

SPring-8 蓄積リングにおける Touschek 散乱によるビーム損失について

THE BEAM LOSS BY TOUSCHEK SCATTERING AT THE SPring-8 STORAGE RING

高雄勝^{*A)}、早乙女光一^{A)}、下崎義人^{A)}、田中均^{B)}
Masaru Takao^{*A)}, Kouichi Soutome^{A)}, Yoshito Shimosaki^{A)}, Hitoshi Tanaka^{B)}
^{A)}JASRI, ^{B)}RIKEN SPring-8 Center

Abstract

In low emittance electron storage rings, such as high brilliant light sources, electron-electron scattering, or Touschek scattering has a dominant influence on the beam lifetime. The transverse momentum of betatron oscillation of the stored electron is transferred to the longitudinal direction, which leads to the particle loss due to the limited momentum acceptance (MA). The electron scattered at the non-zero dispersion starts to oscillate with a large amplitude proportional to the momentum deviation and the dispersion, then it is lost by colliding with the transverse aperture. The storage ring conventionally has a dispersion in horizontal direction, the Touschek scattered electron begins to oscillate with a large amplitude in this direction. Then, the horizontal motion is transferred to the vertical direction due to the betatron coupling, so that the beam loss by the vertical aperture limit may occur. There are many in-vacuum insertion device (ID) with a narrow gap in the SPring-8 storage ring, so the demagnetization of the magnet of the ID's by the exposure of the scattered electrons is feared. To protect the ID's from the hit by the Touschek scattered electrons, the beam scraper (BS) is introduced. The effect of the beam scraper is investigated by the tracking simulation of the scattered particles. It is found that the growth rate of the vertical amplitude to reach aperture limit is sometimes faster than 1 or 2 turn, and that it is difficult to protect in-vacuum ID's from Touschek scattered electrons by the BS with practical gap. It is also discussed the addition of BS's to remove the remaining loss at ID.

1. はじめに

高輝度放射光光源リングなど低エミッタンス電子蓄積リングでは、バンチ内電子電子散乱即ち Touschek 散乱がビーム寿命に対して支配的な影響を与える [1-4]。元来、Touschek 散乱では衝突によりエネルギー交換した電子が RF バケツから溢れて失われるのであるが、オフモーメントム粒子にとってはディスパージョンが中心軌道であるため、これを中心にモーメントム偏差に応じた振幅で振動するので、モーメントムアクセプタンスは横方向の力学によっても制限を受ける。通常、蓄積リングのディスパージョンは水平方向なので、Touschek 散乱電子は水平方向に大振幅で振動を始めるが、誤差磁場などによる betatron 結合のため垂直方向にも振動することになる。近年の放射光光源リングではより高強度の放射光を得るため、更に強い磁場を得る目的で真空容器内に挿入光源 (ID) の磁石列を入れ (in-vacuum ID (undulator: IVU))、その狭ギャップ化が進んでいる。このため、Touschek 散乱電子の衝突による ID 磁石列の減磁が問題となる。

SPring-8 蓄積リングの電子エネルギーは 8 GeV と比較的高エネルギーではあるが、利用運転においては高バンチ電流の孤立バンチを含むビームフィリングパターンがほとんどであるので、バンチ電流密度に比例して増加する Touschek 散乱電子による ID 磁石列の減磁は重要な問題となっている。また、最近の放射光光源リングの新設や改修計画ではさらなる高輝度化のため、より低エミッタンス化の方向に進んでいることから、やはりバンチ電流密度が上昇するので、Touschek 散乱電子による ID 磁石列の減磁問題の重要度は増すことになる。

ID 磁石列の減磁に対する対策として、beam scraper

を導入して垂直方向に大きく振動する散乱電子を除去することが考えられる。本論文では、SPring-8 蓄積リングを例に Touschek 散乱によるビーム損失について詳細に解析し、有効な beam scraper の配置について検討する。

2. SPring-8 蓄積リング

2.1 主なパラメータ

準備として、SPring-8 蓄積リングについて紹介する。高輝度放射光光源である SPring-8 蓄積リングは、36 ノーマルセル (セル長: 30 m, double bend) と 30 m 長直線部 (LSS)4 ヶ所、および長直線部両側の 8 (= 4 × 2) マッチングセルから成る。長直線部の内 1 ヶ所 (D ゾーン、LSS-D) は、狭ギャップ真空封止挿入光源を設置するため、3 連の 4 極電磁石 2 組を設置することで 3 分割し、垂直ベータトロン関数を低くしてある。SPring-8 蓄積リング全周のベータトロン関数を Fig. 1 に示す。

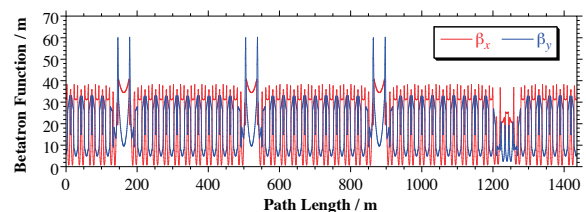


Figure 1: Betatron function.

SPring-8 蓄積リングのラティス構造は、エミッタンス低減のため、直線部にもディスパージョンを漏らした、modified double bend 構造をしており、ディスパージョン関数は Fig. 2 に示す構造をしている。LSS-D は、

*takao@spring8.or.jp

3分割に改造されているため、他のLSSとは異なり、両側のマッチングセルアーク部ディスパージョンは、他と比べて大きくなっている。後で説明する通り、局所モーメントムアクセプタンスはディスパージョンに反比例するので、LSS-Dでは全周で最も狭くなっている。

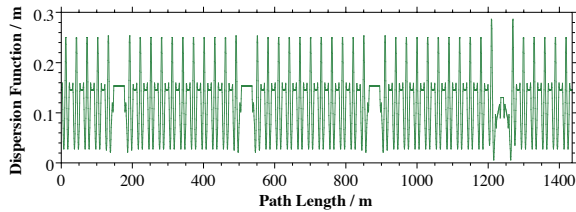


Figure 2: Dispersion function.

SPring-8 蓄積リングの主要なパラメータを Table 1 に示す。SPring-8 蓄積リングの beam energy は、8 GeV と高エネルギーではあるが、高輝度化のためエミッタンスが 2.4 nm-rad と極端に低いことに加え、利用運転のバンチフィリングパターンはバンチ電流の高いセベラルバンチモードが主流であるので、バンチ内電子電子散乱 (Touschek 効果) がビーム寿命に対して支配的となっている。

Table 1: Parameters of the SPring-8 Storage Ring

Beam energy	8.0 GeV
Circumference	1436 m
Stored Current	100 mA
Natural emittance	2.4 nm-rad
Coupling ratio	0.2 %

2.2 Aperture Limit

SPring-8 蓄積リングの真空容器内径は、水平 70 mm、垂直 40 mm の楕円形状である。これより内側の aperture limit として、水平方向には入射部をアポートビームから保護するため 48 セル直線部に設置されている beam damper (水平内径: +/-20 mm) と、垂直方向には in-vacuum ID (IVU) gap (可変)、out-vacuum ID (OVU) 真空容器 (15 mm 固定)、および beam scraper (BS: 可変) がある。ビーム拡がり、betatron 関数の平方根に比例するので、異なる点の aperture を比較するにはこれを考慮する必要がある。各垂直 aperture limit の betatron 関数¹を Table 2 に示す。

B ゾーン長直線部には、25 m 長の長尺 IVU (ID19、最小ギャップ 12 mm) が設置されており、垂直 betatron 関数の平方根で規格化したとき蓄積リングで最小の垂直口径となる。A ゾーン長直線部に設置された OUV (ID07) の真空容器が次に狭い垂直口径となる。beam scraper (BS) は、普通の ID が設置されている通常直線部に設置されており、ID より十分狭いところまで閉じられるので、以下の検討では、真空容器内径に加えて、主なビーム損

Table 2: Betatron Function at Aperture Limits in Vertical Direction

	Min. Gap	β_y	Norm. Gap
Normal IVU	6 mm	6.1 m	2.4 m ^{1/2}
Normal OVU	15 mm	5 m	6.7 m ^{1/2}
Long IVU (ID19)	12 mm	25.8 m	2.4 m ^{1/2}
Long OVU (ID07)	15 mm	27.1 m	2.9 m ^{1/2}
Triple IVU (ID43)	5.8 mm	5 m	2.6 m ^{1/2}
Beam scraper	2 mm	5.3 m	0.9 m ^{1/2}

失点としては上記 2 台の ID と、BS, BD を考慮するものとする。

3. TOUSCHEK 散乱

Touschek 散乱は、バンチ内電子同士の Coulomb 散乱で、ベータatron振動の横方向運動量が、衝突により進行方向に変換され、RF バケットから溢れてビーム損失に至るものである [1–4]。Touschek 散乱した電子は、運動量偏差に応じた dispersion 軌道を中心として水平方向に大振幅で振動することになり、横方向 dynamics でも制限を受けることになる。蓄積リングは、誤差磁場などにより水平振動と垂直振動が結合しているので、Touschek 散乱により運動量偏差を受けた電子は垂直方向にも大きく振動することになり、IVU 磁石列にも衝突して失われるようになる。

Touschek 散乱による損失電子に対して、横方向のビーム拡がり、運動量偏差で引き起こされる振動の振幅 (>~10 mm) に対して十分小さいので無視することとする。また、SPring-8 蓄積リングのカップリング比は 0.2 % と非常に小さいため、betatron 運動の運動量としては水平方向のみを考える。厳密には散乱角分布も考慮する必要があるが、簡単のためこのファクターを無視し、水平方向角度拡がりを $\sigma_{x'}$ とすると、縦方向に変換された運動量偏差 $\delta = \Delta p/p$ の分散は $\sigma_\delta = \gamma \sigma_{x'}$ となる。

以下では、SPring-8 蓄積リングの各点で Touschek 散乱が起こった際、主な aperture limit における損失割合を particle tracking コード [5] を用いたシミュレーションで評価する。代表的な散乱点としては、通常セル直線部、アーク部、およびディスパージョンが最大となっている LSS-D 上流マッチングセルアーク部 (LSS-D up-arc) をとる。各点における水平 dispersion 関数、水平 betatron 関数、運動量偏差分散を Table 3 に示す。

Table 3: Parameters at Scattering Points

scattering point	η_x	β_x	σ_δ
Normal Cell SS	0.153 m	32.2 m	13.5 %
Normal Cell Arc	0.242 m	35.3 m	13.0 %
LSS-D Up-arc	0.288 m	23.0 m	15.6 %

¹ただし、ID に対しては中心ではなく出入口での値。

4. SPring-8 蓄積リングの TOUSCHEK 損失

scraper の効果を確認するため、各散乱点に対し aperture limit での相対損失電子分布を particle tracking simulation で求めた。粒子数 5000、運動量偏差分散は Table 3 のものを用い、2048 ターンまで追跡した。シミュレーションの際の蓄積リングモデルとしては、応答関数測定で求めた linear optics エラー分布を採用した。線形カップリングと垂直ディスページョンの補正に使用しているスキュー 4 極電磁石は定常運転時の設定とした。

4.1 散乱点: LSS-D Up-Arc の場合

まず、散乱電子の電子の振幅が最も大きくなるディスページョン最大である LSS-D Up-arc 部を散乱点とした場合について詳細に見る。蓄積リング 1 周に亘る損失分布 (1 m 毎に集計) を Fig. 3 に示す。aperture limit は、ID19 gap 12 mm (最小)、BS gap 2 mm, 5 mm, 40 mm (全開) とした。殆どの損失電子は、散乱点直後に分布しており、Touschek 散乱により大きな運動量偏差を得た電子が水平口径制限に達したものである。ID19, ID07 での損失は BS gap を閉じるに従い減少しており、2 mm でなくなっている。

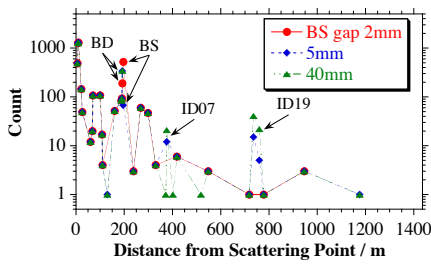
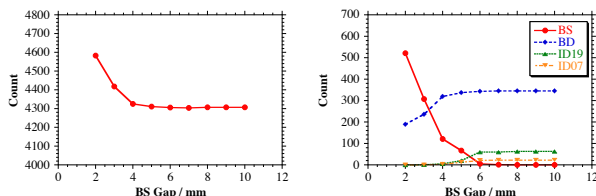


Figure 3: Simulated loss pattern.

全 Touschek 損失と各 aperture limit での損失の BS gap 依存性を Fig. 4 に示す。BS gap 4 mm まで全 Touschek 損失は殆ど変わらないが、それ以下では指数関数的に急激に増加している。一方、ID19 における損失は、BS gap 6 mm まで変化はないが、5 mm では 1/3 に、4 mm で 1/10 に、2 mm で完全に無くなっている。BS gap 4 mm で全損失は増加することなく、ID19 における損失分はほぼ振り替わっている。



(a) Total Touschek loss.

(b) Individual Touschek loss.

Figure 4: Touschek loss vs. BS gap.

ID19 での損失電子の振る舞いを調べるため、初期運動量偏差と散乱から損失までのターン数分布を Fig. 5 に示す。運動量偏差が-側: -3.5% ~ -2.7%, +側: +2.2% ~ +3.7% の範囲の散乱電子が ID19 で失われている。

ターン数は、約 1000 から運動量偏差絶対値が大きくなるに従って減少しており、+側は最小 5 ターンとなっている。垂直振動の振幅の成長速度がここまで速いと、垂直 aperture limit について位相の影響を考慮しなければならない。

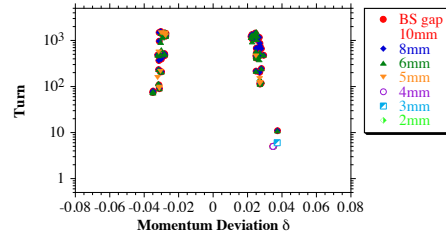


Figure 5: Simulated δ -Turn distribution of Touschek loss on ID19.

4.2 散乱点: 通常セルの場合

次に、normal cell の例として散乱点が 36 セルのアーク部 (C36 Arc)、直線部 (C36 SS) の場合を見る。全 Touschek 損失の BS gap 依存性を Fig. 6 に示す。

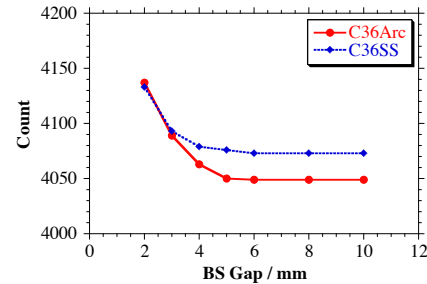


Figure 6: Total Touschek loss vs. BS gap.

全損失は、散乱点 LSS-D Up-Arc の場合に比べて 1 割弱減っている。これは、散乱点の dispersion 関数が小さいため、同じ運動量偏差であっても振動振幅が小さくなり、失われにくくなるからである。36 セルアーク部と直線部の比較では、dispersion 関数の小さい直線部の方が全損失は多くなっている。Fig. 7 に示す BS gap 全開時の Touschek 損失の運動量偏差分布から、両者の MA を見るとほとんど差が無く (LSS-D Up-Arc の場合は 0.3% 程度狭くなっている)、運動量偏差分布 σ_δ の差が全損失の差となっているものと言える。散乱点アーク部の方が、 σ_δ が小さいので、MA 内の運動量偏差の散乱電子が多くなっているからである。BS gap を閉じて行くと、アーク部の損失が直線部に追いついているが、垂直振動振幅が大きいため BS に衝突する電子が直線部より増えるため、即ち MA が狭くなっている。

各 aperture limit での Touschek 損失は、Fig. 8 に示すとおりである。ID19 での Touschek 損失は、散乱点 LSS-D Up-Arc の場合に比べて増加している。尚且つ、dispersion 関数の小さい散乱点 C36 SS に至っては倍ほどになっている。また、BS gap を 5 mm としても、ID19 での Touschek 損失はほとんど減少すること無く、2 mm まで閉じて完全に除去できていない。特に、散乱点

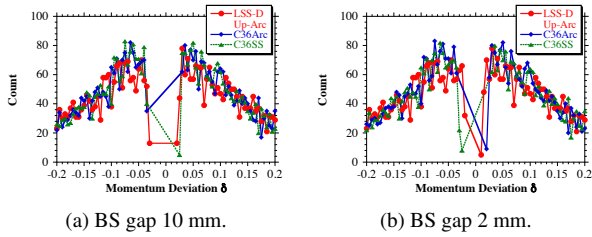


Figure 7: Tauschek loss vs. momentum deviation.

C36 SS の場合、半分程度までにしかなっていない。

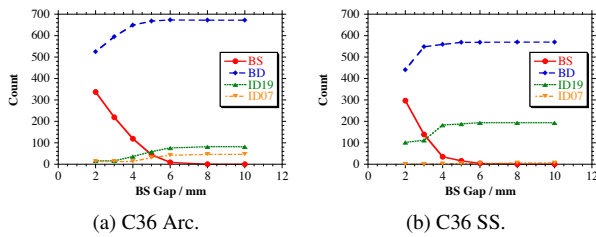


Figure 8: Individual Tauschek loss vs. BS gap.

初期運動量偏差と散乱から損失までのターン数分布を Fig. 9 に示す。散乱点 C36 Arc の場合、運動量偏差が-側: -3.2 % (RF acceptance 境界) 近傍、+側: +2.8 % ~ +4.7 % の範囲の散乱電子が ID19 で失われている。散乱点 C36 SS の場合、運動量偏差が-側: -3.2 % 近傍、+側: +4.3 % ~ +6.0 % の範囲の散乱電子が ID19 で失われている。+側の運動量偏差の範囲が広がっているが、水平振動振幅が dispersion と運動量偏差に比例するため、水平物理障壁に衝突するまでの運動量偏差が dispersion に反比例して拡大するためと考えられる。最小周回ターン数は、それぞれ 2 ターンと 1 ターンであった。垂直振動振幅の成長が早くなっているが、ID19 に衝突する散乱電子の運動量偏差が大きくなっているためである。

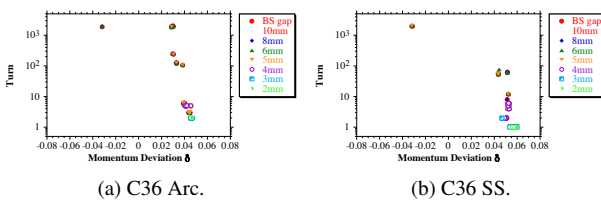


Figure 9: Simulated δ -Turn distribution of Tauschek loss on ID19.

4.3 損失電子の 1st ターン軌道

1 ターンで失われる電子の振る舞いを調べるため、散乱点 C36 SS の場合の運動量偏差 5.4 % の散乱電子の 1 ターン目の軌道を Fig. 10 に示す。この計算では、垂直 aperture limit は全開としている。

水平軌道は、dispersion の周りで振動している様子が見られる。一方、垂直振動の振幅は、カップリングにより段々成長しており、BS を通過した段階では大きくは

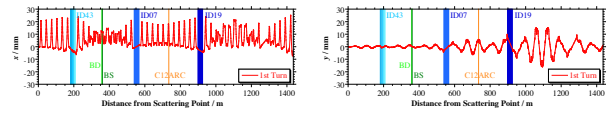


Figure 10: Trajectory in 1st turn of scattered particle at C36 SS with momentum deviation 5.4 %.

なっていないが、ID19 ではその最小ギャップ (片幅 6 mm) を越えるまでになっている。加えて、BS は丁度垂直振動の節に当たっており、損失電子の削減効率が悪くなっている。このため、BS gap を 2 mm まで閉めても、ID19 での損失を除去できていない。

散乱点 C36 Arc の場合の運動量偏差 4.6 % の散乱電子の 1,2 ターン目の軌道 (Fig. 11) を見る。運動量偏差が 4.6 % と少し小さくなっているため、1 ターン目では ID19 最小ギャップまで達していない。2 ターン目では、BS は散乱点 C36 SS と同じく垂直振動の節に当たっており、散乱電子はここをすり抜けて ID19 に衝突している。BS gap 5 mm では、ID19 での損失をほとんど削減できていないのはこのためである。

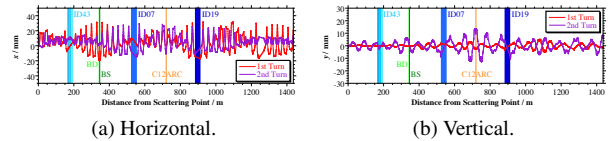


Figure 11: Trajectory in 1st turn and the 2nd of scattered particle at C36 Arc with momentum deviation 4.6 %.

4.4 Beam Scraper の追加

ID19 に衝突する損失電子を低減するため、BS の追加について調べる。ID19 の直前が考えられるが、散乱点によっては ID19 前方では aperture limit 内であるが、後方 (出口付近) で達している場合があったので、それ以外の場所について検討した。散乱点 C36 SS, Arc の 1st ターン軌道を見ると、12 セルアーク部で垂直振動の振幅が大きくなっているため、ここに BS2 を追加することにする。

BS gap 5 mm として、BS2 gap に対する全 Tauschek 損失と ID19 における損失を見た (Fig. 12)。散乱点 C36 Arc の場合、BS2 gap を 10 mm まで閉じると、ID19 における Tauschek 損失を排除できず、散乱点 C36 SS の場合、10 mm でほぼ無くなり、8 mm で完全に除去されている。この時、BS2 gap 10 mm までであれば全 Tauschek 損失の増加は 1 % 以下に抑えられており、有効に ID19 における損失が除去されている。

ID19 での Tauschek 損失は散乱点依存性が高いので、これを変えてシミュレーションを行い、BS, BS2 の効果を確認した。36 セルの対面である 12 セルを散乱点とした。個々の Tauschek 損失の BS gap 依存性を Fig. 13 に示す。ID19 での Tauschek 損失は、散乱点 C12 Arc の場合に増加しており、C12 SS では逆に減少した。

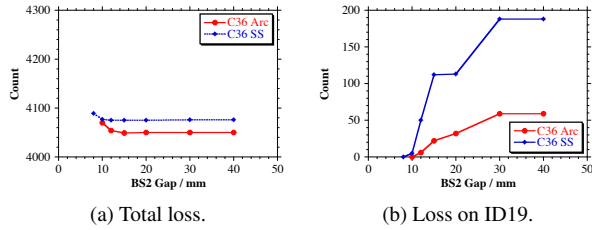


Figure 12: Tauschek loss vs. BS2 gap with BS gap 5 mm.

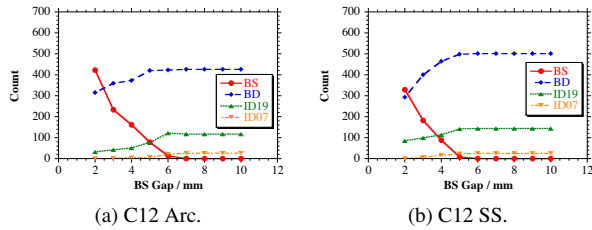


Figure 13: Individual Tauschek loss vs. BS gap.

BS gap 5 mm として、BS2 gap に対する全 Tauschek 損失と ID19 における損失を見た (Fig. 14)。散乱点 C12 Arc, SS の場合、BS2 gap 10 mm では、ID19 における損失は数分の 1 程度にしかになっていない。Figure 15 に示す通り、BS2 での垂直振動振幅が散乱点 C36 の場合に比べて小さくなっており、BS2 gap を 5 mm まで閉じることによって ID19 での損失を完全に排除することができるが、MA を狭めることになる。これを避けるためには、さらに BS を追加することが考えられる。実際、16 セルアーク部にスクレーパー (BS3) を更に追加すれば、BS gap 5 mm, BS2,3 gap 10 mm とすることで、MA を狭めることなく、ID19 での損失をほぼ除去することができることが確認された。

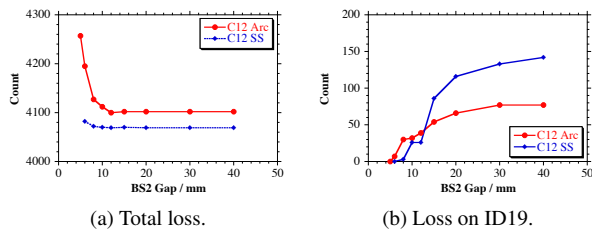


Figure 14: Tauschek loss vs. BS2 gap with BS gap 5 mm.

5. まとめ

SPring-8 蓄積リングに設置されている BS に対して、Tauschek 散乱電子からの ID の保護効果を確認するため、最も影響の大きい長尺真空封止挿入光源 ID19 での損失について数値シミュレーションによる評価を行った。Tauschek 散乱により運動量偏差を得た電子が、散乱点の dispersion に応じて水平方向に大振幅で振動を始めたものが、結合により垂直方向に回り込んだ結果、IVU 磁石列に衝突し失われるのであるが、これを模擬

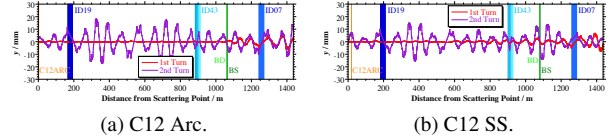


Figure 15: Vertical trajectory in 1st turn and the 2nd of scattered particle at C12 Arc (SS) with momentum deviation 4.6 % (5.4 %).

するため、Tauschek 散乱による初期運動量分布を仮定して、トラッキングシミュレーションを行い、損失電子分布を評価した。結果として、MA に比較して大きな運動量偏差を得た Tauschek 散乱電子は、垂直振動の成長が数ターンと非常に早く (最悪 1 ターン以下)、位相の関係から必ずしもリング全周の垂直口径の一番狭いところに衝突して失われる訳ではないことが分かった。

SPring-8 蓄積リングの場合、散乱点が通常セルの場合には、BS gap を ID19 より垂直 betatron 関数で規格化して相対的に閉じた (BS gap 5 mm 以下) としても、全損失がそれほど増加しない (即ち MA を損なわない) 範囲では、ID19 での損失をほとんど除去することができなかった。特に、散乱点 C36 Arc の場合、BS gap 2 mm としても ID19 での損失は半分程度にしかならなかった。これは、ID19 に衝突する Tauschek 散乱電子の内大きな運動量偏差を持ったものは、数ターンあるいは 1, 2 ターンで垂直振幅が成長し、ID19 と BS の位置関係から、BS はすり抜けて ID19 に衝突しているからである。

この残余の ID19 における損失を除去するため、BS 追加について検討した。散乱点 C36 Arc, SS シミュレーションによる 1, 2 ターンの軌道を見ると、C12 アーク部で垂直振動振幅が大きくなっており、ここに BS を追加した場合の効果の評価した。散乱点 36 セルの場合には、全損失の増加がほとんど無い BS2 gap 10 mm (且つ、BS gap 5 mm) で、ID19 での損失が除去できることが確認された。しかしながら、散乱点を別の場所に移すと、依然何割かは残っており、更に BS の追加を必要とするものであった。Tauschek 散乱点はリング全周の至る所に分布し、尚且つ、ID19 以外にも狭ギャップ IVU は多数存在するので、少数の BS でこれら全てを MA を狭めることなく、散乱電子から保護することは現実的には困難であると思われる。

参考文献

- [1] C. Bernardini *et al.*, Phys. Rev. Lett. **10**, 407 (1963).
- [2] H. Bruck, *Accelerateurs Circulaires de Particules*, PUF, Paris, 1966.
- [3] J. Le Duff, Proc. of the CERN Accelerator School, Berlin, 1987.
- [4] A. Piwinski, DESY 98-179, 1998.
- [5] J. Schimizu *et al.*, Proc. of the 13th Symp. on Accel. Sci. and Tech., Osaka, Japan (2001), 80.