

# SuperKEKB へのビーム輸送路と ダンピングリング

## 1 はじめに

SuperKEKB 加速器（以下、SuperKEKB）は、大きく分けて 2 種類の加速器で構成されている。一つは円形加速器（以下、リングと呼ぶ）で、これは、周長約 3 km の主リングである HER（電子リング、エネルギーは 7 GeV）、LER（陽電子リング、エネルギーは 4 GeV）、および周長約 135 m の陽電子ダンピングリング (Damping Ring(DR)) のように円形に近い形に設置された真空パイプ内に電子や陽電子ビームを周回させる物。もう一つは線形加速器（以下、LINAC と呼ぶ）（長さ約 600 m）で様々なリングの上流に位置し、各リングの要求するパラメーター（ビームのエネルギー、1 回に入射する電荷量、エミッタンス等々）のビームを作り、ビーム輸送路（Beam Transport line (BT)）を通して入射する。エミッタンスに関しては後で詳しく述べるが、一般に 1 塊（バンチ (bunch)）内の粒子の集団（ビーム）の運動の秩序・揃い方を言う。エミッタンスが小さいと、ビームサイズが小さく、また各粒子の運動量広がり小さいビームになる [1]。どちらの加速器も構成機器はほぼ同じで、ビームが通る真空パイプ、加速装置である加速空洞、ビームを制御する電磁石、ビームをモニターする位置モニターやプロファイルモニター、安全装置、それらに指令を与える制御系である。

SuperKEKB は、設計検討中の 2008 年頃は蓄積ビームを大電流にする事で、高いルミノシティを目指していた。しかし検討を進めていくうちに、その設計は大電流で問題になる Coherent Synchrotron Radiation(CSR) 等の影響が無視できないことがわかってきたために、比較的小電流で高いルミノシティが達成できるナノビーム・スキームという衝突方式に方向転換した。これは末次 祐介氏、森田 昭夫氏の講義 [2], [3] にある通り、衝突点での砂時計効果 (hour glass effect) を逆転の発想で克服したイタリアの加速器研究者 P. Raimondi 氏のアイデア [4] で、リング内のビームをできるだけ低エミッタンスにし衝突点でのベータ関数を小さくして、さらに電子と陽電子のビームを水平方向に角度をつけて衝突させ

るという画期的な方法である。この方法だと、入射はリングのビームのバンチに入射ビームを継ぎ足す時に、以下の 2 つの点が入射ビームに要求される。

- (1) 電荷量が多いこと
- (2) 低エミッタンスであること

SuperKEKB リング内の蓄積ビームが低エミッタンスということから、バンチ内の粒子間距離が近くなってクーロン散乱が起こりやすくなり、バンチの寿命が短くなる（タウシェック (Touschek) 効果）。そのために入射ビームは高電荷であることが要求される。また、リング内のビームが低エミッタンスであることから、入射ビームも低エミッタンスであることが要求される。KEKB との比較を図 1 に示す。この

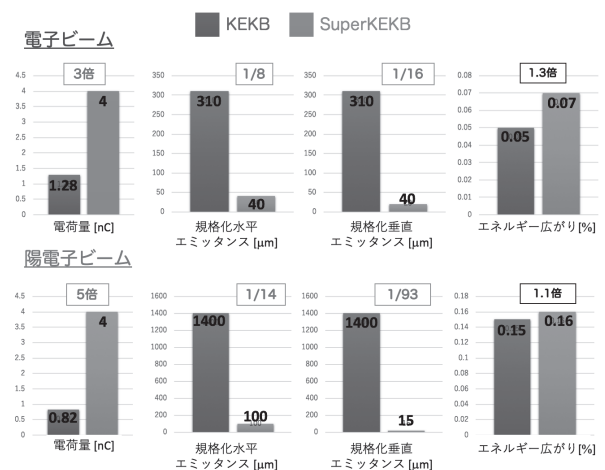


図 1: SuperKEKB リングへの入射ビームの要求値

ように電荷量は 3～5 倍も大きいにも関わらず、エミッタンスが一桁以上小さいビームを、それを保持しつつ LINAC、BT 合わせて約 1km にもわたって輸送することは、後で述べるように実際は大変困難なことである。これらのビーム性能は、衝突性能の向上に応じて徐々に最終要求値に近づけていく。現在の達成値に関しては、後で述べる。

電子ビームに関しては、周 翔宇氏の講義 [5] にあるように RF 電子銃という特別な電子銃を用いて大電流・低エミッタンス電子ビームを作ることができる。しかし陽電子は榎本 嘉範氏の講義 [6] の通り、ある程度高いエネルギーかつ高電荷の電子ビームを

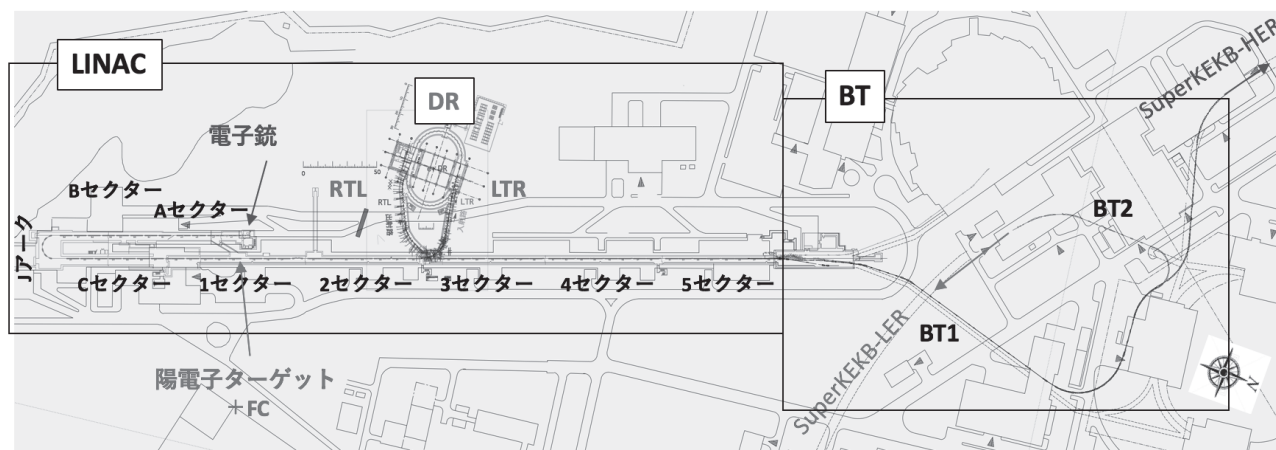


図 2: SuperKEKB リングへ電子・陽電子を供給するための輸送路。電子ビーム、および陽電子ビームが電子銃で発生してから SuperKEKB リングに入射するまでの経路を示す。LINAC は A セクターから 5 セクターまでで構成し、B セクターと C セクターの間に 180° 折り返す J アークがある。

陽電子ターゲットに当てて、電磁シャワーで発生した低エネルギーの陽電子を、なるべくたくさんかき集めて大電流ビームが作られることから必然的に、エミッタンスは巨大になる。これを低エミッタンスビームに転換する装置が、ダンピングリング (DR) である。

本講義では、主に陽電子の入射ビームについて述べる。大電流ビームを効率よく DR に輸送、入射し、DR でエミッタンスが小さくなった陽電子ビームを出射、輸送して SuperKEKB 主リングに入射するまでの設計と実際について解説する。また、DR の設計、および SuperKEKB への入射についても述べる。

## 2 LINAC とビーム輸送路

LINAC、DR、BT のレイアウトを図 2 に示す。電子や陽電子を発生して、リングの目標エネルギーまでの加速は、LINAC で行う。夏井 拓也氏の講義 [7] で述べられた通り、LINAC では一本のビームパイプの中を、50 Hz ごとに電荷、エネルギー、エミッタンスの異なる 4 種類のビームが加速される。4 種類のうち 3 種類は電子ビームで、A セクター先頭の電子銃から発生したビームは加速された後 LINAC 終端で振り分けられ、各輸送路を通して直接各々のリング (HER、PF、PF-AR) に輸送される。しかし陽電子だけは他と違って、A セクターから出た電子はまず 1 セクターの陽電子生成用ターゲットに当た

り、そこで電磁シャワーにより生成された陽電子が 1 ~ 2 セクター約 120 m で 1.1 GeV まで加速され、2 セクター終端で曲げられて DR の入射路 (Linac To Ring (LTR)) を通って DR に入射する。

DR を周回するうちに低エミッタンスとなった陽電子ビームは、DR から取り出され出射路 (Ring To Linac (RTL)) を通って再び LINAC の 3 セクターに戻される。5 セクター終端まで加速されて陽電子用輸送路を通して SuperKEKB の陽電子リング (Low Energy Ring (LER)) に入射される。このように陽電子は KEKB 時代にはなかった DR を経由することで輸送がより複雑になった。しかも入射ビームへの要求度が高くなったことで単に輸送するだけの輸送路とは異なり、設計にはビームロスとエミッタンス保存について細心の注意が必要になった。これは先ほど出てきた大電荷量、低エミッタンスという主リングからの要求を満たすためのものである。ビームロスに関しては、特にフラックスコンセントレーター (Flux Concentrator (FC)) でできる限り多くの陽電子をかき集めた巨大エミッタンスのビームを、ロスすることなしにどうやって DR まで導くか、エミッタンス保存に関しては、せっかく DR でエミッタンスが小さくなった陽電子の質を落とすことなく大電荷のままどうやって LER 入射まで輸送するか、に工夫が必要である。

### 3 粒子の位相空間運動

位相空間運動については、杉本 寛氏 [8] の「単粒子力学の基礎」ノートを参考にさせていただきたいが、ここでは後によく出てくるパラメーターや式について少し触れておく。

空間座標として、水平方向を  $x$ 、垂直方向を  $y$ 、ビーム進行方向を  $z \equiv -v(t - t_0)$  とする。 $t$  は粒子がその地点を通過する時刻、 $t_0$  は基準粒子がその地点を通過する時刻、 $v$  は粒子の全速度、基準粒子の運動量を  $p_0$  とする。 $x$ 、 $y$  の運動量を各々  $P_x$ 、 $P_y$  とすると、

$$p_x = P_x/p_0 \quad (1)$$

$$p_y = P_y/p_0 \quad (2)$$

$$\delta = (p - p_0)/p_0 \quad (3)$$

と表す。なお、本稿では高エネルギー電子を念頭においており、 $\gamma \gg 1$ 、 $E \approx cp$  とする。

加速器のある地点での粒子の状態を表すのに、大きく分けて、以下の2つについて記述することが多い。

(A) ある地点  $s_0$  から次の地点  $s_1$  まで1つの粒子が進んだときの、その粒子の位置と運動量

(B) ある地点  $s_0$  から次の地点  $s_1$  までビームが進んだときの、その粒子の集団の分布

(加速器の地点を  $s$  で表す。)

(A) 地点  $s_1$  での位置と運動量  $\mathbf{w}_1$  は、 $s_0$  の位置と運動量  $\mathbf{w}_0$  を使って以下のように表される。

$$\mathbf{w}_1 = \mathbf{R} \mathbf{w}_0 \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} x \\ p_x \\ y \\ p_y \\ z \\ \delta \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \cdots & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & \cdots & R_{25} & R_{26} \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ R_{51} & R_{52} & \cdots & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & \cdots & R_{65} & R_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ p_x \\ y \\ p_y \\ z \\ \delta \end{pmatrix}_0 \quad (5)$$

$\mathbf{R}$  を  $s_0$  から  $s_1$  への転送行列 (transfer matrix) と

いう。

ある地点でのビームの様子を記述するのに便利なパラメーター (Twiss parameter) を導入する。地点  $s_0$ 、 $s_1$  での Twiss parameter を  $\alpha_i$ 、 $\beta_i$ 、 $\gamma_i \equiv (1 + \alpha_i^2)/\beta_i$  ( $i=1, 2$ )、 $\phi$  を  $s_0$  から  $s_1$  までの位相の進みとする。式 (5) は6次元の表現だが、簡単のために水平、垂直、ビーム進行方向は各々独立とし、2次元に分解した各2行2列の転送行列  $M$  は、Twiss parameter を用いて以下のように表される [9]。

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{M} \mathbf{u}_0, \quad (6)$$

$$\mathbf{u}_i = \begin{pmatrix} u \\ p_u \end{pmatrix}_i, i = 0, 1, u = x, y, z \text{ として、}$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$= \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \alpha_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/\sqrt{\beta_1} & 0 \\ 0 & \sqrt{\beta_1} \end{pmatrix} \right]^{-1} \quad (8)$$

$$\times \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$\times \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \alpha_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/\sqrt{\beta_0} & 0 \\ 0 & \sqrt{\beta_0} \end{pmatrix} \right] \quad (10)$$

$$= \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} (\cos \phi + \alpha_0 \sin \phi) \\ -\frac{(1 + \alpha_0 \alpha_1) \sin \phi + (\alpha_1 - \alpha_0) \cos \phi}{\sqrt{\beta_0 \beta_1}} \\ \sqrt{\beta_0 \beta_1} \sin \phi \\ \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} (\cos \phi - \alpha_1 \sin \phi) \end{pmatrix} \quad (11)$$

と表すことができる。この時、以下のように物理座標  $(u, p_u)$  から規格化座標  $(\tilde{u}, \tilde{p}_u)$  への変換を定義する。

$$(\tilde{u}, \tilde{p}_u) = \left( \frac{x}{\sqrt{\beta}}, p_u \sqrt{\beta} + u \frac{\alpha}{\sqrt{\beta}} \right) \quad (12)$$

(10) は、物理座標 (図 3-(a)) から規格化座標 (図 3-(b)) への変換、(9) は、規格化座標での位相の回転 (図 3-(b) の  $\phi$ )、(8) は、規格化座標から物理座標への変換を表し、結局地点  $s_0$  から  $s_1$  への変換は、式 (11) になる。

転送行列 (7) の要素の値を知っている場合は、Twiss

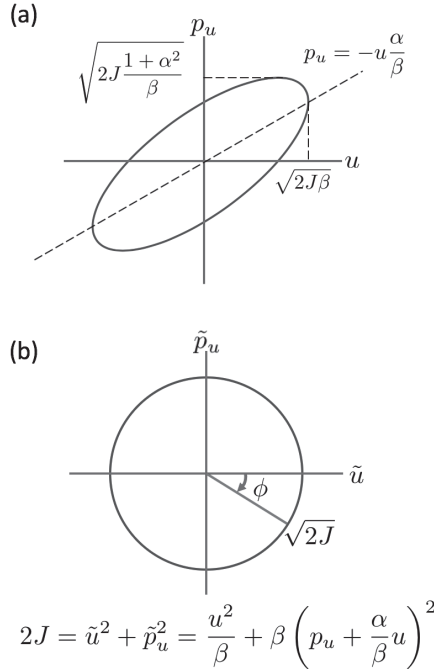


図 3: (a) 物理的な位相空間、(b) 規格化された位相空間。  
 $\langle J \rangle = \varepsilon_u$ 。

parameter は以下のように転送される。

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 \\ -m_{21}m_{11} & 1 + 2m_{12}m_{21} & -m_{12}m_{22} \\ m_{21}^2 & -2m_{22}m_{21} & m_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}_0 \quad (13)$$

また、 $s_0 - s_1$  間の位相の進み  $\phi$  は、以下のように表される。

$$\phi = \arg(-m_{12}\alpha_0 + m_{11}\beta_0 + im_{12}) \quad (14)$$

以上の、1 粒子が加速器上を進む場合の位相の変化を図 4 に示す。地点  $s_0, s_1, s_2$  での位相空間で、同じ振幅の粒子は同じ楕円の周上を位相を進めながら進行する。

(B) 粒子集団（ビーム）の広がり分布について考える。

式 (6) より、

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{M}\mathbf{u}_0 \quad (15)$$

$$\mathbf{u}_1^T = (\mathbf{M}\mathbf{u}_0)^T = \mathbf{u}_0^T \mathbf{M}^T \quad \text{より、} \quad (16)$$

$$\langle \mathbf{u}\mathbf{u}^T \rangle_1 = \mathbf{M} \langle \mathbf{u}\mathbf{u}^T \rangle_0 \mathbf{M}^T \quad (17)$$

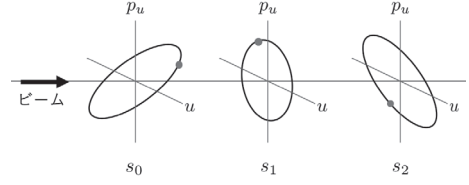


図 4: 位相空間の概念図。各地点  $s_0 \sim s_2$  での、ある振幅の粒子の位相空間での楕円。赤点は、1 つの粒子の位置。楕円の面積 ( $2\pi J$ ) はどの場所でも保存される。

これを計算し、 $u$  の位相空間の粒子の広がり、エミッタンス  $\varepsilon_u$  を用いて、

$$\langle u^2 \rangle = \beta \varepsilon_u \quad (18)$$

$$\langle up_u \rangle = -\alpha \varepsilon_u \quad (19)$$

$$\langle p_u^2 \rangle = \gamma \varepsilon_u \quad (20)$$

のように表すと、式 (13) になる。また、 $\det(\mathbf{u}\mathbf{u}^T)$  は、 $\gamma = (1 + \alpha^2)/\beta$  より、

$$\langle u^2 \rangle \langle p_u^2 \rangle - \langle up_u \rangle^2 = \varepsilon_u^2 = \langle J \rangle^2 \quad (21)$$

$\langle u^2 \rangle = \sigma_u^2$  :  $\sigma_u$  はビームサイズ、  
 $\langle p_u^2 \rangle = \sigma_{pu}^2$  :  $\sigma_{pu}$  は運動量の広がりなので、

$$\sigma_u = \sqrt{\beta \varepsilon_u} \quad (22)$$

$$\sigma_{pu} = \sqrt{\gamma \varepsilon_u} \quad (23)$$

となる。

以上の、集団の粒子（ビーム）が加速器上を進む場合の位相の変化を図 4 に示す。地点  $s_0, s_1, s_2$  での位相空間で、様々な振幅の粒子は様々な楕円の周上を位相を進めながら進行する。図 4 の楕円は 1 つの振幅を表したが、図 5 では様々な振幅の楕円が重なって描かれている。その分布の広がり大きさを示すのが、エミッタンス  $\varepsilon_u$  である。 $\beta, \alpha, \gamma$  は位置  $s$  の関数であるが、 $\varepsilon_u$  は不変量である。

### 3.1 Longitudinal Dynamics

ビーム進行方向の運動は、LINAC では通常  $z$  = 一定であるが、エネルギー圧縮システム (ECS)、バンチ圧縮システム (BCS) が装備されるビーム輸送路では、もはや  $z$  は一定とはならない。



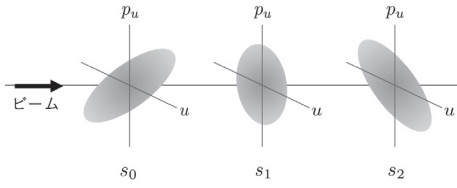


図 5: 位相空間の概念図。各地点  $s_0 \sim s_2$  での、集団の位相空間での楕円。楕円の面積 ( $\propto \varepsilon_u = \langle J \rangle$ ) はどの場所でも保存される。

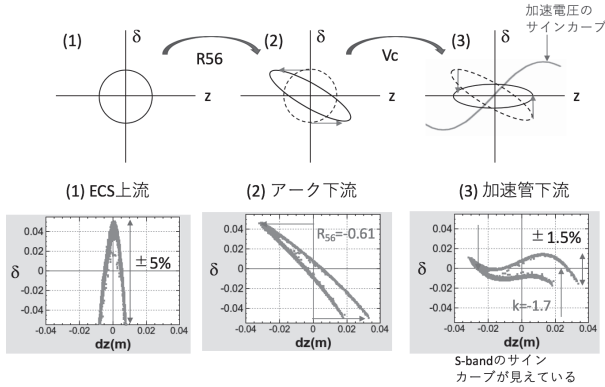


図 6: エネルギー圧縮システム (Energy Compression System(ECS)) の原理図。進行方向位相空間に占める粒子の広がり。上図: 概念図、下図: LTR でのシミュレーションによるプロット。(1) ECS 上流、(2) アーク下流、(3) 加速管下流。

### 3.1.1 エネルギー圧縮システム (ECS)

ECS の概念図を、図 6 上段に示す。 $z-\delta$  位相空間で、最初にアークまたはシケイン軌道の  $R_{56}$  成分を利用して  $z$  方向に伸ばし、下流の加速空洞の加速勾配のゼロクロスに乗せることでエネルギー幅を圧縮する。言わば、“回転”させてエネルギー方向のサイズを小さくするシステムである。圧縮といっても、単にエネルギー方向だけをギュッと圧縮するのではない。 $R_{56}$  は、式 (5) の行列の 5, 6 成分で、これにより  $z$ 、 $\delta$  は次のように変換される。

$$z_1 = z_0 + R_{56}\delta_0 \quad (24)$$

$$\delta_1 = \delta_0 \quad (25)$$

アークやシケインのように偏向電磁石で曲げられると通常はゼロでない  $R_{56}$  が発生する。ビーム内のすべての粒子は中心エネルギー  $E_0$  とは限らず、その辺りでエネルギー広がり  $\delta = \Delta E / E_0$  を持つ。例えば、アークではエネルギーの高い粒子は偏向電磁石で中

心エネルギーの粒子よりも曲げられず大回りするため、アーク出口に比較的遅く ( $z < 0$ ) 到達し、逆にエネルギーの低い粒子は早く到達する ( $z > 0$ )。位相空間で ECS 入口で丸く分布していたビームは、アークの出口では図 6-(2) のように  $z$  方向に伸ばされて傾いた形になる。

その下流の空洞では、加速電圧はサインカーブを描くが、そのゼロクロス付近にビームをうまく乗せてやると、図 6-(3) のように傾いていたビームが  $z$  軸と平行になる。図 6-(1) の時と比べると、図 6-(3) の方が  $\delta$  方向の広がりが小さくなっていることがわかる。逆に図 6-(3) では、 $z$  方向には伸びてしまうことになる。ECS では、エネルギーは圧縮されるがパンチ長は伸びてしまう事になるが、これは進行方向のエミッタンスが保存しているからである。

加速空洞における変換は、加速勾配を  $V'$  として、

$$z_1 = z_0 \quad (26)$$

$$\delta_1 = \delta_0 + V'z_0 \quad (27)$$

また、ECS を通った後は元の粒子の位相空間上の位置が  $90^\circ$  回転している事に注意。図 7 に、LINAC 終端での ECS でエネルギーのずれた粒子が進行方向位相空間で“回転”する様子を示す。例えば、ECS 入口でエネルギーが既に低い粒子は ECS 出口ではエネルギーは中心値付近に戻され、代わりに進行方向の位置  $z$  が前方に来る。

以上のことを式で表すと、進行方向の位相空間上で以下ようになる。

$$z_1 = M_{01}z_0, \quad z_i = \begin{pmatrix} z \\ \delta \end{pmatrix}_i, \quad (i=0, 1) \text{ の時、}$$

$$M_{01} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ k & kR_{56} + 1 \end{pmatrix} \quad (28)$$

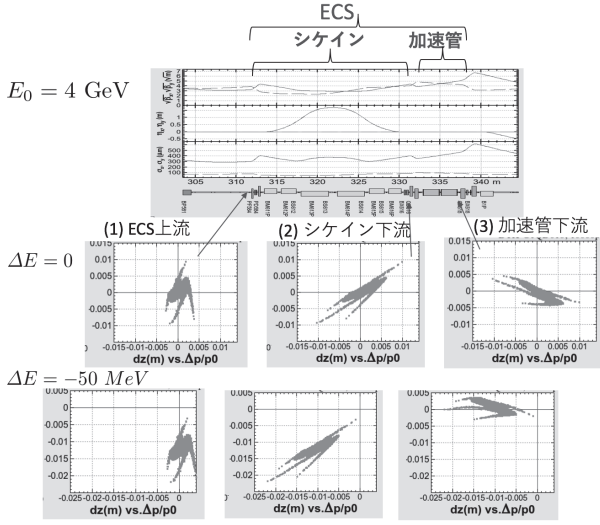


図 7: 上図: ECS 区間の光学プロット。上から2段目が水平分散。中下図: シミュレーションによるプロット。(1) ECS 上流、(2) シケイン下流、(3) 加速管下流。中段は正規のエネルギーの場合。下段は 50 MeV エネルギーが低い (-1.25%) 場合。

ここで、

$$V = V_c \sin \left( -\omega_{\text{RF}} \frac{z}{c} + \phi_{\text{RF}} \right) \quad (29)$$

$$k = \frac{e}{E_0} \frac{\partial V}{\partial z} \quad (30)$$

$$= -\frac{\omega_{\text{RF}}}{c} \frac{eV_c}{E_0} \cos \left( -\omega_{\text{RF}} \frac{z}{c} + \phi_{\text{RF}} \right) \quad (31)$$

$$\approx \frac{\omega_{\text{RF}}}{c} \frac{eV_c}{E_0} (\because \phi_{\text{RF}} = \pi). \quad (32)$$

転送行列の  $R_{56}$  が横方向の運動における drift space の長さと、また、加速空洞が収束磁石 ( $k$  が収束の強さ) と同等であることがわかる。

式 (28) の転送行列は、式 (11) と同じ形に書けるが、今の場合、 $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$  とする。なぜなら、ECS の場合、LINAC からのビームは加速管のサイン波のピーク付近に乗ってくるため、進行方向の位相空間では傾きを持たず、 $\alpha_0 = 0$  となるからである。また ECS 下流では、傾きを持たないように  $R_{56}$  や  $V_c$  を調整してエネルギー圧縮するため、 $\alpha_1 = 0$  となる。式 (11) は、 $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$  の時、

$$\mathbf{M}_{01} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} \cos \phi & \sqrt{\beta_0 \beta_1} \sin \phi \\ -\frac{1}{\sqrt{\beta_0 \beta_1}} \sin \phi & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} \cos \phi \end{pmatrix}, \quad (33)$$

式 (28) と (33) を比べて、

$$k = \mp \frac{1}{\beta_1} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0} - 1} \quad (34)$$

$$R_{56} = \pm \beta_0 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0} - 1} \quad (35)$$

$$\cos \phi = \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} \quad (36)$$

となる。

$\alpha \sim 0$  の時、 $(\gamma = 1 + \alpha^2)/\beta \sim 1/\beta$  なので、 $z$  と  $\delta$  のサイズと  $\varepsilon$ 、 $\beta$  は、

$$\sigma_z = \sqrt{\beta \varepsilon} \quad (37)$$

$$\sigma_\delta = \sqrt{\gamma \varepsilon} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}} \quad (38)$$

$$\varepsilon = \sigma_z \sigma_\delta \quad (39)$$

$$\beta = \frac{\sigma_z}{\sigma_\delta} \quad (40)$$

となる。ECS のエネルギー圧縮比は、

$$r_c \equiv \frac{\sigma_{\delta 1}}{\sigma_{\delta 0}} = \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} = \cos \phi \quad (41)$$

である。

図 6 下段は、LTR を通る粒子のシミュレーション結果である。(3) の加速管下流でサインカーブが見える。 $\beta_0 = 0.16$  m、 $\beta_1 = 2$  m より、 $k = 1.7 \text{ m}^{-1}$ 、エネルギー圧縮比は 0.28 となる。

### 3.1.2 バンチ圧縮システム (BCS)

BCS は、基本的に ECS の逆のシステムである。概念図を図 8 上段に示す。ECS とは逆にまず加速管での加速勾配を通してから、アークの  $R_{56}$  を通す。

$$\mathbf{M}_{01} = \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + kR_{56} & R_{56} \\ k & 1 \end{pmatrix} \quad (42)$$

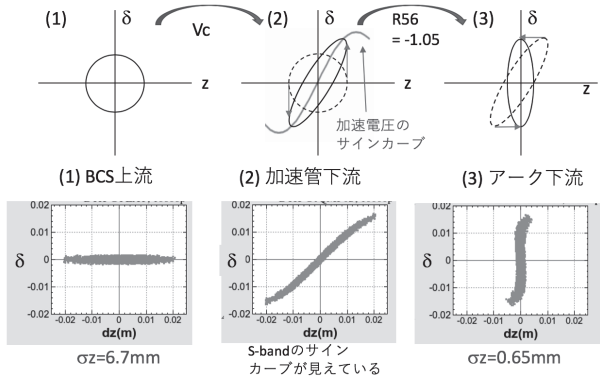


図 8: バンチ圧縮システム (Bunch Compression System(BCS)) の原理図。進行方向位相空間に占める粒子の広がり。上図：概念図、下図：RTL でのシミュレーションによるプロット。(1) BCS 上流、(2) 加速管下流、(3) アーク下流。

式 (42) と (33) を比べて、

$$k = \mp \frac{1}{\beta_0} \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1} - 1} \quad (43)$$

$$R_{56} = \pm \beta_1 \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1} - 1} \quad (44)$$

$$r_c \equiv \cos \phi = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} \quad (45)$$

となって、確かに ECS の式 (34)、(35) の上流と下流を逆にしたのと同じ結果になる。RTL の粒子を使って BCS のシミュレーション結果を図 8 下段に示す。こちらも LTR の ECS 同様、加速管のサインカーブが見えているが、許容範囲内である。

### 3.1.3 アーク (Arc) とシケイン (Chicane)

上の項で述べたように、アークとシケインはどちらも  $R_{56}$  が発生するが、符号が反対になる。そのために、下流の加速勾配も + か - のどちらのゼロクロスに乗せるか、注意が必要である。しかし、実際にはこれを間違えると、例えば ECS の場合は下流の分散のある場所でのエネルギー広がりが大きくなり、BCS の場合は、LINAC の S-band 加速にうまく乗れずビームロスしてしまうので、すぐに気づく事になる。

ところで、通常はシケインは偏向電磁石のみで形

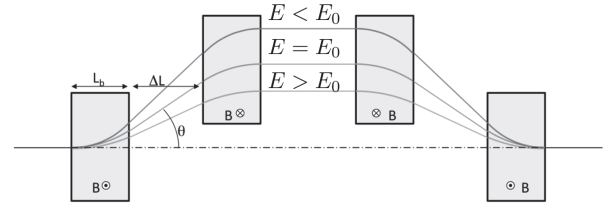


図 9: シケイン形状に配置された偏向電磁石。磁石は全てレクタングュラー型、かつ端面は全て平行。[10]。

成され、四極電磁石は挟まれていない。なぜ偏向電磁石だけで分散がうまく閉じるのか？ シケインは、図 9 に示すように、水平偏向電磁石でシケインの軌道を作って、ビーム軌道としては元軌道の延長線上に戻る。この時、偏向電磁石は全てレクタングュラー型で、全ての磁石の面は平行に配置し、ビームは磁石面に鉛直に入射する。(もう少し一般的に、シケイン軌道をつくる偏向磁石配置が左右対称で、かつ左右各々で電磁石端面が全て平行になっていれば、エネルギーによらず軌道は閉じる (シケイン定理)。) そうする事で、磁石が理想的な場合、図 9 に描く軌道はどのエネルギーのビームであっても、シケイン出口の水平軌道は、入口の軌道とズレも傾きも同じ状態になる ( $\Delta x = \Delta p_x = 0$ )。どのエネルギーでも同様なことから、 $\eta_x = \eta_{px} = 0$  となって、シケイン出口では分散は高次の項を含めて閉じることが分かる。

#### 3.1.4 ウェイク場

様々な教科書 [11] や OHO のテキスト [12] にも多数書かれているため、ここでは詳細を述べない。

ウェイク場とは、ビームがチェンバーの中を通過する時、チェンバー内壁との間に生じる場の事。もしチェンバー内壁に段差または電気抵抗があれば、段差からの電磁場の反射または壁内電流によりビームに電磁力を及ぼす。ウェイク場には進行方向と横方向 (ビームと直角の方向) がある。(進行方向を、縦方向と呼ぶ場合もあるが、ここでは進行方向に統一する。) ビームのヘッド部が起こしたウェイク場がテイルに影響し、進行方向ウェイク場によってテイルの粒子はエネルギーが低くなり、進行方向エミッタンスの増大になる。

また、横方向ウェイク場については、ビームがチェ

ンバーの中心を通っている場合は発生しないが、チェンバー中心から横方向にずれた場所を通ると、ヘッドの粒子が残したウェイク場がテイルの粒子をずれていた横方向にキックする。その方向は、チェンバーからずれた方向にさらに蹴ることになり、横方向エミッタンスの増大につながる。

#### 4 入射と出射

リングへの入射には、以下の2つの種類がある。

- (1) オフアクシス入射 (off-axis injection)
- (2) オンアクシス入射 (on-axis injection)

(1) は、SuperKEKB 主リング (HER, LER) のように、既にリングのバケットに蓄積ビームがあって、そこに入射ビームを追加する場合、(2) は、DR への入射のように入射するリングのバケットに蓄積ビームがない場合である。まず、(1) について説明する。リ

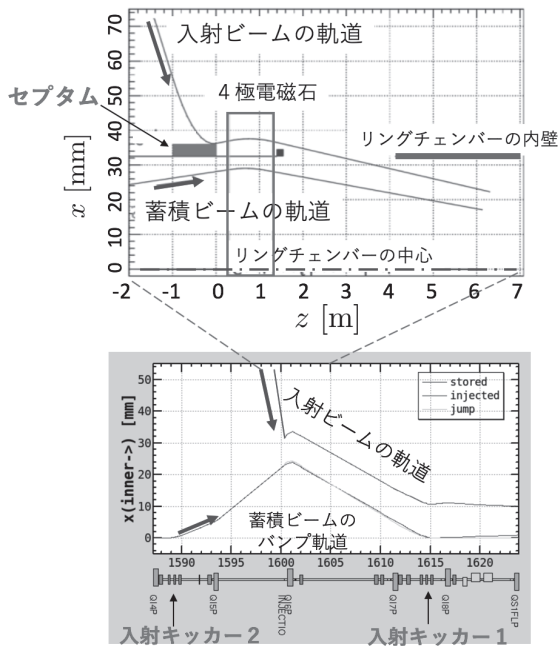


図 10: オフアクシス入射の場合の、入射ビームとリングの蓄積ビームの軌道 [13]。上図：バンパ頂上付近の拡大図。下図：蓄積ビームのバンパ頂上で入射ビームが入射される。

ングの蓄積ビームのバケットに入射ビームを追加する場合、リングビームの軌道になるべく沿うように入射すると、蓄積ビームの実効的な位相空間上での占有面積が小さくなる。入射点近くの軌道を、図 10

に示す。蓄積ビームは、2カ所の入射キッカーパルス電磁石（以下、キッカー）によって作られる軌道（入射バンプ）で入射ビームに近づき、入射ビームは BT ラインの最下流の入射セプタムパルス電磁石（以下、セプタム）によってギリギリまで蓄積ビームに近づき、方向もなるべく蓄積ビームに沿わせる。SuperKEKB の場合、セプタムもキッカーも水平方向に蹴る。

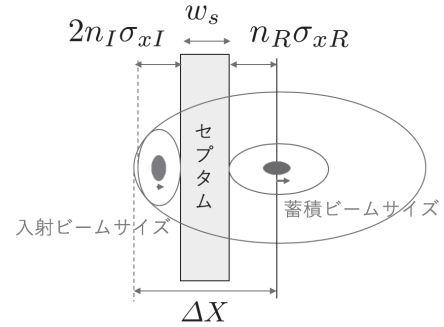


図 11: 入射点における水平位相空間の概念図。 $\sigma_{xR}$ 、 $\sigma_{xI}$  は、蓄積ビーム、入射ビームのビームサイズ。 $n_R \sigma_{xR}$ 、 $n_I \sigma_{xI}$  まで考慮した。 $w_s$  は、セプタムの実効的な厚さ。入射振幅  $\Delta X$  は、 $\Delta X \sim n_R \sigma_{xR} + w_s + 2n_I \sigma_{xI}$ 。リングに入ってから  $\Delta X$  を最大振幅として、蓄積ビームの楕円と相似形楕円上を入射ビームが振動する。

入射点での水平位相空間の概念図を、図 11 に示す。図の蓄積ビームは、バンパの頂上での位置で、セプタムを挟んで入射ビームが来る。図 12 にセプタム断面の概略図と写真を示す。セプタム電磁石の

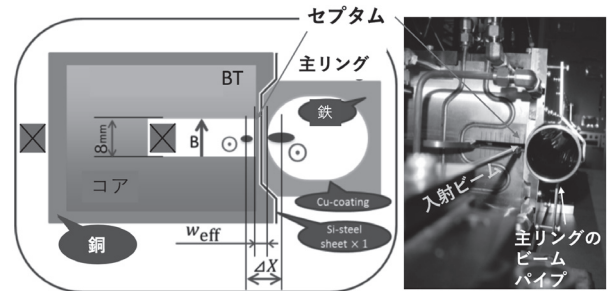


図 12: セプタム電磁石の断面概略図と試作機の写真。

“セプタム” とは隔壁を意味し、入射ビームと蓄積ビームの間でコア内に誘起されるパルス磁場をシールドする役割を持つ。これによりコア内を通る入射ビームのみが蹴られ、セプタムのすぐ外側を通る蓄積ビームへの影響は抑制される。蓄積ビームと入射



ビームを近づけるほど入射アパーチャを広く取ることができるため、いかにセプタムを薄く作るかが重要である。SuperKEKB 主リングではセプタムとして 1 mm 厚の銅板が採用されており、ギャップに誘起された磁場による渦電流がここに流れることでセプタムの外側に磁場が漏れ出すのを抑制する。ただし、銅板のセプタムのみでは漏れ磁場を完全になくすることはできない。漏れる磁場を吸収するため、セプタムの外側に 0.5mm のケイ素鋼板を置き、この部分の蓄積ビーム用真空ダクトは炭素鋼で作られている。

セプタムおよび蓄積ビーム用チェンバーの厚み合計で 2 mm であるが、リング側に磁場の漏れを防ぐシールド等を含むと全部で  $w_s = 3.5$  mm になる。LER の場合、 $n_R = 3$  で  $n_R \sigma_{xR} = 1.7$  mm、 $n_I = 2.5$  で  $n_I \sigma_{xI} = 3.4$  mm となり、 $\Delta X = 8.6$  mm。入射ビームのリングでの  $2J = \Delta X^2 / \beta_{xR} = 0.74$   $\mu\text{m}$  となり、許容範囲内である（後述の図 13 の、 $J_y/J_x \leq 2\%$  の場合）。 $\beta_{xR} = 100$  m とした。

なお、上記は  $\alpha = 0$  の場合を述べたが、 $\alpha \neq 0$  の場合でも図 11 の大きな楕円が  $-\alpha$  の傾きを持つだけで、入射ビームの  $\alpha$  をそれに合わせれば同様になる。

リングに入射するビームは、リングの力学口径（dynamic aperture）内に収めないといけない。リングの力学口径とは、ビームが安定に周回できる位相空間の大きさのことで、リングのビーム光学系の非線形性により決まる。一方、物理口径（physical aperture）は、例えば真空チェンバーやコリメーターの内径のことである。

例として、図 13 にリングの水平力学口径と入射ビームを表す。 $x$ - $y$  カップリング（ $x$ - $y$  coupling）とは  $J_y/J_x$  のことである。 $x$  方向の運動が  $y$  方向に回り込むことを言い、理想的には 0 であるが、実際にはアラインメント等のエラーが原因で、1%程度の  $x$ - $y$  カップリングがある場合がある。図 13 の長方形の横と縦の長さは入射ビームの位相空間での大きさを表す。その他の 5 本の線は、リングを安定に周回する領域を表していて、この範囲内に入射ビームが入っているとリングを安定に周回できることになる。

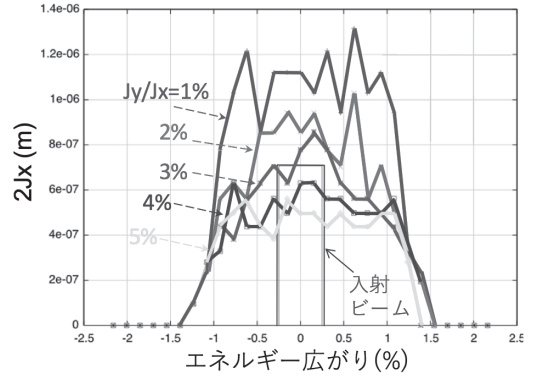


図 13: リングの力学口径の、入射ビームの  $x$ - $y$  カップリングへの依存性。SuperKEKB-LER の場合。横軸は、エネルギー広がり、縦軸は水平方向入射口径。 $J_y/J_x$  は、入射ビームの  $x$ - $y$  カップリングを表す。長方形は、入射ビームの大きさを表す。

最も口径が広いのが、入射ビームの  $x$ - $y$  カップリングが小さい 1% の場合である。この例の場合は、 $x$ - $y$  カップリングが 2% までなら大丈夫だが、3% だと入射ビームがリング内でロスしてしまう。また、エネルギー広がりにはまだ多少の余裕があると言える。

(2) のオンアクシス入射は、上記 (1) の蓄積ビームがない場合なので、入射ビームはリング内の入射キッカー 1 でリングの周回軌道にうまく着地するようにする。実際には、セプタムや BT 終端の軌道補正電磁石で軌道調整する。この場合も、入射ビームが力学口径の範囲に入るように、DR、入射ビームを設計する。

DR から出射するには入射の逆で、出射セプタムの入口で設計軌道を通るように、出射キッカーを調整して出射ビームラインに乗せる。

## 5 ビーム輸送路の設計 [14]

陽電子の DR 前後でのパラメーターを、表 1 に示す。DR 前の陽電子ビームがいかに巨大かがわかる。DR 入射前の陽電子ビームのエネルギー広がり、図 14-(a) の ECS 前に示すように、全幅で 10 % 以上で低エネルギー側に長いテイルがある。一方、DR の RF が作るバケツの高さ、すなわちエネルギーアクセプタンスは  $\pm 1.5\%$  (表 4) なので、エネルギー広がりはこの範囲内に収めなければならない。その

表 1: DR 入射ビームの設計パラメーター  
(\* は、全幅値)

| Parameters                              | ECS       |             | BCS   |       |
|-----------------------------------------|-----------|-------------|-------|-------|
|                                         | in        | out         | in    | out   |
| $\gamma\varepsilon_x$ [ $\mu\text{m}$ ] | 2800      |             | 64.3  |       |
| $\gamma\varepsilon_y$ [ $\mu\text{m}$ ] | 2600      |             | 3.2   |       |
| $\sigma_z$ [mm]                         | $\pm 8^*$ | $\pm 30^*$  | 6.6   | 1.3   |
| $\sigma_\delta$ [%]                     | $\pm 5^*$ | $\pm 1.5^*$ | 0.055 | 0.8   |
| $\alpha_z$                              | 0         | -0.27       | 0     | 7.2   |
| $\beta_z$ [m]                           | 0.16      | 2           | 12    | 0.094 |
| 圧縮比 $r_c$                               | 0.28      |             | 0.089 |       |
| $R_{56}$ [m]                            | -0.61     |             | -1.05 |       |
| $V_c$ [MV]                              | 41        |             | 21.5  |       |
| $\omega_{RF}/2\pi$ [MHz]                | 2,856     |             | 2,856 |       |

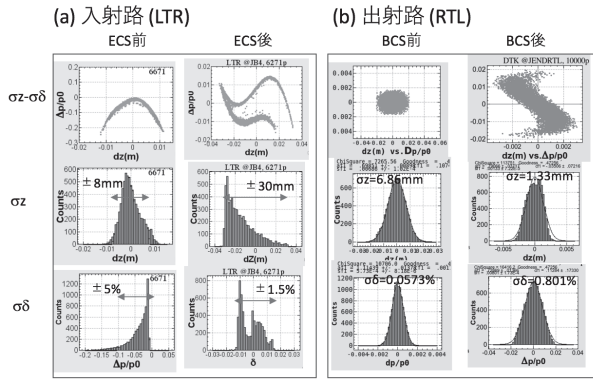


図 14: シミュレーション結果。(a) ECS, (b) BCS 後の Longitudinal 位相空間の分布。

ために LTR ではエネルギー圧縮システム (Energy Compression System) を導入した。

DR の RF 周波数 (508.9 MHz) は SuperKEKB と同じにしているため、LINAC の RF 周波数の S band (2,856 MHz) とは約 5.6 倍も違う。低い RF 周波数のリングから出てきたビームのバンチ長は  $1\sigma$  で 6.6 mm もあり、そのまま LINAC の S band 加速管で加速すると、かなりのエネルギー幅になり、下流のビーム輸送路を通らない。そこで RTL には LTR の ECS とは逆のバンチ圧縮システム (Bunch Compression System) を導入した。

さらに、LINAC 終端でのエネルギー広がり全

幅で約 1 % だが、BT の真空パイプから来る制限の  $\pm 0.5\%$  を大幅に超えているため、LINAC 終端に再び ECS を設置した。

## 5.1 陽電子キャプチャーセクションから DR 入射まで

陽電子生成後から DR までの輸送路について述べる。ターゲットで生成された粒子は、フラックス・コンセンレーター (Flux Concentrator(FC))、ソレノイドを通過後、電子と陽電子に振り分けられる。ここで、陽電子と対生成した電子は、ビームストッパーに当てて消滅させる。FC からソレノイドまでを、陽電子の「キャプチャーセクション (capture section)」と呼んでいる。キャプチャーセクション出口から DR 入口までの区間の光学系設計を、図 15 に示す。

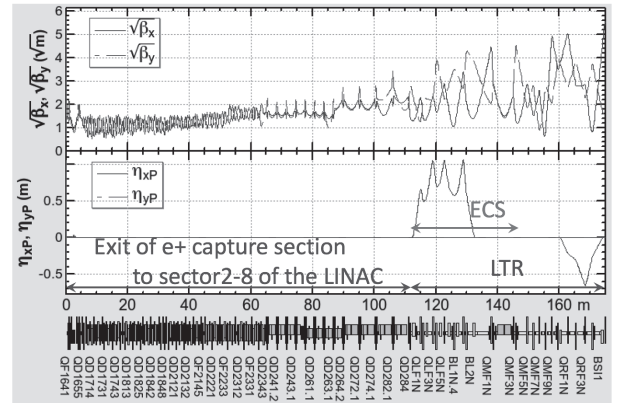


図 15: キャプチャーセクション出口から DR 入口までの光学系設計。横軸はキャプチャーセクション出口からの距離。上図の実線 (破線) は水平 (垂直)  $\beta$  関数を、下図は水平分散関数を表す。

陽電子生成直後のビームはエネルギー幅が大きい上、巨大なエミッタンスなので、うまく運びきれずビームがロスしてしまわないように気をつけなければならない。陽電子は、なるべく収量を上げるために、フラックス・コンセンレーター (Flux Concentrator(FC)) でエネルギーの低い粒子も集められるので、それらがエネルギー・テイルとなって輸送される。LINAC 内では偏向電磁石がないので、エネルギーが極端に低過ぎて四極電磁石でオーバーフォーカスされない限り輸送されてしまう。これら

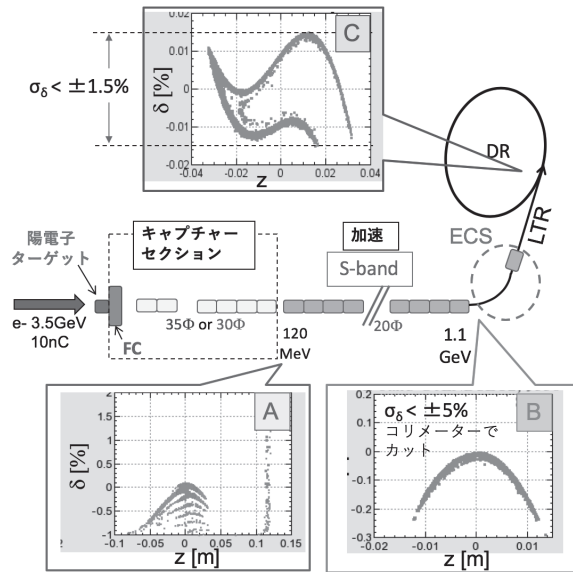


図 16: 陽電子キャプチャーセクションから DR 入射までの概略レイアウト。Longitudinal phase space での粒子の分布：[A] 陽電子キャプチャーセクションの終端、[B] LINAC で 1.1 GeV まで加速された場所、[C] DR 入口

が DR に入射されてしまうと、LTR や DR のエネルギー許容範囲を超える粒子はそこで輸送されずにビーム損失となる。ビームロス的主要原因は、キャプチャーセクションで Longitudinal 位相空間での広がりが多いことである。図 16-[A] にあるように、ビーム進行方向に S band ( $1\sigma=0.105$  m) のカーブが見えるくらい広がっている。図 16-[B] までにはエネルギーの低い粒子は LINAC 内の四極電磁石のオーバーフォーカスでロスするが、まだエネルギー広がり全幅で  $\pm 10\%$  以上ある。これを DR のバケツ高さの  $\pm 1.5\%$  まで圧縮しなければならない。

### 5.1.1 LTR

LTR のレイアウトと光学設計を図 17 と図 18 に示す。LTR の第一アークの  $R_{56}$  成分と、その下流直線部にある加速管の加速勾配とで ECS を形成する。パラメータは、一般に加速勾配が線形な場合は式 (27, 32) を用いるが、実際には全バンチ長 20 mm は長すぎて、S-band 加速管では線形な部分のみを利用するわけにはいかない。S-band の  $11/5=2.2$  倍波長の L-band (RF 周波数が 1,298 MHz) を使用できれば良いが、S-band と同等の加速勾配を得るた

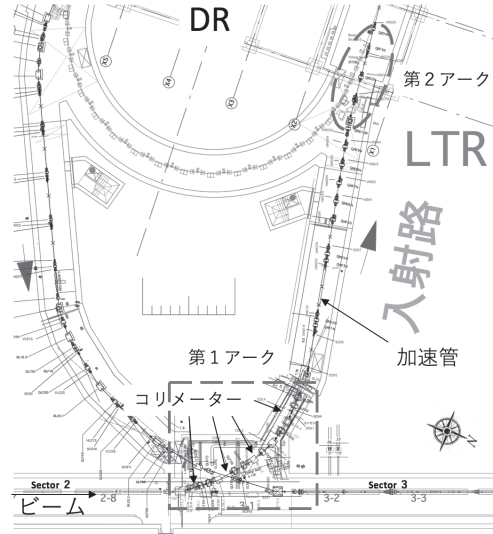


図 17: LTR のレイアウト。第 1 アーク、直線部、第 2 アークで形成される。第一アークの  $R_{56}$  と直線部の加速管で ECS になっている。第一アークの水平分散の大きい 4 カ所にコリメーターが設置されている。

めには S-band の 4 倍の電圧が必要になり、例えば L-band 加速管 4 本分の設置スペースや予算を考えると S-band で救える解を探したい。そこで図 19 のように、S-band のサインカーブが見えていてもエネルギー広がり Ecs 出口で  $\pm 1.5\%$  内に収まるような ECS のパラメータ、すなわち  $R_{56}$  および加速電圧を求めた。この際、ECS 上流の分布はエネルギー広がり  $\pm 5.0\%$  になるようにテイルをカットしてある。 $R_{56}$  と  $V_c$  を 2 次元のパラメータとして、ECS 出口のエネルギー広がり最小となる解を探した。図 19-(a) は加速勾配を式 (34) から求めた

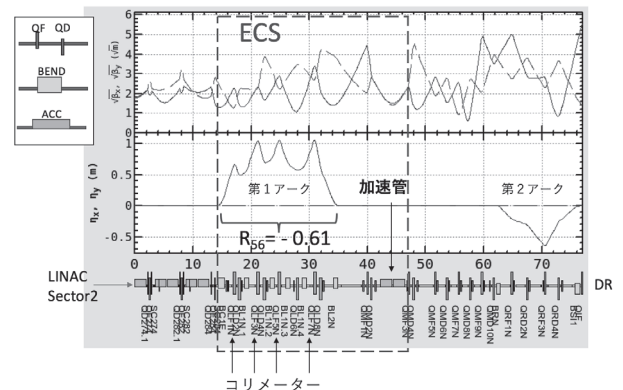


図 18: LTR の光学設計。上図の実線 (破線) は水平 (垂直)  $\beta$  関数を、下図は同様に分散関数を表す。



場合で、分布の中央部分は位相空間内で傾きがゼロになっているが、全体としてはエネルギー広がりが $\pm 2.2\%$ と大きい。最適化されパラメーターを使った図 19-(b) のように加速勾配を大きくすると、全体としてのエネルギー広がりには $\pm 1.5\%$ と小さくなる。

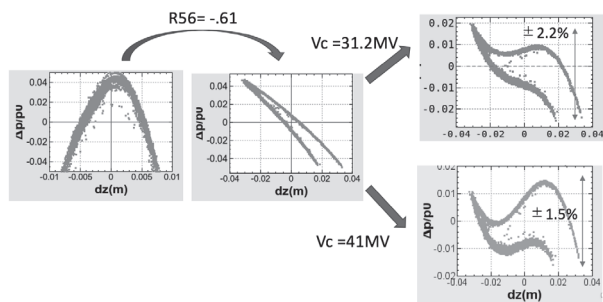


図 19: シミュレーション。ECS における Longitudinal 位相空間内の粒子分布。左：ECS 入口、中央：LTR の第一アーク出口、右：ECS 加速管出口。(a):  $V_c = 31.2$  MV、(b):  $V_c = 41$  MV

すでに述べたように、第一アーク内にビーム・テイルを切るためのコリメーター (collimator) を 4 台設置していて、ECS で圧縮し切れないエネルギーテイルを切ることによってビームライン上でロスしないようにしている。これらコリメーターの周りには、コリメーターヘッドにビームが当たって発生した中性子線や $\gamma$ 線等の 2 次粒子が直下流の電磁石のコイルを放射化しないように、コリメーター周りと下流電磁石のコイル上流を鉄と鉛でシールドを施した。図 20 に、シールドの写真を示す。コリメーター自身は、鉄のシールドで囲われていて写真には写っていない。コリメーターにビームがかかる事で発生する中性子をシールドするには、よくシールドに使用される鉛よりも鉄の方が適している。それは、放射線量の減衰が実は鉄の方が早いからである。減衰は、 $e^{-\rho/A^{0.58}}$  に比例し、表 2 に示すように、鉄の方が減衰が早い。 $\rho$  は密度、 $A$  は質量数を表す。シールド

表 2: 鉄と鉛の放射線減衰

|                 | 鉄     | 鉛     |
|-----------------|-------|-------|
| $\rho$          | 7.1   | 11.3  |
| $A$             | 56    | 208   |
| $\rho/A^{0.58}$ | 0.688 | 0.511 |

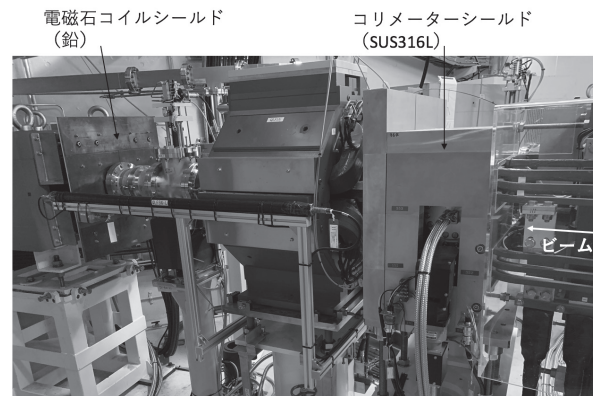


図 20: コリメーターシールドの写真。

厚さの最適化を図 21 に示す。式は文献 [15] を参考にした。コリメーター近くは全方向に出てくる中性子が多く、約数 m 下流になるとビームと同じ前方方向に出てくる $\gamma$ 線が多くなる。(a) のコリメーター直下流には、中性子の放射がメインのため、シールドは鉄の方がコイルの寿命が長く、逆に (b) のように少し下流に離れると $\gamma$ 線がメインに効いて鉛シールドが最適になる。

## 5.2 ダンピングリングのビームロス

DR 入射に関しては、前章で述べたエネルギーテイル以外にも、以下の項に示す 2 点に注意した。いずれも DR の RF が作る安定領域であるセパトラクス (separatrix) 内に、入射ビームのほぼ全ての粒子が入るようにするという点である。これらは SuperKEKB の最終目標電荷値が 4nC と高い場合に、DR でのビームロスを 0.5% 以下に抑えたいという放射線上の制限から検討した事である。

### 5.2.1 キャプチャーセクションの RF 位相

陽電子キャプチャーセクションは、図 16 にあるように、FC と加速管 6 本で構成される。最上流の 2 本の加速管に陽電子ビームを乗せるタイミングを、通常の加速位相か、逆に減速位相かで、その後の陽電子ビームのビームテイルにおける振る舞いが違って来る。既に述べたように、FC で集められた陽電子はエネルギー方向に広い分布を持つ。これを加速位相に乗せた場合、高いエネルギーの粒子はいつまでも高いままで、図 22 左に示すように、LTR 入口



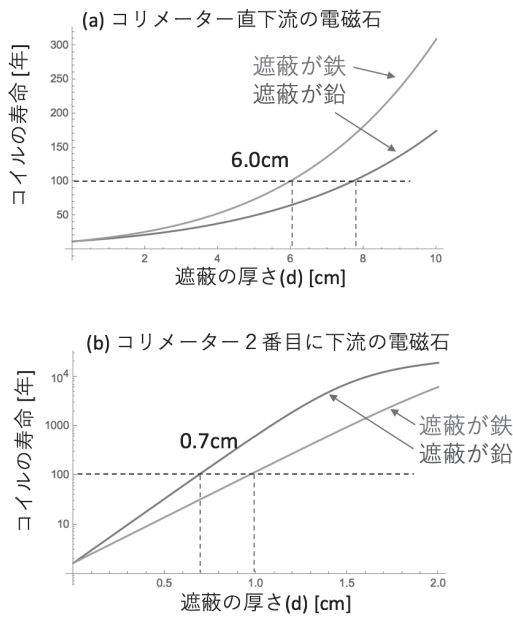


図 21: シールド厚さの最適化。(a) コリメーター直下流の電磁石コイル寿命。(b) コリメーターから2番目に遠い下流の電磁石コイル寿命。シールドが鉄と鉛の場合。コイル寿命は許容吸収線量、 $G_y$  から求めた。

やその下流 ECS 出口まで高エネルギーテイルが消えることはない。LTR の入口 (図 22-(1)) では高エネルギー側にテイルがある。コリメーターが LTR でテイルを切ったとしても、 $+z$  方向にもう一方のテイルがある (図 22-(2))。ECS による進行方向位相空間での回転の後、 $z$  方向のテイルは新しい高エネルギーテイルとして現れる (図 22-(3))。それは DR のバケツ高さの範囲を超えて DR に入射されてしまうため、DR でのビームロスになってしまう。

一方、減速位相に乗せた場合では、高エネルギーテイルは光速以下にまで減速されて次の RF の波で加速されるが、もはやテイルではなくコアな部分に吸収される。図 22 の右に示すように、LTR の入口にエネルギー方向にも  $z$  方向にもテールはなく、コリメーターの後のすべての陽電子は DR のバケツ高さ内で入射し、ロスにはならない。DR に入射された陽電子の強度は加速位相と減速位相の間には多少の違いがあって、わずかに加速位相の方が高い (約 3%) が、DR でのビームロスを抑える方が重要と考え、減速位相を選択した。

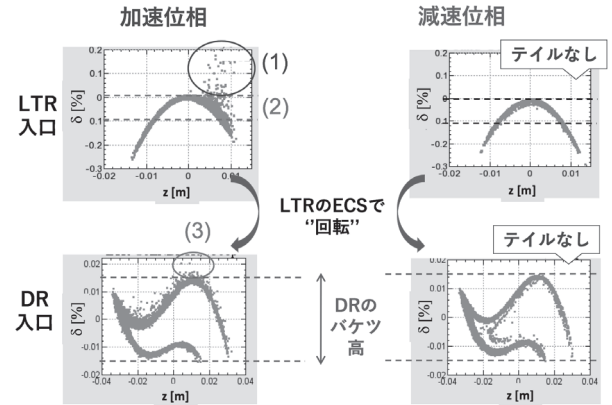


図 22: 加速位相 (左) と減速位相 (右) の進行方向位相空間の比較。上段は LTR 入口、下段は DR 入口での分布を示す。

## 5.2.2 キャプチャーセクションの RF 周波数

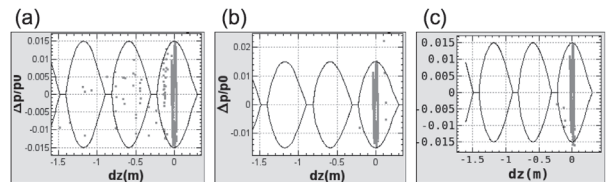


図 23: DR 入射点における進行方向位相空間内の分布。実線は DR のセパトリクスを示す。各図のキャプチャーセクションの加速周波数は以下の通り。(a) 全て S-band、(b) L-band と S-band の組み合わせ、(c) 大口径 S-band キャプチャーセクションにおけるドリフトスペースと RF 電圧の最適化後の S-band

キャプチャーセクションで陽電子を最大限多く捕らえたために、一部の陽電子がメインのバンチから遅れてサテライトバンチ (satellite bunch) となって、一緒に DR まで輸送されてしまうという問題がある。メインのバンチは位相安定性により S-band のある波に乗って進むが、1 波長よりさらに遅れる粒子は次、またはその次以降の S-band の波に捕捉される。このように遅れた S-band 波長に乗ったバンチをサテライトバンチと呼び、メインのバンチと同様に輸送されるため、LINAC や輸送路のコリメーターで行うような、エネルギーのずれた粒子を排除するように簡単ではない。そしてサテライトバンチは、DR 内のセパトリクスにうまく入るとは限らない (図 23-(a)、キャプチャーセクションの加速管が全て S-band の場合) ので、やはりビームロスになり得る。一つの方法として、キャプチャーセクショ

ンのRF周波数を工夫することによって、LINAC内でサテライトバンチだけを落とすことが可能であることがシミュレーションにより分かった。

LINACではS-band (2,856 MHz) 加速管を使用している。キャプチャーセクションの加速管に、例えばL-band(1,298 MHz) 加速管を使用すると、図 23-(b)のように、サテライトバンチはうまく加速されずにエネルギーを失いLINAC内でロスするため、DRには到達しない。これは、S-bandとL-bandの周波数が、11:5という素数比の関係にあるからである。しかし、L-bandは加速勾配が低く、設置スペース上（予算的にも）、導入することは現実的ではない。L-band加速管はアパーチャーが大きく、捕捉効率上も有利である。一方、捕捉効率については、S-band加速管の口径を通常よりも大きくした（30 mm）「大口径S-band加速管」でも、ある程度上げられることが示された。また、サテライトバンチの問題は次に説明するように、加速電圧をできる限り大きく取る等の工夫により回避できることが示された。

キャプチャーセクションの最初の2本の加速管（減速位相）を大口径S-bandと呼ばれる口径が約30mmの物を用い、その下流の加速管（加速位相）は通常の口径が20mmのS-bandを用いた。サテライトを抑えるために、2本目と4本目のDrift spaceをなるべく短くすることと3本目の加速電圧をなるべく高くするような工夫をした。そうすることで前項の減速位相で起こるPhase slipによって遅れすぎる粒子が少なくなりサテライトが抑えられることが分かった。ドリフトスペースを短くすることで、減速位相でPhase slipした粒子が間髪入れずに加速位相に乗り、3本目の加速電圧を高くすることで、すぐに光速近くまで加速する、いうことである。

GEANT [16] とSAD [17] を用いたシミュレーションで最適化を行った結果（図 23-(c)）によると、キャプチャーセクションの減速位相用（上流の2本）と加速位相用（下流の4本）の加速電圧は、それぞれ10 MVと16 MVの時に、DRまで届く電荷量が多く、サテライトバンチの電荷量が少なくなった。このようにL-bandを使用しなくとも、DRのセパトリクス外に入射粒子が飛び込んでビームロスする恐

れはなくなった。

### 5.3 DR 出射から LER 入射まで

DRについては次章で述べる。ここではDRから出射されたエミッタンスの小さいビームを、エミッタンス増大させることなくいかにしてLER入射まで輸送するかについて述べる。図 24に、DR出口からLER入射までの概略レイアウトを示す。DRでエミッタンスが小さくなったビームは、DRの出射キッカーで蹴り出されRTL先頭の出射セプタムでRTLに着地させた後、RTLラインを通過して再びLINACに戻され、1.1 GeV から4 GeV まで加速される。

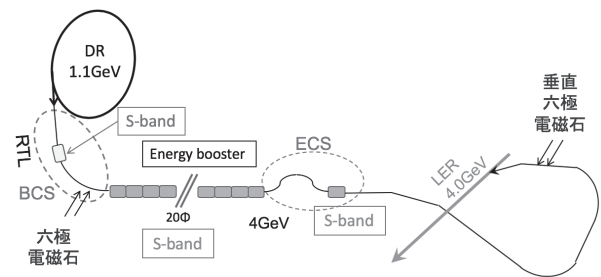


図 24: DR 出射から LER 入射までの概略レイアウト。

#### 5.3.1 RTL

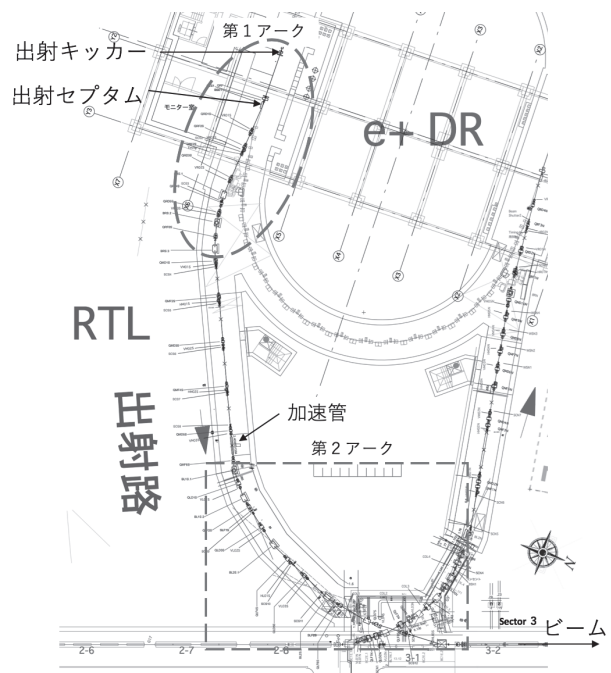


図 25: RTL のレイアウト。

RTL のレイアウトと光学設計を図 25 と図 26 に

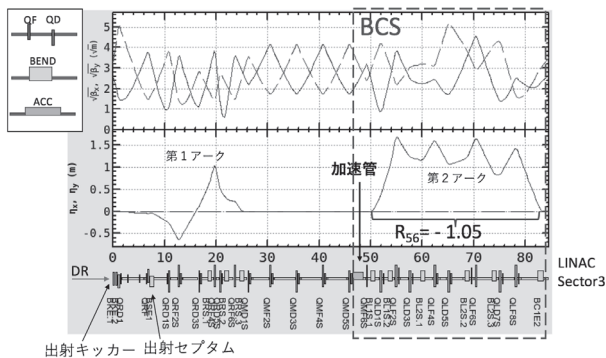


図 26: RTL の光学系設計。横軸は DR 出口からの距離。上図の実線(破線)は水平(垂直)  $\beta$  関数を、下図は同様に分散関数を表す。

示す。RTL は第 1 アーク、直線部、第 2 アークとで構成されていて、直線部の加速管と第 2 アーク ( $R_{56} = -1.05$  m) とでバンチ圧縮システム (BCS) を構成している。図 27 に BCS の写真を示す。

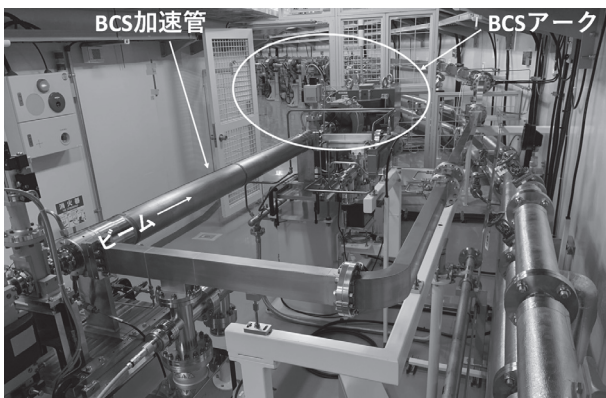


図 27: BCS の上流から見た写真。手前が加速管、遠方にアーク部が見える。

### 5.3.2 RTL から LER

RTL から LINAC 3 セクターに戻されたビームは、5 セクターまでの約 200 m で 4 GeV まで加速される。LINAC 終端部にはもう一台の ECS があり、LER のエネルギーアクセプタンスと BT のアパーチャーに収まるようにエネルギー広がりを抑えている。電子ビームと陽電子ビームを振り分けるための偏向電磁石を、その一部として取り込んだシケイン部を作って、その下流に加速管を設置し、ECS としている。その後、約 500 m の BT ラインを経由して LER 入射部に導かれる。

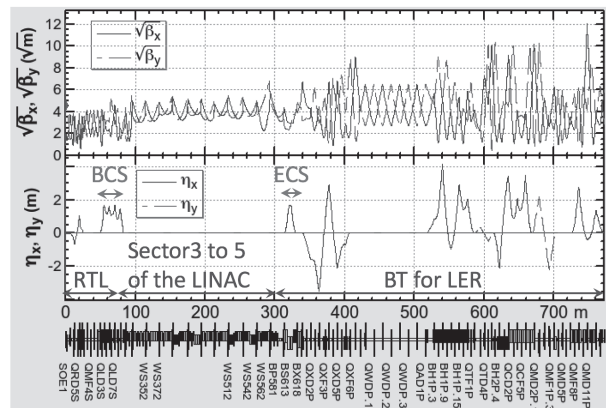


図 28: DR 出口から LER 入口までの光学関数。横軸は DR 出口からの距離。上図の実線(破線)は水平(垂直)  $\beta$  関数を、下図は同様に分散関数を表す。

DR 出口から LER 入射までの光学系設計を、図 28 に示す。LINAC を挟んで BCS と ECS が配置されている。エミッタンス増大には、横方向とビーム進行方向があり、どちらも増大を抑えなければ SuperKEKB-LER へのアクセプタンスに入らず、入射効率が落ちたり、SuperKEKB の測定器である Belle II へのバックグラウンドが高くなったりする。また、今回の SuperKEKB への入射ビームのように高電荷、低エミッタンスが要求される場合、LINAC 内のウェイク場もエミッタンス増大の要因になり、これは進行方向、横両方向両方のエミッタンスを増大させるため、注意が必要である。BT ラインは合計 5 つのアーク部や 2 カ所の坂道があるため、約 5m もの大きな  $R_{56}$  を持つが、元々  $\sigma_z$  がリングのバンチ長と比べて小さいので、BT の大きな  $R_{56}$  でバンチ長  $\sigma_z$  が多少伸びてもあまり入射の問題にはならない。

### 5.3.3 進行方向のエミッタンス増大

進行方向、すなわち、ビーム内での基準粒子との進行方向の相対位置とエネルギーの位相空間で、粒子の広がりが小さくなるように輸送する。

図 29 に各位相最適化後の進行方向位相空間の分布、エネルギー広がりを示す。DR から LINAC に戻ってきたビームは、バンチ電荷が約 1 nC 以上になると、ウェイク場の影響が無視できなくなる。バンチヘッド部の粒子の進行方向ウェイク場によってバンチ後方の粒子のエネルギーが低くなる。これを



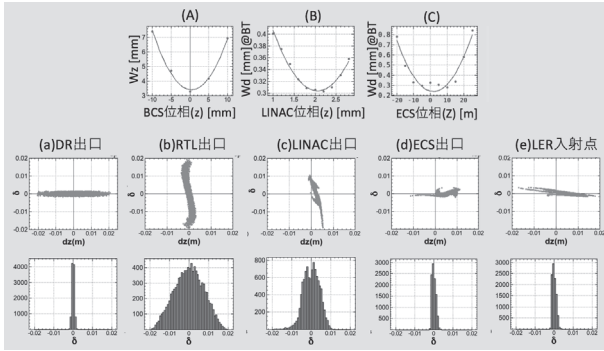


図 29: RF 位相の最適化のシミュレーション。上段：(A) RTL 出口のバンチ長による RTL の BCS 位相最適化、(B) 入射点のエネルギー広がりによる LINAC の 3～5 セクター加速位相最適化、(C) 入射点のエネルギー広がりによる ECS 位相最適化。中段：最適化後の進行方向位相空間の各場所の粒子分布。下段：各場所でのエネルギー広がり。

補償するため、LINAC の加速電圧のトップにバンチを乗せるのではなく、バンチ後方の加速ゲインが高くなるように位相を調整する必要がある。シミュレーションでは、当初 LINAC 出口でエネルギー広がりが最小になるように位相を調整していたが、これでは肝心の LER 入射点での広がりが最小とは言えないため、LER 入射点での分布が最小になるように最適化した。その結果、約  $6.9^\circ$  トップからずらすと最適である事が分かった。図 29 の上段に示すように、各プロットの横軸をスキャンして縦軸が最小になるように最適化した。図 29 では、最初 DR からのエネルギー広がりは小さい。BCS を通して一旦エネルギー広がりが大きくなるが、LINAC で加速、ECS を通ることで、再び DR 出口と同等に小さくなり、LER のアパーチャー内に十分小さく収めることができる。実際の運転でも BT のエネルギー広がりが見える（水平分散が大きい）スクリーンモニターで水平ビームサイズが小さくなるように調整している。

#### 5.3.4 横方向のエミッタンス増大

横方向のエミッタンス増大には、以下の 3 項目について検討した。以下、これらについて述べる。

- (1) 加速管による横方向ウェイク場
- (2) BT での高次の分散関数
- (3) BT での放射励起

#### (1) 加速管による横方向ウェイク場

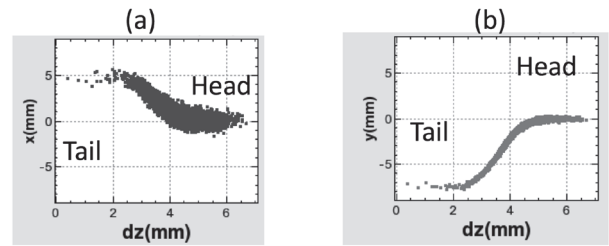


図 30: LINAC 3～5 セクターでのミスアラインメントの標準偏差が 0.15 mm の時の LINAC 終端でのビームの形状の 1 例。横軸はビーム進行方向、縦軸は (a) 水平方向、(b) 垂直方向を示す。

LINAC の加速管の中央から横方向にずれた場所をビームが通ると横方向ウェイク場によってビームのテイルが蹴られ、エミッタンス増大に繋がる。これを防ぐには、加速管のミスアラインメントをなるべく小さくする必要がある。図 30 に、加速管と四極電磁石のミスアラインメントが標準偏差 0.15 mm の正規分布で与えられた場合のシミュレーション結果の一例を示す。この場合のミスアラインメントは、加速管および四極電磁石の設置誤差がガウス分布に従っていると仮定し、軌道補正はしていない。バンチ内のヘッドに対してテイルがウェイク場によって蹴られているため、横方向に射影するとビームサイズが大きくなり結果として射影エミッタンスが増大する。水平方向に比べて垂直方向のビームサイズが約一桁小さいため、テイルの変位は同じでも垂直方向の方がエミッタンス増大は大きい。

3～5 セクターのビーム収束系によってもウェイク場による影響が異なる。図 31 [18] に、3～5 セクターのビーム収束系がトリプレット (triplet)、ダブレット (doublet)、シングレット (FODO) の場合について、ミスアラインメントの大きさがエミッタンス増大に与える影響を示す。この場合は、シミュレーション上で軌道補正を行った。トリプレットとダブレットはほぼ同様の結果で、ミスアラインメントの  $\sigma$  が約  $200 \mu\text{m}$  以下であれば LINAC 内では問題ないが、これではエミッタンスに余裕がないので、できれば  $100 \mu\text{m}$  以下に抑えたいところである。実際にはダブレット収束系を採用している。FODO 収



束系ではほぼミスアラインメントは許されないことになる。

以上は積極的な補正手段を打たない場合の結果であるが、一方、「オフセット入射」と呼ばれる、ウェイク場の効果のある程度減殺する方法がある。これは LINAC 入口での軌道と角度を適切に選ぶことによってウェイク場同士を相殺するものである [19]。図 32 に、オフセット入射のシミュレーション結果を、表 3 に結果のまとめを示す [18]。図 32 より、オ

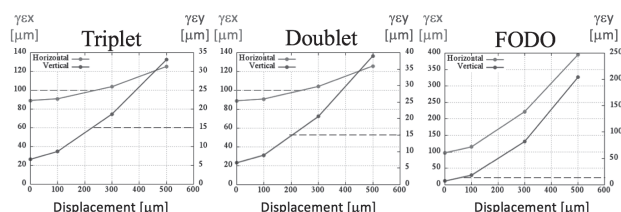


図 31: 各グラフ、横軸は3～5セクターの加速管、四極電磁石のミスアラインメントの大きさ ( $1\sigma$ )、縦軸は規格化エミッタンス (左軸: 水平、右軸: 垂直)、破線はメインリングからの要求値。

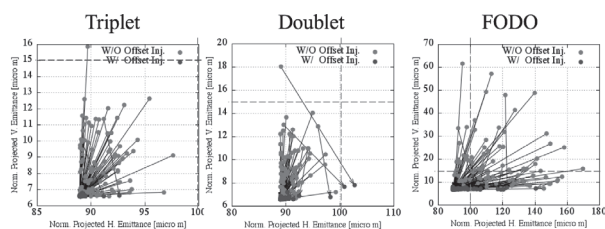


図 32: LINAC 3～5セクターでの加速管と四極電磁石のミスアラインメントが  $1\sigma=100\text{ }\mu\text{m}$  とした時の各収束系でのシミュレーション。横軸は水平規格化エミッタンス、縦軸は垂直規格化エミッタンス。淡 (赤) 色ポイントはオフセット入射前、濃 (青) 色ポイントはオフセット入射後を示す。オフセット入射前後を矢印で結んだ。破線は LER からの要求値。

表 3: 3～5セクターでオフセット入射を行なった場合のエミッタンスの回復

| 光学収束系  | $\gamma\epsilon_x [\mu\text{m}]$ | $\gamma\epsilon_x [\mu\text{m}]$<br>オフセット入射 | $\gamma\epsilon_y [\mu\text{m}]$ | $\gamma\epsilon_y [\mu\text{m}]$<br>オフセット入射 |
|--------|----------------------------------|---------------------------------------------|----------------------------------|---------------------------------------------|
| トリプレット | 91                               | 89                                          | 8.7                              | 6.6                                         |
| ダブルット  | 91                               | 89                                          | 8.9                              | 6.6                                         |
| フォド    | 115                              | 93                                          | 17.9                             | 6.9                                         |

フセット入射によってかなりエミッタンス増大を抑

えられることが分かる。ただし、この場合オフセット入射の軌道を作るステアリング電磁石の安定度が問題で、蹴り角のジッターが  $10\text{ }\mu\text{rad}$  以上あると、規格化エミッタンスが  $10\text{ }\mu\text{m}$  増大するという結果が得られている。この軌道ジッターと同様に、第 8.1 節で述べるエネルギージッターもエミッタンス増大に大きな影響を与えることになる。

## (2) BT での高次の分散関数

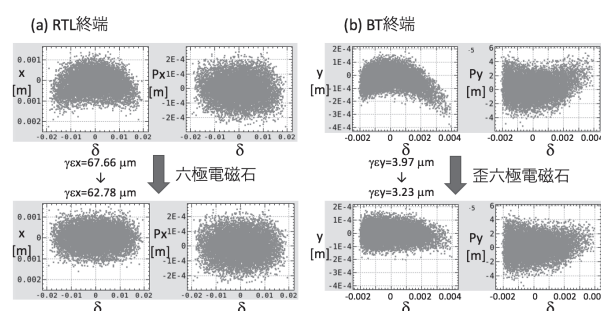


図 33: (a) RTL、(b) BT、各々の最終アーク部に六極電磁石を使った 2 次分散の補正シミュレーション。横軸: 粒子のエネルギー、縦軸: 横方向位置、および横方向運動量。上段: 六極電磁石がない場合、下段: 六極電磁石がある場合。

ビームのエネルギー広がり、RTL 第 2 アークでは BCS を通るため全幅で  $\pm 2\%$  と大きくなり、BT では ECS を通るため全幅で  $\pm 0.3\%$  と一桁小さくなる。しかし、DR から出てきたビームは低エミッタンスであるため、KEKB 時代には問題にならなかったエネルギー変位の高次の効果が見えてくる。図 33 上段に示すとおり、バンチ内の粒子の位置がエネルギー依存性を持っている (高次の分散関数) ことが分かる。このままだと位置と運動量方向に広がりが生じ、エミッタンス増大になる。このような 2 次分散は、分散が発生しているアーク部に六極電磁石を設置することで補正できる。図 33 下段では、アーク部に設置した六極電磁石の効果で、粒子の位置や横方向運動量にエネルギー依存性はほとんど見られなくなり、エミッタンスも (a) RTL、(b) BT の各々の入口での値に戻った。

## (3) BT での放射励起

BT では LINAC とは違って、図 2 に示すように合計 5 つの大きなアーク部、および（図には示していないが）2 カ所の坂道があり、偏向電磁石で合計、進行方向左に 5.07 rad、右に 1.47 rad 曲げている。偏向電磁石で電子、陽電子が曲げられる際に放射光を放出するが、このことがエミッタンス増大の原因になる。シンクロトロン放射については、6.2, 6.3 節で詳しく述べる。

式 (53) より、BT でのエミッタンスは振動振幅の 2 乗に比例するので、エミッタンス増大 ( $\Delta\epsilon_u$ ,  $u=x, y$ ) はエネルギー広がり の 2 乗の相対値に比例し、

$$\Delta\epsilon_u \propto \frac{\langle \Delta E^2 \rangle}{E^2} \propto \frac{\gamma^5}{|\rho^3|}. \quad (46)$$

となる。 $\gamma$  はローレンツファクター。エミッタンス増大は、ビームエネルギー  $E$  の 5 乗に比例し、偏向電磁石の曲率半径  $\rho$  の 3 乗に反比例する。

ビーム・エネルギー 4 GeV 陽電子ビームの BT での水平方向のエミッタンス増大は放射励起がない場合は  $64 \mu\text{m}$  だったのが  $70 \mu\text{m}$  へと  $6 \mu\text{m}$  程度である。7 GeV 電子ビームの BT では  $21 \mu\text{m}$  から  $69 \mu\text{m}$  へとその差は  $48 \mu\text{m}$  と大きくなるが、メインリングの要求値からは大きな問題にはならない。

以上のように設計段階では数々のエミッタンス増大を検討し問題を解決してきたが、実際には別の困難が待ち受けていた。このことは第 8 章で述べる。

## 6 ダンピングリング (DR)

DR のレイアウトを図 34 に示す [23]。DR は 2 つのアーク部と 2 カ所の直線部からなり、直線部は入射部と出射部、そして加速部に使われている。アーク部の電磁石は限られた空間内でなるべく多くの光子を放射させるために、偏向電磁石がぎっしりと詰められている。

加速空洞を入射部と出射部のどちらに設置するか？ セプトラム電磁石は入射部と出射部とでは真空チェンバーの構造が異なる。入射セプトラム（図 35）は、設計値で垂直ビームサイズが全幅約 14 mm の入射ビームが通過するため、ギャップの大きな電磁

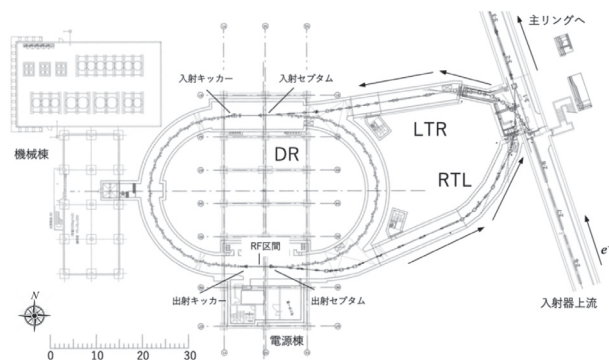


図 34: ダンピングリングのレイアウト。図 2 と違って、北が上になっている。つまり、入射部が北、出射部が南である。陽電子ビームは反時計回りに周回する。

石になる。その上、もし大気中にセプトラム電磁石を置くとすると、セラミックチェンバーを使用するため、さらにギャップが大きくなってしまい現実的でない。そのため、電磁石ごと真空容器に入れてしまうタイプのものにした。その場合、高真空が期待できなくなる。一方、出射セプトラム（図 36）では DR でエミッタンスが小さくなったビームしか通過しないので、垂直ビームサイズは全幅で約 0.6 mm しかなく、磁石のギャップを小さくできてセラミックチェンバーも使用できる。加速空洞は特に超高真空度が要求されるため、出射セプトラム側の直線部に加速空洞を設置することにした（図 36, 37）。

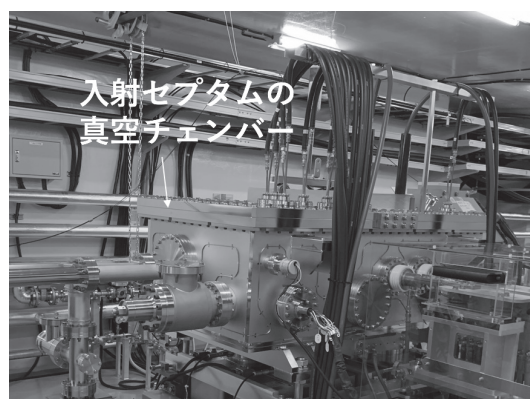


図 35: 入射セプトラムの写真。大きな真空チェンバーの中に電磁石が入っている。

真空チェンバー [24] は全てアンテチェンバー構造のものにした。詳細は石橋 拓弥氏の講義 [25] で述べられる。放射光をビームが通る領域の外側（側室）に逃がして、電子雲がビーム領域に出てこないよう

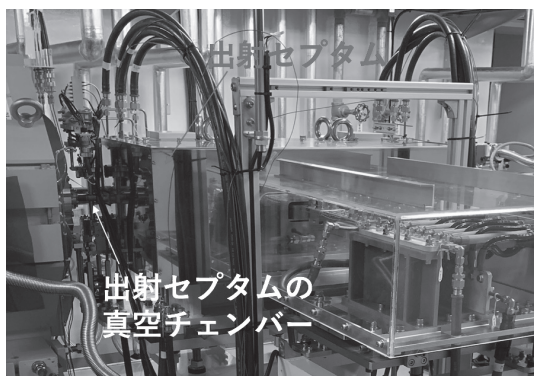


図 36: 出射セプタムの写真。電磁石の中をギャップの狭いセラミックチェンバーが通っている。

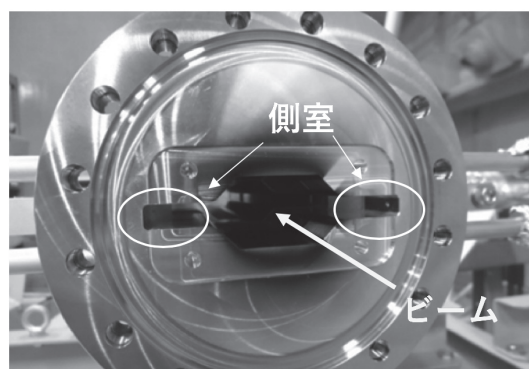


図 38: アンテチェンバーの写真。黒っぽく見えるのは、二次電子放出低下のための TiN コーティング [24]。

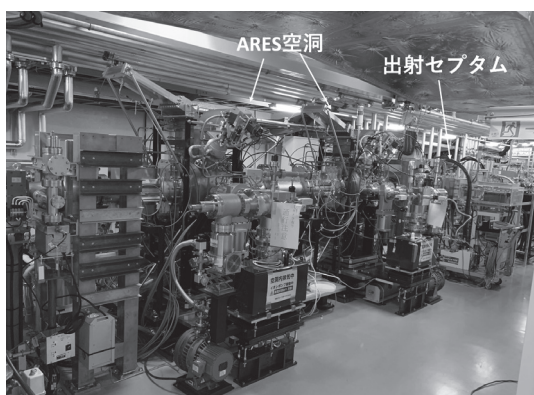


図 37: 2 台の ARES 空洞と出射セプタムの写真。

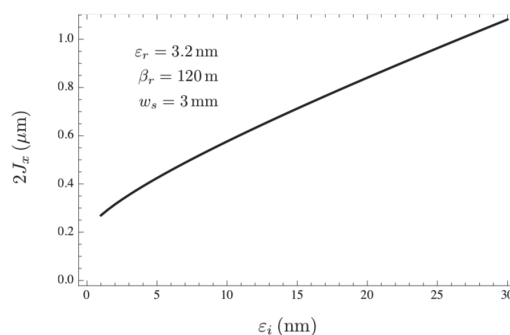


図 39: LER への入射ビームの水平エミッタンスに対する LER の水平方向の許容力学口径

にする構造である。なおアンテチェンバーには、その内側に放射光マスク（真空機器に直接放射光が当たらないようにするためのもの）を設置することで、放射光マスクのインピーダンスを大幅に下げる効果もある。アンテチェンバーの写真を図 38 に示す。

## 6.1 ダンピングリングの目的

「はじめに」で述べたように、陽電子ビームはダンピングリング（DR）を使用することで入射ビームのエミッタンスを小さくしている。DR のパラメーターを表 4 [13] に示す。入射規格化エミッタンスの  $3000 \mu\text{m}$  に対して出射エミッタンスは、水平で  $89 \mu\text{m}$ 、垂直で  $4.5 \mu\text{m}$  と、 $35 \sim 700$  分の 1 にも小さくなっている。これは図 39 に示すように、LER の力学口径からの要求値を満たすように設計されている。また、LER の設計ビーム寿命は 10 分程度とかなり短いことから、高頻度で LER に入射する必要が生じた。最高入射頻度は 50 Hz、つまり最短で 20 ms で

の入射となるため、減衰時間を 10 ms とし、さらに滞在時間を 40 ms とすることで、入射ビームのエミッタンスはほとんど平衡エミッタンスまで減衰する。したがって、DR には LINAC の 2 パルス分のビームが周回し、各々 40 ms 滞在した後、取り出される。現在の DR の出射パラメーターは当初の設計 [13] とはエミッタンスが異なるが、それは当面 RF 電圧が設計値の 1.4 MV から 1 MV に下げて運転しているためで、それにより設計規格化エミッタンスは  $89 \mu\text{m}$  から  $64.3 \mu\text{m}$  となっている。

## 6.2 リングのエミッタンス

ここではリング内で、なぜエミッタンスが減衰・励起するかについて、簡単に説明する [9, 20–22]。ただし、この節ではベータトロン振動の  $x$ - $y$  カップリングはないものとする。



表 4: DR の設計パラメーター

|                                                             |                      |               |
|-------------------------------------------------------------|----------------------|---------------|
| エネルギー ( $E_0$ )                                             | 1.1                  | GeV           |
| パンチトレイン数                                                    | 2                    |               |
| パンチ数/トレイン                                                   | 2                    |               |
| 周長 ( $C$ )                                                  | 135.498              | m             |
| 最大蓄積電流                                                      | 70.8                 | mA            |
| エネルギー損失/ターン ( $U_0$ )                                       | 0.0847               | MV            |
| 水平ダンピングタイム ( $\tau_x = 2\tau_{wx}$ )                        | 11.57                | ms            |
| 入射ビームのエミッタンス ( $\varepsilon_{ix}$ )                         | 1400                 | nm            |
| 入射ビームの規格化エミッタンス ( $\gamma\varepsilon_{ix}$ )                | 3000                 | $\mu\text{m}$ |
| 平衡エミッタンス ( $\varepsilon_0x/\varepsilon_0y$ )                | 41.5/2.08            | nm            |
| 平衡規格化エミッタンス ( $\gamma\varepsilon_0x/\gamma\varepsilon_0y$ ) | 89.3 / 4.48          | $\mu\text{m}$ |
| 加速空洞電圧 ( $V_c$ )                                            | 1.4                  | MV            |
| バケツ高さ                                                       | 1.5                  | %             |
| エネルギー広がり ( $\sigma_\delta$ )                                | $5.5 \times 10^{-4}$ |               |
| シンクロトロン・チューン ( $\nu_s$ )                                    | 0.0257               |               |
| 平衡パンチ長 ( $\sigma_{z0}$ )                                    | 6.58                 | mm            |
| 位相の進み/セル (水平/垂直)                                            | 64.39/64.64          | 度             |
| 運動量圧縮率 ( $\alpha_c$ )                                       | 0.0142               |               |
| 曲げ角比 ( $r$ )                                                | 0.35                 |               |
| 偏向電磁石の曲率半径 ( $\rho$ )                                       | $\pm 2.7$            | m             |
| ノーマル・セル数                                                    | 40                   |               |

位相空間内の粒子の運動は、

$$W_u = 2J_u = \gamma_u u^2 + 2\alpha_u u p_u + \beta_u p_u^2 \quad (47)$$

という不変量、Courant-Snyder invariant を保存する [26] が、放射光子を放出することにより、この不変量は前後で変化する。エミッタンスは、放射減衰 (radiation damping) によって減少し、放射励起 (radiation excitation) によって増大する。これら減衰と励起のちょうど釣り合った平衡状態が、DR の平衡エミッタンスとなる。

### 6.2.1 シンクロトロン放射と放射励起

ある曲率半径の偏向電磁石内を運動する粒子が放出する光子の数の期待値  $\langle N \rangle$ 、および光子のエネルギー 2 乗の期待値  $\langle u_p^2 \rangle$  は、

$$\langle N \rangle = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P_\gamma}{u_c}, \quad (48)$$

$$P_\gamma = \frac{c}{2\pi} \frac{C_\gamma E^4}{\rho^2}, \quad (49)$$

$$C_\gamma \equiv \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(mc^2)^3}, \quad (50)$$

$$\langle u_p^2 \rangle = \frac{11}{27} u_c^2, \quad u_c = \frac{3}{2} \hbar c \frac{\gamma^3}{|\rho|}. \quad (51)$$

$P_\gamma$  は単位時間あたりに放出する光子のエネルギー、 $u_c$  は critical energy、 $m$  は電子の質量、 $c$  は光速、 $r_e$  は電子の古典半径、 $E$  は粒子のエネルギー、 $\rho$  は偏向電磁石の曲率半径、 $\hbar$  はプランク定数である。ところで式 (49) は、以下のように書き直すとよく使われる基本的な式になり [20]、

$$P_\gamma = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E_0^2 B^2 \quad (52)$$

これより、リングのビームエネルギー  $E_0$  を上げると偏向電磁石の磁場  $B$  はビームエネルギーに比例して上げないといけないため、結局ビームエネルギーの 4 乗でパワーが失われることが簡単にわかる。

光子を放出することによって生じるエネルギー広がり の絶対値 2 乗の期待値は、単位時間あたり、

$$\begin{aligned} \langle \Delta E^2 \rangle &= \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = \langle N \rangle \langle u_p^2 \rangle \\ &= \frac{55}{24\sqrt{3}} \hbar c^2 r_e m c^2 \frac{\gamma^7}{|\rho^3|}. \end{aligned} \quad (53)$$

偏向電磁石のある場所は、通常分散関数がゼロでは

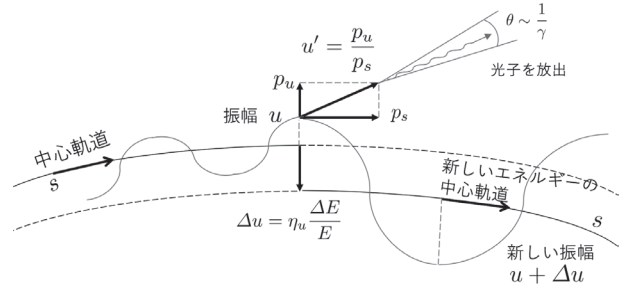


図 40: 放射励起の模式図。偏向電磁石内でエネルギーが変化した粒子のベータトロン振動振幅が大きくなる様子。 $u$  は、 $x$ 、 $y$  を表し、分散が水平（垂直）方向なら  $u=x$  ( $y$ )。

ない。粒子のエネルギーが変化した場所に分散があると、エミッタンスが増大してしまう。この現象を模式的に図 40 に示した。ビーム（粒子の集団）は、ある平均的な中心軌道の周りをベータトロン振動している。偏向電磁石で粒子が光子を放出すると、粒子のエネルギーが光子のエネルギーの分 ( $u_p$ ) だけ低くなる。光子放出前のベータトロン振幅を ( $u_\beta$ ,  $p_{u\beta}$ ) とすると、放出後のベータトロン振幅は、以下のように表される。

$$u = u_\beta + \eta_u u_p \quad (54)$$

$$p_u = p_{u\beta} + \eta_{pu} u_p \quad (55)$$



重要なことは、この現象が、時刻、放射量、そして粒子毎に、ランダムに起こるということである。図 40 の新たな振動振幅は粒子によって異なるので、集団の振幅としてのエミッタンスが増大することになる。(もし全てのビーム内の粒子が一様にエネルギーを放出したら、中心軌道がシフトするだけでエミッタンスは増大しない。)

### 6.2.2 ベータトロン振動の放射減衰

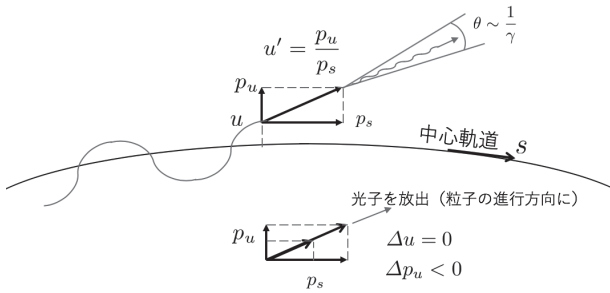


図 41: 放射減衰の概念図。偏向電磁石内での光子放出。 $u$  は、 $x$ 、 $y$  方向を表わす。

一方、ベータトロン振動の放射減衰について、図 41 に示す。図 41 は、例えば偏向電磁石のようにビームの進行方向が変わる時、中心軌道の周りをベータトロン振動している粒子はその接線方向に光子を放出するので、放出後の運動量の大きさが  $p_u$ 、 $p_s$  どちらの方向にも一様に小さくなる (図 41 の下図)。つまり、 $u$  方向の運動量が小さくなるとベータトロン振幅は減衰し、 $u$  方向のエミッタンスが減少する [26]。このことをベータトロン振動の放射減衰と呼ぶ。例えば、偏向電磁石が水平方向に曲げる場合でも、ベータトロン振動は水平、垂直どちらにも振動しているので、エミッタンスは水平垂直どちらも減少する。

### 6.2.3 平衡エミッタンス

$W_u$  の変化量は、

$$\frac{dW_u}{dt} = \frac{dW_D}{dt} + \frac{dW_E}{dt} \quad (56)$$

と表される。第 1 項  $dW_D/dt$  は放射減衰による変化、第 2 項  $dW_E/dt$  は放射励起による変化である。二つの状態が平衡状態に達するということは、式 (56) で、 $dW_u/dt = 0$  ということである。ここに、

$$\frac{dW_D}{dt} = -\frac{U_0}{E_0 T_0} (1 - D_u) W_u \quad (57)$$

を代入すると、

$$\frac{dW_u}{dt} = -\frac{U_0}{E_0 T_0} (1 - D_u) W_u + \frac{dW_E}{dt} \quad (58)$$

$$U_0 = \frac{C_\gamma}{2\pi} E_0^4 \oint \frac{1}{\rho^2} ds \quad (59)$$

偏向電磁石の曲率半径が一定の場合 ( $\rho = \rho_0$ )、

$$U_0 = C_\gamma \frac{E_0^4}{|\rho_0|} = 88.5 [\text{keV}] \times \frac{E_0^4 [\text{GeV}^4]}{|\rho_0|} \quad (60)$$

になる。 $U_0$  は、リング 1 周する間に偏向電磁石内で放射光を放出することにより失うエネルギー、 $E_0$  は、ビームの中心エネルギー、 $T_0$  は、リングでの平均的なエネルギーが  $E_0$  の粒子の周回時間、 $D_u$  は偏向電磁石が Combined 型 (収束力も持つ) でなく Separate 型の場合 (DR ではこの型) は、

$$D_u = \frac{\oint \frac{\eta_u}{\rho_u \rho^2} ds}{\oint \frac{1}{\rho^2} ds} \quad (61)$$

となる。

放射励起の項は、

$$\frac{dW_E}{dt} = 2C_\gamma \frac{U_0}{E_0 T_0} \gamma^2 \frac{\oint \frac{H_u}{|\rho^3|} ds}{\oint \frac{ds}{\rho^2}} \quad (62)$$

で表される。 $C_\gamma$  は、式 (50) で表され、 $H_u$  は、

$$H_u = \gamma_u \eta_u^2 + 2\alpha_u \eta_u \eta_{pu} + \beta_u \eta_{pu}^2 \quad (63)$$

である。ここで  $\gamma_u$ 、 $\alpha_u$ 、 $\beta_u$  は、Twiss parameter で、 $\eta_u$ 、 $\eta_{pu}$  は分散関数、 $u$  は、 $x$  または  $y$  を表す。(式 (58) より、放射減衰の項は指数関数的に減衰するのに対して、放射励起は linear に励起することが分かる。) 放射励起と放射減衰の平衡状態では式 (58) = 0 より、ある粒子の振幅の期待値  $\langle W_u \rangle$  が求まり、バンチ内粒子全体の位相空間の広がり、つまりエミッタンスは  $\langle W_u \rangle$  の 1/2 になることから、以下のように平衡エミッタンスが求まる。

$$\varepsilon_u = \frac{\langle W_u \rangle}{2} = \frac{C_\gamma}{J_u} \gamma^2 \frac{\oint \frac{H_u}{|\rho^3|} ds}{\oint \frac{ds}{\rho^2}} \quad (64)$$

ここで、 $J_u = 1 - D_u$  である。

### 6.3 リングでの減衰時間

リング内に入射されたビームのエミッタンスの時間変化は、

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + (\varepsilon_i - \varepsilon_0)e^{-2t/\tau_u} \quad (65)$$

と書ける。 $\varepsilon_0$ 、 $\varepsilon_i$  は、それぞれ、DR の平衡エミッタンス、入射エミッタンス、 $t$  はリングでの蓄積時間、 $\tau_u$  はリングのベータトロン振動の減衰時間 (damping time)。ここでは、DR の減衰時間がどのように表されるのかを簡単に述べる [9, 20–22]。ベータトロン振動振幅の時間変化は、式 (58) で表される。まず横方向の減衰時間について述べる。

$$\frac{dW_u}{dt} = -\frac{U_0}{E_0 T_0}(1 - D_u)W_u \quad (66)$$

より  $W_u$  の減衰時間  $\tau_{w_u}$  は、

$$\tau_{w_u} = \frac{E_0 T_0}{U_0(1 - D_u)}. \quad (67)$$

エミッタンスの減衰時間  $\tau_{\varepsilon_u}$  は、

$$\tau_{\varepsilon_u} = \tau_{w_u} = \frac{\tau_u}{2} = \frac{E_0 T_0}{U_0 J_u} \quad (68)$$

ここで、 $J_u \equiv 1 - D_u$  とおいた。また、進行方向エミッタンス、シンクロトロン振動の放射減衰時間は、

$$\tau_{\varepsilon_z} = \frac{\tau_z}{2} = \frac{E_0 T_0}{U_0 J_z} \quad (69)$$

$$J_z = 2 + D_x + D_y \quad (70)$$

である。これら  $J_u$ 、 $J_z$  を、damping partition number と呼び、

$$J_x + J_y + J_z = 4 \quad (71)$$

という関係がある。放射減衰の強さを 3 方向にどのように分配するかは、リングの偏向電磁石内の分散関数に関係した変数  $D_u$  で決まることになる。

DR に当てはめると、水平方向の減衰時間は式 (68) より、 $E_0 = 1.1$  GeV、 $U_0 = 0.091$  MV (式 (60) より) なので、 $E_0/U_0 = 12,000$  ターンで、 $J_x \sim 1$  とすると、軌道長  $C = 135$  m で、10.8 ms となる。

### 6.4 DR のラティス [13, 27, 28]

一般的にはリングのエミッタンスや減衰時間は前項までのような計算になるが、SuperKEKB の DR

は 6.1 節でも述べたように、減衰時間を短くするという使命がある。その上、敷地境界や予算の制限等も考慮し、トンネルはなるべく小さい方が良いという事情もあるが、さらに以下のような検討によって最適化がなされた。式 (68) を別のパラメータで書き直すと、

$$\tau_x = \frac{3T_0}{r_e \gamma^3 J_x I_2} = \frac{3}{2\pi c r_e J_x} \frac{\rho}{\gamma^3} C \quad (72)$$

となる。 $I_2 = \oint 1/\rho^2 ds$  は放射積分と呼ばれ、ここでは述べないが、 $I_1$  から  $I_5$  までである。 $\rho$  は偏向電磁石の曲率半径、 $\gamma = E_0/m_e$  は陽電子ビームの Lorentz factor、 $C$  はリングの軌道長を表わす。LER への入射エミッタンスを 53 nm と仮定すると、減衰時間は 12.8 ms 以上必要となる。SuperKEKB の DR の場合、ビームの DR 滞在時間は約 4 damping time の 40 ms である。DR 設計の主な検討項目は以下の通りである。

- 式 (72) より、リングの軌道長が長くなるとそれに比例して減衰時間も長くなるため、あまり長くしたくない。DR には LINAC のビームが 96 ns 間隔で 2 バンチずつ、二組 (2 pulse) のビーム、合計 4 バンチが周回できるようにしたい。
- DR の入射、出射のためのキッカー電磁石の立ち上がり・立ち下がり時間を各々約 100 ns とすると、最小で 120 m の軌道長が必要となり、LER への入射バケツ選択 (bucket selection) のための余裕をみて、約 135 m の周長リングが決定された。
- 減衰時間の 12.8 ms を実現するには、LINAC から取り出すビームエネルギーを 1.1 GeV とすると、偏向電磁石の曲率半径は 1.67 m となり 2.2 T という高磁場が必要になる。
- DR の真空チェンバーの垂直高さは入射ビームの垂直エミッタンスが大きいために、24 mm よりも小さくすることができない。この大きさのギャップ (gap) で偏向電磁石を設計すると最大 1.5 T の磁場が限界になる。

そこで Reverse-bend FODO という特別なラティスでの光学系が導入された [27, 28]。それは一定の磁場

の偏向電磁石を FODO に並べるが、間に逆方向に曲げる磁石 (reverse-bend) を挟む方法である。正方向に曲げる偏向電磁石の曲げ角に対する、逆偏向電磁石の曲げ角の比率を  $r$  とすると、減衰時間はより一般的に以下のように表される。

$$\tau_x = \frac{3T_0}{r_e \gamma^3 J_x I_2} = \frac{3}{2\pi c r_e J_x} \frac{\rho}{\gamma^3} C \frac{1-r}{1+|r|} \quad (73)$$

$1-r$  が 1 周の  $2\pi$  に相当し、最後の係数  $\frac{1-r}{1+|r|}$  は、逆偏向電磁石を使わなかった場合よりもその係数だけ多くの放射減衰が起こることを表す。図 42 に、放射減衰時間と  $r$  の関係を示す。これは偏向電磁石の曲率半径  $\rho = 2.7$  m (磁場の強さ  $B = 1.36$  T に相当する) を仮定した。放射減衰時間を約 10 ms に短縮するためには、 $r = 0.35$  にすればいいことがわかる。このようにして設計された DR のビーム光学系

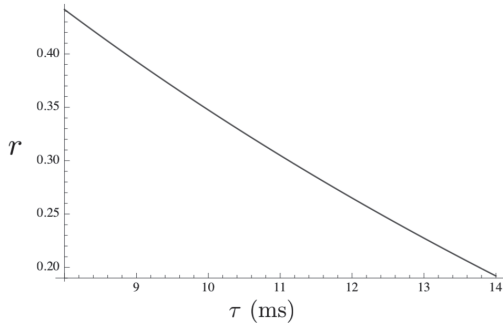


図 42: リングの放射減衰時間と、reverse-bend と bend の曲げ角比との関係

を図 43 に、FODO の単位セルの写真を図 44 に示す [23]。写真からもわかるように、磁石と磁石の間が狭くびっしりと並べられている。立ち上げ前に、

表 5: DR の運転パラメーターの設定値

|                                                                 |                      |               |
|-----------------------------------------------------------------|----------------------|---------------|
| 加速空洞電圧                                                          | 1.0                  | MV            |
| 平衡エミッタンス                                                        |                      |               |
| $(\varepsilon_x/\varepsilon_y/\varepsilon_s)$                   | 29.9 / 1.50 / 3688   | nm            |
| 平衡規格化エミッタンス                                                     |                      |               |
| $(\gamma\varepsilon_x/\gamma\varepsilon_y/\gamma\varepsilon_s)$ | 64.4 / 3.23 / 7939   | $\mu\text{m}$ |
| 放射減衰時間                                                          |                      |               |
| $(\tau_x/\tau_y/\tau_s)$                                        | 11.5 / 11.7 / 5.9    | ms            |
| チューン $(\nu_x/\nu_y/\nu_s)$                                      | 8.83 / 6.28 / 0.0185 |               |
| 平衡バンチ長 $(\sigma_{z0})$                                          | 6.67                 | mm            |
| エネルギー広がり $(\sigma_{\delta 0})$                                  | 0.0553               | %             |
| 運動量圧縮率 $(\alpha_c)$                                             | 0.0104               |               |

DR の加速空洞である ARES 空洞の電圧を、設計値

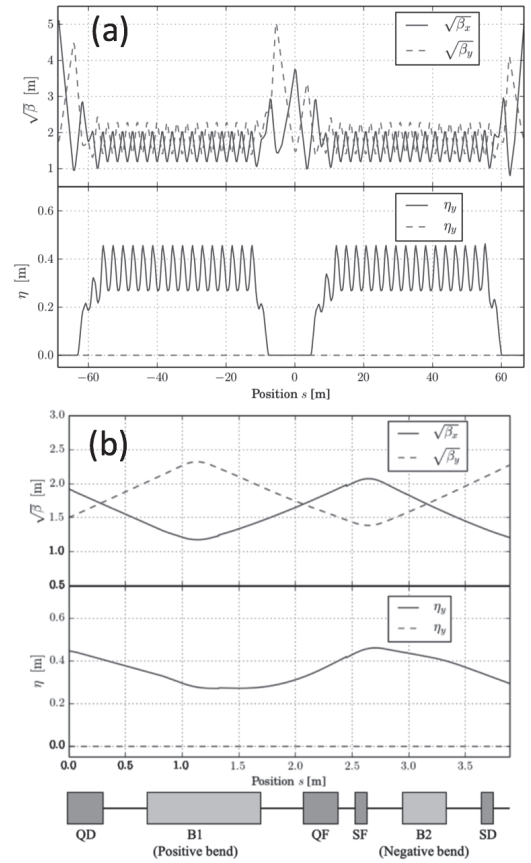


図 43: DR のビーム光学系。(a) DR 全体。横軸：入射点からの軌道距離、(b) アーク部 FODO の単位セル。B1 が正偏向電磁石、B2 が逆偏向電磁石。

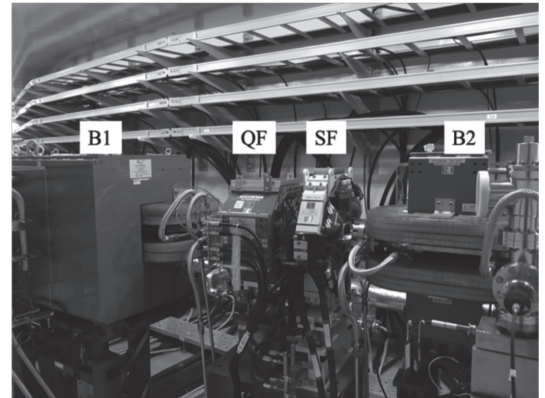


図 44: 単位セルの写真

の 1.4 MV から 1.0 MV に下げることであり、光学系を計算し直した。表 4 に示す設計値と異なる運転パラメーター [23] を表 5 に示す。

## 7 DR の立ち上げ

2018 年 1 月 23 日、DR の立ち上げを開始した。最初は LTR 最下流のビームシャッターでビームを止めて、未調整のビームが DR に入って機器を放射化しないようにして LTR の立ち上げを行った。粗調整は約 2 日間で終わった。最初は物事を単純にするため DR の RF 加速空洞を Off にして、入射セプトム、キッカー、BPM (ビーム位置モニター) 等のタイミングをビームに合わせ、リングを周回した。次の日、加速空洞を On にしてビームを RF バケツ内に捕捉する事 (RF capture) に成功し、無事蓄積に成功した。出射セプトム、キッカー、RTL の BPM タイミングを調整し、RTL を通して LINAC 終端までビームを導くのにわずか 2 日で終わった。結局 DR 入射から LINAC 終端まで約 3 日で粗調整を終えることができた [23]。

### 7.1 LTR の立ち上げ [29,30]

実際に FC からの巨大なビームは、特にアーク部でビームが図 14(a) のように非対称な分布になっている。このビーム位置を観測するのに、ビーム位置モニター (BPM) からの情報はビームの重心位置であるため、ピークの位置を見誤ってしまうことになる。そこで調整用の“コアビーム”を作って調整することにした。

図 45 の上段に示す通り、ビームのエネルギーピークを真空チェンバーの真ん中に来るように、2 セクターでエネルギーを調整し、ピーク部だけを残すようにコリメーターでカットし“コアビーム”とする。このビームを使って ECS のゼロクロスを求める。具体的には ECS 加速 Off と On とで、ECS 下流で観測されるビームエネルギーが変わらない位相を探す。このようにして調整された“コアビーム”は、LTR を通るビームの進行方向位相空間の中心を通っていることになる。DR への入射調整も“コアビーム”を用いて行い DR での入射ビームの中心軌道とする。なお、一度調整したら運転用のビームで ECS 調整、DR 入射調整をしてはならない。

DR 入射調整後、運転用ビームに戻す。“コアビー

ム”を作っていたコリメーターを一旦全開にし、2 セクターでビームエネルギーを“コアビーム”よりも 5% 上げ、再度コリメーターで -5% 以下をカットするように調整する。こうすることで、図 45 の下段に示すように、“コアビーム”が通った軌道 (赤丸) の周り、つまり真空チェンバーおよび進行方向位相空間の中心を運転ビームが回転しながら進むことになり、ビームロスを最小限に抑えることになる。

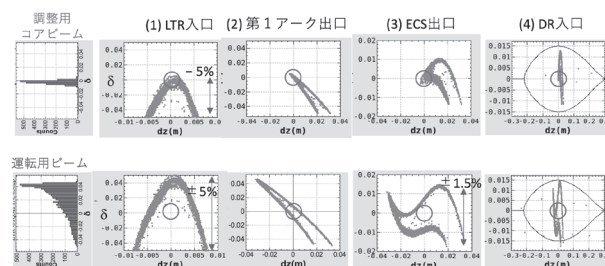


図 45: (1)-(4) に示す各場所での進行方向位相空間内の粒子分布のシミュレーション。赤丸は位相空間の中心部分、実際には真空チェンバーの真ん中になる。上図は、LTR 調整用“コアビーム”。赤丸の中のみビームを残して、他はコリメーターでカットする。下図は、運転用ビーム。赤丸の周りを回転しながら進む。

### 7.2 DR の減衰測定

実際の DR の立ち上げでは光学関数 ( $\beta$ ,  $\eta$ ,  $x-y$  カップリング、チューン) を測定、補正して、ほぼ設計通りになっていることが確認された [23]。その後、DR のビームサイズモニター、SRM (Synchrotron Radiation Monitor) で測定されたビームの像を図 46 に、ビームサイズの減衰時間測定を図 47 に示す [31]。入射してからビームサイズが減衰していく様子が分かる。図 47 のフィットから、測定された減衰時間を表 6 にまとめた。計算値と良く合っていることから、この DR において、設計通りにエミッタンスが減衰していることが分かる。今後、ビームサイズの校正を行い、エミッタンスの絶対値を求める予定である。

## 8 LINAC と BT におけるエミッタンス増大 [32]

DR でエミッタンスが小さくなったビームをその小さなまま LER に入射する事は、実際には容易では



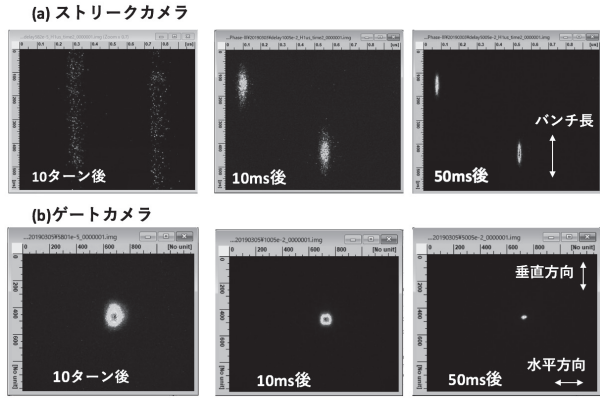


図 46: SRM を (a) ストリークカメラ (streak camera) で撮影されたバンチ長。 (b) ゲートカメラ (gated camera) で撮影されたビームサイズ。左から、入射後 10 ターン、10 ms、50 ms 後の画像。1 ターンは、0.45  $\mu$ s。

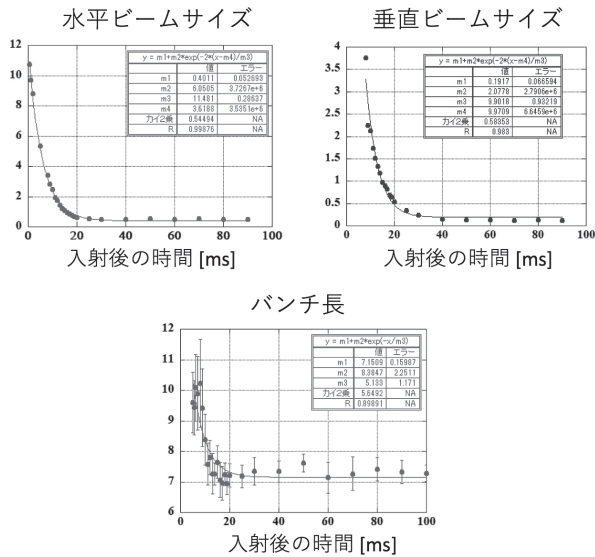


図 47: 入射後の時間と各ビームサイズ測定値のプロット。

ない。DR から出射された陽電子ビームが LINAC、BT を通る間に、ワイヤスキャナー (Wire Scanner (WS)) というビームプロファイル・モニターが合計 4 ヶ所設置されており、そこで測定されたビームサイズからエミッタンスを計算している。これらの測定結果を図 48 に示す。BT の直線部のうち、最上流を BT1、最下流を BT2 と呼ぶ (図 2 に示す)。水平方向のエミッタンスは、DR から出射後 LINAC に戻ってきた直後に既に 2 倍、BT 上流部 (BT1) でさらに約 5 倍に増大している。垂直方向エミッタンスは BT1 までは保存しているが、BT 下流 (BT2) で 10 倍以上になっている。これではせっかくの DR が威力を発揮できない。

表 6: 設計値と測定値の減衰時間

|          | $\tau_x$        | $\tau_y$        | $\tau_z$        |
|----------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 設計値 [ms] | 11.5            | 11.7            | 5.8             |
| 測定値 [ms] | $11.5 \pm 0.29$ | $9.90 \pm 0.93$ | $5.13 \pm 1.17$ |

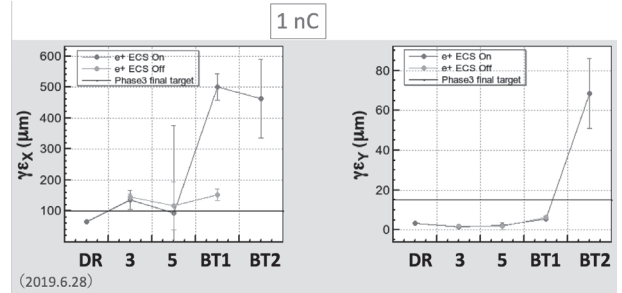


図 48: ワイヤスキャナーで測定した規格化エミッタンス。横軸はワイヤスキャナーの場所で、LINAC の 3 セクター、5 セクター、BT の上流部 (BT1)、BT の下流部 (BT2)。左 (右) 図は、縦軸が水平 (垂直) 方向のエミッタンス。DR のみ設計値。緑: LINAC 終端の ECS 加速電圧が Off、赤: On。黒線は LER からの要求値。

## 8.1 エミッタンス増大のメカニズム

今までにわかっているエミッタンス増大のメカニズムは、以下のものがある。

- (1) 加速管による横方向ウェイク場
- (2) BT での高次の分散関数
- (3) BT での放射励起
- (4) 分散の漏れ
- (5) ジッターエミッタンス
- (6) 分散の漏れから来るエネルギージッターによるエミッタンス増大
- (7) ゼロクロス加速管に分散が漏れることによるエミッタンス増大

上記の (1)-(3) については既に 5.3.4 項で述べた。(4)-(7) については、実際に運転してみて、分散の漏れが大きな原因の一つであることが分かってきた。つまり、分散の漏れは単にビームサイズが大きくなるだけでなく、加速管の位相変動によるエネルギージッターが増幅される効果もある。さらに、(7) では ECS

等で加速管のゼロクロス付近の加速勾配が大きいことを利用している場所に分散があると、進行方向と横方向のカップリングでさらなるエミッタンス増大を引き起こす [33] ことが分かった。

## 8.2 エミッタンス保存のための努力

(4)-(7) について、エミッタンス増大を抑えるために検討した結果を述べる。

### (4) 分散の漏れ

例：RTL第1アーク

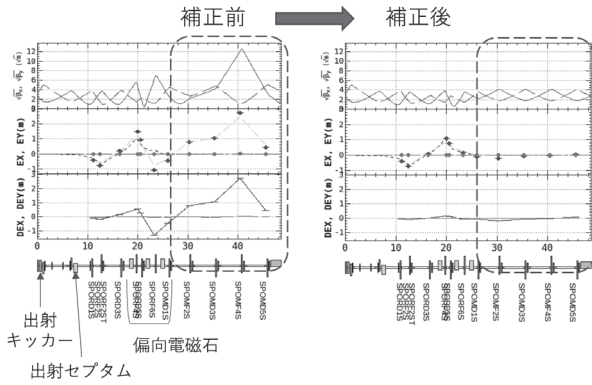


図 49: RTL の水平分散補正前後の測定。プロットは上から順に、ベータ関数、分散測定値、分散測定値と設計値との差。青（赤）線：水平（垂直）方向、緑：測定された分散が四極電磁石のエラー起因と仮定して計算した分散関数。

図 28 に示すように、RTL から BT まで、分散が発生するアークは、水平で 7 カ所、垂直で 2 カ所ある。分散の漏れの原因の大きな一つは、四極電磁石と偏向電磁石との強さの校正誤差と考えられる。最下流アーク以外全てのアークで分散が閉じておらず、ほとんどのアークについて、分散補正を行った。一例として図 49 に、RTL 第一アークでの水平分散の補正前後の測定結果を示す。分散の漏れが四極電磁石の誤差から来ていると仮定する緑の線が、青点の測定をよく再現している。これを補正した結果、分散の漏れに改善が見られたが、まだ分散の平均値として 0.1 m 程度の分散が残っている。

BT 全域での分散測定を図 50 に示す。BT を通るビームエネルギーの変化に対する水平軌道の変化（つまり、 $R_{16}$ ）を測定した。設計では水平分散のない

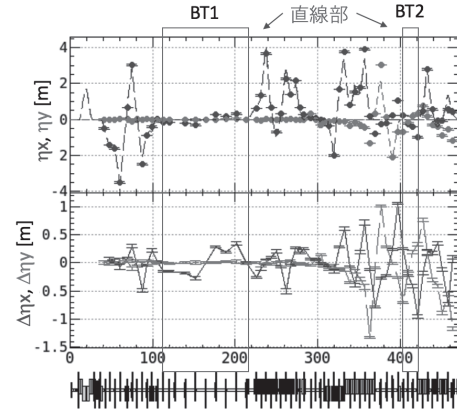


図 50: BT 全域の水平分散補正前後の測定。プロットは上から順に、分散測定値、分散測定値と設計値との差。青（赤）線：水平（垂直）方向。BT1、BT2 は、ワイヤースキャナーの設置場所を示す。

直線部（BT1、BT2）に 0.5 m の大きな分散が残っている。さらにこれらを閉じる努力が必要である。

### (5) ジッターエミッタンス

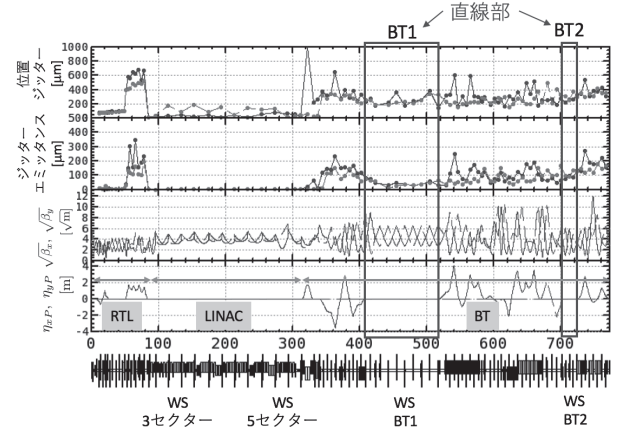


図 51: RTL から LER 入り口まで全域のジッター測定の一例。プロットは上から順に、位置のジッター、ジッターエミッタンス、設計ベータ関数、設計分散関数。青（赤）線：水平（垂直）方向。

ジッターエミッタンスは、電源の安定度等が原因で起こるビーム位置の変動を、位相空間の広がりとして、以下のように計算したものである。

$$\varepsilon_{\text{jitter } u} \equiv \sqrt{\langle u^2 \rangle \langle p_u^2 \rangle - \langle up_u \rangle^2} \quad (74)$$

$u=x, y$  で、 $p_u$  は、式 (11) を使い、隣り合う 2 台の BPM 位置とその間の設計転送行列を仮定して計算した。エネルギー起因でなく、LINAC で発生する

ジッターエミッタンスは、LINAC の 3 ～ 5 セクターで観測されるはずであるが、図 51 では無視できるほど小さい。BT で変動する機器がない場合は、次項で述べるエネルギージッターが BT で観測されている可能性が高い。

#### (6) 分散の漏れから来るエネルギージッターによるエミッタンス増大

図 51 では、BT 全域においてジッターエミッタンスが観測されている。図 48、50、51 も、前後 1 日以内に測定したものであるため、分散の漏れ、およびジッターエミッタンスが、図 48 の BT でのエミッタンス増大の直接の原因になり得る。また、図 50 の横軸で 300 m 下流以降で設計外に発生している垂直方向の分散については、今後検討が必要である。

#### (7) ゼロクロス加速管に分散が漏れることによるエミッタンス増大

加速管のある場所では通常分散がゼロになるように設計する。しかし、上流から分散が漏れて来た場合は深刻なエミッタンス増大の原因になる。特に ECS や BCS のように加速勾配の大きなゼロクロス位相で加速している場所では、バンチのヘッドとテイルのエネルギー差が大きくなる。ここに分散があると、シンクロベータ・カップリングが発生し、ヘッドとテイルで横方向の軌道差が生じ、エミッタンスが大きくなる。

DR から LER 入射点まで、このようなゼロクロス利用の加速管は、BCS、5 セクターのエネルギー調整用加速管、そして LINAC 終端の ECS の 3 カ所である。特にこれらの場所では分散が漏れないように、分散を消す努力が必要である。実際、RTL の BCS 加速管でも LINAC 終端の ECS でも、加速管を Off にするとその下流の WS でのエミッタンス増大おさまった。RTL については、図 52 で、BCS の加速電圧を低くするに従って下流 3 セクターの測定エミッタンスが小さくなる様子がわかる。LINAC 終端の ECS においては、図 48 左図の水平規格化エミッタンス  $\gamma\epsilon_x$  に示す通り、5 セクターと BT1 間にある

ECS が On の時、水平エミッタンスは 5 セクターから BT1 の間で増大しているが、ECS 加速管を Off にすると、BT1 と 5 セクターとではほぼ同じ値になり、増大はおさまっている。

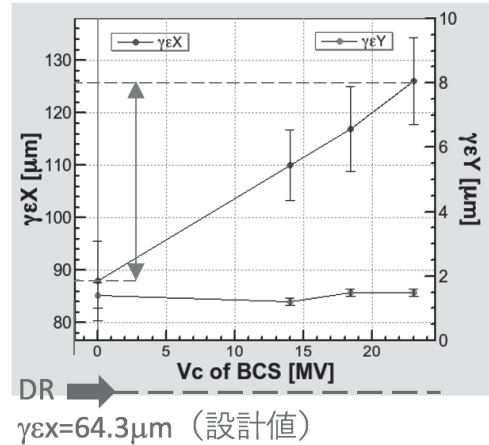


図 52: 横軸 : BCS 加速電圧、縦軸 : BCS 下流、3 セクターのワイヤースキャナーで測定されたエミッタンス。電荷量は 0.7 nC。青点が水平規格化エミッタンス (左軸)、赤点が垂直規格化エミッタンス (右軸)。

## 9 SuperKEKB への入射

実際に SuperKEKB 主リングへの入射は 2019 年 6 月までの運転では、良好であった。図 48 のエミッタンス測定値は主リングからの要求よりも大きい、主リングの方もまだ最終光学系ではないため、問題にはなっていない。電子ビーム発生源の RF-Gun から直接主リングに入射する電子ビームは、長い LINAC を通って来るため、エミッタンス増大を起こす確率が上がる。しかし、陽電子ビームは DR を通ることによって陽電子源の不安定な記憶を忘れ、非常に安定な入射ビームを実現しているため、入射効率や入射の際に発生する Belle II 測定器に及ぼすバックグラウンドが、非常に安定に小さい。DR から出射されたビームを初めて RTL のスクリーンモニターで見たときはあまりの小ささに感激した。特に RTL では、垂直方向にはエミッタンス増大していないため、見たことのないような針のように細いビームになっている。この低エミッタンスビームを保持するには、分散を閉じることがキーポイントの一つになることが分かった。今後主リングが最終光学設計に近づくにつれて、入射ビームの高電荷量、低エミッタンスを設計

値に近づける検討を早急に進めなければならない。

## 謝辞

このテキストをまとめるに当たり、池田 仁美氏、生出 勝宣氏、菊池 光男氏、小磯 晴代氏、柴田 恭氏、清宮 裕史氏、船越 義裕氏、三増 俊広氏、森 隆志氏に大変お世話になりました。ここに深く感謝いたします。

## References

- [1] “もっと知りたい！ SuperKEKB 加速器”，第3版，2019.8.，<http://www-superkekb.kek.jp/glossary.html>
- [2] 末次 祐介，“SuperKEKB の概要”，OHO '19.
- [3] 森田 昭夫，“SuperKEKB のマシンパラメータと IR Optics の設計”，OHO '19.
- [4] P. Raimondi, 2nd SuperB Workshop, Frascati, (2006)
- [5] 周 翔宇，“RF 電子銃及びレーザー光源”，OHO '19.
- [6] 榎本 嘉範，“陽電子源”，OHO '19.
- [7] 夏井 拓也，“入射器の概略・全体”，OHO '19.
- [8] 杉本 寛，“ビームダイナミクスの基礎 (単粒子力学)”，OHO '19.
- [9] K. Oide, “Basic formulas for electron rings”, The CERN Accelerator School, Zürich, 26-27 Feb. 2018, <https://indico.cern.ch/event/643268/timetable/>.
- [10] [https://uspas.fnal.gov/materials/14UNM/Accel\\_Modeling\\_Lab.pdf](https://uspas.fnal.gov/materials/14UNM/Accel_Modeling_Lab.pdf).
- [11] A. Chao, “Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators”, Wiley Series in Beam Energy Accelerators.
- [12] 陳 榮浩，“ウェイク場、インピーダンスとロスファクター”，OHO '11.
- [13] M. Kikuchi *et al.*, Technical Design Report for SuperKEKB, <https://kds.kek.jp/indico/event/15914/>.
- [14] N. Iida *et al.*, “Beam Dynamics in Positron Injector Systems for the Next Generation B-factories”, IPAC2011, THYA01.
- [15] “KEKB ファクトリー新設と入射路使用方法変更に伴う放射線安全対策”，KEK Internal 98-5 August 1998, P.9-10.
- [16] <http://geant4.kek.jp/>
- [17] Strategic Accelerator Design (SAD) home page, <http://acc-physics.kek.jp/SAD/>.
- [18] H. Sugimoto, Private communication.
- [19] J. T. Seeman, “New Compensation of Transverse Wakefield Effects in a Linac by Displacing Acceleration Structures”, Proceedings of the Accelerator Conference 1990, Albuquerque, New Mexico, USA.
- [20] A. Chao and M. Tigner, Handbook of Accelerator Physics and Engineering.
- [21] 船越 義裕，“電子貯蔵リングにおけるビームダイナミクスの基礎”，OHO '94.
- [22] 船越 義裕，“SuperKEKB のマシンパラメータ～ナノビーム方式と低エミッタンス”，OHO '11.
- [23] 杉本 寛，“SuperKEKB 陽電子ダンピングリングの立ち上げ”，「加速器」Vol.15, No.4, 2018 (238-244)
- [24] K. Shibata, “Vacuum system of positron damping ring for SuperKEKB”, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films 35, 03E106 (2017)
- [25] 石橋 拓弥，“真空システム”，OHO '19.
- [26] A. Wolski, “Storage Ring Design Part1”, Joint US-ARN-Japan School on Particle Accelerators, Erice, Sicily, April 2011, <https://uspas.fnal.gov/materials/12MSU/DampingRings-Lecture1.pdf>.



- [27] M. Kikuchi, “Reverse-bend FODO lattice applied to damping ring for SuperKEKB”, Nucl. Instr. Meth. A 556, pp.13-19 (2006).
- [28] M. Kikuchi, “Design of Positron Damping Ring for SuperKEKB”, Proceedings of IPAC’10, Kyoto, Japan.
- [29] 飯田 直子 *et al.*, THOM04 “SuperKEKB 陽電子ダンピングリングの入出射コミッショニング”, 第15回日本加速器学会、長岡、Aug. 7-10, 2018.
- [30] N. Iida *et al.*, TUPAB07 “Commissioning of Positron Damping Ring and Beam Transport for SuperKEKB”, The 62nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on eeFACT2018, 24-27 Sep., 2018.
- [31] 池田 仁美 *et al.*, FRPI032 “SuperKEKB ダンピングリングの放射光モニターを使ったビームサイズ計測”, 第16回日本加速器学会、京都大学吉田キャンパス、Jul. 31-Aug.3, 2019.
- [32] Y. Seimiya *et al.*, TUPAB02 “Low Emittance Beam Transport for  $e^-/e^+$  LINAC”, The 62nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on eeFACT2018, 24-27 Sep., 2018.
- [33] M. Kikuchi, Private communication.