

話 題

SuperKEKB 加速器の設計と建設—最近の発展—

大西 幸喜*

SuperKEKB Collider — Recent Progress —

Yukiyoshi OHNISHI *

Abstract

The SuperKEKB project is an experiment with a positron-electron collider built to explore new phenomena at the particle physics. The target luminosity is $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, which is 40 times the KEKB accelerator that has been operated for 11 years up to 2010. The consideration of SuperKEKB has started since 2001 and the strategy of luminosity upgrade was “high-current” scheme in the early stage. However, difficulties such as bunch lengthening due to coherent synchrotron radiation and huge reinforcement of RF system arise. We have changed the strategy from the high-current scheme to a “nano-beam” scheme since 2009. The latest upgrade plan and a recent progress of the accelerator construction have been reported.

1. はじめに

2009年出版の加速器学会誌に「SuperKEKB計画」¹⁾として加速器の設計について述べられているが、その年2月に開かれた加速器レビュー委員会で、大きな方針転換が推奨され様々な変遷をたどることとなった。そこで、本稿で最新の設計および建設の進捗状況を述べたいと思う。

コライダー実験では、高いエネルギーまで粒子を加速し衝突させて新たに粒子を生成する。生成された粒子や生成過程を詳細に調べることで自然界の法則を発見しようとするものである。観測される物理事象の数 N は、

$$N = \int_0^T L \sigma dt \quad (1)$$

と表される。 T は実験期間、 L はルミノシティ、 σ は反応断面積である。 T は人間の寿命よりは短く約10年以内を目標とされることが多く、 σ は自然界の法則によって決っており、B中間子の生成断面積は約1 nb程度である。 L は、唯一人間の努力によって大きくすることのできるパラメータである。1 nbは 10^{-33} cm^2 なので、 $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

のルミノシティを達成しても1秒間に10個程度の事象数しか得られないことになる。一般的に、新しい物理現象は高い衝突エネルギーに向かう程感度が高くなる。しかしながら、低いエネルギー領域でも稀に非常に高いエネルギー状態が作られ、仮想的に重い質量を持った未知の粒子が現れることがある。この現象は、トンネル効果に似た現象で非常に稀なので、1 nbのさらに1/10～1/100程度の反応断面積となってしまうことが予想される。こうした理由により、Bファクトリー実験で「新しい物理」を探索するためには $10^{35} \sim 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のルミノシティが必要となる。SuperKEKB加速器では、KEKB加速器²⁾が到達したルミノシティの40倍となる $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を目標ルミノシティとしている。

2. ルミノシティ戦略

KEKB加速器が設計ルミノシティである $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に到達する以前の2001年からSuperKEKB計画は進められてきた。当時は、ビーム電流を10 Aまで蓄積することで $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を超えるルミノシティを目指す「高ビーム電流」スキームを考えていた。本来ならば、衝突点ペー

* 高エネルギー加速器研究機構 KEK, High Energy Accelerator Research Organization
(E-mail: yukiyoshi.onishi@kek.jp)

タ関数を絞ることでルミノシティを上げたいが、「砂時計効果」によってバンチ長よりも小さくできないという理由から垂直ベータ関数はせいぜい 3 mm 程度が限界であると思われていた。高いバンチ電流と短いバンチ長は、電磁波の高次モード (HOM) による発熱やコヒーレント放射光 (CSR) によるバンチ長の増大を引き起こすという深刻な問題を抱えていた。さらに、高周波加速空洞システムの膨大な増強が必要であることも大きな障害となっていた。そこで、考えられたのが「ナノ・ビーム」スキームである。このスキームは、イタリアの P. Raimondi 氏らによって SuperB 計画で提案された³⁾。イタリアの SuperB 計画は残念ながら承認されなかったが、「ナノ・ビーム」スキームは SuperKEKB 計画によって引き継がれた⁴⁾。

一般的に、ビームビームパラメータは、以下の式で表現される。

$$\xi_{y\pm} = \frac{r_e}{2\pi\gamma_{\pm}} \frac{\beta_{y\pm}^* N_{\mp}}{\sigma_{y\mp}^* (\sigma_{x\mp}^* + \sigma_{y\mp}^*)} R_{\xi_{y\pm}} \quad (2)$$

+ は陽電子、- は電子、 x と y は進行方向に鉛直な平面内における水平、垂直方向を表す。 r_e は古典電子半径、 γ はローレンツ因子、 β^* は衝突点ベータ関数、 σ^* は衝突点におけるビームサイズ (スポットサイズ) を示す。 R_{ξ_y} は幾何学的な要因による補正係数である。陽電子と電子の衝突点ビームサイズが等しいと仮定し、ビームビームパラメータを使ってルミノシティを表現すると、

$$L = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} (1+a) \frac{\xi_{y\pm} I_{\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \left(\frac{R_L}{R_{\xi_y}} \right) \quad (3)$$

となる。 R_L は、やはり幾何学的な要因による補正係数である。ここで、 a はアスペクト比 σ_y^*/σ_x^* であり、フラットなビームを考えると 1 よりもかなり小さな値である。この式から、ルミノシティを大きくするためにはビームビームパラメータの限界値とビーム電流を大きくし、垂直方向の衝突点ベータ関数を小さくすればよい。通常の「正面衝突」スキームでは、砂時計効果 (幾何学的損失) によりベータ関数をバンチ長よりも小さくしてもルミノシティは期待どおり大きくならない。ナノ・ビームスキームでは、これを回避するために水平方向に非常に細いビームを大きな交差角をつけて衝突させる。図 1 に、鉛直方向から見たビームの

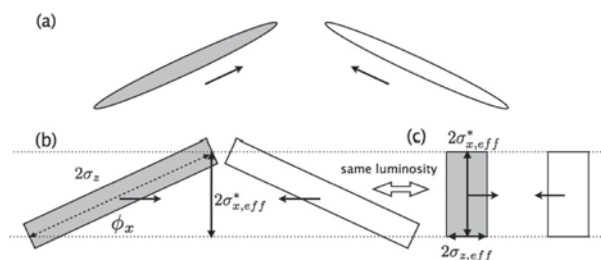


図 1 2つの衝突するビームの様子。(a)実験室系、(b)ローレンツ・ブーストされた系、(c)左図と等価なビーム、ルミノシティは (b) と等しい。

衝突する様子を示す。細長いビームを大きな交差角を持って衝突させると、たとえバンチ長が長くても2つのビームが交差するときの重なる領域が進行方向に対して非常に短くなる。見かけ上のバンチ長は非常に短いので、衝突点ベータ関数を非常に小さくできる。図 1 (b) は、実験室系から回転と x 方向へのローレンツ・ブーストした系で見た様子である。見かけ上のバンチ長は、

$$\sigma_{z,eff} = \frac{\sigma_x^*}{\sin \phi_x} \quad (4)$$

と書ける。 $2\phi_x$ が交差角である。逆に、見かけ上の水平ビームサイズは、

$$\sigma_{x,eff}^* = \sigma_z \sin \phi_x \quad (5)$$

と書ける。図 1 (b) の見かたをかえると図 1 (c) のようにみなすことができ、両者は同じルミノシティである。実際のバンチ長は長くても、非常に短いバンチが衝突しているのと同じになる。これが、ナノ・ビームスキームの基本的なアイデアである。

さて、ルミノシティは、式(2)と式(3)から

$$L = \frac{N_+ N_- f_c}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} R_L \quad (6)$$

と表される。ここで、 f_c は衝突周波数である。ナノ・ビームスキームでは、 σ_x^* を見かけ上のビームサイズに置き換える。これにより、ルミノシティは、

$$L \propto \frac{N_+ N_-}{\sigma_z \sin \phi_x \sqrt{\varepsilon_y} \beta_y^*} \quad (7)$$

と表現される。同様に、ビームビームパラメータは、

$$\xi_{y\pm} \propto \frac{N_{\mp}}{\sigma_z \sin \phi_x} \sqrt{\frac{\beta_y^*}{\varepsilon_y}} \quad (8)$$

と表現できる。したがって、 ε_y と β_y^* を同じ割合で小さくすることができれば、ビームビームパラメータを一定に保ちながら、ルミノシティを増大させることができる。高ビーム電流スキームでは、ビームビームパラメータの限界値を大きく 0.3 と設定していたが、ナノ・ビームスキームでは、KEKB 加速器で到達した値と同程度である 0.09 を仮定しながら 40 倍のルミノシティが設計値となる。

垂直方向の衝突点ベータ関数は、KEKB 加速器の約 20 分の 1 である 250 ~ 300 μm まで絞る。なるべく最終収束磁石を衝突点の近くに配置したいので、2 つのビームの分離を考えると 83 mrad の交差角が必要となる。これは KEBB 加速器の 22 mrad と比較して約 3.8 倍大きい。

見かけ上のバンチ長を衝突点ベータ関数よりも短くするためには、水平ビームサイズは約 10 μm にする必要がある。水平方向の衝突点ベータ関数は、25 ~ 32 mm まで絞ることができるので、これを達成するために必要なエミッタンスは 3 ~ 5 nm である。また、水平方向のビームビームパラメータは、

$$\xi_{x\pm} \simeq \frac{r_e}{2\pi\gamma_{\pm}} \frac{\beta_x^* N_{\mp}}{(\sigma_z \sin \phi_x)^2} R\xi_x \quad (9)$$

と書ける。この式から、低エミッタンス化を押し進めても、水平方向のビームビームパラメータは増大しないことがわかる。しかも、水平ビームビームパラメータの値は 0.001 ~ 0.003 と非常に小さいので、ダイナミックな効果が少なく水平ベータ関数のうねり（ベータ・ビート）による物理口径の減少をほとんど気にする必要がない点が、KEKB 加速器と大きく異なる。

さらにルミノシティを 2 倍にする必要があるが、これはビーム電流を 2 倍にすることで達成する。そのためには高周波加速空洞システムと真空システムを増強する。

SuperKEKB 加速器のルミノシティ戦略は、

1. ξ_y の限界値は KEBB 加速器の実績値を仮定
2. β_y^* を KEBB 加速器の 20 分の 1 まで小さく絞る

3. ビーム電流を KEBB 加速器の 2 倍に増加させる

に集約される。SuperKEKB 加速器のマシンパラメータを表 1 に示す。4 GeV の陽電子リング (LER) と 7 GeV の電子リング (HER) は、水平方向に少しずつらして並べられた 2 リング構成となっている (図 2)。また、2 つある交差点のうち衝突点は 1 箇所、反対側は垂直軌道にオフセットをつけて衝突しない構造となっている。これによって、非対称エネルギー衝突と多バンチ・ビームの蓄積を可能としている。

KEKB 加速器の LER と HER のエネルギーは、3.5 GeV と 8 GeV であったが、4 GeV と 7 GeV に変更することによって、LER の Touschek 寿命はより長くなり、HER のエミッタンスはより小さくなる。これによって、ブースト率は 0.425 から 0.284 へと減少し B 中間子の崩壊点の分離に不利となるが、測定器の性能向上によって補うので、目的とする物理への影響は少ないと考えられている。

表 1 マシンパラメータ (intra-beam 散乱を含む)

	LER	HER	unit
エネルギー	4.000	7.007	GeV
ビーム電流	3.6	2.6	A
バンチ数	2500		
バンチ電流	1.44	1.04	mA
周長	3016.315		m
水平エミッタンス	3.2	4.6	nm
垂直エミッタンス	8.64	12.9	pm
カップリング	0.27	0.28	%
水平ベータ関数	32	25	mm
垂直ベータ関数	270	300	μm
交差角	83		mrad
運動量縮約率	3.18×10^{-4}	4.53×10^{-4}	
エネルギー広がり	8.10×10^{-4}	6.37×10^{-4}	
RF 電圧	9.4	15.0	MV
バンチ長	6	5	mm
ν_s	-0.0244	-0.0280	
ν_x	44.53	45.53	
ν_y	46.57	43.53	
エネルギー損失	1.86	2.43	MeV
減衰時間 (横方向)	43.2	58.0	msec
ξ_x	0.0028	0.0012	
ξ_y	0.0881	0.0807	
L	8×10^{35}		$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

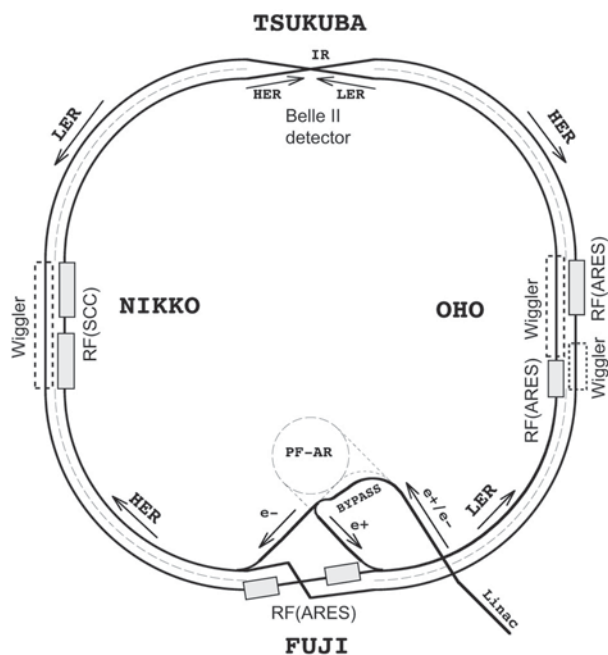


図2 SuperKEKB 加速器のレイアウト

3. 最終収束システム

最終収束磁石は、垂直収束 (QC1) と水平収束 (QC2) から構成され、衝突点を挟んで両側に設置される⁵⁾。LER では衝突点から 0.766 m の位置に、HER では衝突点から 1.221 m の位置に最初の垂直収束磁石が置かれる。これらの最終収束磁石は超伝導磁石である。LER と HER のビームラインが接近しているがために、洩れ磁場が相手側のビームラインに影響を及ぼさないように、LER の QC1 (QC1P) を除いてパーメンデュールまたは鉄のシールドを持っている。QC1P からの HER ビームラインに対する洩れ磁場のうち、2 極成分と 4 極成分は HER のビーム光学設計に取り入れている。高次の多極成分である 6 極, 8 極, 10 極, 12 極成分は、HER に設置されたキャンセル・コイルによって補正される。図 3 に、最終収束磁石システムの平面図を示す。

最終収束磁石は、1.5 T の測定器用ソレノイドの中に設置されるが、これを打ち消すための補償ソレノイドが最終収束磁石を取り巻くように設置される。この補償ソレノイドによってソレノイド磁場の積分は衝突点から、両側に約 4 m はなれた場所で 0 となるように調整される。ソレノイド磁場の軸とビーム軸のなす角が 41.5 mrad であるために、ソレノイドのフリンジ磁場によって、

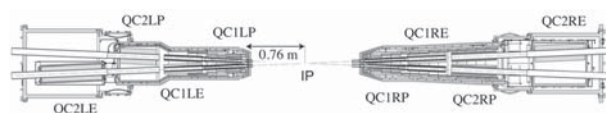


図3 最終収束磁石システム

ルミノシティ増大の妨げとなる垂直エミッタンスが発生する。この時の歪 2 極磁場成分は、

$$B_x(s) \simeq -\frac{x}{2} B'z(s) = -\frac{s\phi_x}{2} B'z(s) \quad (10)$$

と表される。したがって垂直エミッタンスを小さくするためにはソレノイド磁場の形をなるべく滑らかにする必要がある。さらに、ビーム軌道と XY 結合はソレノイド磁場によって影響を受けるが、これを補正するために、2 極, 歪 2 極, 歪 4 極補正コイルを最終収束磁石 (QC1 と QC2) に設置する。2 極および歪 2 極の補正磁場をなるべく小さくするために、最終収束磁石 (QC1 と QC2) にオフセットをつける。LER の場合、垂直方向に 1 mm ないし 1.5 mm, HER の場合、水平方向に 0.7 mm のオフセットを設けている。また、これらの補正コイルは設置誤差を補正するだけの余裕も持っている。LER の最終収束磁石は、基準座標の回転に合わせて、ビーム軸回りにわずかに回転させている。これらの構成により垂直エミッタンスの発生は、1 ~ 1.5 pm に抑えられている。

力学口径を改善するための 8 極コイル、製作誤差によって生じる 6 極ならびに歪 6 極成分は力学口径を著しく悪化させるので、これを補正するための補正コイルも完備している。

4. ラティス設計

SuperKEKB 加速器は、ナノビーム・スキームを採用している。これを実現するために要求されるビーム光学設計は、

1. 低エミッタンス (水平および垂直)
2. 衝突点における極小ベータ関数 (水平および垂直)
3. 必要な Touschek 寿命を確保するための力学口径

である。拘束条件は、既存トンネルの使用および既存電磁石の最大限再利用が挙げられる。

エミッタンスは、放射減衰と放射励起の釣合い

で決まる。モード結合がない場合、エミッタンスは

$$\epsilon_x = \frac{C_\gamma \gamma^2}{J_x} \frac{1}{2\pi\rho^2} \oint H(s) ds \quad (11)$$

と表現される。ただし、

$$C_\gamma = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \quad (12)$$

$$H(s) = \gamma_x \eta_x^2 + 2\alpha_x \eta_x \eta_{px} + \beta_x \eta_{px}^2 \quad (13)$$

である。したがって、偏向磁石の曲率半径を長くし、偏向磁石の場所でのベータ関数や分散関数を調整することによって低エミッタンス化を行う。LERの偏向磁石の有効長は0.89 mから4.2 mに変更したが、HERでは5.7 mと既に十分長いのでKEKB加速器のものを再利用している。アーク部の設計変更とあわせて、LERの直線部に新しくウイグラー磁石を設置している。LERのアーク部だけでは4 nmまでしか小さくならないが、このウイグラー部を組み合わせることにより1.9 nmまで低エミッタンス化が可能となる。また、HERには、KEKB-LERのウイグラー磁石を再利用して設置している。これにより、エミッタンスの設計値は4.4 nmとなる。上記のエミッタンスは、intra-beam 散乱を含まない値である。

SuperKEKB 加速器で発生する色収差は、垂直方向で-776 ~ -1080 と非常に大きなものである。これらのうち80%は最終収束磁石部で発生している。したがって、アーク部の6極磁石による色収差補正に加えて局所の色収差補正を採用している^{†1}。アーク部における色収差補正は、同一の6極磁石を、その間の転送行列が- I' となるように配置し、入れ子にはしない。そうすることによって運動量のずれのない粒子に対しては6極磁石からの非線形キックが打ち消される。これを「ノン・インターリーブド6極補正」と呼ぶ。局所の色収差補正では、アーク部と同様のノン・インターリーブド6極補正を最終収束磁石のなるべく近くに配置する。衝突点を挟んで両側のそれぞれで、局所の色収差補正はy方向(Y-LCC)とx方向(X-LCC)の2組からなる。Y-LCCとQC1との垂直ベータトロン位相差は π となるよ

うに、X-LCCとQC2との水平ベータトロン位相差は 2π となるように設計されている。局所の色収差補正に分散を作る必要があるためアーク部から衝突点に向かうビームラインは、もはや直線ではなく偏向磁石が導入され複雑な曲線となっている。図4に、LERの局所の色収差補正を示す。LERとHERのビームラインが干渉せずに限られたトンネル領域に納まるように設計されている。このようなビームラインを作るために、Belle II測定器をKEKB加速器実験時より25.95 mrad回転させている⁶⁾。周長については、KEKB加速器にはなかった水平方向の局所の色収差補正を導入したので、53 mm長くなっている^{†2}。衝突型加速器では2つのリングの周長が一致していなければならない。LERの周長をHERの周長と一致させるために、4台の偏向磁石からなるシケインによって調整する。この調整範囲は、 ± 3 mm (1 ppm) である。

衝突点領域で発生するX-Y結合と垂直分散は、衝突点と局所の色収差補正の間に補正されなければならない。LERではQC1とQC2の歪4極補正コイルと5台の歪4極磁石で、X-Y結合と垂直分散を同時に補正している。HERでは、まずQC1とQC2の歪4極コイルに加えて2台の歪4極磁石でX-Y結合を補正したのちに、4台の歪2極磁石を用いて垂直分散を消す区分的補正を行っている。

アーク部および局所の色収差補正の6極磁石と最終収束磁石の8極コイル、TSUKUBA直線

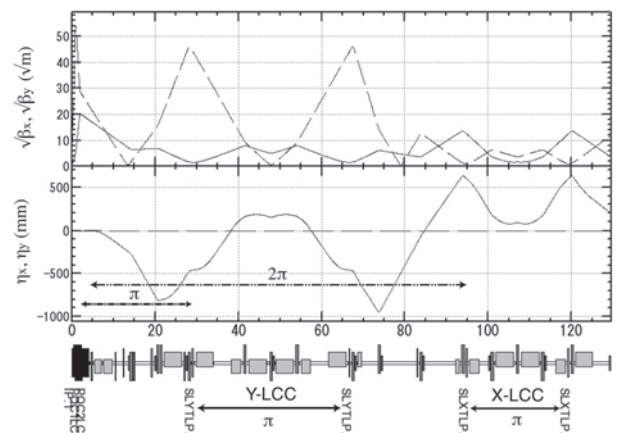


図4 LERの局所の色収差補正

^{†1} ILCでは、global chromatic correctionと呼ばれる。

^{†2} KEKB 加速器では LER の垂直方向のみであった。

部とアーク部の歪6極磁石の磁場を調整することによって力学口径の最適化を行っている。最終収束磁石には44極までの多極成分がモデル化され光学設計に用いられている⁷⁾。

5. 高周波加速空洞

SuperKEKB 加速器におけるビーム電力は、KEKB 加速器と比べて LER で 2.5 倍、HER で 1.5 倍となる。一方、RF 電圧は KEKB 加速器と同程度である。LER では常伝導空洞である ARES 空洞を使い、HER では ARES 空洞と超伝導空洞 (SCC) を組み合わせて使う。増強のポイントは、空洞数の増加を最低限にするために1空洞の担うビーム電力を増やすことである。空洞配置の最適化と1クライストロンで2空洞を駆動する構成から1空洞を駆動する構成に変更する。高周波加速空洞システムは、2段階で増強する予定である。

表2に、増強に必要な空洞数とクライストロン数を示す。第一段階では、設計電流の70%までビーム電流を蓄積可能である。この第一段階の増強は、SuperKEKB 加速器の運転が開始されるまでに終了する。しかしながら、第二段階の増強は、ルミノシティの達成度を見ながら行う予定となっている。現在までに、高周波加速空洞の再配置作業は終了している。

常伝導空洞である ARES 空洞は、KEKB 加速器のものを再利用する。ARES 空洞は、加速空洞、結合空洞、貯蔵空洞から構成され、ビーム加速には $\pi/2$ モードを使用する。電磁波の高次モード減衰器も再利用可能である。ただし、入力結合器については、空洞あたりのビーム負荷の増加にともない改良が必要である⁸⁾。ARES 空洞1台のビーム電力は、KEKB 加速器の400 kW から750 kW となる。したがって、入力結合度を KEKB 加速器の最大3から8程度へ増加させる改造を施す。これによってクライストロンと空洞を1対1として、空洞あたりのまかなえるビーム電力を増加する。

超伝導空洞は、ニオブ製の単一空洞で、やはり KEKB 加速器のものを再利用する。ビーム電流増加にともない、電磁波の高次モード減衰器を増強する。KEKB 加速器では、1空洞あたり17 kW の高次モード電力を吸収するためにフェライト製の高次モード減衰器を装備しているが、

表2 空洞数とクライストロンの本数、2段階の増強

		LER	HER
NIKKO	SCC	—	8 → 8 → 10
	Klystron	—	8 → 8 → 10
FUJI	ARES	20 → 16 → 16	—
	Klystron	10 → 10 → 12	—
OHO	ARES	0 → 6 → 6	12 → 8 → 8
	Klystron	0 → 6 → 6	7 → 6 → 8

表3 高周波加速空洞システムの設計パラメータ

	LER		HER	
	ARES	ARES	ARES	SCC
空洞タイプ	ARES	ARES	ARES	SCC
クライストロン:空洞	1:1	1:2	1:1	1:1
空洞数	14	8	8	10
V_c (MV)	0.48	0.34	0.5	1.5
P_c (kW)	140	70	150	—
P_{beam} (kW)	460	230	600	400

SuperKEKB 加速器では37 kW に増加するために、炭化ケイ素 (SiC) 製の高次モード減衰器を追加する。新しい高次モード減衰器は、口径240 mm で、24 kW の電力を吸収できることが高電力試験によって検証されている。これによって、最大52 kW の高次モード電力を吸収する能力を持たせる。

表3に、全ての増強を行った場合の設計パラメータを示す。 P_c は空洞損失、 P_{beam} は供給可能なビーム電力を表す。

6. 真空システム

LER の真空システムは、新しくアルミ製のアンテナ・チャンバーを導入する。光電子雲対策として、チャンバー内部の TiN コーティング⁹⁾、ソレノイド磁場用コイル、溝つき表面、電子雲除去電極などを施す。ソレノイド磁場は、KEKB 加速器のものと同様のチャンバー中心部で約50 Gauss 程度のものである。表4に、光電子雲対策のまとめを示す。一方、HER の真空システムでは、KEKB 加速器のものを、ほとんど再利用する。しかしながら、HER の TSUKUBA 直線部およびウイグラー部は、新しく無酸素銅製のアンテナ・チャンバーを設置する。これらの真空チャンバーの設置作業は、ほとんど終了している¹⁰⁾。

表 4 LER における光電子雲対策

	ドリフト	偏向磁石	ウイグラー	4 極
領域 (%)	64	17	5	9
材質	Al	Al	Cu	Al
アンテ	○	○	○	○
TiN	○	○	×	○
ソレノイド	○	×	×	×
溝つき	×	○	×	×
除去電極	×	×	○	×

バックグラウンドから Belle II 測定器を守るための可動コリメータについては、水平方向についてリングの内側と外側の両側からマスクヘッドが挿入される（垂直方向は上下から挿入される）タイプのもので設置する。これは、SLAC で用いられていたマスク・システムを基に、KEK と SLAC で共同開発したものである。衝突実験が始まる前に LER のアーク部と TSUKUBA 直線部で、新型可動コリメータを 13 台設置する予定である。また、HER については TSUKUBA 直線部に 6 台の新型可動コリメータを設置する予定である（アーク部は既存の可動コリメータを再利用）。

7. 電磁石システム

LER における電磁石システムの改造は、4.2 m の長さを持つ主偏向磁石の製作および入れ換えと新作ウイグラー磁石の製作および設置である。LER と HER に共通して行われる改造は、TSUKUBA 直線部の偏向磁石ならびに 4 極磁石の制作および設置である。また、電磁石電源のリップル低減およびノイズ対策も必須である。LER では、6 極磁石による色収差補正と同時に XY 結合の色収差も補正するための歪 6 極磁石が全く同じ場所に必要であるために、回転する 6 極磁石を採用している¹¹⁾。この回転 6 極磁石は TSUKUBA 直線部とアーク部で 12 ファミリー (24 台) 設置されている。

電磁石設置におけるアライメントは、エミッタンスに影響を及ぼすので重要である。図 5 にトンネル一周の鉛直方向の変位を年ごとに变化する様子を示す。衝突点を $s = 0$ m と基準に取っている。過去 12 年間で、最大約 28 mm 程度変化していることを考えると年間 2.3 mm の割合で沈下していることがわかる。

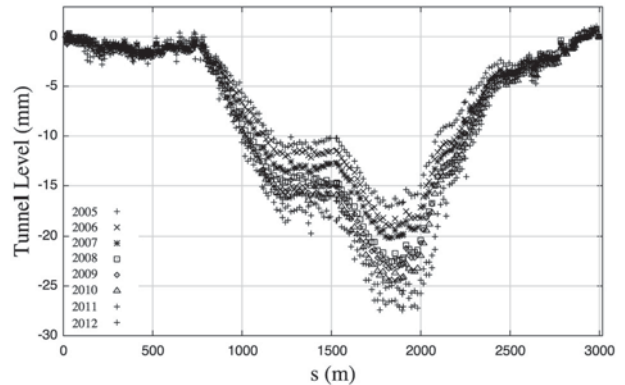


図 5 トンネルの年ごとのレベル変化

全ての電磁石を同一平面内に設置することが理想的であるが、10 mm を超える再アライメントは、高周波加速空洞には位置を大きく変える調整機構を持たないので、難しく現実的ではない。そこで、局所的な段差（東日本大震災の影響）を取り除きつつ、ある滑らかな曲線に沿ってアライメントすることにした。遮断波長を 150 m の曲線とすることで、ビーム光学補正を行えば垂直エミッタンスに影響がでないことがシミュレーションによって確認されている^{12, 13)}。同時に、数箇所の特殊な箇所を除いて、アライメント調整量を ± 1 mm 内に抑えることができた。しかしながら、局所の色収差部は垂直エミッタンスに対する感度が非常に高いので、アライメント精度だけでなく時間的変動を小さくする工夫が必要である。

水平方向の偏向磁石の設置精度については、前章で述べたように LER の周長補正範囲が 1 ppm しかないので両リングの相対的なずれを、この要求を満たす範囲に抑えなければならない。

8. ビームモニター

ビーム軌道を測定する BPM は、4 極磁石近傍に、LER では 444 台、HER では 466 台設置されている。平均モードによる軌道測定では $1 \sim 3 \mu\text{m}$ の精度がある。またワンパス・モード ($50 \sim 100 \mu\text{m}$ 精度) も、それぞれのリングで 135 台備えられている。チューン測定やバンチ毎フィードバック機器も強化されている。さらに、ビームサイズ測定は重要であるため、可視光によるビームプロファイル測定に加えて符号化口径マスクと X 線を用いた光干渉計¹⁴⁾ によるビームサイズ測定機器を備えている。

9. 入射器, ダンピング・リング

入射器における増強のポイントは、電荷量増大と低エミッタンス化である¹⁵⁾。これは、リングのビーム寿命が短いこと、力学口径が狭いことからの要求である。電子については、RF 電子銃¹⁶⁾を採用する。陽電子については、収量を増やすためにフラックス・コンセントレーター¹⁷⁾を採用し、ダンピング・リング¹⁸⁾で低エミッタンス化を行う。

10. 克服すべき課題

SuperKEKB 加速器においては、克服すべきビーム力学的な問題が数多くある。最初に、低エミッタンスかつ高バンチ電流が要求されるので、Touschek 寿命が深刻な問題となる。基本的なマシンパラメータが決まっている場合、Touschek 寿命をできるだけ長くするためには、力学口径を最適化する。ラティスの非線形性が力学口径を制限するが、避けられない非線形性として Maxwellian フリンジやドリフト空間からの力学的運動量項などが最終収束部に集中している。これらの非線形性に対するハミルトニアンは、

$$H_{NL} = \left(1 - \frac{2}{3}k_1 L^{*2}\right) \frac{L^*}{\beta_y^{*2}} J_y^2 \cos^4 \psi_y \quad (14)$$

と表現される¹⁹⁾。ここで、 $k_1 = B'/B\rho$ で最終収束磁石の磁場であり符号は負であり、 L^* は衝突点から磁石端面までの距離である。 J_y と ψ_y は、アクション変数と位相である。表5に關係するパラメータを列挙する。ハミルトニアンの係数から、最終収束磁石のフリンジと力学的運動量項による非線形性が SuperKEKB 加速器の場合、KEKB 加速器と比べて100倍から200倍強いことがわかる。力学口径は、6極、歪6極、8極磁石によって最適化される。8極磁場は $x-p_x$ 位相空間上の位相点の軌跡を変形させて、QC2における物理的

表5 ハミルトニアンに関するパラメータ

	β_y (mm)	k_1 (m ⁻²)	L^* (m)	係数(1/ μ m)
S-HER	0.30	-3.05	1.22	55.56
S-LER	0.27	-5.1	0.76	31.25
CEPC	1.2	-0.176	1.5	1.32
TLEP	1.0	-0.16	0.7	0.735
KEKB	5.9	-1.78	1.76	0.237

アパーチャーを見かけ上大きく取るように調整されている。図6と図7に力学口径とそこから推定される Touschek 寿命を示す。図中の黒丸は初期位相が0, 白丸は $\pi/2$ の場合を示し(規格化された位相空間の大振幅領域では円形から楕円形に変形する), 2つの力学口径を楕円でフィットしその面積の平均値から寿命を求めている。力学口径を求める場合, 6次元の粒子トラッキングを行い, y 方向と x 方向の初期振幅比はエミッタンス比に固定している。目標とする Touschek 寿命は600秒である。これは, 入射器の性能から top-up 入射が可能となる条件から決まっている。ここでは, マシンエラーのない場合を示している。マシンエラーがある場合, 力学口径は減少する。X-Y 結合, 分散関数, ベータ関数のビーム光学補正を行っただけでは, 運動量のずれのない粒子については力学口径は完全に回復するが, 運動量のずれのある粒子については完全に回復しないことがシミュレーションによって確認されている²⁰⁾。したがって, 運動量のずれた粒子についてもビー

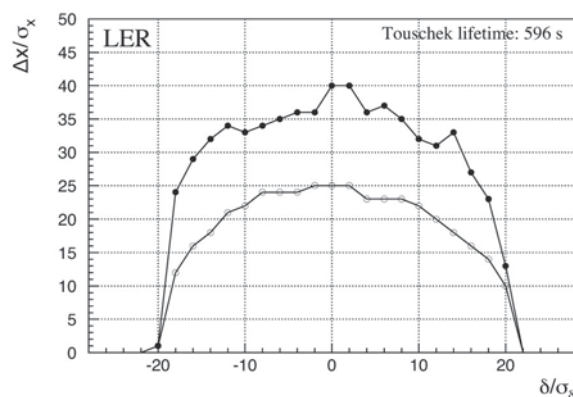


図6 LERにおける力学口径, $2J_{y0}/2J_{x0}=0.27\%$

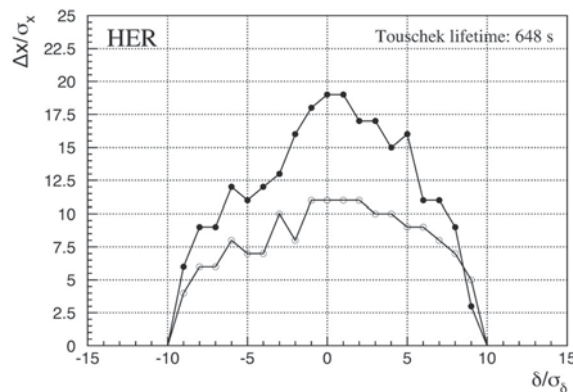


図7 HERにおける力学口径, $2J_{y0}/2J_{x0}=0.28\%$

μ光学系を補正することを検討している。具体的には、ベータatron位相差とXY結合の色収差を測定し補正する。

力学口径が狭いということは、入射アパーチャも問題となる可能性がある。LERにおいては、十分な Touschek 寿命を確保するために必要な力学口径の要求の方が厳しいので、これが達成されれば入射のアパーチャには余裕がある。しかしながら、HERでは横方向の力学口径が入射のアパーチャに対して余裕がない。そこで、マルチターン入射による水平方向のコヒーレント振動をエネルギー振動に変換して入射するシンクロトロン入射も検討している。この場合、入射点に1.6mの水平分散を作り、入射ビームに対してエネルギーオフセットをつけて入射する。この時、入射ビームのエネルギー広がり十分に小さいことが要求される。シンクロトロン入射用のラティスは、既存の電磁石構成を変えなくても可能である。

空間電荷効果によるチューンシフトの推定値を表6に示す。表6から、LERでは垂直方向のチューンシフトが-0.0094と大きい。これは、垂直方向のビームビームパラメータの値とほぼ同じ大きさで逆符号である。したがって、線形部分は互いに相殺するが、チューンシフトの振幅依存性は異なるので、それらの非線形性は相殺しない。

次に問題となるのは、ラティスの非線形性および空間電荷効果とビームビーム効果との間の相互作用である。ラティスの非線形性と空間電荷効果を加えると、ルミノシティが25～50%減少するというシミュレーション結果がある²¹⁾。これは、衝突点領域のソレノイド磁場と最終収束磁石の非線形性に大きく依存する。ルミノシティの減少とともに深刻な問題となるのが、力学口径の激減による Touschek 寿命の減少である。水平方向に大きな振幅を持った粒子は、83 mrad という大きな交差角を設けているために、進行方向に衝突点から離れた場所で相手のビームと衝突する。図8に、ウイーク・ストロング的な描像における水平方向に振幅を持つ粒子が相手ビームと衝突する様子を示す。

ビーム軸進行方向の基準粒子からのずれは、

$$\Delta z \simeq \frac{\Delta x}{2\phi_x} \quad (15)$$

表6 空間電荷効果によるチューンシフト

	SuperKEKB		KEKB	
	LER	HER	LER	HER
$\Delta \nu_x$	-0.0027	-4×10^{-4}	-5×10^{-4}	-3×10^{-5}
$\Delta \nu_y$	-0.094	-0.012	-0.0072	-4×10^{-4}

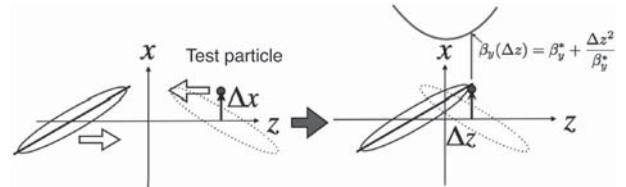


図8 水平方向に大きな振幅を持った粒子の衝突

と書ける。Δxは水平方向の振幅である。垂直方向のベータ関数は、衝突点から離れるにしたがって増大する。

$$\beta_y(\Delta z) = \beta_y^* + \frac{\Delta z^2}{\beta_y^*} \quad (16)$$

水平方向に大きな振幅を持った粒子は、有限な垂直振幅がある場合、ベータ関数の大きな場所でビームビームキックを受ける。例えば、30シグマの水平振幅を持った粒子は、衝突点ベータ関数の約180倍の大きなベータ関数の場所でビームビームキックを受ける。ビームビームキックを受けた場合の垂直方向の振幅は、

$$\Delta y \propto \theta_{y,bb} \sqrt{\beta_y(\Delta z)} \simeq \frac{\theta_{y,bb}}{(2\sqrt{\beta_y^*})^3} \left(\frac{\Delta x}{\phi_x} \right)^2 \quad (17)$$

と書くことができ、垂直方向の振幅が安定領域から逸脱すれば粒子は失われる。このようにして、大振幅領域の力学口径が制限されることが予想される。シミュレーション上、Touschek 寿命は100秒以下にまで短くなるが、ワーキング・ポイントを選択し再最適化をすることによって、220秒まで回復させることができています。このシミュレーションは、現実の加速器とは異なるウイーク・ストロングモデルであることに注意が必要である。また、力学口径を回復する方法のひとつとして、「クラブ・ウエスト」スキームがある³⁾。クラブ・ウエストでは、水平振幅に応じて垂直方向のウエストをずらし、相手ビームの軌道に乗せる。それには衝突点に、

$$H_{CW} = \frac{1}{2 \tan 2\phi_x} x p_y^2 \quad (18)$$

というハミルトニアンを挿入する。これによって、ウエストは次のような転送によって、ずらすことができる。

$$y^* \rightarrow y^* + \frac{\Delta x}{\tan 2\phi_x} p_y^* = y^* + \Delta z \cdot p_y^* \quad (19)$$

クラブ・ウエストを実現するためには、衝突点を挟んで両側に 6 極磁石を置き、衝突点からのベータatron位相差を水平方向では $m\pi$ 、垂直方向では $(n + 1/2)\pi$ とする^{†3}。必要な 6 極磁石の磁場強度 ($1/m^2$) は、

$$|K_2| = \frac{1}{\tan 2\phi_x \beta_x^* \beta_{y,s}} \sqrt{\frac{\beta_x^*}{\beta_{x,s}}} \quad (20)$$

となる。確かに、理想的な場合として衝突点の両側にクラブ・ウエスト用ハミルトニアンを挿入して粒子トラッキングシミュレーションを行うとビームビーム効果による力学口径の激減は完全に回復する。しかしながら、実際の加速器において、衝突点領域の外側にクラブ・ウエスト用 6 極磁石を設置する場合、2 台の 6 極磁石間の衝突点領域には、強い非線形性があり、6 極磁石の非線形キックが相殺されない。クラブ・ウエスト用 6 極磁石間の写像をなるべく線形にするか、クラブ・ウエスト用 6 極磁石の持つ非線形キックを消す手だてを講じない限り、この方法は使えないことになる。ビームビーム効果による力学口径の減少問題については、継続的に検討を行っている。

11. コミッショニングスケジュール

年の瀬までに建設と機器の調整運転を終えて、2016 年早春よりビームを使ったコミッショニングが開始される予定である。これは、Phase-1 と呼ばれ最終収束部のないリングの真空焼き出し、およびハードウェア機器の調整、ビーム光学系調整を目的とする。この段階で、最初の低エミッタンス化の調整が行われる。Phase-1 を夏までに終了した後、最終収束磁石システムおよび Belle II 測定器を設置する。Phase-2 となる物理ランを

2017 年春より開始し年末まで実験を行う。その後、崩壊点検出器を挿入し、2018 年秋から本格的な物理ラン (Phase-3) が開始される予定である。Phase-2 および Phase-3 では、徐々に衝突点ベータ関数を絞り、ビーム電流を増加させて目標とするルミノシティを目指す。

12. おわりに

入射器およびダンピング・リングの増強は、紙面の都合上大部分を割愛することとなった。また、本稿で触れることのできなかったハードウェアや加速器制御システムなど数多くあると思う。これらについては、別途加速器学会誌で紹介されることを期待したい。

コライダー実験は、計画準備、建設、実験をあわせて 15 年から 20 年という長い年月を必要とする。筆者は、複数のコライダー実験を経験することができて幸運に感じているが、中でも SuperKEKB 加速器は非常に難しい加速器である。予想のつかない事態が起こるかもしれないという不安と同時に、運転開始を楽しみに思っているところである。最後に、本稿を執筆する機会を与えて下さった加速器学会編集委員会に感謝いたします。

参考文献

- 1) 船越義裕, 加速器 Vol. 6, No. 1, (2009), 41-48.
- 2) KEKB B-Factory Design Report, KEK Report 95-7, (1995).
赤井和憲他, 加速器 Vol. 7, No. 3, (2010), 213-219.
T. Abe et al., Prog. Theor. Exp. Phys. (2013), 03A001.
- 3) "SuperB Conceptual Design Report", INFN/AE-07/2, SLAV-R-856, LAL 07-15, (2007).
- 4) Y. Ohnishi et al., Prog. Theor. Exp. Phys. (2013), 03A011.
- 5) 有本靖他, 第 11 回加速器学会年会プロシーディングス, (2014), SUOM04.
- 6) 森田昭夫, 中村勇, 高エネルギーニュース Vol. 32, No. 2, (2013), 68-75.
- 7) A. Morita et al., Proceedings of IPAC2012, Louisiana, USA, (2012), TUPPC018.
- 8) 影山達也他, 第 11 回加速器学会年会プロシーディングス, (2014), SAP044.
- 9) 柴田恭他, 第 11 回加速器学会年会プロシーディングス, (2014), SUP115.
- 10) 末次祐介他, 第 11 回加速器学会年会プロシーディングス, (2014), SUP113.
- 11) 菅原龍平他, 第 11 回加速器学会年会プロシーディ

^{†3} m, n は整数.

- 12) 森田昭夫他, 第9回加速器学会年会プロシーディングス, (2012), THPS028.
- 13) 森田昭夫他, 第10回加速器学会年会プロシーディングス, (2013), SUPS007.
- 14) J. P. Alexander et al., Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research, **A** (2014), 467-474.
- 15) 夏井拓也他, 第10回加速器学会年会プロシーディングス, (2013), SAOT01.
- 16) 夏井拓也他, 第11回加速器学会年会プロシーディングス, (2014), SUP004.
- 17) 紙谷琢哉他, 第11回加速器学会年会プロシーディングス, (2014), MOOM07.
- 18) M. Kikuchi et al., Proceedings of IPAC2010, Kyoto, Japan, (2010), TUPEB054.
- 19) N. Iida et al., Proceedings of IPAC2011, San Sebastian, Spain, (2011), THYA01.
- 20) K. Oide and H. Koiso, Phys. Rev. **E47** (1993), 2010-2018.
- 21) 杉本寛他, 第10回加速器学会年会プロシーディングス, (2013), SAPS034.
- 22) D. Zhou et al., Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, (2013), TUPME016.
- 23) D. Zhou et al., Proceedings of IPAC2015, Richmond, USA, (2015), WEYB3.

休憩室

ディベートの効用

「最近の若い者は」と古代ローマの遺文に初出しているといわれるほど、若い者への嘆きは古今東西共通している。しかし一方で、世の中の進歩はおそろしく早い。メディアリテラシー、ディベートなど、昔の大学では教えてくれなかった重要なテーマが課程に含まれるようになっていく。一方で、このような課程を大学で教えることを軽薄な世の中の一風潮として嘆く向きもある。しかしこれらの素養は現代社会を生きる上で非常に重要となっており、それが無意味であるという批判はあたらない。メディアリテラシーは情報の批判的な理解に不可欠の概念である。ディベートは「議論で相手を打ち負かす技術」であると誤解されているが、真のディベートは非言語コミュニケーションに通じるものである。ディベートは自分の主張とは関係なく、相対する異なる意見を交互に正当化することを試みる。そこから、論理の奥底に潜む形而上的主張を読み取ることが最終的な目的である。人間はしばしば自分は絶対的に正しいという誤謬に陥り、それが論理的に正しいということを根拠にしていると思いがちである。しかしどんな主張もつきつめていくと、論理、あるいは言語で説明できない核心に行きあたる。通常はあらわれないその核心を感じることで、自己を相対化し、他者の許容へとつながるはずである。(K)

「休憩室」への投稿は、
加速器学会編集事務局 学会誌「休憩室」係
E-mail : pasj-production@sanbi.co.jp