keV)}$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 0.7645 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 16.22 \text{ (keV)}$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 0.4814 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 25.76 \text{ (keV)}$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : \lambda_c = 0.3225 \text{ (\AA)} : \varepsilon_c = 38.45 \text{ (keV)}$$

3. 熱負荷計算

以下、先ず $E_0 = 8 \text{ (GeV)}$ での試算を行う。蓄積されたビームは各偏向電磁石で均等にエネルギーを失っていくと仮定する。偏向電磁石 1 台当たり $0.1917 \text{ (MeV/turn} \cdot \text{台)}$ となり、 $1.452 \times 10^5 \text{ (MeV/s} \cdot \text{台)}$ となる。ここで、 $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$ であるので、 $2.326 \times 10^{-8} \text{ (J / s} \cdot \text{台)}$ となる。また、 $1 \text{ W} = 1 \text{ J / s}$ であるので、個々の電子に対して $2.326 \times 10^{-8} \text{ (W / 台)}$ となる。次に、各蓄積電流値 $I \text{ (A)}$ に対する偏向電磁石 1 台からの放射パワー $P_B \text{ (W} \cdot \text{kW)}$ を算出する。

$$I = 1 \times 10^{-4} : \text{Ne} = 8.242 \times 10^8 \text{ 個} : P_B = 19.17 \text{ (W)}$$

$$I = 2 \times 10^{-4} : \text{Ne} = 1.648 \times 10^9 \text{ 個} : P_B = 38.34 \text{ (W)}$$

$$I = 3 \times 10^{-4} : \text{Ne} = 2.473 \times 10^9 \text{ 個} : P_B = 57.51 \text{ (W)}$$

$$I = 5 \times 10^{-4} : \text{Ne} = 4.121 \times 10^9 \text{ 個} : P_B = 95.86 \text{ (W)}$$

$$I = 7 \times 10^{-4} : \text{Ne} = 5.770 \times 10^9 \text{ 個} : P_B = 134.2 \text{ (W)}$$

$$I = 1 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 8.242 \times 10^9 \text{ 個} : P_B = 194.7 \text{ (W)}$$

$$I = 2 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 1.648 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 383.4 \text{ (W)}$$

$$I = 3 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 2.472 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 575.1 \text{ (W)}$$

$$I = 4 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 3.297 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 766.9 \text{ (W)}$$

$$I = 5 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 4.121 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 958.6 \text{ (W)}$$

$$I = 6 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 4.945 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 1150 \text{ (W)} = 1.150 \text{ (kW)}$$

$$I = 7 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 5.770 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 1342 \text{ (W)} = 1.342 \text{ (kW)}$$

$$I = 8 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 6.584 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 1533 \text{ (W)} = 1.533 \text{ (kW)}$$

$$I = 9 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 7.418 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 1725 \text{ (W)} = 1.725 \text{ (kW)}$$

$$I = 10 \times 10^{-3} : \text{Ne} = 8.242 \times 10^{10} \text{ 個} : P_B = 1917 \text{ (W)} = 1.917 \text{ (kW)}$$

ここで、念のために、前記の $I \text{ (A)}$ に対する P_B 値が、妥当かどうかの確認を行う。

$$P_{\text{tot}} \text{ (kW)} = 26.6 \times E_0^3 \text{ (GeV)} \times B \text{ (T)} \times I \text{ (A)}$$

$$I = 1 \times 10^{-4} : P_{\text{tot}} = 1.230 \text{ (kW)} : 19.17 \times 10^{-3} \times 64 = 1.227 \text{ (kW)}$$

$$I = 5 \times 10^{-4} : P_{\text{tot}} = 6.152 \text{ (kW)} : 95.86 \times 10^{-3} \times 64 = 6.135 \text{ (kW)}$$

$$I = 1 \times 10^{-3} : P_{\text{tot}} = 12.30 \text{ (kW)} : 194.7 \times 10^{-3} \times 64 = 12.46 \text{ (kW)}$$

$$\begin{aligned}
I = 5 \times 10^{-3} & : P_{\text{tot}} = 61.52 \text{ (kW)} & : 958.6 \times 10^{-3} \times 64 = 61.35 \text{ (kW)} \\
I = 10 \times 10^{-3} & : P_{\text{tot}} = 123.0 \text{ (kW)} & : 1.917 \times 64 = 122.7 \text{ (kW)}
\end{aligned}$$

上記のように、ほぼ合致するので、妥当と思われる。

次に、各ビームエネルギー(1~7GeV)に対して偏向電磁石1台からの放射パワーを計算する。結果を表6.6に示す。次に、別紙図6.6、6.7、6.8のようにアーク部を分割し、ナンバリングし、各区分ごとに検討を実施する。

3. 1 A-B区間

$$\theta_0 = 5.625^\circ$$

$$\theta_1 = \cos^{-1}(29.52/29.56) = 2.981^\circ$$

$$\theta_2 = 2.981^\circ$$

$$\theta_3 = 5.625 - 2.981 = 2.644^\circ$$

$$A \hat{B} = 29.56 \times 2 \pi \times 2.644/360 = 1.364 \text{ (m)}$$

$$P_1 \hat{A} = \{(29.56)^2 - (29.52)^2\}^{1/2} = 1.537 \text{ (m)}$$

$$P_2 \hat{B} = \{(29.56)^2 - (29.52)^2\}^{1/2} = 1.537 \text{ (m)}$$

$$P_1 \hat{P}_4 = 29.52 \times 2 \pi \times 5.625/360 = 2.898 \text{ (m)}$$

$$P_1 \hat{P}_2 = 29.52 \times 2 \pi \times 2.644/360 = 1.362 \text{ (m)}$$

A点でのy方向の受光幅を y_A (mm) とすると、

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_A = 0.787$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_A = 0.393$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_A = 0.262$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_A = 0.197$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_A = 0.157$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_A = 0.131$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_A = 0.112$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_A = 0.0983$$

B点でのy方向の受光幅を y_B (mm) とすると、

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_B = 0.787$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_B = 0.393$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_B = 0.262$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_B = 0.197$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_B = 0.157$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_B = 0.131$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_B = 0.112$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_B = 0.0983$$

A-B間の総合照射面積 S_{AB} (m²) は、

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : S_{AB} = 1.073 \times 10^{-3}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : S_{AB} = 5.361 \times 10^{-4}$$

$$\begin{aligned}
E_0 = 3 \text{ (GeV)} : S_{AB} &= 3.574 \times 10^{-4} \\
E_0 = 4 \text{ (GeV)} : S_{AB} &= 2.687 \times 10^{-4} \\
E_0 = 5 \text{ (GeV)} : S_{AB} &= 2.141 \times 10^{-4} \\
E_0 = 6 \text{ (GeV)} : S_{AB} &= 1.787 \times 10^{-4} \\
E_0 = 7 \text{ (GeV)} : S_{AB} &= 1.528 \times 10^{-4} \\
E_0 = 8 \text{ (GeV)} : S_{AB} &= 1.341 \times 10^{-5}
\end{aligned}$$

A-B 間の放射パワー W_{AB} は、偏向電磁石 1 台からの全放射パワー P_B の $W_{AB}/P_B = \theta_3/\theta_0 = 2.644/5.625 = 0.470$ となる。(表 6.6 参照)

3. 2 B-C 区間

$$\begin{aligned}
BC &= 2.056 \text{ (m)} \\
\theta_4 &= \tan^{-1}(29.56/2.056) = 86.021^\circ \\
CO &= \{(2.056)^2 + (29.56)^2\}^{1/2} = 29.63 \text{ (m)} \\
P_3C &= \{(29.63)^2 - (29.52)^2\}^{1/2} = 2.567 \text{ (m)} \\
\theta_5 &= \tan^{-1}(29.52/2.567) = 85.030^\circ \\
\theta_6 &= 90 - \theta_5 = 4.970^\circ \\
\theta_7 &= \tan^{-1}(2.056/29.56) = 3.979^\circ \\
\theta_8 &= \theta_6 - \theta_7 = 4.970 - 3.979 = 0.991^\circ \\
\theta_9 &= \theta_2 - \theta_8 = 2.981 - 0.991 = 1.990^\circ \\
P_2 \hat{P}_3 &= 29.52 \times 2 \pi \times 1.990/360 = 1.025 \text{ (m)}
\end{aligned}$$

C 点での y 方向の受光幅を y_C (mm) とすると、

$$\begin{aligned}
E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_C &= 1.314 \\
E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_C &= 0.657 \\
E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_C &= 0.438 \\
E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_C &= 0.328 \\
E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_C &= 0.263 \\
E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_C &= 0.219 \\
E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_C &= 0.188 \\
E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_C &= 0.164
\end{aligned}$$

B-C 間の総合照射面積 S_{BC} (m²) は、

$$\begin{aligned}
E_0 = 1 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 2.150 \times 10^{-3} \\
E_0 = 2 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 1.079 \times 10^{-3} \\
E_0 = 3 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 7.196 \times 10^{-4} \\
E_0 = 4 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 5.397 \times 10^{-4} \\
E_0 = 5 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 4.318 \times 10^{-4} \\
E_0 = 6 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 3.598 \times 10^{-4} \\
E_0 = 7 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 3.084 \times 10^{-4} \\
E_0 = 8 \text{ (GeV)} : S_{BC} &= 2.696 \times 10^{-4}
\end{aligned}$$

B-C 間の放射パワー W_{BC} は、偏向電磁石 1 台からの全放射パワー P_B の

$W_{BC}/P_B = \theta_9/\theta_0 = 1.990/5.625 = 0.354$ となる。(表 6.6 参照)

3. 3 C-D 区間

$$D-O_1 = 29.56 \text{ (m)}$$

$$P_5-O_1 = 29.52 \text{ (m)}$$

$$\theta_{10} = \cos^{-1}(29.52/29.56) = 2.981^\circ$$

$$D-P_5 = \{(29.56)^2 - (29.52)^2\}^{1/2} = 1.537 \text{ (m)}$$

$$C-D = 29.56 \times 2 \pi \times 2.981/360 = 1.538 \text{ (m)}$$

D 点での y 方向の受光幅を y_D (mm) とすると、

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_D = 0.787$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_D = 0.393$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_D = 0.262$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_D = 0.197$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_D = 0.157$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_D = 0.131$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_D = 0.112$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_D = 0.0983$$

C-D 間の総合照射面積 S_{CD} (m^2) は、

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 1.616 \times 10^{-3}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 8.075 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 5.383 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 4.037 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 3.230 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 2.692 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 2.307 \times 10^{-4}$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : S_{CD} = 2.017 \times 10^{-4}$$

C-D 間の放射パワー W_{CD} は、偏向電磁石 1 台からの全放射パワー P_B の

$W_{CD}/P_B = (\theta_0 - \theta_3 - \theta_9)/\theta_0 = (5.625 - 2.644 - 1.990)/5.625 = 0.176$ となる。

(表 6.6 参照)

3. 4 放射光の減衰長と透過率について

シンクロトロン線の偏向電磁石部チェンバーはステンレス製である。鉄を主材料と仮定する。輻射距離 X_0 は以下の式で表される。

$$E = E_0 e^{-x/X_0}$$

鉄の X_0 は、 $13.8 \text{ (g/cm}^2\text{)}$ である。これを用いて、図 6.9 に減衰長と透過率の関係を表す。

8GeV の時の臨界エネルギーは、前述のように 38.44 keV である。また、鉄の密度は、

7.86 g/cm^3 である。主材料は SUS316 または 304 であるが、鉄を代表材料とする。

$$E/E_0 = 1.0 : x = 0$$

$$E/E_0 = 0.9 : x = 1.45 : 0.185 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.8 : x = 3.08 : 0.392 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.7 : x = 4.92 : 0.626 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.6 : x = 7.05 : 0.897 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.5 : x = 9.57 : 1.22 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.4 : x = 12.6 : 1.61 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.3 : x = 16.6 : 2.11 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.2 : x = 22.2 : 2.83 \text{ (cm)}$$

$$E/E_0 = 0.1 : x = 31.8 : 4.04 \text{ (cm)}$$

チェンバー壁厚は20mm ピッチでベローズタイプとなりその間に補強板があるものの、
 厳しい条件下では $t = 0.3 \text{ mm}$ とみなせる。ただし、放射光は斜め入射するため壁厚は
 厚くなる。実際の透過距離を $t_0 \text{ (mm)}$ 、入射角を $\theta \text{ (}^\circ\text{)}$ とすると、

$$t_0 = t \times 1/\sin \theta$$

$$\text{A 点} : \theta = 2.981^\circ : t_0 = 5.8$$

$$\text{B 点} : \theta = 2.981^\circ : t_0 = 5.8$$

$$\text{C 点} : \theta = 4.970^\circ : t_0 = 3.5$$

$$\text{D 点} : \theta = 2.981^\circ : t_0 = 5.8$$

そこで、上記の式または表から、この領域での透過率は、

$$x = 0.03 \times 7.86 = 0.236 \text{ (g/cm}^2\text{)}, E/E_0 = 0.983$$

$$x = 0.58 \times 7.86 = 4.56 \text{ (g/cm}^2\text{)}, E/E_0 = 0.719 \text{ (A 点, B 点, D 点)}$$

$$x = 0.35 \times 7.86 = 2.75 \text{ (g/cm}^2\text{)}, E/E_0 = 0.819 \text{ (C 点)}$$

となる。

ところで直線部ダクトの壁厚は 1.5 (mm) であるが、局所的に排気口のある厚肉部 3
 (mm) や BPM 部、溶接ベローズ等がある。ここでは代表的例に対して試算することと
 する。

$$t = 1.5 \text{ (mm) の場合}$$

$$\text{B 点} : \theta = 2.981^\circ : t_0 = 28.8$$

$$\text{C 点} : \theta = 4.970^\circ : t_0 = 17.3$$

$$x = 2.88 \times 7.86 = 22.6 \text{ (g/cm}^2\text{)}, E/E_0 = 0.194 \text{ (B 点)}$$

$$x = 1.73 \times 7.86 = 13.6 \text{ (g/cm}^2\text{)}, E/E_0 = 0.373 \text{ (C 点)}$$

となる。

$$t = 3.0 \text{ (mm) の場合 (参考)}$$

$$\text{B 点} : \theta = 2.981^\circ : t_0 = 57.7$$

$$\text{C 点} : \theta = 4.970^\circ : t_0 = 34.6$$

$$x = 5.77 \times 7.86 = 45.4 \text{ (g/cm}^2\text{)}, E/E_0 = 0.037 \text{ (B 点)}$$

$$x = 3.46 \times 7.86 = 27.2 \text{ (g/cm}^2\text{)}, E/E_0 = 0.139 \text{ (C 点)}$$

となる。

3. 5 各部位における入力パワーについて

3. 5. 1 偏向電磁石部チェンバ

C-B区間の総入力パワーを、 w_{C-B} (W) とすると、表 6.6 のようになる。

(1) 上流側フランジ部:

$$t = 25 \text{ (ICF253)}, t_0 \equiv 25, E/E_0 = 0.241$$

$$t = 20 \text{ (ICF152)}, t_0 \equiv 20, E/E_0 = 0.320$$

受光面積 S_{F1} と S_{F2} は、それぞれ次のようになる。

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_D = 0.787 : S_{F1} = 1.97 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_D = 0.393 : S_{F1} = 9.83 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_D = 0.262 : S_{F1} = 6.55 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_D = 0.197 : S_{F1} = 4.93 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_D = 0.157 : S_{F1} = 3.93 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_D = 0.131 : S_{F1} = 3.28 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_D = 0.112 : S_{F1} = 2.80 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_D = 0.0983 : S_{F1} = 2.46 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_D = 0.787 : S_{F2} = 1.57 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_D = 0.393 : S_{F2} = 7.86 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_D = 0.262 : S_{F2} = 5.24 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_D = 0.197 : S_{F2} = 3.94 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_D = 0.157 : S_{F2} = 3.14 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_D = 0.131 : S_{F2} = 2.62 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_D = 0.112 : S_{F2} = 2.24 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_D = 0.0983 : S_{F2} = 1.97 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

(2) 上流側フランジ直下流口型部 :

$$t = 3, t_0 = 173, E/E_0 = 5.26 \times 10^{-5}$$

従って、ほぼ吸収してしまう。照射面積 S_{\square} は、以下のようなになる。

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_D = 0.787 : S_{\square} = 1.14 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_D = 0.393 : S_{\square} = 5.70 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_D = 0.262 : S_{\square} = 3.80 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_D = 0.197 : S_{\square} = 2.86 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_D = 0.157 : S_{\square} = 2.28 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_D = 0.131 : S_{\square} = 1.90 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_D = 0.112 : S_{\square} = 1.62 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_D = 0.0983 : S_{\square} = 1.43 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

(3) ビームダクト本体部 :

$$t = 0.3, \theta = 2.981^\circ, t_0 = 5.77, E/E_0 = 0.720$$

$$t = 0.3, \theta = 0.991^\circ, t_0 = 17.3, E/E_0 = 0.373$$

照射面積 S_{C-B} は、下記のようになる。

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_D = 0.787 : S_{C-B} = 2.13 \times 10^{-3} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_D = 0.393 : S_{C-B} = 1.07 \times 10^{-3} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_D = 0.262 : S_{C-B} = 7.12 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_D = 0.197 : S_{C-B} = 5.35 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_D = 0.157 : S_{C-B} = 4.26 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_D = 0.131 : S_{C-B} = 3.56 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_D = 0.112 : S_{C-B} = 3.04 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_D = 0.0983 : S_{C-B} = 2.67 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}$$

(4) 上流側フランジ部：

$$t = 21 \text{ (ICF152)} t_0 \equiv 21, E/E_0 = 0.302$$

受光面積 S_{F3} は、それぞれ次のようになる。

$$E_0 = 1 \text{ (GeV)} : y_D = 0.787 : S_{F3} = 1.65 \times 10^{-5} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 2 \text{ (GeV)} : y_D = 0.393 : S_{F3} = 8.25 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 3 \text{ (GeV)} : y_D = 0.262 : S_{F3} = 5.50 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 4 \text{ (GeV)} : y_D = 0.197 : S_{F3} = 4.14 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 5 \text{ (GeV)} : y_D = 0.157 : S_{F3} = 3.30 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 6 \text{ (GeV)} : y_D = 0.131 : S_{F3} = 2.75 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 7 \text{ (GeV)} : y_D = 0.112 : S_{F3} = 2.35 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

$$E_0 = 8 \text{ (GeV)} : y_D = 0.0983 : S_{F3} = 2.06 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$$

実際に各部の入力パワーについて、概略試算し、その結果を表 6.7 に示す。

3. 5. 2 4極電磁石部チェンバ

B-C区間の総入力パワーを、 w_{B-C} (W) とすると、表 6.6 のようになる。

上項と同様に各部の入力パワーについて概略試算しその結果を表 6.7 に示す。

主要ポイントを入力パワー値から、4極電磁石部チェンバ上下流点 (St-B, St-C) と偏向電磁石部チェンバ上下流点 (Ben-B, Ben-C) とした。

3. 5. 3 各部の温度上昇による健全性の確認

現状のビームチェンバは冷却の配慮はされていない。(入射器専用の思想で設計)

そこで、トンネル内の空調による対流で冷却されると仮定する。空気の流速 U を、0.1 ~ 1 (m/s)、接触面の代表長さ d を 1×10^{-3} (m)、空気の密度 ρ_a を 0.916 (kg/m³) と仮定する。特に d の領域に入力パワーが集中するため、この部分の温度上昇が問題となる。

(熱伝導が全くないと仮定)

(1) 伝熱の強制対流における極小円管(管外)と仮定し次式にて算出する。レイノル

ズ数 (Re) およびヌッセルト数 (Nu) は、動粘性係数 ν (m²/s) 下記にて求められる。

$$\text{Re} = U \cdot d / \nu = 0.1 \sim 1 \times 1 \times 10^3 / 0.239 \times 10^{-4} = 4.18 \sim 41.8 \quad (\text{層流})$$

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n = 0.821 \times (4.18 \sim 41.8)^{0.385} = 1.42 \sim 3.46$$

従って、熱伝達率 h (J/m³ · s · K) は、熱伝導率 $\kappa = 0.0317$ (J/m · s · K) を用いて、下記のように算出される。

$$h = \text{Nu} \cdot \kappa / d = 1.42 \sim 3.46 \times 0.0317 / (1 \times 10^{-3}) = 45.0 \sim 110$$

ここで、 $h = 77.5$ (J/m³ · s · K) として、各部の熱計算を行う。壁面の面積 $S = 1 \times 10^3$ (m²) として、 $h \cdot S = 0.0775$ (J/m · s · K)

(2) 強制対流の条件であるが、入力パワーは、熱伝導でチェンバ全体に拡散すると仮定する。レーストラックタイプのチェンバの周長から代表寸法 $d = 0.0618$ (m) を算出。

$$\text{Re} = U \cdot d / \nu = 0.1 \sim 1 \times 0.0618 / 0.239 \times 10^{-4} = 259 \sim 2590$$

$$h = C \cdot \kappa (\text{Re})^n / d = 0.222 \times 0.0317 \times (259 \sim 2590)^{0.588} / 0.0618 \\ = 2.99 \sim 11.6$$

ここで、 $h = 7.30$ (J/m³ · s · K) として、各部の熱計算を行う。壁面の面積 $S = 0.194$ (m²) として、 $h \cdot S = 1.42$ (J/m · s · K)

上記 (1) (2) の条件下での偏向電磁石部および4極電磁石部チェンバ上下流部の壁面上昇温度 ΔT (°C) を表 6.8 に示す。

$$P = h \cdot S \cdot (\Delta T)$$

であるから、

$$(\Delta T) = P / (h \cdot S)$$

を用いて計算した。

表 6.8 の結果から、B点における熱負荷がC点におけるそれより厳しいことが推測される。4極電磁石部チェンバにおける熱計算は、チェンバ形状が単純なため比較的实际のものと大きくは差異はないと考えられるが、偏向電磁石部チェンバはより複雑である。それ故、ここで再度、偏向電磁石部チェンバにおける各部の健全性の確認を試みる。次のように各部の諸量を仮定する。

(3) 上流フランジ部 ($t_0 = 25, 20$)

フランジは、ICF152 として、円盤形状とする。

放熱面積

$$S = 0.0279 (t_0 = 25), 0.0255 (t_0 = 20) \quad (\text{m}^2)$$

である。

$$\text{Re} = U \cdot d / \nu = 0.1 \sim 1 \times 0.152 / 0.239 \times 10^{-4} = 636 \sim 6360 \quad (\text{乱流})$$

$$\text{Nu} = 0.037 \times \text{Pr}^{0.33} \times \text{Re}^{0.8} = 0.037 \times 0.7^{0.33} \times (636 \sim 6360)^{0.8} = 5.75 \sim 36.3$$

$$h = \text{Nu} \cdot \kappa / d = 5.75 \sim 36.3 \times 0.0317 / 0.152 = 1.2 \sim 7.57$$

ここで、 $h = 4.39$ を使用するとし、

$$h \cdot S = 0.122 (t_0 = 25), 0.112 (t_0 = 20) \quad (\text{J/m} \cdot \text{s} \cdot \text{K})$$

となる。

(4) チェンバ本体部 ($t_0 = 5.8, 3.5$)

形状はレーストラックタイプとし、放熱面積は、フィン面積を加算したものとする。

放熱面積

$$S = 0.194 + 0.00139 \times 49 = 0.262 \quad (\text{m}^2),$$

代表寸法 $d = 0.0618 \text{ (m)}$

$$\text{Re} = U \cdot d / \nu = 0.1 \sim 1 \times 0.0618 / 0.239 \times 10^{-4} = 259 \sim 2590 \quad (\text{乱流})$$

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n = 0.615 \times (259 \sim 2590)^{0.466} = 8.19 \sim 24.0$$

$$h = \text{Nu} \cdot \kappa / d = 8.19 \sim 24.0 \times 0.0317 / 0.0618 = 4.2 \sim 12.3$$

ここで、 $h = 8.25$ を使用するとし、

$$h \cdot S = 2.16 \quad (\text{J/m} \cdot \text{s} \cdot \text{K})$$

となる。

(5) 下流フランジ部 ($t_0 = 21$)

フランジは、ICF152 として、円盤形状とする。

放熱面積

$$S = 0.0260 \quad (\text{m}^2)$$

である。

$$\text{Re} = U \cdot d / \nu = 0.1 \sim 1 \times 0.152 / 0.239 \times 10^{-4} = 636 \sim 6360 \quad (\text{乱流})$$

$$\text{Nu} = 0.037 \times \text{Pr}^{0.33} \times \text{Re}^{0.8} = 0.037 \times 0.7^{0.33} \times (636 \sim 6360)^{0.8} = 5.75 \sim 36.3$$

$$h = \text{Nu} \cdot \kappa / d = 5.75 \sim 36.3 \times 0.0317 / 0.152 = 1.2 \sim 7.57$$

ここで、 $h = 4.39$ を使用するとし、

$$h \cdot S = 0.114 \quad (\text{J/m} \cdot \text{s} \cdot \text{K})$$

となる。

上記 (3) ~ (5) の条件下での偏向電磁石部チェンバの壁面上昇温度 ΔT ($^{\circ}\text{C}$) を表 6.9 に示す。

4. 結論と考察

表 6.8 および表 6.9 の各部における Delta-T から、5GeV-10mA から 6GeV-5mA, 7GeV-5mA レベル以上での運転で、偏向電磁石部チェンバの B 点、4 極電磁石部チェンバの B 点近傍に注意を要することが判明した。ただし、計算はあくまで概算であるため、思わぬ高熱負荷箇所が存在する可能性がある。薄肉チェンバは要注意である。

3. 1 A-B 区間

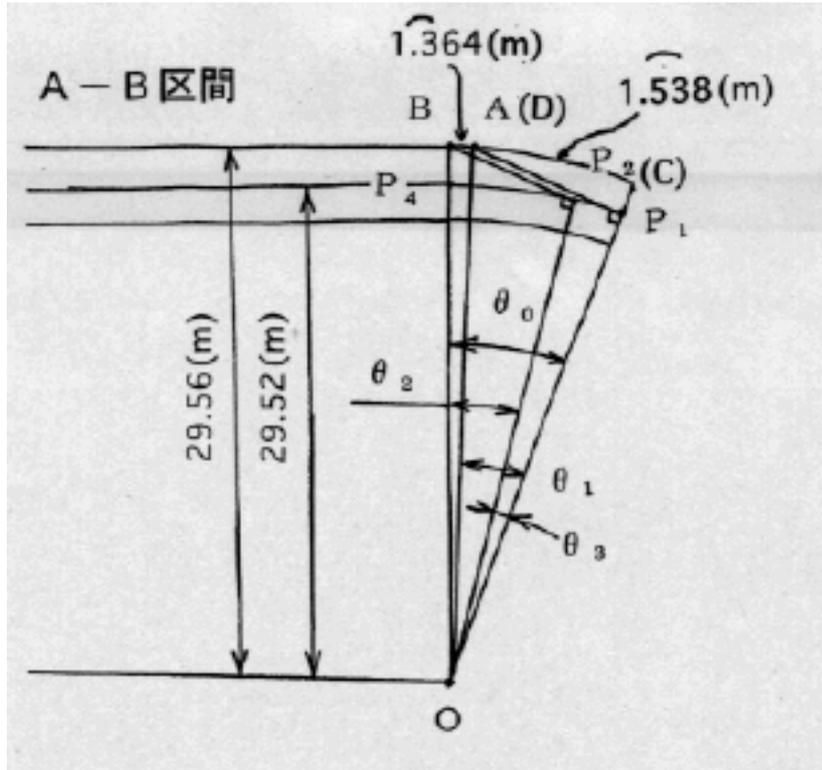


図 6.6 A-B 区間での曲率

3. 2 B-C 区間

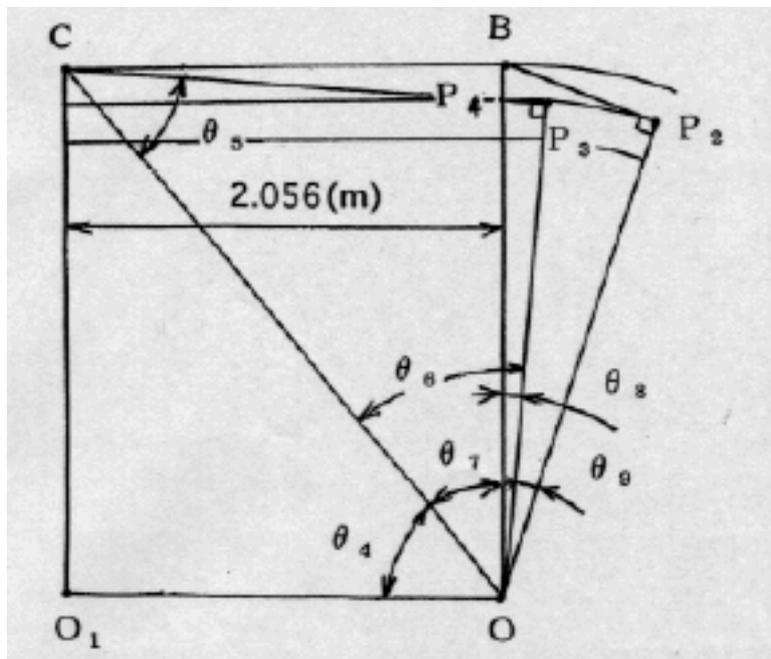


図 6.7 B-C 区間での曲率

3. 3 C-D 区間

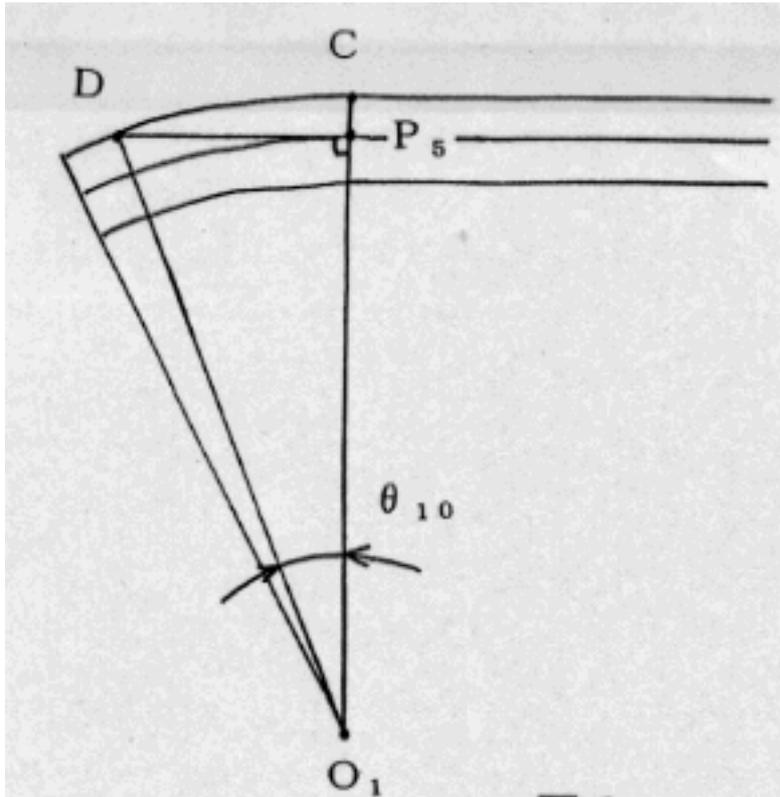


図 6.8 C-D 区間の曲

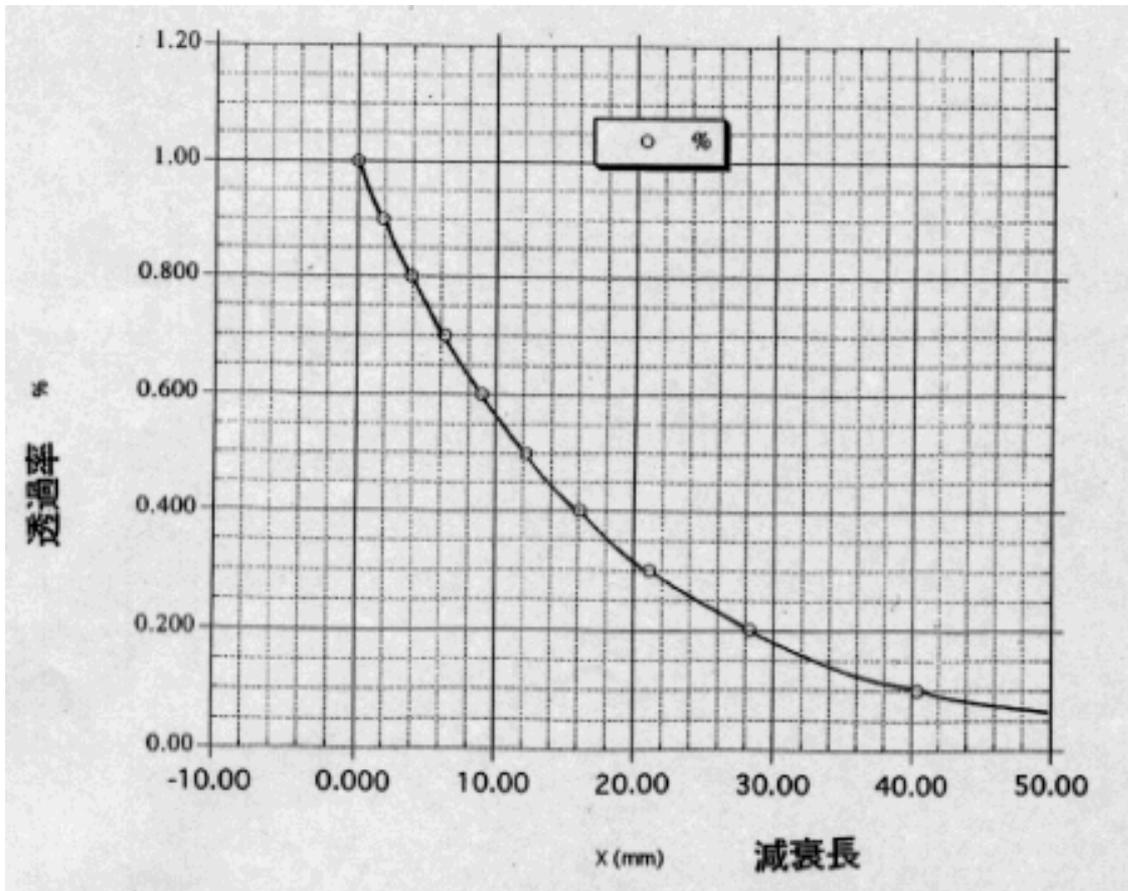


図 6.9 減衰長と透過率との関係

表 6.6 ビームエネルギー (1~7 GeV) に対する偏向電磁石からの放射パワー

	Energy (GeV)	Current (A)	Ptot (W)	PB (W)	WA-B (W)	WB-C (W)	WC-D(W)	B(T)										
0	1.0000	1.0000e-04	0.30000	0.0050000	0.0023500	0.0017700	0.00088000	0.11280										
1		0.00050000	1.5000	0.023000	0.010800	0.0081400	0.0040500											
2		0.0010000	3.0000	0.047000	0.022100	0.016600	0.0082700											
3		0.0050000	15.000	0.23400	0.11000	0.082900	0.041200											
4		0.0100000	30.000	0.46900	0.22000	0.16600	0.082500											
5	2.0000	1.0000e-04	4.8000	0.075000	0.035300	0.026600	0.013200	0.22570										
6		0.00050000	24.000	0.37500	0.17600	0.13300	0.066000											
7		0.0010000	48.000	0.75000	0.35300	0.26600	0.13200											
8		0.0050000	240.00	3.7500	1.7600	1.3300	0.66000											
9		0.0100000	480.00	7.5000	3.5300	2.6600	1.3200											
10	3.0000	1.0000e-04	24.300	0.38000	0.17900	0.13500	0.066900	0.33850										
11		0.00050000	122.00	1.9000	0.89300	0.67300	0.33400											
12		0.0010000	243.00	3.8000	1.7900	1.3500	0.66900											
13		0.0050000	1220.0	19.000	8.9300	6.7300	3.3400											
14		0.0100000	2430.0	38.000	17.900	13.500	6.6900											
15	4.0000	1.0000e-04	76.800	1.2000	0.56400	0.42500	0.21100	0.45130										
16		0.00050000	384.00	6.0000	2.8200	2.1200	1.0600											
17		0.0010000	768.00	12.000	5.6400	4.2500	2.1100											
18		0.0050000	3840.0	60.000	28.200	21.200	10.600											
19		0.0100000	7680.0	120.00	56.400	42.500	21.100											
20	5.0000	1.0000e-04	188.00	2.9300	1.3800	1.0400	0.51600	0.56420										
21		0.00050000	938.00	14.700	6.9100	5.2000	2.5900											
22		0.0010000	1880.0	29.300	13.800	10.400	5.1600											
23		0.0050000	9380.0	147.00	69.100	52.000	25.900											
24		0.0100000	18800	293.00	138.00	104.00	51.600											
25	6.0000	1.0000e-04	389.00	6.0800	2.8600	2.1500	1.0700	0.67700										
26		0.00050000	1940.0	30.400	14.300	10.800	5.3500											
27		0.0010000	3890.0	60.800	28.600	21.500	10.700											
28		0.0050000	19400	304.00	143.00	108.00	53.500											
29		0.0100000	38900	608.00	286.00	215.00	107.00											
30	7.0000	1.0000e-04	721.00	11.300	5.3100	4.0000	1.9900	0.78990										
31		0.00050000	3600.0	56.300	26.500	19.900	9.9100											
32		0.0010000	7210.0	113.00	53.100	40.000	19.900											
33		0.0050000	36000	563.00	265.00	199.00	99.100											
34		0.0100000	72100	1130.0	531.00	400.00	199.00											

表 6.7 ビームエネルギー (1~7 GeV) に対する 4 極電磁石真空チェンバー各部に当
たる放射パワー

	Energy (GeV)	Current (A)	B (T)	10-2.5 (W/m)	10-20 (W/m)	10-5.8 (W/m)	10-3.5 (W/m)	t0-21 (W/m)	Ben-B (W/m)	Ben-C (W/m)	St-B (W/m)	St-C (W/m)
0	1.0000	1.0000e-04	0.112860	0.00459400	0.00038800	0.00016100	0.00010800	0.00089800	0.00048400	0.00010400	0.00088400	0.00015800
1		0.00050000		0.02620000	0.00117900	0.00074000	0.00047700	0.00184000	0.00222900	0.00047800	0.00319000	0.00071700
2		0.00100000		0.03408000	0.00366500	0.00151000	0.00097300	0.00375000	0.00425500	0.00097300	0.00582000	0.00148000
3		0.00500000		0.02030000	0.01880000	0.00753000	0.00485000	0.01870000	0.02270000	0.00485000	0.03250000	0.00729000
4		0.01000000		0.04070000	0.03865000	0.01510000	0.00971000	0.03740000	0.04540000	0.00971000	0.05610000	0.01480000
5	2.0000	1.0000e-04	0.225170	0.00651000	0.00584000	0.00241000	0.00115000	0.00589000	0.00728000	0.00115000	0.01040000	0.00294000
6		0.00500000		0.03280000	0.02960000	0.01210000	0.00777000	0.03000000	0.03630000	0.00777000	0.05200000	0.01170000
7		0.00100000		0.06510000	0.05840000	0.02410000	0.01050000	0.02590000	0.07250000	0.01050000	0.10400000	0.02940000
8		0.00500000		0.32860000	0.29620000	0.12100000	0.07770000	0.30000000	0.36300000	0.07770000	0.52000000	0.11700000
9		0.01000000		0.65100000	0.58400000	0.24100000	0.15500000	0.59900000	0.72500000	0.15500000	1.04000000	0.29400000
10	3.0000	1.0000e-04	0.338860	0.03300000	0.02860000	0.01220000	0.00787000	0.03040000	0.03680000	0.00787000	0.05270000	0.01180000
11		0.00500000		0.16500000	0.14800000	0.06100000	0.03990000	0.15200000	0.18400000	0.03990000	0.26400000	0.05690000
12		0.00100000		0.33000000	0.29600000	0.12200000	0.07870000	0.30400000	0.36800000	0.07870000	0.52700000	0.11800000
13		0.00500000		1.65000000	1.48000000	0.61000000	0.36300000	1.02000000	1.24000000	0.36300000	2.64000000	0.69200000
14		0.01000000		3.30000000	2.96000000	1.22000000	0.78700000	3.04000000	3.68000000	0.78700000	5.27000000	1.18000000
15	4.0000	1.0000e-04	0.451130	0.10400000	0.09330000	0.03880000	0.02480000	0.05680000	0.11600000	0.02480000	0.16700000	0.03740000
16		0.00500000		0.52000000	0.46900000	0.19400000	0.12500000	0.48100000	0.58100000	0.12500000	0.83300000	0.18700000
17		0.00100000		1.04000000	0.93300000	0.38800000	0.24800000	0.95800000	1.16000000	0.24800000	1.67000000	0.37400000
18		0.00500000		5.20000000	4.69000000	1.94000000	1.25000000	4.81000000	5.81000000	1.25000000	8.33000000	1.87000000
19		0.01000000		10.40000000	9.33000000	3.88000000	2.48000000	9.58000000	11.60000000	2.48000000	16.70000000	3.74000000
20	5.0000	1.0000e-04	0.564200	0.25500000	0.22800000	0.09430000	0.06070000	0.23400000	0.28400000	0.06070000	0.40700000	0.09130000
21		0.00500000		1.28000000	1.15000000	0.47300000	0.30500000	1.18000000	1.42000000	0.30500000	2.04000000	0.45800000
22		0.00100000		2.56000000	2.28000000	0.94300000	0.60700000	2.34000000	2.84000000	0.60700000	4.07000000	0.91300000
23		0.00500000		12.80000000	11.50000000	4.73000000	3.05000000	11.80000000	14.20000000	3.05000000	20.40000000	4.58000000
24		0.01000000		25.60000000	22.80000000	9.43000000	6.07000000	23.40000000	28.40000000	6.07000000	40.70000000	9.13000000
25	6.0000	1.0000e-04	0.677000	0.52800000	0.47300000	0.19300000	0.13800000	0.48600000	0.58900000	0.13800000	0.84400000	0.18900000
26		0.00500000		2.64000000	2.37000000	0.97700000	0.63000000	2.43000000	2.94000000	0.63000000	4.22000000	0.94700000
27		0.00100000		5.28000000	4.73000000	1.95000000	1.26000000	4.85000000	5.89000000	1.26000000	8.44000000	1.89000000
28		0.00500000		26.40000000	23.70000000	9.77000000	6.30000000	24.30000000	29.40000000	6.30000000	42.20000000	9.47000000
29		0.01000000		52.80000000	47.30000000	19.50000000	12.60000000	48.50000000	58.90000000	12.60000000	84.40000000	18.90000000
30	7.0000	1.0000e-04	0.789560	0.98300000	0.89000000	0.36400000	0.26400000	0.90300000	1.09000000	0.26400000	1.67000000	0.36300000
31		0.00500000		4.88000000	4.38000000	1.81000000	1.17000000	4.50000000	5.45000000	1.17000000	7.81000000	1.75000000
32		0.00100000		9.82000000	8.80000000	3.64000000	2.34000000	9.03000000	10.90000000	2.34000000	15.70000000	3.63000000
33		0.00500000		48.80000000	43.80000000	18.10000000	11.70000000	45.00000000	54.50000000	11.70000000	78.10000000	17.50000000
34		0.01000000		98.20000000	88.00000000	36.40000000	23.40000000	90.30000000	109.00000000	23.40000000	157.00000000	36.30000000

表 6.8 ビームエネルギー (1~7 GeV) に対する偏向電磁石部と4極電磁石各部の真空
チェンバー部における温度上昇

	Energy (GeV)	Current (A)	Bern-B (W/m)	(1) Delta-T	(2) Delta-T	Bern-C (W/m)	(1) Delta-T	(2) Delta-T	St-B (W/m)	(1) Delta-T	(2) Delta-T	St-C (W/m)	(1) Delta-T
0	1.0000	1.0000e-04	0.00048400	0.0062500	0.00034100	0.00010400	0.0013400	7.3200e-05	0.00036400	0.0089500	0.00048500	0.00015600	0.0020100
1		0.00050000	0.0022200	0.038800	0.0015700	0.00047600	0.0061400	0.00033300	0.0031900	0.041200	0.0022500	0.00071700	0.0062500
2		0.00100000	0.0042900	0.058700	0.0032000	0.00097300	0.012800	0.00068900	0.0063200	0.084100	0.0043500	0.0014500	0.011800
3		0.00500000	0.022700	0.29300	0.016000	0.0048500	0.063900	0.0034300	0.039500	0.41900	0.023800	0.0072900	0.034100
4		0.01000000	0.045400	0.58600	0.032000	0.0097100	0.12500	0.0068400	0.0085100	0.84000	0.043900	0.014600	0.18800
5	2.0000	1.0000e-04	0.0072000	0.063700	0.0051100	0.0018500	0.02000	0.0010900	0.010400	0.13400	0.0073000	0.0023400	0.030300
6		0.00500000	0.036300	0.46800	0.025600	0.0077700	0.10000	0.0054700	0.052000	0.67100	0.036600	0.011700	0.15100
7		0.01000000	0.072600	0.93700	0.051100	0.015500	0.20000	0.010900	0.10400	1.3400	0.073200	0.023400	0.30300
8		0.00500000	0.36800	4.6900	0.25600	0.077700	1.0000	0.054700	0.62000	6.7100	0.36600	0.11700	1.5100
9		0.01000000	0.72600	9.3700	0.51100	0.15500	2.0000	0.10900	1.0400	13.400	0.73200	0.23400	3.0300
10	3.0000	1.0000e-04	0.039800	0.47900	0.026900	0.0078700	0.10200	0.0065400	0.032700	0.69000	0.037100	0.011800	0.15300
11		0.00500000	0.19400	2.3700	0.13000	0.039400	0.50800	0.027700	0.26400	3.4100	0.18500	0.056200	0.76400
12		0.01000000	0.38800	4.7500	0.25900	0.078700	1.0200	0.055400	0.52700	6.8000	0.37100	0.11800	1.5200
13		0.00500000	1.8400	23.700	1.3000	0.36400	5.0800	0.27700	2.6400	34.100	1.8500	0.59200	7.6400
14		0.01000000	3.6800	47.500	2.5900	0.72700	10.200	0.55400	5.2700	68.000	3.7100	1.1800	15.200
15	4.0000	1.0000e-04	0.11800	1.5000	0.081700	0.024600	0.32100	0.017500	0.16700	2.1500	0.11800	0.037400	0.48300
16		0.00500000	0.58100	7.5000	0.40900	0.12400	1.6000	0.087300	0.83300	10.700	0.58700	0.18700	2.4100
17		0.01000000	1.1600	15.000	0.81700	0.24800	3.2100	0.17500	1.6700	21.500	1.1800	0.37400	4.8300
18		0.00500000	5.8100	75.000	4.0900	1.2400	16.000	0.87300	8.3300	107.00	5.8700	1.8700	24.100
19		0.01000000	11.600	150.00	8.1700	2.4800	32.100	1.7500	16.700	215.00	11.800	3.7400	48.300
20	5.0000	1.0000e-04	0.28400	3.6600	0.20000	0.060700	0.78300	0.042700	0.40700	5.2500	0.28700	0.091300	1.1800
21		0.00500000	1.4200	18.300	1.0000	0.30400	3.9200	0.21400	2.0400	26.300	1.4400	0.45800	5.9100
22		0.01000000	2.8400	36.600	2.0000	0.60700	7.8300	0.42700	4.0700	52.600	2.8700	0.91300	11.800
23		0.00500000	14.200	183.00	10.000	3.0400	39.200	2.1400	20.400	263.00	14.400	4.5800	59.100
24		0.01000000	28.400	366.00	20.000	6.0700	78.300	4.2700	40.700	526.00	28.700	9.1300	118.00
25	6.0000	1.0000e-04	0.58900	7.6000	0.41500	0.12600	1.6300	0.088700	0.84400	10.900	0.59400	0.18900	2.4400
26		0.00500000	2.9400	37.600	2.0700	0.63000	8.1900	0.44400	4.2200	54.500	2.9700	0.94700	12.200
27		0.01000000	5.8900	76.000	4.1500	1.2600	16.300	0.88700	8.4400	109.00	5.9400	1.8900	24.400
28		0.00500000	29.400	379.00	20.700	6.3000	81.300	4.4400	42.200	545.00	29.700	9.4700	122.00
29		0.01000000	58.900	760.00	41.500	12.600	163.00	8.8700	84.400	1090.0	59.400	18.900	244.00
30	7.0000	1.0000e-04	1.0900	14.100	0.79800	0.23400	3.0200	0.16900	1.6700	20.300	1.1100	0.35200	4.5400
31		0.00500000	5.4500	70.300	3.8400	1.1700	15.100	0.82400	7.8100	101.00	5.5000	1.7500	22.600
32		0.01000000	10.900	141.00	7.6800	2.3400	30.200	1.6900	15.700	203.00	11.100	3.5200	45.400
33		0.00500000	54.500	703.00	38.400	11.700	151.00	8.2400	78.100	1010.0	55.000	17.500	226.00
34		0.01000000	109.00	1410.0	76.800	23.400	302.00	16.900	157.00	2030.0	111.00	35.200	454.00

表 6.9 偏向電磁石部真空チャンバーの壁面部の上昇温度

	Energy (GeV)	Current (A)	t0=25 (W/m)	Delta-T	t0=20 (W/m)	Delta-T	t0=5.8 (W/m)	Delta-T	t0=3.5 (W/m)	Delta-T	t0=21 (W/m)	Delta-T
0	1.0000	1.0000e-04	0.00045400	8.6900e-05	0.00038800	6.9500e-05	0.00075100	7.4500e-05	0.00010300	4.7700e-05	0.00089900	7.3500e-05
1		0.0050000	0.0020000	0.00041000	0.0017900	0.00032000	0.00074000	0.00034300	0.00047700	0.00022100	0.0018400	0.00033900
2		0.0100000	0.0040000	0.00083600	0.0036900	0.00065400	0.0016100	0.00069900	0.00097300	0.00040000	0.0037500	0.00069100
3		0.0050000	0.0020000	0.0041600	0.018200	0.0032500	0.0075300	0.0034900	0.0048500	0.0025000	0.016700	0.0034400
4		0.0100000	0.040700	0.0093400	0.036500	0.0069200	0.0145100	0.0069900	0.0097100	0.0046000	0.037400	0.0068800
5	2.0000	1.0000e-04	0.0065100	0.0013300	0.0058400	0.0010400	0.0024100	0.0011200	0.0015500	0.00071800	0.0059900	0.0011000
6		0.0050000	0.032800	0.0066800	0.029200	0.0052100	0.012100	0.0056000	0.0077700	0.0038000	0.030000	0.0055300
7		0.0100000	0.069100	0.013300	0.058400	0.010400	0.024100	0.011200	0.015500	0.0071800	0.059900	0.011000
8		0.0050000	0.32600	0.066800	0.29200	0.052100	0.12100	0.056000	0.077700	0.038000	0.30000	0.055300
9		0.0100000	0.65100	0.13300	0.58400	0.10400	0.24100	0.11200	0.15500	0.071800	0.59900	0.11000
10	3.0000	1.0000e-04	0.033000	0.0057600	0.026500	0.0053900	0.012200	0.0056900	0.0078700	0.0036400	0.030400	0.0056000
11		0.0050000	0.16600	0.033900	0.14800	0.029400	0.061000	0.039200	0.039300	0.019200	0.16200	0.029000
12		0.0100000	0.33000	0.057600	0.29600	0.052900	0.12200	0.056900	0.078700	0.036400	0.30400	0.056000
13		0.0050000	1.8500	0.33800	1.4800	0.29400	0.61000	0.28200	0.36300	0.19200	1.6200	0.28000
14		0.0100000	3.7000	0.67600	2.9600	0.58900	1.2200	0.56500	0.78700	0.36400	3.0400	0.56000
15	4.0000	1.0000e-04	0.10400	0.021300	0.083300	0.016700	0.036500	0.017900	0.024800	0.011500	0.065800	0.017800
16		0.0050000	0.52300	0.10700	0.46900	0.083000	0.19400	0.089800	0.12600	0.057900	0.48100	0.089000
17		0.0100000	1.0400	0.21300	0.93900	0.16700	0.38800	0.17900	0.24800	0.11500	0.95800	0.17800
18		0.0050000	5.2900	1.0700	4.6900	0.83900	1.9400	0.89800	1.2600	0.57900	4.8100	0.88800
19		0.0100000	10.400	2.1300	9.3900	1.6700	3.8800	1.7900	2.4800	1.1500	9.5800	1.7800
20	5.0000	1.0000e-04	0.25500	0.052900	0.22600	0.040700	0.094300	0.043700	0.060700	0.028100	0.23400	0.043100
21		0.0050000	1.2800	0.25200	1.1500	0.20300	0.47300	0.21900	0.30000	0.14100	1.1800	0.21700
22		0.0100000	2.5600	0.52300	2.2800	0.40700	0.94300	0.43700	0.60700	0.28100	2.3400	0.43100
23		0.0050000	12.800	2.6200	11.500	2.0500	4.7900	2.1900	3.0500	1.4100	11.800	2.1700
24		0.0100000	25.600	5.2300	22.800	4.0700	9.4300	4.3700	6.0700	2.8100	23.400	4.3100
25	6.0000	1.0000e-04	0.59800	0.10600	0.47300	0.084600	0.19500	0.090300	0.12600	0.058300	0.48600	0.089500
26		0.0050000	2.9400	0.54100	2.3700	0.42300	0.97700	0.45200	0.63000	0.28200	2.4300	0.44800
27		0.0100000	5.8800	1.0800	4.7300	0.84600	1.9500	0.90300	1.2600	0.58300	4.8600	0.89500
28		0.0050000	26.400	5.4100	23.700	4.2300	9.7700	4.5200	6.3000	2.8200	24.300	4.4800
29		0.0100000	52.800	10.800	47.300	8.4600	19.500	9.0300	12.600	5.8300	48.600	8.9500
30	7.0000	1.0000e-04	0.98200	0.20100	0.89000	0.16700	0.39400	0.16900	0.23400	0.10900	0.90300	0.16900
31		0.0050000	4.9600	1.0000	4.3800	0.78500	1.6100	0.83900	1.1700	0.54200	4.5000	0.82900
32		0.0100000	9.9200	2.0100	8.8000	1.5700	3.6400	1.6900	2.3400	1.0800	9.0300	1.6900
33		0.0050000	48.900	10.000	43.600	7.8200	18.100	8.3900	11.700	5.4200	45.000	8.2900
34		0.0100000	98.200	20.100	88.000	15.700	36.400	16.900	23.400	10.800	90.300	16.900

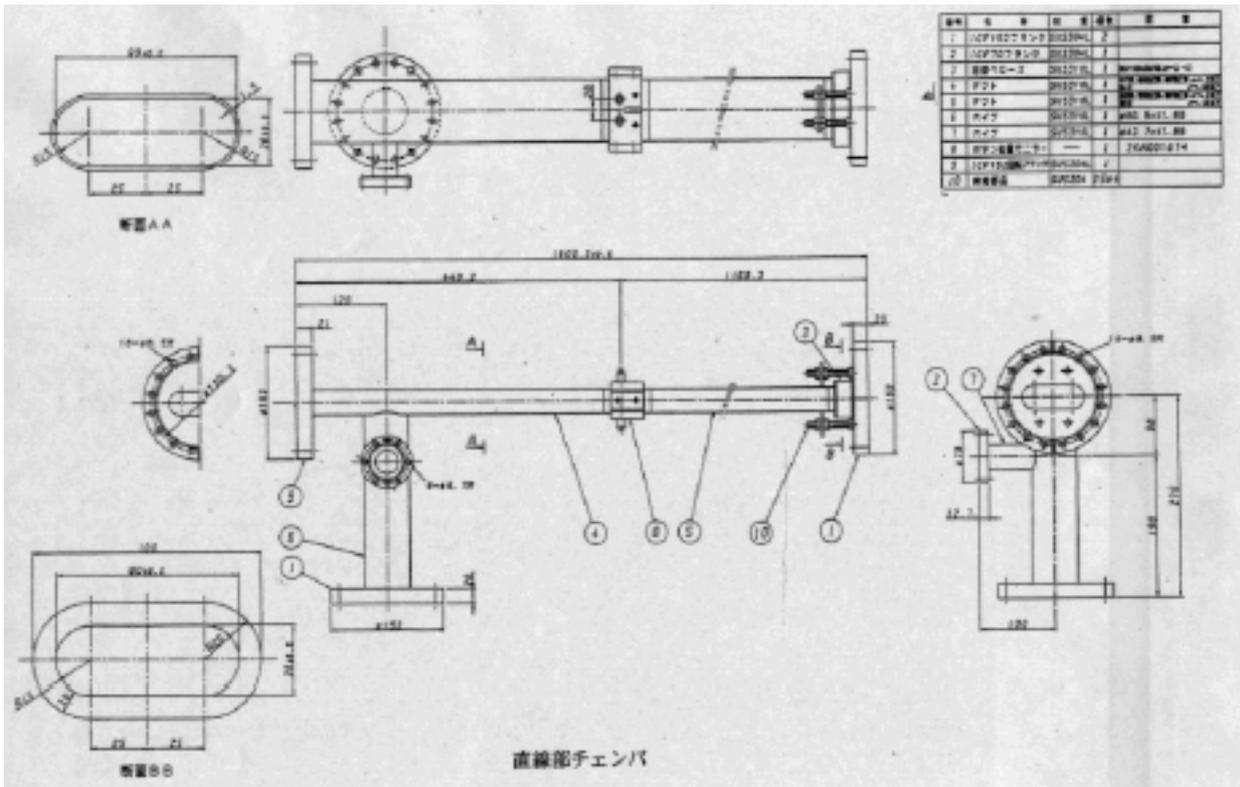


図 6.10 現在使用中の直線部チェンバ (参考図)

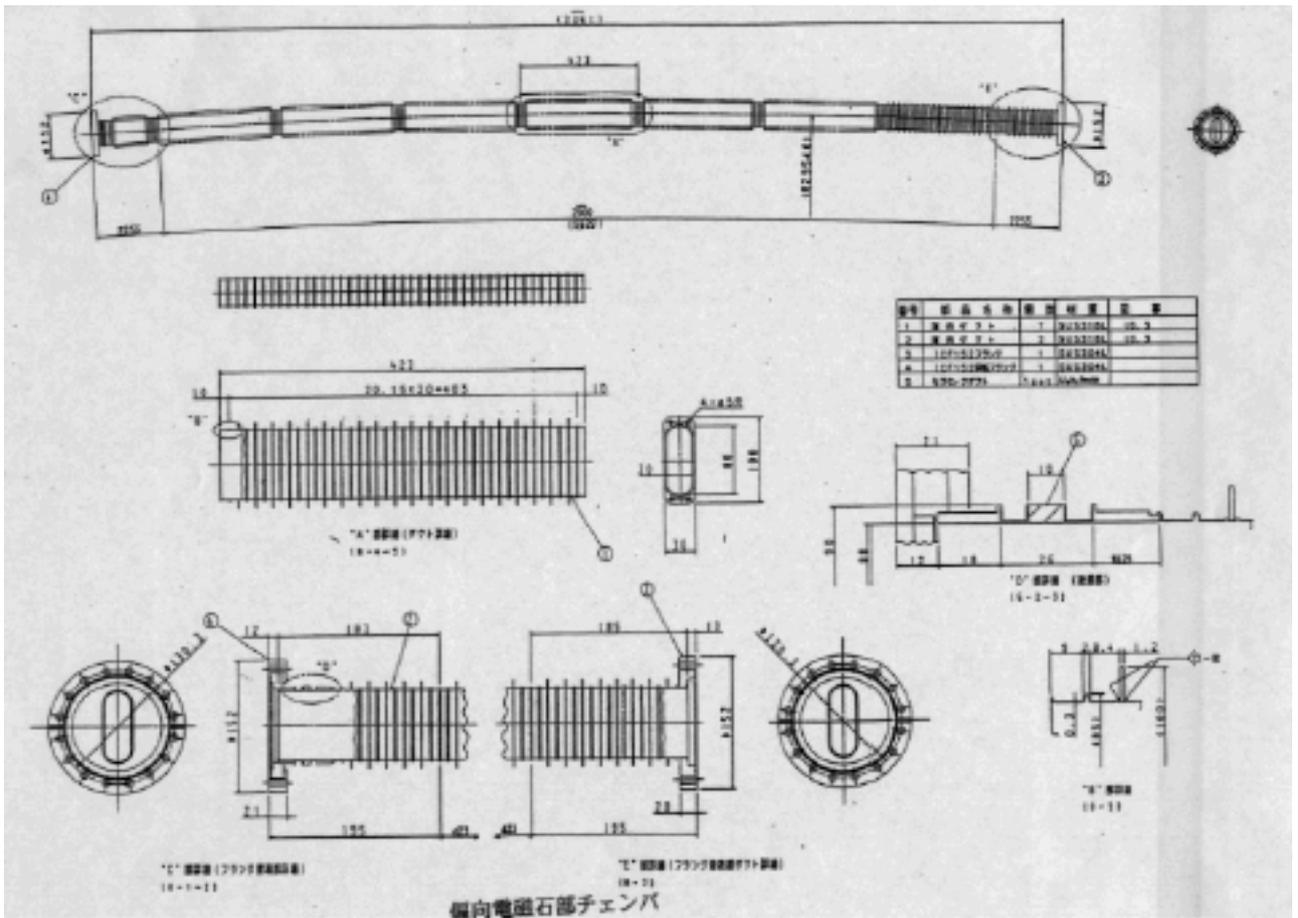


図 6.11 現在使用中の偏向電磁石部チェンバ (参考図)

7. RFシステム

現在ブースターシンクロトロンに設置されている8台の5連加速空洞と2本のクライストロンそしてサーキュレーターを含む導波管の配置の関係を図7.1に示す。最大出力1MWのクライストロンが2台あり、それぞれのクライストロンは4台の5連空洞にパワーを供給している。1台当たりの5連空洞の冷却能力は約250kWに耐えられるように設計されている。実際製作後、テストスタンドにおいて全ての5連空洞について、250kWのRF(radio frequency) パワーを与え約1週間連続運転を行い空洞の受け入れ試験を実施し、設計通りの能力を持っていることは実証されている。

線型加速器から1GeVのエネルギーを持った電子が入射し、それをシンクロトロンでは8GeVまで任意のエネルギーで蓄積できるようにする。この時、現在使用中の5連加速空洞をそのまま用いた場合、加速空洞に常に存在するHOM(Higher-Order Modes)によって蓄積電流の制限がどのようになるのか最初に議論する。そして現在、新たに開発中の単セル空洞は加速モードだけ存在するいわゆるHOM freeな空洞であり、将来もし導入する必要があるればいつでも導入可能な状態まで開発しておく。当分5連空洞のままでビームを蓄積し運転するならばビームの不安定性を抑制するためのバンチ・バイ・バンチフィードバック法を採用しなければならない。これらの課題を以下に述べる。

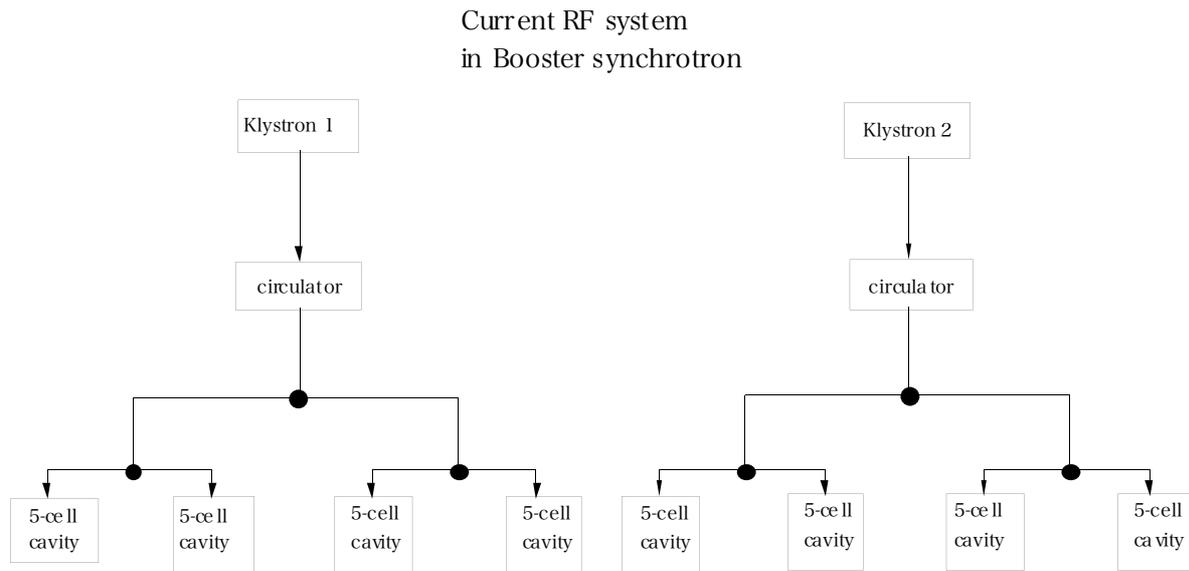


図7.1 現在ある5連空洞とクライストロンの配置図

7. 1 加速空洞とクライストロン出力問題

長い量子寿命を得るために、momentum compaction factor α を現在の 1.01×10^{-2} から一桁下げなければならなかった。なぜならば $\alpha = 1.01 \times 10^{-2}$ の値では電子ビームを蓄積し加速空洞電圧を十分上げ Over voltage ratio を 1.5 としても量子寿命がわずか 10 秒と非常に短いためである。ブースターシンクロトロンを蓄積リング化する場合、最大の問題がここにあった。そのために 4 章で述べたように新しい Lattice を計算し、そして要求に見合う解が存在した。ここでは新しい Lattice で得られた $\alpha = 1.44 \times 10^{-3}$ を用いて計算する。 α を現在のままの場合と約一桁近く落とした場合について量子寿命を計算したものを図 7.2 に示す。

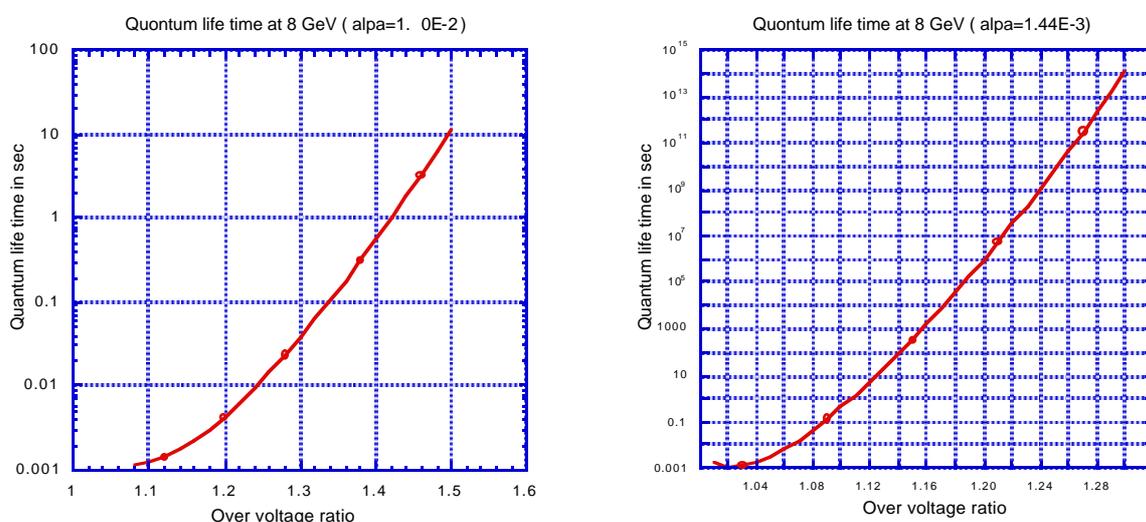


図 7.2 左のグラフは $\alpha = 1.01 \times 10^{-2}$ の場合、右のグラフが今回採用する $\alpha = 1.44 \times 10^{-3}$ の場合の量子寿命の計算値。

図 7.2 から明確に一桁近く α の値を下げるだけで、同じ加速電圧でも格段と蓄積電子の量子寿命が延びる。こうすることの利点を説明する前に、準備として蓄積電子が蓄積中に放射光を放出し失うエネルギーを計算する。1 GeV から 8 GeV までの任意のエネルギーを持った電子ビームがブースターシンクロトロンを一周する時、偏向電磁石で放射光を出して失うエネルギーの計算結果を図 7.3 に示す。放射パワーが最大の場合は電子ビームエネルギーが 8 GeV の場合である。このエネルギーは 12.27 MeV となる。現在採用している lattice の α の場合、図 7.2 の左図から overvoltage ratio を 1.5 として 5 連空洞の電圧 V_c は $V_c = 12.27 \text{ MV} \times 1.5 = 18.4 \text{ MV}$ となる。5 連空洞の shunt impedance について表 7.2 を参照すると、クライストロンの出力パワー P_c が計算でき $P_c = 1.37 \text{ MW}$ となる。クライストロンは 2 本あるので 1 本当たりの出力は約 684 kW (空洞 1 台当たり約 170 kW) となる。これだけのパワーを出しても量子寿命はたったの 10 秒にしか過ぎない。 α を 1.44×10^{-3} と約 1 桁下げる Lattice を採用し、その場合について図 7.2 の右図から overvoltage ratio が 1.2 の場合でも量子寿命は約 1×10^6 秒

となり、これは約 11 日に相当する。ブースターシンクロトロンを蓄積リングとしても使用できるようにするためにはこの量子寿命をこのように延ばすことが必要であった。この時、クライストロンの最低限必要な電圧 $V_c = 12.27\text{MV} \times 1.2 = 14.72\text{MV}$ となる。2本のクライストロンの合計出力は $P_c = 876\text{kW}$ となるので、1本当たりになると約 438kW (空胴 1 台当たり約 110 kW) と、およそ 250kW もクライストロン出力を絞ることができる。これで余ったクライストロンパワーは電子蓄積のためのビームローディングに使うことができる。

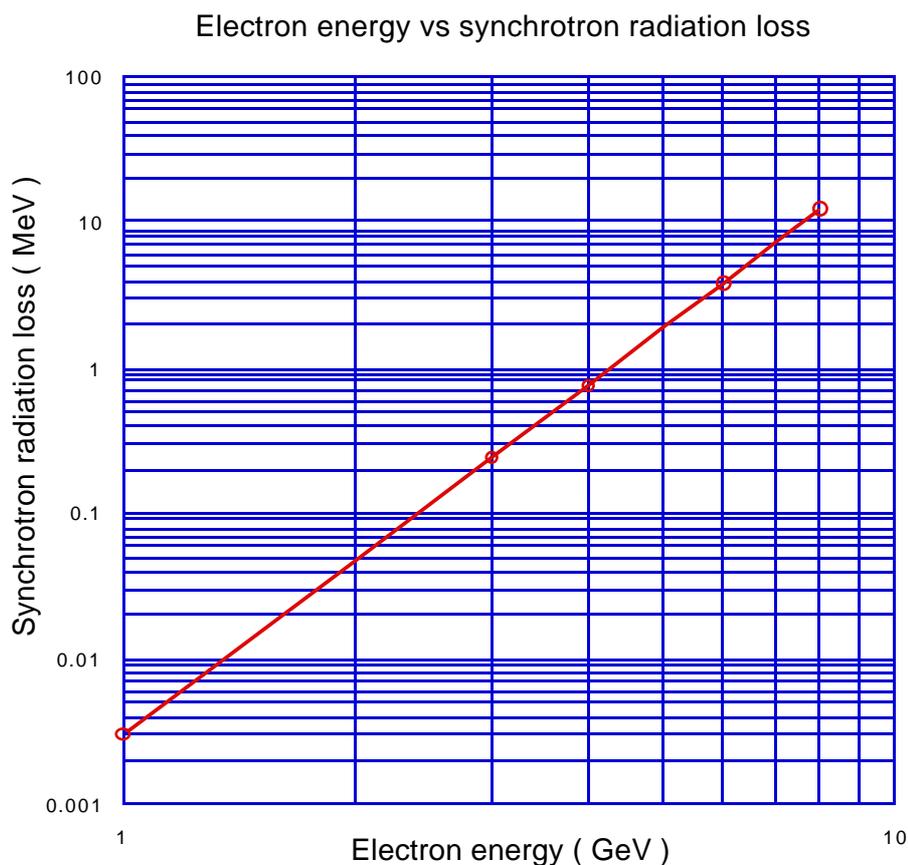


図 7.3 蓄積電子のエネルギーと偏向電磁石から放射光として失うエネルギーとの関係。

現在使用中の 5 連加速空胴 8 台の入力アンテナのカップリングは機械構造上許される最大の $\beta = 1.7$ (表 7.2 参照) である。カップリングを最大の値に設定し、蓄積電子の量子寿命を 24 時間以上にするという条件で overvoltage ratio は 1.2 とする。そして現在使用中の 5 連空胴で蓄積できる最大電流値を計算する。注意しなければならないことは、ここでは空胴に起因する不安定性は全く無視している。カップリング β は電子ビームが空胴で得るパワー P_b と空胴壁における消費パワー P_c を用いて次式で与えられるので

$$\beta = 1 + P_b / P_c \quad (7.1)$$

加速空洞1台について $P_c=110\text{kW}$ 、 $\beta = 1.7$ から $P_b=77\text{kW}$ となる。現在使っている5連空洞は8台あるので8台の空洞から $P_b(\text{total})=8 \times 77\text{kW}=616\text{kW}$ 。単に空洞のカップリングから許される最大蓄積電流 $I(\text{max})$ と、それぞれの電子ビームエネルギーにおける synchrotron radiation loss $S(\text{loss})$ から

$$I(\text{max}) = \frac{616\text{kW}}{S(\text{loss})} \quad (7.2)$$

より、最大蓄積電流が計算され、結果を図7.4に示す。但し、注意しなければならない事は、空洞に起因するビームの不安定性等について全く考慮せず、単にカプラーと空洞とのカップリングに着目し、クライストロンが出力能力としてRFパワーを供給できるかどうかについて計算しただけである。

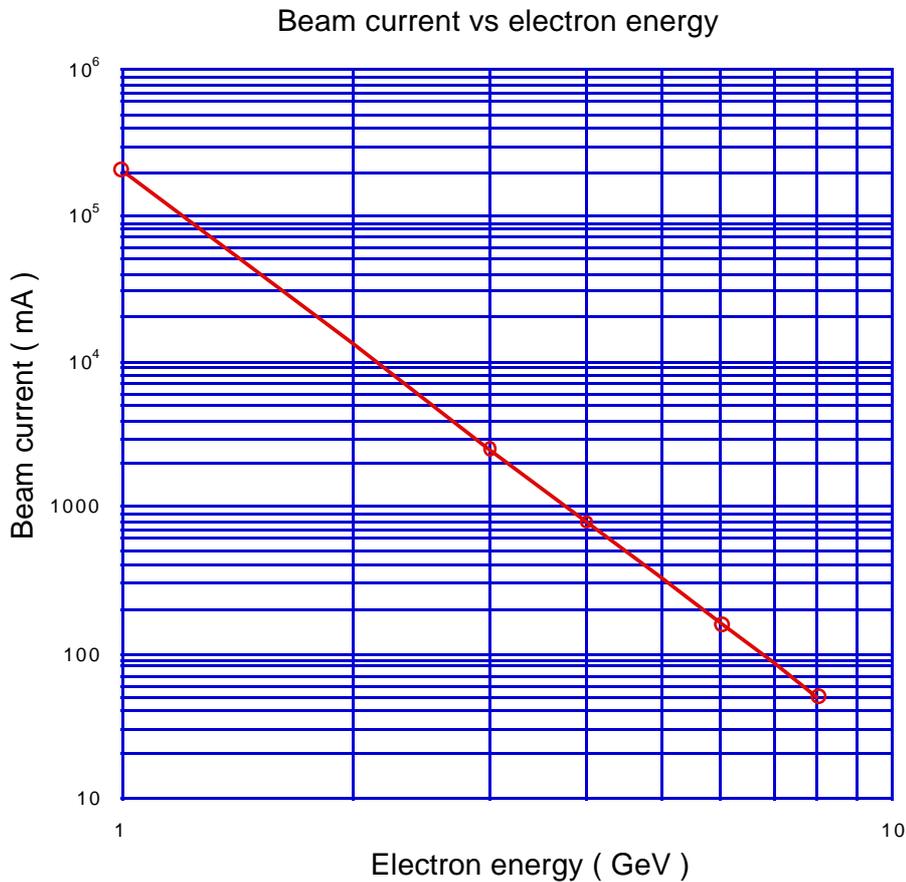


図7.4 5連空洞のカップリングから許される最大蓄積電流とビームエネルギーの関係

図7.4より蓄積ビームエネルギー8 GeVの時、蓄積電流は50 mAとなる。この時1本のクライストロンの出力は $428\text{kW} + 4 \times 77\text{kW} = 746\text{kW}$ となる。このパワーは最大連続運転パワー1 MWの能力を持ち、現在使用中のクライストロンでは全く問題無い。た

だし、(7.1) 式から P_c を増やすことによりカップリングを調整することができ、少し蓄積電流を増やすことは可能である。

次に本計画の主目的の一つが陽電子を発生するための超伝導ウイグラ-の設置である。この装置が消費する放射光についても考慮しなければならない。この装置は陽電子発生という目的からシンクロトロンにおいて電子ビ-ムエネルギーは最大の 8 GeV でのみ運転し、超伝導ウイグラ-はほぼ 10 テスラ近辺の磁場を発生する。8GeV のエネルギーを持った電子がこの装置を通過すると約 1 MeV のエネルギーの放射パワーを放出する。従って電子ビ-ムが一周で失う全エネルギーは偏向電磁石と超伝導ウイグラ-との合計 13.27MeV となる。この時 overvoltage ratio を 1.2 に保つと $P_c=128$ kW となりビ-ムが無い状態におけるクライストロン一台の供給パワーは 512 kW となる。以上種々の運転条件を変えた場合、クライストロン出力について表 7.1 にまとめる。

表 7.1 超伝導ウイグラ-(SCW) の運転状態による 1 台のクライストロン出力パワー

SCW 運転状況	空洞損失 (P_c)	Beam loading(P_b)	クライストロン出力 (P_g)
OFF	110 kW	77 kW	748 kW
ON	128 kW	83 kW	844 kW

条件： $\beta=1.7$ 、ビ-ムエネルギー 8 GeV、蓄積電流 50 mA、
 パワー表示は加速空洞、クライストロンそれぞれ 1 台について
 記入してある。

7. 2 5連空洞の問題点

ビームを蓄積する時間問題となるのは一つの RF(radio frequency) バケットに多くの電子を蓄積する運転、いわゆる単バンチ運転時の Touschek 効果と、連続した RF バケットに単バンチ時より強度の低いビームを薄く満たすマルチバンチ運転時の coupled-bunch instability がある。ここでは特に後者について蓄積できる最大電流について検討する。まず現在使用中の 5 連空洞の基本パラメータを表 7.2 に示す。

表 7.2 5 連空洞の基本パラメータ

Resonant frequency (MHz)	508.58 MHz
Unloaded Q	29,300
R _{sh} (M Ω)	30.95
Coupling β (Max.)	1.7

さらにブースターシンクロトロン RF に関連するパラメータが蓄積ビームエネルギーにより異なるので、予め本題に入る前に計算した結果を示しておく。計算する場合 momentum compaction factor $\alpha=1.44\times 10^{-3}$ で全て計算した。最初はシンクロトロン振動を図 7.5 に示す。計算の条件は超伝導ウイグラーは運転していない状態で、かつ電圧は 8GeV のビームエネルギーに対応した加速電圧を低いエネルギーの場合も維持したとして計算した。

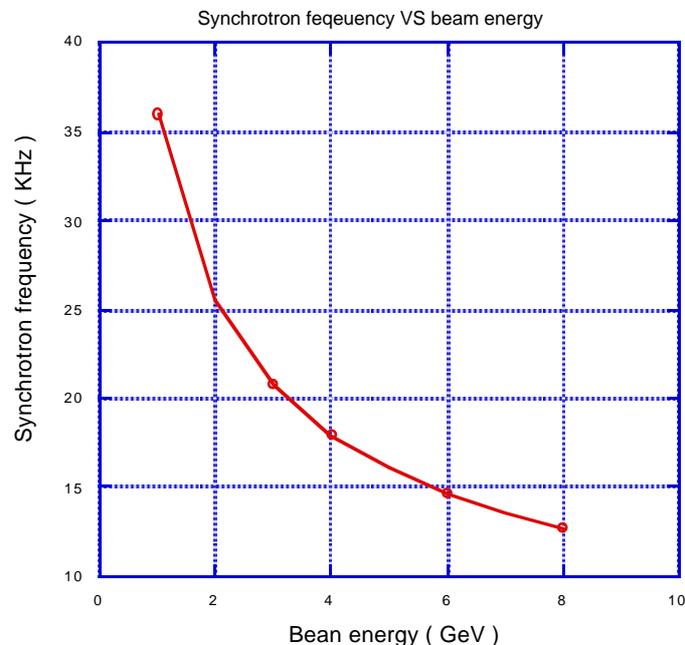


図 7.5 蓄積電子エネルギーとシンクロトロン周波数との関係。

さらにビームの縦方向と横方向の damping time について計算したものを図7.6 に示す。

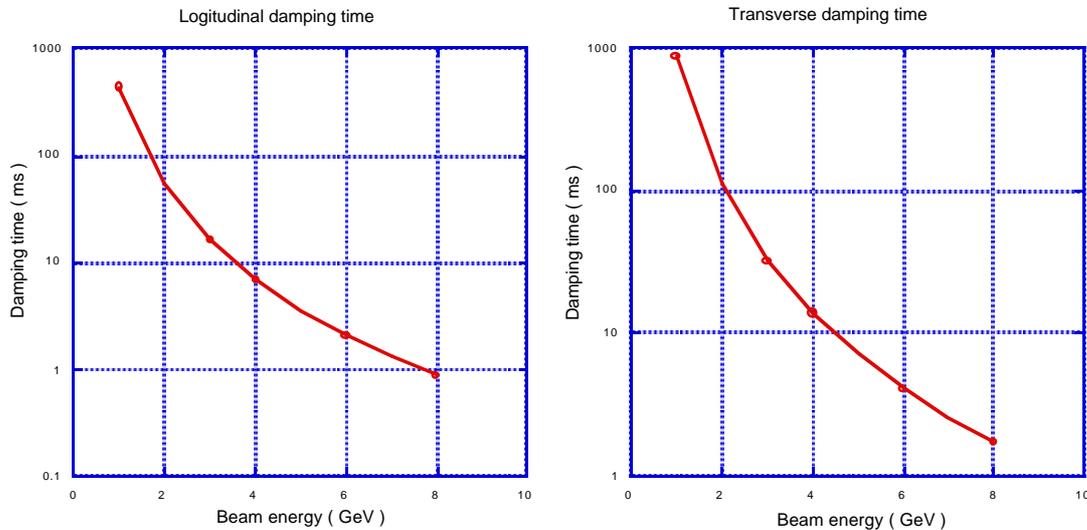


図 7.6 蓄積ビームエネルギーと縦方向（左図）、横方向（右図）それぞれの damping time との関係。

以上、準備が整ったので、ブースターシンクロトロンにおける現在使用中の5連加速空洞を用いた場合の蓄積電流閾値の計算を実行する [1][2][3][4][5]。不安定の起こる電流の閾値は longitudinal と transverse で異なりそれぞれについて計算しなければならない。計算するために必要な5連空洞の HOM インピーダンスの値として測定して得た結果を表 7.3 に示す。ここで TM010 モードは基本波で電子ビームを加速する。TM011 モードは電子ビームを縦方向（ビームの進行方向:longitudinal direction）に振動させ、残りの TM110 及び TM111 はビーム進行方向に対して直角の方向に振動させ、これを transverse mode と呼ぶ。これらのインピーダンスの値を用いて longitudinal または transverse coupled-bunch instability により制限される蓄積電流値を計算することができる。蓄積電流値は、不安定性による振動増幅率と放射減衰時間 (damping time) による減衰率との均衡によって閾値が決定される。

はじめに Longitudinal coupled-bunch instability で制限される蓄積電流を見積もる。この不安定性が成長すると電子ビームはビームの進行方向に大きく振られる。この振動によりビームの運動量が増加した事と同じこととなる。結果として電子ビームは偏向電磁石で水平方向 (horizontal direction) に振動しているように見える。ブースターシンクロトロンにおいて一番インピーダンスの高い HOM は TM011 の $3/5\pi$ モードである。このモードによる電流閾値で最も厳しいのは線型加速器から 1 GeV のエネルギーを持った電子が入射し、このエネルギーでビームを蓄積する時である。なぜならば図 7.6 の longitudinal damping time に注目すると 1 GeV の時のそれが 440ms と非常に長く不安定性が成長しやすい。逆に 8 GeV のビームエネルギーの時は 0.86ms と非常

に短い。従って蓄積ビームのエネルギーが高い程ビームは蓄積しやすくなることがわかる。

表 7.3 5連空胴に関する各モードの特性。但し、アルミでできた空胴を用いて測定した値なので Q 値が銅でできた空胴に比較し小さい。

Modes		Frequency MHz	Unloaded Q	Impedance M Ω	Effective impedance M Ω
TM010	π	508.579	13728	65.292	35.018
	1/5 π	516.339	15599	76.064	0.003
	2/5 π	514.204	14866	45.137	0.002
	3/5 π	511.514	14597	61.959	0.004
	4/5 π	509.420	14128	45.137	0.002
TM011	π	744.432	13332	12.29	0.672
	1/5 π	718.487	10567	6.401	0.001
	2/5 π	725.460	11378	5.807	1.083
	3/5 π	734.908	11183	10.481	3.525
	4/5 π	742.322	13382	8.322	1.375
TM110 (H)	π	837.394	15055	292.239	2.913
	1/5 π	850.638	16670	366.911	11.290
	2/5 π	846.615	17177	239.818	18.671
	3/5 π	842.239	16535	285.093	12.646
	4/5 π	838.668	16249	225.395	0.584
TM110 (V)	π	847.157	12749	53.108	0.517
	1/5 π	861.559	17580	10.245	0.595
	2/5 π	857.616	17051	no data	no data
	3/5 π	852.471	16614	56.862	2.438
	4/5 π	848.638	16340	47.653	0.005
TM111 (H)	π	1032.859	13538	266.814	2.390
	1/5 π	997.247	12409	307.553	69.0
	2/5 π	1005.970	13594	138.535	0.115
	3/5 π	1018.432	14801	200.058	13.680
	4/5 π	1028.052	14823	208.958	0.339
TM111 (V)	π	1036.899	16695	no data	no data
	1/5 π	998.212	12545	117.479	62.424
	2/5 π	1006.940	12554	75.93	0.233
	3/5 π	1018.771	15471	109.797	8.229
	4/5 π	1030.565	16102	237.770	0.653

注意：横方向の impedance の単位は M Ω /m である。

TM011 の中で一番実効インピーダンスの高いのは上述したように $3/5\pi$ モードである。この周波数と実効インピーダンス等を用いて以下の式を使って一台の空胴の HOM の場合について計算ができる。

$$I_{th} = \frac{2Ef_s}{\tau_{SL}e\alpha f_{HOM}Z} \quad (7-2)$$

fs: synchrotron frequency

E: beam energy [GeV]

τ_{SL} : longitudinal damping time

e: charge [unit=1]

α : momentum compaction factor

f_{HOM} : higher-order modes frequency

Z: impedance of HOM

(7-2) 式を使うと蓄積電子エネルギー毎の蓄積できる電流の閾値が計算できる。結果を図 7.7 に示す。

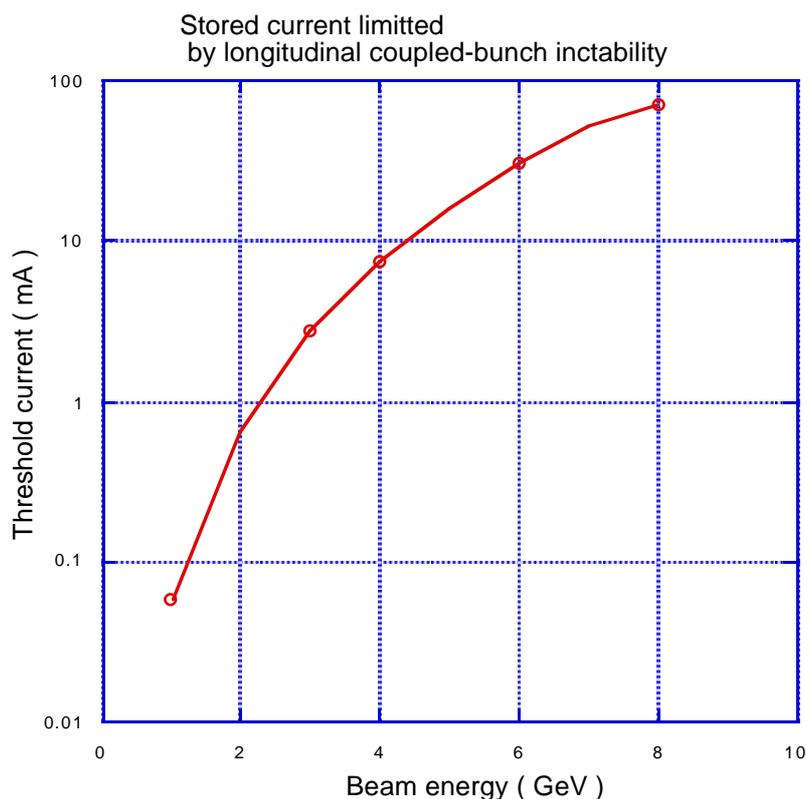


図 7.7 蓄積されるビームエネルギーと longitudinal coupled-bunch instability により制限される蓄積電流の関係

次に問題となるのは transverse coupled-bunch instability で制限される蓄積電流である。この計算式には加速空洞のある場所での β 関数が入ってくるので図 4.9 を参照して加速空洞設置場所における β 関数の値として、平均値 10 m を使う。そして表 7.3 より横方向の不安定性を引き起こすモードで一番インピーダンスの高いモードは TM111(H) の $1/5\pi$ モードであるので、そのモードの周波数とインピーダンスの値を使う。そして transverse coupled-bunch instability で制限される蓄積電流値の計算は以下の

$$I_{th} = \frac{2E}{\tau_{TL} e \beta_{\perp} f Z} \quad (7-3)$$

τ_{TL} : transverse damping time

β_{\perp} : beta function at an RF cavity

式で与えられる。(7-3) 式から蓄積電流が計算され、その結果を図 7.8 に示す。

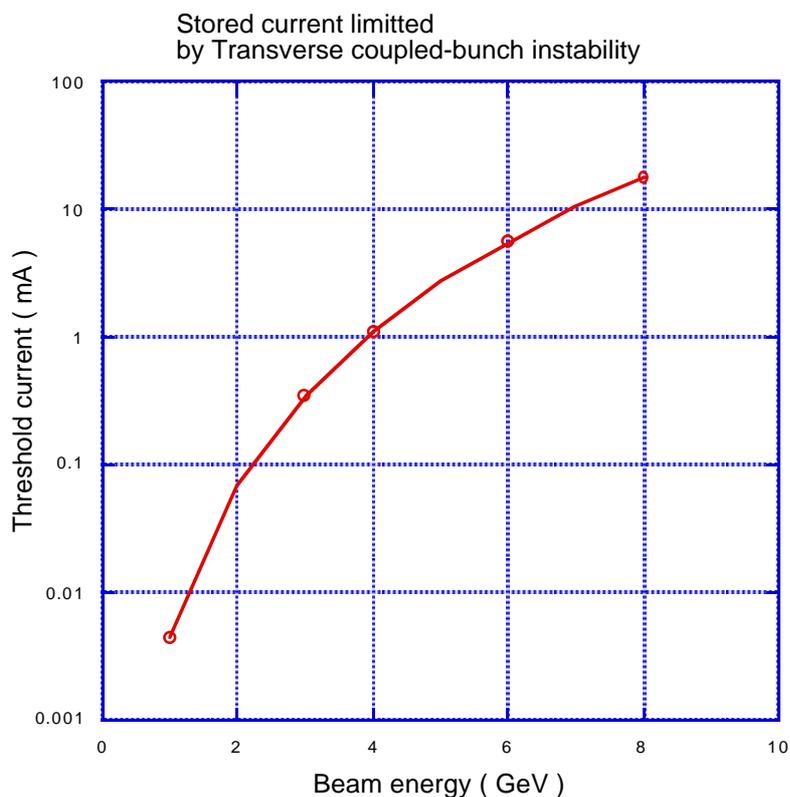


図 7.8 蓄積される電子ビームエネルギーと transverse coupled-bunch instability によって制限される蓄積電流の関係

以上の計算結果から判断すると、1 GeV の蓄積電子エネルギーの 때가一番厳しい。8 GeV の時の当面の目標の蓄積電流 50 mA は簡単に達成できると思われる。しかし低い蓄積ビームエネルギーの場合、共振する HOM の周波数を避けるためには加速空洞の形状を変化させ HOM 周波数に共振しないような対策をたてるとよい。そのためには冷

却水温度を変化させる方法があり、空洞の RF パワーによる壁損失が一定なら冷却水流量を変えることにより空洞の温度を変えることが可能である。そのためにはまず加速空洞の冷却水流量と温度をできるだけ一定に保ち、各空洞の冷却水流量を調整しそれぞれの空洞の温度を独立に制御できるようにする。周回周波数 757kHz の周波数間隔で空洞の温度を変化させ不安定性を逃げる対策を立てることが大切である。一番 impedance の大きかった TM111 $1/5\pi$ モードの Q 値 (unloaded Q) は 12,545 (注意: アルミの空洞なので銅でできたものはもっと大きい値となる) で共振周波数は 998MHz より、その半値幅 ($\Delta f = f/Q$) は $\Delta f = 79.6\text{kHz}$ と計算される。周回周波数の幅に比べ TM111 モードの幅は十分小さい。SPring-8 の蓄積リングに設置している単セル空洞の測定結果から、TM111 のモードは温度が 1°C 変化すると約 18 kHz 変化することがわかっている。5 連空洞についても同じ程度の温度変化と仮定すると、冷却水温度の変化量をできるだけ小さく、さらに各空洞毎に冷却水量が独立に変えることができるようにする必要がある。これに関しては章を改めて述べる。

参考文献

- [1] Kobayakawa et. al.: Japanese Journal of Applied Physics, vol. 25, No. 6, 1986, pp. 864-874.
- [2] F.J.Sachere: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20 (1977) 825.
- [3] F.J.Sachere: Proc. 9th Int. Conf. on High Energy Accelerators, 1974, p. 347.
- [4] SPring-8 PROJECT Facility design 1991.
- [5] JAERI-memo 02-280.

7. 2 空胴用冷却水

加速空胴の冷却水に関して我々は蓄積リングの加速空胴用に製作した温調システムをそのまま利用できる。現在蓄積リングの単セル空胴用冷却水の温度は 30°C であり実際運転している状態において水温変化量は実に $\pm 0.01^{\circ}\text{C}$ と非常に小さい範囲に安定している。このような冷却水温度の精度を確保しているため、加速空胴に付いている可動チューナーも蓄積リングの蓄積電流の変化に伴って少し動く場合を除いて、ほとんど動くことなく安定している。実際、蓄積リングで製作し実働している加速空胴用温調システムを基に5連加速空胴用に転用したものを図7.9に示す。

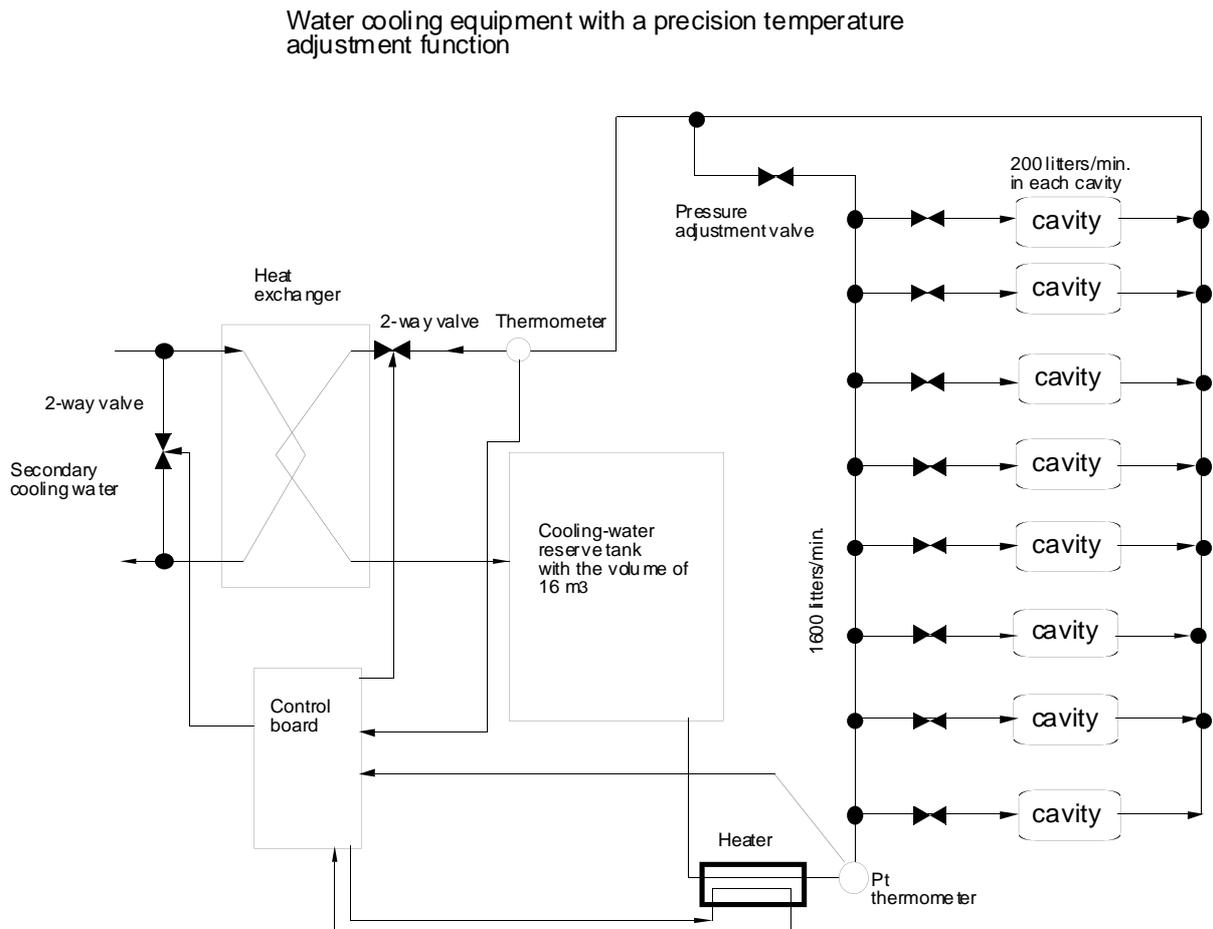


図 7.9 5 連空胴用精密温調システム

5 連空胴用精密温調システムの基本的な動作について説明を行う。5 連空胴にはそれぞれに毎分約 200 リッターの冷却水が流れている。従って全体として毎分 1600 リッターの冷却水が流れている。空胴を通過し温度が上昇した水は熱交換機の方に流れ温度に応じて 2 次冷却水の 2 方弁によって熱交換器に流れる水量が調整される。熱交換器を通った水は一度バッファータンクに入る。これは電流回路のコンデンサーと同等の役目をしておりタンクの容量は 16 立方メートルとする。理由は冷却水が毎分 1600 リッター流れており温度変化の時定数を 10 分とするとこのバッファータンクにより急激な温度変

化は緩和されるためである。バッファータンクを出た水は空胴に入る前に設置された白金抵抗の温度計によって水温が一定になるようにヒーターで冷却水温度を一定に保たれる。冷却水が各空胴に入る前に遠隔操作で流量調整可能なバルブを設けておく。ある一つの空胴について冷却水流量を減らすと、減った分の冷却水は別の残り7台の空胴に流れ、ある一台の空胴の温度を上げる目的でバルブを絞ったにも関わらず、その影響が他の7台の空胴の冷却水流量を増やすことになり、結果として他の7台の空胴の温度を下げることになる。このようなことが発生しないよう電磁弁を用いて圧力調整弁を設ける。この圧力調整弁によって、一台の空胴の冷却水流量を変化させても他の7台に影響することは無くなる。

7. 3 将来の単セル加速空洞

(1) HOM 減衰型加速空洞

7.2 章で記したようにブースターシンクロトロンで現在使用中の5連空洞を用いた場合、蓄積電子ビームのエネルギーが低い程、HOMに共振した場合、電子ビームを蓄積することが非常に困難なことを示した。そこで図7.10に示した現在開発中のHOM減衰型空洞を使用した場合のcoupled-bunch instabilityによる電流閾値を計算する。12.27MeVのエネルギーロスを補償するためにシンクロトロンで20台のHOM減衰型加速空洞を使用する(これについては後述する)。この加速空洞のHOM減衰能力は空洞内部に取り付けた高周波吸収体の性能に大きく依存する。ここではモデル空洞の実験値から得たデータを用いて計算を行う。縦方向(ビーム進行方向)HOMインピーダンスの最大値はTM₀-EE-5モードで0.1MΩとなる。このモードの共振周波数は1,645MHzである。この場合の蓄積電流は8 GeVの時 $I_L=1.3A$ 以上となる。このモードの共振周波数が20台の加速空洞で一致した場合、電流の閾値は165mAである。しかし7.2章で述べたように、冷却水温度等で共振点をずらすことにより全部の空洞が一斉に共振しないようにするのでここでは1台の加速空洞について以下議論する。横方向HOMインピーダンスの最大値は1-EE-2モードの0.2MΩ/mで、最大蓄積電流は8GeVで $I_T=6A$ 以上となる。5連空洞をHOM減衰型空洞に置き換えた場合、蓄積電流は確かにビームエネルギーの高い場合、大電流蓄積が可能となることは上記した計算から明らかである。しかし問題はブースターシンクロトロンで一番エネルギーの小さい1 GeVの場合につき蓄積電流の閾値を計算すると、縦方向HOMについては約0.06mA(5連空洞の場合)から0.9mA(HOM減衰型加速空洞の場合)と約15倍改善される。一方、横方向HOMについては1.5mAと約340倍と改善される。但し計算はあくまでもHOMに共振した場合である。

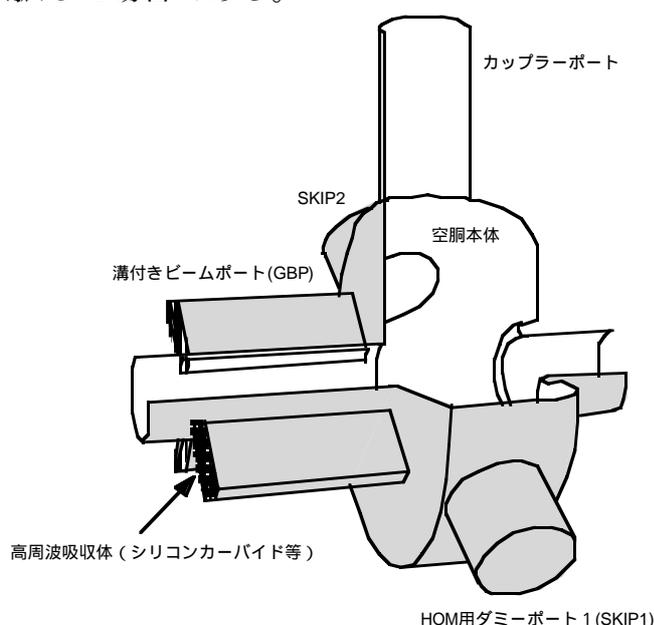


図7.10 HOM減衰型加速空洞概観図。内部構造を見やすくするために空洞の1/4をカットして表示している。

(2) HOM 減衰型加速空洞の設置

次にシンクロトロンエネルギーロスを補償する HOM 減衰型空洞を使用したビーム加速システムを示す。シンクロトロンには 1MW 出力のクライストロンが 2 台設置されている。ビームの量子寿命を考慮してオーバーボルテージファクターを 1.2 とすると必要な加速電圧は

$$V = 12.3 \times 1.2 = 14.76 \text{ MV}$$

となる。この加速電圧 V を発生するのに必要な空洞の台数 n と RF パワー P の関係は次のようになる。

$$P = \frac{n \left(\frac{V}{n}\right)^2}{R} = \frac{n \left(\frac{14.76 \times 10^6}{n}\right)^2}{7 \times 10^6} \cong \frac{31.1 \times 10^6}{n} \quad (7-4)$$

R は加速空洞一台のビーム加速シャントインピーダンスを表す。HOM 減衰型加速空洞では $R = 7 \text{ M}\Omega$ である。 $P = 2 \times 10^6 \text{ W}$ なので式 (7-4) に代入すると $n = 16$ となる。しかし、16 台の空洞で必要な加速電圧を発生させる場合、クライストロンは常時フルパワー運転が必要となるため、クライストロンの寿命、耐久性、安定性が問題となる。クライストロンおよび空洞の台数を増設すれば各機器の負荷を小さくして必要な加速電圧を発生させることができるが、シンクロトロンでは機器の設置スペースが限られているため、2 台のクライストロンと 20 台の加速空洞で加速電圧を発生させることにする。この場合のクライストロンから加速空洞のパワー分割は図 7.11 左部 (右部は現状のシステム) のようにする。各クライストロンの出力パワーは 800kW (計 1600kW) で、12 台の空洞に 100kW、8 台の空洞に 50kW のパワーを入力する。このときの総加速電圧は下式で求められ、必要な加速電圧を供給でき

$$V = 12 \times \sqrt{100 \times 10^3 \times 7 \times 10^6} + 8 \times \sqrt{50 \times 10^3 \times 7 \times 10^6} \approx 14.77 \times 10^6 \text{ V} = 14.77 \text{ MV}$$

ただし、20 台の空洞の設置スペースは確保できるが導波管分岐が現状より多くなるため、その分割方法や設置スペースを工夫しなければならない。一つの例として現在設置されている 5 連加速空洞の場所に HOM 減衰型加速空洞を設置すると仮定し、置いてみると図 7.11 に示したようになる。

HOM減衰型空洞導波管系統図

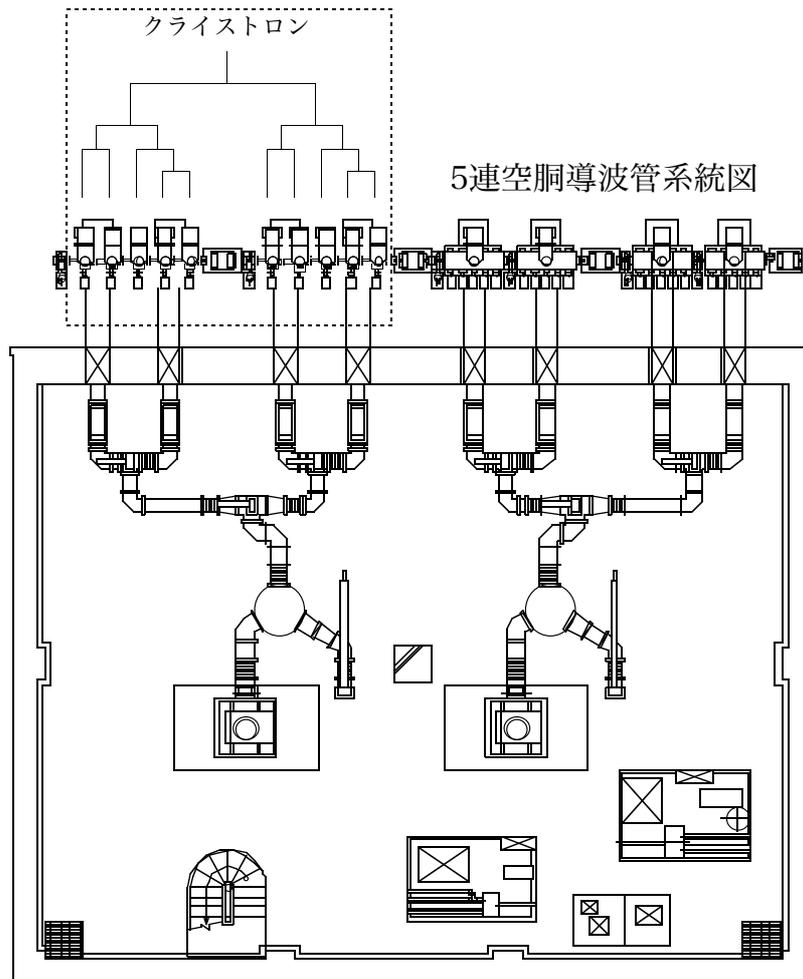


図 7.11 右側が現在設置されている 5 連空洞の立体回路であり、左側が HOM 減衰型加速空洞を設置した場合の立体回路。

7. 4 フィードバック法による不安定性除去

電子ビームの蓄積電流を増やすと、いわゆる加速空洞の高次モード (HOM) が発生源となる coupled-bunch instability をどのように押さえるかが一番の問題となる。7.3 章では加速空洞自体の改造を提案した。それでも蓄積ビームエネルギーが低い場合は HOM が共振すると新しい加速空洞でも蓄積電流を増やすことは難しい。加速空洞を5連の空洞を使うにしても、HOM 減衰型加速空洞を使うにしてもビームの不安定性を抑制するものが必要である。この方法は古くはヨーロッパの F. Pedersen[1][2][3] により、アメリカ側では Stanford Linear Accelerator Center の J. Fox [4] を中心に電子ビームの不安定性を押さえるために DSP(Digital Signal Processors) を用いて実行されてきた。そして世界の蓄積リングでその方法は成功している。特にイタリアの ϕ -factory の蓄積リングは衝突電子、陽電子のエネルギーが約 0.5 GeV と低いにもかかわらず、この Feedback 方法で安定にビームを蓄積している [5]。従って我々は同様の Feedback system を採用する。実際、1 GeV のエネルギーの低い蓄積ビームの時この Feedback 法を採用しない限りビームを 1A 近く蓄積することは非常に困難だと考える。その装置をブースターシンクロトロン加速空洞設置場所の直線部分とは反対のビーム出射側の直線部にこの Feedback system を設置する。

(a) 横方向の振動抑制方法

これは電子ビームが進行方向に対して直角方向に振られる現象で通常 Transverse instability と呼ばれる。この現象が発生すると、電子ビームの追加入射等に支障をきたすなどの問題が発生する。これを押さえるためには電磁石電源を操作しクロマティシティーを増やすことによりある程度押さえることができるが本質では無い。まず不安定の原因となっている周波数を特定するために BPM(Beam Position Monitor) 信号からビームを横方向に振動させている信号を抽出する。もちろんバンドパスフィルターを用いて特定の周波数を抽出し、この信号を現在ストリップラインを用いて電子ビームの振動とは逆の位相振動を加えることにより振動を押さえる方法である。

(b) 縦方向の振動抑制方法

これは電子ビームが進行方向に前後に振られる現象で Longitudinal instability と呼ばれる。この現象が発生し電子ビームが本来持っているシンクロトロン振動と共振するとビームは一瞬で無くなる。またこの現象が発生した場合、偏向電磁石から放出される放射光が横方向に振られるのが観測される。この縦方向の振動抑制は横方向の振動抑制方法と全く異なる。先ず電子ビームが縦方向に振動しているという情報は BPM から取得することは同じであるが電子ビームの縦方向の振動抑制はストリップラインを用いることができない。縦方向の抑制は加速空洞と同じようではあるが Q 値が小さく電子ビームを縦方向にキックする電圧を与える構造体をしたもの [4] を設置しビームの不安定性を押さえる。

参考文献

- [1] F.Pedersen, CERN/PS/85-19.
- [2] F.Pedersen, transparencies distributed at Benalmadena 92.
- [3] F.Pedersen, transparencies distributed at SLAC B-factory conference.
- [4] D. Teytelman et. al., SLAC-PUB-7303, LBNL-39363, September 1996.
等 J. Fox 氏の論文は多数ある。
- [5] DA ϕ NE, presented at the 16th IEEE Particel Accelerator Conference (PAC95) and International Conference on High Energy Accelerators, Dallas, texas, May 1-5, 1995.

8. モニター

ブースターシンクロトロンが蓄積リングとしても運転できるよう改造するのに伴って、現状の真空チェンバーは完全に新しいものと交換される。したがってビーム位置検出器である BPM (Bean Position Monitor) も新しく製作し取り付ける。さらに現在ビーム位置検出器として使っているデマルケストは真空チェンバーに穴を開け遠隔操作でビーム軸上に出し、テレビカメラで蛍光を見る方法を取っている。このように真空チェンバーに穴が開いた構造はビーム蓄積の際、放電の原因となるシインピーダンスの悪化に繋がりビームを蓄積することを困難にする主要原因となる。従って今後このような構造体を真空チェンバーに設けることはしないし、設置すべきでない。今後、電子ビームの位置検出は全て BPM を用いて行う。ブースターに設置される BPM の機能は蓄積リングのそれと同様に基本的に以下の 2 点を満足するものである。1) single pass mode で位置検出可能とする。2) COD (Closed Orbit Distortion) 検出機能を有する。前者に対して少なくとも線型加速器から入射したビームの位置について 10 ターンくらいまでビームの位置情報がストアされるようにする。なぜならば最初の数ターンでビームのチューン値が解るようにすることが重要である。設置する予定の BPM 周辺機器等について以下にまとめる。

8. 1 ビーム検出器

BPM の取り付け位置としては、4 極電磁石、QD40 台、QF40 台の合計 80 台のそれぞれに取り付ける。BPM 部分に関しては、現状の真空チェンバーはそのまま使用可能であると判断されるが、新たに設置する。信号処理回路としては、市販の製品として利用できる。具体的には Bergoz Instrumentation から L-R BPM という製品が入手可能であるのでこれを利用する。L-R BPM は入力高周波信号の振幅の対数に比例した検波信号を出力する IC を利用して、その出力の和・差からビーム位置に比例した出力を得るものである。L-R は Log Ratio の略である。入力周波数範囲 2.7GHz までの範囲で選択可能であり、出荷の時点で指定した周波数を中心周波数とする、バンドパスフィルターが入力段に内蔵される。動作モードが何種類もあり、電子ビームの周回ごとのビーム位置を測定することができる。電源シャーシが別途必要である。電源シャーシは 1 筐体に 16 台までの処理回路を内蔵可能である。

上記信号処理回路の出力データを収集するための ADC が必要である。ADC の技術進歩は近年著しいものがあり、実際に制御システムの詳細設計に入る時に入手可能な最善のものを選択するのが良いであろう。(現状と同程度の性能で、価格が下がる、同程度の価格で性能の良いものが出荷される等の可能性がある。)現状は 1MSPS~2MSPS 程度 16bit、4ch の VME-ADC ボードを使っている。さらに ADC の使用にはサンプリングのタイミングを与えるトリガー系も必要である。このタイミング信号は光でそれぞれのビーム位置検出器の制御機器ラックに送信するようにする。

8. 2 蓄積電流モニター

現在ビーム電流を読むモニター(DCCT)は一ヶ所リングに設置されている。現在使用中のものは1 Hz 運転のノイズが入力する問題が発生しているので、電流値を読み取る装置のアースを収納部の真空チェンバー側にする作業が必要となる。そのためには電流読み取り装置のAC100V電源をアイソレイショントランスで機器のある場所と完全に切り離さなければならない。こうすれば安定な運転が可能となる。さらに必要とあらばもう一台のDCCTを挿入する。その場所は十分ある。

9. タイミングシステム

ブースターシンクロトロンのタイミングシステムは基本的に 2000 年夏の改造ででき上がっている。それに追加しなければならないものがあるとすると、蓄積したビームを正確にビームダンプに廃棄するシステムを追加しなければならない。簡単にタイミングシステムについてブロック図を図 9.1 に示す。

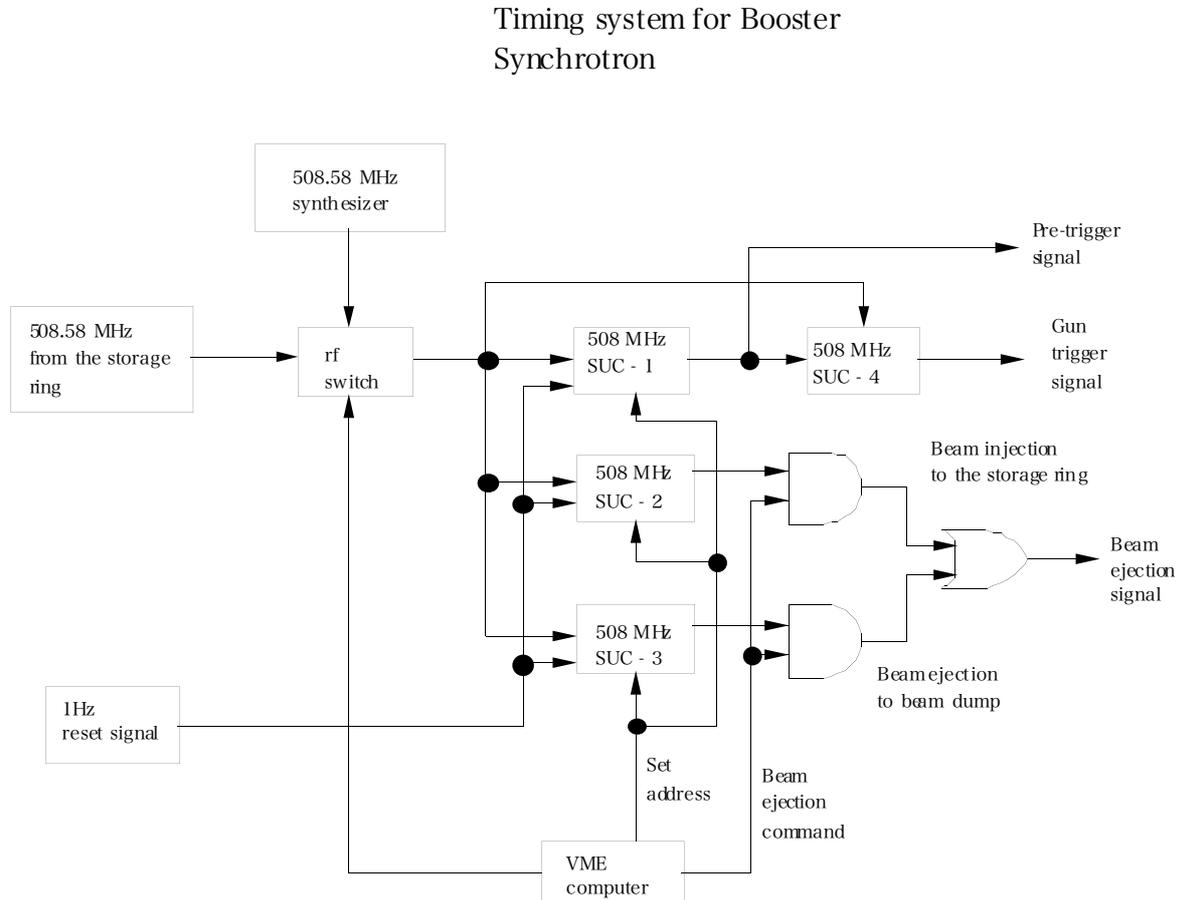


図 9.1 ブースターシンクロトロンのタイミングシステムのブロック図

上図において、最初に本来のブースターシンクロトロンとして運転する場合について説明する。その後、蓄積リングとして運転するための機能について説明する。

(a) ブースターシンクロトロンとして運転

基本周波数は蓄積リングにある synthesizer から送られてくる RF に全ての装置は同期して動く。中央制御室から遠隔にて図 9.1 の図中の rf switch を操作し蓄積リング側の 508.58 MHz を選択する。508 MHz SUC-1 を用いて蓄積リング側のトリガー信号によって線型加速器からビームを入射するタイミング信号を作る。ビームが入射された後、8 GeV までエネルギーが上がったビームを蓄積リング側に移送するため、508 MHz SUC-2 が作るタイミング信号を用いてビームをブースターシンクロトロンから蓄積リング側に放出する。この運転は線型加速器からビームを入射、8 GeV にエネルギーを

上げて蓄積リングに出射まで約1秒の時間がかかる。線型加速器からの入射は任意に1発から8発まで選択できる。これが本来ブースターシンクロトロンが持っている基本機能である。今回の改造でこの機能は100%維持される。

(b) 蓄積リングとして運転

ビーム入射：

これが新しい機能である。ブースターシンクロトロン専用周波数を作るため、このリング専用の synthesizer を設置する（図9.1の中にシンセサイザーを示している）。中央制御室から遠隔でブースターシンクロトロン専用 synthesizer 側にスイッチを用いて切り替える。こうすることにより SPring-8 の本体である蓄積リング側の周波数とは完全に切り離して独立にブースターシンクロトロンを自由に補正し、結果としてビームをより安定に蓄積できる。ブースターシンクロトロンにおいて線型加速器から出射された電子ビームが入射できる全 RF バケット数は672個ある。それらの任意の RF バケットに電子ビームを入射でき、任意の蓄積パターンを作ることができるようにする。その方法は 508 MHz SUC-1 を用いて線型加速器からの電子ビームがブースターシンクロトロン上の任意の RF バケットに入射できるよう1から672のいずれかの RF バケット番号を指定する。508 MHz SUC-1 から出た信号は線型加速器のモジュレーター用プリトリガーと電子ビーム出射のガントリガー信号に分岐される。電子ビームは off-axis で入射できるようにバンプ軌道が今回の改造で追加されるので、同じ RF バケットに何度でもビームを入射し、任意の電流値まで蓄積することが可能となる。

ビーム入射時、線型加速器からブースターシンクロトロンに入射される電子ビームの時間幅は 250 ps、1 ns そして 40 ns が任意に選択できるので利用者の要求に応じて変えることになる。

任意のビームエネルギーに上げる：

任意の電流値まで電子ビームを線型加速器からブースターシンクロトロンに入射した後、任意のビームエネルギーまで上げるため全電磁石の電流を上げる（ランプアップする）。任意の電子ビームエネルギーに達すると、全ての電磁石電流をそのままの状態に保つ。この状態がビームを蓄積した状態である。ビームエネルギーを上げる時、RF 電圧は 1 GeV から任意のビームエネルギーまで変化させることはせず一定に保つ（注意：ブースターシンクロトロンとして運転する時は、2台のクライストロン出力の位相差を用いて加速電圧を変化させている）。

ビーム廃棄：

このブースターシンクロトロンにはビームを廃棄するためのビームダンパーが予め設置されているので蓄積中の電子ビームを廃棄する際、放射線の問題が発生しないようビームダンパーに正確に導く必要がある。蓄積中のビームをキックするキッカー電磁石の時間幅は約 100 ns ある。このキッカー電磁石を一回動作させると 100ns/1.97ns=約 50 個の rf バケットに入っているビームが一度にビームダンプに捨てられる。従っ

てビームがブースターシンクロトロンを一周する時間は 1321ns かかるので 672 個の RF バケットに全部ビームが蓄積されている場合、 $1321\text{ns}/100\text{ns}=14$ 回キッカー電磁石を運転すると蓄積中の全電子は正確にビームダンプに廃棄される。この動作を正確にするために 508 MHz SUC-3 を用意しておく。これを用いると任意の rf バケットに蓄積中の電子ビームを正確にビームダンプに捨てることができる。

以上、(a) と (b) のタイミングシステムを説明した。ブースターシンクロトロンとして運転するか蓄積リングとして運転するかの判断は、中央制御室から遠隔操作で簡単に切り替えることができる。

10. 運転モード

現状のブースターシンクロトロンのある機器はほぼ中央制御室から遠隔で操作できる。蓄積リングとしても運転可能となった場合、運転モードが一つ追加されることになるのでそれを考慮した制御システムを構築しなければならない。

現在の運転モードをブースターシンクロトロンを中心にして以下にまとめる。

現状：

(1) Li-Sy-Sr モード

これは1 GeVの電子ビームを線型加速器 (Li) からブースターシンクロトロン (Sy) に打ち込み、エネルギーが8 GeVに達成したら蓄積リング (Sr) に出射する。運転サイクルは1 Hzである。

(2) Li-Sy モード

これは線型加速器から1 GeVのエネルギーのビームがブースターシンクロトロンに入射し任意のエネルギーの電子ビームをビームダンプに捨てる。この繰り返しは1 Hzで運転される。

(3) Sy 単独モード

これは線型加速器及び蓄積リングとは全く接続されていない状態にする（注意：接続という意味はそれぞれの加速器間の電磁石が励磁されておりビームがいつでも入出射可能な状態のこと）。これはブースターシンクロトロンに設置されている加速空洞のエイジングを目的とした運転でありビームは全く扱わない。

以上が現状である。この技術検討書が実現するとすると、運転モードが一つ追加されることになる。それをまとめると

追加：

(4) Li-Sy 蓄積モード

線型加速器から1 GeVのエネルギーを持った電子ビームをブースターシンクロトロンに入射する。この時、蓄積リング側にビームを移送する電磁石 (SSBT 系統) は励磁しない。ただビームダンプにビームを移送する電磁石は励磁状態とし、キッカー用電磁石は止めておく。線型加速器から任意の蓄積電流まで電子ビームを蓄積した後、1 GeVから8 GeVまでの任意のエネルギーまでランプアップし、目的のビームエネルギーに達すると、そこでビームを蓄積しその状態を維持する。蓄積中のビームを廃棄する場合、蓄積リングのようにビームをばらまくことはしない。ここにはビームダンプが設置されているので正確にビームをこの場所に廃棄する。この場合ビームキッカー用電磁石をパルス運転しビームが完全に無くなるまで何回か繰り返す。そして線型加速器から再度電子ビームを入射することが可能となる。これがこの運転モードのサイクルとなる。ブースターシンクロトロンにおいてビームを蓄積した状態で線型加速器のビームをNewSUBARUに打ち込みすることは可能とする。

以上が新たに追加する運転モードの基本である。

11.1. 超伝導ウイグラーの利用

SPring-8 加速器部門では、ロシアの Budker 原子核研究所と共同で強磁場による MeV 領域放射光の発生とその応用について 1995 年から検討を続けている [1]。2002 年 8 月、このような目的で製作された 10T 超伝導ウイグラーが蓄積リングに設置され、実際に高エネルギー放射光を発生させるためのビーム試験が行われた [2]。一連のビーム試験終了後、超伝導ウイグラーはマシン収納部から搬出され、組み立て調整実験棟へと移設されている。本検討書をまとめるにあたり、これらの成果を一部活用した。

超伝導ウイグラーをブースターシンクロトロンに設置し、目的である陽電子発生、さらに利用実験に供するための方法を以下述べる。その前に超伝導ウイグラーの概略を図 11.1 に示す。ヘリウム冷凍機 1 と 2 は液体から気体に変化したヘリウムを再凝縮し液化するためのものである。冷凍機 3 は 80 K の断熱層として外部からの熱侵入を押さええる目的で設置、維持するためのものである。液体ヘリウム槽の中に超伝導電磁石があり最大磁場 10 T を発生する。

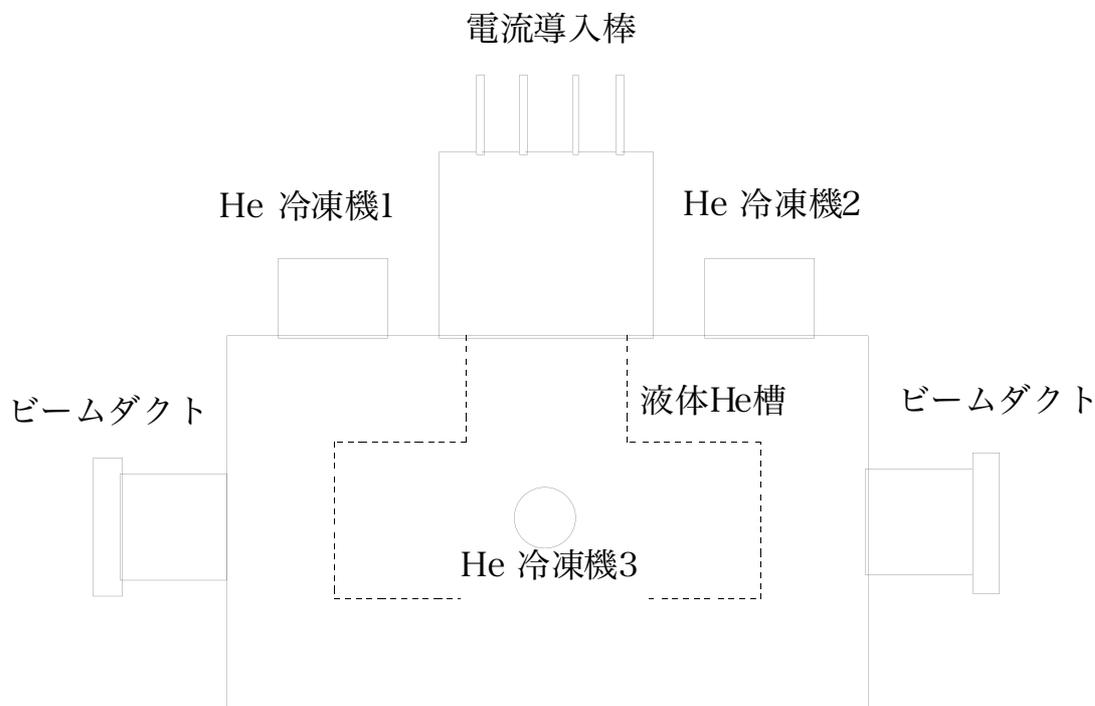


図 11.1 超伝導ウイグラー概略図

参考文献

[1] A. Ando et al., J. Synchrotron Rad. (1998). 5, 360-362.

[2] K. Soutome et al., Proceedings of the 2003 PAC Conference, Portland, May 23-26, 2003.

11.1 超伝導ウイグラー実用化のための改造

ロシア製の超伝導ウイグラー(SCW)が1999年12月SPring-8に搬入されロシア人によって組み立てられ冷却試験等が実施された。目標の磁場10 Tesla (以後Tと表示する)で正常に運転されることを確認し2000年2月ロシア人達は離日した。超伝導ウイグラーを実際蓄積リングに設置し実用化試験を実施するための検討が2001年12月から本格的に始まった。その時点において、ウイグラー本体にはビーム運転するにはまだ重大問題が3点残されており、それらを克服しなければならなかった。それらの問題点の解決方法等を説明する。

問題点1：液体ヘリウム消費の問題

超伝導ウイグラーに液体ヘリウムを充填し全冷凍機を運転し、10 Tの磁場を保持した状態または磁場がなくてもヘリウムは約5日間しか維持できないことが判明した。この状態では常にヘリウムを供給し続ける装置を設けなければ連続実験ができない。これを解決するために低温物理の領域で日本で有名な大阪市立大学の畑 教授に指導していただいた。まず液体ヘリウム側に外からの熱進入を防ぐ対策として、4本ある電流導入棒としてロシア側が使っていた銅を真ちゅうの棒に変更した。その理由は、銅の場合70 K以下では熱伝導度が急激に上昇する。一方真ちゅうの場合、常温から数Kの低温までほとんど変化が無い。さらに銅製の電流導入棒の抵抗値を測定しその値の2倍強くらいの値になるよう真ちゅう電流棒を製作した。実際ロシア製銅の電流導入棒を測定すると0.46 mΩあった。ある寸法を持った市販の中空の真ちゅう棒を手に入れその抵抗を測定し、0.46 mΩの2倍を越えない位の抵抗値におさまるよう実際使う時の寸法を算出した。さらに真ちゅうの電流導入棒は中空としヘリウムガスの乱流が発生しないようランダムに約2 mmくらいの間隔で穴を多数開けた。その結果、できた真ちゅうの電流導入棒の抵抗値は2倍を越える値になった。問題は無いと判断しそのまま使うことにした。抵抗値に注意する理由は抵抗の値が大きくなると電流導入棒の抵抗値に比例して発熱するためである。実際ヘリウム温度まで冷却し電流導入棒と超伝導体の接続部分に設置されているモニター用温度計の測定から銅の電流導入棒を使った場合、約70 K以上あった温度が真ちゅう棒に変更した後、約35 K前後と約半分まで下がった。次に図11.1の電流導入棒の蓋の下には断熱のための発砲スチロールがロシア側によって設置されていた。低温の世界では温度差がつく原因を取り除かなければならないので発砲スチロールを全て取り除き、それに代わって3 mm厚の銅の平板の外壁側にスーパーインシュレーターを3層貼り付けたものを3枚用意した。それらを約3から5 cmくらいそれぞれ離して設置した。これによりヘリウム層側の温度分布が一様となりヘリウムの温度上昇が押さえられる。さらに300 K温度の外壁と内壁の間にスーパーインシュレーターを幾十にも巻いて断熱した。さらに外壁側にアルミを貼り付け外界の温度が輻射熱としてヘリウム側に進入しないよう処置した。このような処置の後、電流を流さない状態では液体ヘリウムの消費は完全にゼロとなった。

問題点2：rfコンタクトの問題

SPring-8の蓄積リング、さらにはブースターシンクロトロンに超伝導ウイグラーを設置する場合、ビームダクト内に電子ビームが最大100 mA蓄積される。このため超伝導ウイグラーをリングに設置し、既設の真空ダクトと接続する場合、接続フランジの内側で電子によって誘起される電流ができるだけ抵抗無く流れるようにrfコンタクトをつけなければならない。ところが今回の超伝導ウイグラーは全くそのような処置が施されていなかった。つまり電子蓄積リング用に設計、製作されていなかった。超伝導ウイグラーを引き継いだ時初めて気がついた。さらに悪いことに超伝導ウイグラー側の真空ダクトのフランジの内側はステンレス管が溶接されており溶接ビードが波打つてうねった状態であった。通常では完全にビームダクトを取り外し交換しなければならない。しかしこれを実行するには超伝導ウイグラー本体を分解し交換することになる。この事態を打開するために打った手は、溶接ビード部を粘土で3次元的に型取りし、その型取りとほぼ合致するような3次元の面を製作する方法であった。従って工程は先ず型取りし、それと全く一致した3次元の面を製作し溶接ビード部を覆い隠す、そしてrfコンタクトの付いたフランジを用意し設置する。このようにして既設の真空ダクトとrf的にはスムーズに接続できるようにすることができた。

問題点3：光アブソーバーの問題

電子ビームのエネルギーが8 GeVでかつ蓄積電流が100 mAの場合、超伝導ウイグラーから放射される放射光のパワーは実に約100 kWと非常に大きなパワーである。従って蓄積リングに超伝導ウイグラーを設置し、テスト実験する時には蓄積電流は最大1 mAとした。それでも約1 kWの放射パワーに対応できるよう光アブソーバーを設計しなければならない。しかしブースターシンクロトロンに超伝導ウイグラーを据え付けビームを約50 mA、さらには加速空洞を変更して100 mAまで蓄積した場合、放射光のパワー100 kWに対応できるように光アブソーバーを用意しなければならない。さらに超伝導ウイグラーからの放射光は中心軸に対して水平方向に±25 mrad.と広い角度を持って放射される。この放射パワーをどのように安全に吸収するのかについては11.4節で詳述することにする。

以上3点の問題について解決方法を述べた（問題点3は後述）。以上の問題を解決した後、2002年8月実際SPring-8の蓄積リングにこの超伝導ウイグラーを設置し9月上旬ビーム運転を実施した。この試験の主な目的は10 Tの磁場をかけた状態で、電子ビームがシンクロトロンから正常に蓄積リングに入射され、かつ蓄積できるかどうか確認することであった。事前のシミュレーションの予想では非常に難しいという計算結果が出ていたので、我々は水平、垂直方向の補正電磁石を上流、下流にそれぞれ一台ずつ設置し、さらに超伝導ウイグラーの前後の4極電磁石の電源を別電源としてそれらを補正しながらビーム入射を試みる準備をした。この超伝導ウイグラーを製作したロシアの研究者のコメントに従い、超伝導ウイグラーに備え付けている主電磁石と、副電磁石のバランス調整により正常に電子ビームがシンクロから入射され蓄積されるようになった。

こうして最初予想していた以上に順調にビーム入射及び蓄積ができるようになった。以上述べたように基本的に超伝導ウイグラー本体についての問題点はほぼ解決されたと考えてよい。

超伝導ウイグラーをブースターシンクロトロンに設置し運転する場合、SPring-8全体の運転について考慮しておかなければならない。一日1から2回蓄積リングにビーム入射する必要がある。この時超伝導ウイグラーの磁場はゼロに落とす必要がある。その際現在使用中の電磁石電源はユニポラー電源を使っているので残留磁場をゼロ磁場にすることが難しい。従って超伝導ウイグラーに現在使われている電磁石電源をユニポラーからバイポラーに変更しなければならない。この変更によりゼロ磁場を遠隔で制御することができるようになりブースターシンクロトロンとしての運転と蓄積リングとしての運転が容易にできるようになる。

11.2 ウィグラーの設置及びヘリウム供給装置

超伝導ウィグラーはブースターシンクロトロン線の偏向電磁石 BM33 と BM34 の間に設置する。それを図 11.2 に示す。この場所を選択した一番の理由は超伝導ウィグラーからの放射パワーができるだけ真空機器及び電磁石に当たらない場所を探した結果この場所がベストと考えるからである。超伝導ウィグラーの光は壁厚 3.5 m のコンクリートシールドに穴を開け外の実験室側に取り出す。超伝導ウィグラーに供給する磁場発生のための電流供給用ケーブル、各種モニターケーブルさらにヘリウム冷凍機と接続するヘリウムトランスファーライン等は SSBT ラインの下をくぐり外壁まで床をはわしてそれから外壁を上に登り天井に穴を開けそこに超伝導ウィグラー関連設備のための建て屋を設置する。

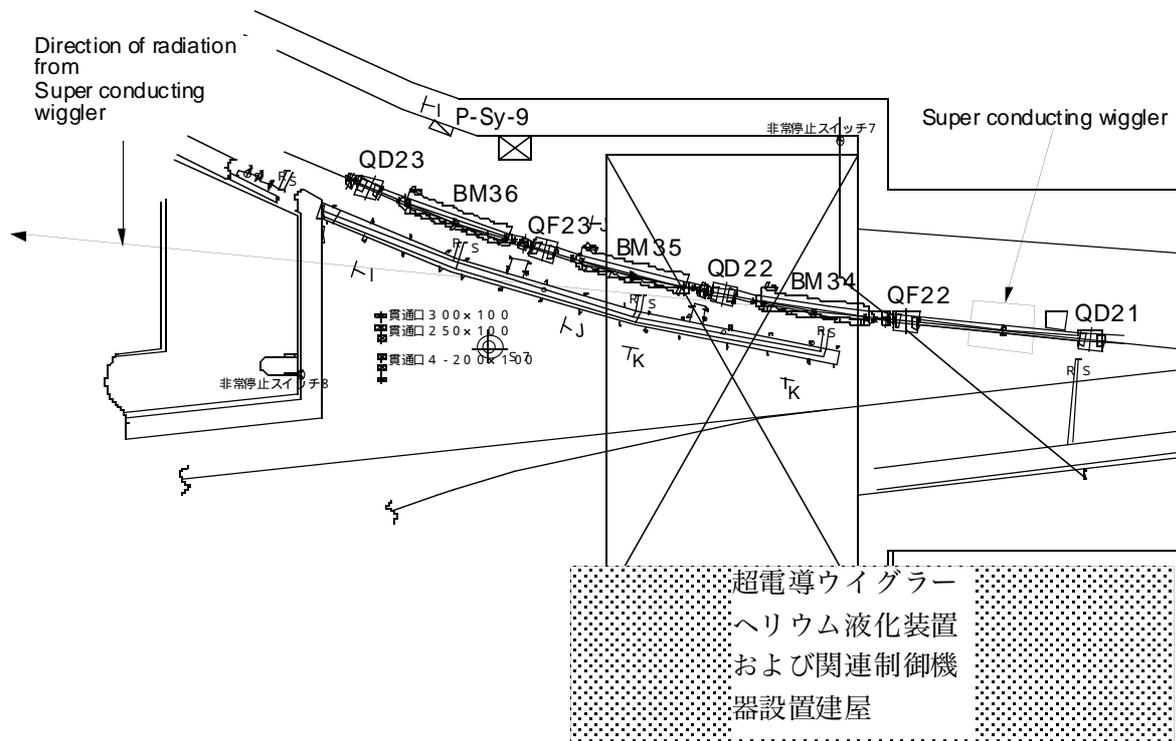


図 11.2 偏向電磁石 BM33 と BM34 の間に超伝導ウィグラーを設置し、さらに超伝導ウィグラー運転用ヘリウム液化装置および関連する制御機器等の設置建屋。

本超伝導ウィグラーの主コイルに用いられている線材は Nb₃Sn と NbTi で超伝導電流寿命が 415 日と比較的短いため、ビーム蓄積時の磁場の変動は無視できない ($-\Delta B/B$ は約 10 分間で 10^{-6} に達する)。この磁場変動はフラックスポンピング法により回復させることで、一定の磁場を維持することが出来る。前節で超伝導ウィグラーの液体ヘリウム消費量が劇的に改善された事に触れたが、このフラックスポンピング法を用いることで、1 回の液体ヘリウム供給により 1 ヶ月間の連続運転が可能となる。ただしこのフラックスポンピング法には一つの問題点がある。それは磁場がジャンプするこ

とに伴いビームにキックが生じ、その結果ビーム軌道もジャンプしてしまうことである。ビーム軌道の安定性を高度に要求するビームラインとは共存しにくい。この問題を解決するには、蓄積リングでの実験時に採用した方法、つまり超伝導ループを閉じるスイッチを切り、常時給電すればよい。この場合は、1回の液体ヘリウム供給により5日弱しか運転できないことになる。クエンチ時の補給も含めて、液体Heを現場供給方式とすることも可能ではあるが（ブースターシンクロトロンの主目的が蓄積リングへのビーム入射であることから、マシン収納部内への入室は蓄積リングに比較して容易である）、ブースターシンクロトロンの広範な利用の観点から現場作業は極力避けることが望ましい。液体ヘリウムトランスファーラインはマシン収納部外周壁を貫通し、屋外に設けた超伝導ウイグラー制御用建屋内の液体He供給部に接続し、遠隔で供給する方式を採用する。

超伝導ウイグラー周辺の配置は図11.2に示す通りであり、超伝導ウイグラー本体のリングへの設置は、蓄積リングで取った方法を採用する。直近の機器搬入口からクレーンによりマシン収納部に吊りおろし、6 m上流へコロ引きで移動/据え置きを行う。アライメントは両端のフランジ部及び本体のケガキ線を用いて行う。

超伝導ウイグラー制御用建屋内には、液体ヘリウム容器、ヘリウム再凝縮及びradiation shield冷却用の冷凍器のコンプレッサー、冷却水用チラー、液体窒素容器、ヘリウム及び窒素ガス容器、超伝導ウイグラー用電源、データ収集及び制御用19インチラック、現場制御用コンピューター、真空排気系制御ラック、AC200及び100V電源盤を設置する。液体ヘリウム供給に関して、ここではヘリウム液化器及び液体窒素貯蔵容器を設置した構成をとったが、購入か液化器導入かの選択はSPring-8全体の液体ヘリウム利用計画に即して最終的に決定されるべきである。ケーブルおよび配管はマシン収納部壁下部を貫通させるが、液体ヘリウムトランスファーラインは供給位置の都合から上部を貫通させる。またこのトランスファーラインは、容器内のパージ時のガス供給及び予冷時の液体窒素供給にも切り替えて使用する。リング内では着脱可能なフレキシブルトランスファーラインで超伝導ウイグラー本体へ接続する。ヘリウム液化器以外の必要とするユーティリティは、AC200V系が40kVA、100V系が10kVAである。

超伝導ウイグラーを定常運転するために、液体ヘリウム供給以外の制御及びモニターはSPring-8の統一されたシステムに組み込み、中央制御室から操作を行う。

11.3 陽電子ビーム発生

図 11.2 に示したように超伝導ウイグラーから出た光は放射光発生点から約 18 m 地点で 3.5 m 厚のシールド用コンクリートに達する。シールドの外側に実験ホール用建て屋を建設するのでそのシールドに穴を開け超伝導ウイグラーからの光を実験ホール側に導きモデレーターに光を当て陽電子を発生する。全体のレイアウトを図 11.3 に示す。超伝導ウイグラーから放射された MeV photon は実験ホールに導かれ、そこに設置されたモデレーターにより陽電子を発生させる。さらに陽電子を実験者の装置まで導くビームラインを建設し利用者に陽電子を供給することとなる。

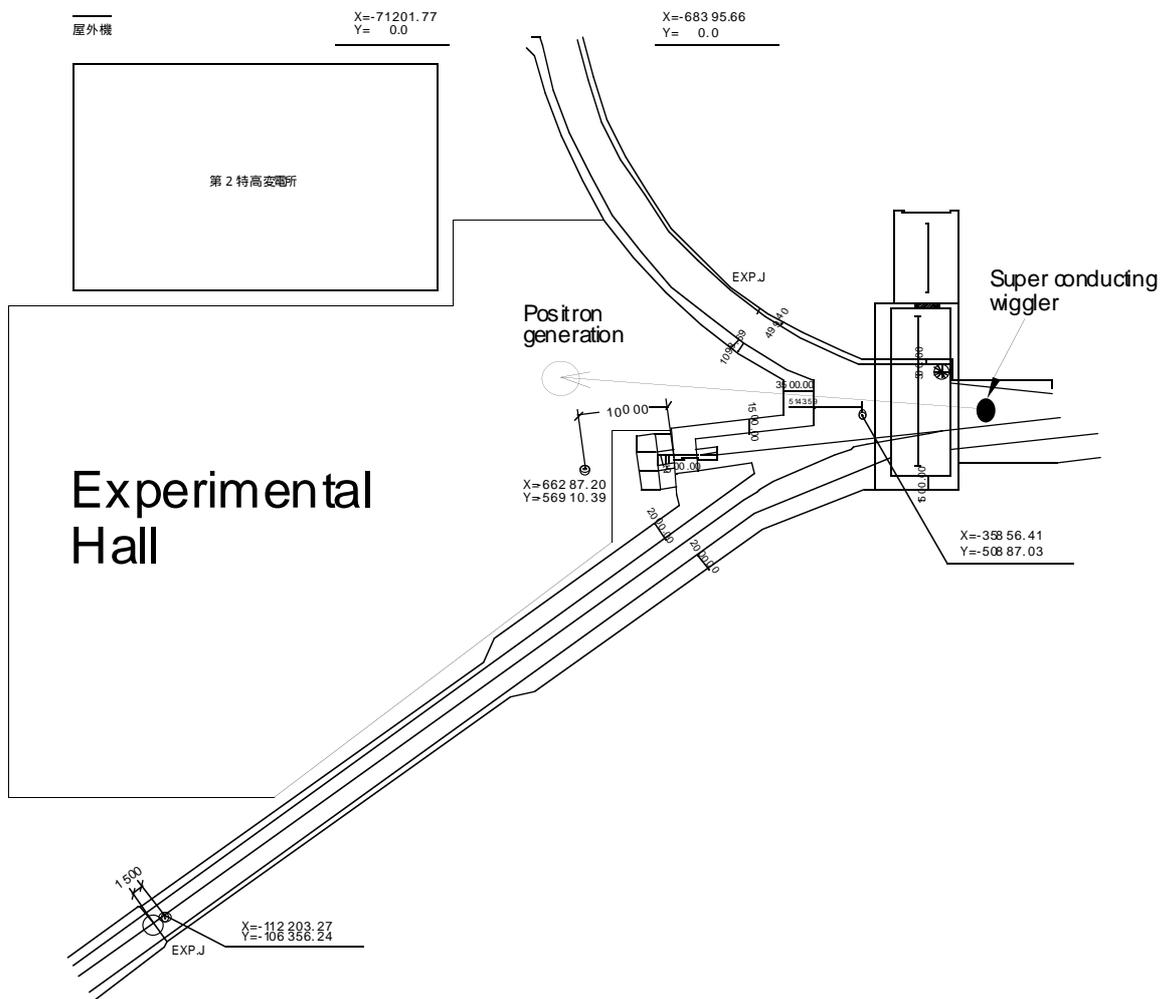


図 11.3 陽電子発生場所と実験ホール。

超伝導ウイグラーを 10 T に励磁し、電子ビームを 1 mA 蓄積したと仮定すると 1 秒間、1 mrad. 当たり発生する放射光のスペクトラムを図 11.4 に示す。電子対の発生閾値は 1 MeV なので 1 MeV 以上のエネルギーを持つ光は図 11.4 から約 10^{14} 個と期待される。従って蓄積電流を 100 mA まで上げると、得られる MeV photon 数は実に

10^{16} 個となる。これら MeV photon を用い、モデレーターを設置し電子対によって陽電子を発生する。得られる陽電子数は用いるモデレーター等の変換効率等に依存する。一つの例として、このウイグラーを製作したロシアの Mezentsev 氏の計算例を示すと、モデレーターとして 0.1 mm 厚の鉛を用い、100 mA 蓄積し、10 T の励磁の場合 7.4×10^{12} 個の陽電子が発生する [1]。

発生した陽電子を実験装置に導くためのビームチャンネルを設置しなければならないが、この件に関しては利用者側と相談し実験を実施しやすいよう設計、製作しなければならない。陽電子ビームラインについては今後利用者と懇談会を開催し、陽電子利用者の要求を満足する形でビームラインをデザインし、製作しなければならない。

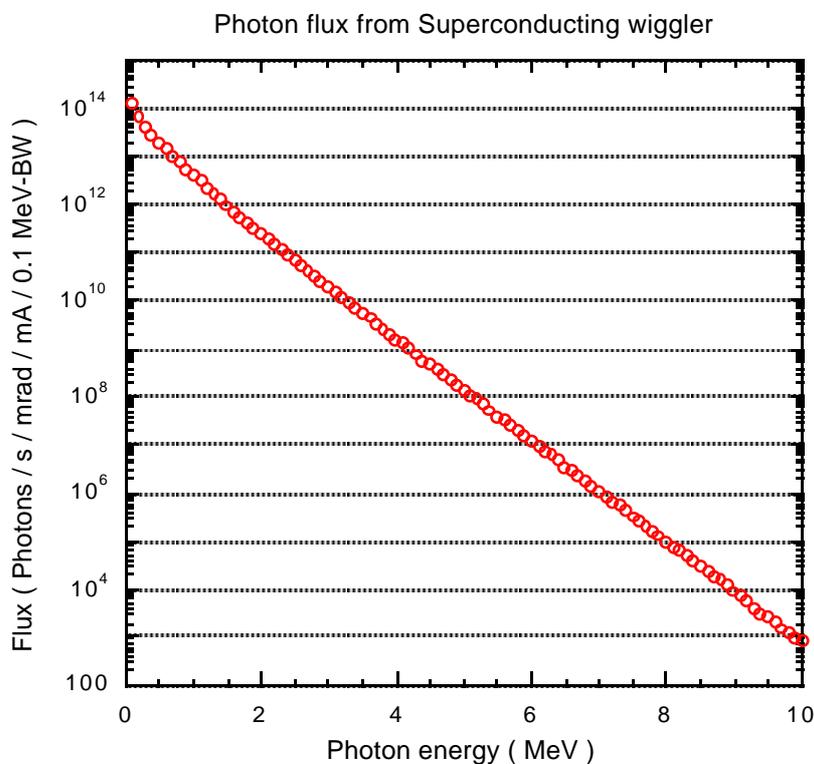


図 11.4 超伝導ウイグラーから放出される光子について計算によって得られた強度分布。

参考文献

[1] A. Ando et. al., J. Synchrotron Rad. (1998). 5, 360-362.

11.4 光アブソーバー問題と4極電磁石問題

超伝導ウイグラーから放出される光のエネルギーは蓄積電子のエネルギー8 GeV かつ50 mAの時、約50 kWのパワーとなる。この膨大なエネルギーを安全に吸収するために11.2章で述べたようにブースターシンクロトロンの変向電磁石BM33とBM34の間に超伝導ウイグラーを設置し、その下流に光アブソーバーを設置する。超伝導ウイグラーからの光は水平方向に $\pm 25\text{mrad}$ の角度を持って放射される。図11.5に水平方向の放射分布を模式的に示す。

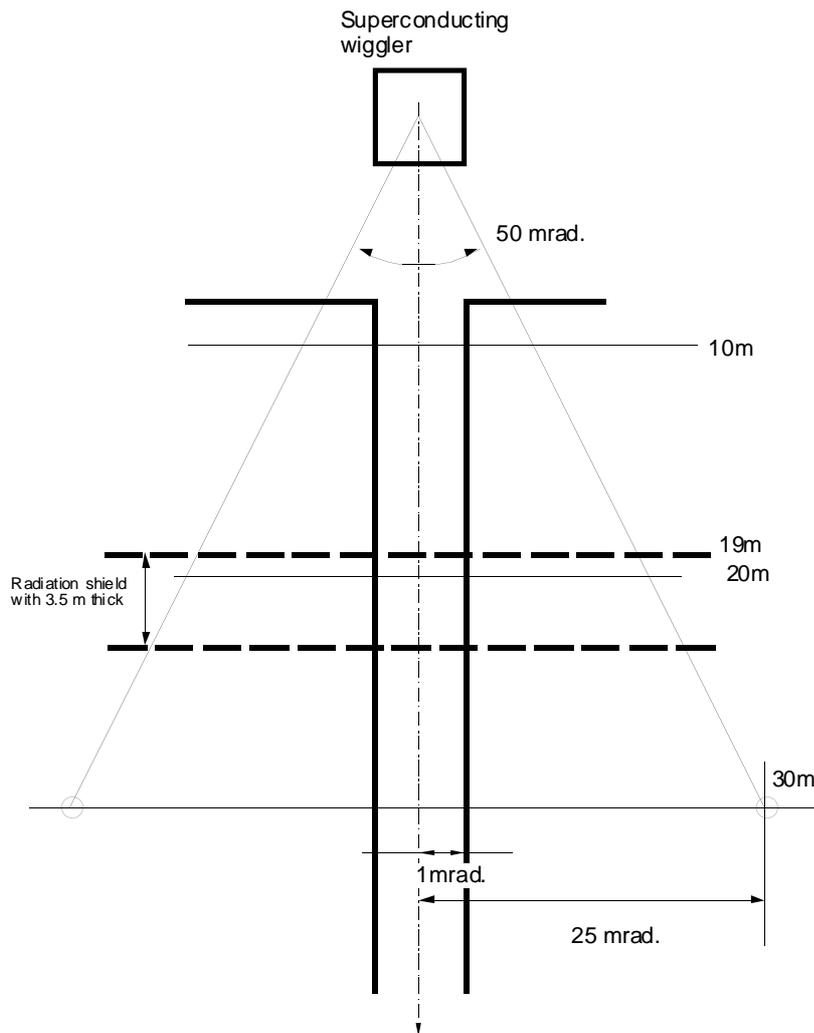


図 11.5 超伝導ウイグラーから水平方向の放射分布。

超伝導ウイグラーの中心を座標のゼロ点とすると30 m地点で $\pm 75\text{ cm}$ 放射光が広がる。超伝導ウイグラーの中心から約19 m地点に3.5 mのコンクリートシールドが設置されているので、この壁に到達するまでに超伝導ウイグラーからの余分な放射光をできるだけ削ることとする。そしてその削った残りは約 $\pm 1\text{ mrad}$ となる。厳格では無いが、 $\pm 25\text{ mrad}$ に一樣に放射光が分布していると仮定すると、 $\pm 1\text{ mrad}$ の外側から $\pm 25\text{ mrad}$ までの放射パワーは全体の約9.6%となる。この放射パワーのほとんどを3.5 mの放射線シールドの前に設置する光アブソーバーで吸収する。光アブソーバーは光源

から約6 m地点から設置する。アブソーバーの長さを約1.3 mとすると1 cm当たりの平均的なパワーは約37 Wとなる。つまり光アブソーバーの問題は距離を長くとり単位長さ当たりのパワー密度を減らすことで問題を解決することができる。当然50 kWのパワーを冷却するための冷却水が要求される。

次の問題は光アブソーバーに当たった放射光は水平方向に偏極しているので、光アブソーバーに当たった光は垂直方向に散乱する。従って光アブソーバーは図11.6に示すような上下方向に冷却水のパイプが階段状になりかつMeV photonを吸収する構造とならなければならない。一つのモデルとして図には光が通過するビームダクトとそれを取り巻くように光の吸収体として銅またはその合金でできた冷却水配管付き光アブソーバーのようなものがよいかと考える。通常熱伝導度の良いグリッドコップという銅とアルミナの合金が光アブソーバーとして使われる。今後この問題について議論を継続しなくてはならない。

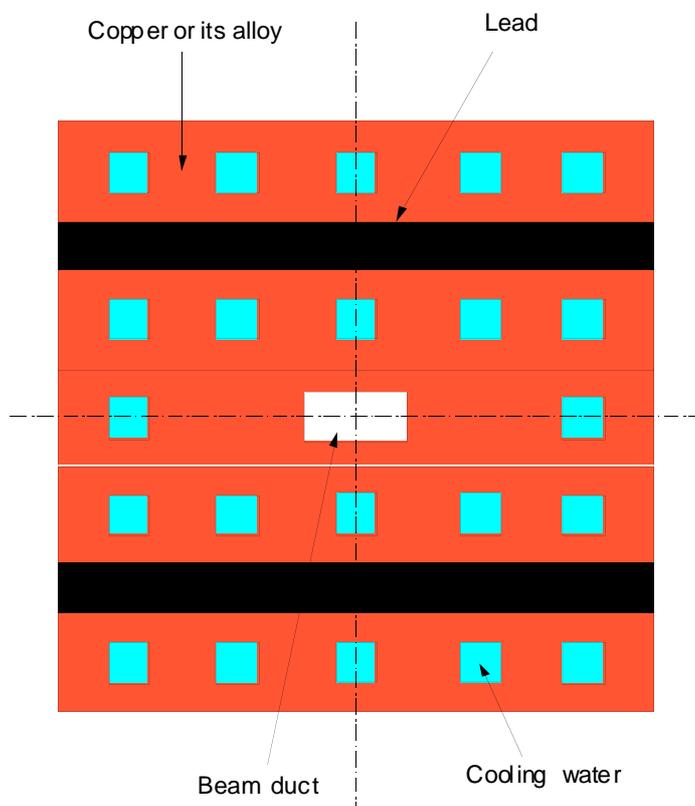


図 11.6 超伝導ウイグラーから放射される光アブソーバーについて考えられる一つの例。

次に図11.2において超伝導ウイグラーからの光がQD22のエッジに当たる。従ってこの4極電磁石の構造を変更しなければならない。これと同じ問題がコンプトン放射光を出す入射部の4極電磁石QD1についてもありエッジに光が当たるのでこれら2台の4極電磁石を放射光が当たらない構造に変更しなければならない。

12. 光刺激による材料表面からのガス放出に関するデータベース整備

シンクロトン放射光による材料表面からのガス放出機構の研究とその過程で得られるデータのデータベース化は、第2章2項で述べたように、その意義は大きく、広く一般に寄与できる内容を含んでいる。本章では、SPring-8 ブースターシンクロトンの機能向上が達成された際に可能となるであろう光刺激脱離による各種真空材料、表面処理に対する材料表層面からのガス放出に関する測定についての具体的方策を述べる。

12.1 基本データについて

シンクロトン放射光が真空材料表面を照射した際に生ずるガス放出の特徴的主因である光刺激脱離 (Photon Stimulated Desorption = PSD) は、入射光子のエネルギーと入射光子数に依存する。実際の加速器においては、PSD 以外に真空材料表面に入射した光により発生する光電子による電子刺激脱離 (Electron Stimulated Desorption = ESD) と熱負荷に伴う熱脱離をも含んだ複合現象として観測されている。

一般的に、PSD によるガス放出量を表すイールド (Photodesorption yield) η は、光子当たりに離脱する中性分子数で表される。この値を、任意の光源パラメータ (ビームエネルギー、フォトンドーズ量) に対して、個々の材料・表面処理それぞれについて、精密に測定することとなる。当然、同時に発生する ESD や熱脱離と区別する必要がある。ESD の影響は、村下らが用いた手法である高純度シリコンパイプを用いた反射光防止策等にて低減できる [1]。また、熱脱離については、テストサンプルの精密温調を行うことで、その影響を極力排除する。

ガス放出量は、外部からの荷電粒子等の影響を排除可能な機能を有する精密圧力計 [2] を用いたスループット法にて全圧計測し算出するものとする。また、放出ガス種の測定には、従来用いている 4 重極質量分析器とこれの機能感度向上型を使用する。

12.2 測定方法と測定装置の基本構成

測定方法は、予めコリメートした放射光を実験ハッチ内に導き、テストサンプルに照射し、全圧・分圧等の諸量を計測するものとする。テストサンプルは、比較的表層細部にわたり探査可能な試料ピースと、実用的試験が可能な試験チェンバの 2 種類とする。試料ピースを用いた測定では、材料表層面の材料組成や吸着吸蔵ガス分子の放射光照射前後の変化を、その場で即座に観測が可能なように、表面分析装置等がロードロック方式で連結され、大気の汚染なく試料移動と計測が遠隔操作でできる構成とする [3]。また、前記分析装置には、分析機能以外に、試料ピースに加圧・加振・試料表面を洗浄する機能や電気光学的プローブの導入等の拡張性を持たせることとする。試験チェンバを用いた試験では、マクロ的実用試験が可能なような測定機器等を積載し、レール移載機構にて容易にチェンバの準備交換できる構成とする。ただし、安全上の施設運用基準を十分満たすインターロック系を備えることは言うまでもない。

図 12.1 に本測定装置の基本構成を示す。試料ピースの測定と試験チェンバの測定を個別に同一ビームラインで行うこと (同時測定は不可) を想定している。光源からの放射光は、スリット 1 (S1) にて絞られ、微動機構を備えたコリメータ (C) にてテスト

サンプル上の照射点に必要なスポットを形成するよう調整される。最終端には、スポットサイズ微調整用のスリット2 (S2) が、ビーム確認用モニタ (SRM) 後方に設置される。前記ビーム確認用モニタは、タンタル線のZ型ワイヤ [4] を用いた形式や光学モニタの併用である。この放射光導入のためのビームラインには、光源からの光を遮断するビームシャッタ (BS) と加速器真空系の保全を図る上で真空中に遮断可能なゲートバルブ1 (GV1)、ゲートバルブ2 (GV2) が介在する。各スリットやコリメータは、受光体 (水冷) としての機能を有し、これらからの放出ガスが上下流へ影響しないように、それぞれの近傍に、大排気量の排気系を設置する。また、放射線に対する安全遮蔽機能は、十分吟味されたものとする。

全圧・分圧測定機器等とオリフィスを備えた基本測定ユニットは、テストサンプルの下流側に設置できる構成である。本ユニットは、ターボ分子ポンプ (TMP) とターボドラッグポンプ (TDP) が直列接続された主排気系を備え、オリフィス (O) の両側の全圧を測定する精密圧力計2台 (PVG1、PVG2) と放出ガス種を測定するための質量分析器 (MS) を計測系として備えている。また、基準側圧力の比較校正に液体窒素シュラウド付のチタンゲッターポンプ (TSP) をも備える。チタンゲッターポンプ作動時の到達圧力は、 10^{-10} Pa 台とする。テストサンプル交換時の本ユニット内の大気汚染を極力抑えるため、ゲートバルブ (GV) により保全される構成である。真空機器内パージには、高純度乾燥窒素をイオンコンダクターで内臓水分量を ppb オーダまで除去管理可能な超乾燥窒素供給装置を介して供給する。

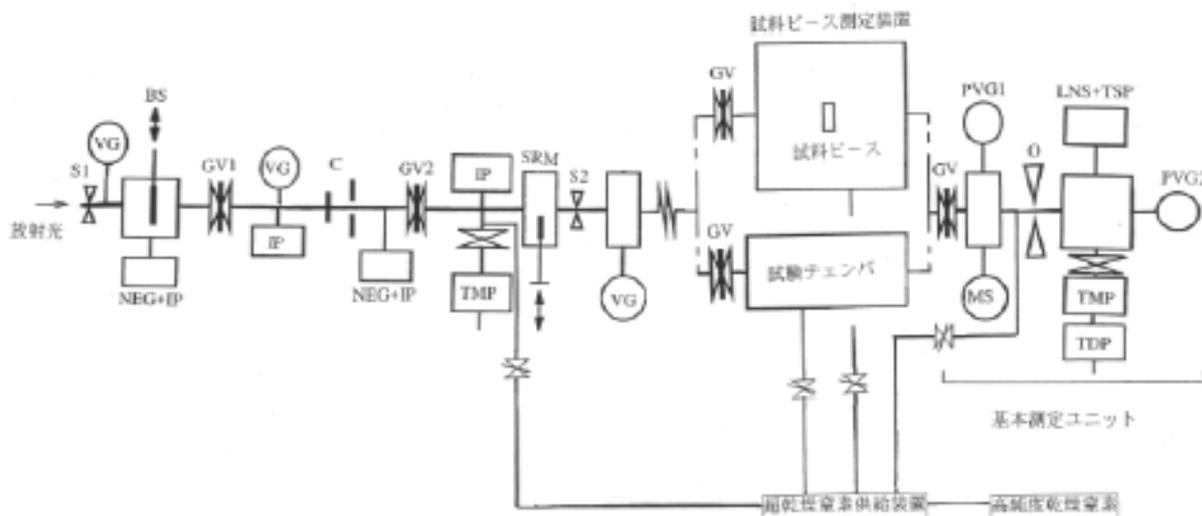


図 12.1 光刺激による材料表面からのガス放出実験装置概略

試料ピースの測定を行う試料ピース測定装置 (図 12.2 参照) は、試料ピースを大気から導入し、高純度イオン源による表面洗浄等を行う準備処理室、放射光照射前後の材料表層部のオージェ電子分光 (AES) や2次イオン質量分析 (SIMS) や、走査型プローブ顕微鏡 (SPM) 等の表面分析を行う試料表面分析室、試料ピースの精密温調保持できるピースホルダを有し、試料ピースに放射光照射を実施する試料照射室の3室で構成され

ている。各室は、それぞれゲートバルブ (GV) にて、真真空的に遮断、開放できる構成である。試料ピースは、搬送機構 (TR) で各室へ搬送される。試料照射室内のピースホルダは、微動機構やピエゾ素子等を用いた加振、加圧機構をも有する。さらに、試料照射室は、電気光学的プローブの設置等の拡張性も有する。試料表面分析室は、極力、周囲からの汚染が少ないように独立性を高める配置とした。

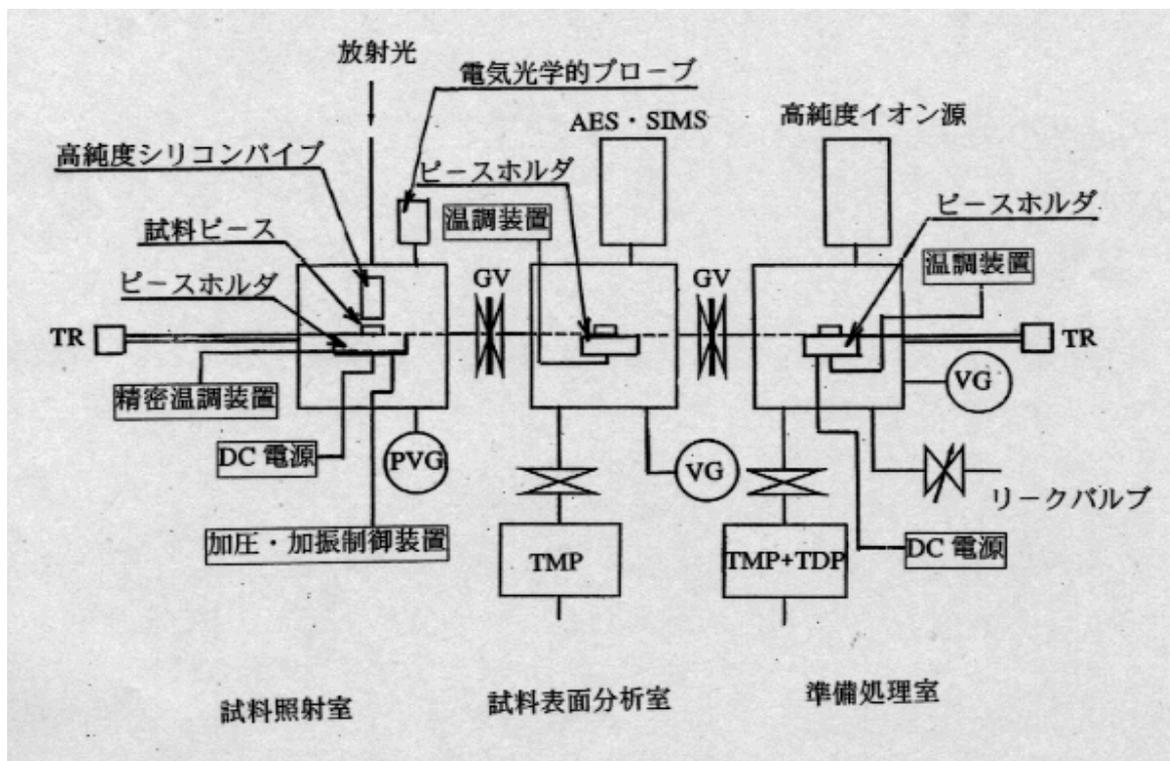


図 12.2 資料ピース測定装置

次に、光脱離係数 η の測定について概説する。あくまでも、従来のスルー putt 法を基にしている。テストサンプルへの放射光照射前後での精密圧力計 (PVG1、PVG2) のそれぞれの差圧を ΔP_1 (Pa)、 ΔP_2 (Pa) とすると、放射光照射によるガス放出速度 Q_{SR} (Pa ℓ / sec) は、以下となる。

$$Q_{SR} = C(\Delta P_1 - \Delta P_2) \quad (12-1)$$

ここで、 C (ℓ / sec) は、オリフィス (O) のコンダクタンスである。照射光子数を N_P (Photons / sec)、流量を分子数に換算する換算係数を K (Molecules / Pa / ℓ) とすると、全圧に対するイールド η は、以下となる。

$$\eta = KQ_{SR}/N_P = K C(\Delta P_1 - \Delta P_2)/N_P \quad (12-2)$$

質量分析器 (MS) において、窒素ガスに対しての感度係数を各ガスの窒素ガスに対する感度係数で除した値を X_i 、放射光照射前後での各ガスに対するイオン電流値の差を

Δl_i 、各ガスのオリフィス (O) に対するコンダクタンス C_i 、とすると、各ガスに対するイールド η_i は、以下となる。

$$\eta_i = KC_i X_i \Delta l_i / Np \quad (12-3)$$

上記は、理想状態を仮定した場合であり、実際には様々な誤差要因を含んでいるため、諸々の検討と補正が必要となる。各々の測定機器の測定手法に起因する誤差要因を十分把握し、実態に照らし合わせて詳細な検討と試験を行う必要がある。

光源パラメータが確定次第、ビームラインを設計する上での諸量の定量的検討が早急に必要である。

参考文献

- [1] T. Murashita, T. Kaneko, H. Yoshihara, and T. Kitayama, *Vacuum* 41, 2076 (1990).
- [2] H. Saeki, T. Aoki, H. Yonehara, and T. Momose, *J. Vac. Sci. Technol.* 19, 349 (2001).
- [3] 大田暢彦、総合研究大学院大学 学位論文 (1993).
- [4] K. Kanazawa, *Rev. Sci. Instrum.* 57, 2891 (1986).

1 3. 光と電子ビーム衝突による散乱光発生

逆コンプトン光によって生成される光子のエネルギーを変える場合、これまではレーザーの波長を変えて望むエネルギーの光子を生み出してきた。しかしこの技術検討書の最初にも述べたように、ここではレーザー等の光の波長は一定にしておいて、電子ビームのエネルギーを変化させることによって任意のエネルギーで欲しい光子を得ることができる。この点がいままでになかったことである。実際レーザーの波長を自由自在に、かつ任意に変えるためには色素レーザー又は OPO(Optical Parametric Oscillation) を用いる他ないが、その取り扱いと寿命の点で問題がある。しかし、電子ビームのエネルギーを変えるのは非常に容易でありかつ信頼性が高い。

ここではまず、蓄積中の電子とレーザー光の衝突により Thomson 散乱 (光子のエネルギーが電子質量より十分小さい場合光子のエネルギーは、散乱によってエネルギーは変化せず、単に進行方向が変化する) 及び Compton 散乱過程 (光子のエネルギーは X 線領域の電子の質量程度になると電子を突き飛ばし、エネルギーを与える) により発生するエネルギーの高い光について記述する。さらに最近目覚ましい発展をして、数百 GHz にも及ぶ帯域まで増幅できるジャイロトロンを用いた電子ビームとの衝突について述べる。ジャイロトロンを用いる理由はその安定性と優れたパワーにある。

1 3. 1 逆コンプトン光 (Inverse Compton photon)

光が偏極していない場合についてのみここでは考える。まず電子が静止している系で衝突を考え、その後実験室系に戻すと簡単に逆コンプトン光について計算ができるのでそれを以下簡単に示す。

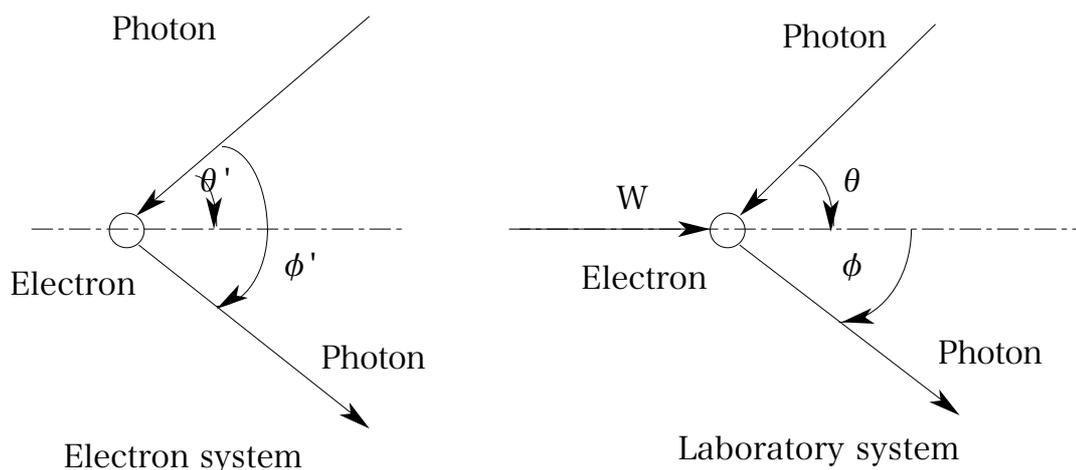


図 13.2 電子の静止系と実験室系における電子と光の関係

上図に示したように実験室系での入射光子と電子の衝突で散乱された光子のエネルギーを E とすると

$$E = \gamma^2 \cdot \varepsilon \cdot (1 + \beta \cdot \cos \theta) (1 + \beta \cdot \cos \phi') \quad (13-1)$$

$$\gamma = 1 / (1 - \beta^2)^{1/2}$$

$$\beta = v / c$$

v : 電子の速度

c : 光速

となる。

今、実験室系で光子が電子の進行方向と逆方向から入射し、衝突して散乱された光子が入射と同じ方向に進むとすると、 $\theta = \phi' = 0^\circ$ 。さらに電子の速度が光速としてよいので $\beta = 1$ として (13-1) 式に入れると、散乱光子のエネルギーが最大の値が得られ

$$E(\max) = 4 \gamma^2 \cdot \varepsilon \quad (13-2)$$

となる。

ついでに最小のエネルギーの散乱光子について計算すると $\theta = \phi' = 180^\circ$ の場合であるので

$$E(\min) = \varepsilon / 4 \gamma^2 \quad (13-3)$$

となる。

これで Kinematics は終了。全て (13-2) 式を基本として議論することとなる。その (13-2) 式の教えるところは、散乱して出てくる光子のエネルギーは電子の γ の 2 乗で大きくなる。つまり蓄積電子のエネルギーに敏感である。また電子と衝突する前の光子のエネルギー ($\varepsilon = h \nu = h c / \lambda$ h : プランク定数、 λ : 波長) に比例して大きくなるのがわかる。以下に具体的な例を列挙する。

(例 1) : 最大 1 MeV のエネルギー光子発生

蓄積電子エネルギーを 1 GeV と固定する。この時電子と衝突させる光子の波長を (13-2) 式を用いて算出する。1 GeV の電子の $\gamma = 1957$ 、 $E(\max) = 1$ MeV なので

$$\varepsilon = E(\max) / 4 \gamma^2 = 0.065 \text{ eV}$$

となる。そして放射光を扱う場合非常によく用いられる光のエネルギー単位 [eV] と光の波長 (オングストローム (Å)) との関係式 [1]、

$$\varepsilon [\text{eV}] \lambda [\text{Å}] = 12398 \quad (13-4)$$

(1 Å = 0.1 nm を使う)

を用いる。そうすると電子と衝突させる光子の波長は

$$\lambda = 1.899 \text{ nm} = 18.99 \text{ } \mu\text{m}$$

となる。

(例2) : 蓄積電子ビームエネルギー 1～8 GeV と CO₂ レーザー光との衝突から発生する最大光子エネルギーとの関係

世の中に一般的に普及している CO₂ レーザーとブースターシンクロトロンに蓄積される 1～8 GeV まで任意のエネルギーを持った電子ビームとの衝突で発生する最大エネルギーの光子について計算をしたものを図 13.2 に示す。但し CO₂ レーザーの波長を 10.6 μm として計算した。

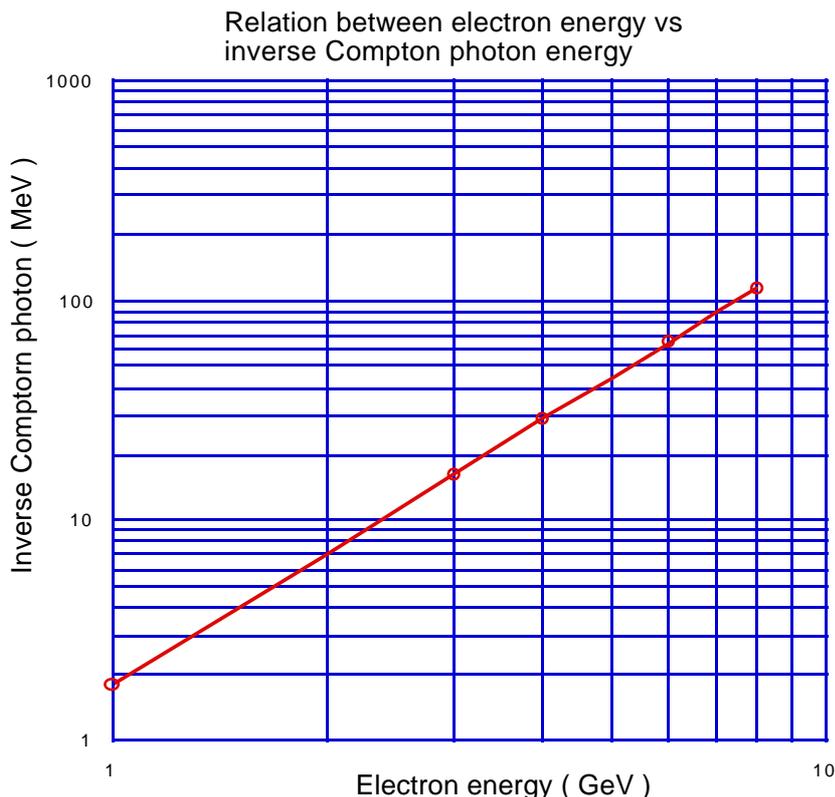


図 13.2 蓄積電子エネルギーを変化した場合、CO₂ レーザーとの衝突で得られる最大光子エネルギー

(例3) いろいろな光子とその強度、電子エネルギーとその強度それぞれを変えた時得られる最大光子のエネルギーと強度

使うレーザーは CO₂ を使うとして波長は固定しておき、レーザーで得られる光子の強度を上げた場合、電子エネルギーやその強度等を変化させた時、得られる最大エネルギー光子とその強度について思いつくままに計算したものを表 13.1 に示す。

表 13.1 いろいろな条件下での得られる光子と強度

electron beam	Laser	injection	interaction	$E \gamma$ (max)	$N \gamma$
	<u>CW CO₂ 10 m</u>				
8 GeV @100 mA	CO ₂ 10.6 μ m 1 kW/mm ²	0°	10 m	113 MeV	$1.6 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$
	<u>Far infrared Laser</u>				
8 GeV @100 mA	alcohol 100 μ m 2W/a _L	0°	10 m	12 MeV	$\frac{3.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}}{a_L [\text{mm}^2]}$
4 GeV @ 20 mA	CO ₂ 1 kW/mm ²	0°	20 m	28 MeV	$6.2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$
2.5 GeV @ 20 mA				10 MeV	$6.2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$

注意：四角形で囲まれた部分の数字は、世界のどこも実現していないが、ここでもし達成した場合についての計算である。

(例4) : CO₂レーザーを用いた逆コンプトン光子生成ビームチャンネル

高エネルギー加速器研究機構の浦川氏を中心として開発している光学機器を基本的に用いることを考えている [2]。光学系統の概念図を図 13.3 に示す。簡単に装置の説明をすると、まずレーザー光を Axial lens (円錐形をしたレンズ) に入れる。これによりレーザー光はドーナツ型に変形される。そして変形したレーザー光はパラボリックミラーで集光される。パラボリックミラーで集光された光は蓄積中の電子と衝突し逆コンプトン光子が生成される。このミラーは中心部に穴が開いた形状をしており、逆コンプトン光子はこの穴を通過し散乱等の発生も無く実験装置に導かれる。これが一つの方法である。

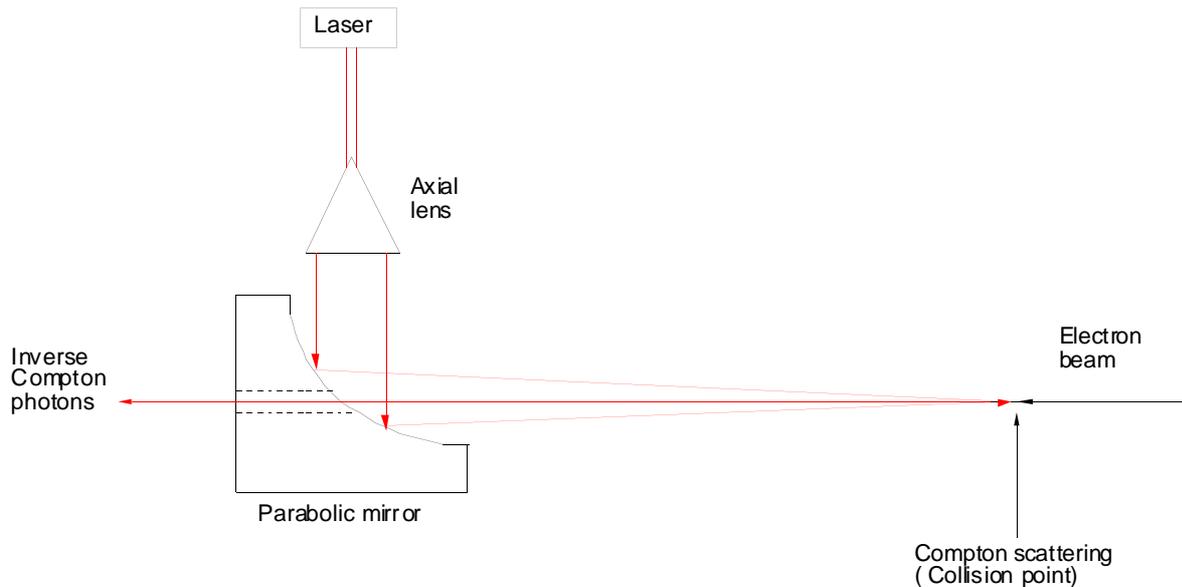


図 13.3 レーザー光と電子ビームから逆コンプトン光子生成の概念図

参考文献

- [1] 北村英男、第2章、シンクロトロン放射、日本物理学会編 (1986).
- [2] T. Hirose et. al., Nucl. Inst. & Meth. Phys. Res., A455, 15 (2000)

13.2 ジャイロトロン利用

今まで逆コンプトン光を得るためにレーザーを用いた計算を示した。しかしレーザーはその安定性に問題がある。今日高周波増幅器としてジャイロトロンが目覚ましい発展がある。福井大学の出原敏孝氏[1]によると、現在ジャイロトロンにより増幅されている周波数は38GHz~889GHzを覆う光源が実現している。最大周波数の889GHzは、波長にすると約0.3mmと非常に小さい。その出力パワーはMW級からkW級までいろいろある。さらに運転方法は連続(CW)からパルスまでこれもいろいろある。例えば、上記889GHzが利用できるとする。そして(13-2)式を用いて計算すると逆コンプトン光子のエネルギーを計算することができる。電子ビームエネルギーを8GeVとすると得られる光子の最大エネルギーは約3.6MeVとなる。このエネルギーの光子はレーザーを用いた場合、レーザー出力がワット(W)の単位から、ジャイロトロンの場合、kWのオーダーに達するので、3桁以上多く大量の逆コンプトン光子を得ることができる。さらにジャイロトロンはレーザーより安定に運転することができる。

参考としてジャイロトロンを用いた逆コンプトン光子生成のためのビームラインの概念図を図13.4に示す。ここでジャイロトロンから出たサブミリ波は熱の問題が発生しないようにダイヤモンドの鏡に金メッキしたものを用いる[2]。これにより熱の問題を解決することができる。

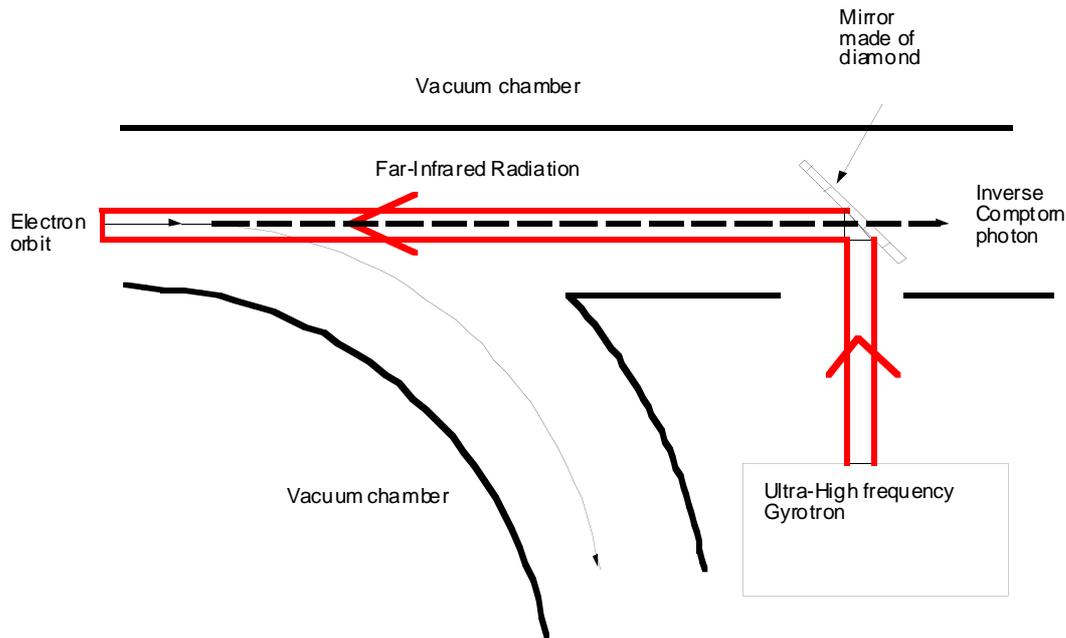


図 13.4 ジャイロトロンを用いた逆コンプトン光子生成ビームチャンネルの概念図

参考文献

[1] 出原敏孝、プラズマ・核融合学会誌 第77巻第1号、p3-14、2002年1月。

[2] 日本原子力研究所原研所、那珂研究所の以下のサイト参照

<http://www.naka.jaeri.go.jp/rfkanetu/breakthru.htm>

13.3 その他の光及び中性子

現在の技術で可能な光源と、現時点ではまだ技術的な問題はあるが、将来検討する価値のある研究課題について以下列記する。

(a) GeV photon 発生

原子核及び素粒子の領域で必要とされる光は monochromatic なエネルギーの光である。それを実現するため一つの提案が V. Nelyubin 等によりなされた [1]。彼らの計算は SPring-8 の蓄積リングについての計算であるが、これはそのままブースターシンクロトロンに持って来てもほぼ同じである。ただエミッタンスが悪くなるだけ GeV photon の強度は落ちる。彼らの方法は undulator を用い放射光を発生させ、それをミラーで反射する。蓄積された光と周回している電子が衝突していわゆる Compton backward scattering によるガンマ線が発生する。彼らによると 8 GeV の蓄積電子エネルギーでかつ 100mA 蓄積時、6.6 から 7.8GeV のエネルギーをもったガンマ線が一秒間に 2×10^4 個発生する。このようにエネルギーの高い光をブースターシンクロトロンで出すには、SPring-8 で通常使われている undulator を線型加速器からのビームを入射する近辺に図 13.5 に示した場所、QF40 と QD40 の間に設置する。Compton scattering により発生したガンマ線は図の右側に出てそちらに実験ホールを建設し、その場所で実験を行う。

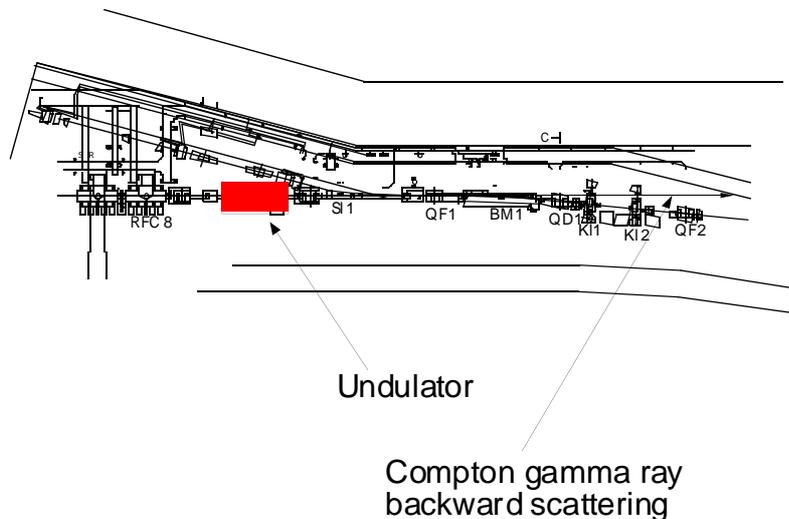


図 13.5 GeV photon 発生のための Undulator と発生したガンマ線の模式図。

(b) 中性子発生

超伝導ウイグラの強力な MeV 光子を利用して中性子を発生する。これはロシアの D.A.Gryaznykh et. al.の提案に基づくものである [2]。 MeV 光子を ${}^9\text{Be}$ に打ち込むと ${}^9\text{Be}(\gamma n){}^8\text{Be}$ 反応による中性子発生の cross section を詳しく測定した論文がある [3]。その cross section と超伝導ウイグラから放射される γ 線スペクトラムから中性子の放出頻度が計算される。その結果を参考文献 [2] からそのまま転用し図 13.6 に示す。

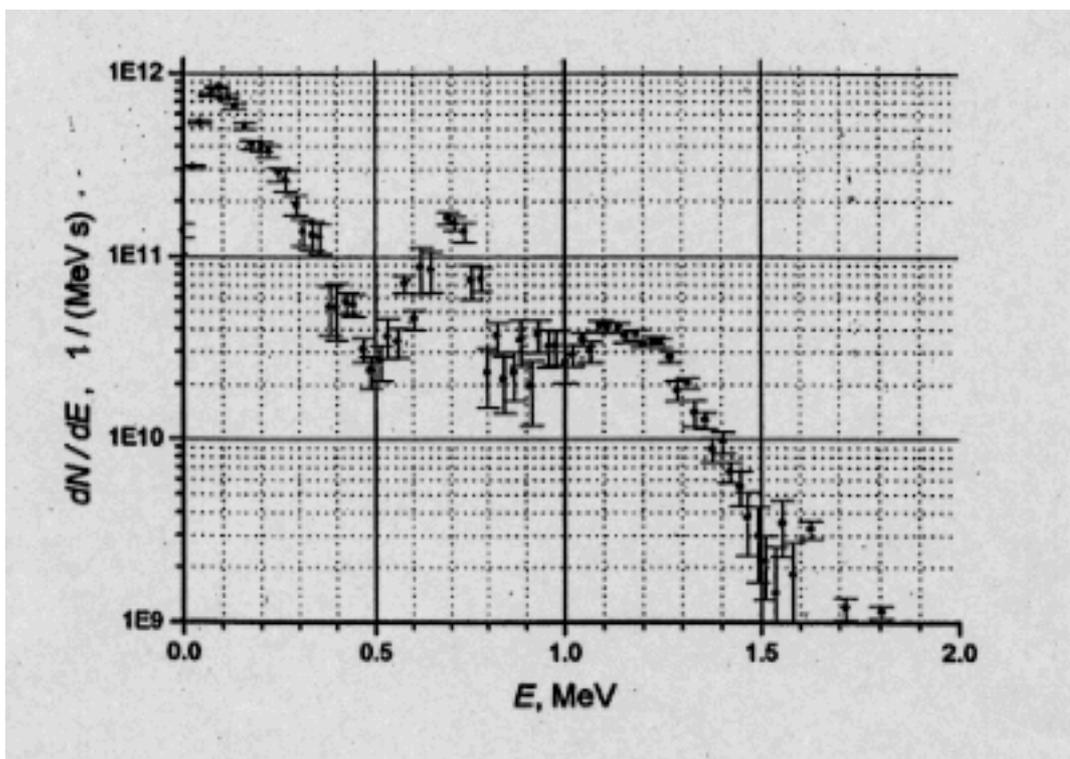


図 13.6 超伝導ウイグラからの MeV 光子を用いて中性子生成した時に得られる中性子の運動エネルギーと発生数 [2].

中性子を物質の構造解析のためのプローブとして用いる人達は主に熱中性子を要求する。これは 20 meV 近辺にピークを持ったマクスウエル分布している中性子である。図 13.6 に示した超伝導ウイグラから発生する運動エネルギーの高い中性子は直ぐプローブとして利用できないので使える運動エネルギー領域までその運動エネルギーを下げなければならない。そのためにはベリリウムターゲットの周りを水で取り巻くことにより中性子の運動エネルギーを下げるができる。通常の水 (H_2O) より重水 (D_2O) を用いる方が効率が良いので減速材としてここでは重水を用いてエネルギーの高い中性子を必要な運動エネルギーまで減速する。計算機のシミュレーションコードを用いて計算を実行すると図 13.7 のような減速後の中性子のスペクトラムが得られる。このシミュレーションで減速材として重水を用いた。そして重水の容器の直径は 2 m と、陽子を用いて中性子を発生する場合と比較し、MeV 光子を用いた場合、非常にコンパクトになる。このコンパクトな減速装置の特徴を活かして、中性子の利用者は各人の望む中性子

のエネルギー Spektrum を得るためにそれぞれ独自の減速装置を持ち込み実験することができる。ただし、陽子を用いて発生する中性子に比較し実験に使える中性子の数は少ない。この強度が低いところは蓄積電子の強度を上げなければならないので現実問題として克服することができない。従って実験装置の工夫によって、中性子強度の低さを補うような実験を実行しなければならない。

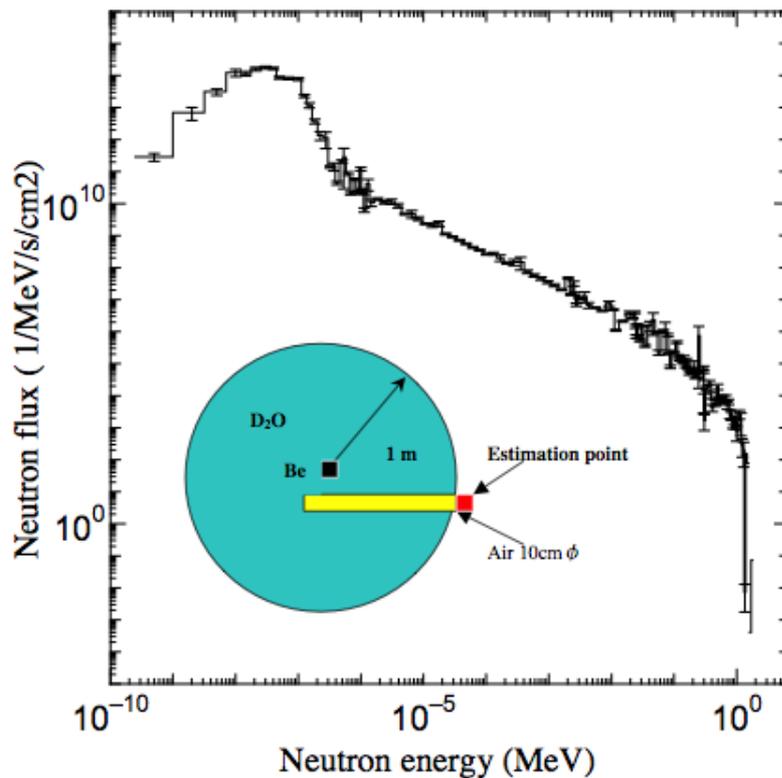


図 13.7 半径 1 m の重水の減速材をベリリウム標的の周りに囲むように設置し、標的から発生する運動エネルギーの高い中性子を減速し約 20 meV くらいにピークを持つ分布が得られる。

(c) Gaser の発生

聞くことが少ないであろうこの名前は Laser が可視光近辺にあるのに対して X 線領域から MeV 領域のエネルギーのそろった光を出すという意味においてガンマ線 (γ 線) 波長領域を目指し Laser に対して Gaser と名付けられている [4][5][6]。この波長領域では世界の誰も実現したことが無い未知の研究領域である。この Gaser 発生は超伝導ウイグラーからの MeV γ 線をシード光 (種光) としてなされる。Gaser 発生の原理は基本的に Laser と同じく励起媒質からの誘導放出であり、この場合は励起媒質として励起核 (isomer) を用いる。我々の目指す波長は非常に短いので前者の原理で十分な単色 (10^{-4}) のコヒーレント光が得られる。この Gaser 発生の原理は特定の波長の光だけ増幅するので、単色ガンマ線を取り出すための分光器として使える。実際の実験は超伝導ウイグラーから放出される MeV γ 線により、中性子発生について上記した Be に当て大量の中性子を発生する。但し中性子発生源のベリリウムは中空の円筒形の形状をしたものを作り、中空の中に欲しいエネルギーの MeV γ 線を放射する isomer (表 13.2 参照) の母核 (長寿命) を挿入しておく。この際、ベリリウム円筒は中性子の損傷を少しでも押さえるためにさらにその外側に劣化ウラン等の中性子反射体の中に設置する。中性子線により母核をその娘核 (短寿命) である isomer の原子核を核励起させ、その isomer の寿命内に超伝導ウイグラーからの γ 線をその励起領域に通すにより、isomer から誘導放出による γ 線増幅 (Gamma Amplification by Stimulated Emission of Radiation) が実現される。これが Gaser である。励起核の候補としては表 13.2 に示すものがある [4]。超伝導ウイグラーからの MeV 領域の γ 線を利用することを考慮すると、この表から Mo、Xe、Au 等を isomer として利用することができる。実際に使用する母核は、その元素の自然存在率等を考慮し、その材料を作るための濃縮過程のコストも含めて考える必要がある。

さらに将来発展する可能性を秘めたこのようなビームラインを準備しておくことは非常に重要であると考えられる。

表 13.2 Possible nuclear isomers [4].

Element	Energy level	Mass	Lifetime
Zn	0.438 MeV	69	13.76 hours
Br	0.0859 MeV	80	4.42 hours
Kr	0.04155 MeV	83	1.83 hours
Kr	0.305 MeV	85	4.48 hours
Sr	0.3884 MeV	87	2.81 hours
Nb	0.23569 MeV	95	86.6 hours
Mo	2.42454 MeV	93	6.85 hours
Ag	0.1177 MeV	110	249.76 days
Xe	2.3322 MeV	133	2.19 days
Hf	0.375 MeV	179	25.1 days
Re	0.150 MeV	186	200,000 years
Au	0.812 MeV	198	2.3 days

参考文献

- [1] V. Nelyubin et. al., Nucl. Instr. and Meth. A 425 (1999) 65-74.
- [2] D. A. Gryaznykh, V.A. Lykov, V.V. Plokhoi, Nucl. Instr. and Meth. A 448 (2000) 106-108.
- [3] A. M. Goryachev et al., Izvestiya RAN, Seriya Fizicheskaya, 56 (1992), 159.
- [4] A. V. Karelin., Laser Physics, Vol. 8, No.4, 1998, pp.850-856.
- [5] A.M. Boichenko, A.V. Karelin and S.L. Yakovlenko, 1998, in Plasma Gamma-Ray Lasers (TsNIIMash) p.4, (in Russian) .
- [6] A.M. Boichenko, A.V. Karelin and S.L. Yakovlenko, 1998, in Plasma Gamma-Ray Lasers (TsNIIMash) p.24, (in Russian).

14. 放射線遮蔽と建屋関連

14.1 遮蔽及び安全システム

安全を確保するために、超伝導ビームライン及びレーザー逆コンプトン光ビームラインを新たにブースターシンクロトロンに設置する場合には新たにビーム閉じ込めシステムとアクセス制御システムの構築が必要となる。このうち、アクセス制御システムは基本的に現在 SPring-8 で運営されている放射光ビームラインと同等のアクセス制御システムを構築すれば良い。但し、ブースターシンクロトロンは蓄積リングへの 8 GeV 電子出射を主目的としているので、その運転モードと整合を取る必要が有る。また、蓄積電流値を 100 mA と設定しても蓄積電子寿命を 10 時間、32カ所で均等に電子損失が起きると想定すると超伝導ウイグラービームラインが設置されるごく一部の場所以外では現在設置されている遮蔽壁を補強する必要は無い。

以下、それぞれのビームラインについて概略を述べる。ただし、これらは予備検討であり、実際に建設する時はさらに詳細な検討が必要である。

(1) 超伝導ウイグラービームライン

超伝導ウイグラーを設置する場所がブースターシンクロトロン出射点近傍に設置されるので、電子ビーム損失に対して必要とされるメインビームシャッター (MBS) は蓄積リング放射光ビームラインで用いられているタングステン 40 cm (実効的に 38 cm) に普通コンクリート約 70 cm 相当の遮蔽性能を有するものである。その漏洩線量のほとんどは中性子に起因するものとなり、中性子の性質上、実際の設計では詳細な検討が必要とされる。但し、放射光ビームに対してタングステン約 80 cm 程必要であるので、合計タングステン約 80 cm + 普通コンクリート約 70 cm 相当の遮蔽性能を有するものが必要である。

超伝導ウイグラーの遮蔽安全上予想される諸定数を表 14.1 に示す。

表 14.1 超伝導ウイグラーの主要定数 (想定値)

最大蓄積電子エネルギー	8 GeV
最大蓄積電子電流	100 mA
最大磁場強度	10 T
周期長	20 cm
直線部長さ	10 m
蓄積リング真空度	1.0×10^{-7} Pa
最大開き角	± 25 mrad.

この時の蓄積電流 1 mA あたり、開き角 1 mradian 当たりの発生光子スペクトルを図 14.1 に示す。また、ビーム軸から 2 m の距離での側壁からの漏洩線量の概略計算値を図 14.2 に示す。ただし、放射光ビーム取りだし幅を 1 mradian とした。図が示すよ

うに超伝導ウイグラーからの散乱ビームによる漏洩線量率を人が常時立ち入る場所での SPring-8 設計基準値である $6 \mu\text{Sv/h}$ 以下に制限すると仮定すると遮蔽側壁は鉛にしておよそ 10 cm (普通コンクリートで約 80 cm) 必要である。放射光ビーム軸に対して垂直な面 (後壁) において散乱体から 6 m の位置を想定したときの漏洩線量計算結果を図 14.3 に示す。図に示したように、後壁に対して相当厚い壁が必要である。また、このビームラインが設置される予定のビーム出射部の遮蔽壁は普通コンクリート 2.8 m ある。散乱点からの距離を 30 m 、開き角を 25 mrad とするとラチェット部での漏洩線量は図 14.3 の鉛 60 cm にほぼ等しいのでごく狭い範囲 (散乱角 0.2 度以内) を除いて遮蔽能力は満たされていると思われる (天井面については別途検討を要する)。放射光ビームストッパーはタングステンおよそ 80 cm 相当が必要である。

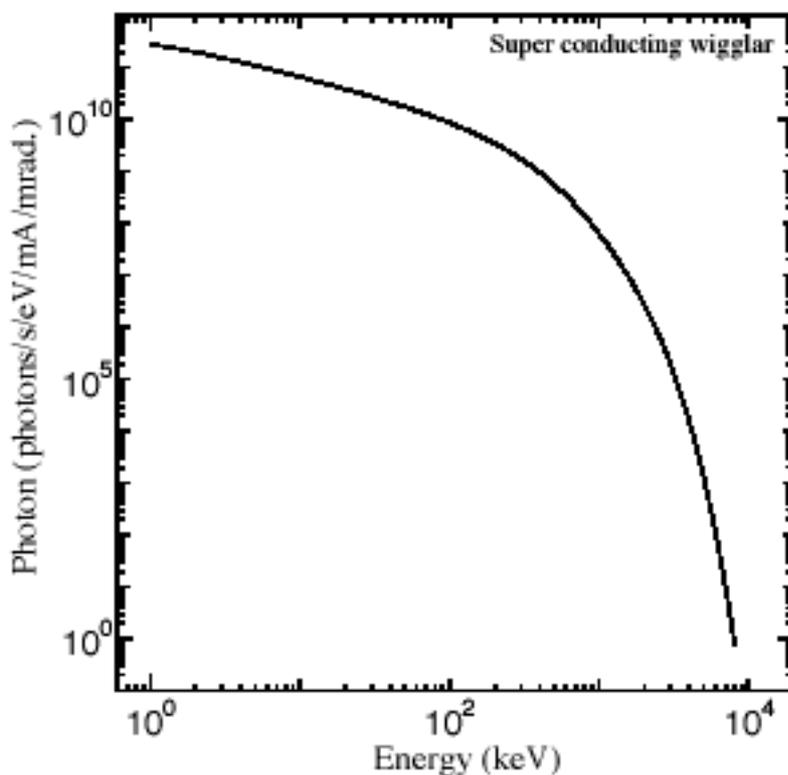


図 14.1 超伝導ウイグラーからの放射光スペクトル

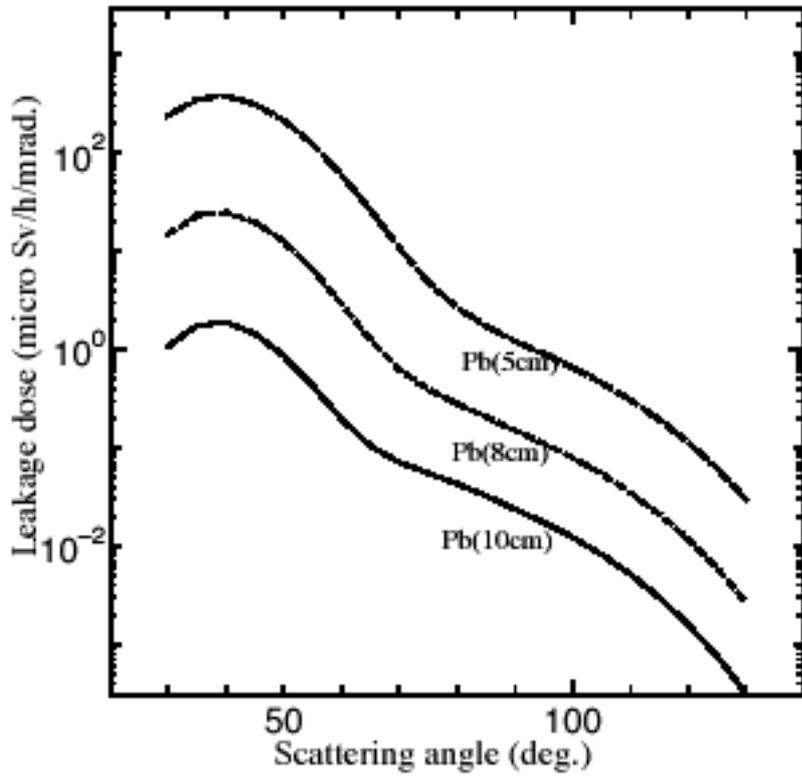


図 14.2 超伝導ウイグラーからの漏洩線量率（側壁）

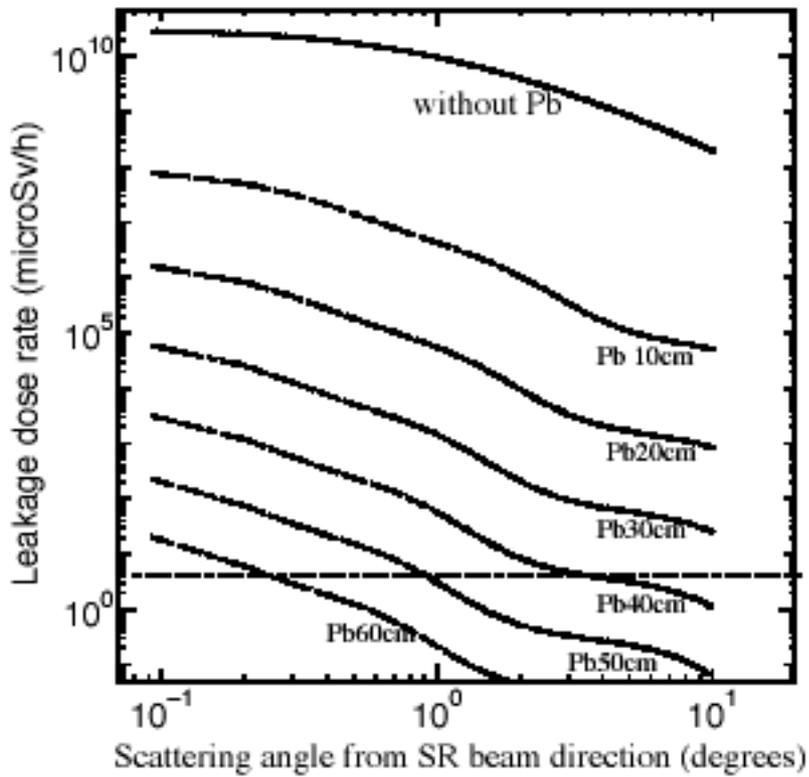


図 14.3 超伝導ウイグラーからの漏洩線量率（後壁）

(2) レーザー逆コンプトン光ビームライン

蓄積リングに設置されているレーザー逆コンプトン光ビームライン BL33LEP 相当のビームラインを想定する。すなわち最大光子エネルギー3.5GeV、光子強度 10^7 s^{-1} とする。このビームラインに必要とされるメインビームシャッター(MBS)は8 GeV電子ビーム損失に対してのみ考慮すれば良く、蓄積リング放射光ビームラインで用いられているタングステン40 cm (実効的に38 cm)に普通コンクリート約70 cm相当の遮蔽性能を有するものである。電子ビーム損失に起因する漏洩線量のほとんどは中性子に起因するものとなる。

ビームラインハッチ構造は実験に使用するターゲットに依存する。ターゲットに鉛を想定したときの光核反応中性子発生数を表14.2に示す。

表 14.2 レーザー逆コンプトン電子光による光核反応中性子数
およびその線量率

	電子光 (3.5 GeV)	ガス制動放射線
中性子発生率 (Pb(0.5X ₀)) (S ⁻¹)	2.7×10^{-4}	1.2×10^3
線量率 (at 1 m (mSv/h))	0.37	0.015
中性子発生率 (Pb全吸収) (S ⁻¹)	9.6×10^6	8.7×10^4
線量率 (at 1 m (mSv/h))	110.0	0.95

ここで X₀ は放射長、ガス制動放射線の算定には直線部10 m、残留ガスに空気、真空度 10^{-9} Torr を用いた。

本ビームラインのビームダンプ構造は BL33LEP に設置されているビームダンプと同等の遮蔽能力を必要とする。すなわち鉛40 cm、普通コンクリート1 mである(詳しくは文献1を参照)。また、ターゲットの厚さを0.1放射長以下に制限するならばハッチ壁構造も BL33LEP と同様、側壁鉛2 cm相当、後壁鉛2 cm+普通コンクリート20 cm相当で良い。ターゲットに制限を設けないときには、ビーム軸から2 mの距離で普通コンクリート約30 cmの遮蔽壁が必要である(但し、このときターゲット自身の自己遮蔽3 cmを考慮した)。

参考文献

- [1] Asano et. al., Journal of Nuclear Science & Technology, Supple. 1 p217 (2000).

14.2 建屋

(1) アースの問題

ブースターシンクロトロン周辺の建屋は岩盤の上に蓄積リングの残土を盛った地盤の上に建設されたものである。建設段階で地中深く穴を掘りアースを取ったが第一種のアースを満足する値では無かった。蓄積リングにおいても最初、建屋工事にかかったDゾーンのRFステーションのアースも地中深く穴を掘ったが、シンクロトロンの時と同様の問題が発生した。蓄積リングはクライストロンの高電圧電源に起因するノイズ問題が将来発生しないようにするため、クライストロン電源の大電力を第一種のアースに接地することを建屋建設グループと議論した。そして建設グループが提案してくれたのは導電性コンクリートをクライストロン電源室の床に敷設するという解であった。実際、施工した後、接地抵抗を測定すると第一種のアースの条件を満足する値に下がった。一方、入射器部はいまだにこのような第一種のアースを満足する接地抵抗値では無い。これが引き金となっているかは定かでないが、いろいろのノイズ問題がコミッショニングの時からずっと今日にいたるまでブースターシンクロトロンには継続して時々発生している。今後建設する建屋ではこの問題を解決する対策を予め考慮したものでなくてはならない。従ってこれから建設する建屋の床には蓄積リングで成功した導電コンクリートを施工する必要がある。

(2) 陽電子ビームラインと実験ホール

図14.4に超伝導ウイグラーからのMeV photonを取り出すラインとそこで実験するためのホールを示す。

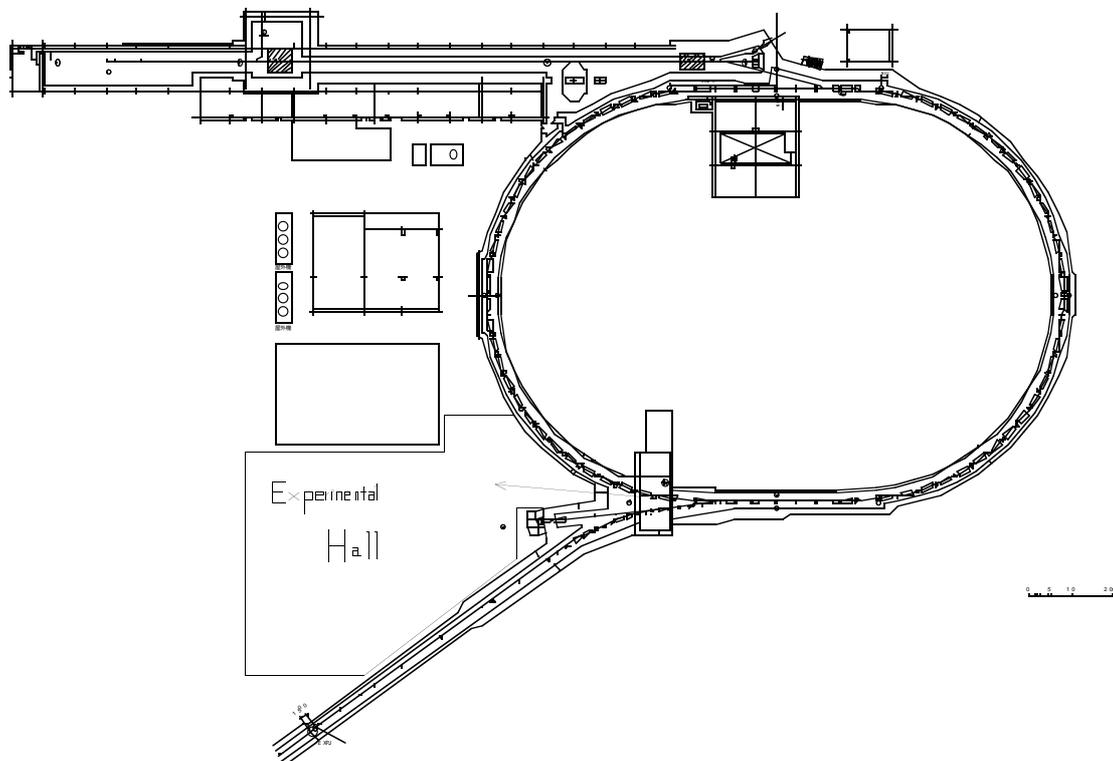


図14.4 陽電子ビームラインとそれを覆う実験ホール。

同図で実験ホールの直ぐ外は入射器専用の第2特高変電所が位置しこれらが実験ホールの大きさを制限している。この制限を取り除くには図 14.5 に示すように変電設備を図の左側に移動する、そして開いた場所に大きい実験ホールを建設する。これにより、超伝導ウイグラーからの MeV photon を利用する陽電子発生の際に下流に中性子発生装置と将来のレーザー(gaser) 実験設備の設置が可能となる。さらなる利点は偏向電磁石からの放射光ビームラインのさらなる増設の道も開かれる。

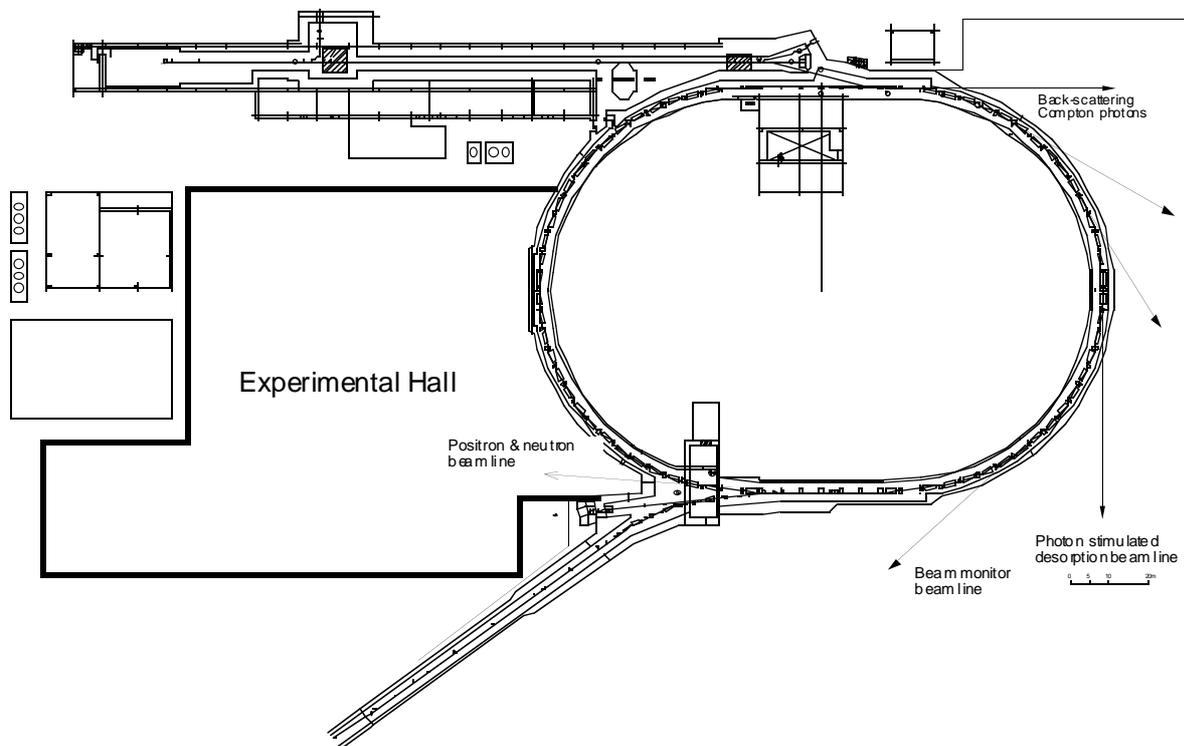


図 14.5 第2変電設備等を左側の空き地に移動し実験ホールを大きくとる。これにより中性子及びレーザー実験も将来可能となる。

(3) 逆 Compton 光及びその他のビームラインと実験ホール

これらのビームラインは図 14.5 の右側に示した夫々のビームラインを全て覆う実験ホールが必要となる。幸いこの場所は平地で建物は全く存在しない。この平地に図 14.6 に示す実験ホールを建設する。この建屋の中に、それぞれのビームラインを設置し放射線シールド等処理する。このことにより完全に放射線管理区域として安全管理の上でも容易となる。

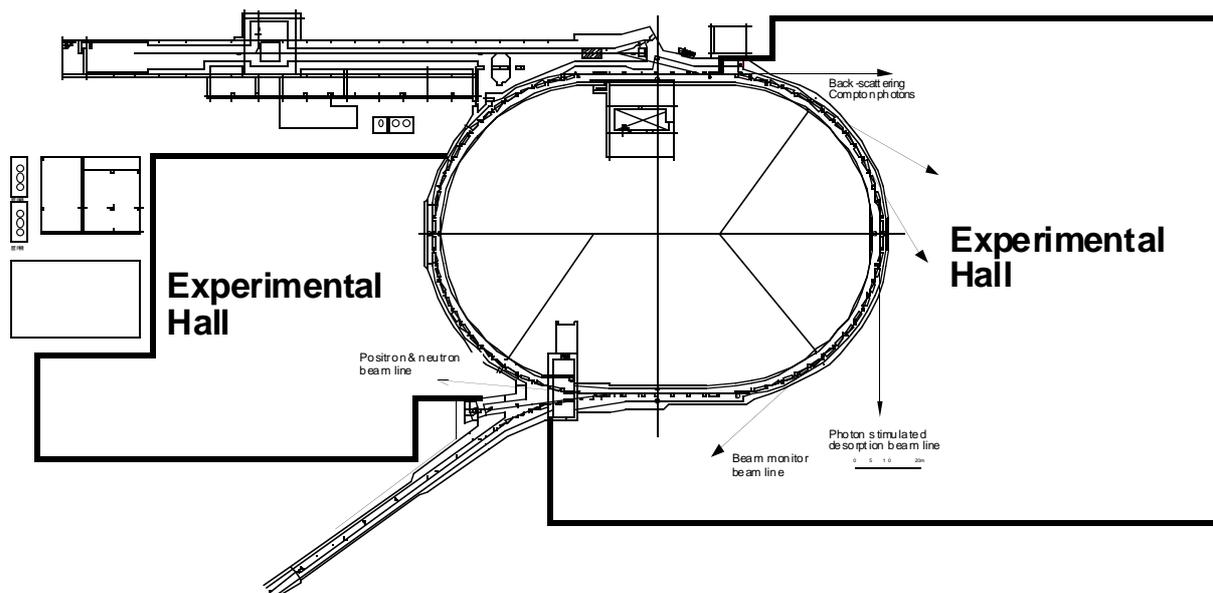


図 14.6 逆 Compton 光の取り出しビームラインと
その他のビームライン用実験ホール。

(4) その他の建屋

加速器を運転維持する上で必要なものを設置する場所を確保しなければならない。現在真空関連機器とそれらの制御機器、ビーム位置検出器の電子回路、そしてインターロック機器は収納部の中に設置されている。これらは放射線損傷で時間とともに徐々に異常が発生している。これらの機器は総て放射線にさらされる場所に設置するべきではない。計画の実行の機会に、ブースターシンクロトロンを電子ビームが蓄積できるように改造すると同時に、真空関連機器及びビーム位置モニター関連機器、さらに電子ビームを安定に蓄積するためにフィードバック方法を実施するための装置を収納部の外に設置する場所を設ける。これらの機器は図 14.7 に示すように、総て既設の建物を避けてリングの上に新たに建屋を建設する。さらに超伝導ウイグラーの液体ヘリウム冷却設備と制御機器、さらに超伝導ウイグラーの磁石用電源と制御機器を設置しなければならない。場所としては超伝導ウイグラーが設置されている場所に近い偏向電磁石 BM33 と MB34 のある場所の真上に設置するのが良いが、この場所には機器搬入用の建物が既に建っているのを避けるように同図の青色で示した場所に建物を建設する。

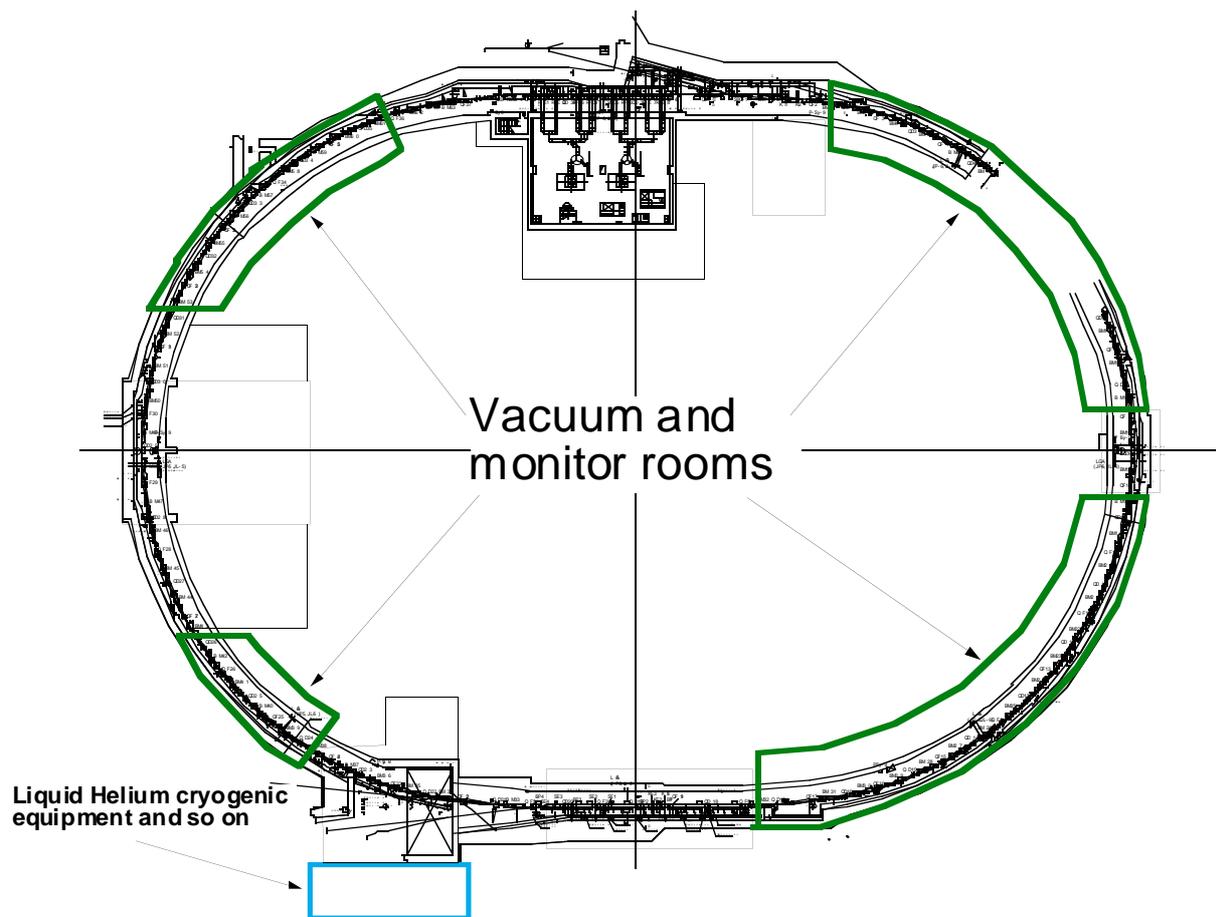


図 14.7 モニター、真空、フィードバックそれぞれの機器を設置する建屋はリングの上に建設する。超伝導ウイグラー用液体ヘリウム冷却装置と制御盤等の建屋も新たに建設する。

15. スケジュール

まずこの技術検討書が仮に承認された段階で、その年度からどのようなスケジュールで計画を遂行するか述べる。ブースターシンクロトロンは蓄積リングにビームを供給するという主目的を完全に満足しなければならないので、改造の時間は非常に限られた、夏期停止期間中に実施することになる。従って限られた時間を考えると計画が実行され完成までに最低4年程度かかる。

STEP 1>一年目

- ・ 5、6章等で述べたようにビームを8 GeVのエネルギーまで蓄積するには4極および6極電磁石の冷却が十分かどうか調査しなければならない。
- ・ さらに真空チェンバーを磁石に挿入し、電源をランプアップした時、真空チェンバーに誘起される多極成分がどのように現れるか実測しなければならない。余分な放射光を受け止めるアブソーバーについて試験し、さらに生産を考えた実用試験を実施する必要がある。
- ・ RF関係についてFeedback方法を実験室で実際組み立て使えるようにしなければならない。
- ・ ビームポジションモニター系を実験室で整備しなければならない。

STEP 2>2年目

- ・ 現在の電磁石はそのまま夏期停止中の約2ヶ月の間にBPMを含む真空システムを交換、設置する。
- ・ 加速空洞用精密温調システム導入。

STEP 3>3年目

- ・ ビーム取り出し部の4極電磁石、6極電磁石の一部を交換。
- ・ セプタム、キッカー電磁石をRFコンタクトを付け、ビームのアパーチャーの広いものに交換。
- ・ 8 GeVのエネルギーで蓄積できるように全ての電磁石電源を交換。
- ・ Feedback systemの設置。

STEP 4>4年目

- ・ OFF-AXIS入射ができるようバンブ軌道用電磁石の設置。

以上で加速器関係は終了である。しかし設備側からのサポートとして電磁石電源の冷却水の能力を上げたりアブソーバー等の冷却設備の増設等がある。さらにビームモニター、真空機器制御室の整備（14章参照）、実験ホールの整備等がある。ビームラインについては利用者と協議しながら整備していかなければならないのでここでは述べなかった。

16. あとがき

蓄積リング BL33LEP ビームラインにおけるガンマ線を使った LEPS グループの一連の実験では、ガンマ線のエネルギースペクトルがフラットであり、Bremsstrahlung 光のように低エネルギー部分の増大が無く、超前方に生成される粒子の測定が可能であるという特徴を最大の武器として、 θ^+ 粒子の発見等の成功を納めることが出来た。これらの実験に加速器グループのメンバーが参加・協力する中で、こうした実験を更に押し進めるための、将来に向けたいろいろなアイデアが活発に議論されて来た [1]。

2002年、蓄積リングにおいて超伝導ウイグラー(SCW)を設置し試験運転が行われた。このSCWの利用に関する議論の中で、通常の物性実験を行う以外に、超新星爆発時の光子のエネルギー分布に類似した光を発生出来ることを利用した天体核物理の実験等が議論されて来た [2]。こうしたSCWのような、電子ビームに強く作用する光源は、蓄積リングよりもブースターシンクロトロンを有効利用して設置した方が良いという意見も聞かれた。まえがきにも記したが、こうした各方面からの議論がなされる中で、ブースターシンクロトロンの有効利用を加速器側から検討するということが、一つの課題となった。今回提出する技術検討書は、この課題への最初の取り組みであり、加速器の技術課題をリストアップすることも一つの目的である。この検討書で解決されていない技術的問題については、今後の議論の課題と考える。こうしたアイデアを展開して行く上で、目的とする物理実験に関する議論が重要なのは言うまでもないが、この検討書では物理等は不完全なリストアップに終わっている。この点についても今後の議論に委ねたい。我々は今後も各方面との議論を継続して行い、その結果を続編として順次出版するつもりである。

参考文献

[1] LEPS Workshop LEPS03

(LEPS - Laser Electron Photons at SPring-8)

Workshop on Science and Technology of LEPS in the Medium High Energy Region, SPring-8, March 3 and 4, 2003.

[2] Proc. 「超伝導ウイグラーによる高エネルギー放射光の発生とその応用」

SPring-8, March, 2003, ((財) 高輝度光科学研究センター)

17. 謝辞

ブースターシンクロトロンを用いた技術検討書について最初に議論して下さったのは KEK 加速器研究施設の浦川順治教授でした。彼はレーザーを用い電子ビームから光を取り出す ATF で開発した装置について説明をしてくださり、彼らが KEK で開発した装置を使うことを勧めてくれました。この技術検討書は浦川さんとの一連の議論が出発点でした。深く感謝の意を表す次第である。

超伝導ウイグラーに関し、これを最初に製作指揮したロシアの Mezentsev 氏に感謝します。この超伝導ウイグラーの断熱及び冷却能力が悪く、改造に際し色々ご指導下さいました大阪市立大学の畑 徹教授に感謝しなければなりません。陽電子利用に関して KEK 物質構造科学研究所の三宅康博助教授に色々ご教示いただきました。中性子に関して、どのようなエネルギー領域の中性子が利用されているのか KEK 物質構造科学研究所の新井正敏教授に教えていただきました。このように各分野の専門の皆さんにいろいろご教授いただき深く感謝の意を表す次第である。

R F について 5 連空胴のインピーダンスの測定データを提供していただきました、原研の鈴木寛光氏に感謝します。

最後に SPring-8 の前所長上坪宏道先生および大阪大学名誉教授であり SPring-8 の参与である江尻弘泰先生からこの技術検討書に絶えず強い関心と励ましを頂き感謝します。