

# 高輝度エネルギー選択式放射光源リングにおけるバンチ伸張システムの検討

## DESIGN STUDY OF THE BUNCH LENGTHENING SYSTEM FOR AN ENERGY SWITCHABLE SYNCHROTRON RING

山本尚人, 内藤大地, 高橋 毅, 坂中章悟,  
Naoto Yamamoto \*, Daichi Naito, Takeshi Takahashi, Shogo Sakanaka  
High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

### Abstract

A design study of the radio frequency system for 2.5/5.0 GeV energy switchable high-brightness storage ring is being conducted. This ring must be equipped with a high-power RF system for beam operation at 5 GeV, 200 mA and a fundamental cavity system to maintain beam stability at 2.5 GeV, 500 mA. From this requirement, we consider a damped cavity employed for the Super KEKB Damping Ring is a candidate due to its features both high excitation cavity voltage and strong high-order mode damped performance. The 2.5 GeV operation of this ring also require a bunch lengthening system to mitigate the intra beam scattering and to suppress the unstable beam motion caused by transverse mode-coupling instability. In response to this request, a feasible study of 1.5GHz-harmonic rf systems using normal conducting TM020 cavity and super conducting TM010 cavity is evaluated based on theoretical consideration of conventional longitudinal coupled-bunch instability. As a result, in terms of beam stability, the solution using a normal conducting cavity is still possible, but it is confirmed to be of a disadvantage in comparison to a superconducting cavity.

### 1. はじめに

3 GeV 程度のエネルギーでエミッタンス 1 nmrad 以下の電子ビームを蓄積し、高輝度放射光の生成を狙ういわゆる「低中エネルギー極低エミッタンス放射光源リング」の実現には、Intra Beam Scattering (IBS) とビーム不安定性の緩和が鍵となる。バンチ伸張運転は、主加速空洞に加え高調波空洞を蓄積リングに導入し、バンチの加速位相（シンクロナス位相）付近のポテンシャルを平坦にすることで周回ビームの時間方向電子分布を引き延ばす運転手法であり、近年その重要性が再認識されている。

本検討では、KEK Photon Factory の後継となる将来光源として概念設計が進む 2.5/5.0 GeV エネルギー選択式高輝度放射光源リング [1] について主加速高周波 (RF) システムとバンチ伸張システムの設計検討を行う。本リングはリング周長 750 m で、5.0 GeV にて 200 mA、2.5 GeV において 500 mA を蓄積することを検討している。ラティス設計で決まるビームエミッタンスはエネルギー 2.5 GeV, 5.0 GeV に対し、それぞれ 200 pmrad, 800 pmrad である。本リングの主 RF システム設計に考慮すべきことは、2.5 GeV 運転において空洞インピーダンス起因のバンチ結合型ビーム不安定性を励振しない 5.0 GeV にも適用可能な高性能な寄生モード減衰型空洞の採用と、2.5 GeV 運転時のバンチ伸張運転の両立である。目標となるバンチ伸張率は、抵抗性インピーダンスが誘起する横方向ビーム不安定性閾値の見積り [2] から 3 倍以上 (バンチ分布の二乗平均平方根にて約 15 ps) となっている。

検討では、SKEKB の陽電子ダンピングリングで実績のある RF 空洞 (SKEKB DR 空洞) を主空洞 [3] に用いることを、バンチ伸張システムとしては共振周波数 1.5GHz の高調波空洞を用いることを前提とした。本発

表では、まず主空洞の寄生モードによるバンチ結合型ビーム不安定性の解析的な見積もりを紹介する。次に、高調波空洞も含めた場合の空洞インピーダンスを源とする縦方向のビーム不安定性に関する検討結果、及びこの不安定性を回避する高周波システム設計について述べる。

### 2. 主 RF システム

2.5/5.0 GeV 両エネルギーに対応する RF システムとしては、5.0 GeV 運転に必要なとされる RF 電圧を複数の主加速空洞で励振し、2.5 GeV では必要のない空洞については加速モードの共振周波数をずらし待機状態 (デチューン) にする方法を考えている。ただし、寄生モード (主加速モード以外の共振モード) のインピーダンスについては、2.5 GeV 運転においても全空洞分がバンチ結合型ビーム不安定性に寄与するため注意が必要となる。

主加速空洞の候補として考えられるのが、SuperKEKB 加速器の陽電子ダンピングリングで運用される主加速空洞 (SKEKB DR 空洞)[3] である。SKEKB DR 空洞は KEKB 加速器で運用されていた ARES 常伝導加速空洞 [4] の加速空洞設計をベースに開発された空洞であり、その高周波構造には KEKB での運用期間も含め長い安定運転の実績がある。

SKEKB DR 空洞は主加速モード (TM010 モード) より高次の寄生モード減衰を目的として、ARES 空洞と同じく SiC RF 吸収体を備えた HOM 導波管と溝付ビームパイプが採用されている。これら減衰機構により、HOM のビームとの結合インピーダンスは効果的に減衰される。

2.5/5.0 GeV エネルギー選択式リングに必要なとされる加速電圧をそれぞれ、1.6 及び 6.5 MV[5] とすると、必要な空洞数は 3 及び 10 台となる。この時、加速電圧は最大で一台当たり 0.65 MV であり、設計定格の 0.7 MV 及び大電力試験の実績 0.9 MV[6] に対し、十分な余裕が

\* naotoy@post.kek.jp

Table 1: Main RF Parameter for PF-HLS Ring

RF frequency [MHz]	500.0	
Harmonics number	1250	
Beam Energy [GeV]	5.0	2.5
Stored current [mA]	200	500
Radiation loss [MeV/Turn]		
Bending magnets	3.56	0.22
Insertion devices	1.52	0.32
Fundamental RF voltage, $V_c$ [MV]	6.5	1.6
Cavity number	10	3
RF power [kW]	1,956	499
Beam load power [kW]	1,015	306
Dissipation power, $P_c$ [kW]	939	190
Input RF coupling factor	2.2	2.2

ある。

SKEKB DR 空洞のシャントインピーダンス ( $R_s = V_c^2/P_c$ ;  $V_c, P_c$  は空洞電圧と壁消費電力) を  $4.5M\Omega$ 、無負荷  $Q$  値を 30,000 と仮定すると、2.5/5.0 GeV エネルギー選択式リングにおける主 RF システムの主なパラメータは、Table 1 に与えられる。ただし、大電力 RF の RF 源からの伝送損失は含まれていない。2.5 GeV, 500 mA をにおいて、バンチ結合型ビーム不安定性の成長率は寄生モードの共振周波数がビームスペクトルのいずれかに一致した場合、それぞれ縦方向 45.5, 水平方向 940.5, 垂直方向  $56.8 s^{-1}$  であり、放射減衰率の 3~55 倍となる。

### 3. バンチ伸張システム

#### 3.1 検討指針

電子エネルギー 2.5 GeV, 蓄積電流 500 mA, 主 RF 電圧 1.6 MV 及びトータルの放射損失 0.54 MeV/turn を仮定してバンチ伸張システムの検討を進める。高調波空洞の次数は、低いとより高いバンチ伸張率が期待できるが、エネルギー方向のビーム安定領域と主加速空洞に対する負荷への影響が大きくなる。逆に高いと製作精度の面から空洞開発が難しく、バンチフィリングなどのビーム負荷変動 [7] にも敏感となる。このため、本検討は基準 RF 周波数 500 MHz の 3 次となる 1.5 GHz を選ぶ。この場合、空洞選択 (高周波パラメータ) に関わらず最大のバンチ伸張率は約 6 倍となり、必要な加速電圧は 498 kV (主 RF 電圧との比で 0.311) となる。また、バンチ伸張率 3 倍を得るのに必要な加速電圧は 452kV (主 RF 電圧との比で 0.282) となる。

空洞選択について述べる。各空洞のシャントインピーダンスと許容壁消費電力より必要な空洞台数が決まる。空洞台数が決まるとリング内での占有スペースとともに、空洞全体の複素インピーダンスが求まる。複素インピーダンスは後述するビーム安定性と密接に関わってくる。また、バンチフィリングに応じたビーム負荷変動が引き起こす周回トレン内でバンチ伸張効率低下を緩和するためには、空洞台数分を合計した R/Q を小さくすることが重要である [7, 8]。その他、寄生モー

Table 2: Cavity Parameter of Fundamental and Normal/Superconducting (NC/SC) Harmonic Cavities for Bunch Lengthening System Design Study

Comment	FC	NC-HC	SC-HC
Resonant frequency [MHz]	500.0	1,500.0	
Quality factor	30,000	31,400	$1 \times 10^8$
R/Q per cavity [ $\Omega$ ]	150	68	160
( $R_s = V_c^2/P_c$ )			
Input RF coupling factor	2.2	0.0	99

ド減衰性能やメンテナンス性も空洞種類を決定する上で重要な要素となる。

主加速空洞及び高調波空洞の複素インピーダンスは、縦方向のバンチ結合モード  $0, \pm 1 \dots$  に対応する不安定性 (Robinson 不安定性)[9]、バンチ伸張率に応じたモード 1 の周期的バンチ長変動現象 [10, 11] を評価するのに必要なパラメータである。前者はバンチ伸張の有無に関わらずビームロスを引き起こす不安定性であり、後者は Periodic Transient beam loading effect と呼ばれるバンチ伸張に伴うシンクロトロン振動数減少により引き起こされる不安定性である。

本論文では、まず我々のグループで提案・開発を進めてきた常伝導 1.5GHz-TM020 空洞 [12] を選択した場合の縦方向バンチ結合型不安定性について検討を進める。

#### 3.2 常伝導 1.5GHz-TM020 空洞システム

常伝導 1.5GHz-TM020 空洞は加速モードに TM020 を採用した空洞であり、等しい共振周波数で比較した場合に無負荷  $Q$  値を通常の TM010 モードより高くできるため R/Q を低く抑えることができる (Table 2 参照)。また、空洞内の径方向に節を持つ特徴的な電磁場分布を利用し空洞内に高周波吸収体を組み込むことで、コンパクトかつ強力な寄生モード減衰構造を実装することが可能である。ただし、加速モードの高周波吸収体への染み出しにより壁消費電力が制限されており、その値は 11 kW (空洞電圧で 153 kV) と見積られている。参考文献 [12] では、入力カプラを用いた Active 空洞としての運用も想定しているが、本検討では入力カプラの結合度 0 の Passive 空洞としての運用を想定した。この場合、 $Q_L$  が最大となるため、Active 空洞よりも縦方向バンチ結合型不安定性に対して有利である。Passive 空洞の場合、空洞の励振電力は周回ビームから誘起されることになり、電力調整は空洞の周波数チューナにより共振周波数を操作することで行う。周回ビームが失う電力は主加速空洞への入力電力で補償することになる。

SKEKB DR 3 台を主空洞として用いた場合のバンチ結合モード  $0, \pm 1, \pm 2$  に対する高調波空洞シャントインピーダンス閾値を高調波空洞のチューニング周波数の関数としてプロットしたものを Fig. 1 に示す。各モードのシャントインピーダンス閾値は、参考文献 [13] の Eq. (9) を用いシャントインピーダンスの関数として不安定成長率を算出し、放射減衰時間から逆算して求めた。計算に用いたモーメントムコンパクション因子は

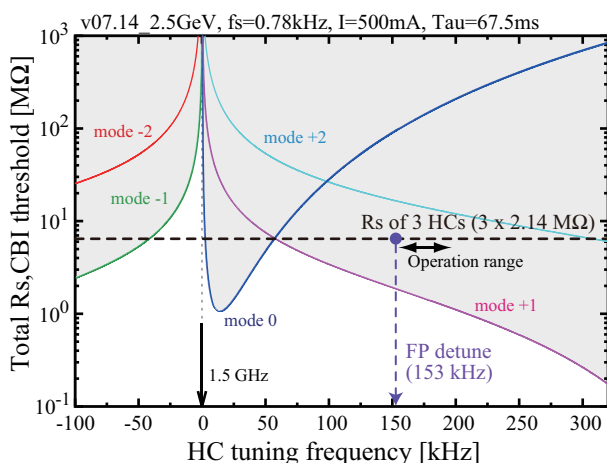


Figure 1: HC shunt impedance ( $R_s$ ) threshold for coupled-bunch instabilities, taking into account the Fundamental cavity (FC)  $R_s$  and the parameters. The threshold plots for coupled-bunch modes  $-2$  (red),  $-1$  (green),  $0$  (blue),  $1$  (magenta) and  $2$  (cyan). Unstable beam motions are expected in the grey-colored area.

$3.24 \times 10^{-5}$ 、シンクロトロン周波数は  $0.78 \text{ kHz}$ 、放射減衰時間は  $67.5 \text{ ms}$  である。

Figure 1 では、各モードのインピーダンス閾値の曲線より下側がビーム安定領域であり、その逆の不安定領域を灰色で示している。HC tuning frequency は高調波空洞の共振周波数を  $1.5 \text{ GHz}$  からの差である。電圧  $452 \text{ kV}$  以上を得るには  $3$  台以上の高調波空洞が必要であり、その場合のシャントインピーダンスを黒の点線で示す。本プロットではシンクロトロン周波数は  $0.78 \text{ kHz}$  を仮定しているが、バンチ伸張が起こるとシンクロトロン周波数が小さくなり、これに応じて安定領域を分ける曲線がより下側に移動し安定領域が縮小することに注意が必要である。

実際の運転で想定される周波数範囲は Fig. 1 の  $+200 \text{ kHz}$  から  $+153 \text{ kHz}$  の範囲であり、Operation range として黒の両矢印で示してある。 $200 \text{ kHz}$  は本リングの周回周波数の半分であり、 $153 \text{ kHz}$  に近づくにつれ空洞内に誘起される電圧が高くなり、バンチが伸張される。バンチ伸張運転において最大のバンチ伸張率が得られる条件を FP 条件 (Float potential condition)、その条件を得るために必要な共振周波数をここでは FP detune と呼ぶ。バンチ形状因子を  $1$  とした場合の FP detune を、Fig. 1 に示す。バンチ形状因子が  $1$  の場合には FP detune にて空洞電圧  $498 \text{ kV}$  となるが、実際にはバンチが伸張されるにつれてバンチ形状因子は  $0.6$  程度まで減少するため FP detune はさらに小さくなる。同様にバンチ形状因子を  $1$  とした場合にバンチ伸張率  $3$  倍を達成できる周波数は、 $168 \text{ kHz}$  となる。

Figure 1 では、Operation range のいずれの範囲も灰色で示す不安定領域に存在しており、これは主空洞として SKEKB DR 空洞を  $3$  台、高調波空洞に  $1.5\text{GHz-TM020}$  空洞を  $3$  台用いた場合には、不安定性により  $500 \text{ mA}$  のビーム電流を達成できないことを示している。この結果をより直感的に理解するため、空洞複素インピーダ

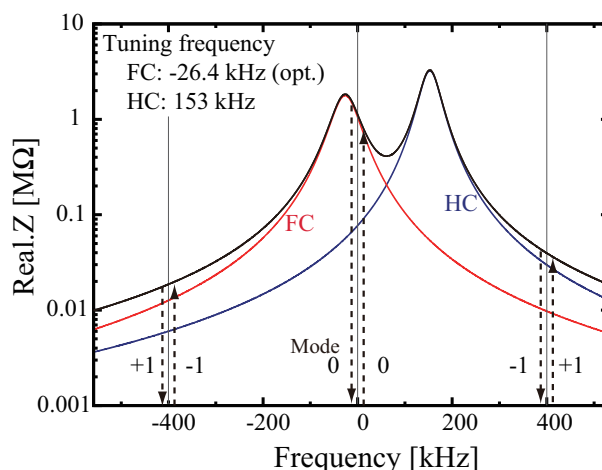


Figure 2: Real part of total impedance of the RF cavities (FC + HC) with individual impedance curves. The excite (up arrow) and damp (down arrow) components of the longitudinal coupled-bunch instabilities are also shown.

ンスの実部を用いて議論する。Figure 2 では、それぞれ  $500 \text{ MHz}$  と  $1.5 \text{ GHz}$  との周波数差の関数として各空洞のインピーダンスの実部をそれらの和 (黒色) とともに示している。主空洞の共振周波数は、必要電力が最小となるよう RF 周波数の  $500 \text{ MHz}$  よりも少し下げて運転される (FC, 赤色)。高調波空洞の共振周波数は FP detune を選んだ (HC, 青色)。

例えば、不安定性の  $+1$  モードは  $500 \text{ MHz}$  より周回周波数  $1$  分高い点 (Fig. 2 の  $400 \text{ kHz}$ ) での空洞インピーダンス実部が運動の成長に、 $1$  分低い点 ( $-400 \text{ kHz}$ ) での値が減衰に寄与する。Figure 2 に示すように、バンチ伸張の際、高調波空洞の共振周波数は RF 周波数の  $3$  倍よりも高くする必要があるため、 $400 \text{ kHz}$  でのインピーダンス値は  $-400 \text{ kHz}$  での値よりも大きくなり、 $+1$  モードの安定性が損なわれる方向に寄与することになる。

### 3.3 常伝導 $1.5\text{GHz-TM020}$ 空洞 (ダンプ空洞の追加)

本リングの  $2.5 \text{ GeV}$  運転では、 $5.0 \text{ GeV}$  用に導入した複数の主空洞のうち必要のないものを周回周波数から離調 (デチューン) して待機状態にする。バンチ結合型不安定性を緩和する手段の一つとして、これらのうち一つを Mode damped cavity (MDC) として用い、 $+1$  モードに対する安定領域を拡げる方法を検討する。

Figure 3 に待機状態の主空洞の  $1$  台を  $-480 \text{ kHz}$  にチューンした場合の、高調波空洞インピーダンス閾値を示す。また、同じく合計及び個々の空洞複素インピーダンスの実部による各バンチ結合モードへの安定性の寄与を Fig. 4 に示す。

MDC として主空洞  $1$  台を活用することで、 $-1$  モードの安定性を犠牲として  $+1$  モードの安定性が改善されていることがわかる。ただしビームが安定に周回できるのは、この場合、 $\pm 1$  モードの曲線に囲まれる約  $45 \text{ kHz}$  の周波数幅内ということになる。これは、蓄積電流値及び必要なバンチ伸張条件に応じて高調波空洞と MDC の共振周波数を適切に制御しなければならないことを意味する。

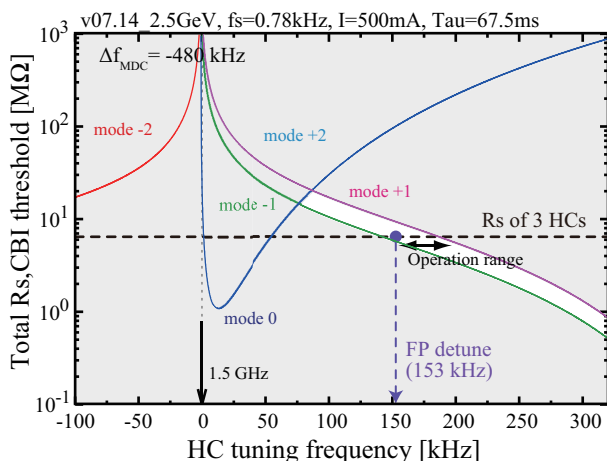


Figure 3: HC shunt impedance ( $R_s$ ) threshold for coupled-bunch instabilities, taking into account FC and Mode damped cavity (MDC)  $R_s$  and the parameters.

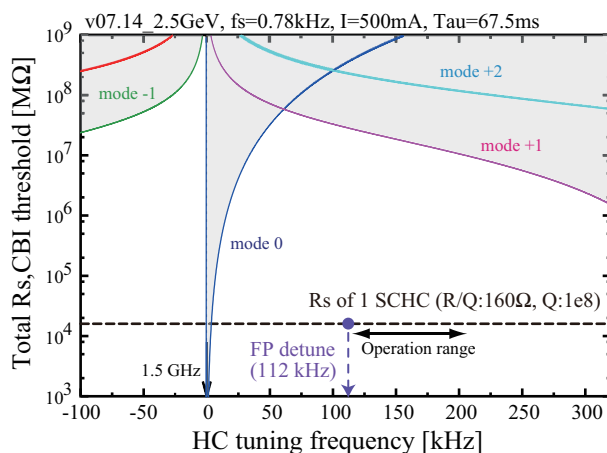


Figure 5: SCHC shunt impedance ( $R_s$ ) threshold for coupled-bunch instabilities, taking into account FC  $R_s$  and the parameters.

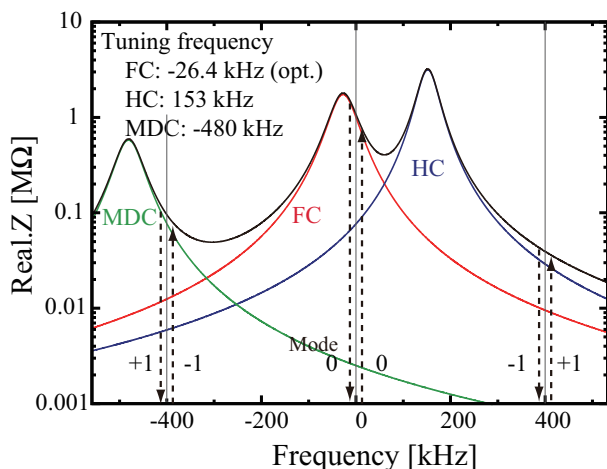


Figure 4: Real part of total impedance of the RF cavities (FC + HC + MDC) with individual impedance curves. The excite (up arrow) and damp (down arrow) components of the longitudinal coupled-bunch instabilities are also shown.

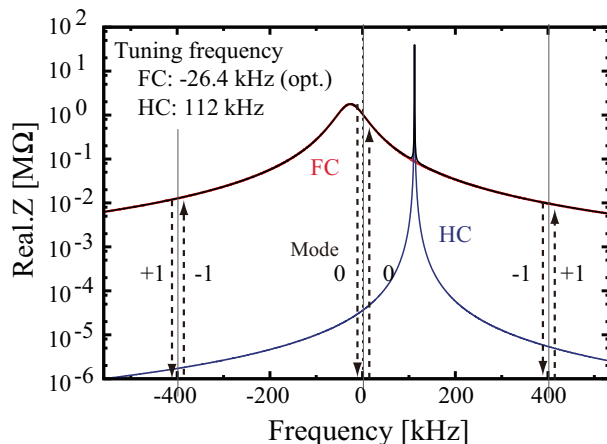


Figure 6: Real part of total impedance of the RF cavities (FC + SCHC) with individual impedance curves. The excite (up arrow) and damp (down arrow) components of the longitudinal coupled-bunch instabilities are also shown.

### 3.4 超伝導高調波空洞

最後に高調波空洞として超伝導空洞を用いた場合について検討する。External-Qとして $1 \times 10^8$ , R/Qとして $160 \Omega$ を仮定した場合の、高調波空洞インピーダンス閾値及び安定領域は Fig. 5 となる。また、同じく合計及び個々の空洞複素インピーダンスの実部による各バンチ結合モードへの安定性の寄与を Fig. 6 に示す。

超伝導空洞は Q 値が非常に高いため、共振周波数が周回周波数の整数倍から一定程度離れていれば、バンチ結合型不安定性の成長にはほぼ寄与しない。このため、常伝導空洞と比べ非常に広い範囲で安定領域を確保できる。

## 4. まとめ

KEK Photon Factory の将来光源として検討の進む 2.5/5.0 GeV エネルギー選択式高輝度放射光源リングについて主加速 RF システムとバンチ伸張システムの設計検討を行った。特にバンチ伸張システムに関しては、空洞の加速モードが持つインピーダンスを起因とする縦方向バンチ結合型ビーム不安定性について注目し理論的な性能検証を行った。

本リングはモーメントムコンパクト因子が小さく放射減衰時間も長いため、RF システムのスケラビリティに加えビーム不安定性の発生にも注意が必要である。また、周回周波数が 400 kHz と小さいことも無視できない。

主空洞としては 5.0 GeV 運転に必要な電圧を励振可能でかつ、2.5 GeV で高次モードによるバンチ結合型不安定性を引き起こさないという観点から、SKEKB DR

用空洞を候補として考えている。ただし、SKEKB DR 空洞を用いても、幾つかの高次モードでは放射減衰時間より短い成長率の不安定性が残る可能性があるため、バンチフィールドバックの導入など対策を講じる必要がある。

バンチ伸張システムでは、RF の基準周波数が 500 MHz であることから、3 倍の 1.5 GHz の高調波 RF システムを採用することが適切であると考えた。空洞については始め常伝導 TM020 空洞について検討したが、加速モードのインピーダンスによりビーム安定性が損なわれる可能性が高いことが明らかになった。しかし、常伝導空洞の場合においても 2.5 GeV 時の運転では離調予定の空洞の一台を不安定モード減衰空洞として用いることで、一定の安定領域を確保できることが分かった。ただしこの場合、高調波空洞及びモード減衰空洞を適切に制御することが必要であり、実現には綿密な準備が必要である。

一方、超伝導の高調波空洞を用いれば、その Q 値の高さにより、本リングのような周回周波数の小さいリングでも空洞インピーダンス起因のバンチ結合型不安定性を回避できることがわかった。また、常伝導空洞を用いた場合と比べシステム全体としての R/Q を小さくできるため、バンチフィルパターンの自由度や Periodic transient beam loading effect の抑制の面からも活躍が期待される。超伝導空洞は運用にヘリウム冷凍機が必要であるなど、保守・運用に関するデメリットはあるが、ビームダイナミクスの観点からはこれらを上回るメリットあると考えられる。

高調波空洞を用いたバンチ伸張システムの設計に向け、今後は Periodic transient beam load effect などバンチ伸張時に発生する不安定性について、常伝導・超伝導 RF システムの性能評価を行っていく予定である。

## 謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP24K03210 の助成を受けたものです。

## 参考文献

- [1] “PF-HLS Conceptual Design Report ver.1.1”, 2024.  
[https://www2.kek.jp/imss/pf/pf-hls/library/pfhls\\_cdr\\_ver1.1.pdf](https://www2.kek.jp/imss/pf/pf-hls/library/pfhls_cdr_ver1.1.pdf)
- [2] N. Nakamura, “Impedance analysis of NEG-coated vacuum pipes and its application to the PF-HLS ring”, *Proc. PASJ2024*, Yamagata, 2024, THP079, this meeting.
- [3] “SuperKEKB Design Report, Chap. 12 Damping Ring”, 2020.  
[https://www-linac.kek.jp/linac-com/report/skb-tdr/12\\_DR\\_Reviced2020\\_10\\_20.pdf](https://www-linac.kek.jp/linac-com/report/skb-tdr/12_DR_Reviced2020_10_20.pdf)
- [4] T. Kageyama *et al.*, “THE ARES CAVITY FOR KEKB”, *Proc. APAC98*, 1998.  
<https://epaper.kek.jp/a98/APAC98/6D039.PDF>
- [5] Y. Shimosaki, “Optimization of sextupole magnetic fields for KEK future light source”, *Proc. PASJ2024*, Yamagata, 2024, WEP083, this meeting.
- [6] T. Abe *et al.*, “HIGH POWER TESTING OF THE RF ACCELERATING CAVITY FOR THE POSITRON DAMPING RING AT SUPERKEKB”, *Proc. PASJ2013, SAP057*, Nagoya, 2013.  
[https://www.pasj.jp/web\\_publish/pasj10/proceedings/PDF/SAP0/SAP057.pdf](https://www.pasj.jp/web_publish/pasj10/proceedings/PDF/SAP0/SAP057.pdf)
- [7] N. Yamamoto, T. Takahashi, and S. Sakanaka, “Reduction and compensation of the transient beam loading effect in a double rf system of synchrotron light sources”, *Phys. Rev. Accel. Beams* 21 (1 2018).  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.012001>
- [8] J. M. Byrd *et al.*, “Transient beam loading effects in harmonic rf systems for light sources”, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 5 (9 2002), p. 092001.  
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.5.092001>
- [9] R. A. Bosch, K. J. Kleman, and J. J. Bisognano, “Robinson instabilities with a higher-harmonic cavity”, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 4 (7 2001), p. 074401.  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.4.074401>
- [10] M. Venturini, “Passive higher-harmonic rf cavities with general settings and multibunch instabilities in electron storage rings”, *Phys. Rev. Accel. Beams* 21 (11 2018), p. 114404.  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.114404>
- [11] T. He *et al.*, “Mode-zero Robinson instability in the presence of passive superconducting harmonic cavities”, *Phys. Rev. Accel. Beams* 26 (6 2023), p. 064403.  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.26.064403>
- [12] T. Yamaguchi *et al.*, “Design and low-power measurement of 1.5 GHz TM020-type harmonic cavity for KEK future synchrotron light source”, *Nucl. Instr. Meth. A* 1053 (2023), p. 168362.  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900223003522>
- [13] N. Yamamoto *et al.*, “Stability survey of a double rf system with rf feedback loops for bunch lengthening in a low-emittance synchrotron ring”, *Proc. IPAC'23 (Venezia)*, 14, JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 2023, pp. 3451–3454.  
<https://indico.jacow.org/event/41/contributions/2061>