

5. 放射光源加速器の高周波システム

高エネルギー加速器研究機構

山 本 尚 人

目 次

放射光源加速器の高周波システム

1 はじめに	5-1
2 放射光源リングの高周波システム	5-1
2.1 放射光源リング	5-2
2.2 RF システムの役割	5-3
2.3 概要	5-3
3 RF 加速のビーム物理	
3.1 RF 加速、RF 電場から RF 電圧	5-5
3.2 RF 電圧と位相	5-6
3.3 重ね合わせの原理	5-6
3.4 シンクロトロン振動	5-8
3.5 運動量の安定領域	5-9
3.6 ビーム負荷と DC Robinson 不安定性	5-11
3.7 空洞起因のバンチ結合型不安定性	5-11
4 高周波システムの構成要素	
4.1 主加速空洞 (RF 空洞)	5-13
4.2 大電力伝送系	5-14
4.3 高周波増幅器	5-14
4.4 低電力制御システム	5-16
4.5 機器保護システム	5-16
5 最近のトピック	
5.1 バンチ伸張システム	5-17
5.2 原理	5-17
参考文献	5-19

放射光源加速器の高周波システム

1 はじめに

本講義の目的は、初級程度の加速器の知識を身に着けた人に放射光源蓄積リングに用いられる高周波 (radio frequency; RF) システムについて、基本的な内容を紹介することである。このため、加速器関連の基本的な専門用語は説明なしで用いることもある。加速器の初学者の方がもしおられるなら、専門用語は加速器ハンドブック [1] などで、都度補って頂ければ理解の助けとなると思われる。

本テキストの内容は放射光源リングに関わる RF システムの特徴やシステム設計の際に注意すべき点を簡単に紹介するのに留め、各トピックについて詳細な議論や厳密な導出は行わない。「詳細な議論や厳密な導出」が欲しい方は、専門書や過去の OHO 教科書を手に取って頂きたい。

本テキストのタイトルは、「放射光源の高周波システム入門」であり、講義では 55 分 × 2 コマの割り当てである。高周波知識は加速器を理解する上では欠かせないものであり、過去の OHO シリーズでも高周波関連の講義は多く実施されている。私自身も 2017 年に「電子加速器の加速管」とのタイトルでテキストを執筆している¹。また、国際的な加速器スクールを入れると Web 経由で簡単に入手できるテキストの数は膨大である。講義の主旨からみても、私の講義内容は多くの部分でこれらと重複せざるを得ない。となると改めて教科書を書く意味があるのかという疑問も湧いてくる。

一方、勉強する側からみれば、数多くのテキストが存在することは望ましい。テキストの執筆者はそれぞれの理解をもとに、如何にわかりやすく読者に内容を伝えるかという課題を課し、締め切りに追われながらもテキストを生み出している。読者としては、自分に合った読みやすいテキストを選ぶことができる。また、複数のテキストを用いて一つの内容を多角的に眺めれば、より理解が深まるというものであろう。

¹この講義は加速管内での高周波の振る舞いを解説したもので、本テキストとは内容が異なる

との動機付けにより、私も 55 分 × 2 コマに収まるようなテキストを書いてみよう。私の理解に基づいて執筆を進めるが、ある部分は先駆者と同じ視点、またある部分は異なる視点となり、読者にとっては読みにくい部分と読みやすい部分が混在することになるであろう。そのあたりを覚悟して本テキストを読み進めて頂ければ幸いである。55 分 × 2 コマ分であるため、そう長い文章にもならないであろう。

本講義でとり扱う「高周波システム」は、リング型の放射光源加速器にて RF 加速を実現させるために必要とされる一連のシステムとその周辺技術として定義する。広い意味でいえば、高周波の特性を利用した機器、例えば主 RF 発振器とその分配系、ボタン型電極やストリップライン型電極を用いたビーム位置モニタ、さらには共振器を利用したバンチフィードバックなども高周波システムではあるが、本講義では取り扱わない。

周辺技術には、大電力 RF 増幅器、大電力伝送系、低電力 RF 制御システム、機器保護システムなどが含まれる。大電力 RF 増幅器を駆動するには、数百 kW から数 MW の電源、しかも十分に安定で電力効率の良いものが必要とされるがこれについても割愛する。

本講義では、まず放射光源リングを定義した後、その RF システムとして求められる機能・役割について紹介、さらに機能・役割を達成するために構成されたシステムの概要、動作原理について述べる。次に、RF システムの個々の構成要素について、求められる機能・性能を紹介する。また、近年開発が進む高輝度放射光源リング (1 nmrad を下回るエミッタンスのリング) に新たに求められる機能についても、随時補足していく。

2 放射光源リングの高周波システム

高周波システムの果たすべき役割について説明するためには、まず「放射光源リング」について定義する。「放射光源リング」という単語から円形加速器 (circular accelerator) であって線形加速器 (linear accelerator) でないことは想像できる。しかし、円形加速器と聞いて浮かんでくるイメー

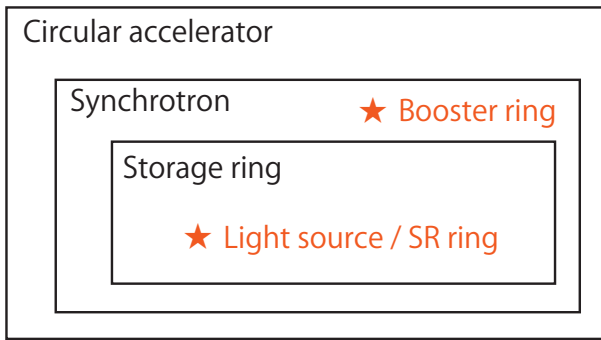


Fig. 1: 円形加速器の分類における放射光源リングの位置づけ。Circular accelerator : 円形加速器, Synchrotron : シンクロトロン, Storage ring : 蓄積リング, Light source / SR ring : 放射光源リング, Booster ring : ブースターリング。

ジは加速器研究者であっても分野によって様々であろう。まずは、この部分を明確にすることを目指す。

「放射光源リング」の定義が明確になれば、高周波システムに求められる役割も自然に導かれるであろう。役割を説明した後は、その役割を満たすために構成される RF システムの概要を紹介する。

2.1 放射光源リング

放射光源リングはシンクロトロン (synchrotron) の一種である。シンクロトロンは、偏向磁場を時間的に変化させるとともに高周波システムでエネルギーを補い、周長を一定に保ったまま荷電粒子のエネルギーを上げ下げ (加減速) する加速器である²。“加減速”の際の時間スケールはミリ秒から分程度となる。

荷電粒子は偏向され軌道を変える際に放射光を発生し、運動エネルギーを損失する。荷電粒子が放射により失う電力 (放射電力; radiation power) は運動エネルギーと磁場強度の二乗に比例、さらに荷電粒子の静止エネルギーの 3 乗に反比例する。

放射光源リングと他のシンクロトロンとの違い

²これに対しサイクロトロン (cyclotron) は比較的低いエネルギーの荷電粒子を一定の磁場のもとで加速する装置で、エネルギーの増加に伴い軌道半径が広がる。

は、加速した荷電粒子そのものではなく、荷電粒子が発生する放射光 (シンクロトロン光) の利用を目的とすることである。現在多くみられる放射光源リングは、偏向磁場強度を一定に保ち、すなわち荷電粒子の加速は行わず、大強度の荷電粒子群を安定に維持するように設計されている。このような加速を目的としないシンクロトロンは蓄積リング (storage ring) とも呼ばれる。特に近年は、大強度の荷電粒子群をリング全体において極小サイズに留める高輝度放射光源リングの開発が進んでいる。

放射光源リングで用いられる荷電粒子は自然界に多く存在し質量が小さく加速しやすい電子がよく選ばれる³。以下、荷電粒子は電子として議論を進める。

ちなみに、蓄積リングという呼称は高エネルギー素粒子実験を目的とする High Luminosity の衝突型加速器でも用いられる。例えば、KEKB の HER(High energy ring) や LER(Low energy ring) は蓄積リングである⁴。

高エネルギー素粒子実験用蓄積リングの「大強度かつ極小サイズの荷電粒子群を安定に維持する」という目的は高輝度放射光源リングと同じである。今のところ、蓄積電流値の要求値は放射光源リングよりも高エネルギー素粒子実験用の蓄積リングの方が大きいため、RF 的にはより困難と言えるかもしれない。ただし、必要とされる RF システムの機能は両者で基本的には同じであろう。

さらに、ブースターリング/ブースターシンクロトロン (booster ring/booster synchrotron) についても言及しておく。放射光源の分野において、これらは蓄積リングと一般的な加速を目的としたシンクロトロンを敢えて区別するとき用いられる。放射光源リングに入射するため既定のエネルギーまで粒子を加速するために設けられるシンクロトロン加速器であり、“既定のエネルギー”がある程度高くなると線形加速器のみを用いるよ

³KEK の Photon Factory リングでは陽電子が用いられたこともある。[2, 3]

⁴J-PARC の RCS(Rapid Cycling Synchrotron) と MR(Main Ring), CERN の LHC(Large Hadron Collider) はシンクロトロンに分類される。

りもコンパクトかつ低コストで建設・運用できることがブースターリングのメリットである。

ブースターリングもシンクロトロンであるため、RF システムは必須であるが本講義ではここで軽く触れるのみとする。高周波システムとしては、放射光源リングよりも加速電流が小さいため高周波電力が小さく、長時間の蓄積も要求されないため要求安定度も低いが、機器の応答性や出力の繰り返し再現性が求められる。

以上、円形加速器の分類における放射光源リングの位置づけを Fig. 1 に示す。それぞれ、Circular accelerator : 円形加速器, Synchrotron : シンクロトロン, Storage ring : 蓄積リング, Light source / SR ring : 放射光源リング, Booster ring : ブースターリングとした。

2.2 RF システムの役割

放射光源リングの運用において RF システムに求められる役割は、放射光発生により失われる電子の運動エネルギーを補充し、長時間安定なビーム周回を実現することである。

放射光源リングを周回する電子の数は、バンチ⁵当たり 10 の 10 乗個程度であり、個々の電子の放射による運動エネルギー損失は確率的な事象に従うため集団として一定の分布をもつことになる。個々の電子に対し損失エネルギーに応じた運動エネルギーを補充し、全体としての運動エネルギー分布を加速器運転に要求される一定の範囲内に収めることが RF システムの役割である⁶。

2.3 概要

2.3.1 RF と周波数

蓄積リングでは放射損失を補うために正弦波の RF 波と呼ばれる電磁波が用いられる。用いられる電磁波の周波数は 100~500 MHz までが

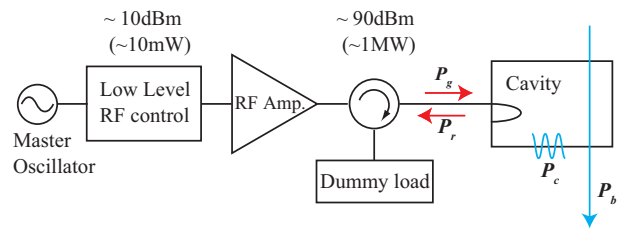


Fig. 2: RF システムの模式図。Master Oscillator : 主 RF 発振器, Low level RF control : 低電力 RF コントロールシステム (LLRF), RF Amp. : RF 増幅器, Cavity : RF 空洞, Dummy load : ダミーロード。

よく選ばれ⁷、これはラジオ波 (radio frequency; RF) と呼ばれる周波数帯にあたる。RF 波はリング内に配置される RF 空洞 (RF cavity) 内に励振され、これを励振するのに必要な RF 電力は大電力 RF 増幅器 (high power rf amplifier) を用いて供給する。

2.3.2 RF システム構成

RF システムは、主 RF 発振器、低電力 RF 制御システム (LLRF; Low level RF control system)、大電力 RF 増幅器、大電力伝送系、RF 空洞で構成され (Fig. 2)、それぞれの役割は以下となる。

主 RF 発振器: 加速器運転の基準となる RF シグナルの生成 (マスターオシレータとも呼ばれる)、LLRF: RF 空洞内に励振する RF 波を制御、大電力 RF 増幅器: RF シグナルを必要な電力まで増幅、大電力伝送系: 大電力 RF を空洞まで伝送/反射 RF の分離と減衰、RF 空洞: RF 波を高効率に励振し周回粒子の運動エネルギーを一定に保つ。

Fig. 2 には記されていないが、RF の異常を検知し機器の故障を防ぐ、RF インターロックシステムも重要な構成要素である。また、PF の 2.5GeV ring を例にとり、RF 空洞、大電力系、LLRF システムをそれぞれ Figs. 3, 4, 5 に示す。

各要素で取り扱う電力は RF 増幅器で増幅される前で ~10mW 程度、増幅後で数十 kW から

⁵バンチの定義は節 2.3.3 参照。

⁶ブースターリングでは運動エネルギーの増加に伴う放射損失の増加分も補充する。

⁷日本国内では、UVSOR : 90 MHz, HiSOR : 191 MHz, 佐賀 LS, ニュースバル, あいち SR, PF, PF-AR, NanoTerasu, SPring-8 : 500 MHz 帯

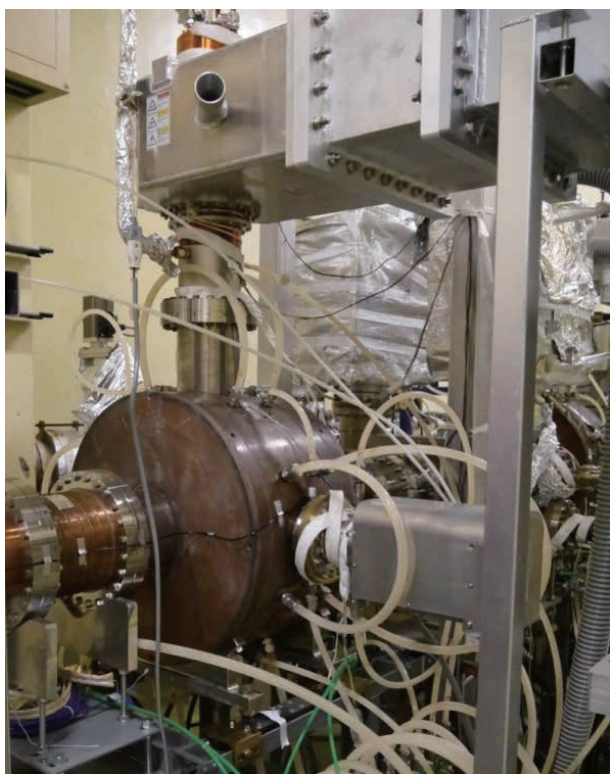


Fig. 3: RF 空洞の写真。(PF 空洞 [4])。

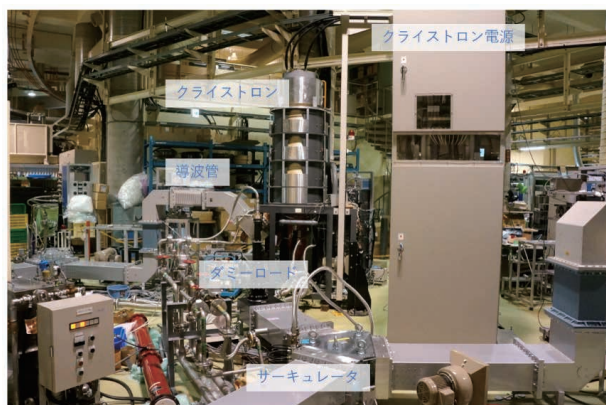


Fig. 4: PF の大電力系の写真。クライストロンが大電力増幅器、導波管、ダミーロード、サーキュレータが大電力伝送系に当たる。

1MW 程度となり、その電力範囲は10桁にも渡ることとなる。当然、これら装置を取り扱う際に必要とされる知識・技術も広範である。本テキストでは任意の位相・振幅を有した RF 波を RF シグナルと呼ぶ。また、このようなダイナミックレンジの大きい信号を表現するため、dB(基準量との

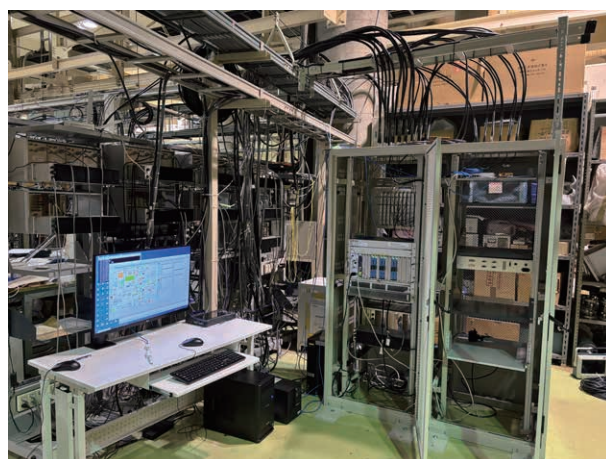


Fig. 5: PF の LLRF システムの写真。右側のラック 2 つが LLRF システムの本体。手前に調整および動作確認用のパソコンを置いている。

比) や dBm(1mW を基準量とした電力値) といった対数スケールの単位が良く用いられる。

2.3.3 RF と周回粒子の同期

ここで節 2.3.1 で少し触れた周波数の話に戻り、RF と粒子との同期について述べる。シンクロトロンでは、RF と周回粒子の運動が時間的に同期する。RF に対して完全に同期、つまり周回毎に空洞内の駆動 RF(drive RF) を基準として全く同じ位相に留まる粒子をシンクロナス粒子 (synchronous particle)、その位相をシンクロナス位相 (synchronous phase) と呼ぶ⁸。

シンクロナス粒子は偏向磁場で決まるデザインの運動エネルギーを持ち、デザインの周長を周回する。実際の周回粒子はエネルギーにばらつきを持つため、シンクロナス位相、デザインエネルギーを運動中心とした位相・エネルギー間の振動 (シンクロトロン振動; synchrotron oscillation) が生じる。シンクロトロン振動の復元力を担い安定性を保つために用いられるものが RF 電場であり、この復元力により粒子を安定に加速するメカニズムを「位相安定性の原理」[5,6] と呼ぶ。

シンクロナス位相を中心として粒子が安定に振動できる一定の領域を RF バケット (RF bucket)

⁸これらは同期粒子、同期位相とも呼ばれる

と呼ぶ。RF バケットは RF1 サイクルに 1 つ存在し、時間間隔は駆動 RF の周波数の逆数と等しい。駆動 RF と周回粒子が同期しているということは、リング周長 C は駆動 RF の波長 λ_{rf} の整数倍と一致する必要がある⁹。

$$C = h \times \lambda_{\text{rf}} \quad (2-1)$$

この自然数 h は ハーモニクス (harmonics) と呼ばれる。ある瞬間を考えると周回粒子はリング内に h 個存在するいずれかの RF バケットに存在していることになる。各バケット毎に集群された粒子の集合をバンチ (bunch) と呼ぶ。励振 RF の周波数は主 RF 発振器からの出力 RF 周波数、及びビームの周回周波数にハーモニクスを乗じたものと等しい。

ところで、加速器運転中のリング周長は一定ではない。これは日較差による電磁石の膨張・収縮、月と太陽による潮汐力による大地の伸縮など理由はさまざまである [7,8]。しかし、上述したように周長は RF 波長の整数倍とする必要がある¹⁰。そのため、実際の運転ではビーム軌道をモニタしながら主 RF 発振器で生成する RF 周波数を逐次変更している。RF システムとしては任意の範囲内の周波数変更に対応可能な設計が必要となる。

3 RF 加速のビーム物理

本節では放射光源リングで RF システムを設計する場合の考え方をビーム物理の観点から述べる。RF システムを設計する際にまず始めに決めるべき量は RF 電圧 (RF voltage) の振幅 V_c (単位は V) である。

3.1 RF 加速, RF 電場から RF 電圧

加速器で RF システムについて議論する際、電圧というパラメータがよく用いられる。ご存じのように電場を一定の距離にて積分したものが電圧であり、RF 加速においてもこれは同じである。

⁹整数倍からずれると周回毎に RF 空洞に到達するタイミングがずれることになり、うまく加速できなくなる。

¹⁰RF 周波数の変更が許されない加速器ではリング内に周長補正用のシケインを導入することも検討されている [9]。

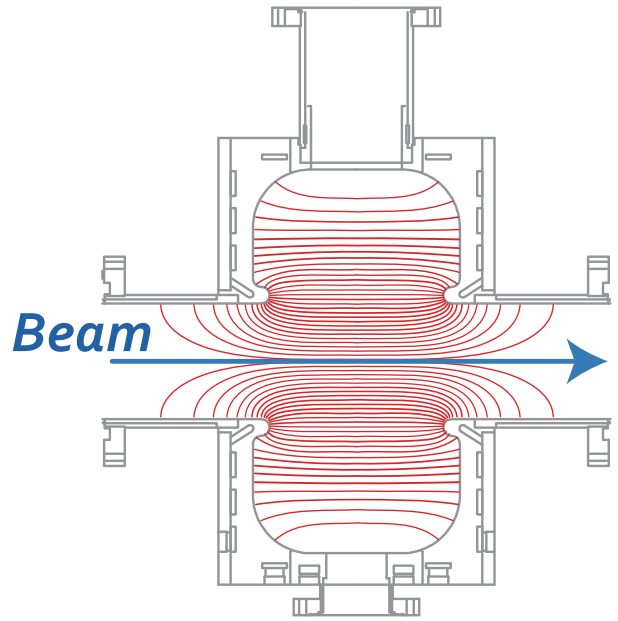


Fig. 6: 加速空洞の例 (PF 空洞)。ビーム軸方向に電場が生じる TM010-like の共振モードを励振し、ビームを加速する。赤線はある瞬間の等電位面であり、電場は赤線に沿って発生する。ビームの時間的な通過距離を考慮に入れてこの電場を軸方向に積分したものが RF 電圧となる。

Fig. 6 は、PF 2.5GeV ring にインストールされている PF 空洞の模式図であり、赤線で電場によって生じる等電位面を示している。

電子加速を行うシンクロトロンでは、ビームの進行方向 (z 軸とおく) と同じ向きに電場が生じるよう RF 空洞が設計されており、その電場は時間 t と軸方向の距離 z の関数となる。

$$E_z(z, t) = E(z) \exp(j\omega_{\text{rf}}t) \quad (3-1)$$

RF 電場は、角周波数 ω_{rf} で振動し、軸方向の電場分布は時間によらず z のみに依存する¹¹。 j は虚数単位である。

ここで粒子が $z = z_1$ (空洞の電場が生じている部分の入口) から $z = z_2$ (出口) まで、粒子が移動

¹¹ピルボックス (円筒) タイプの TM010 モードの共振モードがよく採用される。TM0X0 ($X=1,2,3,\dots$) モードでは、 $E_z \neq 0, E_r = E_\theta = H_r = 0, H_\theta \neq 0$ である。 E_z 空間分布 (r, θ, z) の r 依存性は加速粒子が光速の場合にキャンセル (一様とみなせる) し、 θ 方向は常に一様となる [10]。

する際に得る電圧 $\tilde{V}$ は、

$$\tilde{V} = \int_{z_1}^{z_2} E(z) \exp(j\omega_{\text{rf}}t) dz \quad (3-2)$$

となる。光速 ($v_z \simeq c$) の粒子 t がある時間に通過する位置 z は、($z = 0, t = t_s$) を仮定し、下記の関係を用いると

$$z = c(t - t_s) \quad (3-3)$$

式 (3-2) は z に対する積分となる。これを実部 C と虚部 S に分けて計算することで、下記が得られる。

$$\tilde{V} = e^{j\omega_{\text{rf}}t_s} \int_{z_1}^{z_2} E(z) e^{j\omega_{\text{rf}}z/c} dz \quad (3-4)$$

$$= e^{j\omega_{\text{rf}}t_s} [C + jS] \quad (3-5)$$

この複素数は振幅 V^{12} と位相 ϕ 表記に置き換えても問題ない。

$$\tilde{V}(\phi) = V e^{j(\omega_{\text{rf}}t_s + \phi)} \quad (3-6)$$

以上により、RF 電圧を定義できた。式 (3-6) を用いることで、加速モードの RF 電圧に関しては空洞形状や励振電磁場の空間分布に捉われることなくに振幅 V と位相 ϕ を用いて議論することが可能となる¹³。

このあたりのより詳しい議論や transit time factor, shunt impedance の概念などは文献 [10, 11] などを参考にして欲しい。

以下、 $\tilde{V}$ を空洞電圧 (cavity voltage) の意味を込めて $\tilde{V}_c$ と置き換え議論を進める。同様に振幅 V を V_c 、位相 $\omega_{\text{rf}}t_s$ を ϕ_1 と書き改める。さらに、 ϕ を基準 ϕ_1 に対する位相変動と考えると、 $\tilde{V}_c$ は ϕ の関数とみなせる。

$$\tilde{V}_c(\phi) = V_c e^{j(\phi + \phi_1)} \quad (3-7)$$

3.2 RF 電圧と位相

RF 空洞内を通過する際に粒子が感じる正味の加速電圧は式 (3-7) の実部であり、コサインを用

¹²本テキストでは絶対値を非イタリックのフォントで表現する。

¹³加速モード以外の寄生モードについては、Wake や Impedance として扱うことが一般的である。

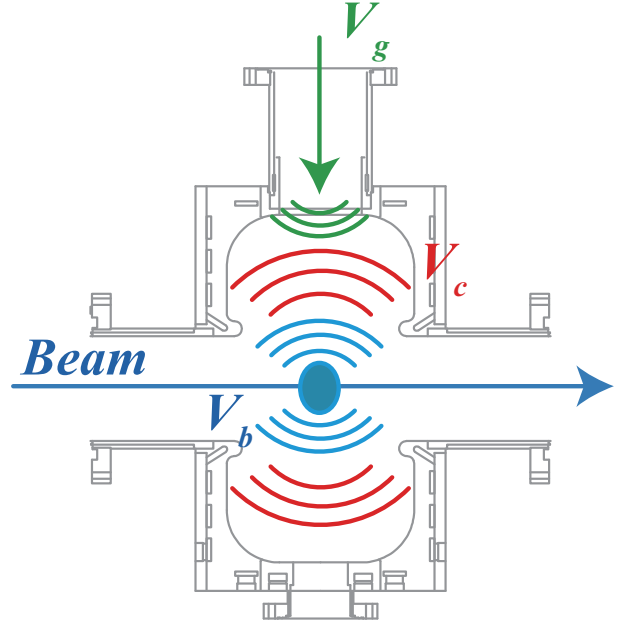


Fig. 7: RF 電圧のイメージ。 $\tilde{V}_c$ は $\tilde{V}_g$ と $\tilde{V}_b$ の和 (複素和) となる。

いて表現できる。

$$V_c(\phi) = V_c \cos(\phi + \phi_1) \quad (3-8)$$

ϕ_1 は基準であるので一般には好きな量を選べるが、シンクロトン振動の中心となるシンクロナス位相を選ぶと見通しが良い。以下、 ϕ_1 をシンクロトン位相とみなす。

式 (3-8) において、 $\phi > 0$ はシンクロナス粒子より時間的に遅れて、RF 空洞を通過することを意味する。式 (3-8) はシンクロナス位相に対して、遅れもしくは早く空洞に到達した場合の、加速粒子が感じる電圧を示し、シンクロナス粒子は周回数によらず一定の加速電圧 $V_c(0) = V_c \cos(\phi_1)$ を受けることになる。

3.3 重ね合わせの原理

RF 空洞は粒子の蓄積 (周回中の損失エネルギーの補充) に必要な電圧 $\tilde{V}_c$ を励振するために用いられる。その電圧は RF 源 (大電力 RF 増幅器) からの電力により励振される成分 $\tilde{V}_g$ (generator induced voltage) とビームにより空洞内に誘起され

$\beta_c = \beta_{\text{opt}}$ となる条件では、RF 空洞からの反射電力 P_r はゼロとなる²⁰。また、これら電力にはエネルギー保存則が成り立つ。

$$P_g = P_c + P_b + P_r \quad (3-20)$$

ただし、 P_g は RF 空洞からみた量であり、大電力 RF 源から RF 空洞間の伝送ロスが含まれていない。ところで、 $\beta_c \neq \beta_{\text{opt}}$ の場合の P_r は、下記となる。

$$P_r = \left(\frac{\beta_c - \beta_{\text{opt}}}{\beta_c + \beta_{\text{opt}}} \right) P_g \quad (3-21)$$

3.4 シンクロトロン振動

節 2.3.3 で説明したように、シンクロナス粒子が 1 周回毎に戻ってくる位相がシンクロナス位相であり、この条件は RF システムによる加速エネルギーと平均の損失エネルギー (energy loss per turn) U_{loss} が釣り合うことで満たされる。

$$\phi_1 = \cos^{-1} \left(\frac{U_{\text{loss}}}{eV_c} \right) \quad (3-22)$$

e は素電荷、 U_{loss} の単位は eV とする。

ここで、式 (3-22) のみでは、 ϕ_1 の値は完全には決まらない²¹が、オプティクスで決まるパラメータ momentum compaction factor α_c を考慮すれば「位相安定性の原理」を満たす安定周回可能な解は 1 つに絞られる。

α_c はエネルギーが異なる粒子の閉軌道長の変化率を示す量で

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \frac{\Delta T}{T_0} = \alpha_c \frac{\Delta E}{E_0} \quad (3-23)$$

と書ける。ただし、デザインの閉軌道、周回時間、エネルギーを C_0, T_0, E_0 、そのずれを $\Delta C, \Delta T, \Delta E$ とする。これは $\alpha_c > 0$ の場合、デザインより高いエネルギーを持つ粒子の閉軌道長は大きくなること、周回時間は長くなることを意味する。

リング一周回で生じる ϕ_1 からの微小な位相変化を $\Delta\phi$ とすると、 $\Delta\phi = 2\pi f_{\text{rf}} \Delta T$ ²² と式 (3-23) から、下記の関係が導かれる。

$$\Delta\phi = 2\pi h \alpha_c \frac{\Delta E}{E_0} \quad (3-24)$$

単位時間の位相変化は、 T_0 で割って、

$$\frac{d\Delta\phi}{dt} = 2\pi h \alpha_c \frac{\Delta E}{E_0 T_0} \quad (3-25)$$

一方、エネルギー変化についても、同様に以下の関係が得られる。

$$\frac{d\Delta E}{dt} = \frac{eV_c(\Delta\phi) - eV_c(0)}{T_0} \quad (3-26)$$

よって、式 (3-25) と (3-26) より、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta\phi}{dt^2} &= \frac{2\pi h \alpha_c e}{T_0^2 E_0} (V_c(\Delta\phi) - V_c(0)) \\ &= \frac{2\pi h \alpha_c e}{T_0^2 E_0} \frac{V_c(\Delta\phi) - V_c(0)}{\Delta\phi} \Delta\phi \end{aligned} \quad (3-27)$$

さらに、 $\Delta\phi$ が十分に小さいと仮定し、 $\Delta\phi = \phi$ と置き換えると、 ϕ の振動の式は下記となる。

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} \simeq \frac{2\pi h \alpha_c e}{T_0^2 E_0} \left. \frac{dV_c(\phi)}{d\phi} \right|_0 \phi \quad (3-28)$$

式 (3-28) は、下記を満たす場合に単振動の式とみなせて安定となる。

$$\alpha_c \left. \frac{dV_c(\phi)}{d\phi} \right|_0 = -\alpha_c V_c \sin \phi_1 < 0 \quad (3-29)$$

また、角振動数 $\omega_s = 2\pi f_s$ は、

$$\begin{aligned} \omega_s &= \sqrt{\frac{2\pi h \alpha_c}{T_0^2 E_0} e V_c \sin \phi_1} \\ &= \frac{2\pi}{T_0} \sqrt{\frac{h \alpha_c}{2\pi E_0} e V_c \sin \phi_1} \end{aligned} \quad (3-30)$$

と求められ、 f_s はシンクロトロン振動数と呼ばれる。

シンクロトロンを周回する粒子は、各粒子の運動エネルギーと位相に応じてシンクロナス位相を中心に縦方向に周波数 f_s にて振動する。入射か

²⁰ 式 (3-16) を式 (3-15) に代入することで証明できる

²¹ $-\pi$ から π の範囲に 2 つ存在する

²² $f_{\text{rf}} = h/T_0$

ら十分に時間が経った個々の粒子の振動振幅・位相は、放射減衰・放射励起にて支配され粒子間で独立である。このような運動はインコヒーレント (incoherent) 運動と呼ばれる。シンクロトロンのパラメータでよく挙げられるエネルギー拡がりやバンチ長は、これら集団の運動を統計的に処理することで得られる。詳細は文献 [12] の 3 節などにある。

付記:Momentum compaction factor, α_c

既存の放射光源リングでは、 α_c は正であることが多い。しかし、目的によっては負の α_c で運転するリングも存在しないわけではない [13–16]。最近では、デザインの段階から敢えて α_c を負にとる”negative alpha”スキームを採用した極低エミッタンスリング [17] など、「 α_c は正である」というこれまでの常識に捉われないも検討も多くなされている。

α_c の符号を考慮すると、「位相安定性の原理」を満たす条件は、

$$0 < \phi_1 < \frac{\pi}{2} \text{ for } \alpha_c > 0, \quad (3-31)$$

$$-\frac{\pi}{2} < \phi_1 < 0 \text{ for } \alpha_c < 0 \quad (3-32)$$

となる。 $\alpha_c = 0$ の場合は安定解は得られないが、 $\alpha_c \simeq 0$ の場合、実際には α_c の高次項を考慮すべきである。高次項とは式 (3-23) で $\frac{\Delta E}{E_0}$ の 2 乗, 3 乗,,, に比例する項である。これらの高次項が無視できない状況では、シンクロトロン振動の式 (3-28) にも修正が必要であろう。

α_c の小さいリングにおけるビームダイナミクスは、過去には特殊な目的で運転されるニッチなリングのお話であったが、近年では極低エミッタンスの設計過程で無視できない、そして興味深い課題となってきた。今後、理論的・実験的な深化が期待される検討課題の一つである。

3.5 運動量の安定領域

節 3.4 ではシンクロトロン振動の振幅が十分に小さい場合について説明した。本節では、一定

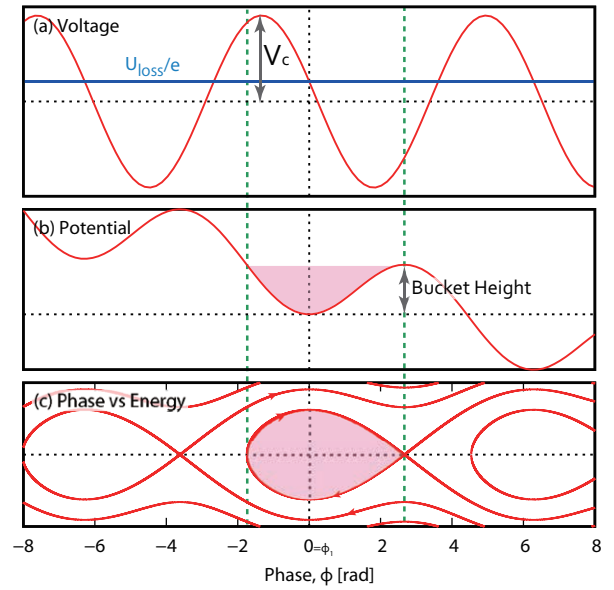


Fig. 9: シンクロナス位相を基準とした場合の (a)RF 電圧, (b)RF ポテンシャル, (c) $\phi-E/E_0$ 位相空間での粒子の軌跡。KEK-PF リング ($\alpha_c > 0$) を仮定。

以上の振幅を持つ粒子の運動について RF ポテンシャルを用いて考察する。ただし、放射減衰などによる運動の減衰についてはここでは考慮しない。

RF 電圧のポテンシャル (RF ポテンシャル) は次で定義できる。

$$\Phi(\phi) = -\frac{\alpha_c}{2\pi h E_0} \int_0^\phi \{e V_c(\phi') - U_{\text{loss}}\} d\phi' \quad (3-33)$$

Fig. 9 は PF リングを仮定して (a) 電圧、(b)RF ポテンシャル、(c) 位相空間での粒子の軌跡を図示したものである。位相空間での軌跡は RF ポテンシャルのもとで運動する粒子のエネルギー保存を考慮することで得られる。詳細は文献 [12] の 3 節などを参考にして欲しい。

PF リングの通常のオプティクスは $\alpha_c > 0$ であるため、 $V_c(\phi)$ の曲線と U_{loss}/e の直線 (青線) が交差し、 $V_c(\phi)$ の微分が負となる点がシンクロナス位相 (Fig. 9 ではシンクロナス位相を原点にとった) となる。

安定領域での、粒子の運動は定性的には以下のように理解できる。 $(\phi = 0, E > E_0)$ の初期状態

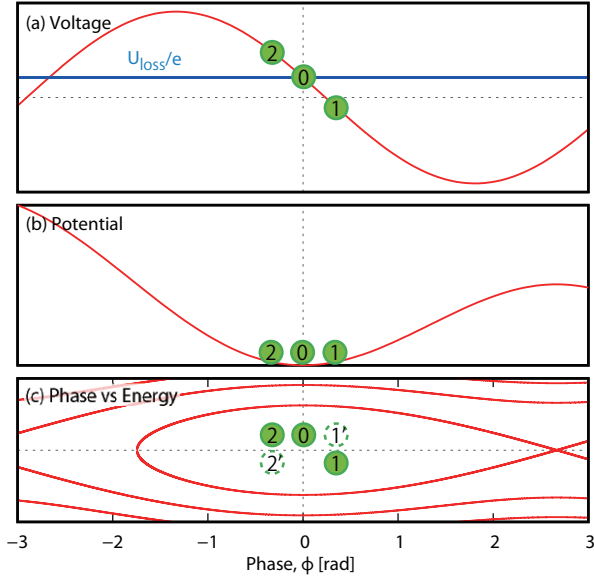


Fig. 10: 初期条件 ($\phi = 0, E > E_0$) を持つ粒子の運動の様子 (振動振幅が十分に小さい場合)。定性的な表現。

を持つ粒子は式 (3-23) の関係により、閉軌道が長くなるため、次の周回では $\phi > 0$ (時間的に遅れた位相) の RF 電圧を感じる。この RF 電圧は、 U_{loss}/e より小さいため、運動エネルギー E は小さくなる。すると、その次の周回では $\phi < 0$ となり E は前の周回時と比べ大きくなる (Fig. 10 にて $0 \rightarrow (1') \rightarrow (1) \rightarrow (2') \rightarrow (2)$)。従って、一連の運動において粒子はシンクロナス位相を中心に楕円軌道を描く。この部分の考え方は振幅が小さい場合にも当てはまる。しかし、振動の復元力 (RF 電圧による加減速) は、振動振幅が大きくなると非線形になるという点が異なる。

Fig. 9(b) の RF ポテンシャル及び (c) 位相空間においてピンクで塗りつぶした範囲内は、上述した復元力の非線形性を考慮しても、安定運動が期待される領域となる。ただし、放射励起や何らかの外部要因で粒子の全エネルギー (運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの和) がピンクで塗りつぶした範囲の外周より大きくなったり、この領域の外側に入射されたりした粒子は RF ポテンシャルに捕らわれずに、失われることになる。この RF ポテンシャルの閾値をバケットハイト (bucket height) (Fig. 9(b) 参照)、位相空

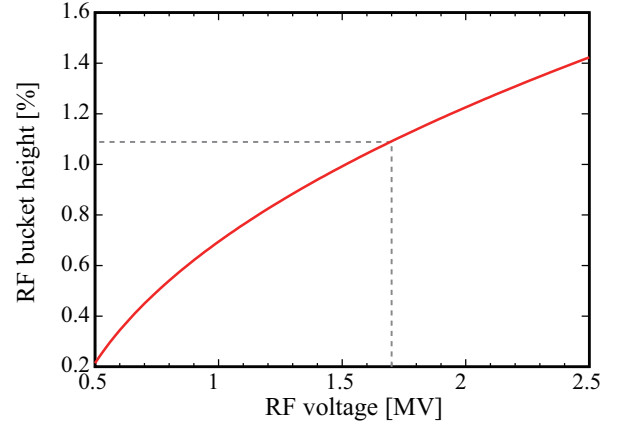


Fig. 11: Bucket height の V_c 依存性。PF リングを仮定。PF リングでは、 $V_c = 1.7\text{MV}$ 、bucket height 約 1.1% で運転している。

間における境界線をセパトリクス (separatrix) と呼ぶ。

バケットハイトは式 (3-33) が極大となる点であり、解析的に求めることができる。

$$\left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)_{\max} = \sqrt{\frac{2U_{\text{loss}}}{\pi h \alpha_c E_0} \left[\sqrt{q^2 - 1} - \cos^{-1} \left(\frac{1}{q} \right) \right]}, \quad (3-34)$$

$$\text{with } q = \frac{eV_c}{U_{\text{loss}}}$$

q は over voltage factor と呼ばれ、式中の $\cos^{-1} \left(\frac{1}{q} \right)$ は ϕ_1 と置き換えても良い。

RF システムを設計・運用する場合、バケットハイトは V_c を決定する一つの指標となる。バケットハイトの V_c の依存性は Fig. 11 に示すように電圧の平方根に比例する。一方、RF 空洞の消費電力は V_c の 2 乗に比例し、RF システムの消費電力は施設の運転電力全体において大きな割合を占める。このため、必要以上のバケットハイトを設けることは好ましいことではない。

バケットハイトすなわち V_c はどのように選択すれば良いのであろう。答えとしては十分なビーム寿命を確保できる最低限の値を選べば良いということになる。ビーム寿命を決めるのは Touschek 散乱, momentum acceptance, バケットハ

イトであるため、これらそれぞれを評価しバランスよく決めるのが理想的である。ここで、momentum acceptance とは off-momentum 粒子の横方向の安定領域²³のことである。

付記: Loss energy, U_{loss}

RF システムを設計・運用する際、平均のエネルギーロス U_{loss} を適切に定めることが必要不可欠である。 U_{loss} の主成分は、粒子が偏向磁石により曲げられる際の放射によるエネルギーロス U_{bend} と挿入光源による放射ロス U_{ID} である。特に放射光源リングの場合は、 $U_{\text{ID}} > U_{\text{bend}}$ となることもよくある。

U_{bend} はリングのラティス・オブティクスによって決まる。 U_{ID} は、リングの大きさ (挿入光源をインストールする直線部の数・長さ)、各ビームラインにて必要な放射光波長など、様々な要素が絡み合って決まる量である。

さらに、孤立大電荷バンチを必要とする運転モードでは、加速空洞の寄生モード U_{PM} 、その他リング内に存在するインピーダンス U_{others} の寄与も無視できない。これらを考慮する際は、それぞれの寄与を足し合わせることになるが、要素によってはバンチ電流依存性があるので注意が必要となる。例えば PF-AR は、大強度の単バンチ運転を特色とする放射光リングであり、 U_{PM} の寄与が無視できない [18]。

U_{loss} は加速電圧の振幅及び運転時の RF 電力に直結する。加速電圧、RF 電力は RF 空洞及び大電力 RF 増幅器の選択にも影響を与えるパラメータである。放射光源リングの立ち上げ時は $U_{\text{loss}} = U_{\text{bend}}$ 、ユーザー運転に移行したら $U_{\text{loss}} = U_{\text{bend}} + U_{\text{ID}}$ 、さらにバンチ電荷が大きくなると、 U_{PM} 及び U_{others} の寄与が追加されるであろう。RF システム設計時は、いずれの段階にも対応できる余裕を持った、されど電力効率的にも無駄のない設計が必要とされる。

²³運動量方向の振幅依存チューンを考慮した六極磁場によるベータatron振動の安定性で決まる量。詳しくは、本OHO講義「非線形オブティクスの最適化」参照。

3.6 ビーム負荷と DC Robinson 不安定性

節 3.4 で述べたシンクロトロン振動について、その復元力は $\tilde{V}_c$ であり振動数は式 (3-28) で与えられるように $V_c(\phi)$ の微分に依存する。しかし、ビームがコヒーレントな (同じ位相で揃って) 運動をしている場合には、 $\tilde{V}_c$ の成分 $\tilde{V}_b$ は復元力として働かなくなる。

この時、復元力として働くのは残りの $\tilde{V}_g$ 成分であり、式 (3-29) の安定条件は、

$$\alpha_c \left. \frac{dV_g}{d\phi} \right|_0 < 0 \quad (3-35)$$

と書き換えられる。これは $\alpha_c > 0$ を仮定した Fig. 8 にて、 $\tilde{V}_g$ が第 1 象限に収まること、つまり $0 < (\theta + \psi) < \pi$ を要請する。この要請は、式 (3-9,3-12,3-13) を考慮すると

$$2V_c \sin \phi_1 + V_{\text{br}} \sin 2\psi > 0 \quad (3-36)$$

と表せられ、さらに optimum tuning 下では、

$$V_{\text{br}} \cos \phi_1 > V_c \quad (3-37)$$

となる。式 (3-18,3-19) を用いて、

$$(1 + \beta_c)P_c > P_b \quad (3-38)$$

と書き換えても良い。

ビームのコヒーレント振動数について、 $I_b = 0$ すなわち $\tilde{V}_b = 0$ の時は、インコヒーレント振動数式 (3-30) と等しいが、 I_b が大きくなるにつれて $\tilde{V}_g$ の傾き (虚数成分) とともに小さくなる。傾きがゼロになる瞬間、復元力が失われビームの維持が不可能となる。閾値は、式 (3-36) もしくは式 (3-37,3-38) で $>$ が等号となる値である。この不安定性は Static Robinson もしくは DC Robinson 不安定性 [19] と呼ばれる。コヒーレント振動数の解析的な導出は [20] などに詳しい。

3.7 空洞起因のバンチ結合型不安定性

空洞起因のビーム不安定性として、バンチ結合型ビーム不安定性 (coupled-bunch beam instability) についても紹介しておく。バンチ結合型不安

定性に関してはインピーダンス (impedance) とビームの周波数スペクトルなどを用いて、じっくりと議論すると興味深いのであるが、それらの議論は本テキストの主旨から外れるため詳細は文献 [21] などに譲る。ここでは、RF システムを設計するのに考慮すべき量として、不安定性の閾値を紹介するのみに留める。

リング型加速器では円形の軌道に沿って真空チャンバー内をビームがほぼ光速で周回している。この時、真空チャンバーにはビームが持つ電荷に応じて鏡像電荷が流れると考えられる。

真空チャンバーに凹凸や隙間、勾配、有限の抵抗 (導電率) などが存在する場合、ビームからウェイク場 (Wake Field) という電磁場が放射される²⁴。この凹凸や隙間、勾配、有限の抵抗などウェイク場の発生源となるものをインピーダンス源と呼び、その影響の大きさの特徴づける量をインピーダンスと呼び複素数で表す。

空洞など比較的大きなギャップを持つ構造体ではウェイク場はすぐには伝搬・減衰せずその場に留まる。留まったウェイク場はバンチ通過の度に重ね合わされ、インピーダンスの大きさ (Q 値, 結合インピーダンス, 共振周波数) に応じて飽和する。

空洞部で最も強いウェイク場は加速モードによるもので、これまでの説明に出てきた $\tilde{V}_b$ を形成し、 $\tilde{V}_c$ の構成要素として有効に利用される。しかし、バンチ全体としてコヒーレントな振動が生じ、一定の条件を満たすと前節で説明した DC Robinson 不安定性を引き起こす。これとは別にビームの繰り返し (ビームの周波数スペクトル) と加速モードの共振周波数が一定の関係を満たした際にもビーム不安定性が生じる (AC Robinson 不安定性)。

空洞部には加速モード以外にも数多くの寄生モードが存在し、これらも同様にビームに対するインピーダンス源として働く。これらインピーダンス源により引き起こされるビーム不安定性はバンチ結合型不安定性と呼ばれる。加速モードが関わる AC Robinson 不安定性はバンチ結合型不安

定性の一種である。

空洞部に生じるインピーダンス源は特定の周波数にピーク (共振周波数 ω_r) を持ち、 Q が高いことが特徴である。その縦方向の結合インピーダンス $Z(\omega)$ は、

$$Z(\omega) = \frac{R}{1 + jQ_L \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)} \quad (3-39)$$

$$\text{with } R = \frac{1}{2} \frac{R_{sh}}{Q} Q_L$$

$$\frac{R_{sh}}{Q} = \frac{1}{\omega_r W} \left| \int E_z e^{jkz} dz \right|^2$$

横方向インピーダンス $Z_T(\omega)$ は、

$$Z_T(\omega) = \frac{R_T \left(\frac{\omega_r}{\omega} \right)}{1 + jQ_L \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)} \quad (3-40)$$

$$\text{with } R_T = \frac{1}{2} \frac{R_T}{Q} Q_L$$

$$\frac{R_T}{Q} = \frac{c}{2\omega_r^2 W r_0^2} \left| \int E_z e^{jkz} dz \right|^2$$

となる。ただし、 W は電磁場の蓄積エネルギー (J), c は光速、式 (3-39) の積分は空洞のビーム軸中心から任意のオフセット r_0 に沿って行われる。また、 R_{sh} は、節 3.3 で出てきたシャントインピーダンスと同じものである。

バンチ結合型不安定性は隣り合うバンチどうしが Wakefield を介して結合して振動する現象であり、その結合状態 (隣り合うバンチ同士の振動位相) によって複数のモードが存在する。そのモードを μ とすると、 μ 番目のバンチ結合モードの不安定性の成長率 $\tau_{g,\mu}^{-1}$ は縦方向が、

$$\tau_{g,\mu}^{-1} = \frac{e\alpha_c I_b}{4\pi E_0 \nu_s} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \omega_{\mu,n}^+ \text{Re}[Z(\omega_{\mu,n}^+)] - \sum_{n=1}^{\infty} \omega_{\mu,n}^- \text{Re}[Z(\omega_{\mu,n}^-)] \right\} \quad (3-41)$$

$$\text{with } \omega_{\mu,n}^{\pm} = \{nM \pm (\mu + \nu_s)\} \omega_0$$

²⁴詳しくは OHO25 の講義「インピーダンスとビーム不安定性」参照

横方向が、

$$\tau_{g,\mu}^{-1} = \frac{eI_b\omega_0\beta}{4\pi E_0} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \text{Re}[Z_T(\omega_{\mu,n}^-)] - \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re}[Z_T(\omega_{\mu,n}^+)] \right\} \quad (3-42)$$

with $\omega_{\mu,n}^{\pm} = \{nM \pm (\mu + \delta\nu_\beta)\}\omega_0$

となる (Rigid bunch model)。 $\nu_s = \omega_s/\omega_0$ はシンクロトロンチューン、 $\delta\nu_\beta$ がベータトロンチューンの小数部、 n は自然数、 M はバンチ数、 $\mu = 0, 1, \dots, M-1$ である。

RF システムを設計する際は、空洞インピーダンスによるビーム不安定性の発生を起こさないようにすべきである。具体的には、上式で示した成長率が、オプティクスで決まる放射減衰率またはバンチフィードバック (もしくは特定のモードに特化した専用のフィードバック) の減衰率を上回らないようにする。なかなか簡単ではないが、

4 高周波システムの構成要素

4.1 主加速空洞 (RF 空洞)

RF 空洞の性能は、主にシャントインピーダンス R_{sh} 、無負荷 Q 値 Q_0 、寄生モード減衰性能で特徴づけられる。 R_{sh} は式 (3-19) からわかるように電力あたりの電圧励振効率を示す。 Q_0 は、空洞表面での電力損失の割合を示す量で損失が小さい程大きくなる。CW の単セル空洞では、 R_{sh}/Q_0 は数十から数百 Ω 程度、 Q_0 は常伝導空洞で 10^4 、超伝導空洞で 10^{10} のオーダーになる。また、熱・耐放電設計により励振できる最大電界 (最大電圧) が制限されるため、こちらも空洞選択の際に重要なパラメータとなる。

放射光源リングに必要とされる RF 電圧 V_c は数百 kV から数十 MV である。RF 空洞 1 台で励振可能な RF 電圧は常伝導空洞の場合は最大でも 1MV 未満、超伝導空洞では 2MV 程度であり、必要とされる RF 電圧が高い場合は複数用いられる。

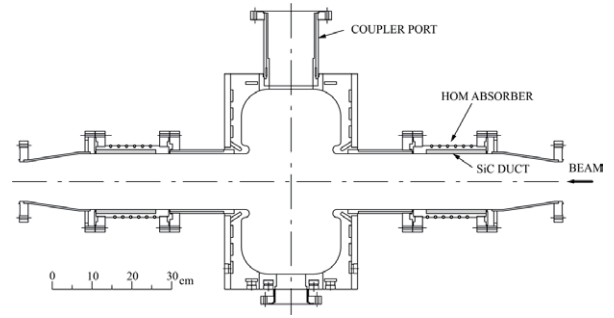


Fig. 12: PF リングの寄生モード減衰空洞 [4]。寄生モードをビームパイプに引き出してダンプする設計。ただし、第3世代リングで良く利用される減衰空洞と異なり、ダンプしきれない幾つかのモードが残っている。これらは寄生モード用の周波数チューナを用いてビームと結合しないように周波数をずらしてある。

放射光源リングの蓄積電流 I_b は 1A 未満、バンチ数は数百から千ぐらいとなることが多い。RF 空洞には加速モード以外にも様々な寄生モードが存在し、節 3.7 にて紹介したような大電流・マルチバンチ運転時のバンチ結合型ビーム不安定性を避けるような設計が不可欠となる。このため、寄生モードの取り出しと減衰が比較的容易な単セル構造の空洞が有利であり、多くの施設で採用されている。

例えば、PF リングの RF 空洞は空洞上下流のビームパイプに高周波ダンパーを設置し、多くの寄生モードをダンプしている [4](Fig. 12)。また、KEK では SKEKB 陽電子ダンピングリング向けに寄生モード減衰能力の非常に高い空洞 [22] が KEK の阿部氏により開発・採用されている (Fig. 13)。この空洞は空洞本体に寄生モード取り出しポートを設け、特殊形状のビームパイプと併用することで、ほとんどの寄生モードを大幅に減衰している。

寄生モード減衰空洞は 2025 年現在でも新たなアイデアに基づく開発が活発な分野であり、文献 [23] などに 2022 年までに開発された減衰空洞についてのレビューがあり参考になる。また、通常の TM010 モードではなく高次の TM020 モードを用いた空洞は、KEK の恵郷氏の提案 [24, 25] 以降も次々と新しいアイデアが導入されつつある。

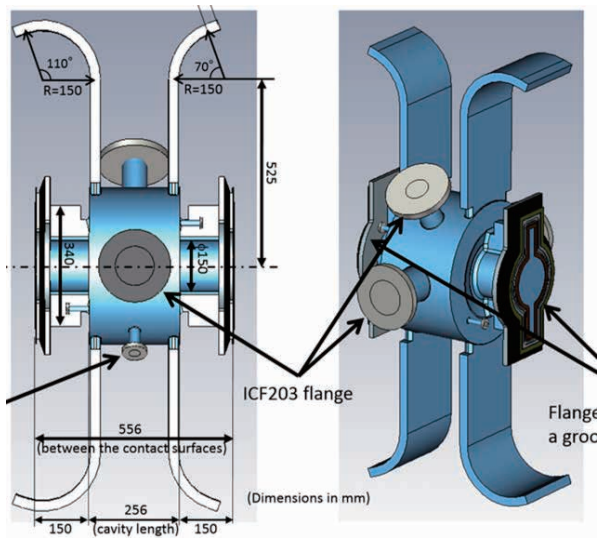


Fig. 13: SKEKB 陽電子ダンピングリングで採用された寄生モード減衰空洞 [22]。空洞本体に寄生モード取り出しポートを設け、特殊形状のビームパイプと併用することで、ほとんどの寄生モードを減衰している。

最後に、世界の各放射光施設で採用されている RF 空洞の周波数を Table 1 にまとめておく。

4.2 大電力伝送系

大電力伝送系とは RF 電力の増幅器とその電力を消費する RF 空洞の間にあるすべての機器と定義する。その役割は、RF 電力を効率的に確実に、振幅や位相の歪なくそして安全に伝送・分配することである。ここで、“効率的”とは伝送中の電力損失を十分に小さくすること、“確実に”とは遮ることのないこと、“歪なく”とは入口の RF シグナルの形状・位相を保つこと、“安全”とは予期せぬ伝送・反射特性の変化を引き起こす現象 (RF ブレイクダウン) が生じても RF 源や機器に損傷を起こさないことを意味する。

伝送系に用いられる機器については、分類とそれに該当する機器名のみを挙げておく。導波管線路：矩形導波管、円形導波管、同軸管、同軸ケーブル、2 線式ライン、ストリップライン。導波管機器：方向性結合器、電力分配器、サーキュレータ、位相シフタ、RF 窓、導波管-同軸変換機、ダ

Table 1: RF frequency of synchrotron light sources

Rings	Frequency [MHz]
UVSOR(Japan)	90.1
MAX-IV(Sweden)	99.9
HiSOR(Japan)	191.2
APS(USA)	351.9
ESRF(Europe)	352.2
SOLEIL(France)	352.2
AichiSR(Japan)	499.6
ALS(USA)	499.7
SSRF(China)	499.7
TPS(Taiwan)	499.7
SAGA-LS(Japan)	499.9
BESSY-II(Germany)	500
DIAMOND(UK)	500
SLS(Switzerland)	500
NSLS-II(USA)	500
Sirius(Brazil)	500
PF(Japan)	500.1
PF-AR(Japan)	508.6
NanoTerasu(Japan)	508.6
SPRing-8(Japan)	508.6

ミーロード、モード変換機、インピーダンス整合器、空洞入力カプラ。それぞれの詳細については文献 [26, 27] で補って欲しい。

伝送系は、通過電力、伝送損失、線路のマッチング、発熱、ブレイクダウン、マルチパクタ等に注意を払い、これら機器を組み合わせで構築することになる。

4.3 高周波増幅器

高周波増幅器は加速器を設計・建設する上で重要な技術である。RF 周波数の選択において、既存の RF 増幅器の出力と周波数範囲は重要な要素である。Table 1 で示した既存施設の周波数帯は、設計当時に入手可能な高周波増幅器の周波数を反映しているともいえる。

RF 増幅器は電源を含めて高電圧、大電力を扱

う機器であり、多くの不具合やトラブルの発生源と成り得るシステムである。注意深い設計、日々のメンテナンス、メンテナンス性の良さが高い信頼性を維持するために必要不可欠である。

高周波増幅器では、Fig. 2で示したように、mWクラスの入力信号をMWクラスまで増幅する。この過程では、数W程度を出力できる小型の増幅器(半導体などを用いたプレアンプ)を間に挟み、その後MWクラスまで増幅することが多い。加速器で用いる増幅器は振幅と位相の安定性が高く、かつ線形の入力-出力電力特性を持つことが要求されるため、AB級増幅方式のものが採用される。

大電力の高周波増幅器としては、従来、クライストロン(Klystron)が多く用いられてきたが、1990年台からIOT(Inductive Output tube/Klystrode)、近年では半導体素子の急速な進化によりSSA(solid state amplifier)の普及も拡がりつつある。

4.3.1 クライストロン

クライストロン、IOTは電子管技術で製作されており、内部に電子源、RF出力空洞、電子コレクタを備える加速器の一種である。クライストロンは1937年にアメリカのVarian brothersによって発明され、その後レーダーに応用された。クライストロンは電子源から生成した電子ビームをRF入力空洞で速度変調し、その後ドリフト空間や中間空洞で密度変調し、終段の出力空洞にて集束した電子を減速しRF電力を取り出す。

クライストロンの特徴はゲインが ~ 60 dBと高く出力電力がCWで1 MWクラスのものも存在する。周波数帯はCWクライストロンで300 MHzから5 GHz程度までであれば商用で販売されている。電力効率については商用カタログ品で60%程度(飽和時)とされるが、加速器の運転ではRF出力の安定性を高めるためフィードバック運転が必要であるため、実際の運転時の電力効率は50%程度に留まることが多い。バンド幅は1 MHz以下である。

4.3.2 IOT

IOTは1990年台に熱に強い熱分解グラファイト(Pyrolytic graphite)が電子銃部のグリッドとして採用されて以降、性能向上により普及がすすんだ。

クライストロンと異なり電子銃のカソード-グリッド間にRFが入力され、電子ビームは初期から変調されており、出力RFへの変換効率が高い。また、内部の空洞数は少ないため、ゲインは ~ 25 dB、出力で30 kW程度に留まる。

飽和特性はクライストロンのように顕著ではなく広い範囲で効率が高い(60%程度)。周波数はカソード-グリッド間の距離によって制限され最大1.3 GHz程度となっている。クライストロンと比べ内部の空洞の段数が少ないため、バンド幅はクライストロンよりは広いがせいぜい1~2 MHz程度である。

4.3.3 SSA

SSAは、半導体素子1個につき数百Wから1 kW程度のRF出力を合成し、 $\sim$ 数百kWのRF電力を出力する。電子管を用いたクライストロンやIOTなどと異なり、駆動電源に高電圧を要しないため出力安定性も優れており、製作・運用上のメリットも大きい。また、故障時には少数の半導体素子を含む回路群をモジュールとして部分的に交換可能であるためメンテナンス性もよい。設計によってはホットスワップ(稼働中のモジュール交換)も可能である。

効率として、半導体素子単体では70%を超えるものも存在するが、個々の出力を合成する際の損失がネックとなる。2025年の商用ベースだと、500MHz 200kWで $>50\%$ 、1.5GHz 15kWで $>45\%$ がおおよそ保証値となる。ただし、今後もパワー半導体の技術発展が見込まれており、更なる電力効率の改善が期待される。

バンド幅は、出力合成に用いるRF結合器などのシステム設計にもよるが電子管製品よりも広い数MHzが期待できる。広いバンド幅は、RF電圧に対するフィードバックの応答性改善や変調信号の出力など従来の電子管を用いた高周波増幅器

の枠を超えた応用を可能とする。ただし、電子蓄積リングで用いられる主 RF 空洞のバンド幅は通常、常伝導で数十 kHz、超伝導で数 kHz 以下と小さいため、これら空洞を用いる限りバンド幅が広いという特徴はあまり有効ではない。

放射光源施設では、2007 年頃からフランスの SOLEIL Synchrotron で GaAs 半導体ベースの大電力 SSA(352 MHz, 4×190 kW) が、先駆けて採用されている [28]。以降、ヨーロッパの ESRF [29]、ブラジルの SIRIUS [30]、アメリカの APS [31] など他の放射光源施設でも普及が進んでおり、近年では素子一つあたりに対する出力を大きくできる GaN 半導体ベースの SSA も実用化されている。

4.4 低電力制御システム

LLRF 制御システム (Low level RF control system) は、大電力 RF システム (高周波増幅器、大電力伝送系、RF 空洞) での RF シグナルを制御するシステムである。ノイズや環境の変動などによる周回ビームへの影響を低減し、ビーム品質を保つためには、RF シグナルの振幅・位相・周波数を精密に制御することが求められる。また、大電力 RF を用いた機器の試験、エージング等においても LLRF 制御システムは利用される。さらには、放射光源リングでは、放射光ユーザの要求に応じた挿入光源の負荷変動、蓄積電流値の変動²⁵に応じた空洞共振周波数・空洞投入電力の調整も必要である。

想定すべき変動源としては、環境・機器・ビーム由来の大きく 3 つに分けられる。「環境」由来の変動は、大気・機器の温度変化、空冷・水冷温度、気圧、湿度、冷却水量、電源等のリップルが挙げられる。「機器」由来としては、電気・電子回路の位相ノイズ、タイミングシグナルのジッター、温度ドリフト、ケーブル・伝送系のインピーダンス不整合、RF 空洞の共振周波数変動などが挙げられる。「ビーム」由来のものは、蓄積電流値の変動、ビームと空洞の相互作用などである。

LLRF 制御システムが備えるべき機能は、1) 要求安定性を満たす振幅・位相制御機能、2) ビーム負荷変動に対する電力制御機能、3) RF 周波数調整機能、4) RF 空洞のチューニング機能、5) 機器保護インターロック機能、6) その他となる。これら機能のうち、1,2,4) は必要な RF シグナルのモニタシステムと合わせてフィードバック機能として組み込むことが多い²⁶。3) は横方向のビーム位置モニタシステムを用いた閉軌道歪み (closed orbit distortion) 補正システムと合わせて実装することが多い。5) は次節で扱う“機器保護システム”が発するシグナルを高速処理し、素早く RF 波を OFF する機能となる。6) は、施設毎の事情に応じた機能とる。PF リングでは縦方向の不安定性対策のためシンクロトン振動数の 2 倍で RF シグナルに位相変調を掛けるシステムが導入されている。

近年、LLRF 制御システムもデジタル化が進みつつある。デジタル化といっても RF シグナルをデジタル化するまでの前段部分には、アナログ回路を用いる必要があり、周波数帯域、ノイズ除去、インピーダンス整合、温湿度依存性など設計に注意すべき部分は多い。デジタル化のメリットは応答性向上や高機能化、機能拡張性、コンパクト化などである。

KEK-PF では 2023 年度にアナログ系回路をデジタルシステムに更新している [32]。高速なデジタル処理回路を活かした高速 (13 ns サンプル)・大容量 (~100 ms) の RF シグナルモニタシステムは PF のデジタル化移行後、大いに活躍している。

4.5 機器保護システム

機器保護システムは、RF ブレイクダウン・機器異常・他の要素による加速器の停止を瞬時に検出、異常の内容に応じて、機器停止・高圧電源の遮断・RF 出力の停止などを行うシステムである。特に高圧・大電力機器については、一つの不具合が重大事故や火災につながる可能性を秘めており、安全設計と信頼性そして保守性が重要である。ま

²⁵Top-up 運転といえども

²⁶2) については PF リングでは 2023 年までフィードフォワードシステムで制御していた

た、加速器施設ではノイズ源が複数存在するため、耐ノイズ性能も無視できない。

“RF ブレイクダウン”には、空洞及び大電力伝送系での放電、インピーダンス不整合による RF 波の異常などが該当し、これらは適切な箇所にて RF シグナルを直接モニタできれば比較的早い時間スケール (サブマイクロ秒からマイクロ秒) で対処でき機器損傷の恐れを大きく低減することができる。「機器異常」には、発熱・真空度悪化・水温、温度上昇、突発的な故障などがあり、これらは比較的遅い時間スケール (ミリ秒) で対応することになる。

機器保護システムが働いた場合、即座に異常の発生箇所・原因を判別するための仕組みも大切である。異常の発生を事前に予測するシステムも重要であり、これらは機器保護システムとは別に構築するのが望ましい。

5 最近のトピック

5.1 バンチ伸張システム

放射光源リングにおいて輝度は性能を示す重要なパラメータであり、近年ではビームサイズを光と同程度まで絞りそこから得られるコヒーレント光を利用した実験も拡がりつつある。2025 年においては、エネルギー 3GeV クラスの中規模施設では、水平エミッタンス数十から百 pmrad のリングが典型的な高輝度極低エミッタンスリングと言えよう。

このような極低エミッタンスのリングにおいて従来と同程度の光フラックス (すなわち蓄積電流値) を得ようとする、バンチ内電荷密度が非常に高くなり Intrabeam scattering (IBS) による Touscheck 寿命の低下、エミッタンス増大、インピーダンスによる発熱と不安定性の発生が問題となる。

この問題を緩和する目的で近年注目されている技術が高調波空洞を用いたバンチ伸張システムである。ビームの水平 (横方向) サイズが小さくなる代わりに縦方向にバンチを伸張し、IBS の影響を緩和する技術である。

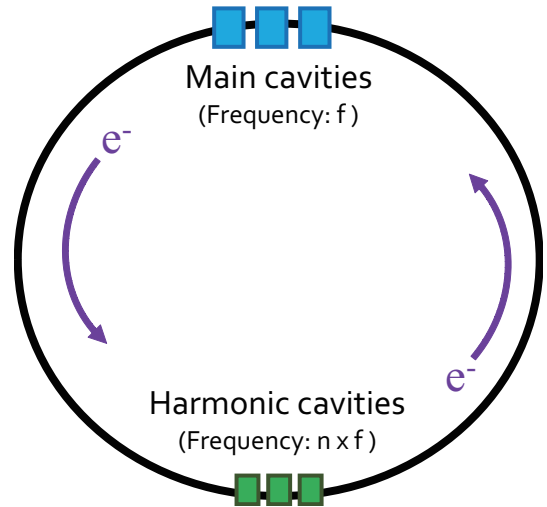


Fig. 14: バンチ伸張システムの概念図。

シンクロトロンにおける高調波空洞を用いたバンチ伸張については 1980 年に A. Hofmann と S. Mayers に基本的な考え方がまとめられているが [33]、近年の放射光源リングでの実運用と検討でその技術は急速に発展してきた。

5.2 原理

バンチ伸張システムは蓄積リングに高調波空洞と呼ばれる主加速空洞の整数倍の RF 空洞を導入することで構築される (Fig. 14 参照)。この場合、空洞電圧は式 (3-8) を拡張し、

$$V_c(\phi) = V_{c,1} \cos(\phi + \phi_1) + V_{c,n} \cos(n\phi + \phi_n) \quad (5-1)$$

と書ける。ここで、 $V_{c,n}$ 及び ϕ_n の n は高調波の次数、 $n = 1$ は基本 (主 RF) 波、 $n > 1$ は n 次の高調波を意味する。

バンチ伸張率を最大にするための条件 (flat potential condition) は、 $V'_c(0) = 0$ と $V''_c(0) = 0$ から下記で表される。

$$\cos \phi_1 = \frac{n^2}{n^2 - 1} \frac{U_{\text{loss}}}{eV_{c,1}} \quad (5-2)$$

$$\tan \phi_n = n \tan \phi_1 \quad (5-3)$$

$$k \equiv \frac{V_{c,n}}{V_{c,1}} = -\frac{\sin \phi_1}{n \sin \phi_n} \quad (5-4)$$

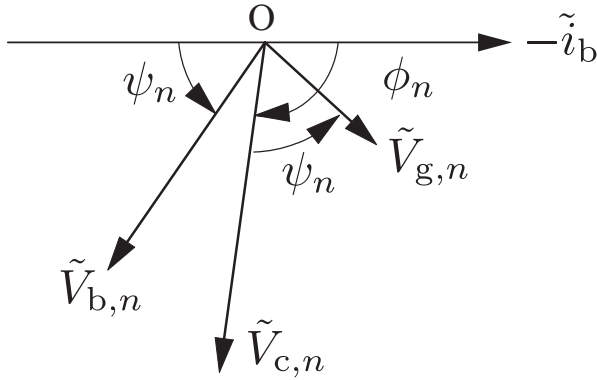


Fig. 15: バンチ伸張時の高調波空洞の Phasor 図 ($\alpha_c > 0$)

ここで、高調波空洞の tuning angle ψ_n は次のように定義される。

$$\begin{aligned} \tan \psi_n &\equiv -Q_{L,n} \left(\frac{n f_{rf}}{f_{res,n}} - \frac{f_{res,n}}{n f_{rf}} \right) \\ &\approx 2Q_{L,n} \frac{f_{res,n} - n f_{rf}}{f_{res,n}} \end{aligned} \quad (5-5)$$

また、optimum 条件は、高調波空洞のシャントインピーダンス R_n と入力カプラの結合度 β_n を用いて以下の関係となる (基本波と同様の関係)。

$$\tan \psi_n = -\frac{V_{br,n}}{V_{c,n}} \sin \phi_n \quad (5-6)$$

$$\text{with } V_{br,n} = \frac{I_b R_n}{(1 + \beta_n)} \quad (5-7)$$

これらの関係を満たすように各種パラメータを求めると、各 RF に対するシンクロナス位相 ϕ_1, ϕ_n は

$$0 < \phi_1 < \frac{\pi}{2} \quad (\text{第一象限}) \quad (5-8)$$

$$\pi < \phi_n < \frac{3\pi}{2} \quad (\text{第三象限}) \quad (5-9)$$

$$\text{with } \alpha_c > 0$$

となる。tuning angle は基本波に対して負 ($\psi_1 < 0$)、高調波に対して正 ($\psi_n > 0$) となる²⁷。従って高調波 RF に対する Phasor 図は Fig. 15 のように表現される。

²⁷ $\psi_n > 0$ は、高調波空洞のインピーダンスがバンチ結合型不安定性の 0 以上のモードの振動を成長させる方向に働くことを意味する。

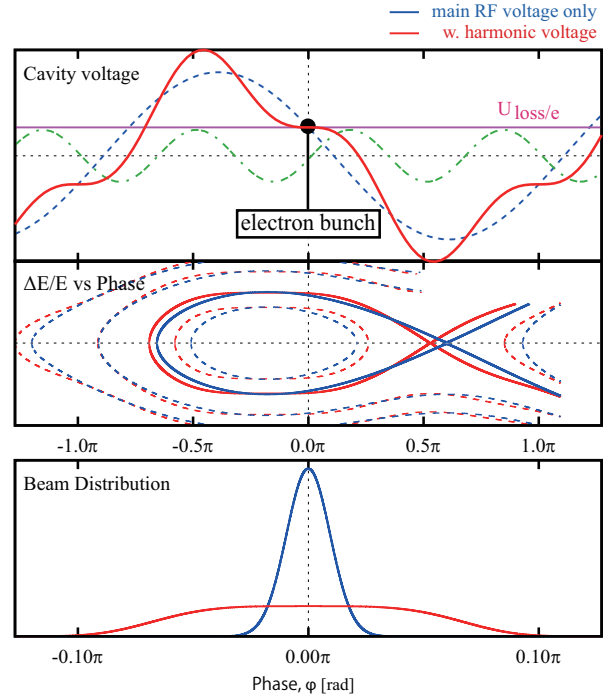


Fig. 16: Flat potential condition での $V_c(\phi)$ 、セパトリクス、バンチ形状 ($\alpha_c > 0$)。比較として主 RF 空洞のみの場合を、青色で示す。「Beam distribution」のみ水平軸を拡大して示す。

高調波空洞の入力電力 $P_{g,n}$ は次式で求まる (基本波と同様の関係)。

$$P_{g,n} = \frac{(1 + \beta_n)^2}{4\beta_n} \frac{(V_{c,n} + V_{br,n} \cos \phi_n)^2}{R_n} \quad (5-10)$$

式 (5-1) に対し、式 (5-2~5-4) の条件を満たした場合について、その典型的な例を Fig. 16 に示す。ビームが感じる電圧は主 RF と高調波の和であり、シンクロナス位相 ($\phi = 0$) での電圧の傾き及び曲率はゼロである。RF ポテンシャル及びバンチ形状については式 (5-1) をそのまま式 (3-33) に適用することで求められ、バンチ電荷密度はバンチ伸張しない場合に比べ 5 分の 1 以下に低減できている。

高調波空洞によるバンチ伸張運転は周回粒子の運動を非線形にし、ビームダイナミクスとしては不安定性を引き起こす要因と成り得る。実際に、高調波空洞に起因するビーム不安定性は実験的にも確認されており、これら不安定性を抑制しつつ

十分なバンチ伸張を実現することが最近の課題となっている。

謝辞

本 OHO 加速器セミナーに講師として参加させて頂く機会を下さった高エネルギー加速器科学研究奨励会及び高エネルギー加速器研究機構の本田融校長、帯名崇氏に感謝します。本テキスト執筆にあたり、事務局の北野有希子氏には大変お世話になりました。

参考文献

- [1] A. W. Chao, K. H. Mess, M. Tigner, and F. Zimmermann, Eds., *Handbook of Accelerators Physics and Engineering, Second Edition*. World Scientific, 2012, ch. 3.1.4.4, p. 221.
- [2] K. Huke, “Low emittance and positron storage operation at the photon factory,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 60, no. 7, pp. 1382–1386, 07 1989. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1140997>
- [3] M. Kobayashi, Y. Hori, and Y. Takiyama, “Differences in quality of PF ring vacuum between positron and electron storage mode,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 60, no. 7, pp. 1728–1731, 07 1989. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1140940>
- [4] T. Koseki, M. Izawa, and Y. Kamiya, “Damped-structure cavity for a high-brilliant vacuum ultraviolet and soft xray storage ring,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 2, pp. 1926–1929, 1995. [Online]. Available: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/66/2/10.1063/1.1145760>
- [5] V. Veksler and D. Nauk, “A new method of the acceleration of relativistic particles,” *SSSR*, vol. 44, p. 393, 1944.
- [6] E. M. McMillan, “The synchrotron—a proposed high energy particle accelerator,” *Phys. Rev.*, vol. 68, pp. 143–144, Sep 1945. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.68.143>
- [7] 伊達伸, “Spring - 8 で見えた潮汐力,” in *パリティ*, 大槻義彦, Ed. 丸善, 1994, vol. 14, no. 4, ch. 49.
- [8] Y. Kawashima, H. Ego, M. Hara, Y. Ohashi, T. Ohshima, M. Takao, and T. Takashima, “Monitoring system for a synthesizer at SPring-8 synchrotron radiation facility and obtained results,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 701, pp. 243–248, 2013. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212012260>
- [9] PhotonFactory, “放射光マルチビーム実験施設設計画 conceptual design report ver 1.2,” KEK, Tech. Rep., 2025. [Online]. Available: https://www2.kek.jp/imss/pf/pf-hls/library/pfhls_cdr_ver1.2.pdf
- [10] 山本尚人, “電子加速器の加速管,” in *OHO テキスト マイクロ波の基礎*. KEK, 2017, naoto yamamoto. [Online]. Available: <http://accwww2.kek.jp/ofo/OHOtxt/OHO-2002/txt-2002-5.pdf>
- [11] P. B. Wilson, “High energy electron linacs; application to storage ring RF systems and linear colliders,” in *SLAC-PUB-2884*, vol. 87. AIP, 1982, pp. 450–555.
- [12] M. Sands, “The physics of electron storage rings an introduction,” SLAC,

- Tech. Rep., 1970, SLAC-121. [Online]. Available: <https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/reports02/slac-r-121.pdf>
- [13] A. Nadji, P. Brunelle, G. Flynn, M. Level, M. Sommer, and H. Zyngier, “Experiments with low and negative momentum compaction factor with super-ACO,” in *Proc. EPAC-96*, 1996.
- [14] M. Hosaka, J. Yamazaki, T. Kinoshita, and H. Hama, “Longitudinal beam dynamics on an electron storage ring with negative momentum compaction factor,” in *Proc. of APAC’98*, 1998, pp. 426–428.
- [15] J. Feikes *et al.*, “Specific Operation Modes at the Metrology Light Source,” in *Proc. of IPAC’16, Busan, Korea, May 8-13, 2016*, no. 7. Geneva, Switzerland: JACoW, June 2016, paper WEP0W008, pp. 2829–2832. [Online]. Available: <http://jacow.org/ipac2016/papers/wepow008.pdf>
- [16] P. Schreiber, M. Brosi, B. Härer, A. Mochihashi, A.-S. Müller, A. Papash, R. Ruprecht, and M. Schuh, “Beam Dynamics Observations at Negative Momentum Compaction Factors at KARA,” in *Proc. IPAC’22*, ser. International Particle Accelerator Conference, no. 13. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 07 2022, pp. 2570–2573. [Online]. Available: <https://jacow.org/ipac2022/papers/thpopt006.pdf>
- [17] A. Streun, “SLS-2 conceptual design report,” PSI Bericht Report No.17-03, Tech. Rep., 2017.
- [18] S. Sakanaka, N. Yamamoto, D. Naito, T. Takahashi, A. Motomura, and R. Takai, “Loss-factor measurement of the PF-AR by means of a dependence of beam-loading power on the beam current,” in *Proc. of PASJ2024*, Yamagata, 2024, pp. 483–487, paper WEP086.
- [19] W. Robinson, “Stability of beam in radiofrequency system,” *CEAL*, vol. 1010, 1964.
- [20] T. Yamaguchi, S. Sakanaka, N. Yamamoto, D. Naito, and T. Takahashi, “Systematic study on the static robinson instability in an electron storage ring,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 26, p. 044401, Apr 2023. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.26.044401>
- [21] A. W. Chao, *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*, M. Month, Ed. Wiley-interscience, 1993.
- [22] “Superkekb design report, 12. damping ring,” 2020. [Online]. Available: https://www-linac.kek.jp/linac-com/report/skb-tdr/12_DR_Reviced2020_10_20.pdf
- [23] X. Hao, Z. Li, K. Ye, P. Wang, G. Wei, J. Li, and J. Wang, “500MHz higher order mode damped cavity designed for 4th generation synchrotron radiation sources,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 1040, p. 167273, 2022. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900222006015>
- [24] H. Ego, J. Watanabe, S. Kimura, and K. Sato, “Design of a HOM-damped rf cavity for the SPring-8-II storage ring,” in *Proc. 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*. PASJ, Tokyo, 2014, 2014, pp. 237–241, paper MOOL14 in Japanese. [Online]. Available: http://www.pasj.jp/web_publish/pasj2014/proceedings/PDF/MOOL/MOOL14.pdf

- [25] H. Ego, H. Tanaka, T. Inagaki, T. Ohshima, H. Yamaguchi, T. Tomai, T. Asaka, and N. Nishimori, “Compact hom-damping structure of a beam-accelerating tm020 mode rf cavity,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 1064, p. 169418, 2024. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900224003449>
- [26] 中島将光, **マイクロ波工学**. 森北出版, 1975.
- [27] R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering, 2nd Edition*, D. G. Dudley, Ed. Wiley-IEEE Press, 2001.
- [28] P. Marchand, T. Ruan, F. Ribeiro, and R. Lopes, “High power 352 MHz solid state amplifiers developed at the synchrotron soleil,” *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 10, p. 112001, Nov 2007. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.10.112001>
- [29] J. Jacob, G. Gautier, M. Langlois, and J. Mercier, “352.2 MHz – 150 kW Solid State Amplifiers at the ESRF,” in *Proc. IPAC’11*, ser. IPAC’11 - 2nd International Particle Accelerator Conference, no. 04. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 09 2011, paper MOPC005, pp. 71–73. [Online]. Available: <https://accelconf.web.cern.ch/ipac2011/papers/mopc005.pdf>
- [30] M. H. Wallner, R. Farias, and A. Lima, “Concept and Development of 65 kW Solid-State RF Amplifiers for Sirius,” in *Proc. IPAC’22*, ser. International Particle Accelerator Conference, no. 13. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 07 2022, pp. 868–871. [Online]. Available: <https://jacow.org/ipac2022/papers/tupost013.pdf>
- [31] D. Horan, A. Goel, A. Nassiri, B. Popvic, D. Meyer, G. Waldschmidt, G. Trento, N. DiMonte, T. Berenc, Y. Luo, T. Madden, W. Yoder, and Y. Yang, “Solid state amplifier project at the Advanced Photon Source,” in *Proc. IPAC’24*, ser. IPAC’24 - 15th International Particle Accelerator Conference, no. 15. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 05 2024, paper TUPR24, pp. 1470–1473. [Online]. Available: <https://indico.jacow.org/event/63/contributions/4020>
- [32] D. Naito, A. Motomura, N. Yamamoto, S. Sakanaka, and T. Takahashi, “Commissioning of the digital LLRF system at the KEK Photon Factory 2.5 GeV ring,” in *Proc. IPAC’24*, ser. IPAC’24 - 15th International Particle Accelerator Conference, no. 15. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 05 2024, paper THPG71, pp. 3442–3445. [Online]. Available: <https://indico.jacow.org/event/63/contributions/4664>
- [33] A. Hofmann and S. Myers, “Beam dynamics in a double rf system,” in *11th Int. Conf. on High-Energy Accelerators*. Springer, 1980, pp. 610–614, CERN-ISR-TH-RF-80-26.

