

JAERI-M
89-109

大型放射光施設設計報告書-9

大型放射光施設シンクロトロン
の基本設計 (I)

1989年8月

権沢 光昭・中山 光一・原見 太幹
島田 太平・柳田 謙一・横溝 英明

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）
まで、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI M reports are issued irregularly
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai mura, Naka-gun,
Ibaraki ken 319 11, Japan

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 日立高速印刷株式会社

大型放射光施設シンクロトロンの基本設計(I)

日本原子力研究所大型放射光施設計画チーム

梶沢 光昭⁺・中山 光一⁺・原見 太幹・島田 太平⁺

柳田 謙一⁺・横溝 英明⁺

(1989年7月31日受理)

1988年度に行なった大型放射光施設入射系の予備的検討の中のシンクロトロンを中心に、高エネルギー電子・陽電子加速用セパレーテッド・ファンクション型シンクロトロンの基本設計について述べる。

本報告書では、単一粒子の運動論に基づく、リニアラティスの設計を中心に述べ、集団運動・加速中の現象等に関する考察は次の報告書に譲ることとする。

Basic Design for the Synchrotron in the Large Synchrotron
Radiation Facility(I)

Mitsuaki KABASAWA⁺, Kohichi NAKAYAMA⁺, Taikan HARAMI
Taihei SHIMADA⁺, Kenichi YANAGIDA⁺ and Hideaki YOKOMIZO⁺

Synchrotron Radiation Research Laboratory
Japan Atomic Energy Research Institute
Honkomagome, Bunkyo-ku, Tokyo

(Received July 31, 1989)

Synchrotron Radiation Facility Project Team in JAERI had tried to preliminarily design the injection system of Large Synchrotron Radiation Facility in the fiscal year 1988. Concentrating on the basic design for the booster synchrotron in this injection system, we describe the general method to design the separated function synchrotron which is used to accelerate high energy electrons or positrons.

The content of this paper is founded on the physics of single particle motion. And in the next report we will discuss about the collective beam dynamics, the phenomena occurred during acceleration, and so on.

Keywords : Synchrotron Radiation Facility, Injection System, Electron,
Positron, Single Particle Motion, Synchrotron, Booster

⁺ Department of Physics, Tokai Research Establishment

目 次

1. 序論	1
2. ラティスの設計	3
2.1 基本構造	3
2.2 分散の消去	4
2.3 パラメータの計算	5
2.3.1 ベータトロン振幅	5
2.3.2 ベータトロン振動数 (チューン)	6
2.3.3 エミッタンス	6
2.3.4 ナチュラル・クロマチシティ	7
2.3.5 モーメントム・コンパクション及び放射減衰時間	7
2.3.6 量子寿命及びエネルギーアクセプタンス	8
2.3.7 平均COD	10
2.3.8 ビームサイズ, BSC及びアクセプタンス	11
2.4 クロマチシティの補正	11
2.5 SYNCHによる計算	13
2.6 ダイナミック・アパーチャー	14
3. シンクロトロンリング内機器基本仕様	27
3.1 真空ダクト	27
3.2 偏向電磁石	28
3.3 四重極電磁石	28
3.4 六重極電磁石	29
3.5 ステアリング電磁石	30
3.6 RF加速部	31
4. 入射軌道	36
4.1 入射位置及び入射位置での軌道の傾き	36
4.2 入射軌道, 入射バンブ軌道	37
4.3 入射バンブ電磁石位置及び蹴り角	38
4.4 入射セプタム電磁石位置及び偏向角	39
4.5 出射位置及び出射位置での軌道の傾き	42
4.6 出射軌道, 出射バンブ軌道	43
4.7 出射バンブ電磁石位置及び蹴り角	43
4.8 出射キッカー位置及び蹴り角	44
4.9 出射セプタム電磁石位置及び偏向角	44

5. シンクロトロン入出射用機器基本仕様	51
5.1 入出射部真空ダクト及びQF電磁石	51
5.2 入射ポンプ電磁石	51
5.3 入射セプタム電磁石	52
5.4 出射ポンプ電磁石	53
5.5 出射キッカー電磁石	54
5.6 出射セプタム電磁石	54
6. 今後の検討, 改善点	63
参考文献	63

Contents

1. Introduction	1
2. Lattice Design	3
2.1 Basic Structure	3
2.2 Dispersion Suppression	4
2.3 Calculation of Synchrotron Design Parameters	5
2.3.1 Betatron Amplitude	5
2.3.2 Betatron Frequency (Tune)	6
2.3.3 Emittance	6
2.3.4 Natural Chromaticity	7
2.3.5 Momentum Compaction and Radiation Damping Time	7
2.3.6 Quantum Life Time and Energy Acceptance	8
2.3.7 Average COD	10
2.3.8 Beam Size, B.S.C and Acceptance	11
2.4 Chromaticity Correction	11
2.5 Calculation with SYNCH	13
2.6 Dynamic Aperture	14
3. Basic Specification for the Components in the Synchrotron Ring	27
3.1 Vacuum Chamber	27
3.2 Bending Magnets	28
3.3 Quadrupole Magnets	28
3.4 Sextupole Magnets	29
3.5 Steering Magnets	30
3.6 RF Cavity	31
4. Orbit Analysis for Injection and Extraction	36
4.1 Position and Gradient of Orbits at the Injection Point	36
4.2 Injection Orbit and Injection Bump Orbit	37
4.3 The Position of Injection Bump Magnets and their Kick-Angle	38
4.4 The Position of Injection Septum Magnets and their Bending Angle	39
4.5 Position and Gradient of Orbits at the Extraction Point	42
4.6 Extraction Orbit and Extraction Bump orbit	43
4.7 The Position of Extraction Bump Magnets and their Kick-Angle	43
4.8 The Position of Extraction Kicker and their Kick-Angle	44
4.9 The Position of Extraction Septum Magnets and their Bending Angle	44

5. Basic Specification for the Components used for Injection and Extraction	51
5.1 Vacuum Chamber and QF Magnets in the Section of Injection and Extraction	51
5.2 Injection Bump Magnets	51
5.3 Injection Septum Magnets	52
5.4 Extraction Bump Magnets	53
5.5 Extraction Kicker	54
5.6 Extraction Septum Magnets	54
6. Summary	63
References	63

1. 序 論

日本原子力研究所大型放射光施設計画チームは、1988年度末、大型放射光施設入射系の予備的設計検討を行った。ここにはその中のシンクロトロンの基本設計、すなわち、シンクロトロンを構成する各機器の基本仕様とその導出方法を記す。さらに詳細な検討が必要な部分も残ってはいるが、一般的な電子シンクロトロンの基本設計の一例を述べており、将来これを変更する場合にもその手法に変わりはない。

図 1.1 に、シンクロトロンの運転シーケンスを示す。運転シーケンスは、構成機器の動作パターンを規定するだけで、ラティスの設計や、入射軌道の計算には直接影響しないが、予備知識として、理解しておかなければならない。ライナックは、60 Hz のくり返しで運転されることを前提とし、その 1.5 GeV のビームをシンクロトロンに 8 秒間蓄積する。入射用電磁石はこの間、ライナックのパルスに合わせて断続的に作動する。その後 0.9 秒かけてリング内の電磁石の磁場及び、RF 電圧を最大仕様値まで上げ、ビームを 8 GeV まで加速する。つづく 0.2 秒間、リング内機器は最大値を保持しストレージリングがシングルバンチ運転の場合は、1 バルスずつ、60 Hz で、ビームをストレージリングに向けて出射する。マルチバンチ運転の場合は、1.6 μ s の間に一挙に全ビームパルスの出射を完了する。この間出射用電磁石が作動している。出射終了後リング内機器は 0.9 秒かけて入射状態まで戻され、その後再び、入射用電磁石系の動作が始まる。この 1 回の動作ごとにシンクロトロンで約 10 mA (ストレージリングで約 2.5 mA 相当) ずつ、ストレージリングで 100 mA 蓄積されるまで、運転をつづける。

このシンクロトロンの特徴として 8 秒間、最大 10 mA の蓄積を行うことが上げられる。このためにある程度ビームの安定性の検討が必要であるが、これは次の報告書に譲り、ここでは単一電子の運動論に基く基本設計の説明に止める。第 2 章でシンクロトロンリング内の単一電子の軌道計算すなわち、ラティスの設計について述べ、第 3 章でそれに基づいて、リング内機器の仕様値を決める。第 4 章では入射軌道の計算を行ない、第 5 章で入射用電磁石等の仕様を決める。最後に第 6 章でいくつか問題点を上げ、詳細設計の際の改善点としたい。

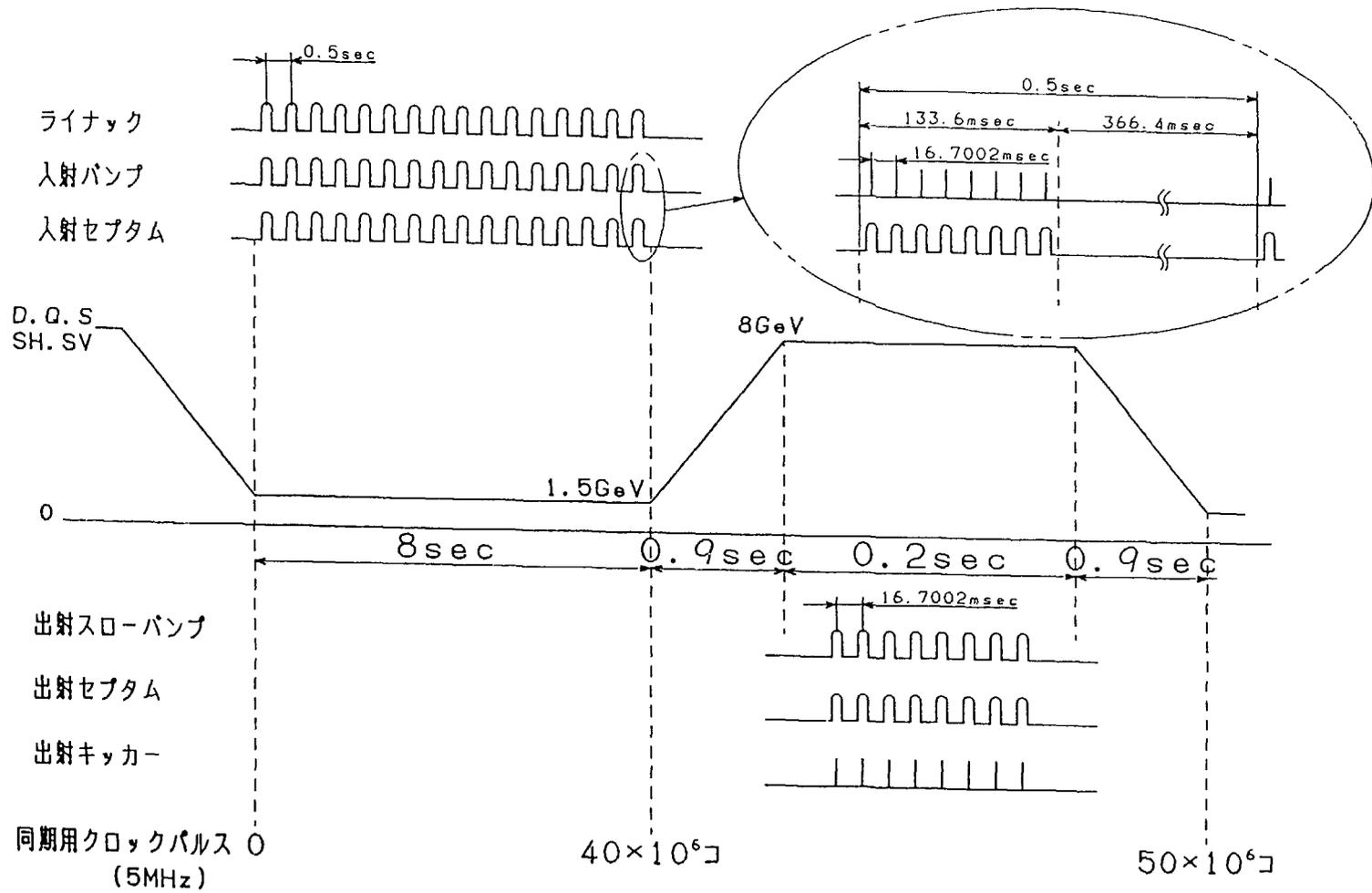


図 1.1 シンクロトロン の 運 転 シー ケ ンス

2. ラティスの設計

2.1 基本構造

シンクロトロン・ラティスの基本構造は、過去の実績、対称性の良さ、ダイナミックアパーチャの広さ等から、FODO型にした。また、加速周波数(RF)は、標準品的なクライストロンが存在する508.6 MHzにした。今回の設計では、リングの機器の配置に余裕をもたせ、ハーモニック数を800、セル数を48とした。

周長C (m)は

$$C = (c / f) \cdot h$$

$$c = 0.2997925 \times 10^9 \quad \text{m/s ; 光速}$$

$$f = 0.5086 \times 10^9 \quad \text{Hz ; RF}$$

$$h = 800 \quad \text{; ハーモニック数}$$

より 471.552 m となる。この周長は、ストレージリングの周長が 1473.62 m のとき、周長比が、25/8 になることを想定している。

リングには、入射部、出射部、加速部 2ヶ所の分数を消去した直線部を合計 4ヶ所設けた。従ってリング全体の対称性(スーパーピリオド)は 4であり、放称性が 2のレーストラック型に比べて、理想的な場合には、危険な共鳴線の数は少ない。

ラティスの設計に於いて基本的なパラメータである偏向電磁石の磁束密度は、放射損失を小さくしてRFシステムの負担を軽減するという観点から出発して、0.7 Tに設定した。セル数と直線部の数から偏向電磁石の数は80台、長さは約 3 mとなる。

表 2.1.1 にシンクロトロン・設計パラメータを、図 2.1.1 に、ラティスの基本構造を示す。

Synchrotron lattice. (a) Normal cell,
 (b) Straight section with three cells.

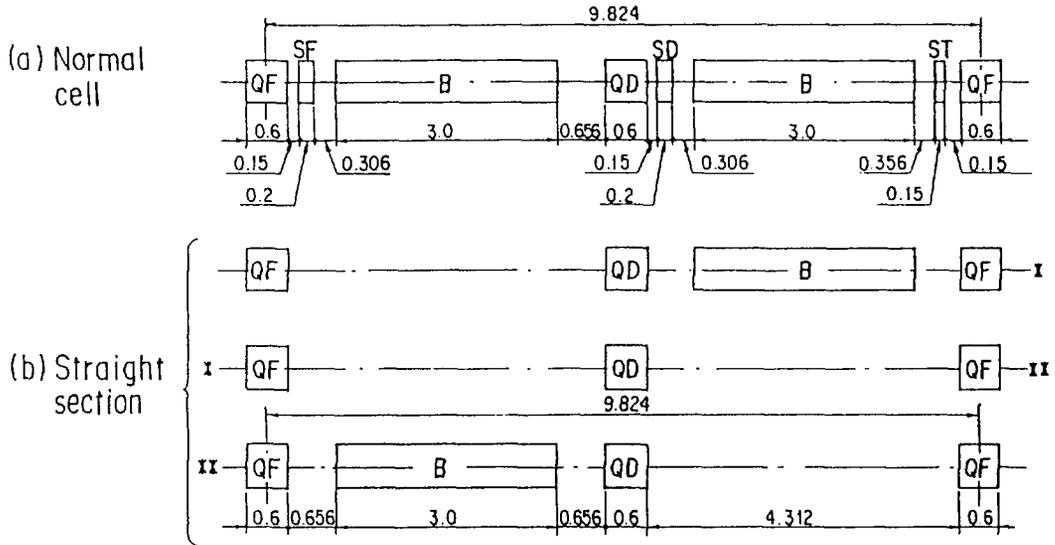


図 2.1.1 ラティスの基本構造

2.2 分散の消去

入出射部，加速空洞部共，分散によるビームの広がりを小さくするため，分散を消去した方が良い。分散の消去は直線セルの両側のセルから偏向電磁石を1台取り除くことによって行なう（Missing Bend.）。この分散消去セルの収束四重極電磁石（QF）の中心でのX方向のTwissパラメータを β_{ox} ($\alpha_{ox}=0$, $\gamma_{ox}=1/\beta_{ox}$)，分散を η_0 ($\eta'_0=0$)，このQFの中心から，偏向電磁石の抜けた部分を経て，次の偏向電磁石の出口までの輸送行列（Transfer Matrix）を

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

とすると，分散が消える条件は

$$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta_0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

より,

$$\begin{cases} m_{11} \eta_0 + m_{13} = 0 \\ m_{21} \eta_0 + m_{23} = 0 \end{cases} \quad (2.2.1)$$

である。一般には、分散の消去は、QFの強さを調整して行なう。QFの長さ、強さ(1/m²)をそれぞれl, Kとし、この分散消去セルのQF出口から偏向電磁石の出口までの輸送行列を(n_{ij})とすると、

$$M = \begin{bmatrix} n_{11} & n_{12} & n_{13} \\ n_{21} & n_{22} & n_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\sqrt{K_1} \ell_1) & \sin(\sqrt{K_1} \ell_1) & \sqrt{K_1} & 0 \\ -\sqrt{K_1} \sin(\sqrt{K_1} \ell_1) & \cos(\sqrt{K_1} \ell_1) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

と表わされ、

$$\begin{aligned} m_{11} &= n_{11} \cos(\sqrt{K_1} \ell_1) - n_{12} \sqrt{K_1} \sin(\sqrt{K_1} \ell_1) \\ m_{13} &= n_{13} \\ m_{21} &= n_{21} \cos(\sqrt{K_1} \ell_1) - n_{22} \sqrt{K_1} \sin(\sqrt{K_1} \ell_1) \\ m_{23} &= n_{23} \end{aligned}$$

であるから、(2.2.1)式の条件は、結局

$$\sqrt{K_1} \tan(\sqrt{K_1} \ell_1) = \frac{n_{21} n_{13} - n_{11} n_{23}}{n_{22} n_{13} - n_{12} n_{23}} \quad (2.2.2)$$

となる。つまり、QF出口から偏向電磁石出口までのラティスを決定すると、方程式(2.2.2)からQFの強さが決まる。図2.1.1のノーマルセルから、左側の偏向電磁石を取り除いた場合について、QDの強さを変数として、QFの強さをプロットしたものを図2.2.1に示す。

2.3 パラメータの計算

次に機器仕様の基礎となるリングのパラメータを、分散を消去する条件の下で計算していく。

2.3.1 ベータトロン振幅

完全な対称性を持ったFODOラティスのQFまたはQD中心でのベータトロン関数をβ₀、1セルの輸送行列を(m_{ij})とすると、β₀は対称性の条件;

$$\begin{bmatrix} \beta_0 \\ 0 \\ 1/\beta_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 \\ -m_{11}m_{21} & 1+2m_{12}m_{21} & -m_{12}m_{22} \\ m_{21}^2 & -2m_{21}m_{22} & m_{22}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_0 \\ 0 \\ 1/\beta_0 \end{bmatrix}$$

すなわち、

$$\beta_0 = m_{12} / \sqrt{1 - m_{11}^2} \quad (2.3.1)$$

より、求められる。ラティス中の任意の点での Twiss パラメータは、Q F 中心からその点までの輸送行列を (n_{ij}) とすれば、

$$\begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_{11}^2 & -2n_{11}n_{12} & n_{12}^2 \\ -n_{11}n_{21} & 1 - 2n_{12}n_{21} & -n_{12}n_{22} \\ n_{21}^2 & -2n_{21}n_{22} & n_{22}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_0 \\ 0 \\ 1/\beta_0 \end{bmatrix} \quad (2.3.2)$$

より求められる。Q D の強さを変数として、(2.3.1) 式から求めたベータatron 振幅の最大値 (β_0)、及び (2.2.1) 式から求めた分散関数の最大値 (γ_0) を、図 2.3.1 に示す。

2.3.2 ベータatron 振動数 (チューン)

一般には、チューンはベータatron 振動の安定領域 (Tie Diagram) の中から、4 次鳴線の近くに選ばれる。しかし、今回のようにノーマルセルと分散消去セルで同じ強さの四重極電磁石を使う場合、Q F の強さは分散を消去するためにほとんど固定されてしまい、動径方向のチューン (ν_x) を調節する余地がなくなる。

チューンは、ベータatron 振動の位相の進み (Phase Advance) ;

$$\begin{aligned} \Delta\psi &= \tan^{-1}(m_{12} / m_{11} \beta_0) \\ (\Delta\psi &= \Delta\psi / 2\pi) \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

をリング 1 周に渡って加算していくことで求められる。Q D の強さを変数としたときの、 ν_x 、 ν_y の値を、図 2.3.2 に示す。今回のラティスでは、幸いにも、 $\nu_x = 13.75$ 、 $\nu_y = 10.75$ 付近に選ぶことができたが、周長によってこれが不可能なときは、直線部の分散を数センチメートル程度まで残すことによって、チューンの調節を行わなければならない。

2.3.3 エミッタンス

エミッタンスはビーム・サイズを規定する基本的なパラメータで、シンクロトロン性能の指標の 1 つである。エミッタンスは、シンクロトロン放射による電子の微小振動のエネルギーの相対的な減少 (Radiation Damping) と、同時に起こる光子発生に伴う電子の反跳 (Quantum Excitation) のつり合いで決まり、次の式から求められる。

$$\epsilon = C_q \cdot (E^2 / \rho \theta) \oint (H / \rho) ds \quad (\text{m} \cdot \text{rad})$$

$$H = \beta \eta'^2 + 2\alpha \eta \eta' + \gamma \eta^2$$

$$C_q = 4.697 \times 10^{-6} \quad (\text{GeV}^{-2})$$

E; 粒子のエネルギー

ρ ; 偏向電磁石の曲率半径

θ ; 偏向電磁石の偏向角

セクター型偏向電磁石の場合、偏向電磁石入口のTwissパラメータを $(\alpha_i, \beta_i, \gamma_i)$ 、分散とその傾きを η_i, η'_i とすると

$$\begin{aligned} \epsilon = \frac{C_q E^2}{\rho \theta} \left\{ \beta_i \left[(\eta_i^2 + \frac{1}{2}) \theta_0 + 2 \eta_i (1 - \cos \theta) - \frac{1}{4} \sin 2 \theta \right] \right. \\ + \alpha_i \left[2 (\eta_i - \rho) \eta'_i \theta + 2 f \eta'_i \sin \theta + \frac{\rho}{2} (1 - \cos 2 \theta) \right. \\ + 2 (\eta_i - \rho)(1 - \cos \theta) \left. \right] + \gamma_i \left[\left[(\eta_i - \rho)^2 + \frac{1}{2} \rho^2 \right] \cdot \theta \right. \\ \left. + 2 P (\eta_i - \rho) \sin \theta + \frac{f}{4} \sin 2 \theta \right] \left. \right\} \quad (2.3.4) \end{aligned}$$

と書き下せる。この ϵ の値を、QDの強さを変数として、図 2.3.3 に示す。

2.3.4 ナチュラル・クロマチシティ

クロマチシティは、運動量の広がりに対するチューンの広がりとの比

$$\Delta \nu = \xi (\Delta P / P) \quad (2.3.5)$$

で定義され、一般には、Q電磁石の収束力で決まる。

$$\xi = -\frac{1}{2\pi} \oint K \beta ds \quad .$$

FODOラティスの場合、四重極電磁石で発生するクロマチシティは、

$$\begin{aligned} \xi_F = -\frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2} \left[(\beta_i K + \gamma_i) l - \alpha_i \right] + \frac{1}{4\sqrt{K}} (\beta_i K - \gamma_i) \sin 2\sqrt{K} l \right. \\ \left. + \frac{\alpha_i}{2} \cos 2\sqrt{K} l \right\} \quad (2.3.6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_D = -\frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2} \left[(\beta_i K - \gamma_i) l + \alpha_i \right] + \frac{1}{4\sqrt{K}} (\beta_i K + \gamma_i) \sin 2\sqrt{K} l \right. \\ \left. - \frac{\alpha_i}{2} \cosh 2\sqrt{K} l \right\} \quad (2.3.7) \end{aligned}$$

で与えられる。ここに、 $\beta_i, \alpha_i, \gamma_i$ は四重極電磁石入口のTwiss Parameter、 ξ_F は収束(QF)、 ξ_D は発散(QD)四重極電磁石で生ずるクロマチシティをそれぞれ表わす。このクロマチシティが大きいと、チューンの広がりも大きくなるため、後に述べるように、六重極電磁石を用いて、微小な正の値になるように補正しなければならない。また、この六重極成分が大きくなるように、ナチュラル、クロマチシティの小さいラティスが好ましい。図 2.3.4 にナチュラル・クロマチシティと、QDの強さの関係を示す。

2.3.5 モーメントム・コンパクション及び放射減衰時間

RF系の基本仕様を決めるためには、モーメントム・コンパクション・ファクター (α) が必要である。これは、運動量の広がりに対する平衡軌道の長さ(C)の広がり係数;

$$\frac{\Delta C}{C} = a \frac{\Delta P}{P}$$

で定義され、

$$a = \frac{1}{C} \oint (\eta / \rho) ds$$

から、計算される。セクター型偏向電磁石の場合、

$$\eta(\theta) = \cos \theta \cdot \eta_i + \rho \sin \theta \cdot \eta'_i + \rho (1 - \cos \theta)$$

(η_i , η'_i は入口での分散とその傾き) なので、

$$\begin{aligned} \int_0^{l_B} \eta ds &= \rho \int_0^{\theta_0} \eta(\theta) d\theta \\ &= \rho [(\eta_i - \rho) \sin \theta_0 + \rho \eta'_i (1 - \cos \theta_0) + \rho \theta_0] \end{aligned}$$

(θ_0 は偏向角, l_B は電磁石の有効長)

となる。従って入口での分散とその傾きがすべて等しい FODO ラティスの場合は、偏向電磁石の数を N_B とすると

$$a = \frac{N_B}{C} \left\{ (\eta_i - \rho) \sin \theta_0 + \rho \eta'_i (1 - \cos \theta_0) + \rho \theta_0 \right\} \quad (2.3.8)$$

となる。

次に放射減衰の時定数を計算する。これは、

$$\tau_i = \frac{2}{C_r} \frac{C \rho}{J_i E^3} \quad (2.3.9)$$

E ; 電子エネルギー (GeV)

$C = 8.85 \times 10^{-5} \text{ m/GeV}^3$

で与えられる。ここで J_i はダンピング・パーチションナンバーと呼ばれる。放射エネルギーの配分を表すパラメータで、水平、垂直、進行方向 (エネルギー) 各々

$$\left. \begin{aligned} J_x &= 1 - D \\ J_y &= 1 \\ J_e &= 2 + D \\ (J_x + J_y + J_e &= 4) \\ D &= \alpha C / 2 \pi \rho \end{aligned} \right\} \quad (2.3.10)$$

で与えられる。図 2.3.5 に α , 図 2.3.6 ~ 7 にそれぞれ入射時と出射時の τ_x , τ_e を示す。

2.3.6 量子寿命, エネルギーアクセプタンス

RF の最大電圧や、入射時の電圧を決めるためには、さらに量子寿命及びエネルギー・アパーチャーを計算しておかなければならない。エネルギー的にビームが安定に回る領域をエネルギーアパーチャーと言い、加速空洞にかける RF 電圧で決まる。放射損失を補うだけの電力を

ビームに与えても、光子の放出に伴う電子の量子励起によって、電子はエネルギーアパーチャーからやがてこぼれ落ちてしまう。この効果によってビーム電流が $1/e$ になる時間を量子寿命と言ひ、

$$\tau_q = \frac{\tau_E}{2} \frac{e^\xi}{\xi} \quad \left. \begin{array}{l} \tau_E ; \text{ (Energy) Damping Time} \\ \xi = \frac{J_F E}{\alpha h E_1} F_{(q)} \end{array} \right\} \quad (2.3.11)$$

α ; Momentum Compaction Factor

J_E ; (Energy) Damping Partition Number

E ; Electron Energy (GeV)

h ; Harmonic Number

$$E_1 = \frac{55\sqrt{3}}{64} \frac{h c}{r_e} = 0.108 \text{ GeV}$$

$r_e = 2.8 \text{ fm}$; Classical electron radius

$h c = 197.3 \text{ MeV fm}$

$$F_{(q)} = 2 \left\{ \sqrt{q^2 - 1} - \cos^{-1} \left(\frac{1}{q} \right) \right\} \quad (2.3.12)$$

$$q = \frac{e V_{RF}}{U_0} ; \text{ Over Voltage Factor}$$

V_{RF} ; RF Voltage

$U_0 = C_r E^4 / \rho$; Radiation Loss

で与えられる。ここでは、充分余裕をもって、8 GeV で $\tau_q = 5 \text{ min}$ とした。このときの Q D の強さに対する加速電圧 V_{RF} を、図 2.3.8 に示す。

また、エネルギーアパーチャーの境界（セパトトリクス）は

$$\epsilon^2 = \frac{e V E}{\pi \alpha h} \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{1}{q} \right)^2} \left(1 + \cos \frac{c h}{R} \tau \right) - \frac{1}{q} \left[\sin \frac{c h}{R} \tau - \frac{c h}{R} \tau + 2 \cos^{-1} \left(\frac{1}{q} \right) \right] \right\} \quad (2.3.13)$$

で与えられる。ここに ϵ はバンチ中心（Shynchronous electron）からのエネルギーのずれで、 τ は同じく時間的なずれである。つまり、バンチ中心からの距離のずれが、 $c \tau$ 、バンチ中心に対する RF の位相のずれが $\phi = \omega_{rf} \tau = (c h / R) \tau$ で与えられる（ R はリングの平均半径： $2 \pi R = C$ ）バンチ中心の電子は、放射損失に等しいエネルギーを加速空洞から供給されることになる。また、当然の事ながら、(2.3.13) 式から $\tau = 0$ のとき ϵ が最大になることがわかる。

$$\left(\frac{\epsilon_{max}}{E} \right)^2 = \frac{U_0}{\pi h \alpha E} F_{(q)} \quad (2.3.14)$$

この ϵ_{max} がリングが受け入れられる最大のエネルギー幅である。入射時に $\epsilon_{max} / E = 1\%$ のビームを受け取るために必要な q 値及び V_{RF} を QD の強さの関数として図 2.3.9 に示す。また、入射時 $V_{RF} = 1.29MV, 2.0MV, 3.0MV$ のときのセパトリクス (上半面) を図 2.3.10 に示す。 $\epsilon_{max} / E = 1\%$ のアクセプタクスは、 $\epsilon / E = 0.5\%$ で、 $\phi \sim 120^\circ$ の範囲の電子を受け取れる領域であることがわかる。

2.3.7 平均COD

ビームダクトの径や、偏向電磁石の精度を決めるためにはCODの見積りが不可欠である。後に述べるように実際のCODは、ランダムエラーの発生を考慮した。ビームトラッキングによって調べなければならないが、その平均的な値は、統計理論から簡単に求められ、基本設計の段階では、それで充分である。

リングのある点 S でのCOD, $X(s)$ は、エラーの源の座標を \vec{S} 、大きさを $\psi(\vec{S})$ とすると、

$$X_c(s) = \frac{\sqrt{\beta(s)}}{2 \sin \pi \nu} \oint \psi(\vec{S}) \sqrt{\beta(\vec{S})} \cos(\phi_{(s)} - \phi_{(\vec{S})} - \pi \nu) d\vec{S}$$

で与えられる。誤差の間に相関がないとすると、CODの平均値は、

$$\langle X_c^2(s) \rangle = \frac{\beta(s)}{4 \sin^2 \pi \nu} \sum_i \beta_i \psi_i^2 \quad (2.3.15)$$

となる。

誤差の原因としては、偏向電磁石の磁場の誤差 (δB)、四重極電磁石の据付誤差 (δX)、偏向電磁石の回転誤差 ($\delta \phi$) が主であり、それぞれ、

$$\left. \begin{aligned} \psi_{BF} &= (\delta B / B) \cdot \theta_B, \quad \theta_B; \text{偏向角} \\ \psi_{QA} &= \delta X \cdot K l_Q, \quad K = \frac{dB}{dX}, l_Q; \text{Q Mag 長さ} \\ \psi_{BR} &= \delta \phi \cdot \theta_B \end{aligned} \right\} \quad (2.3.16)$$

とすると、(2.3.15) 式は、

$$\begin{aligned} \langle X_c^2(s) \rangle_x &= \frac{\beta_x(s)}{4 \sin^2 \pi \nu_x} \left[N_B \beta_{Bx} \left(\frac{\delta B}{B} \theta_B \right)^2 + (N_{QF} \beta_{QFx} K_{QF}^2 l_{QF}^2 \right. \\ &\quad \left. + N_{QD} \beta_{QDx} K_{QD}^2 l_{QD}^2) (\delta X)^2 \right] \\ \langle X_c^2(s) \rangle_y &= \frac{\beta_y(s)}{4 \sin^2 \pi \nu_y} \left[N_B \beta_{By} (\delta \phi \theta_B)^2 + (N_{QF} \beta_{QFy} K_{QF}^2 l_{QF}^2 \right. \\ &\quad \left. + N_{QD} \beta_{QDy} K_{QD}^2 l_{QD}^2) (\delta X)^2 \right] \end{aligned}$$

となる。 $\delta B / B = 1 \times 10^{-3}$, $\delta X = 0.1 \text{ mm}$, $\delta \phi = 0.2 \text{ mrad}$ のときCODの値を図 2.3.11 に示す。

2.3.8 ビーム・サイズ、BSC及びアクセプタンス

ガウス分布しているビームのサイズ（この範囲に68%の電子が入る）は、一般に

$$\sigma = \sqrt{\beta \epsilon + \eta^2 \left(\frac{\Delta P}{P} \right)^2} \quad (2.3.17)$$

で与えられる。また、オン軸入射時や、オフ軸入射でも充分時間が経った後そのBSC (Beam Sfy Clear) は、

$$BSC = \sigma + COD \quad (2.3.18)$$

で与えられる。しかし、オフ軸入射の時は、後に述べるように、バンパ軌道と入射軌道の差に対応する振幅のコヒーレントな振動(X)が入射平面内のベータatron振動に加わるので、

$$BSC_x = \sigma_x + X + COD_x \quad (2.3.19)$$

となる。ビーム・ダクトの半幅 (Physical Aperture) Wは、

$$BSC < W \leq DA$$

となるように決めなければならない。ここにDAは、ダイナミック・アパーチャー (Dynamic Aperture) でこれについては2.6節で述べる。BSC \geq DAであるようなリングでは、入射効率が著しく低下することを、覚悟しなければならない。また、放射減衰後は、ビームサイズ σ に対して $W = 6\sigma$ とれば、ビームがダクトに衝突することによって失われる際の寿命は、放射減衰時間の 1.5×10^6 倍程度になる。

アクセプタンスは、(2.3.17~19)式により、

$$A_y = (W_y - COD_y)^2 / \beta_y$$

$$A_x = \left\{ (W_x - COD_x - X)^2 - \eta^2 \left(\frac{\Delta P}{P} \right)^2 \right\} / \beta_x \quad (2.3.20)$$

となる。但し、垂直方向(y方向)は $\eta = 0$ とした。BSCとQDの強さの関係を図2.3.12に示す。

なお、COD補正は、オン軸入射で行ない、CODを3mm以下に補正した後オフ軸入射を始めれば、水平方向のダクトサイズを大きくしないで済む。

2.4 クロマティシティの補正

クロマチシティを補正しないでおくと、(2.3.5)式で与えられる量だけチューンが変化する。 $\xi_x = -17$ 程度とすると、入射時、 $\Delta P / P = \pm 1.0\%$ のビームに対して $\Delta \nu = \pm 0.17$ となり、チューンを4次の共鳴付近に選んでも、3次の共鳴を引き起こすことになる。またビームの不安定性を改善するためにもクロマチシティを補正しなければならない。

分散 η が存在するところに六重極電磁石を置いたときのクロマチシティは、

$$\xi = \oint (K - 2 \eta \lambda) \beta \, ds \quad (2.4.1)$$

$$K: \text{四重極電磁石の強さ} \quad \left(\frac{dB}{dX} \nearrow B \rho \text{ (m}^{-2}\text{)} \right)$$

$$\lambda; \text{六重極電磁石の強さ} \quad \left(\frac{1}{2} \frac{d^2 B}{dX^2} \nearrow B \rho \text{ (m}^{-3}\text{)} \right)$$

で与えられる。従って、 X 方向の β 関数が大きい所に、ホール表面の磁気ポテンシャルが

$$\Phi = \frac{\lambda_F B \rho}{3} (3x^2 y - y^3) = \frac{\lambda_F B \rho}{3} r_0^3$$

r_0 : Bore Radius

で与えられるような六重極電磁石(SF)を、また、 y 方向の β 関数が大きい所に、ホール表面の磁気ポテンシャルが

$$\Phi = \frac{\lambda_D B \rho}{3} (x^3 - 3x y^2) = \frac{\lambda_D B \rho}{3} r_0^3$$

で与えられるような六重極電磁石(SD)を置くこと x 方向、 y 方向の1セル当りのクロマトイシティは、

$$\begin{aligned} \xi_x &= \frac{-1}{4\pi} \left[\int_{Q_F} K_F \beta_x \, ds - \int_{SF} 2\lambda_F \eta \beta_x \, ds - \int_{Q_D} K_D \beta_x \, ds \right. \\ &\quad \left. + \int_{SD} 2\lambda_D \eta \beta_x \, ds \right] \\ &= \xi_{x0} + \frac{1}{4} \left\{ 2\lambda_F \int_{SF} \eta \beta_x \, ds - 2\lambda_D \int_{SD} \eta \beta_x \, ds \right\} \quad (2.4.2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_y &= -\frac{1}{4\pi} \left[- \int_{Q_F} K_F \beta_y \, ds + \int_{SF} 2\lambda_F \eta \beta_y \, ds + \int_{Q_D} K_D \beta_y \, ds \right. \\ &\quad \left. - \int_{SD} 2\lambda_D \eta \beta_y \, ds \right] \\ &= \xi_{y0} + \frac{1}{4\pi} \left\{ -2\lambda_F \int_{SF} \eta \beta_y \, ds + 2\lambda_D \int_{SD} \eta \beta_y \, ds \right\} \quad (2.4.3) \end{aligned}$$

となる。ここで ξ_{x0} 、 ξ_{y0} は(2.3.6~7)式で与えられるナチュラル・クロマトイシティである。従ってクロマトイシティを消す($\xi_x = \xi_y = 0$)のために必要な六重極電磁石の強さは、

$$\left. \begin{aligned} 2\lambda_F &= -\frac{\xi_{x0} a_{y2} + \xi_{y0} a_{x2}}{a_{x1} a_{y2} - a_{y1} a_{x2}} \\ 2\lambda_D &= -\frac{\xi_{x0} a_{y1} + \xi_{y0} a_{x1}}{a_{x1} a_{y2} - a_{y1} a_{x2}} \\ a_{x1} &= \frac{1}{4\pi} \int_{SF} \beta_x \cdot \eta \, ds \end{aligned} \right\} \quad (2.4.4)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{y1} &= \frac{1}{4\pi} \int_{SF} \beta_y \cdot \eta \, ds \\ \alpha_{x2} &= \frac{1}{4\pi} \int_{SD} \beta_x \cdot \eta \, ds \\ \alpha_{y2} &= \frac{1}{4\pi} \int_{SD} \beta_y \cdot \eta \, ds \end{aligned}$$

で与えられる。六極電磁石 (SF) の入口の水平方向の Twiss パラメータを β_1 , α_1 , γ_1 , 同じく分散を η_1 , η_1' とすると, α_{x1} は,

$$\begin{aligned} \alpha_{x1} &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \eta_1 \beta_1 l_F + (\beta_1 \eta_1' - 2\alpha_1 \eta_1) \frac{l_F^2}{2} \right. \\ &\quad \left. + (\eta_1 \gamma_1 - 2\alpha_1 \eta_1') \frac{l_F^3}{3} + \gamma_1 \eta_1' \frac{l_F^4}{4} \right\} \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

l_F : 6 極電磁石の長さ

となる。この式の Twiss パラメータの代わりに垂直方向の Twiss パラメータを用いると α_{y1} が, 同じく SD 入口の値を代入すれば α_{x2} , α_{y2} が求まる。

(2.4.4 ~ 5) 式から要求される SF, SD の強さを, QD の強さの関数として図 2.4.1 に示す。但し縦軸の値は (六極電磁石の台数) / (四極電磁石の台数) を, 補正係数としてかけた値である。

2.5 SYNCH による計算

前節まで述べて来た内容は次の 2 つの意味で近似的な計算である。

① 偏向電磁石を取り除いたセルの効果 (偏向電磁石の収束力) を厳密に取り入れていない, 例えばモーメント・コンパクション係数の計算などは, 周長として実際の周長を用い, 分散の積分値はノーマルセルで行なって, 80 (偏向電磁石の台数) 倍している。実際は, 各セルで分散は同じではない。

② 実際に使う偏向電磁石は直方体型であるが, 扇型の電磁石を仮定して計算している。これらの不十分な点を補正する意味で, 線形ラティスの計算プログラム SYNCH を用いて, 全体の計算を行なった。チューンは,

$$\nu_x = 13.735$$

$$\nu_y = 10.735$$

を選んだ。最終結果のベータ関数と, 分散関数を, 図 2.5.1 ~ 2 に示す。また表 2.1.1 の値はこの最終結果である。

2.6 ダイナミック・アパーチャー

リング内に高次の磁場が存在することによって限定される、粒子が安定に周回する領域をダイナミック・アパーチャーと言う。大きなリングでは、クロマチシティを補正しないと大きなチューンシフトが起こり、共鳴を起こしてしまうので六極電磁石を用いて補正を行なう。しかし、その代償として、そこで用いた六重極磁場によって、粒子が安定に運動できる領域が限られてしまう。

設計段階でダイナミック・アパーチャーを知るには個々の電子の運動のシュミュレーションを行うのが、最も正確である。これは一般にトラッキングと呼ばれ、ここではトラッキングコード、RACETRACKを用いた。結果を図2.6.1に示す。観測点は最も広いダイナミック・アパーチャーを必要とする入射点、出射点である。この図から、充分広いダイナミック・アパーチャーが存在していることがわかる。

Dispersion Suppression (48cells h=800)

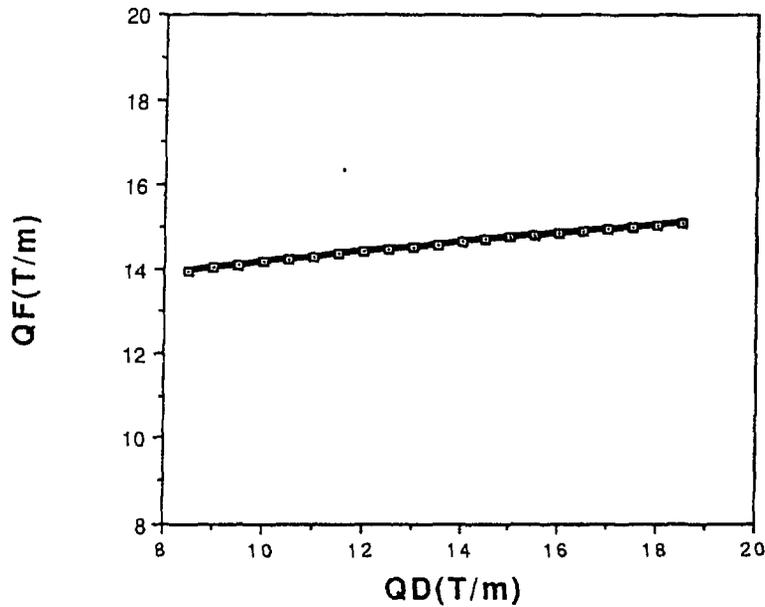


図 2.2.1 分散が消える条件

Twiss Parameter (48cells h=800)

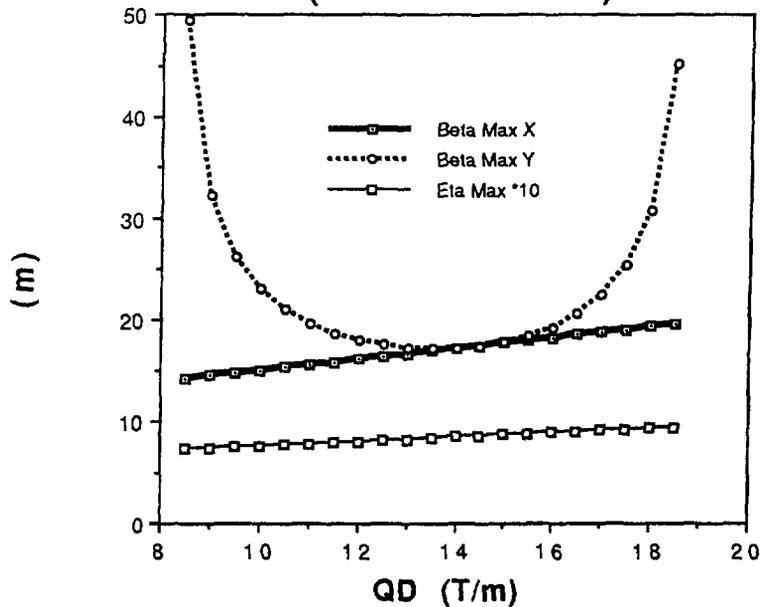


図 2.3.1 β -関数及び分散関数の最大値

**Tune
(48cells h=800)**

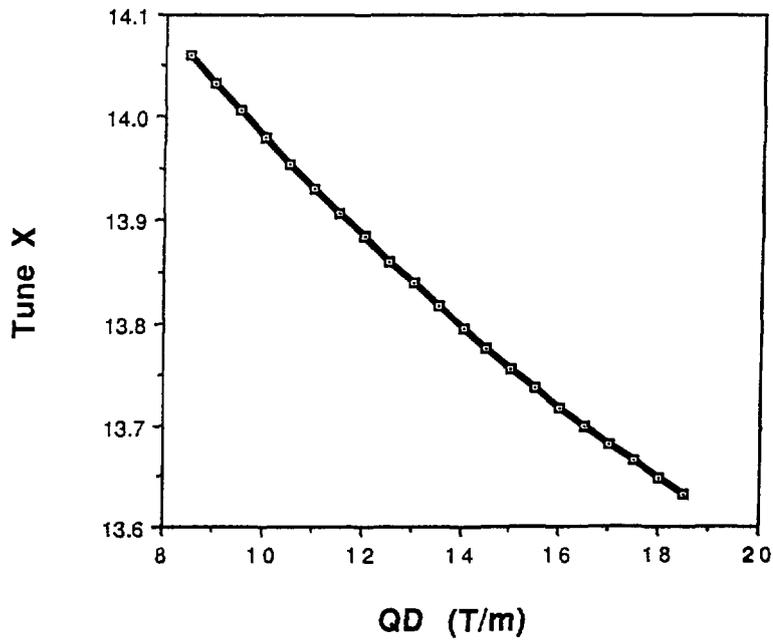
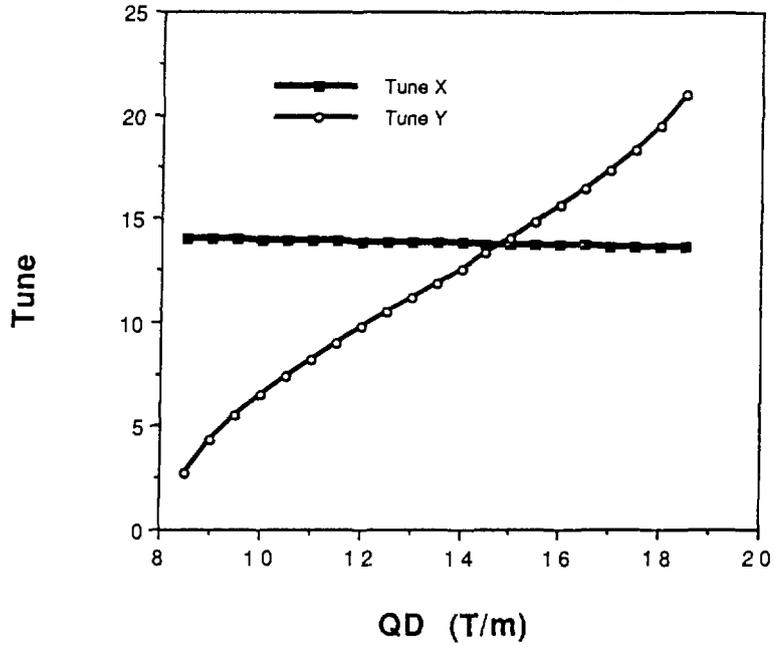


図 2.3.2 チューン

Emittance

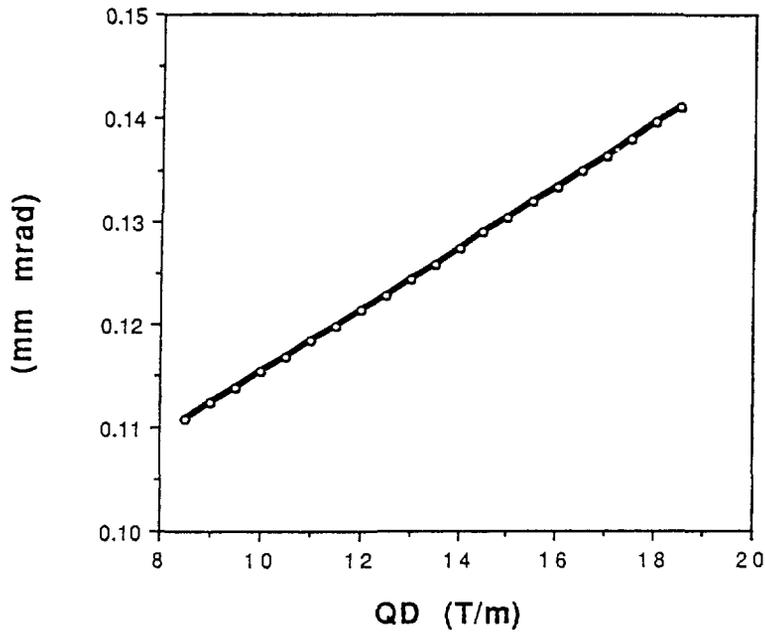


図 2.3.3 エミッタンス

Natural Chromaticity

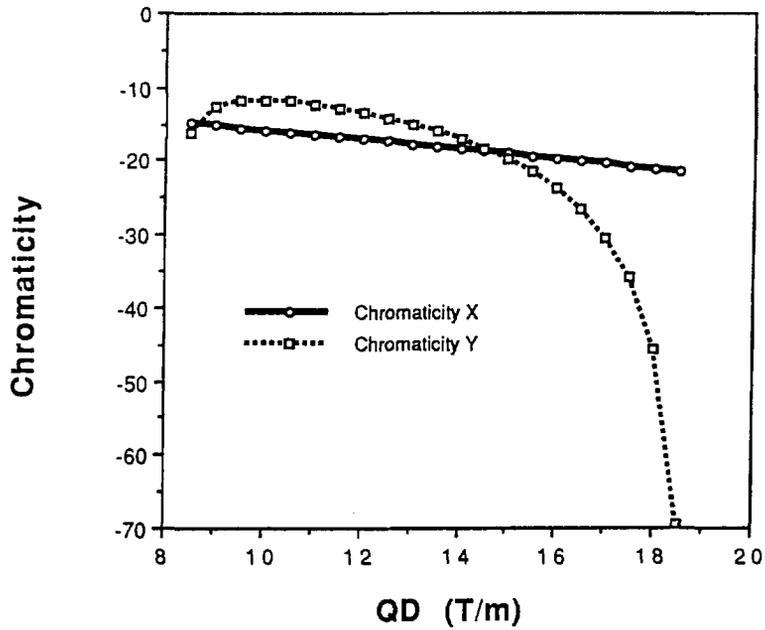


図 2.3.4 ナチュラル・クロマチシティ

Momentum Compaction Factor

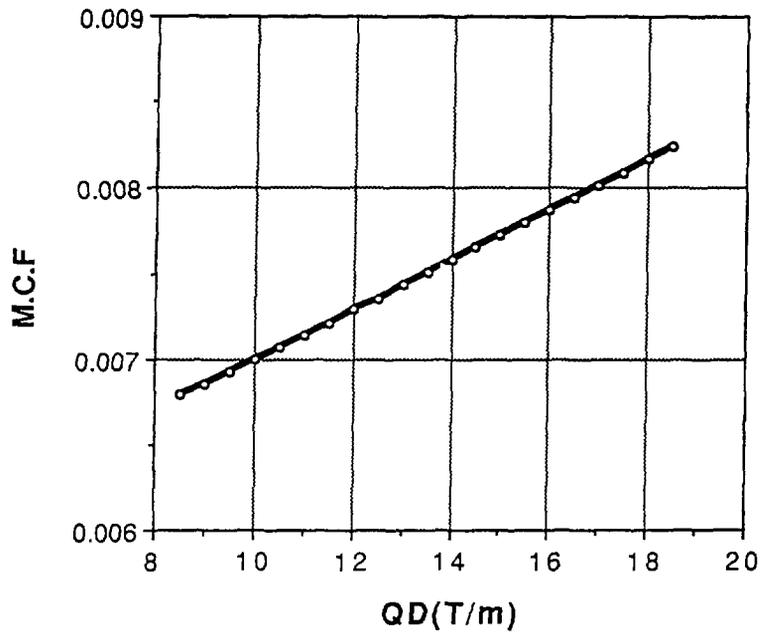
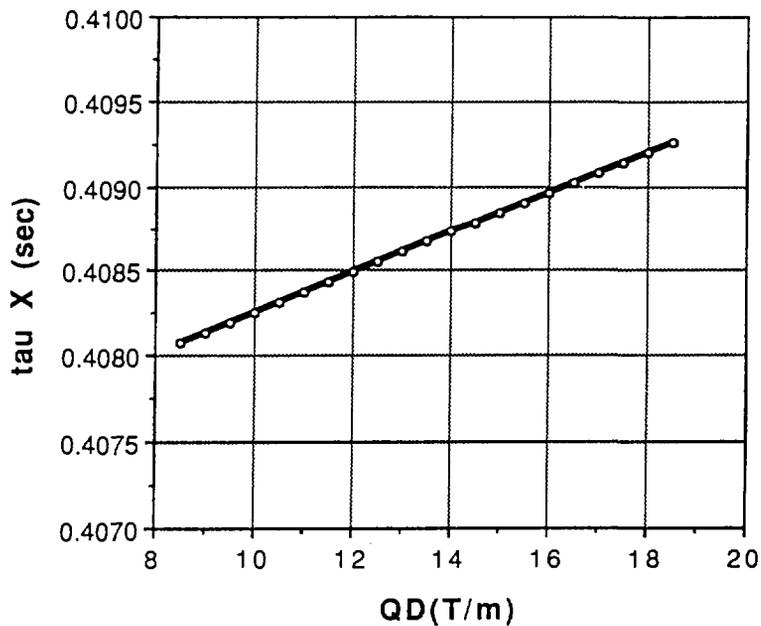


図 2.3.5 モーメンタム・コンパクション・ファクター

Damping Time (X 1.5GeV)



Damping Time (E 1.5GeV)

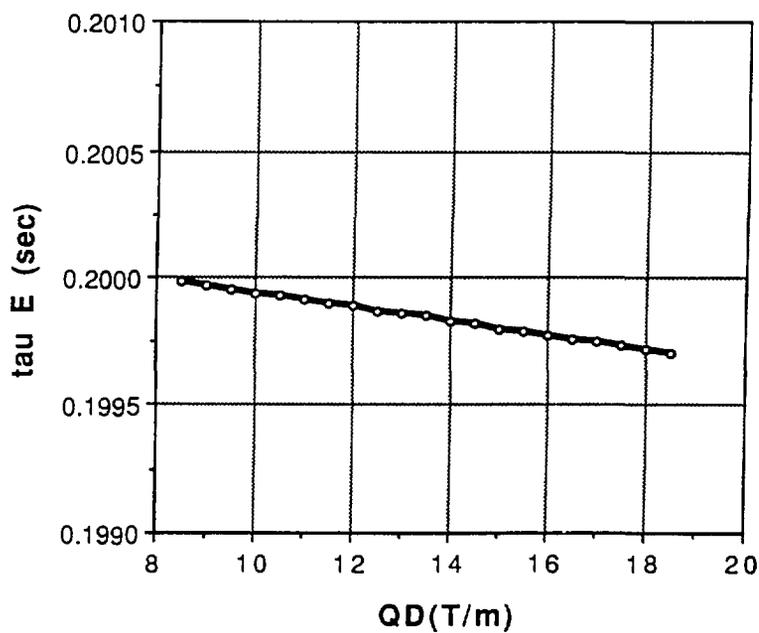
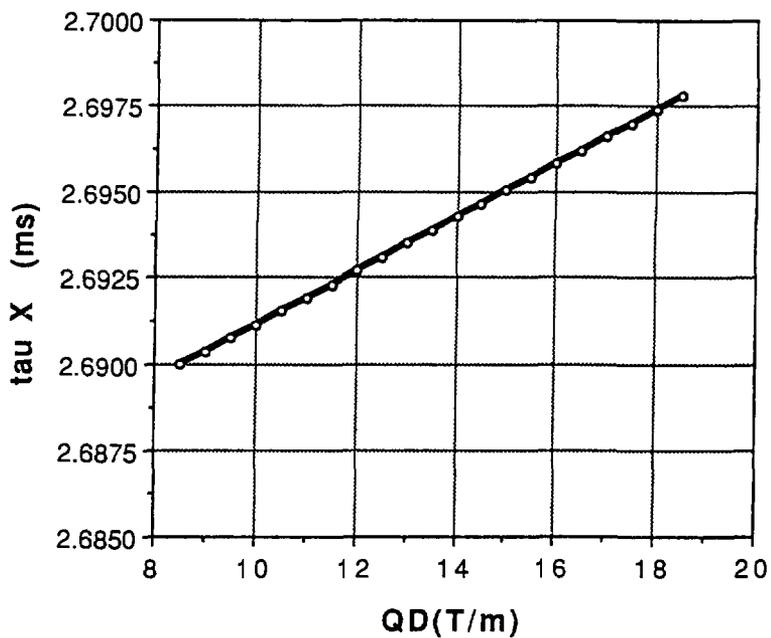


図 2.3.6 入射時の放射減衰時間

Damping Time (X 8.0GeV)



Damping Time (E 8.0GeV)

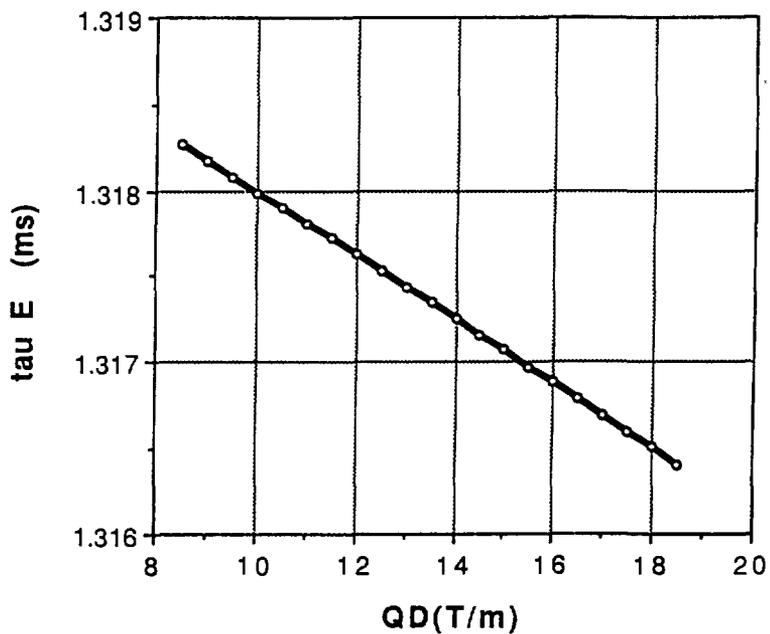


図 2.3.7 出射時の放射減衰時間

RF Voltage (8.0GeV)

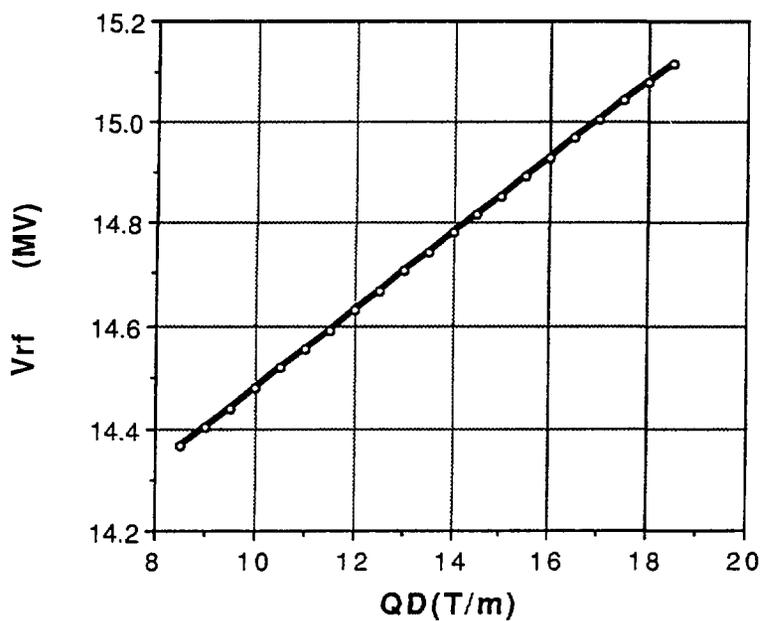


図 2.3.8 出射時の R F 加速電圧

RF Voltage (1.5GeV)

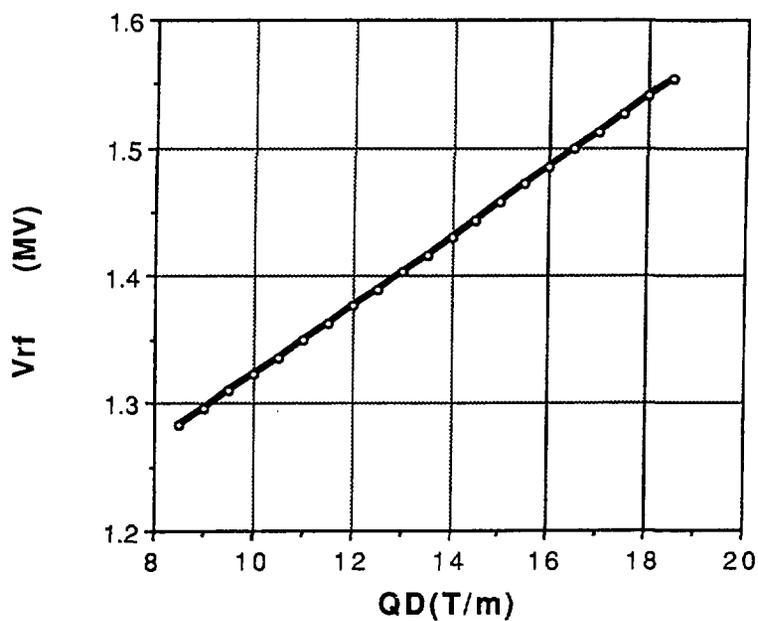


図 2.3.9 入射時の R F 加速電圧

RF separatrix at 1.5 GeV

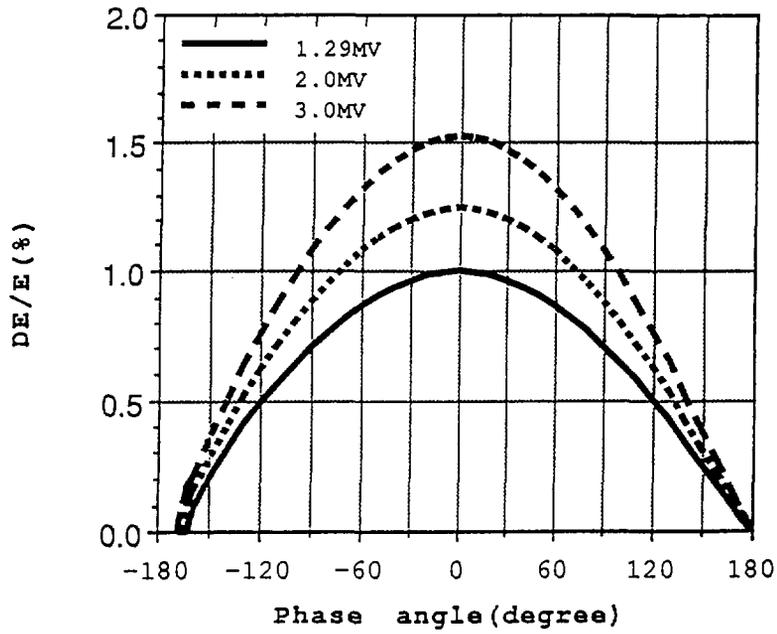


図 2.3.10 入射時のセパトラリクス

Closed Orbit Distortion

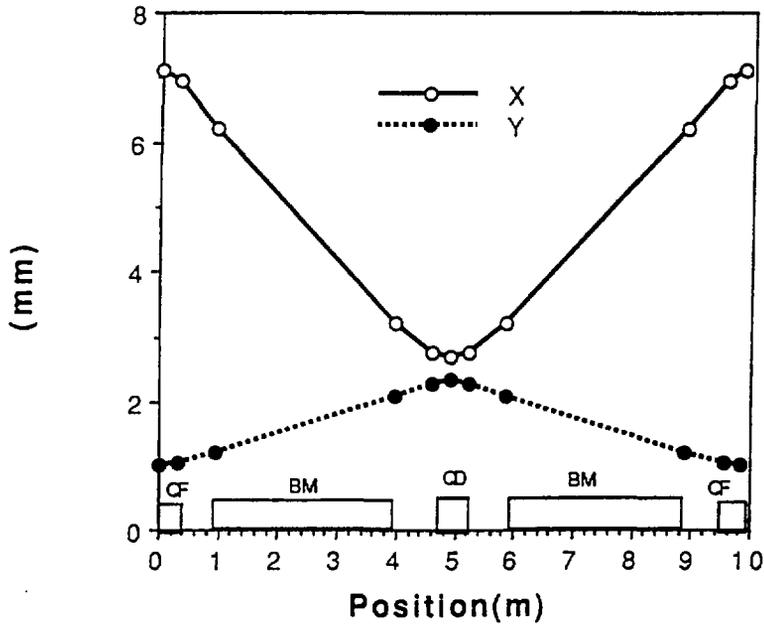


図 2.3.11 平均 C O D

Beam Stay Clear

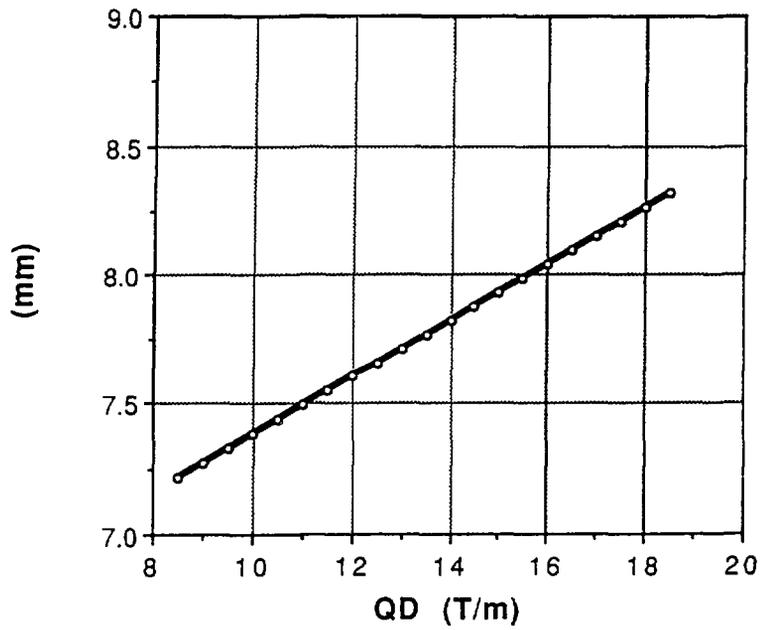


図 2.3.12 B. S. C.

Sextupole Strength (Ls=0.15m)

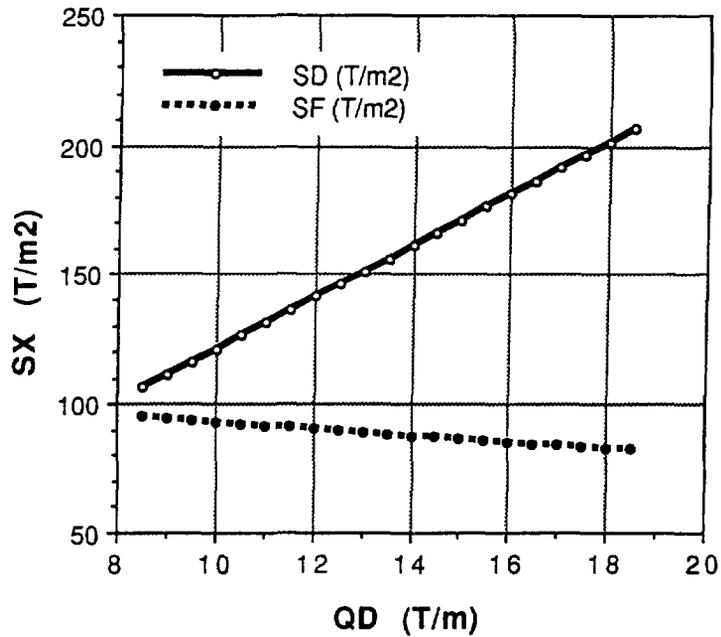


図 2.4.1 クロマティシティ補正用六極電磁石の強さ

Betatron Functions of the Synchrotron

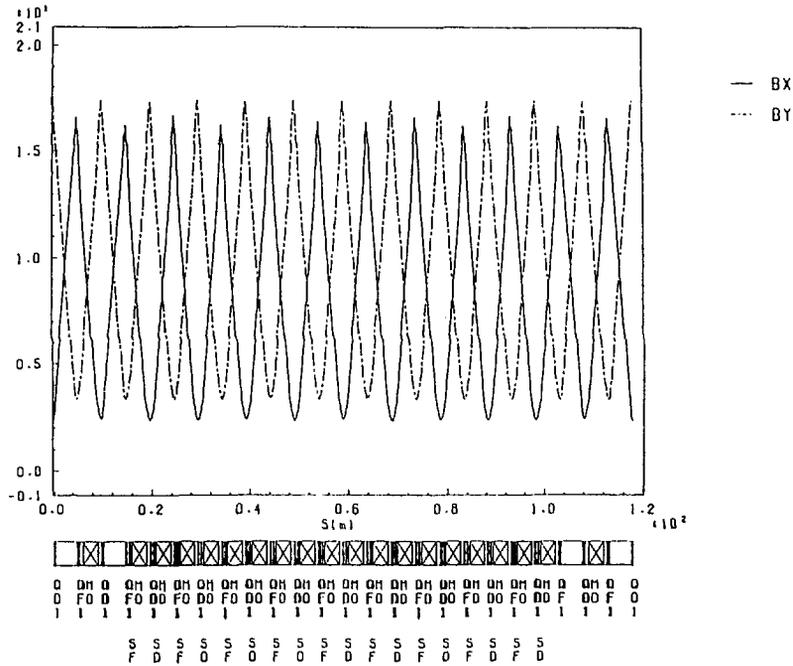


図 2.5.1 ベータ関数 (1 / 4 セル)

Dispersion Function of the Synchrotron

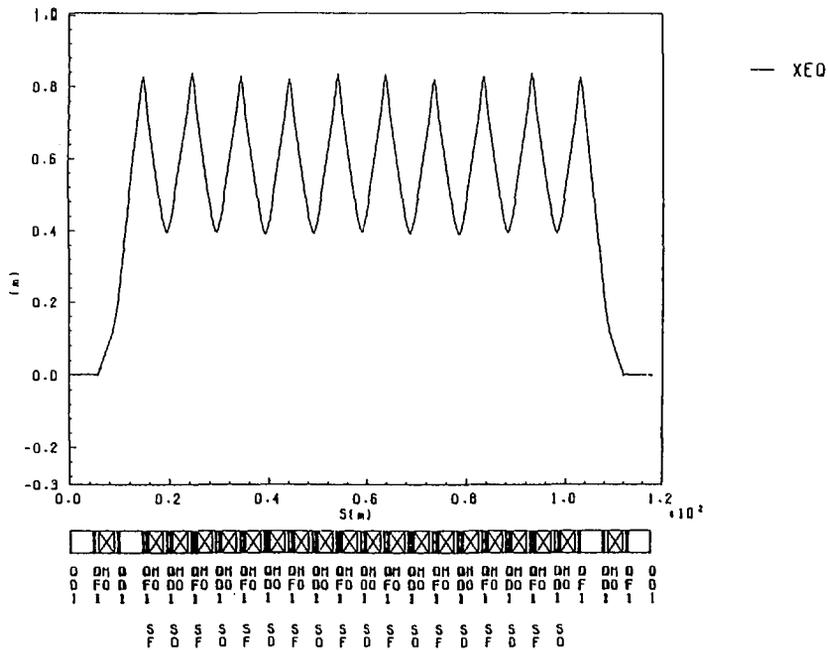


図 2.5.2 分散関数 (1 / 4 セル)

8 GeV synchrotron (h=800) Dynamic aperture (racetrack)

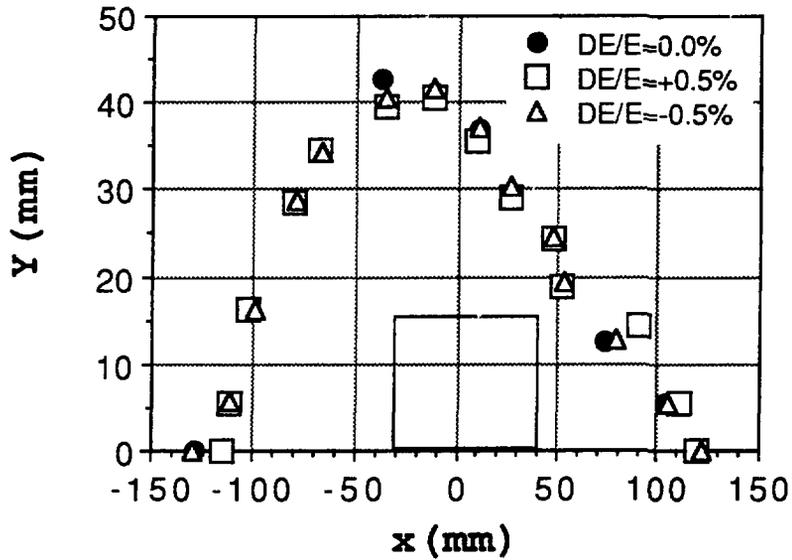


図 2.6.1 ダイナミック・アパーチャー (入・出射点)
長方形は、ビームタクト (フィジカル・アパーチャー) の概形を表す。

3. シンクロトンリング内機器基本仕様

本章では、前章のラティスの設計に基づいて、リングを構成する機器の基本仕様をまとめる。

3.1 真空ダクト

真空ダクトの断面のサイズは、2, 3, 8節で述べたように、BSCと、ダイナミックアバーチャーから決まる。ダイナミック・アバーチャーは、前に確認しているように、一般にFODOラティスでは充分広くなる。BSCは、FODOラティスの場合、水平方向はQFの中心、垂直方向はQDの中心で最大になる。

$$\begin{aligned}
 BSC_x &= \sigma_{x_{max}} + X_{max} + COD_{x_{max}} = 27.3 \text{ mm} \\
 \sigma_{x_{max}} &= \sqrt{\epsilon_{in} \beta_{x_{QF}} + (\eta_{QF} \Delta P/P)^2} = 8.6 \text{ mm} \\
 \epsilon_{in} &= 0.27 \text{ mm} \cdot \text{mrad}, \beta_{x_{QF}} = 16.47 \text{ m} \\
 \eta_{QF} &= 0.83 \text{ m}, \Delta P/P = 1\% \\
 COD_{x_{max}} &= 3.9 \text{ mm} \\
 \Delta B/B &= 5 \times 10^{-4} && (\text{偏向電磁石磁場精度}) \\
 \Delta \phi &= 2 \text{ mrad} && (\text{偏向電磁石回転誤差}) \\
 \Delta X_Q &= 0.1 \text{ mm} && (\text{四極電磁石据付誤差}) \\
 X_{max} &= 14.8 \text{ mm} \\
 BSC_y &= \sigma_{y_{max}} + COD_{y_{max}} = 4.6 \text{ mm} \\
 \sigma_{y_{max}} &= \sqrt{\epsilon_{in} \beta_{y_{QD}}} = 2.2 \text{ mm} \\
 \epsilon_{in} &= 0.27 \text{ mm} \cdot \text{mrad} \\
 \beta_{y_{QD}} &= 17.34 \text{ m} \\
 COD_{y_{max}} &= 2.4 \text{ mm}
 \end{aligned}$$

であるが、本仕様では、余裕を見て、また、ダクトの強度（偏平になりすぎると弱い）、偏向電磁石の磁極間平行度（ギャップが狭すぎると平行度の誤差が磁場精度に大きく影響する）等を考慮して

$$\begin{aligned}
 W_x &= 30 \text{ mm} \\
 W_y &= 15 \text{ mm}
 \end{aligned}$$

とした。CODの補正を行うことによって、CODを1mm以下にすれば、ライナックからの入射効率を90%以上にできる。これを99%以上（2.5 BSC）にするためには W_x は45mm以上必要である。アクセプタンスは、(2.3.19)式より

$$A_x = 5.5 \times 10^{-7} \text{ mrad}$$

$$A_y = 9.1 \times 10^{-6} \text{ mrad}$$

となる。図 3.1.1 に真空ダクト内側断面形状を示す。

3.2 偏向電磁石

偏向電磁石の最大磁場は、最初に述べたように 0.7 T に設定した。

磁極間隙は、真空ダクトの垂直方向の幅 30mm に、ベローズダクトを用いる場合を考慮して、これを 5mm とし、さらにクリアランスを片側 2.5mm 見て、合計 45mm とした。

磁場精度 ($\Delta B/B$) は、平均 COD の大きさから見て、 5×10^{-4} に設定した。しかし、この精度については、ランダム・エラーを含むトラッキングを行って見なければ正確には決められない。また、加速中の電磁石系の精度 (トラッキング・エラー) についても、同様にシュミレーションを行って決めなければならない。これらの事については、今後の検討課題である。

表 3.2.1 に偏向電磁石基本仕様を示す。

3.3 四重極電磁石

四重極電磁石の強さは、チューンを

$$\nu_x = 13.735$$

$$\nu_y = 10.735$$

に選んだことで決まり、 ν_x から

$$\frac{dB}{dx} \max = 14.43 \text{ T/m (QF)}$$

ν_y から

$$\frac{dB}{dy} \max = -12.683 \text{ T/m (QD)}$$

となる。

ボア半径は 31mm としたが、これは磁極の幅と関連して決まり、その根拠については、参考文献(5)による。

偏向電磁石の精度が COD やダイナミックアパーチャーに影響するのに対して、四重極電磁石の精度は、チューンをシフトさせる。チューン・シフト $\Delta \nu$ と、磁場勾配の誤差 ΔK ($= \Delta \frac{dB}{dx} / B \rho$) との間には

$$\Delta \nu = - \frac{1}{4\pi} \oint \beta \Delta K ds \quad (3.3.1)$$

なる関係がある。この式から

$$|\Delta K| \leq \frac{4\pi\Delta\nu}{N_Q \beta_{Q_{\min}}} \quad (3.3.2)$$

N_Q ; 各種Q電磁石の台数

β_Q ; Q電磁石中の β 関数の最小値

となり、3次の共鳴線を避けるように $\Delta\nu = 0.06$, $N_Q = 48$ 台, $\beta_{Q_{\min}} = 15.7$ mとすると

$$\Delta K_F = 1 \times 10^{-3} \text{ m}^{-2}$$

で、 $K_F = 0.541 \text{ m}^{-2}$ なので、磁場勾配の精度は、

$$\Delta K_F / K_F = 1.8 \times 10^{-3}$$

となる。仕様値では、余裕を見て、

$$\Delta K_F / K_F = 1 \times 10^{-3}$$

とした。

4極電磁石の仕様値を表3.3.1に示す。

3.4 六重極電磁石

6極電磁石の仕様値は1、4節で述べたように、クロマチンティの補正から決まる。(2.4.4~5)式で与えられる値に、微小なセル間の非対称性を考慮した最終的な値は、

$$S_F ; \frac{d^2 B_y}{d X^2} = 92.5 \text{ T/m}^2$$

$$S_D ; \frac{d^2 B_y}{d X^2} = -149.18 \text{ T/m}^2$$

となる。

6極電磁石の精度は、それ自体はクロマチンティの誤差に直接影響するだけであり、1%の誤差があってもナチュラル・クロマチンティの1%程度しかクロマチンティの誤差として現われないので、チューンの誤差としては、4極電磁石の誤差に比べて無視できる。ビームの安定性に対する影響はこれより大きい、シンクロトロンの場合は蓄積するとしても電流は少ないので問題ない。そこで六重極磁場の精度は、偏向電磁石の精度と対比して決める。六重極磁場の強さは、

$$B = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 B_y}{d X^2} \right)_0 X^2 \quad (3.4.1)$$

で与えられ、 $X = 21 \text{ mm} \left(3\sqrt{\beta_{SF} \epsilon + (\eta_{SF} \cdot \frac{6P}{P})^2} + \text{COD} \right)$ では、

$$B_{SF} = \frac{1}{2} \times 149.1 \times (0.021)^2 = 0.033 \text{ T}$$

である。一方、偏向電磁石は、0.7 T に対し 5×10^{-4} なので

$$\Delta B = 3.5 \times 10^{-4} \text{ T}$$

である。 $\Delta B / B_{SF} = 1.07 \times 10^{-2}$ であるが、六重極成分に対して厳しく見ても、結局、

$$\Delta X_{SF} / X_{SF} = 5 \times 10^{-3}$$

$$\left(X_{SF} = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 B_y}{d X^2} \right)_0 \Big/ B \rho \right)$$

とした。 X_{SD} についても同様である

表 3.4.1 に、六重極電磁石の基本仕様を示す。なお、ボア半径等の決定方法については参考文献に依る。

3.5 ステアリング電磁石

ステアリング電磁石は COD の補正を用いる。2, 3, 7 節でも述べたように、ステアリング電磁石の仕様を決めるための COD の見積りをもっと精密に行なわなければならないが、実際の COD の補正は磁場測定データを考慮し、実際のビームの位置を測定しながら行なわれる。そこで、ここではとりあえず、ステアリング電磁石の仕様は、各セルに 1 台ステアリング電磁石を入れるとして、平均 COD を 1 セルで補正できる強さに設定する。リングの平均 COD は (2.3.16) 式より、

$$\begin{aligned} \langle X_{cqb} \rangle &= \frac{\sqrt{16.7}}{2 |\sin 13.735 \pi|} \left\{ 80 \cdot 12.7 \cdot \left(5 \times 10^{-4} \cdot 7.85 \times 10^{-2} \right)^2 \right. \\ &\quad + 48 \cdot 16.7 \cdot \left(\frac{14.48}{26.69} \cdot 0.6 \cdot 1 \times 10^{-4} \right)^2 \\ &\quad \left. + 48 \cdot 2.5 \cdot \left(\frac{12.68}{26.69} \cdot 0.6 \cdot 1 \times 10^{-4} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \\ &= 4.4 \times 10^{-3} \text{ m} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle Y_{cqb} \rangle &= \frac{\sqrt{17.4}}{2 |\sin 10.735 \pi|} \left\{ 80 \cdot 13.8 \cdot \left(2 \times 10^{-4} \cdot 7.85 \times 10^{-2} \right)^2 \right. \\ &\quad + 48 \cdot 3.5 \cdot \left(\frac{14.48}{26.69} \cdot 0.6 \cdot 1 \times 10^{-4} \right)^2 \\ &\quad \left. + 48 \cdot 17.4 \cdot \left(\frac{12.68}{26.69} \cdot 0.6 \cdot 1 \times 10^{-4} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

$$= 3.0 \times 10^{-3} \text{ m}$$

で、これを補正するために必要なけり角は1セルの長さが、9.82mであるから、

$$Q_s = \frac{4.4 \times 10^{-3}}{9.82} = 4.5 \times 10^{-4} \text{ rad}$$

である。従って必要な強さは、ステアリングの長さを0.15mにすると、

$$B_s = \frac{B \rho \cdot Q_s}{l_s} = \frac{26.7 \times 4.5 \times 10^{-4}}{0.15} = 0.08 \text{ T}$$

である。仕様では、余裕を見て、2COD程度補正できるように

$$B_s = 0.15 \text{ T}$$

に設定した。

精度はやはり、偏向電磁石の精度を基準にして

$$\Delta B_s \cdot l_s \simeq \Delta B \cdot l_B$$

となるように

$$\frac{\Delta B_s}{B_s} = \frac{\Delta B}{B} \cdot \frac{l_B}{l_s} = 5 \times 10^{-4} \cdot \frac{3.0}{0.15} = 1 \times 10^{-2}$$

とした。表3.5.1にステアリング電磁石の仕様をまとめた。

3.6 RF加速部

2.3.6節で述べたように、出射時の加速電圧は、量子寿命から決まり、入射時はエネルギー・アクセプタンスから決まる（低エネルギーではTouschek寿命も考慮する必要がある）。

まず出射時に $\tau_q = 5$ 分と設定すると、(2.3.11~12)式より

$$q = 1.55$$

となり、

$$U_0 = 8.85 \times 10^{-5} \cdot \frac{8^4}{38.19} = 9.49 \times 10^{-3} \text{ GeV/Turn}$$

であるから、

$$V_{RF} = q U_0 = 14.71 \text{ MV}$$

である。

このとき必要なRF電力は、

$$\begin{aligned}
 P_{RF} &= P_w + P_B & (3.6.1) \\
 P_w &= V_{RF}^2 / R_{sh} ; \text{ Wall Loss} \\
 R_{sh} &; \text{ Shunt Impedance} \\
 P_B &= V_o I_B ; \text{ Beam Loading} \\
 V_o &= v_o / e \\
 I_B &; \text{ Beam Current}
 \end{aligned}$$

で与えられる。従って、

$$R_{sh} = \frac{V_{RF}^2}{P_{RF} - V_o I_B} \quad (3.6.2)$$

である。P_{RF}の最大値を1.8MW、I_B = 10mAとすると、

$$R_{sh} > \frac{14.71^2}{1.8 - 9.49 \times 10 \times 10^{-3}} = 127 \text{ M}\Omega$$

を得る。

$$\begin{aligned}
 R_{sh} &= \rho_{sh} \cdot \ell_c \\
 \ell_c &= N_{RF} \cdot C / 2 f_{RF} ; \text{ 加速空洞全長 } (\pi \text{ モード}) \\
 N_{RF} &; \text{ 加速空洞のセル数} \\
 f_{RF} &; \text{ Radio Frequency}
 \end{aligned}$$

であるから、 $\rho_{sh} = 20 \text{ M}\Omega / \text{m}$ 、 $f_{RF} = 508.6 \text{ MHz}$ とすると、加速空洞のセル数は、

$$N_{RF} = \frac{2 R_{sh} f_{RF}}{\rho_{sh} C} > \frac{2 \times 127 \times 508.6}{20 \times 300} = 21.5 \text{ 個}$$

以上必要である。従って、3連キャビティを8台設ければ充分であるが、ここでは余裕を見て、5連キャビティを8台設けた。このときキャビティ1台の長さは、1.5mであり、分散を消去した直線部の半セルに2台ずつ充分余裕をもって入れることができる。

次に入射時のRF電圧を計算する(2.3.14)式に、 $U_o = 1.17 \times 10^{-5} \text{ GeV} / \text{turn}$ 、 $h = 800$ 、 $\alpha = 0.007$ 、 $E = 1.5 \text{ GeV}$ 、 $\epsilon_{\max} / E = 0.01$ を代入すると、

$$q = 119$$

となり

$$V_{RF} = q U_o = 1.39 \text{ MV}$$

を得る。この電圧をかければ $\epsilon / E = 0.5\%$ のライナックからの入射ビームを、位相 $\pm 120^\circ$ の範囲で受け取ることができる(図2.3.10参照)

表3.6.1に、RF加速部の基本仕様を示す。

表 3. 2. 1 偏向電磁石の基本仕様

個 数		80
磁 束 密 度	最大値	0.7 T
	最小値	0.131 T
曲 率 半 径		38.1972 m
磁 場 有 効 長		3.00 m
磁 極 間 隙		45.0 mm
形 状		H型又はC型
磁 場 精 度	範 囲	水平 ±20mm, 垂直 ±15mm
	入射時	5×10^{-4}
	出射時	5×10^{-4}

表 3. 3. 1 四極電磁石の基本仕様

個 数		Q F : 46	
		Q D : 48	
$\frac{\partial B_y}{\partial X}$	Q F :	最大値	14.43 T/m
		最小値	2.706 T/m
	Q F :	最大値	-12.683 T/m
		最小値	-2.378 T/m
有 効 長		0.6 m	
ボア半径		31 mm	
磁極端形状		双曲線	
$\frac{\partial B_y}{\partial X}$ 精度	範 囲	半径 22 mm 以内	
	入射時	1×10^{-3}	
	出射時	1×10^{-3}	

表 3.4.1 六極電磁石の基本仕様

個 数		72
$\frac{\partial^2 B_y}{\partial X^2}$		
S F :	最大値	92.3 T/m ²
	最小値	17.31 T/m ²
S D :	最大値	- 149.62 T/m ²
	最小値	- 28.05 T/m ²
有 効 長		0.2 m
ボア一半径		42 mm
$\frac{\partial^2 B_y}{\partial X^2}$ 精度		
	範 囲	半径20mm以内
	入射時	5×10^{-3}
	出射時	5×10^{-3}

表 3.5.1 ステアリング電磁石の基本仕様

個 数		72 (S V 36, S H 36)
磁束密度 (S H, S V)		
	出射時最大値	0.15 T
	入射時最大値	0.028 T
有 効 長		0.15 m
磁極間隙	S H	45 mm
	S V	75 mm
磁場精度	範 囲	水平 ± 20mm, 垂直 ± 15mm
	入射時	1×10^{-2}
	出射時	1×10^{-2}

4. 入 出 射 軌 道

入射方式は、8秒間のポジトロンビームの蓄積を前提として、放射減衰を利用したオフアクシス、シングルターン入射とする。出射方式は、シンクロトロンでのマルチバンチ、ストレージリングでのシングルバンチ運転に対応できるものとする。

4.1 入射位置及び入射位置での軌道の傾き

入射位置及び角度は、オフアクシス入射に伴うバンチ軌道と入射軌道の差に対応するベータロン振動の振幅ができるだけ小さくなるように決める。入射点で、リング中心軌道から測った入射軌道の位置及び傾きを x_E, x'_E 、同じくバンチ軌道の位置及び傾きを x_B, x'_B とし、

$$x = x_E - x_B$$

$$x' = x'_E - x'_B$$

とすると、この振動のエミッタンスは

$$\begin{aligned} a^2 &= \beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 \\ &= \beta \left(x' + \frac{\alpha}{\beta} x \right)^2 + \frac{x^2}{\beta} \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

で与えられる。従って

$$x' = -(\alpha/\beta)x \quad (4.1.2)$$

のとき a^2 は最小値

$$a_{\min}^2 = x^2/\beta \quad (4.1.3)$$

をとる。つまり、 a を出来るだけ小さくするためには、 β が出来るだけ大きい位置で、(4.1.2) 式で与えられるような角度で入射すれば良い。

β_x が最大になるのは QF の中心なので、セプタム電磁石の出口（入射点）は、できるだけ QF の近くに設定すべきである。実際には、モニター等を挿入する間隙を確保して、セプタム電磁石出口を QF から 20 cm の位置（QF 中心から 50 cm）に設定する。この位置での Twiss パラメータの値は、

$$\left. \begin{aligned} \beta_x &= 14.75 \text{ m} \\ \alpha_x &= -2.51 \\ \beta_y &= 3.81 \text{ m} \\ \alpha_y &= 0.733 \end{aligned} \right\} \quad (4.1.4)$$

で、入射角は

$$x'_E = 0.1702 \cdot x + x'_B$$

である。また、このとき振動の振幅は、

$$\sqrt{a^2 \beta} = x$$

である。

4.2 入射軌道, 入射バンブ軌道

次に x_E , x_B を決定する。図 4.2.1 に入射点での軌道の位置関係を示す。入射ビームは、入射直後平衡軌道のまわりで振幅 x ($x = x_E - x_B$) のベータatron振動を行っているが、 t 秒後にはこの振幅は放射減衰によって $x e^{-t/\tau_x}$ に減衰する (τ_x は水平方向の減衰の時定数)。入射軌道の位置は、この前に入射したバンブ軌道上のビームと、新たに入射する入射軌道上のビームが、共にセプタムにぶつからない位置でなければならない。すなわち、

$$x \leq \frac{x + 2.5\sigma_E + C}{e^{t/\tau_x}} + 2.5\sigma_E + t_s + 2C$$

である。ここで、ビームサイズは、入射ビームの標準偏差を σ_E として、片側 $2.5\sigma_E$ を取った。また、 t_s はセプタムの厚さ、 C はビームとセプタム間のクリアランスで、バンブ軌道及び入射軌道の COD に相当する。従って、入射軌道とバンブ軌道の入射点での間隔は

$$x \geq \frac{(2.5\sigma_E + C)(1 + e^{-t/\tau_x}) + t_s + C}{1 - e^{-t/\tau_x}} \quad (4.2.1)$$

である。また、バンブ軌道がリングの平衡軌道に戻った時(バンブ軌道は、ビーム入射後 150 ns 以内に平衡軌道に戻る)、入射されたビームがセプタムにぶつからない条件は、

セプタム位置が $(x + 2.5\sigma_E + C) e^{-t/\tau_x} + x_B + C$ なので、

$$\frac{x + 2.5\sigma_E + C}{e^{t/\tau_x}} + x_B + C \geq x + 2.5\sigma_E + C$$

となる。従って、バンブ軌道は、

$$x_B \geq 5\sigma_E + t_s + 2C \quad (4.2.2)$$

でなければならない。

入射ビームのエミッタンスはライナックの仕様から、1.5 GeV で、

$$\epsilon_{in} = 2.7 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{rad}$$

であり、入射点では、分散を消してあるので、(4.1.4) より、

$$\sigma_E = \sqrt{\beta_x \epsilon_{in}} = 2.0 \text{ mm}$$

である。さらに $t_s = 1 \text{ mm}$, $C = 1 \text{ mm}$, $t = 1.2 \tau_x$ とすると、

$$x = 14.0 \text{ mm}$$

$$x_B = 13.0 \text{ mm}$$

$$x_E = x + x_B = 27 \text{ mm}$$

となる。仕様値は余裕を見て

$$\left. \begin{array}{l} x_B = 14 \text{ mm} \\ x_E = 28 \text{ mm} \end{array} \right\} \quad (4.2.3)$$

とした。このとき入射軌道の傾きは、(4.1.2), (4.1.4) より、

$$x'_E = 2.77 \text{ mrad} \quad (4.2.4)$$

である。

4.3 入射バンプ電磁石位置及び蹴り角

バンプ軌道はバンプ電磁石（パートベータとも呼ばれる）によって作られる。従ってバンプ電磁石の働きは、オフ・アクシス入射に伴う入射ビームの大きな振動の振幅をできるだけ小さくすることにある。

入射点を狭むQD端からQD端までの輸送行列を (m_{ij}) とし、QD端からバンプ電磁石中心までの距離を図4.3.1のように l_1 、 l_2 とする。このとき軌道が閉じる条件は、バンプ電磁石の蹴り角を x'_{B1} 、 x'_{B2} とすると、

$$\begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ x'_{B2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ x'_{B1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\therefore \begin{cases} m_{12} + l_1 m_{11} + l_2 (m_{22} + l_1 m_{21}) = 0 \\ x'_{B2} + (m_{22} + l_1 m_{21}) x'_{B1} = 0 \end{cases}$$

$$\therefore \begin{cases} l_2 = -\frac{m_{12} + l_1 m_{11}}{m_{22} + l_1 m_{21}} \\ x'_{B2} = -(m_{22} + l_1 m_{21}) x'_{B1} \end{cases}$$

である。 $x'_{B1} = x'_{B2} = x'_{B0}$ とすると

$$\begin{cases} l_1 = -(1 + m_{22})/m_{21} \\ l_2 = -(1 + m_{11})/m_{21} \end{cases} \quad (4.3.1)$$

を得る。偏向電磁石を直方体型 (Rectangular Type) にすると、水平方向 (x 方向) の輸送行列はドリフトスペースとほとんど同じになるので、QFを中心にしてラティスはほぼ対称になる。従って対称性の条件から、 $m_{22} = m_{11}$ となり、 $l_1 = l_2$ となる。今回のラティスでは、

$$m_{11} = m_{22} = -0.0250$$

$$m_{21} = -0.4438$$

なので、

$$l = l_1 = l_2 = 2.196 \text{ m}$$

とした。また、(4.3.1)式が成り立つとき、バンプ電磁石間のベータatron振動の位相の進み μ_B は、

$$\cos \mu_B = \frac{1}{2} [m_{11} + m_{22} + (l_1 + l_2)m_{21}] = -1$$

より、

$$\mu_B = \pi$$

となっている。

次にバンプ電磁石の蹴り角を計算する。バンプ電磁石の蹴り角は、前節で求めた入射点でのバンプ軌道を実現するように決められる。QD端からセプタム入口までの輸送行列を (n_{ij}) 、バンプの蹴り角を x'_{B0} とすると、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_B \\ x'_B \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ x'_{B0} \end{pmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} (n_{12} + \ell n_{11}) x'_{B0} \\ (n_{22} + \ell n_{21}) x'_{B0} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.3.2)$$

となる。従って

$$x'_{B0} = \frac{x_B}{n_{12} + \ell n_{11}} \quad (4.3.3)$$

を得る。このバンプ軌道のエミッタンス (ϵ_B) の保存則 ($x'_B = \frac{1}{\beta} [\sqrt{\epsilon_B \beta - x^2} \cdot \alpha_x]$, $\epsilon_B = \beta_B x'_{B0}$, β_B はバンプ電磁石中心の β 関数) から傾き x'_B に関する条件は自動的に満たされる。

$$x_B = 14 \text{ mm}, \quad \ell = 2.196 \text{ m}$$

$$(n_{ij}) = \begin{pmatrix} 2.1936 & 5.2759 \\ -0.4742 & -0.6846 \end{pmatrix} \quad (4.3.4)$$

とすると、

$$x'_{B0} = 1.387 \text{ mrad}$$

になる。

しかし、バンプ電磁石 2 個では、動作点 (チューン) を変更した場合に、バンプ軌道が完全にもとに戻らなくなるので、それぞれ 2 個に分割して、全体で 4 個にする。内側のバンプ電磁石の蹴り角を x'_{B1} , その中心から QD 端までの距離を ℓ_3 , 同様に外側のバンプ電磁石について、 x'_{B2} , ℓ_4 とすると、(4.3.2) 式に対応して、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_B \\ x'_B \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \ell_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} 1 & \ell_4 - \ell_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ x'_{B2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ x'_{B1} \end{pmatrix} \right] \\ &= \begin{pmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_3 x'_{B1} + \ell_4 x'_{B2} \\ x'_{B1} + x'_{B2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.3.5)$$

となり、初期設計としては、

$$\left. \begin{aligned} x'_{B1} &= x'_{B2} = x'_{B0}/2 \\ \ell_3 + \ell_4 &= 2\ell \end{aligned} \right\} \quad (4.3.6)$$

とすれば良い。結局バンプ電磁石の位置及び蹴り角は

$$\left. \begin{aligned} \ell_3 &= 3.992 \text{ m} \\ \ell_4 &= 0.4 \text{ m} \\ x'_{B1} &= x'_{B2} = 0.694 \text{ mrad} \end{aligned} \right\} \quad (4.3.7)$$

とする。ただし、オン・アキス入射で、COD 補正を行う場合、2 台は、1.388 mrad 必要である ((4.3.3~6) 式の計算で x_B , x'_B の代わりに x_B , x'_B を用いれば良い)。

4.4 入射セプタム電磁石位置及び偏向角

後段セプタム出口の位置及びそこでの軌道は 4.1, 4.2 節で述べた。ここでは、セプタム電磁石に入る前の軌道を与えて、後段セプタム電磁石出口での条件を満たすように軌道を偏向させるために必要な、主及び後段セプタムの位置と強さを求める。

図 4.4.1 のように主セプトム電磁石に中心軌道から x_0 , 入射角 θ_0 で入射した場合, 主セプトム出口での入射軌道の位置 (入射軌道とリング軌道の間隔) x_{ms} と傾き θ_{ms} は, 次の式で与えられる。

$$x_{ms} = x_0 - 2\rho_s \sin \frac{\theta_s}{2} \sin \left(\theta_0 - \frac{\theta_s}{2} \right) \quad (4.4.1)$$

$$\theta_{ms} = \theta_0 - \theta_s \quad (4.4.2)$$

ρ_s : 主セプトム電磁石の曲率半径

θ_s : 主セプトム電磁石偏向角

また, この主セプトムの長さに対応するリングの軌道の長さ ℓ_{mR} は,

$$\ell_{mR} = 2\rho_s \sin \frac{\theta_s}{2} \cos \left(\theta_0 - \frac{\theta_s}{2} \right) \quad (4.4.3)$$

となる。また, リング軌道に平行に測って, 主セプトム電磁石入口から ℓ_D だけ離れた所での入射軌道の位置 x_D 及び傾き θ_D は,

$$x_D = x_0 + \ell_D \tan \theta_0 \quad (4.4.4)$$

$$\theta_D = \theta_0 \quad (4.4.5)$$

で与えられる。

一方, 後段セプトムに関しても同様な関係式が成り立ち, 入口の軌道間距離を x_{Ps} , θ_{Ps} とすれば, (4.4.1) ~ (4.4.5) に対応して

$$x_E = x_{Ps} - 2\rho_P \sin \frac{\theta_P}{2} \sin \left(\theta_{Ps} - \frac{\theta_P}{2} \right) \quad (4.4.6)$$

$$x'_E = \theta_{Ps} - \theta_P \quad (4.4.7)$$

$$\ell_{PR} = 2\rho_P \sin \frac{\theta_P}{2} \cos \left(\theta_{Ps} - \frac{\theta_P}{2} \right) \quad (4.4.8)$$

$$x_{Ps} = x_{ms} - \ell_{mp} \tan \theta_{ms} \quad (4.4.9)$$

$$\theta_{Ps} = \theta_{ms} \quad (4.4.10)$$

ρ_P : 後段セプトム電磁石曲率半径

θ_{Ps} : 後段セプトム電磁石偏向角

ℓ_{ms} : 主セプトム電磁石間距離

が成り立つ。このようにセプトム電磁石を2つに分離するのは, セプトムをできるだけ厚くするためである。つまり, 入射軌道とリングの中心軌道が最も接近する部分を後段セプトム電磁石として切り離し, セプトムを極力薄くする代わりに, 磁極長や磁場の強さを抑える。他方主セプトム電磁石は長く強くする代わりに漏れ磁場を完全になくするように, セプトムを厚くする。

さて, (4.4.1~10)式によって, 入射軌道の両端 (x_D, θ_D) と (x_E, x'_E) とを結ぶことができるが, もう1点 (x_{ms}, θ_{ms}) にも重要な条件が課せられる。それは, 4.2節で述べたことと基本的に同じで, 入射ビームと, バンプ軌道上のビームが共にセプトムに当たらないという条件である。主セプトム電磁石出口位置で, リング内のビームのサイズを σ_{Bm} , 入射ビームのサイズを σ_{Em} , セプトムの厚さを t_m , クリアランスを C とすると, この条件 (ビームの99%がぶつからない条件) は,

$$x_{ms} - x_{Bm} \geq 2.5(\sigma_{Em} + \sigma_{Bm}) + t_m + 2C \quad (4.4.11)$$

と表わせる。ここで、この位置での入射軌道及びリングの β -関数をそれぞれ β_{Em} 、 β_{Bm} とすると、

$$\sigma_{Bm} = \sqrt{\frac{\beta_{Bm}}{\beta}} \sigma_B \cdot \sqrt{\frac{\beta - 2(\ell_{PR} + \ell_{MP})\alpha + (\ell_{PR} + \ell_{MP})^2 \gamma}{\beta}} \sigma_B \quad (4.4.12)$$

$$\sigma_{Em} = \sqrt{\frac{\beta_{Em}}{\beta}} \sigma_E \approx \sqrt{\frac{\beta_{Bm}}{\beta}} \sigma_E \quad (4.4.13)$$

$$\beta_{Em} = \left(\cos \theta_P - \frac{\ell_{MP}}{\rho_P} \sin \theta_P \right)^2 \beta - 2 \left(\cos \theta_P - \frac{\ell_{MP}}{\rho_P} \sin \theta_P \right) (\ell_{MP} \cos \theta_P + \rho_P \sin \theta_P) \alpha + (\ell \cos \theta + \rho \sin \theta)^2 \gamma$$

σ_B, σ_E : 入射点でのビームサイズ

となる。(4.4.13)式の近似は、後段セプタムの偏向角がミリラジアンオーダーであり、軌道がきわめて、リングのバンパ軌道に近いので良く成り立つ。なお、 α, β, γ は入射点(後段セプタム出口)でのTwissパラメータである。(4.4.11~13)式から主セプタムの位置の条件として、

$$\beta_{Bm} \lesssim \left(\frac{x_{ms} - x_{Bm} - t_m - 2C}{2.5(\sigma_E + \sigma_B)} \right)^2 \cdot \beta \quad (4.4.14)$$

を得る。

さて、(3.4.1~10)式をまとめると、

$$\theta_s = 2 \left[\theta_D \tan^{-1} \left(\frac{x_D - x_{ms} - \ell_D \tan \theta_D}{\ell_{MR}} \right) \right] \quad (4.4.15)$$

$$\theta_P = \theta_D - x'_E - \theta_s \quad (4.4.16)$$

$$\ell_{MP} = \frac{x_{ms} - x_E \cdot \ell_{PR} \tan \left(\frac{\theta_P}{2} + x'_E \right)}{\tan(\theta_P + x'_E)} \quad (4.4.17)$$

となり、 $x_D, \theta_D, x_E, x'_E, x_{ms}, \ell_{PR}, \ell_{MR}, \ell_D$ を与えると、主セプタム電磁石の偏向角 θ_s 、後段セプタム電磁石の偏向角 θ_P 、及びこれらの磁石の間隔 ℓ_{MP} が計算できる。このうち、 x_E, x'_E は前節で決めた入射点の座標と傾きであり、主セプタム出口での軌道間隔 x_{ms} は(4.4.12~14)式からわかるように、主セプタムの厚さ t_m をどれだけ確保するかによって、 ℓ_{MP} と関連して与えるべき量である。 x_D, θ_P は、リングを構成する機器と、入射ビーム輸送系を構成する機器が最も接近する位置での軌道間隔と、入射軌道の傾きである。今回の設計ではこれはQDの端での値を、QDとビーム輸送系のダクトが干渉しないように設定している。 ℓ_{PR} は後段セプタム電磁石の長さで、フェライトを使う場合を考えて、0.5 T以下の磁場で2~3 x'_E 程度曲げられる長さを与えれば良い。主セプタム電磁石の長さ ℓ_{MR} は、積層鋼板を使うことを考えて、1 T以下で θ_D 程度偏向できる長さを与えれば良い。問題は ℓ_D で、QF~QD間の長さを ℓ_{FD} 、QF~後段セプタム電磁石間の距離を ℓ_F とすると、(4.4.17)式の ℓ_{MP} との間に

$$\ell_D = \ell_{FD} - \ell_F - \ell_{PR} - \ell_{MR} - \ell_{MP} \quad (4.4.18)$$

なる関係がある。そこで、(4.4.15~17)式は、

$$\theta_s = 2 \left\{ \theta_D - \tan^{-1} \left[\frac{x_D - x_{ms} - (\ell_C - \ell_{mp}) \tan \theta_D}{\ell_{mR}} \right] \right\} \quad (4.4.19)$$

$$\ell_{mp} = \frac{x_{ms} - x_E - \ell_{PR} \tan[(\theta_D + x'_E - \theta_s)/2]}{\tan(\theta_D - \theta_s)} \quad (4.4.20)$$

$$(\ell_C = \ell_{FD} + \ell_F + \ell_{PR} + \ell_{mR})$$

なる連立方程式にまとめられる。さらに $\theta_D + x'_E = \theta_D - \theta_s$ が充分小さいことを考慮すると、 ℓ_{mp} に対する方程式として

$$(2\ell_{mp} + \ell_{PR}) \tan^{-1} \left(\frac{\tan \theta_D}{\ell_{mR}} \ell_{mp} + C_1 \right) - \theta_D \ell_{mp} - C_2 = 0 \quad (4.4.21)$$

$$C_1 = \frac{x_D - x_{ms} - (\ell_{FD} + \ell_F + \ell_{PR} + \ell_{mR}) \tan \theta_D}{\ell_{mR}}$$

$$C_2 = \frac{\ell_{PR}}{2} (\theta_D + x'_E) + x_{ms} - x_E$$

が得られる。(4.4.14)式の条件の下で、この方程式を解いて ℓ_{mp} を決めれば、あとは

$$\theta_s = \theta_D - \frac{x_{ms} - x_E - \ell_{PR} x'_E / 2}{\ell_{mp} + \ell_{PR} / 2} \quad (4.4.22)$$

$$\theta_p = \frac{x_{ms} - x_E - (\ell_{mp} + \ell_{PR}) x'_E}{\ell_{mp} + \ell_{PR} / 2} \quad (4.4.23)$$

から、各セプトム電磁石の偏向角が決まり、軌道が固定される。ここでは、主セプトムの厚さ (t_m) を 5 cm、クリアランス(C)を 1 mm とし、 $x_{ms} = 30.9$ mm, $\ell_{PR} = 0.2$ m, $\ell_{mR} = 1.0$ m, $x_D = 589$ mm, $\theta_D = 10^\circ$, $x_E = 28$ mm, $x'_E = 4.79$ mrad として計算し、

$$\left. \begin{aligned} \theta_s &= 165.5 \text{ mrad} \\ \theta_p &= 13.85 \text{ mrad} \\ \ell_{mp} &= 0.269 \text{ m} \end{aligned} \right\} \quad (4.4.24)$$

を得た。

最後にオフ・軸の入射軌道を図 4.4.2 に示す。また、COD補正を行うためのオン・軸入射の時の軌道を図 4.4.3 に示す。

4.5 出射位置及び出射位置での軌道の傾き

出射は入射と異なり、出射後にはリングの中(少なくとも、出射したビームパルスがあった場所)にはビームがなくなるので、基本的にはバンパ軌道を作る必要はない。しかし、8 GeV では、わずかに軌道を曲げるだけでも比較的強い磁力が必要になり、キッカーだけでは、キッカーの負担が大きくなりすぎる。そこで、その負担を軽減するために、入射時と同様にバンパ軌道を作る。

前段出射セプトム電磁石入口の位置(出射位置)も、できるだけセプトム電磁石の負担が軽くなる位置(QFに近くて、出射軌道の傾きが小さい位置)が良いが、振幅の大きい入射時のビームが、出射セプトムに当たることだけは避けなければならない。これらのことを考え合わせ

て、結局、ビーム進行方向での出射位置と、動径方向の前段出射セプタム電磁石のセプタム位置は、入射時と同じにした。出射点での Twiss パラメータは、

$$\left. \begin{aligned} \beta_x &= 14.75 \text{ m} \\ \alpha_x &= 2.51 \\ \beta_y &= 3.81 \text{ m} \\ \alpha_y &= -0.733 \end{aligned} \right\} \quad (4.5.1)$$

で、中心軌道とセプタム内面の距離は 21 mm である。

4.6 出射軌道, 出射バンブ軌道

次に出射点での軌道の位置関係を決める。4.2 節と同様な記号を用いると、既にセプタムの位置 (x_{sp} ; 図 4.6.1 参照) が決まっているので、バンブ軌道, 出射軌道は次のように与えられる。

$$x_B = x_{sp} - 3\sigma_{ex} - C, \quad (4.6.1)$$

$$x_E = x_{sp} + t_s + C + 3\sigma_{ex} \quad (4.6.2)$$

従って、軌道の分離は

$$x = x_E - x_B = 6\sigma_{ex} + 2C + t_s \quad (4.6.3)$$

である。ここで

$$\begin{aligned} \sigma_{ex} &= \sqrt{\epsilon \beta_x} \\ \epsilon &= 1.20 \times 10^{-7} \text{ mrad} \end{aligned}$$

なので、(4.5.1) 式より、 $\sigma_{ex} = 1.33 \text{ mm}$ となり、 $C = t_s = 1 \text{ mm}$ とすると

$$\left. \begin{aligned} x_B &= 16 \text{ mm} \\ x_E &= 27 \text{ mm} \\ x &= 11 \text{ mm} \end{aligned} \right\} \quad (4.6.4)$$

となる。また、(4.1.2) 式より、

$$\left. \begin{aligned} x'_E &= -4.59 \text{ mrad} \\ x' &= -1.87 \text{ mrad} \end{aligned} \right\} \quad (4.6.5)$$

である。

4.7 出射バンブ電磁石位置及び蹴り角

バンブ電磁石については 4.3 節の議論がそのまま成り立つ。4.3 節と同じ記号を用いる (図 4.3.1 参照) と、(4.3.1~5) 式より、

$$l_3 + l_4 = 2l = 4.392 \text{ m}$$

より、

$$\ell_3 = 3.692 \text{ m}$$

$$\ell_4 = 0.700 \text{ m}$$

$$\begin{aligned} x'_{B1} = x'_{B2} &= \frac{1}{2} \frac{x_B}{n_{12} + \ell n_{11}} = \frac{1}{2} \frac{16}{5.276 + 2.196 \times 2.194} \\ &= 0.793 \text{ mrad} \end{aligned} \quad (4.7.1)$$

を得る。

4.8 出射キッカー位置及び蹴り角

出射直線部には入射用機器に加えてキッカーが入る。バンプ電磁石やキッカーなど微小角の偏向を行う電磁石に対してはThin Lens近似が良く成り立つ。Thin Lens近似では、これらすべての電磁石の蹴りの効果は、各電磁石の蹴りの和で与えられる。すなわち、QD端からキッカーまでの間隔を ℓ_K 、キッカーの蹴り角を θ_K とし、他の量は、4.3節の記号をすべて使うと、このことは、

$$\begin{pmatrix} x_E \\ x'_E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_K & \theta_K \\ \theta_K & \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_B \\ x'_B \end{pmatrix} \quad (4.8.1)$$

と表わされる。これを解けば、

$$\theta_K = n_{11} x'_E - n_{21} x_E \quad (4.8.2)$$

$$\ell_K = \frac{n_{22} x_E - n_{12} x'_E}{n_{11} x'_E - n_{21} x_E} \quad (4.8.3)$$

$$(x = x_E - x_B, \quad x' = x'_E - x'_B)$$

を得る。(4.3.4), (4.6.4~5)式を用いると、

$$\theta_K = 1.109 \text{ mrad}$$

$$\ell_K = 2.196 \text{ m}$$

となる。

4.9 出射セプタム電磁石位置及び偏向角

出射セプタム電磁石については3.4節の議論がそのまま成り立つ。最終出射角度(θ_D)を 6° 、QD端でのリング中心軌道と出射軌道との分離(x_D)を260 mm、前段出射セプタム電磁石位置でのビーム条件(x_E, x'_E)を(4.6.4~5)式、前段出射セプタム電磁石の長さ(ℓ_{PR})を0.6 m、主出射セプタム電磁石の長さ(ℓ_{MR})を2.5 m、QF~QD間距離(ℓ_{FD})を4.312 m、(QF~前段セプタム電磁石間距離(ℓ_F)を0.2 mとすると、(4.4.21~23)式より2つのセプタムの間隔、及び偏向角は、

$$\ell_{mp} = 0.323 \text{ m}$$

$$\theta_F = 15.62 \text{ mrad}$$

$$\theta_S = 99.00 \text{ mrad}$$

を得る。入射、出射用各セプタム電磁石の出入口の軌道を表4.9.1~2にまとめて記す。出射

セプタムの位置では、セプタムの厚さを8 mm取れることがわかる。
また、図 4.9 1 に出射軌道を示す。

表 4.9.1 入射軌道の座標とパラメータ

	Q D 端		主セプトラム入口		主セプトラム出口		後段セプトラム出口 (入射点)		Q F 中心	
	入射軌道	バンブ軌道	入射軌道	バンブ軌道	入射軌道	バンブ軌道	入射軌道	バンブ軌道	入射軌道	バンブ軌道
x (mm)	588.8	4.2	122.9	10.5	30.9	12.9	28.0	14.0	29.7	14.9
x' (mr)	-174.5	2.4	-174.5	2.4	-9.1	2.4	4.8	2.4	0.0	0.0
β_x (m)	1.82	2.48	8.13	8.44	12.49	12.50	14.75	14.75	16.57	16.57
α_x	-0.35	-0.47	-2.01	-1.78	-2.29	-2.28	-2.51	-2.51	0.0	0.0
η (m)	0.58	0.0	0.11	0.0	0.01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
β_y (m)	16.86	16.67	6.83	6.84	4.57	4.59	3.80	3.80	3.33	3.33
α_y	2.41	2.39	1.33	1.33	0.92	0.92	0.73	0.73	0.0	0.0
σ_x (mm)	3.00	4.08	1.58	7.52	1.84	9.15	2.00	9.94	2.12	10.54
σ_y (mm)	2.13	0.64	1.36	0.41	1.11	0.34	1.01	0.31	0.95	0.29

表 4.9.2 出射軌道の座標とパラメータ

	Q D 端		主セプトラム入口		主セプトラム出口		前段セプトラム入口 (出射点)		Q F 中心	
	出射軌道	バンブ軌道	出射軌道	バンブ軌道	出射軌道	バンブ軌道	出射軌道	バンブ軌道	出射軌道	バンブ軌道
x (mm)	260.0	4.8	183.9	6.6	32.5	13.5	27.0	16.0	28.6	17.0
x' (mr)	110.0	-2.7	110.0	-2.7	11.0	-2.7	-4.6	-2.7	0.0	0.0
β_x (m)	2.40	2.47	3.29	3.36	10.53	10.54	14.75	14.75	16.58	16.58
α_x	0.47	0.47	0.82	0.82	2.06	2.05	2.51	2.51	0.0	0.0
η (m)	0.25	0.0	0.18	0.0	0.01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
β_y (m)	16.71	16.66	13.58	13.56	5.51	5.51	3.81	3.81	3.34	3.34
α_y	-2.40	-2.39	-2.12	-2.11	-1.11	-1.11	-0.73	-0.73	0.0	0.0
σ_x (mm)	0.60	0.54	0.66	0.63	1.12	1.12	1.33	1.33	1.41	1.41
σ_y (mm)	0.5	0.5	0.4	0.4	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2

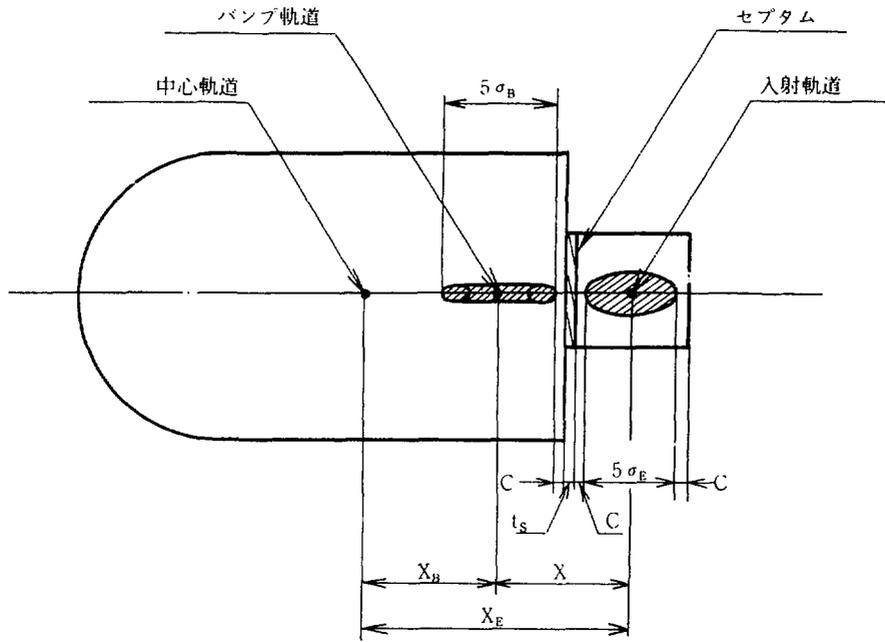


図 4. 2. 1 入射点での軌道の位置関係

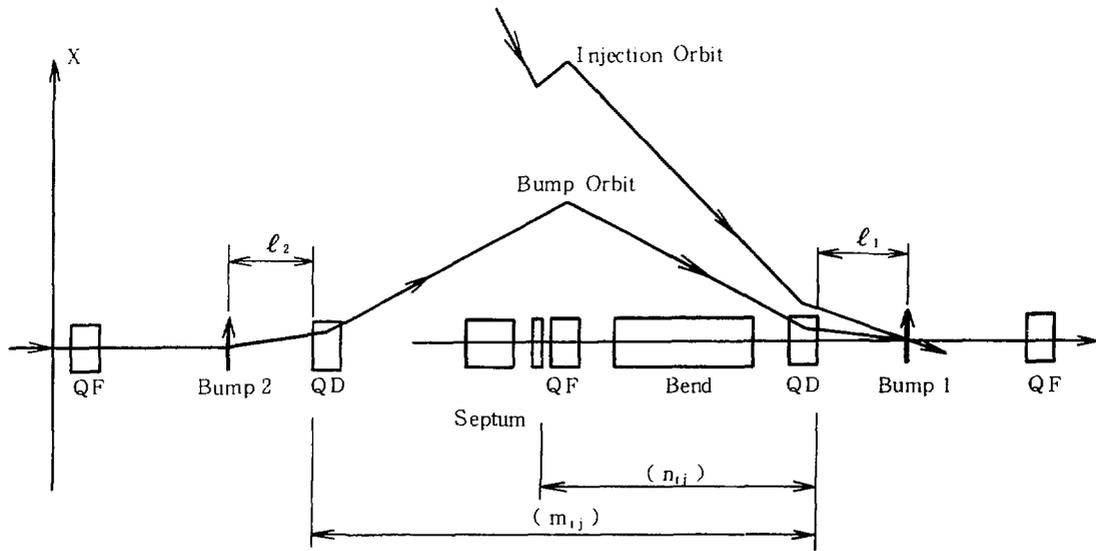


図 4. 3. 1 入射部の軌道
 (n_{ij}) , (m_{ij}) はその区間の輸送行列を表わす。

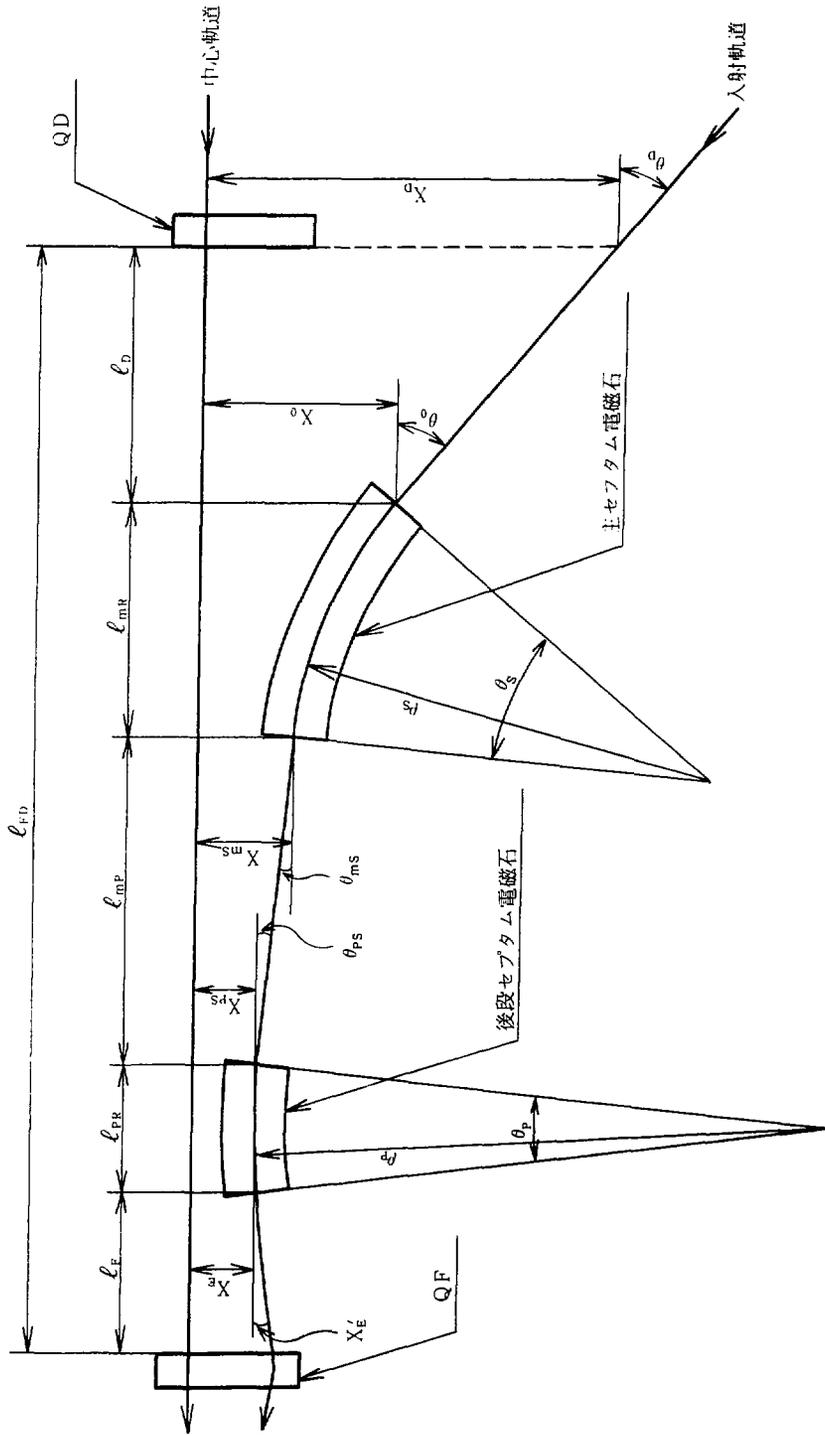


図 4.4.1 入射軌道の概容

Injection Orbit for 8GeV synchrotron

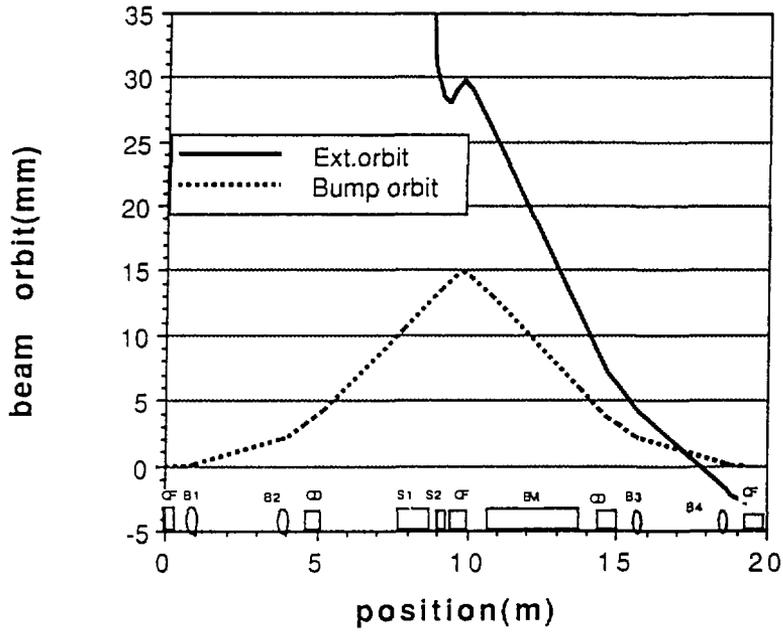


図 4. 4. 2 オフ・アクシス入射軌道

Injection Orbit for 8GeV synchrotron

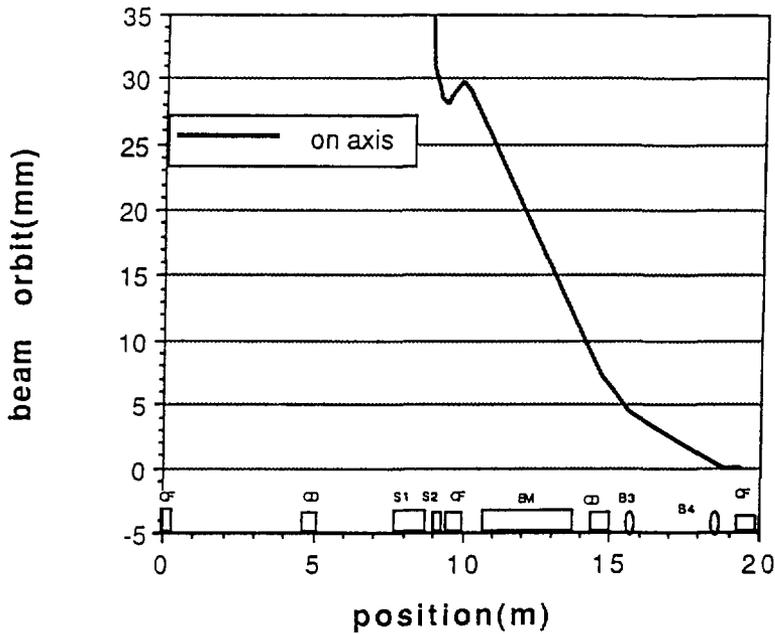


図 4. 4. 3 オン・アクシス入射軌道

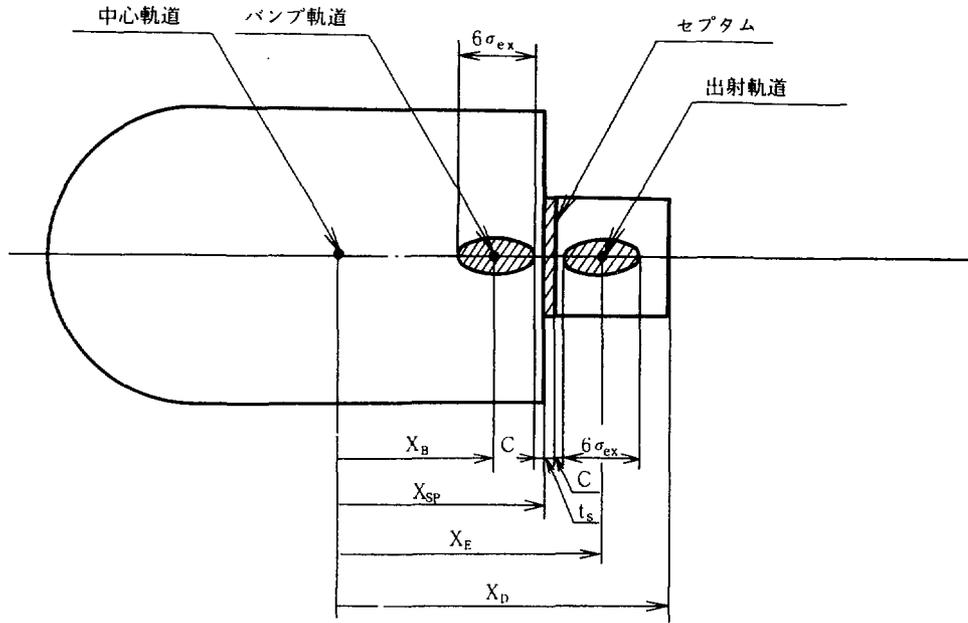


図 4. 6. 1 出射点での軌道の位置関係

Ext.orbit for 8 Gev synchrotron

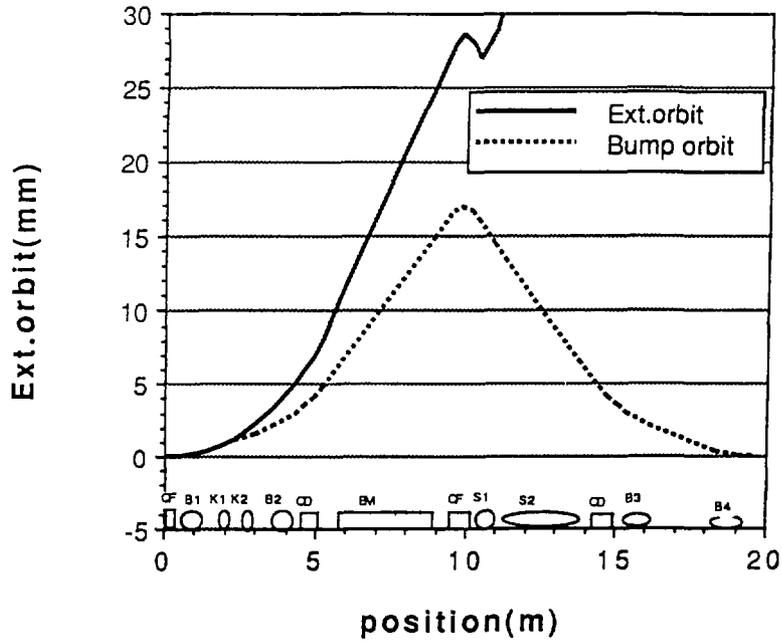


図 4. 9. 1 出射軌道

5. シンクロトロン入出射用機器基本仕様

本章では第4章の入出射部の軌道計算に基づいて、入出射機器の基本仕様をまとめる。

5.1 入出射部真空ダクト及びQF電磁石

入出射部では分散を消去してあるが、バンパ軌道を作ることによって、通常のビームダクトサイズでは、アパーチャが不足してしまう。そこで、バンパ軌道が最も大きくなる入出射点が一番近いQFを中心に、1セル分真空ダクトの外側のサイズを大きく取る。その大きさは、ビーム・サイズ、入出射軌道と中心軌道の分離共、入射部の方が大きいので、入射部で決める。

$$BSC_x = \sigma_{xQF} + X_{EQF} + COD_{QF} = 35.8 \text{ mm}$$

$$\sigma_{xQF} = \sqrt{\epsilon_{10} \beta_{xQF}} = 2.2 \text{ mm}$$

$$X_{EQF} = 29.7 \text{ mm}$$

$$COD_{QF} = 3.9 \text{ mm}$$

である。ここでは、さらに σ_{xQF} 程度余裕を見て、入出射部ダクト・サイズを、外側だけ40mmとした。図5.1.1にその概形を示す。

また、これに伴って、QFのボア半径を、42mmに広げた。入出射部QF電磁石の仕様を表5.1.1に示す。

5.2 入射バンパ電磁石

一般に電磁石の蹴り角(偏向角) θ と長さ ℓ が与えられれば、強さは

$$B = \frac{B\rho \cdot \theta}{\ell} \quad (5.2.1)$$

から求められる。入射バンパ電磁石に対しては、

$$B\rho = 5.00346 \text{ Tm}(1.5 \text{ GeV})$$

$$\theta = 0.694 \text{ mrad}$$

$$\ell = 0.2 \text{ Gauss}$$

とすれば、

$$B_B = 174 \text{ Gauss}$$

必要である。

磁場精度は、CODの計算式(2.3.15)から決められる。バンパ電磁石の磁場精度を $\Delta B_B/B_B$ 、そこでの β 関数を β_B 、後段セプタム電磁石出口の β 関数を β_s 、チューンを ν_x とすると、バンパ電磁石の誤差による、セプタムの位置でのバンパ軌道のずれは、この式から

$$\langle \delta x \rangle = \sqrt{\beta_s} \frac{\sqrt{\beta_B}}{2|\sin \pi \nu_x|} \cdot \left(\frac{\Delta B_B}{B_B} \right) \theta_B \quad (5.2.2)$$

となる。今、 $\beta_B = 3.43 \text{ m}$, $\beta_s = 14.75 \text{ m}$, $\nu_x = 13.735$, $\theta_B = 0.694 \times 10^{-3} \text{ rad}$ とし、 $\langle \delta x \rangle = 0.1 \text{ mm}$ (クリアランス)/10) とすると、

$$\left| \frac{\Delta B_B}{B_B} \right| = \frac{2 \times |\sin(\pi \times 13.735)| \times 0.1}{\sqrt{3.43} \times \sqrt{14.75} \times 0.694} = 0.030$$

である。仕様ではさらに余裕を見て

$$\frac{\Delta B_B}{B_B} = \pm 2\%$$

とした。この精度を、 $2\sigma_{in} + X_B$, すなわち x 方向; $\pm 20 \text{ mm}$, y 方向; $\pm 8 \text{ mm}$ で実現する。

また、バンパ電磁石の立ち上げ、立ち下げ時間は、既に入射されているビームに影響を与えないようにするために、きわめて速いものになる。471.55mのシンクロトロンをビームが1周する時間は、 $1573 \mu\text{s}$ で、ここに8バンチ入っているので、バンチ間の間隔は 196.6 ns である。従って、既に入射されていて、放射減衰が充分でない隣のバンチに影響を与えず入射するためには、 393 ns 以内にバンパ電磁石の立ち上げ、入射、立ち下げの過程を終了しなければならない。本仕様では、安全のため、

立ち上げ時間	70 ns
入射(フラットトップ)	40 ns
立ち下げ時間	70 ns

とした。ただし、立ち下げ時間は、パルスのアンダーシュートに始まる振動が、 $\pm 3\%$ に収まるまでの時間である。また、ライナックのパルスが $1 \mu\text{s}$ 程度になる場合にも対応するため、フラット・トップは 1600 ns にも切り換え可能であることとした。図 5.2.1 に入射バンパ電磁石の励磁パターンを示す。また、仕様値を表 5.2.1 に示す。

5.3 入射セプタム電磁石

(5.2.1), (4.4.24)式から、後段、主各セプタム電磁石の長さをそれぞれ 0.2 m , 1.0 m とすると、強さはそれぞれ

$$B_P = \frac{5.003 \times 13.85 \times 10^{-3}}{0.2} = 0.346 \text{ T}$$

$$B_S = \frac{5.003 \times 165.5 \times 10^{-3}}{1.0} = 0.828 \text{ T}$$

である。

精度は、後段セプタム電磁石の出口での軌道位置の誤差 Δx_E が 0.2 mm 以下になるように設定する。主セプタムについては

$$\begin{aligned} \Delta x_E &= \Delta \theta_s \cdot (\ell_{mp} + \ell_{PR}) \\ &= \frac{\Delta B_s}{B_s} \cdot \theta_s (\ell_{mp} + \ell_{PR}), \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

θ_s : 主セプタム偏向角

ℓ_{mp} : 主-後段セプタム間距離

l_{PR} : 後段セプタム電磁石長さ

であるから

$$\frac{\Delta B_s}{B_s} = \frac{0.2 \times 10^{-3}}{165.5 \times 10^{-3}(0.269 + 0.2)} = 2.5 \times 10^{-3}$$

となる。そこで入射ビーム・サイズ $2.5 \sigma_{max}$ (x ; 4.6 mm, y ; 3.4 mm) の範囲で $\Delta B_s/B_s = 2.5 \times 10^{-3}$ とする。後段セプタムについても、同様に

$$\Delta x_E = \frac{\Delta B_P}{B_P} \theta_P l_{PR} \quad (5.3.2)$$

より

$$\frac{\Delta B_P}{B_P} = \frac{0.1 \times 10^{-3}}{13.85 \times 10^{-3} \times 0.2} = 3.6 \times 10^{-2}$$

となる。後段セプタムについては、 x ; ± 5 mm, y ; ± 3.2 mm の範囲で $\Delta B_P/B_P = 1\%$ とする。

主入射セプタムは電力節約のため、励磁パターンを、 $200 \mu s$ の正弦半波とする。

後段入射セプタムは、充分なうず電流で、もれ励磁を遮蔽するため、 $20 \mu s$ (波長 $40 \mu s$) の正弦半波で励磁する。このとき、表皮厚は、

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \mu \sigma f}} \quad (5.3.3)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\pi \times 4\pi \times 10^{-7} \times 5 \times 10^7 \times 2.5 \times 10^4}}$$

$$= 0.45 \text{ mm}$$

で、セプタムの厚さの半分程度である。

表 5.3.1 に入射セプタムの仕様を示す。図 5.3.1 ~ 2 に励磁パターンを示す。

5.4 出射バンブ電磁石

入射バンブ電磁石と同様である。

$$l_B = 0.8 \text{ m}$$

$$\theta_B = 0.793 \text{ mrad}$$

より

$$B_B = 265 \text{ Gauss}$$

である。

精度は入射時と同じで良い。

励磁パターンは、ビーム・サイズが充分小さくなっているので、正弦半波で良く、その速さは立ち上げ開始から終了まで $200 \mu s$ 程度とする。

表 5.4.1 に出射バンブ電磁石の仕様を示す。図 5.3.1 にはその励磁パターンが示してある。

5.5 出射キッカー電磁石

出射キッカー電磁石は、シングルバンチ運転時に隣りのパルスに影響を与えないように、入射バンパ電磁石と同じ70 nsの速い立ち上げ、立ち下げを行う。こうすると、80 cmの長さでは電源に負担がかかるので、40 cmのキッカーを2台、1台の時の中心から等距離に設置する。

$$\ell_k = 0.4 \text{ m}$$

$$\theta_k = 1.11 \text{ mrad}$$

で、強さは

$$B_k = 374 \text{ Gauss}$$

である。

精度も入射バンパ電磁石と同一とする。

表 5.5.1 に出射バンパ電磁石の仕様を示す。励磁パターンは、入射バンパ電磁石と同一である。

5.6 出射セプタム電磁石

前段出射セプタム電磁石も当初の予定では後段入射セプタム電磁石と同じ励磁方式をとる予定であったが、磁場が強くなりすぎるため、主出射セプタム電磁石と同じ正弦半波 200 μs 程度の遅い励磁を行うこととした。

$$\ell_p = 0.6 \text{ m}$$

$$\theta_p = 15.62 \text{ mrad}$$

$$\ell_s = 2.5 \text{ m}$$

$$\theta_s = 99.0 \text{ mrad}$$

より、

$$B_p = 0.695 \text{ T} \quad \text{: 前段セプタム}$$

$$B_s = 1.057 \text{ T} \quad \text{: 主セプタム}$$

となる。

精度は、入射セプタム電磁石と同じである。

表 5.6.1 に出射セプタム電磁石の仕様を示す。また、図 5.3.1 に励磁パターンが示されている。

最後に入射機器の配置を図 5.6.1 に、出射機器の配置を図 5.6.2 に示す。

表 5.1.1 入出射部四極電磁石の基本仕様

個 数	QF : 2
$\frac{\partial B_y}{\partial X}$	
最大値	14.43 T/m
最小値	2.706 T/m
有効長	0.6 m
ボア半径	42 mm
磁極端形状	双曲線
$\frac{\partial B_y}{\partial X}$ 精度	
範囲	半径 35 mm 以内
入射時	1×10^{-3}
出射時	1×10^{-3}

表 5.2.1 入射用バンブ電磁石の基本仕様

台 数	4
ビームエネルギー	1.5 GeV
曲げ角	1.5 mrad
有効長	0.2 m
最大磁場	173.2 G
パルス幅 (フラットトップ)	40 ns 及び 1600 ns
繰返し率	60 Hz

表 5.3.1 入射用セプタム電磁石の基本仕様

主入射用セプタム電磁石 台 数 曲 げ 角 有 効 長 最 大 磁 場 パ ル ス 幅 (T/2) 繰 り 返 し 率 セ プ タ ム 厚 (出 口) セ プ タ ム - 中 心 軌 道 (出 口)	1 165.47 mrad 1.0 m 8.238 KG ~200 μ sec 60 Hz 5 mm 20 mm
後段入射用セプタム電磁石 台 数 曲 げ 角 有 効 長 最 大 磁 場 パ ル ス 幅 (T/2) 繰 り 返 し 率 セ プ タ ム 厚 (出 口) セ プ タ ム - 中 心 軌 道 (出 口)	1 13.85 mrad 0.2 m 3.466 KG ~20 μ sec 60 Hz 1 mm 21 mm

表 5.4.1 出射用スローバンプ電磁石の基本仕様

台 数	4
ビームエネルギー	8 GeV
曲 げ 角	0.793 mrad
有 効 長	0.8 m
最 大 磁 場	264.4 G
パ ル ス 幅 (T/2)	~200 μ sec
繰 返 し 率	60 Hz

表 5.5.1 出射用キッカー電磁石の基本仕様

台 数	2
ビームエネルギー	8 GeV
曲 げ 角	1.09 mrad (2台で)
有 効 長	0.4 m \times 2台
最 大 磁 場	363.6 G
パ ル ス 幅 (フラットトップ)	40 ns 及び 1600 ns
繰 返 し 率	60 Hz

表 5.6.1 出射用セプトム電磁石の基本仕様

前段出射用セプトム電磁石 台 数 ビームエネルギー 曲 げ 角 有 効 長 最 大 磁 場 パ ル ス 幅 (T / 2) 繰 返 し 率 セ プ タ ム 厚 セプトム-中心軌道 (入口)	1 8 GeV 15.618 mrad 0.6 m 6.95 KG ~200 μ sec 60 Hz 1 mm 21 mm
主出射用セプトム電磁石 台 数 ビームエネルギー 曲 げ 角 有 効 長 最 大 磁 場 パ ル ス 幅 (T / 2) 繰 返 し 率 セ プ タ ム 厚 セプトム-中心軌道 (入口)	1 8 GeV 99 mrad 2.5 m 10.57 KG ~200 μ sec 60 Hz 8 mm 19 mm

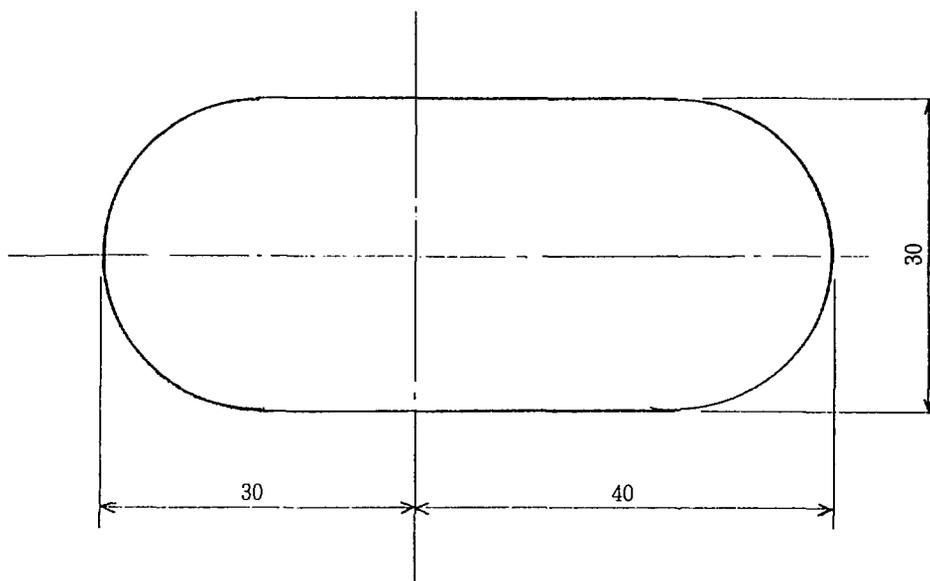


図 5. 1. 1 入出射部真空ダクト

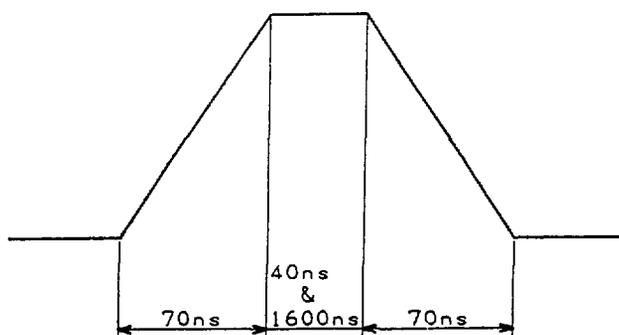


図 5. 2. 1 { 入射パンプ電磁石 } 励磁波形
 { 出射キッカー電磁石 }

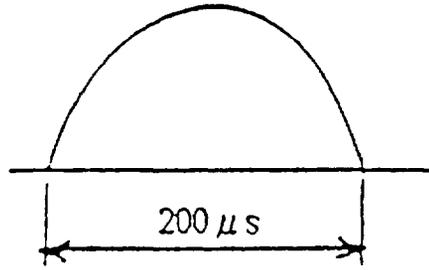


図 5.3.1

{	主入射セプトム電磁石	}	励磁波形
	主出射セプトム電磁石		
	前段出射セプトム電磁石		
	出射スローバンプ電磁石		

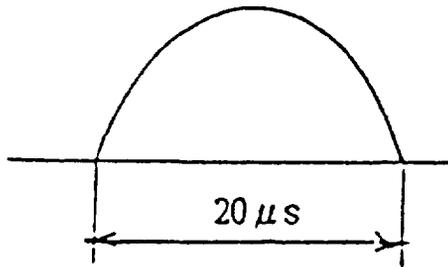
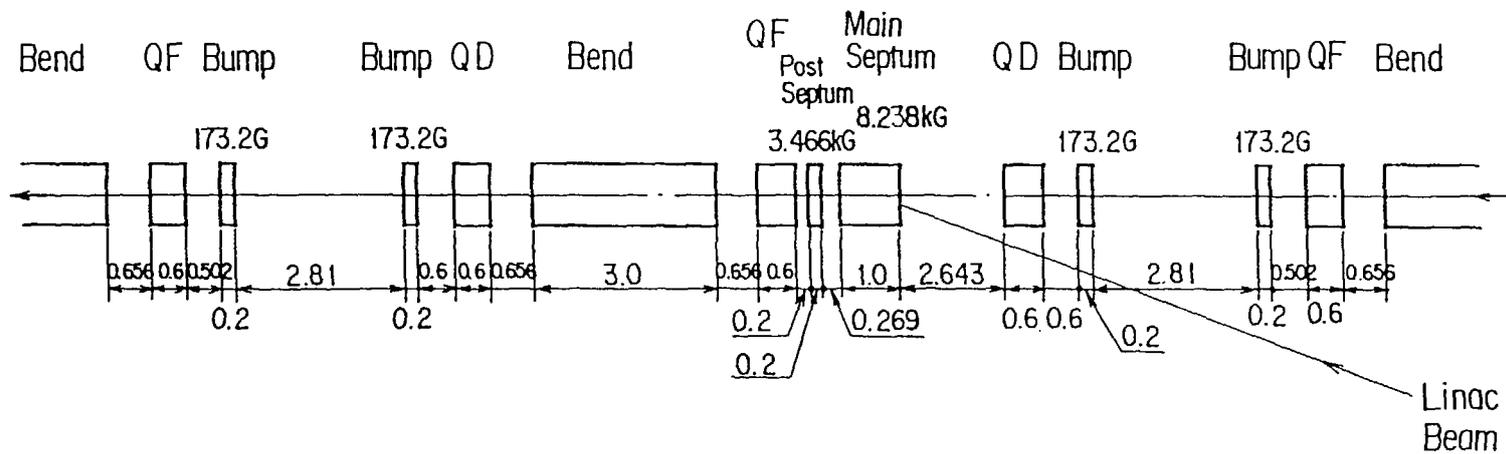


図 5.3.2 後段入射セプトム電磁石励磁波形

Injection System of the Synchrotron

- 61 -



JAERI-M 89-109

图 5.6.1 入射部機器配置

Extraction System of the Synchrotron

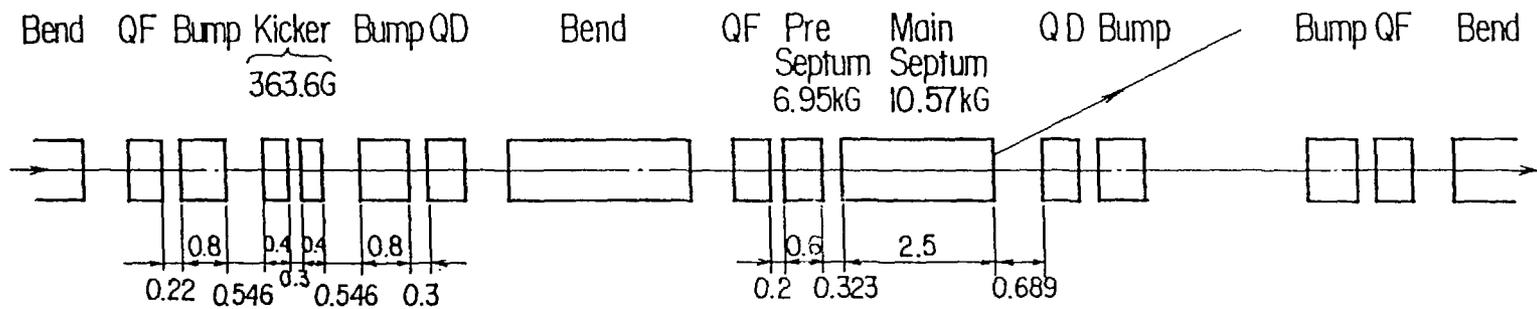


图 5.6.2 出射部機器配置

6. 今後の検討, 改善点

以上のように, 単一電子の運動論に基づくシンクロトロンの基本設計を行った。今後, 建設時に発生する, ランダムな誤差を含んだビーム・トラッキングやCODの計算, 加速時にダクトに発生するうず電流の効果, 同じく加速時に許される偏向電磁石と4極電磁石の強さのずれ(トラッキング・エラー)の範囲, さらに入射時のビームの安定性等, 詳細に検討を進めなければならない。特に, CODの計算や, トラッキング・エラーの見積りを行わなければ, 電磁石や電源の精度は, 厳密には決められない。

また, 出射セプタム電磁石は強くなりすぎているので, 実際の製作は難しい。出射軌道の再検討が必要である。

このようなことや 各機器の予備的検討で明らかになってきた問題点を考慮しながら, 検討を進めて行きたい。

参 考 文 献

1. MATTHEW SANDS : "THE PHYSICS OF ELECTRON STORAGE RINGS"
SLAC-121, UC-28 (1970)
2. 神谷幸秀 : 「OHO '84」II 加速器の原理 (1984)
3. A. Renieri : "PROBLEMS IN SINGLE-PARTICLE DYNAMICS SPECIFIC
TO ELECTRONS", CERN 77-13 (1977) 82
4. R.H.Helm et al. : "EVALUATION OF SYNCHROTRON RADIATION INTE-
GRALS", IEEE NS-20 (1973) 900