

解説

# 放射光用電子ストレージリングのビーム安定化

春日 俊夫

広島大学理学部物性学科

## Stabilization of Beam in Electron Storage Ring for Synchrotron Radiation Source

Toshio Kasuga

Department of Materials Science, Faculty of Science

Hiroshima University

An electron beam in a storage ring for a synchrotron radiation source may become unstable or deteriorate for various reasons, such as ion trapping effect, beam instabilities etc.. Diagnostics and cures for unstable beams are described.

放射光用電子ストレージリング内のビームは様々な要因で不安定となったり、設計上のビームクォリティを得られない事がある。その対策を、主に筆者の経験をもとに述べてみよう。対策も、大規模ストレージリングと、小中規模リングとでは自ずから異なる。例えばイオンあるいは微細なダストのビーム内への捕獲の問題は、電子ビームの代わりに陽電子ビームを用いれば完全に解決するだろう。しかしながら、陽電子発生のためのコスト増は小中規模の放射光施設にとっては容認できず、別の対策が必要となる。ここでは主に小中規模の電子ストレージリングでの対策を述べよう。

### 1. ビームの観測

ビームが不安定になったり、設計上のクォリティを得られないときは、最初にその原因を解明しなければならない。つまり、“beam diagnostics”が重要となってくる。最初にビームの観測および診断法について簡単に述べよう。ただし、ビーム電流や位置の測定等は加速器のビーム“観測学”の主要なテーマかもしれないが、ここで扱っている主題とは直接には関係しないので省略する。

#### 1.1 ベータトロン数の測定

ベータトロン数の測定には、いわゆるRFノックアウト法が用いられることが多い。これは $q$ をベータトロン数 $Q$ の小数部、 $f_{rev}$ をビームの回転周波数としたとき、

$$f = q f_{rev} \text{ または } (1 - q) f_{rev} \quad (1)$$

与えられる周波数でビームを水平あるいは鉛直方向に励振するとベータトロン振動が励起され、遅いプロフィールモニターで観測したビームサイズが増大したり、極端な場合はビームが失われたりすることを利用して、あとで見るようにビームを励振するとビームの性質が変わってしまうことがある。それ故、ビームの励振はできる限り小さいことが必要である。逆に言えば、小さなベータトロン振動を感度良く検出しなければならない。この目的のために、筆者等が開発したベータトロン振動検出装置を図1に示す。整合のとれた終端を持つレッヘル線型のビーム励振用電極を介してビームのベータトロン振動を励振する。偏向部からの放射光の可視部をガラス窓を通じて大気中に取り出し、レンズ系を用いて4分割型フォトダイオードの中央部にビームの実像を結ばせる。ベータトロン振動に対応して、実像は4分割フォトダイオード上で振動することになり、四つのフォトダイオードの出力が対応する周波数で変動することになる。この信号をスペクトラムアナ

ライザで検出すれば、ベータトロン振動数の小数部  $q$  がわかることになる。ここではビームの励振のための信号源としてスペクトラムアナライザのトラッキングジェネレータを用いているので、測定は半自動的に行われる。なお、ベータトロン振動の検出にボタン電極を用いることもできるが、ボタン電極の低域のカットオフ周波数は励振周波数より高いことが多いので、同図に示されているように、観測を励振周波数と異なった周波数で行う必要がある。スペクトラムアナライザでは、バンド幅を狭くすれば大きなSN比を得ることができ、振幅の小さなベータトロン振動も検出出来るわけである。

## 1.2 ビームプロフィールの観測

常時ビームのプロフィールを望遠レンズ付きのテレビカメラを用いて観測・記録し続けることは大切である。ビームの異常は何らかの形でビームプロフィールに反映する事が多いからである。

ビームサイズの測定にも望遠レンズ付きのテレビカメラが使用できる。カメラからのビデオ信号をオシロスコープ等で測定することもできる

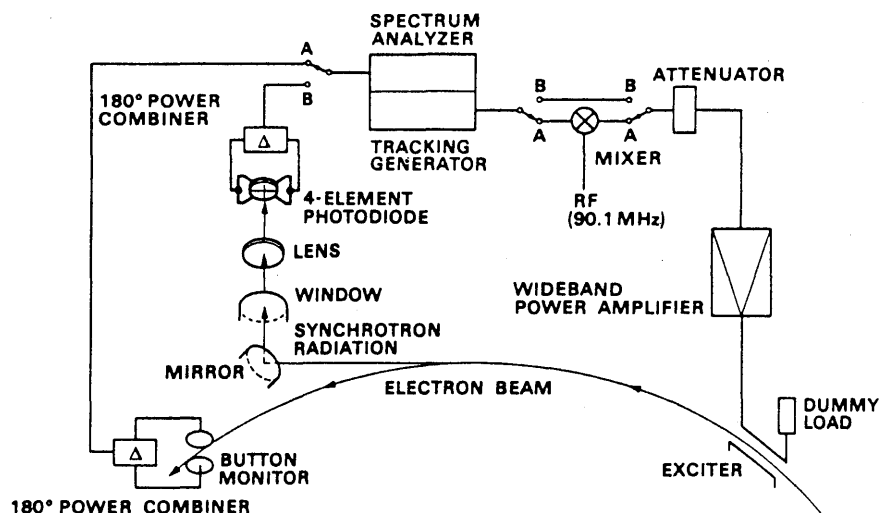


Fig.1 Tune measurement system.

Transverse beam oscillation excited by an exciter is detected optically with a lens system and a 4-element photodiode. The difference signal from the photodiode via a 180 degree power combiner is analyzed by a spectrum analyzer. A tracking generator of the spectrum analyzer is used as a signal source of the excitation.

し、画像処理解析装置で解析する事もできる。ここで注意しなければならないことは、撮像管を用いたテレビカメラの出力は、光量に比例していないことである。半導体撮像素子を用いたカメラで、 $\gamma = 1$  (出力 $\propto$ 光量) に設定でき、かつ AGC (自動ゲイン調整) を解除できるカメラを用いるべきである。さらに、望遠レンズの前に、減光用フィルター (NDフィルター) を置き、ビーム電流が変わっても、カメラに入る光量が大きく変わらないよう設計すべきであろう。

### 1.3 シンクロトロン振動の観測

シンクロトロン振動を観測するいちばん簡単な方法は、加速高周波をハーモニック数で分周した信号 (バンチの回転に同期した信号) でトリガをかけたオシロスコープで高速強度モニターの信号を観測することである。ダイポール振動が起これば信号は前後に振動して見えるし、高次の振動がある場合は信号の振幅および幅が変動するのが見られる。また信号をスペクトラムアナライザで観測すると、加速高周波の整数倍、あるいは回転周波数の整数倍のスペクトルラインの両側にシンクロトロン振動数の整数倍離れた位置にサイドバンドが観測される。縦方向カップルドバンチ不安定によるシンクロトロン振動を見るために

は、図2に示されている回路を用いると良い。 $h$  (ハーモニック数) 個のバンチ信号の中から特定の1個の信号をアナログゲート回路を用いて取り出す。ダブルバランスドミキサー (DBM) を用いて、取り出した信号と加速用高周波の積をとり、低域通過フィルターを通してやれば、個々のバンチのシンクロトロン振動が取り出せる。2系統の回路を用意すれば、任意の2個のバンチのシンクロトロン振動の位相差が検出でき、カップルドバンチモードを特定できるだろう。

### 1.4 寿命

直流電流トランス DCCT を用いてビーム電流を一定時間間隔で測定し、ビームの寿命をモニターして置くことが必要である。寿命の変化から蓄積されているビームあるいはマシン自体に問題が生じたことを知ることができる。

### 1.5 バンチの時間構造の測定

バンチ長は、ストリークカメラを用いて測定することができるし、高速強度モニターからの信号のスペクトル分布から概算することもできる。ここでは、筆者等が用いているフォトンカウンティング法を紹介しよう。そのブロックダイアグラムを図3に示す。偏向部からの放射光の可視部を大

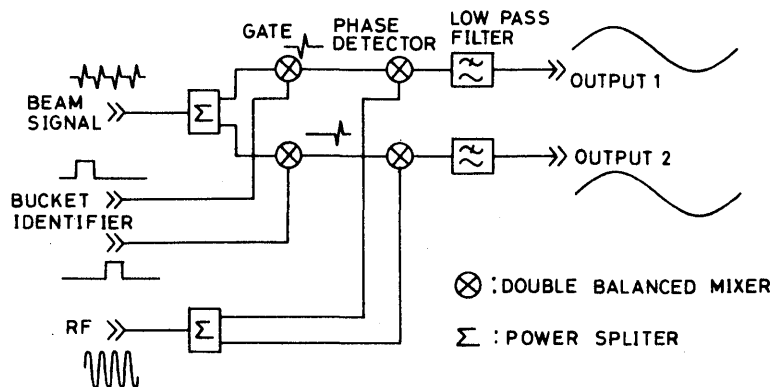


Fig.2 Synchrotron oscillation detector.

The signal from a fast beam intensity monitor is gated to select a certain bunch. The phase difference between the gated signal and the RF is detected with a double balanced mixer.

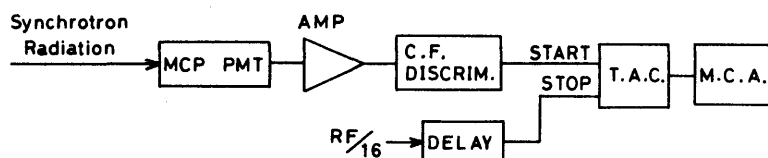


Fig.3 Photon counting system.

SR emitted in a bending section is attenuated down to the level of single photon detection per a few hundred revolutions. An output signal from a multichannel plate type photo-multiplier (MCP-PMT) via a constant fraction discriminator (CFD) starts a time to amplitude converter (TAC) and a signal corresponds to the bunch revolution stops the TAC. Amplitude distribution corresponds to the time structure of the beam is analyzed by a multi-channel analyzer (MCA).

気中に取り出しマルチチャンネルプレート型のフォトマルチプライヤ(PMT)で検出する。PMTの前にはスリットおよび減光フィルターを置き、バンチがリングを百回程度回転する毎に1個のフォトンを検出する程度まで減光しておく。一方、加速高周波をハーモニック数分の1に分周し、バンチの回転に同期した信号とする。フォトン検出信号で時間-振幅変換器(TAC)をスタートし、バンチの回転に同期した信号でストップする。TACからのパルス出力の振幅の分布は、バンチの時間構造を反映したものとなるので、これをマルチチャンネルアナライザ(MCA)で分析すれば良い。この方法では、ある一瞬のバンチの時間構造を観測することは不可能であるが、測定時間を長くでき、計測数を稼ぐことができれば容易に測定精度を上げることができる。

## 2. イオン捕獲現象

周回している電子は残留ガス分子と衝突し、電子をはぎ取り正イオンを生成する。また放射光の照射を受けた微細なダストが光電子放出を行い正に帯電することもある。これらのイオンや帯電したダストは負の電荷をもつ電子ビームに引き寄せられ、その中に捕獲される。捕獲されたイオン等は散乱の中心となったり、正の電荷が電子ビームにとって収束力として働き、ベータトロンチューンを変えたりする。この現象の対策を考えたお

ないと、特に低エネルギー入射のストレージリングの“commissioning”を遅らせることになるようである。前述のように電子の代わりに陽電子を用いればこの現象は起こらない。

### 2.1 イオン捕獲の条件とイオンのビームに対する影響

発生したイオンは熱速度程度と電子ビームに比べて十分遅く、事実上静止している。そのイオンの場所を次々に電子のバンチが通過する。半径  $a$ 、長さ  $l$  の円筒に  $N$  個の電子が一様に詰まっているバンチを仮定する<sup>1)</sup>。質量  $m$ 、電荷  $e$  のイオンがバンチの中心軸から  $r$  だけ離れているときに働くクーロン力  $F$  は  $r$  に比例する。

$$F = \frac{e^2 N}{2\pi a^2 l \epsilon_0} r \quad (2)$$

ここで  $\epsilon_0$  は真空の誘電率である。  $c$  を光速としたとき、この力は  $l/c$  の時間持続する。バンチの周期 (各々のバンチ間の時間間隔) を  $T$  ( $T \gg l/c$  とする) とする。イオンはバンチ内で  $l/c$  の時間収束力を受け、バンチ外で  $T$  の時間無収束となる。このような系は円形加速器の AG 収束系と同じように扱え、

$$\frac{Ne^2 T}{2\epsilon_0 \pi a^2 m c} < 4 \quad (3)$$

のときイオンの運動は安定となる<sup>2)</sup>。ビーム電流が小さく ( $N$ が小さい) バンチ内での収束力が小さいときは、イオンの運動は縦方向に一樣な円筒状の電子による空間電荷の中を角振動数

$$\omega = \left( \frac{e^2 N}{2\pi a^2 T m c \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (4)$$

で単振動を行うとして良い。ビーム電流が大きくなり収束力が過大となると、イオンの運動の安定性は失われる。即ち、ビーム電流が大きく、バンチ間隔が長く (3)を満足しない場合は、イオンは電子ビームに捕獲されることはない。シングルバンチ ( $T$ が大きい) に大電流をためるとイオン捕獲が起こりにくくなる。ただしマルチバンチモードにおいては、ビーム電流を増やしてもイオンが捕獲されたままのことがよく観測される。これは、ビーム蓄積の過程では  $N$  が小さくイオンが捕獲され、それにともないビームの半径が大きくなり、(3)を満足する  $N$  の値が増加することで説明できる。

捕獲されたイオンは電子ビーム近くに分布する事になり、ビームに収束力を与え、そのベータトロン数を変える。ベータトロン数の変化  $\Delta Q_{x,z}$  は

$$\Delta Q_{x,z} = \frac{e^2 N}{8\pi^2 E a^2 \epsilon_0 T c} \int_0^C \beta_{x,z}(s) \zeta(s) ds \quad (5)$$

で与えられる。ここで、 $x$  と  $z$  はおのおの水平と鉛直方向を示し、 $\beta_{x,z}$  は両方向のベータトロン関数を示し、積分はリング一周 (周長  $C$ ) にわたって行う。 $\zeta(s)$  はイオン数の電子数に対する割合、いわゆる中和率を示し、 $E$  は電子のエネルギーを示す。収束力は水平・鉛直両方向とも正なので、イオンの捕獲とともに両方向のベータトロン数が増加する。外部磁場によるベータトロン数の変化は一方向で増加であれば、他方向では減少であるのと対照的である。イオンの収束力によるベータトロン数の変化にともない、ビームプロファイル・寿命等のビームの性質が変化する。

## 2.2 イオン捕獲現象の観測

水平・鉛直両方向のベータトロン数をビーム電流の関数として測定し、両者とも電流と共に増加するようであれば、これはイオン捕獲現象が起きているものとみなして良いであろう。同時に、ビームプロファイルや寿命を観測する事も重要である。式 (5) よりイオンの濃度あるいは中和率の平均値を概算することができる。

## 2.3 イオンの除去

イオンの除去のため、ビームの進行方向と垂直な方向の直流電場を用いる方法 (この電場をかけるための電極をクリアリング電極と呼ぶ) や交流電磁場によりビームを揺さぶり、イオンを振り払う方法 (ビームシェーキング) が試みられてきた<sup>3, 4)</sup>。この各々について問題点を見てみよう。

### (1) クリアリング電極法

電子ビームが作る平均の電場は  $r = a$  で最大となりその値  $E_{max}$  は

$$E_{max} = \frac{eN}{2\pi a \epsilon_0 T c} \quad (6)$$

で与えられる。(ビームの横方向の分布がガウシアンの場合は  $E_{max}$  の値は変わってくるが、議論の大筋に大差はない。) クリアリング電極とビームパイプ (あるいは対向電極) の間に電位差を与え、これによるビーム位置での電場が  $E_{max}$  より大きければイオンはビームから引き離されるであろう。クリアリング電極の設計にあたって、次の二つの点に注意すべきである。一つは、ビーム方向に長い電極を用いると、低エネルギー入射のストレージリングにおいては、電極により発生する電場の四重極成分によりビームのチューンに影響を与えることがあることである<sup>5)</sup>。もう一つは、電極に放射光が当たると光電子が発生し、これがクリアリング電場により加速され、ビームパイプ壁あるいは対向電極を叩き、周辺の真空度を悪化させることである。(電場の向きを逆にすれば、ビームパイプ

壁からの光電子が電極を叩くこととなる。) 電極材として、光電子放出率の低い材料を用いるとともに、反射光も含めて放射光が当たりにくい構造とする必要がある。なお、必要な電極の個数については、R.D. Kohauptの議論が参考になるだろう<sup>2)</sup>。

### (2) ビームシェーキング法

イオンが電子ビーム中を式(4)で与えられる角振動数で単振動を行っているものとすれば電子ビームをこの角振動数で振れば、イオン振動の振幅は時間と共に増大し、ビームからイオンが除去できるであろう。しかしながら、電子ビームの横方向の分布は一様でなく、電場による力は式(2)のように線形で表すことはできない<sup>9)</sup>。非線形な復原力の中でイオンは強制振動を行うわけである。線形な復原力の場合とは異なり、この場合は振幅は無限に大きくなるわけではなく、ある値にとどまってしまう、確かにビーム中心部でのイオン濃度は減少するが、完全に除去する事は不可能である。非線形強制振動の場合、励振の周波数を下から上に向かってスイープするか、逆に上からスイープするかによって、振動の振幅の変化は異なった経路を通り、途中で片方の経路から他方へのジャンプする事がある<sup>7,8)</sup>。この事はビームシェーキングを行いながらビームを観測しているときよく経験することである。

### (3) 両法の併用

上で述べたように、シェーキング法ではビームからイオンを完全に引き離すことはできないし、

クリアリング電極とビームパイプ間の電位差を大きくすることは好ましいことではない。クリアリング法にシェーキング法を併用すれば、クリアリング電極の電圧を少なくすることができる。

## 3. カップルドバンチ不安定

個々のバンチの縦方向または横方向の振動は、ビームの外囲器に電磁場を残し後続(自分自身も含む)のバンチの振動を励起することがある。バンチの振動が次々に後続のバンチに影響を与え、最初のバンチの振動を大きくする方向に働くとき、ビームの運動は不安定になる。これを縦方向あるいは横方向カップルドバンチ不安定と呼ぶ。横方向のカップルドバンチ不安定は致命的となることが多いが、縦方向の場合は、シンクロトロン振動は大きな非線形性を持った振動なので、ランダウ減衰により不安定の成長が途中で止まり、不安定現象を起こしたままビームが“安定”に周回し続けることがある。ここでは、主に筆者が経験した縦方向のカップルドバンチ不安定について述べよう。

### 3.1 縦方向カップルドバンチ不安定の観測

縦方向カップルドバンチ不安定が起こったときの、高速強度モニターに現れる信号のスペクトルは図4のようなになる<sup>9)</sup>。ここで $n$ は整数、 $m$ はカップルドバンチモード数である。ここで破線は各々のバンチ内の電子数が等しくないときに現れるス

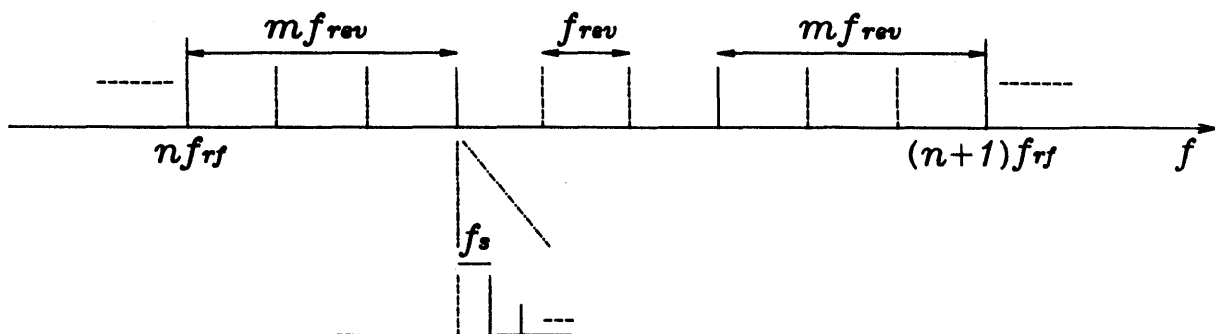


Fig.4 Spectrum for longitudinal coupled bunch instability with a coupled bunch mode  $m$ .

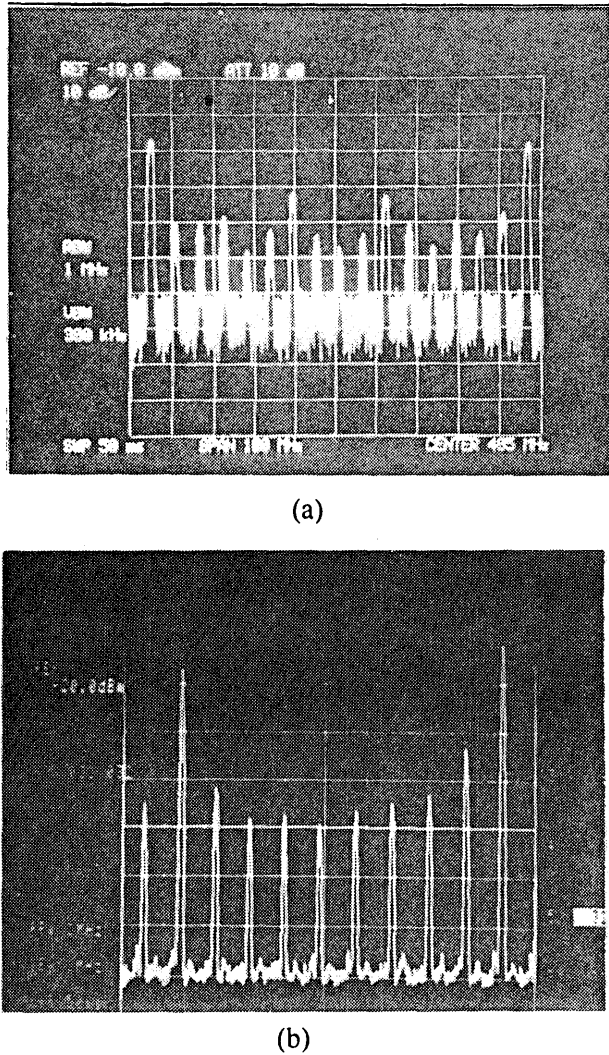


Fig.5 Spectra for longitudinal coupled bunch instability.  
(a): IMS UVSOR and (b): ETL NIJI-2.

ペクトル線である。観測例を図5に示す。a)は分子科学研究所 UVSOR ストレジリング (ハーモニック数16) で観測したものであり、b)は電子技術総合研究所 NIJI-2 (ハーモニック数9) で観測したものである。すべてのカップルドバンチモードが現れていることがわかる。

UVSORで1.3で述べた個別バンチのシンクロトロン振動検出器を用いてカップルドバンチモードを決定しようとしたことがある。このときは、となり合ったバンチのシンクロトロン振動の位相を決定できなかった<sup>10)</sup>。これは図5のスペクトラムからも明らかのように、多くのモードが混在してい

るせいである。

### 3.2 フィードバックによる縦方向カップルドバンチ不安定の抑制

フィードバックによる縦方向カップルドバンチ不安定の抑制のための二つの方法が試みられている。一つはカップルドバンチモード  $m$  を特定し、そのモードの振動を一斉に抑え込もうとするものであり、もう一方は個々のバンチの振動を独立に検知し、そのバンチの振動を減衰させようとするものである<sup>11,12)</sup>。前者は関係するモードが少数の時はよいが、多数になるとモード毎にフィードバック回路の定数が異なるので製作・調整が厄介である。後者は関係するモードが少なくても、バンチの数だけフィードバック回路が必要となるが、回路定数が同一でよいので製作・調整が容易である。

最初に、図6で示されるような縦方向フィードバック系の安定性を見てみよう。系の各々の部分の入力と出力の関係を求めよう。縦方向フィードバックの場合、シンクロトロン振動をしているビームの位相のずれを検出 ( $\Delta\phi$  検出) するか、エネルギーのずれを検出 ( $\Delta E$  検出) するかでフィードバック系を安定化するための補償回路が異なってくるので、両者を別々に考えよう。ビームピックアップは位相のずれ  $\Delta\phi$ 、あるいはエネルギーのずれ  $\Delta E$  に比例した電圧  $v_0$  を発生するものとする。

$$v_0 = K_D \times \begin{cases} \Delta\phi & (\Delta\phi \text{ 検出}) \\ \Delta E/E & (\Delta E \text{ 検出}) \end{cases} \quad (7)$$

フィードバック系に  $v_i$  の入力があったときビームがこの系から一周あたり  $U_F$  のエネルギーを得るものとする、シンクロトロン振動に対する微分方程式は

$$\frac{d}{dt} \frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{ET_0} (\Delta\phi e V_F \cos\phi_s + U_F - 2U_0 \frac{\Delta E}{E}) \quad (8a)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta\phi = -\omega_{RF} \alpha_P \frac{\Delta E}{E} \quad (8b)$$

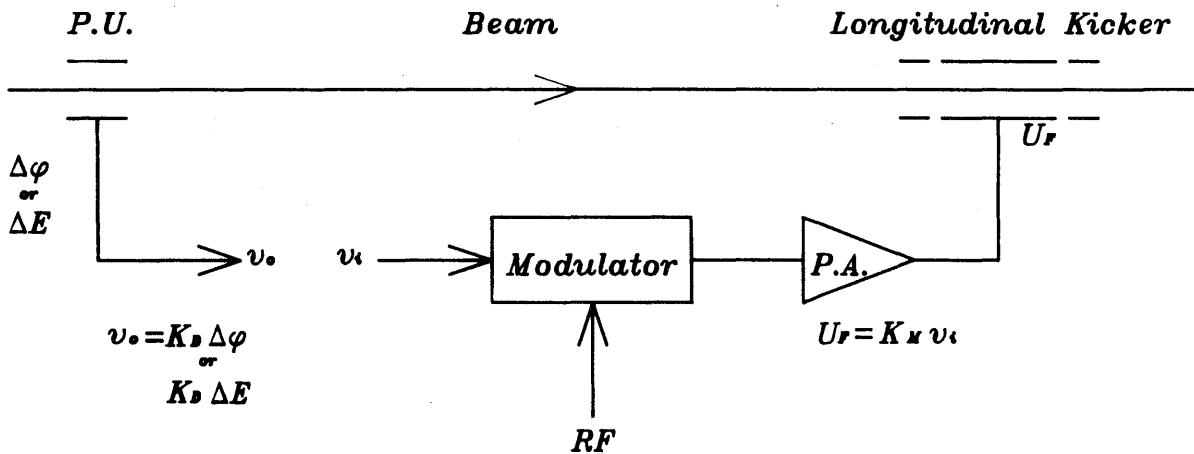


Fig.6 Block diagram of longitudinal feedback system.  
Error of the phase or the energy due to longitudinal instabilities is detected with a PU and corrected by a longitudinal kicker.

で与えられる。ここで  $E$ ,  $T_0$ ,  $U_0$ ,  $\omega_{RF}$ ,  $\alpha_P$ ,  $V_p$ ,  $\phi_s$  は電子エネルギー、リング一周に要する時間、リング一周中のエネルギーロス、加速高周波の角振動数、リングの運動量コンパクションファクター、加速高周波電圧および安定位相を示す。これらの式から系がオープンループとなっているとき、系の入力  $v_i$  とビーム検出器の出力  $v_o$  の関係は、

$$\ddot{v}_o + \frac{2}{T_R} \dot{v}_o + \omega_s^2 v_o = \begin{cases} \omega_s^2 A v_i & (\Delta\phi \text{検出}) \\ -\frac{\omega_s^2 A}{\omega_{RF} \alpha_P} \dot{v}_i & (\Delta E \text{検出}) \end{cases} \quad (9)$$

で与えられる。ここで  $\omega_s = (eV_p \omega_{RF} \alpha_P \cos \phi_s / ET_0)^{1/2}$  はシンクロトロン角振動数、 $A = -K_M K_D / eV_p \cos \phi_s$  であり、 $T_R = ET_0 / U_0$  は放射減衰時間である。式(9)をラプラス変換してオープンループの伝達関数を求めると

$$K(s) = \frac{\omega_s^2 A}{s^2 + 2s/T_R + \omega_s^2} \times \begin{cases} 1 & (\Delta\phi \text{検出}) \\ -s/\omega_{RF} \alpha_P & (\Delta E \text{検出}) \end{cases} \quad (10)$$

が得られる。ループを閉じたときの安定性は特性方程式

$$K(s) + 1 = 0 \quad (11)$$

の全ての解が複素平面内で虚軸の左側に位置するときに得られる<sup>13,14</sup>。(10), (11)から明らかのように、 $\Delta E$  検出の場合は減衰時間を短くできるが、 $\Delta\phi$  検出の場合はシンクロトロン角振動数を変えるのみで減衰率を変化できない。以上の観点からは  $\Delta E$  を検出してのフィードバックが有利であるが、問題はどのように  $\Delta E$  を検出するかである。勿論エネルギー分散関数  $\eta \neq 0$  の場所でビームの位置を検出すればよいが、ベータトロン振動および閉軌道のずれによる分を補正しなければならない。一方  $\Delta\phi$  の検出は、高速強度モニターの出力と加速高周波の位相差を測定すればよいので容易である。ここでは、 $\Delta\phi$  検出法を用い補償回路により安定性を得ることを考えよう。フィードバック回路の途中に微分回路を挿入すれば、特性方程式は  $\Delta E$  検出の場合と同じになり、安定性が得られるが、微分回路は高域でゲインが高くなるという厄介な性質を持っているので採用しにくい。そこで図7のような  $90^\circ$  移相器を用いよう。この回路の伝達関数  $K_c$  は時定数  $\tau = RC$  として

$$K_c = \frac{s - 1/\tau}{s + 1/\tau} \quad (12)$$



で与えられる。ここで時定数  $\tau$  を  $1/\omega_s$  に選べば、特性方程式は

$$f(s) = s^3 + \left(\frac{2}{T_R} + \omega_s\right)s^2 + \left(\frac{2}{T_R}\omega_s + \omega_s^2 - \omega_s^2 A\right)s + \omega_s^3(1-A) = 0 \quad (13)$$

となる。通常  $1/T_R \ll \omega_s$  であるからこの項を無視すると、 $y = f(s)$  は  $s$  の増加と共に単調に増加し、 $y$  切片は  $(1-A)\omega_s^3$  で与えられるので、 $1-A < 0$  のとき (13) は正の実根を持ち、系は不安定となる。それ故、系が安定であるためには  $A < 1$  でなくてはならない。 $A = 0$  のときは、フィードバック無しに対応するのだから、系の減衰を大きくするには

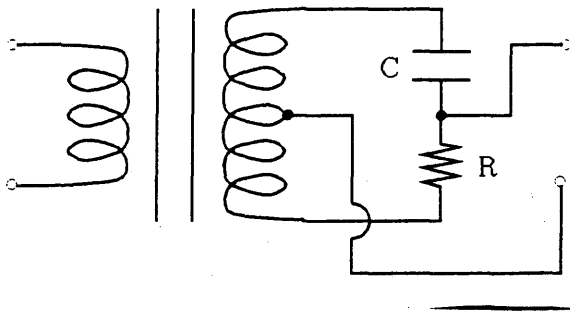


Fig.7 Compensation network for longitudinal feedback system with phase error detection.

$$0 < A < 1 \quad (14)$$

でなければならない。 $A$  をパラメータとして特性方程式の解が複素平面内でどのように動くかを示したのが図8である。 $A$  を適当に選べば  $2/\omega_s$  程度の早い減衰時定数が得られることがわかる。実際の回路では、縦方向キッカーのフィリングタイムや、信号伝送線路内での遅れの影響も考慮しなければならない。

筆者等が分子科学研究所 UVSOR の縦方向カップルドバンチ不安定抑制のテストのために用いたフィードバック系のブロックダイアグラムを図9に示す<sup>10)</sup>。上述の議論から明らかなようにフィードバック系を安定化するには、ループゲインと移相器の中心周波数を調整しなければならない。ビーム電流、加速電圧等の変化に従うフィードバック系パラメータの手動の調整が必要であった。マシンパラメータを読み込み、フィードバック量を自動調整することも可能である。

### 3.3 デカップリング法

個々のバンチのシンクロトロン振動数に広がりを持たせれば、カップルドバンチ不安定は起こり

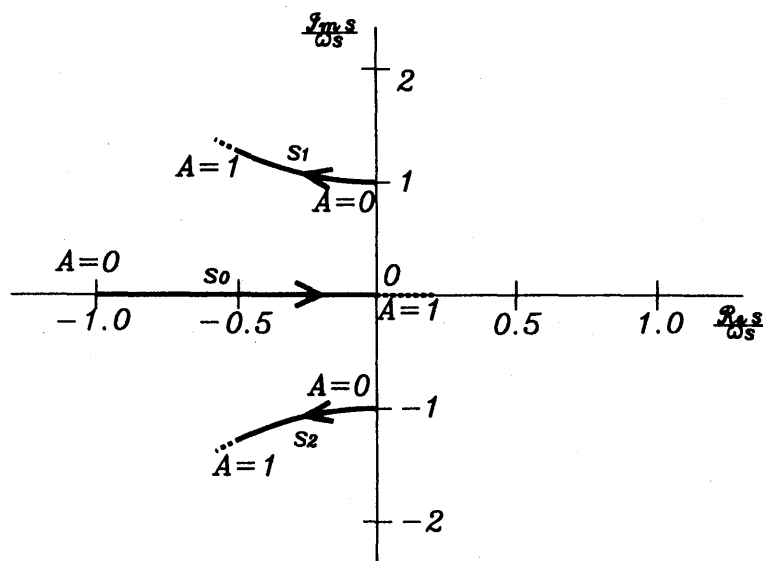


Fig.8 Root locus. Complex roots  $s_1$  and  $s_2$  are stable for positive loop gain,  $A > 0$ . A real root  $s_0$  moves to the right with increase in gain  $A$ . It becomes unstable at  $A = 1$ .

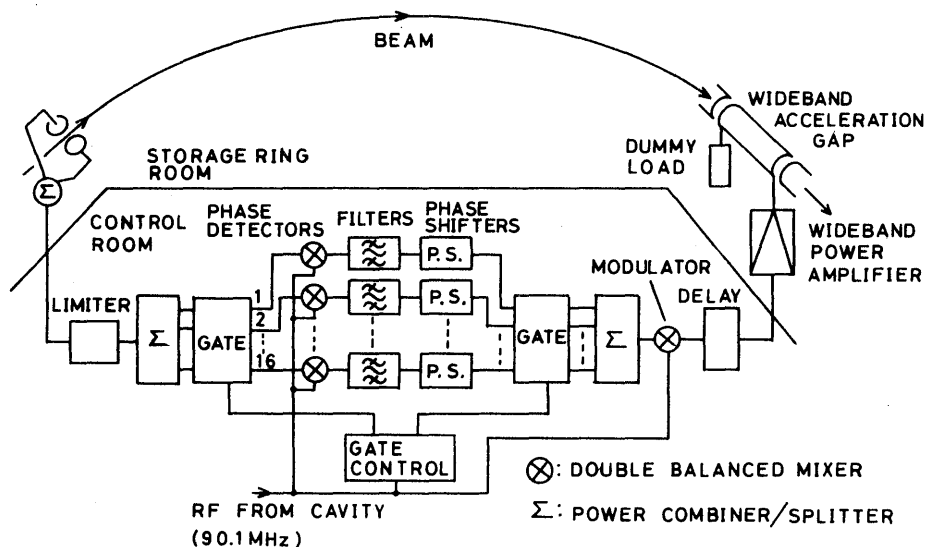


Fig.9 Longitudinal feedback system for UVSOR. Phase error of each bunch is detected and corrected independently. A compenation networks with the transfer function given by equation (12) are used.

にくくなるであろう<sup>15,16,17)</sup>。個々のバンチの、シンクロトロン振動数を変えるには、加速高周波電圧を、バンチの回転周波数と同じ周波数を持つ波形(正弦波とは限らない)で振幅変調してやればよい。ただし、高周波加速空洞のQ値は一般に大きいので、振幅変調したときに現れる、サイドバンドは帯域から外れてしまう。そこで、通常は第二の加速空洞を用い、

$$f = k f_H \pm f_{rev} \tag{15}$$

の周波数で加速を行う。ここで $f_H$ および $f_{rev}$ は加速高周波の周波数とバンチの回転周波数であり、 $k$ は整数である。この、高周波系をサイドバンド系と呼ぼう。(この方法はシンクロトロンチューン(振動数)を分離するので“tune splitting”法とも呼ばれる。)

この方法は、いくつかの加速器で試みられている。筆者等も、分子科学研究所 UVSOR、電子技術総合研究所 NIJ-2 で試みている。この方法は、不安定の成長率が小さく、第二の加速系の必要な加速電圧が小さい内はシャントインピーダンスの

小さな空洞を用いればよいが、大きな電圧が必要なきときはシャントインピーダンスの高い空洞を用いざるを得なくなり、この空洞が誘起するカップルドバンチモード  $m = 1$  の不安定が問題となってくる。ただし、この場合カップルドバンチモードが特定されているのであるから、サイドバンド系の電力増幅器にモードフィードバックを掛けることは容易であると思われる。

#### 4. バンチの時間構造

最近、放射光のパルス性を利用しての時間分解実験が数多く行われるようになってきた。パルス光の時間間隔が長いことが必要な実験のために、ストレージングを単バンチモードで運転をする事も多い。時間分解実験においては、パルス光の時間幅の一定性や周期の安定性が重要となってくる。ビーム電流の増加と共にバンチ長が伸びたり(バンチ伸張: bunch lengthening)、縦方向の不安定によりバンチの周期性が乱れたり(前述のカップルドバンチ不安定など)、単バンチ運転時に所定のバケット内から後続のバケットに電子が漏れだすことが知られている。これらの現象は、バンチ

の時間構造に変化をきたし時間分解実験に悪影響を与える。ここでは、単バンチ運転時の単バンチ純度の悪化現象とバンチ伸張現象について述べよう。

#### 4.1 単バンチ純度の悪化

ストレージングに大電流の単バンチを蓄積しておくとき、時間の経過と共に所定のバケットの後ろのバケット内の電子数が増加する、即ち単バンチ純度が悪化することが観測されている<sup>18, 19, 20)</sup>。高エ

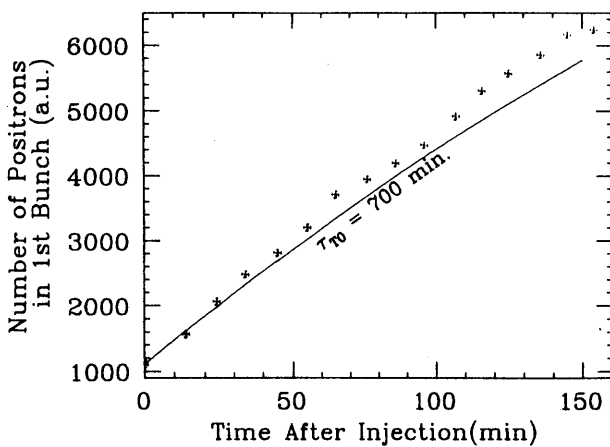


Fig.10 Increase in single bunch impurity. Number of positrons in the bucket follows the aimed bucket increases gradually with time after injection. (KEK PF)

ネルギー物理学研究所放射光実験施設 PF でフォトンカウンティング法を用いて測定した例を図10に示す。この現象は以下のメカニズムによるものである。所定のバケット内の電子がトウシェク効果で運動量を得てバケット外に飛び出す。放射減衰のある電子ストレージングの場合、バケットには開口部があり、その開口部にマッチした運動量を得た電子はバケット内に捕獲される(図11)<sup>18)</sup>。所定の運動量を得てバケット外にでた電子を速やかに除去すればこの現象を抑えることができる。エネルギー分散関数  $\eta$  が大きいところに、ビームスクレーパーを挿入し、設計運動量より大きい運動量の電子を除去すれば良い。この方法を UVSOR で試みた結果を図12に示す<sup>21)</sup>。確かに、所定のバケットに続くバケット内の電子数は増加していない。このように単バンチ純度の悪化を防ぐことはできるが、スクレーパーはストレージングの真空路の物理的なアパーチャーを制限するので、入射が困難になったり、ビームの寿命に悪影響を与えたりする可能性がある。

#### 4.2 バンチ伸張

電子ストレージングにおいては、バンチ長がビーム電流の増加と共に増大していくことが古く

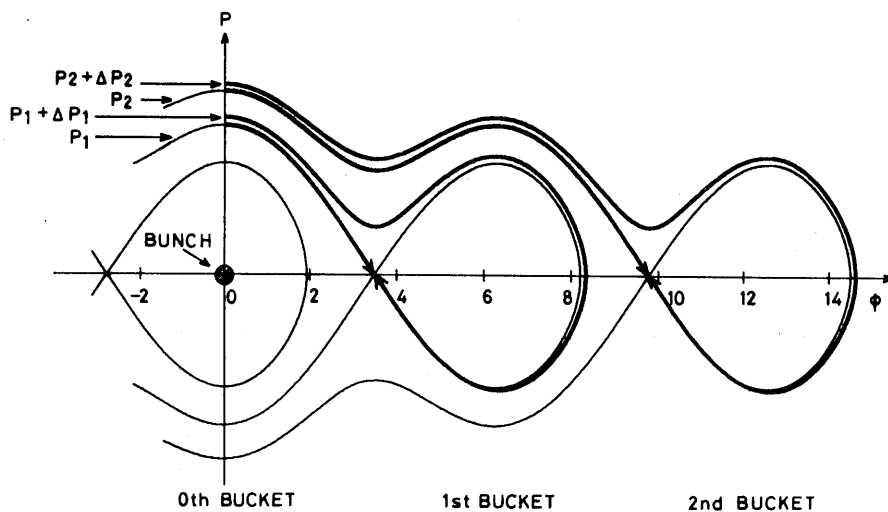


Fig.11 Mechanism of impurity increase. An electron scattered with momentum gain between  $P_i$  and  $P_i + \Delta P_i$  is captured in the  $i$ -th bucket.

から知られている。この現象はビームパイプとビームの相互作用によるものであることは明らかであり、恰好な理論的研究の対象とされてきている。ビーム電流が小さいときは、ポテンシャル井戸の変形によるバンチ伸張 (potential well distortion

bunch lengthening) が起こる。即ち、ビームパイプのインピーダンスが誘導的な場合、ビーム電流のイメージとしてビームパイプの内壁を流れる電流により発生する電場による加速電圧の時間微分の減少と共に、バンチ長が長くなる。ビーム電流がしきい値

$$I_{TH} = \frac{2\sqrt{\pi} k_b \nu_{so} E}{\alpha_p e |Z|/n} \left(\frac{\sigma_{so}}{R}\right)^3 \quad (16)$$

を越えると、“turbulent bunch lengthening”によりバンチ伸張が急速となる<sup>22)</sup>。ここで $k_b$ はバンチ数、 $\nu_{so}$ と $\sigma_{so}$ はそれぞれ、ビーム電流が零のときのシンクロトン波数とバンチの自然長であり、ビームパイプの縦方向カップリングインピーダンス $|Z|/n$ の周波数依存性は無いものとしている。ビーム電流が $I_{TH}$ 以下の時はビームの運動量の拡がりの増加は起こらないが、 $I_{TH}$ を越えるとバンチ伸張と共に運動量拡がりが増大する。

UVSORおよびPFでフォトンカウンティング法で測定した結果を図13に示す<sup>19, 20, 23)</sup>。いずれの場合

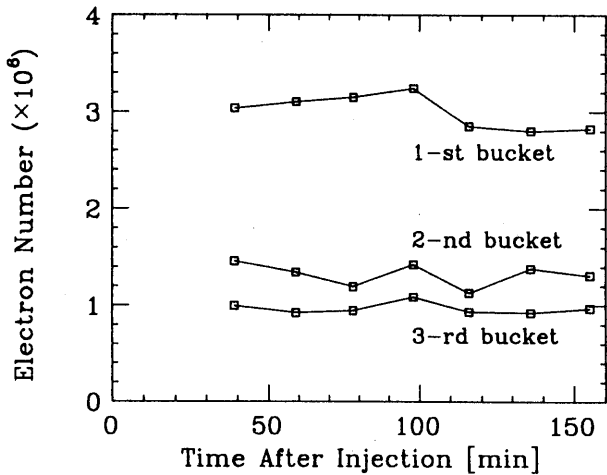
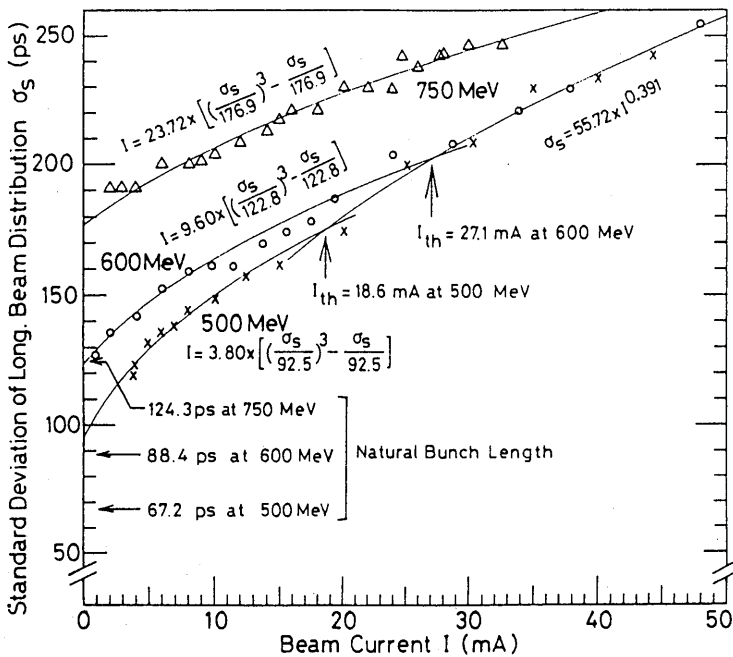
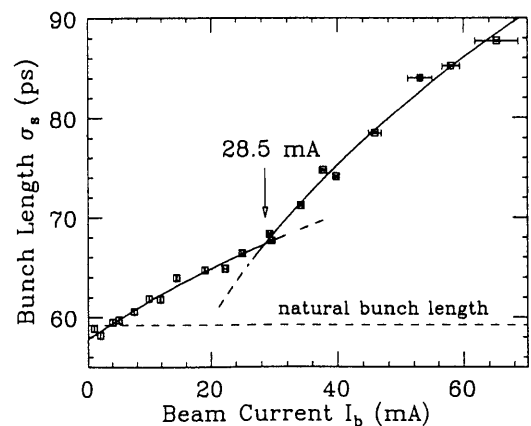


Fig.12 Suppression of impurity increase with scraper. Increase in electron number in undesirable buckets is suppressed with a scraper at non-zero energy dispersion function. (IMS UVSOR)



(a)



(b)

Fig.13 Bunch lengthening. (a): IMS UVSOR and (b): KEK PF.

も  $I_{Th}$  が存在していることが明確にわかるであろう。バンチ伸張の様子や、 $I_{Th}$  の値からビームパイプの縦方向カップリングインピーダンス  $|Z|/n$  を見積もることができる。UVSOR で約  $4 \Omega$ 、PF で約  $2 \Omega$  の値が得られている。ビームパイプの縦方向のカップリングインピーダンスをできる限り小さく設計する以外に、この現象を防ぐ方法は無いものと思われる<sup>23)</sup>。

## 5. 謝辞

加速器内のビームの振る舞いの実験的研究には多くの人々の協力が必要です。ここに記した、測定や観測もその例に漏れません。分子科学研究所 UVSOR での研究に対する同研究所渡辺誠博士、前同研究所助手の米原博人博士、その他の技官諸氏の助力に感謝します。高エネルギー物理学研究所放射光実験施設主幹の小早川久博士は同施設での実験の機会を与えて下さり、桂共太郎博士、小林正典博士、三橋利行博士をはじめ多くの研究者が惜しみない助力を与えて下さいました。電子技術総合研究所の NIJ-2 での研究を快くお許し下さった前同研究所量子放射部長富増多喜夫博士、山崎鉄夫博士、杉山卓博士、および研究に多大な援助を頂いた住友電気工業(株)の高田博史博士とそのグループの諸氏に感謝をいたします。最後に、広島大学理学部の飛山真理氏および多くの学生・大学院生諸氏が実験に参加していることを述べておきます。

## 註および文献

この理論では、イオンの運動が電子ビームの運動へ影響を与えることを考慮していない。神谷等はこの

問題を扱っている。

- Y. Kamiya, M. Izawa, T. Katsura, M. Kihara, H. Kobayakawa and S. Shibata: Proc. 5th Symp. Accelerator Science & Technology, 1984, 292.
- 3) G.V. Egan-Krieger, D. Einfeld, H.-G. Hoberg, W. -D. Klotz, H. Lehr, R. Maier, M. Martin, G. Mülhaupt, R. Richter, L. Shultz and E. Wehreter: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30** (1983) 3094.
- 4) T. Kasuga, H. Yonehara, T. Kinoshita and M. Hasumoto : Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) 1212.
- 5) Yao Zhiyuan 私信 1991年3月.
- 6) T. Kasuga: Jpn. J. Appl. Phys. **25** (1986) 1711.
- 7) Bogoliubov and Mitropolsky: Asymptotic Methods in the Non-Linear Oscillations (Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1961).
- 8) 戸田盛和: 振動論 (培風館, 東京, 1968)
- 9) R.F. Stiening and J.E. Griffin: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-22** (1975) 1859.
- 10) T. Kasuga, M. Hasumoto, T. Kinoshita and H. Yonehara: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) 100.
- 11) J.N. Galayda: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30** (1983) 3109.
- 12) P. Bramham, S. Hansen, A. Hofmann, K. Hubner and E. Peschardt: Proc. IX-th Int. Conf. on High Energy Accelerators, 1974, 359.
- 13) Di Stefano, Stubberud and Williams: Feedback and Control Systems (McGraw-Hill Book Company, New York, 1967)
- 14) 長谷川健介: 制御理論入門 (昭晃堂, 東京, 1974) 113.
- 15) D. Boussard and J. Gareyte: Proc. IIX-th Int. Conf. on High Energy Accelerators, 1971, 317.
- 16) T. Kasuga, H. Yonehara, M. Hasumoto and T. Kinoshita: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988), 1976.
- 17) M. Moriguchi, K. Emura, Y. Tsutsui, H. Takada and T. Yamazaki: Proc. 8th Symp. on Accelerator Science & Technology, 1991, 335.
- 18) T. Kasuga, H. Yonehara, M. Hasumoto and T. Kinoshita: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) 541.
- 19) T.Obina, T.Takeo, M.Tobiyama, T.Kasuga and T.Katsura: Proc. 8th Symp. on Accelerator Science & Technology, 1991, 298.
- 20) M.Tobiyama, T.Kasuga, T.Obina, T.Takeo and T.Katsura: Conference Record of 1991 IEEE Particle Accel-

erator Conference, 1991, 1338.

- 21) M. Tobiyama, T. Kasuga, H. Yonehara, M. Hasumoto, T. Kinoshita, O. Matsudo, E. Nakamura, K. Sakai and J. Yamazaki: Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 210.
- 22) A. Hofmann: Proc. Erice School, CERN 77-13 (1977) 139.
- 23) H. Yonehara, T. Kasuga, M. Hasumoto and T. Kino-

shita: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) 2160.

- 24) この現象をコントロールしようとする考えはあるようである。
- A.V. Burov: Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk) Report 89-12. A.V. Burov and A.A. Zholents: Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk) Report 89-22.

## きいワード

### イオン捕獲現象 (Ion Trapping Effect)

電子ストレージリングを周回している電子は、ビームパイプ中に残留するガス分子と衝突し、これを正イオン化する。電子ビームに引き寄せられビーム近傍に分布した正イオンは散乱中心となったり、ビームに対して収束力として働き水平・鉛直両方向のベータートロン数を増加させ、ストレージリングの設計動作点を変える。また、イオンの収束力の非線形性により、ベータートロン数に広がりを持たせることもある。この現象は、電子の代わりに陽電子を用いれば起こらない。

### ビーム不安定 (Beam Instability)

ビームパイプ中を周回するビームにより周りに発生した電磁場はビーム自身に何らかの影響を与える。ビームの進行方向(縦方向と呼ぶ)あるいは進行方向と垂直な方向(横方向と呼ぶ)の運動により生じる電磁場がその運動を助長するよう働くとき、運動の振幅は指数関数的に増大しビームロスに至る。不安定現象は、運動の振動数(縦方向の場合はシンクロトロン振動数、横方向の場合はベータートロン振動数)に広がりをもたせるランダウ減衰法によるか、運動を検出しそれを抑える方向に電磁場を与えるフィードバック法により抑制することができる。

解説

## X線縮小投影露光技術

木下 博雄

NTT LSI研究所

## X-ray Projection Lithography Using Multilayer Mirrors

Hiroo Kinoshita

NTT LSI Laboratories

A feasibility study on soft x-ray reduction lithography using multilayer mirrors has been performed. An exposure wavelength range of 70 to 110 Å is proposed as most suitable with current technology. With the aim of providing multilayers with very sharp interfaces and high reflectivity, we attempted to improve the multilayer fabrication process, with one results being the fabrication of an amorphous Mo/Si multilayer, by controlling substrate temperature. A new telecentric optics consisting of two-aspherical mirrors has been proposed. The experimentals were performed on the SR beam line BL-1 of the KEK-PF storage ring. Demagnifying exposure patterns of less than 0.15 μm have been obtained using multilayer reflecting mask.

## 1. まえがき

X線縮小投影露光の研究<sup>1-6)</sup>は近年急速に進展してきており、最近では0.1 μm技術として位置づけられてきている。その背景には高い反射率をもつ多層膜製造技術の進歩がある。130Åの波長でのMo/Si多層膜の場合には50%以上の反射率が直入射でも容易に得られるようになり、複数のミラーからなる光学系でも十分実用になるものが作られるようになってきている。

筆者らは多層膜を形成した反射縮小光学系による軟X線領域での縮小露光方式を提案してきた。

この方式による特長としては、

- 1) 軟X線による縮小露光のため、0.05 μm程の微細パターン形成も可能。
  - 2) 反射形マスクが使える、歪の無い高精度なパターン形成が可能。また、反射形のため冷却機構が付加でき、熱歪を避けることが可能。
  - 3) 多層膜を用いるため、波長領域が50Å以上となるが、この領域では2次電子の飛程が十分小さく、高精度なパターン形成が可能、また、レジスト感度が向上する。
- などがあげられる。

ここでは、X線縮小投影露光の研究の現状と今後の課題について述べる。