

高輝度光源に向けたバンチ伸張方法の検討

FEASIBILITY STUDY ON THE BUNCH LENGTHENING FOR HIGH BRIGHTNESS SYNCHROTRON RING WITH SUB-NM EMITTANCE

山本尚人 *^{A,B}、高橋毅 ^A、坂中章悟 ^{A,B})

Naoto Yamamoto*^{A,B}, Takeshi Takahashi^A, Shogo Sakanaka^{A,B})

^A)High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

^B)SOKENDAI (The Graduate University for Advanced Studies)

Abstract

At KEK future 3 GeV light source (KEK-LS), bunch lengthening using a double radio-frequency (rf) system have been underconsideration in order to avoid emittance growth due to intrabeam scattering and to achieve long beam lifetime. In the case of a double rf operation, available beam performance strongly depends on transient beam loading caused by bunch filling patterns. Then we analytically evaluated the transient beam loading effect for several types of the rf cavity. Furthermore, tracking simulations were carried out to estimate the beam performances during a double rf operation with the KEK-LS condition. As a result, it is found that a factor of 3 or longer bunch length compared with natural bunch length are expected in the 60 ns bunch gap case with the double rf system consisted of Photon Factory type fundamental and new-designed 3rd harmonic cavities.

1. はじめに

近年、MBA (Multi Bend Achromat) ラティスをベースとし、十分なダイナミックアパーチャと数百 pm.rad の水平エミッタンスを両立できるような蓄積リング型放射光源の設計・建設が世界各地で進められている。KEK でも Photon Factory に変わる 3 GeV クラス新光源の設計が精力的に進められており、MBA ラティスに独自の工夫を加えたエネルギー 3 GeV、周長約 570 m の放射光源リングが提案されている (以下、本提案のリングを KEK-LS と記述する) [1]。

KEK-LS における水平エミッタンスの設計値は約 130 pm.rad であるが、その値は蓄積電流を 500 mA とした場合にバンチ内散乱により 300 pm.rad を上回ってしまうことが示唆されている。このバンチ内散乱の抑制に加え、ビーム寿命の改善、真空機器の発熱・ビーム不安定性抑制の観点等から、KEK-LS では高調波空洞の導入を検討している。

主加速空洞と高調波空洞を組み合わせたいわゆるダブル高周波 (RF) システムを採用すると、加速電圧の勾配を変化させることができ、バンチ長やシンクロトロン振動数の拡がりを制御することが可能となる。このダブル RF システムにより、電子バンチ長を伸張することができればバンチ内電荷密度が減少するため、結果的に上節で述べたような問題の改善が期待できる。ダブル RF システムは幾つかの加速器施設で既に導入・運用 [2, 3] されており、KEK-LS と同様な問題を抱える低エミッタンスリングでも設計・検討 [4, 5, 6] されている。しかし、ダブル RF システムを導入するとバンチの感じる加速電圧が平坦になるため、バンチの位置や形状が RF 電圧や位相に対して敏感になる。

ダブル RF システムの導入において、特に注意が必要なのはビームローディングによる RF 空洞電圧の過渡的な変動である [7]。イオントラッピング等によるビーム不安定性を避ける目的で蓄積リングのフィルパターン

にバンチギャップが存在する場合、RF 電圧はビーム誘起電圧によって時間的な変調を受け、フィルパターンの繰り返し周波数で過渡的に変化することになる。また、変調される電圧は空洞パラメータで異なるため、過渡的影響は空洞の種類毎に異なってくる。一方、ダブル RF システムでバンチ伸張を行う際、電子バンチの感じる電圧勾配 (複数空洞の電圧和) を平坦にする必要があるため、基本波と高調波との間で電圧・位相の関係を適切に制御する必要がある。しかし、電圧が変調されている状況では全ての電子バンチに適切な運転条件を与えることは困難である。さらに、上述したようにダブル RF システムは原理的に縦方向の収束力を低下させるものであるため、電圧変調の状況によってはバンチ形状が歪んだり、シンクロナス位相付近に複数の安定点が形成されバンチ自身が振動を始める可能性もある。

本検討では KEK-LS に最適なダブル RF システムを検討するため、ビームローディング起因の過渡的な影響を定式化し空洞性能と電圧変調量に見通しをつけた。さらに実際の運転状況に近い条件におけるバンチ伸張率及び安定性を見積もった。

2. 空洞電圧の過渡的な変化

2.1 電圧変調量の見積

RF 空洞を任意のバンチギャップを持つバンチトレインが通過する場合の電圧変調について考える。Figure 1 a) に示す通り、バンチトレインのバンチ数を n_T 、ギャップのバケット数を n_g とし、電荷 q のバンチが空洞を通過した時に空洞に励起される電圧を $V_{b,0}$ とすると、平衡状態で n 個目のバンチが通過した直後に空洞に励起されるビーム誘起電圧 $\tilde{V}_b(n)$ は $(n_T + n_g)$ で繰り返す周期的境界条件から導かれる。

$$\tilde{V}_b(n) = \tilde{V}_{b,n_T} e^{-(n_g+n-1)\alpha} + V_{b,0} \frac{1 - e^{-(n-1)\alpha}}{1 - e^{-\alpha}} \quad (1)$$

$$\tilde{V}_{b,n_T} = \frac{V_{b,0}}{1 - e^{-(n_g+n_T-1)\alpha}} \cdot \frac{1 - e^{-(n_T-1)\alpha}}{1 - e^{-\alpha}} \quad (2)$$

*naoto.yamamoto@kek.jp

$$\alpha = \frac{t_b}{\tau_f}(1 - j \tan \psi) \quad (3)$$

ここで、 \tilde{V}_{b,n_T} はバンチトレイン最後のバンチが通過した直後のビーム誘起電圧であり、 t_b, τ_f, ψ はそれぞれバンチ間隔、空洞のフィリングタイム、デチューニング角である。また、 τ_f は空洞の Loaded-Q (Q_L) と共振周波数 ω を用いて $\tau_f = 2Q_L/\omega$ で与えられる。これらの式よりギャップが無い場合 ($n_g = 0$)、 $V_b(n) = V_{b,0}/(1 - e^{-\alpha})$ となり、ビーム誘起電圧はバンチ位置に依存しなくなりトレイン全体において一定となることがわかる。空洞電圧は外部入力電圧とビーム誘起電圧のベクトル和となるため、ビーム誘起電圧の変調が反映される。

次にビーム誘起電圧のトレイン内での差 ΔV_b は

$$\begin{aligned} \Delta V_b &= |\tilde{V}_{b,n_T} - \tilde{V}_b(1)| = |\tilde{V}_{b,n_T}(1 - e^{-(n_g-1)\alpha})| \\ &\approx |\tilde{V}_{b,n_T}(n_g - 1)\alpha| \\ &\propto 1/\tau_f \end{aligned} \quad (4)$$

として求められる。ここで、式 (4) ではフィリングタイムがギャップ時間より十分長い ($n_g t_b \ll \tau_f$) と仮定した。従って、ビーム誘起電圧のトレイン内変化は τ_f 、つまり Q_L に反比例することになり、より高い Q_L を実現することが空洞電圧の過渡的影響を抑えるのに効果的だということがわかる。

上式を用いて実際に KEK-LS で想定される条件において、基本波空洞での電圧変調を計算した例を Fig. 1 b), c) に示す。KEK-LS では主空洞の周波数を 500 MHz とし、PF 型空洞 [8] ($Q_o = 40,000, R/Q_o = 175, Q_L = Q_o/(1 + \beta) = 8,889$) を 4 台で空洞電圧 $V_c = 2.0$ MV を励振した。入力カプラの結合度 β とデチューニングアングル ψ はそれぞれ 3.5 と -0.957 rad (KEK-LS での最適値) を用いた。フィルパターンについては現状の PF リングのフィルパターンを参考に、全バケット数 952 に対し 30 バンチ (60 ns) のギャップを対称に 2 箇所挿入した。このとき、 τ_f は $5.7 \mu\text{s}$ 、($n_g t_b$) は 60 ns となり、Eq. (4) の近似の条件を満たす。

Figure 1 a)~c) でそれぞれ、フィリングパターン、ビーム誘起電圧、空洞電圧、空洞電圧の位相を示す。ビーム誘起電圧 b) はビームトレインの空洞通過により徐々にビルドアップされていき、全てのトレインが通過すると次のトレインが到達するまでギャップ部において時定数 τ_f に従い減衰する。空洞電圧 c) はビーム誘起電圧のビルドアップに従い減少、ギャップ部で減少分が回復する。さらにビーム誘起電圧の変化を受け、電圧位相もトレイン内で変化する。ビーム誘起電圧、空洞電圧、空洞電圧の位相の変化幅は、それぞれ 1.9 %, 1.6 %, 16 mrad (5 ps に相当) となった。各バケットに存在する電子バンチはそれぞれが異なった空洞電圧を感じ、異なったシンクロナス位相を持つこととなる。これがダブル RF システムで電子バンチ形状の非一様性や歪みを生じさせる原因であり、ダブル RF システムで過渡的電圧の影響を無視できない理由ともいえる。

ここでは主空洞についての結果しか示さないが、高調波空洞でも同様な現象が起き、バンチ毎に異なった電圧と位相を持つこととなり、その変化量は Q_L の大きさに反比例する。蓄積リングに周波数の異なった空

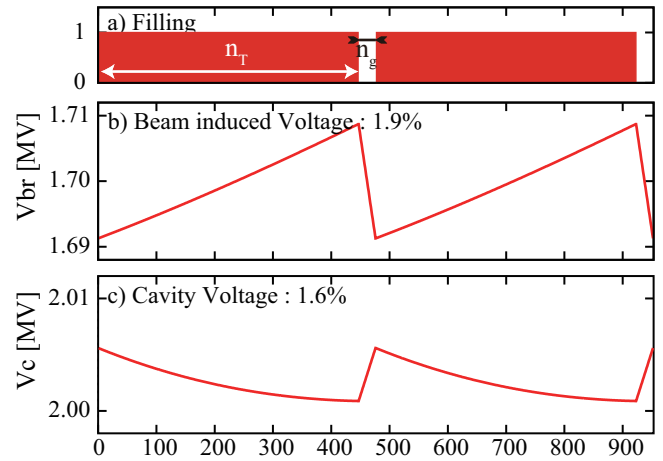


Figure 1: Estimated transit voltages. Assumed an cavity voltage of 2 MV, a beam current of 500 mA, and two bunch trains with a 892 ns bunch-train and a 60 ns bunch-gaps for the PF-type cavity. a) Filling pattern, b) Beam induced voltage, c) Cavity voltage.

洞が 2 種類以上設置されている場合、各々のバンチは複数の異なった加速電場を感じ自己無撞着にシンクロナス位相を変化させることになる。つまり、個々のバンチが個々のシンクロナス位相において感じる電場は空洞毎に独立ではなくなるため、真の過渡的電圧変調は上で示した結果と異なってくる。

真の過渡的電圧変調はバンチ内電子の運動を複数空洞の存在する系で解くことで求められる。本報告では詳細は述べないが、電子バンチが感じる電圧変調量はバンチ重心位相の変化で補償され (逆にバンチ重心の位相変化は空洞電圧の位相変化より大きくなる)、上記の簡易計算で求めた空洞電圧変化の 2~5 割程度となる。ただし、ここまで行った解析は単純であり計算コストもほとんど必要としないため、RF 空洞パラメータやフィルパターンに依存した電圧変調の相対的な変化を求め過渡的效果を軽減するための指標を得るには有用である。

2.2 Q_L についての考察

次に Q_L について考察する。空洞の入力結合度 β をビーム負荷 P_b と空洞の壁損失 $P_c = V_c^2/R_{sh}$ で決まる最適値 β_{opt} とした場合、 Q_L は

$$Q_L = \frac{1}{2/Q_o + \frac{P_b}{V_c^2}(R_{sh}/Q_o)} \quad (5)$$

と書き下せる。ここで Q_o, R_{sh}, V_c は、それぞれ無負荷 Q 値、シャントインピーダンス、空洞電圧であり、 P_b, V_c は蓄積電流値、ラティス設計、必要な運動量許容値から与えられる。従って、空洞設計・選択において可能な限り高い Q_o と小さい R_{sh}/Q_o を目指すことが重要となる。

例として Fig. 2 に 3 種類の異なった R_{sh}/Q_o を持つ空洞について、入力結合度 β を最適とした場合 (β_{opt}) の Q_o に対する Q_L 依存性を示す。 R_{sh}/Q_o 値として与えた (175, 113, 15 Ω) はそれぞれ、PF 型空洞, TM020

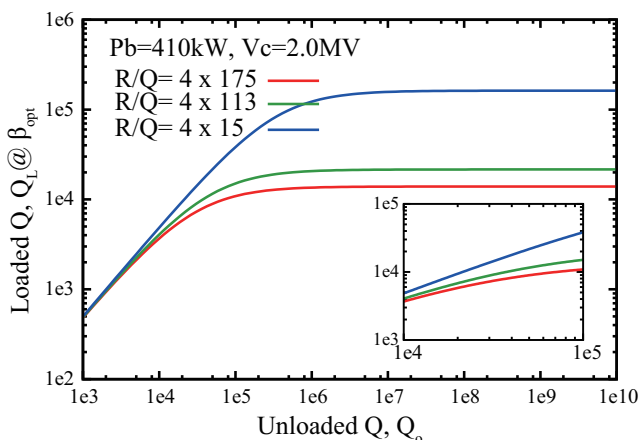


Figure 2: Loaded-Q (Q_L) as functions of unloaded-Q (Q_o) with the optimum coupling condition. Assumed an beam power of 410 kW, a cavity voltage of 2 MV.

型空洞 [9], ARES 型空洞 [10] に対応しており、空洞台数はいずれも 4 台、 P_b, V_c は KEK-LS で想定される値 410 kW, 2.0 MV とした。Figure 2 より、常伝導空洞で現実的に得られる数万の Q_o 値の範囲 (挿入図参照) では、ARES 空洞を用い R/Q 値を一桁程度小さくすることで PF 型空洞の数倍の Q_L が得られることがわかる。また、超伝導空洞のような高い Q_o 値の空洞を用いても、 Q_L の上昇は $Q_o = 10^6$ 程度で飽和することがわかる。

実際に空洞を選択する際、電力消費量も考慮に入れる必要がある。この点において R_{sh}/Q_o の低い空洞は不利となる。例えば、KEK-LS のパラメータで比較すると、ARES 空洞を採用した場合の消費電力は PF 型空洞を採用した場合の約 2 倍 (全空洞電圧 2 MV とした場合、約 1 MW) まで増加する。さらに超伝導空洞を採用すると Q_L 値は数倍から一桁近い改善 (Q_o 値で 5×10^6 と 1×10^9 で比較) が見込まれる。従って過渡的な空洞電圧変化の抑制に一定の効果が期待できるが、常伝導空洞と比べシステムが複雑になるとともに運転コスト等が大幅に増加するなど、諸処の現実的な問題が出てくる。

3. ダブル RF システムの詳細な考察

ここまで、フィルパターンにバンチギャップが存在する際に RF 空洞に生じる電圧変調について簡単な解析を交え議論してきた。以下、ダブル RF システムを用いたバンチ伸張と過渡的影響についてより詳細な考察を進める。ただし、KEK-LS の電子ビームパラメータは Ref. [1] を参考とした。

3.1 過渡的な電圧変調が存在しない場合

バンチギャップが存在しない場合、ダブル RF システム下におけるバンチ形状は加速電圧のポテンシャルから解析的に求められる [11]。また、高調波空洞を用いた場合にバンチ形状を歪ませること無く最大のバンチ伸張率を得られる条件は、主空洞 V_{fc} と高調波空洞 V_{hc} の電圧の和 ($V_c = V_{fc} + V_{hc}$) の一階微分と二階微分 (以下、最適条件と呼ぶ) をゼロとして連立方程式を解くこ

Table 1: Optimum Double RF System Parameters

Harmonics		2	3	4
Harm. Voltage [ratio]	k	0.454	0.307	0.232
Fund. Phase [deg]	ϕ_{fc}	60.9	65.8	67.1
Harm. Phase [deg]	ϕ_{hc}	-105.6	-98.54	-96.0
Bunch Length [ratio]		7.9	6.0	5.2
Momentum Aperture [%]		72	84	91
Beam Load [kW]	P_b	-122	-46	-24

とで解析的に求められる。ダブル RF システムの運転に必要なパラメータは主空洞と高調波空洞の電圧比 k , 基本波の同期位相 ϕ_{fc} , 高調波の同期位相 ϕ_{hc} であり、主空洞の電圧 $|V_{fc}|$ とリング 1 周あたりのエネルギーロス U_{Loss} が与えられればユニークに決定される。

2 次から 4 次までの高調波空洞を採用する場合のダブル RF システム最適条件、ポテンシャル計算から得られるバンチ伸張率と運動量アパーチャを Table 1 に示す。これらの量は空洞仕様や周波数には一切依存しない量である。バンチ伸張率は解析的なポテンシャル計算から得られるバンチ形状の FWHM を 2.35 で除したものをバンチ長として定義し、これを自然バンチ長 (9.4 ps) と比較して求めた。運動量アパーチャは同じくポテンシャル計算から得られたセパトリクス面積を高調波空洞の無い場合の面積との比として求めた。主空洞の電圧 $|V_{fc}|$ とリング 1 周あたりのエネルギーロス U_{Loss} は、それぞれ 2.0 MV と 730 keV/turn とした。

Table 1 から、高調波次数が低いほどバンチ伸張率が高いが、運動量アパーチャは小さくなることがわかる。また、表中の Beam Load については空洞内を電子バンチが通過することにより生じる負荷 (一般的にはビーム負荷電力 P_b と呼ばれる量) であり、蓄積電流 500 mA における値である。最適条件において電子バンチが高調波空洞を通過する際、高調波空洞の電圧と位相に応じてビーム負荷が生じその値は負の符号を持つ。これは高調波空洞において電子バンチが減速されることを意味し、その分は主空洞の負荷となる。つまり、2 次の高調波空洞を用いると主空洞では通常の負荷に加え 122 kW の負荷が生じることになる。これは KEK-LS で想定しているビーム負荷の 3 分の 1 を占める量であり、無視できない。このこと及びバンチ伸張率から、KEK-LS では 3 次の高調波空洞を採用することを検討している。

Figure 3 に、a) 3 次の高調波空洞を最適条件で運転した際に予測される電圧、b) バンチ形状、及び c) セパトリクス形状を示す。電子バンチが感じる空洞電圧 (赤) は主空洞 (青) と高調波 (緑) 電圧の和となり、エネルギーロス (桃) の直線と交わる点 (位相ゼロ) において勾配がゼロとなる。電子バンチの安定点はこの点と一致し、電圧による進行方向の閉じ込めポテンシャルが緩和されるため、バンチ長 b) は高調波空洞の無い場合 (青) と比べ伸張 (赤) される。ただし、高調波電圧の影響により運動量空間に占める安定領域の形状 (c) には歪みが生じ、面積も縮小 (青から赤) する。

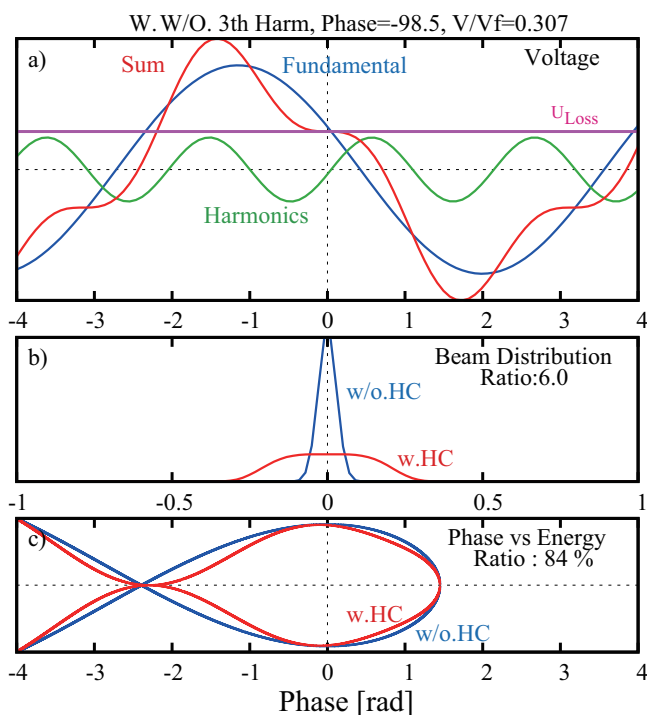


Figure 3: a) Cavity voltage, b) beam distribution, and c) momentum aperture with fundamental and 3rd harmonic voltages at the optimum cavity operation condition.

4. 過渡的な状況下におけるバンチ伸張

4.1 計算手法

最後に、空洞電圧が過渡的に変調された条件におけるバンチの運動について考察する。考察は、ダブルRFシステム環境下において任意のフィルパターンが存在する場合の空洞電圧変化とバンチ内マクロ電荷の運動をマクロ粒子法を用いたトラッキングシミュレーションで自己無撞着に行った。取り入れた効果は、各空洞によるマクロ粒子の加減速、ビーム誘起電圧のマクロ粒子による励振と粒子間隙での減衰、マクロ粒子エネルギーの放射減衰・励起である。空洞電圧は所定の電圧になるようシンクロトロン振動より遅い時定数でチューナー(デチューニング角)を調整した。

シミュレーションは任意の初期条件から放射減衰・励起過程を経て平衡状態に達するまで行い、最終的に得られたマクロ粒子分布や空洞電圧からバンチ形状や電圧変調を求めた。マクロ粒子は必要に応じて各バンチ毎に1000(1k)個から100k個までとした。バンチ形状を求めるにおいてマクロ粒子1k個では統計的に不足しているため、平衡状態からさらにシンクロトロン振動周期の10倍の時間のデータを用いて求めた。解析では念のためマクロ粒子100k個までの粒子の計算結果でバンチ形状の差異を調べたが、統計的なふらつき以外に大きな差は確認されなかった。

4.2 計算条件

空洞は500.1 MHzの共振周波数を持つPF型空洞4台を主空洞に、1.5 GHzの空洞4台を3次の高調波空洞

Table 2: RF Cavity Parameter

	R/Q	Q_o	Q_L	Number
Fundamental	175 Ω	40,000	8,889	4
Harmonic	113 Ω	37,449	28,813	4

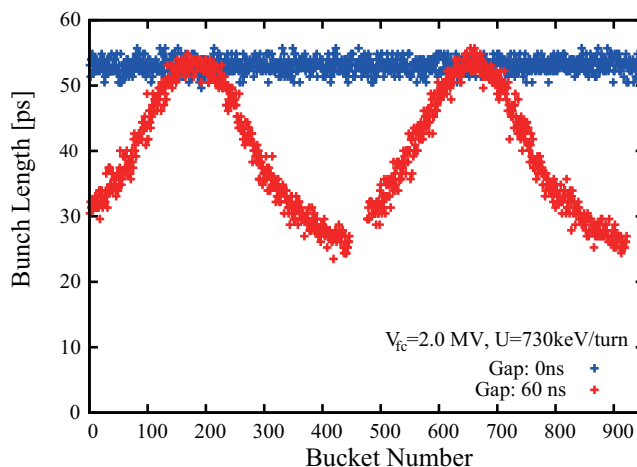


Figure 4: Calculated bunch length with and without a bunch gap. Assumed a bunch gap of 60 ns.

として用いた。計算に用いた空洞パラメータをTable 2に示す。各空洞の入力結合度 β は、運転条件において最適値となるよう選んだ。

主空洞と高調波空洞の電圧比は高調波空洞のデチューニング角をフィードバックし、バンチトレインにおける平均電圧比がTable 1の最適値と等しくなるよう調整した。各空洞の入力RFパワーと位相は一定とし、入力RFの位相は仮定した空洞電圧と蓄積電流値においてTable 1で求めた同期位相条件を満たすように固定した。

主空洞の合計電圧 $|V_{fc}|$ 、リング1周あたりのエネルギーロス U_{Loss} 、蓄積電流値、フィルパターンについては、節2.1やFig. 1で用いた値と同じとした。

4.3 計算結果

バンチギャップの有無によるトレイン内バンチ長変化をFig. 4に示す。Figure 4において、ギャップが無い場合(青)には、トレイン全体に亘り前節Table 1で示した理想的なバンチ伸張率を満たしていることがわかるが、ギャップが存在している場合(赤)にはトレインの前方・後方でバンチ伸張率が低下している。ただしバンチギャップが存在する場合でも約3倍(27 ps)程度のバンチ伸張率は得られており、高調波空洞を導入することによる一定の効果は期待できる。また、Fig. 4においてバンチ伸張率に ± 4 ps程度のふらつきがみられるが、これはマクロ粒子数を1k個で計算したことによる統計誤差である。

Figure 5にギャップの有無によるトレイン内バンチ形状変化(赤、緑)を高調波空洞の無い場合のバンチ形状(青)とともに示す。Figure 5において、ギャップが無い場合(緑)には、トレイン全体に渡りFig. 3 b)で示した理想的なバンチ形状に近い結果が得られているが、ギャップが存在している場合(赤色)にはトレインの前方

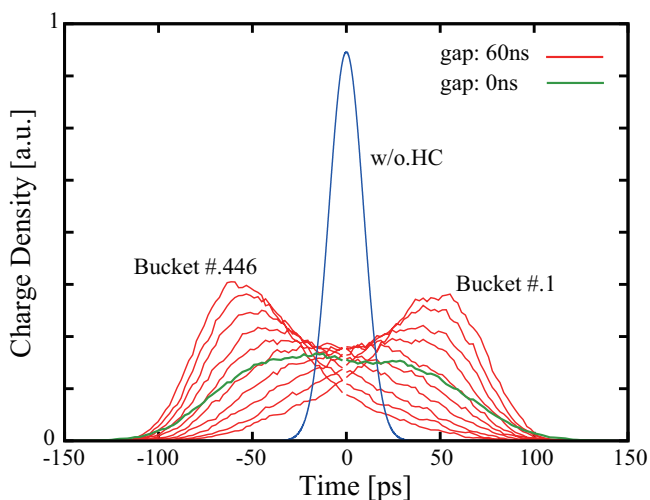


Figure 5: Charge density distribution for each bunch in the bunch train.

(後方)に近づくに従い電荷密度が位相の正(負)方向に偏っていくことがわかる。これは空洞電圧がビーム誘起電圧により変調されていることが原因であり、トレインの前後方ではダブルRFシステムとしてのパラメータがバンチ伸張の最適条件から外れていることを示している。また、Fig. 5を細かくみるとバンチ形状に局所的な凹凸が存在するが、これもマクロ粒子数1k個で計算したことによる統計誤差である。

最後にトラッキング中の任意の電子バンチ1つについて完全に平衡状態に達する前の重心運動を離散フーリエ変換し周波数スペクトルに変換したものをFig. 6に示す。Figure 6において、青色で示したものが高調波空洞の無い場合、赤色が高調波空洞の存在する場合の周波数スペクトルである。高調波空洞の無い場合の振幅ピークは2.4 kHzとなり、解析的に得られるシンクロトロン周波数と一致した。Figure 6より高調波空洞が存在する場合シンクロトロン周波数は1.6 kHz程度まで低下する事が推測される。また、Figure 6から高調波空洞が存在する場合はシンクロトロン周波数の拡がりが高調波空洞の存在しない場合より大きくなっていることが読み取れるが、本解析ではバンチ重心振動を離散フーリエ変換しているため、実際のスペクトルを求めるには不十分だと考えられる。実際により近いスペクトルを得るにはバンチ重心ではなく、個々のマクロ電荷について離散フーリエ変換し、シンクロトロン振動数の振幅依存の効果も考慮しなければならない。この場合、スペクトル幅はより大きくなると予想される。

また、周波数1 kHzより低い領域に小さいノイズが存在するため、マクロ粒子1kから100k個までの計算結果を行い比較した。その結果、周波数スペクトルで得たノイズとほぼ同じ周波数帯にバンチ重心振動が存在したが、その振幅はマクロ粒子数を増加させるにつれ減少した。マクロ粒子数100k個においてバンチ長約54psの電子バンチが有する振動振幅はおよそ0.14 ps (rms)であり、これはマクロ粒子数に起因する統計誤差によるもので、実際の電子バンチではこのような重心振動は起こらないと結論づけられる。

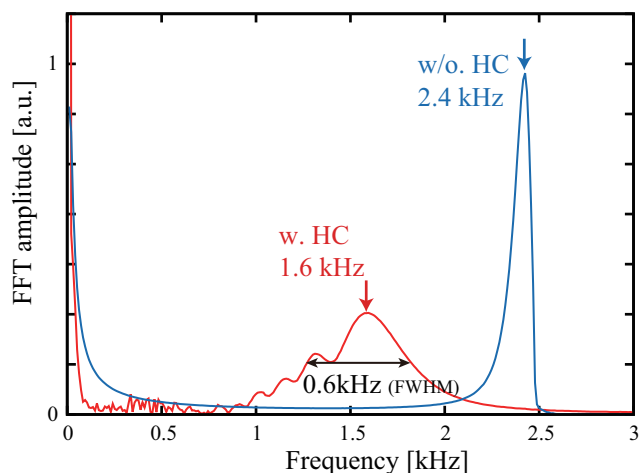


Figure 6: Frequency spectra of bunch center motions with and without HC.

5. まとめ

ビーム誘起電圧起因の空洞電圧変調に着目し、ダブルRFシステムをKEK-LSに導入した場合の結果について検討した。簡単な解析計算の結果、空洞電圧変調を抑えるにはRF空洞の Q_L を高くすることが有効であることが確認された。

また、KEK-LSにPF型空洞と新規製作の3次高調波空洞を導入した場合のバンチ内電子の運動について、60 nsのバンチギャップを仮定し計算を行った。その結果、3倍以上のバンチ伸張率が期待でき、ダブルRFシステム起因のバンチ重心振動も問題にならないことが示唆された。

今後、KEK-LSへの導入を目標にダブルRFシステムの詳細設計を行っていく予定である。また、より長いバンチギャップを含むフィルパターンにも対応できるよう、より高い Q_L を実現できるRF空洞システムや電圧変調の補償システムについても検討を行っていく予定である。

参考文献

- [1] “KEK-LS CDR Accelerator”; http://www2.kek.jp/imss/notice/assets/2016/06/08/KEKLS_CDR_Accelerator_160608.pdf
- [2] K. Tamura *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 33 (1994) L59.
- [3] M. Pedrozzi *et al.*, Proc. of the 11th SRF, MOP25, 2003, pp. 91–94.
- [4] P.F. Tavares *et al.*, Phys. Rev. ST AB 17 (2014) 064401.
- [5] L. Emery *et al.*, Proc. of IPAC2015, 2015, TUPJE065.
- [6] T. Fujita *et al.*, Proc. of 10th PASJ, 2013, SUP021.
- [7] J. Byrd *et al.*, Phys. Rev. ST AB 5 (2002) 092001.
- [8] T. Koseki *et al.*, Rev. of Sci. Inst. 66 (1995) 1926.
- [9] H. Ego *et al.*, Proc. of 11th PASJ, 2014, MOOL14.
- [10] Y. Yamazaki *et al.*, Part. Accel. 44 (1994) 107.
- [11] A. Hofmann and S. Myers, CERN ISR-TH-RF/80-26, (1980).