

1. はじめに

ストレージリングではビームの通り路は真空チェンバーで覆われ、超高真空に保たれているが、それでも大強度のビームを蓄積していると、ビームと残留ガスが衝突してかなりの量のイオンが造られる。蓄積ビームが電子や反陽子のように負の電荷を持つ場合、造られたイオンは蓄積ビームの作るポテンシャルに捕獲されることがある。この現象はイオントラッピング (ion trapping) と呼ばれている。陽子蓄積リングの場合には、イオン化の際に分子から放出された電子がビームに捕獲される事が知られており、また電子・陽電子衝突型リングや陽子・反陽子衝突型リングでもイオントラッピングが起こることがある。

ビームの軌道上にイオンが多く蓄積されると、これはビームの運動に様々な影響を及ぼす。例えばイオンの作る電場によってベータatron振動数にずれや巾 (tune shift, tune spread) が現われたり、ビームがイオンと衝突するためにビームの寿命 (beam lifetime) が短くなったりする。さらには、イオンとビームの系が力学的に不安定になる two beam instability が起こってビーム断面がパルス的に増大したり、ビーム損失を引き起こしたりすることもある。

本稿はこのようなイオントラッピング現象の概要をつかみ、この現象が問題になった時に役立てていただく為に書かれたものである。まず、第2章では残留ガスのイオン化、イオンのビームによる捕獲、および捕獲されたイオンの運動について述べる。第3章では、捕獲・蓄積されたイオンがビームに及ぼす効果について述べ、第4章では筆者の所属するKEK Photon Factory (PF) ストレージリングにおけるイオントラッピング現象を紹介する。最後に第5章では、イオントラッピングによる問題を解決する試みをいくつか解説する。

ここで念頭に置いたリングは主に電子ストレージリングである。実際的な感じを掴んでいただく為に多くの具体例について計算を行なったが (圧力の Torr を除いて単位は全て SI 単位系を用いた)、machine parameter が必要な時はすべて PF リングの値を用いた。この PF リングの主要なパラメータは Appendix 1 に与えた。衝突型リングや陽子リングを中心としたイオントラッピングの解説については、参考文献の 1) や 2) を参照していただきたい。

イオントラッピングによる問題は多くのストレージリングで現われているにもかかわらず、その詳細はまだ十分に解明されているわけではない。したがって本稿の内容も多くの不正確な記述を含む恐れがあることをお断りしておく。

2. イオントラッピングの過程

2.1 残留ガスのイオン化

ストレージリングではビームの通り路は超高真空にされるが、真空チャンバーの中には $10^{-8} \sim 10^{-10}$ Torr程度の残留ガスが存在する。リングに蓄積されているビームはある確率でこれらのガス分子をイオン化する。リングを回っている1個の粒子が1個のイオンを造るのに要する時間は ionization time と呼ばれ³⁾,

$$\tau_i = \frac{1}{d_m \sigma_m \beta c} \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで d_m は分子の密度 (m^{-3}), σ_m は分子 m のイオン化断面積 (m^2), βc は蓄積粒子の速度 (m/s) である。一般に σ_m は分子の種類と衝突する粒子の速度にのみ依存し、次式で与えられる⁴⁾。

$$\sigma_m = 4\pi \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 (M^2 \cdot x_1 + C \cdot x_2) \quad (2.2)$$

$$x_1 = \beta^{-2} \ln \left\{ \beta^2 / (1 - \beta^2) \right\} - 1 \quad (2.3)$$

$$x_2 = \beta^{-2} \quad (2.4)$$

$$4\pi \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 = 1.874 \times 10^{-24} (m^2) \quad (2.5)$$

$$\beta = v/c \quad (2.6)$$

ここで、 M^2 および C は分子を特徴づける定数である。主要なガスに対するこれらの値を表 2.1 に示す。また図 2.1 は、 H_2 と CO 分子に対するイオン化断面積を、ビームの Lorentz 因子 (E/mc^2) に対して計算したものである。27°C における分圧 P_m (Torr) から分子密度 d_m (m^{-3}) を計算するには、次式が便利である。

$$d_m = 3.22 \times 10^{22} \cdot P_m \quad (2.7)$$

表 2.1 イオン化断面積を計算する際の定数⁴⁾

Molecule	H_2	CH_4	H_2O	CO	Ar	CO_2
M^2	0.5	4.2	3.2	3.7	3.7	5.8
C	8.1	41.9	32.3	35.1	38.1	55.9

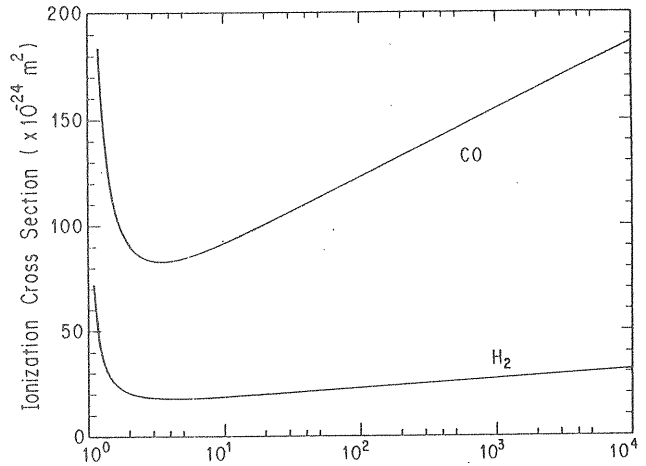


図 2.1 ビームの Lorentz 因子に対するイオン化断面積

PF リングの場合には、蓄積電流値を 150 mA とすると、リングの真空度は $P \sim 1.8 \times 10^{-9}$ (Torr) であり、この時典型的な残留ガスの成分は表 2.2 からわかる通り H_2 と CO が大部分である。これらに対する ionization time は、式 (2.1) ~ (2.7) および

$$\tau = 1 / \sqrt{1 - \beta^2} = E / m_e c^2 \quad (2.8)$$

$$= 2.5 \times 10^3 / 0.511 = 4892 \text{ (PF リング)}$$

より $\tau_{H_2} \sim 3.8 \text{ sec}$, $\tau_{CO} \sim 0.7 \text{ sec}$ となる。従って CO は H_2 より約 5 倍ほどイオンが造られ易く、イオントラッピング現象で最も問題になる。

2.2 バンチしていないビームにおけるイオンの捕獲

ビームの通り路に沿って造られたイオンは、ビームの作る電磁場から力を受けて運動する。まず、偏向電

表 2.2 PF リングにおける残留ガスの成分。イオン化断面積は 2.5 GeV の電子に対する値である。

Molecule	H_2	CH_4	H_2O	CO
A	2	16	18	28
Partial pressure (%)	50	3	3	44
Ionization cross-section ($\times 10^{-22} m^2$)	0.30	2.04	1.58	1.77

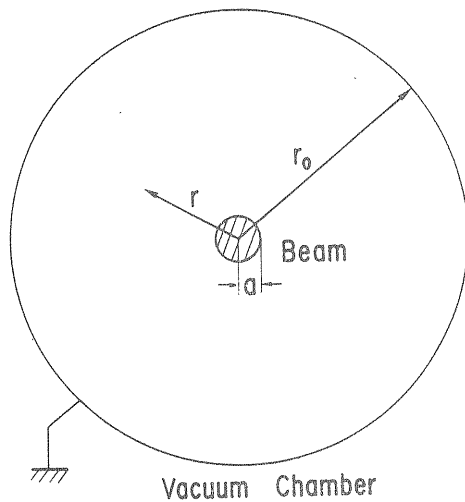


図 2.2

磁石等のない場所におけるイオンの運動を考えることにする。イオンの速さを v_i とすれば、イオンがビームの作る磁場から受ける力は、電場から受ける力に対して $\beta_i = v_i/c$ の程度だけ小さい。イオンの速度は光速より十分小さいので、イオンの運動を考える場合、電場から受ける力だけを考えれば良い。

高周波加速を用いた加速器の中ではビームは bunch しているが、ここではまず bunch していないビーム (coasting beam) を考える事にし¹⁾、ビームはリング一周で一様であるとする。このときビームの作る電場は静電場となる。ビームと真空チャンバーを図 2.2 のようにそれぞれ半径 a , r_0 の同軸円筒形とし、粒子はビームの断面にも一様に分布しているとすれば、電場はビーム中心方向を向き、

$$E_r = \begin{cases} -\frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{r}{a^2} & : r \leq a \\ -\frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} & : r \geq a \end{cases} \quad (2.9)$$

の大きさとなる。ここで λ は単位長さ当たりのビーム粒子数 (m^{-1}) であり、粒子の電荷は $-e$ とした。ストレージリングでは、 λ は蓄積電流値 I (A) と

$$\lambda = I/e\beta c \quad (2.11)$$

の関係にある。

真空チャンバーの電位を 0 とすれば、中心から r だけ離れた位置での静電ポテンシャルは

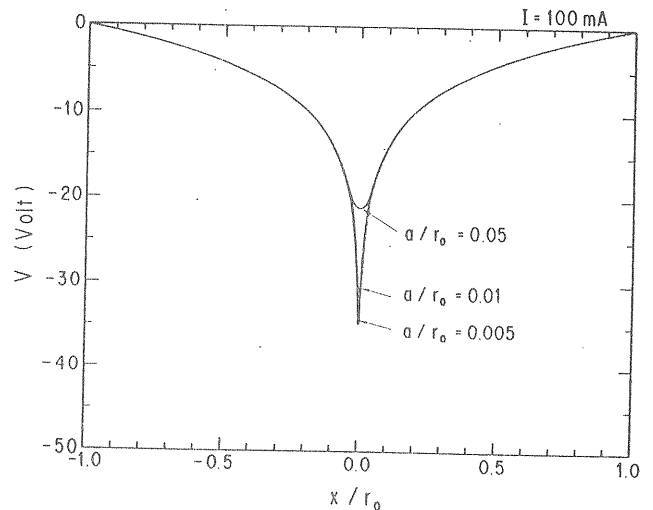


図 2.3 ビームの作る静電ポテンシャル

$$V = -\int_{r_0}^r E_r dr$$

$$= \begin{cases} \frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{r^2}{2a^2} - \frac{1}{2} + \ln \frac{a}{r_0} \right) & : r \leq a \\ \frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{r_0} & : r \geq a \end{cases} \quad (2.12)$$

$$= \begin{cases} \frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{r^2}{2a^2} - \frac{1}{2} + \ln \frac{a}{r_0} \right) & : r \leq a \\ \frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{r_0} & : r \geq a \end{cases} \quad (2.13)$$

となる。図 2.3 は $I=0.1$ A に対するビームポテンシャルの計算例である。

このようなポテンシャルの中で生成したイオンは、ポテンシャルを乗り越えられるだけの運動エネルギーを持たない限り、ポテンシャルの井戸に捕獲される。イオン化の際にイオンがビームから貰うエネルギーはせいぜい thermal energy ($\sim kT$) 程度であるので、ほとんどのイオンはトラップされる。軌道上へのイオンの蓄積が進むと電荷の中性化 (neutralization) によってポテンシャルの井戸は浅くなり、イオントラッピングは抑制される。そして、ビームの電荷が完全に中性化されると、もはやイオンは蓄積されなくなる。ビームの中性化を表わす量は neutralization factor と呼ばれる。

$$\delta = N_i/N \quad (2.14)$$

や

$$\eta = d_i/d \quad (2.15)$$

で定義される。ここで、 N_i , N はそれぞれイオンと蓄積粒子の数であり、 d_i , d はビーム中心におけるそれらの密度を表わす。イオンが1価であれば、 δ および η の最大値は1である。

一方、proton storage ring の場合には、イオン化の際に放出された電子がトラップされる可能性がある。このとき、イオンはビームポテンシャルによって数〜数百 eV に加速されて真空チャンバーの内面をたたき、脱ガスの原因となる。Proton storage ring ではこの過程が脱ガスの主要なメカニズムと言われている。また時には、イオン衝撃がまねいた脱ガスによって圧力が増大し、これが造られるイオン数の増大を招いてさらに脱ガスが増えるという過程が、なだれ的に起こる事がある。これは pressure bump と呼ばれている^{1), 5)}。

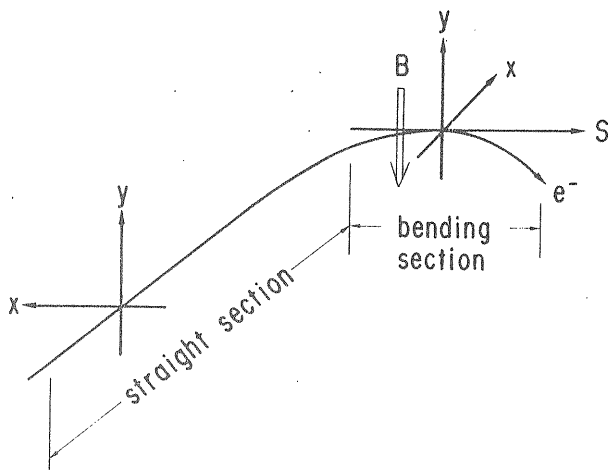


図 2.4

2.3 Bunched beam におけるイオンの捕獲

電子ストレージリングにおいて電子は RF 加速の安定領域 (RF bucket) に入って運動しており、空間的には bunch という塊になってリングを回っている。リングにおける RF bucket の数は harmonic number と呼ばれ、 h と書かれる。これは RF 加速の周波数 f_{RF} と粒子の回転周波数 f_r とによって

$$h = f_{RF} / f_r \quad (2.16)$$

で表わされる。我々はビーム入射のタイミングを調整する事により、任意の RF bucket に電子をつめる事が出来る。例えば、PF リングの harmonic number は 312 で、通常はマルチバンチモードで運転しているが、1 個、2 個あるいは 4 個の bunch のみの運転も可能である。

bunched beam によって残留ガスがイオン化されると、イオンは bunch の通過する間だけ引力を感じ、bunch と bunch の間では自由にドリフトする。イオンの座標をビームの中心軌道を基準として図 2.4 の様にとれば、 y 方向の運動は偏向部と直線部とで同じである。(ここで 4 極、6 極等の磁場の効果は無視した)。 $\dot{y} = dy/dt$ をイオンの速度 (m/s) とし、bunch 通過による収束力を thin lens 近似を使って計算すれば、bunch 通過の前後の y , \dot{y} は、

$$\begin{pmatrix} y \\ \dot{y} \end{pmatrix}_1 = M_B \begin{pmatrix} y \\ \dot{y} \end{pmatrix}_0 \quad (2.17)$$

$$M_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -a & 1 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

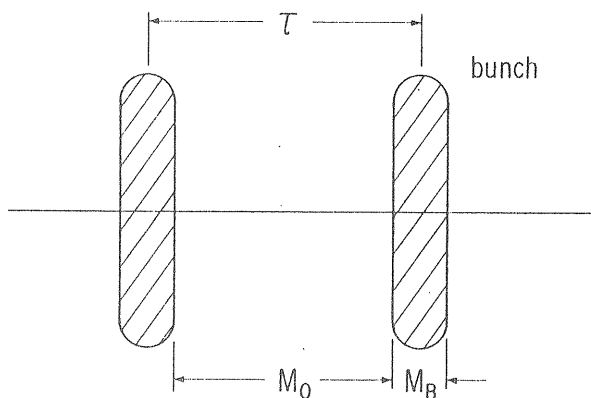


図 2.5 イオンの運動を記述するマトリックス

で記述される³⁾。ここでビームは x , y 方向に Gauss 分布をしているとし、力の計算には線型近似を用いている (x , y が小さい時だけ正しい)。 a (s^{-1}) は kick parameter と呼ばれ、

$$a = \frac{N}{n} \frac{2r_p c}{\beta \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)} \frac{1}{A} \quad (2.19)$$

で与えられる。ここで各記号は、

N/n : バンチ当りの粒子数 ($= I / enf_r$)

r_p : 古典陽子半径 ($= e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_p c^2$)

σ_x, σ_y : ビームの巾と高さ (m)

A : イオンの質量数 ($= m_{ion} / m_p$)

βc : 蓄積ビームの速度 (m/s)

を表わす。

バンチが通過してから次のバンチが来るまでの時間を τ とすると、イオンはこの間自由にドリフトする。この運動は、次のマトリックスで記述される。

$$M_0 = \begin{pmatrix} 1 & \tau \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

バンチとバンチの間隔が全て等しく、また全てのバンチに同数の粒子が入っているとすると、

$$\tau = 2\pi R / n\beta c \quad (2.21)$$

R: リングの平均半径 (m)

が成り立ち、m 回のバンチ通過はマトリックス

$$M = (M_0 M_B)^m \quad (2.22)$$

で記述される。この時、任意の初期条件を持つイオンの運動が安定である(即ちビームにトラップされる)ためには、

$$-2 \leq \text{Tr}(M_0 M_B) \leq 2 \quad (2.23)$$

が必要である。この条件より、イオンの安定条件

$$A \geq A_c \quad (2.24)$$

が得られる。ここで

$$A_c = \frac{N}{n} \frac{r_p}{n} \frac{\pi R}{\beta^2 \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)} \quad (2.25)$$

は critical mass と呼ばれている。

bunched beam においては critical mass より小さな mass number を持つイオンは不安定で、トラップされない。A_c は n⁻² に比例するため、特に少数バンチの運転モードでイオントラッピングの抑制に効いてくる。

この critical mass の存在は、Frascati (イタリア) の 1.5 GeV e⁺e⁻ ストージング ADONE における tune shift を用いた実験で、一応確認されている⁶⁾。

図 2.6 は、PF リングのパラメータ、R=29.77m、σ_x≈2.6mm、σ_y≈0.16mm (ただしビームサイズは場所に依存するので、これは代表値である) を用いて計算した critical mass である。n=312 のマルチバンチ・モードでは I=500mA に対しても A_c≈6.5×10⁻³ となり、どんな mass のイオンでもトラップされ得る。これに対し、シングルバンチ・モードでは、例えば I=40mA の時 A_c≈50 であり、H₂⁺、CO⁺ 等のほとんどのイオンはトラップされない筈である。(ただし、A_c

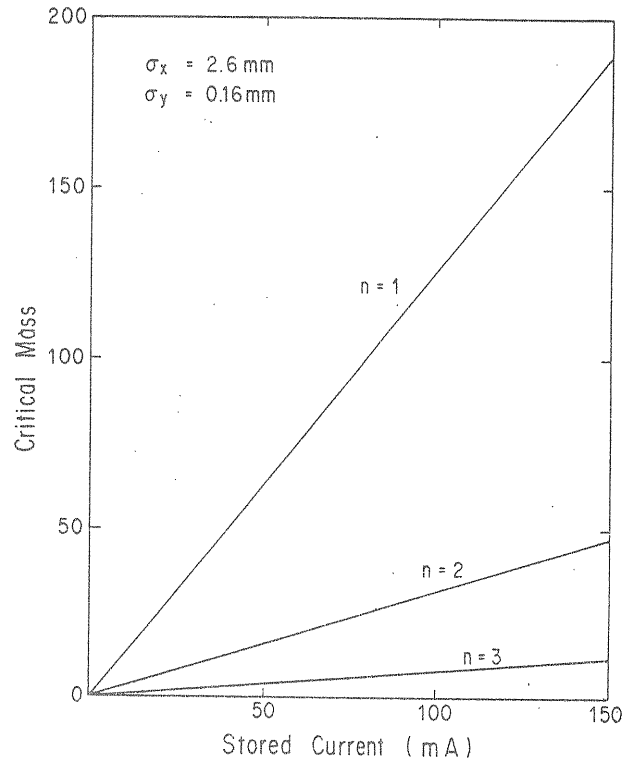


図 2.6 PF リングにおける critical mass

の計算値が factor まで良く合うかは疑問である)。

イオンの mass が A_c より小さい時に運動が不安定になるのは、次のように考えると理解できる。まず、1 回の bunch 通過によってイオンは -a·y だけの速度を得る。この速度によってイオンは、次の bunch の通過までに -ayτ だけの距離をドリフトする。イオンの mass があまり小さいと a が大きくなり、ドリフトの間にビームの外に出てしまうから、トラップされる為には、

$$ay\tau < \sigma_y \quad (2.26)$$

が必要である。y はせいぜい σ_y 程度の大きさであるので、

$$a \cdot \tau < 1 \quad (2.27)$$

この条件から (2.25) のオーダーの critical mass が得られる。

2.4 捕獲イオンの運動

前節では bunched beam machine における critical mass の存在を導いた。イオンの mass がこの critical

mass よりずっと大きい時には、イオンの運動は微分方程式

$$\ddot{y} = -\omega_{i,y}^2 \cdot y \quad (A \gg A_c) \quad (2.28)$$

で近似する事ができる。ここに

$$\omega_{i,y}^2 = \frac{a}{\tau} = \frac{2\lambda r_p c^2}{A} \frac{1}{\sigma_y(\sigma_x + \sigma_y)} \quad (2.29)$$

である。これは、イオンが充分重いと、bunch と bunch の通過の間に僅かしか動かず、多くの bunch の通過を平均して感ずる為である。このように、充分重いイオンの微小な運動は、調和振動となる。

さらに $A \gg A_c$ の場合について、イオンの x 方向、および s 方向の運動を考えてみよう。座標系は図 2.4 のようにとる。まず、磁場の無い所では、x 方向の運動も次式の調和振動となる。

$$\ddot{x} = -\omega_{i,x}^2 \cdot x \quad (2.30)$$

ここで

$$\omega_{i,x}^2 = \frac{2\lambda r_p c^2}{A} \frac{1}{\sigma_x(\sigma_x + \sigma_y)} \quad (2.31)$$

である。

次に偏向電磁石の中では、イオンは一樣な磁場 B (Tesla) とビームの作る電場の両方から力を受ける。このときの運動方程式は、

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{e}{m_{ion}} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

より、

$$\begin{pmatrix} \ddot{s} \\ \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\omega_{i,x}^2 \cdot x \\ -\omega_{i,y}^2 \cdot y \end{pmatrix} + \frac{eB}{m_{ion}} \begin{pmatrix} -\dot{x} \\ \dot{s} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

となる。サイクロトロン角振動数

$$\omega_c = \frac{eB}{m_{ion}} = \frac{eB}{Am_p} \quad (2.33)$$

を用いれば、x, s 方向の運動方程式は

$$\begin{cases} \dot{s} = -\omega_c \cdot x \\ \ddot{x} = -\omega_{i,x}^2 \cdot x + \omega_c \cdot \dot{s} \end{cases} \quad (2.34)$$

$$\ddot{x} = -\omega_{i,x}^2 \cdot x + \omega_c \cdot \dot{s} \quad (2.35)$$

と書ける。磁場の影響で x, s 方向の運動は結合している。これらを解くには、まず (2.34) を積分して

$$\dot{s} = -\omega_c \cdot x + C_1 \quad (2.36)$$

これを (2.35) に代入して

$$\ddot{x} + (\omega_{i,x}^2 + \omega_c^2)x - C_1 \cdot \omega_c = 0 \quad (2.37)$$

この方程式の一般解は

$$x = C_1 \cdot \omega_c / \omega^2 + C_2 \sin \omega t + C_3 \cos \omega t \quad (2.38)$$

となる。ただし

$$\omega^2 = \omega_{i,x}^2 + \omega_c^2 \quad (2.39)$$

である。(2.38) を (2.36) に代入して積分すれば

$$s = C_1 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) t + \frac{C_2 \cdot \omega_c}{\omega} \cos \omega t - \frac{C_3 \cdot \omega_c}{\omega} \sin \omega t + C_4 \quad (2.40)$$

を得る。ここで積分定数 $C_1 \sim C_4$ を初期条件で表わすと

$$\begin{cases} C_1 = \omega_c \cdot x(0) + \dot{s}(0) \\ C_2 = \dot{x}(0) / \omega \\ C_3 = \frac{\omega_{i,x}^2}{\omega^2} \cdot x(0) - \frac{\omega_c}{\omega^2} \cdot \dot{s}(0) \\ C_4 = s(0) - \frac{\omega_c}{\omega^2} \cdot \dot{x}(0) \end{cases} \quad (2.41)$$

となる。十分長い時間の平均をとれば

$$\langle \sin \omega t \rangle = \langle \cos \omega t \rangle = 0 \quad (2.42)$$

であるから、

$$\langle \dot{s} \rangle = \frac{\omega_{i,x}^2}{\omega^2} \left\{ \omega_c \cdot x(0) + \dot{s}(0) \right\} \quad (2.43)$$

を得る。この式より、イオンは平均として s 方向に (2.43) の速度でドリフトする事がわかる。図 2.7 にはこのドリフト運動の例を示した。

さらにイオンの運動には、ポテンシャルのより深い

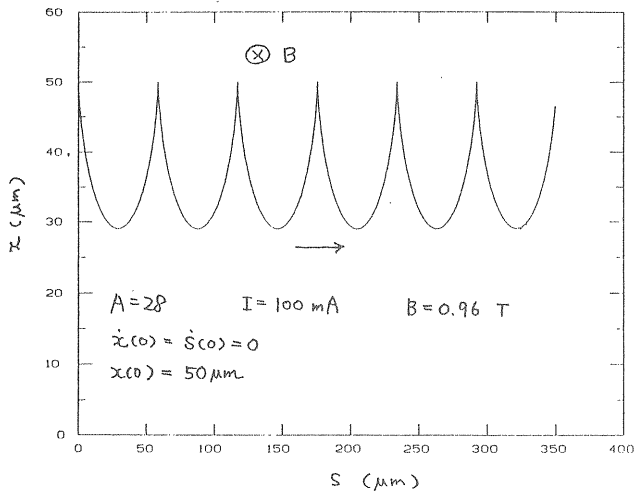


図 2.7 偏向部におけるイオンのドリフト運動

場所へとドリフトする longitudinal な運動がある。bunched beam の場合でも、 $A \gg A_c$ の時はイオンの感じる平均の電場を用いて“静電”ポテンシャルを考える事

が出来る。そこで 2.2 で考えた (2.12), (2.13) のポテンシャルを例にとれば、ビームの中心におけるポテンシャルは

$$V = \frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \left(\ln \frac{a}{r_0} - \frac{1}{2} \right) \quad (2.44)$$

となる。ポテンシャルの深さは a/r_0 が小さい程深い
ため、 a/r_0 の小さい場所には周りからイオンが流れ込
んで来る。イオン・トラッピングを抑えるのに clearing
electrode と呼ばれる電極を用いることがあるが、これ
はそのような場所 (neutralization spot) に配置すると
効果的であると言われている。

本章で考えたイオンの運動は、全て線型近似を用い
て取り扱った。この近似はビーム中心からの変位が大
きい場合には、もはや正しくない。それは無視した非
線型項が重要になって来るからである。

3 イオンが蓄積ビームに及ぼす効果

3.1 ビーム寿命の短縮

ストレージングに蓄積された粒子はある確率で残留ガスと衝突し、エネルギーを失なって RF bucket からこぼれたり真空チェンバーに衝突したりして軌道から失われる。この衝突によるビーム寿命 τ_R (sec) は、1個の蓄積粒子が残留ガスと衝突する event rate (events/sec) の逆数であり、単原子分子ガスに対しては、次式で与えられる。

$$1/\tau_R = \sigma_T d_m \beta c \quad (3.1)$$

ここに σ_T (m²) はビーム損失を起こす散乱の全断面積であり、電子ビームに対しては次式で与えられる⁷⁾。

$$\sigma_T = Z_i \cdot \sigma_M + \sigma_R(Z_i) + \sigma_B(Z_i) \quad (3.2)$$

ここで σ_M , σ_R , σ_B はそれぞれ電子ビームが、ガス分子中の電子との Møller 散乱、原子核との Rutherford 散乱、制動放射、の各過程で失われる断面積を表わし、

$$Z_i \cdot \sigma_M \approx Z_i \cdot \left\{ 2\pi r_e^2 \cdot \frac{1}{r_c} + 4\pi r_e^2 \cdot \frac{1}{r^2 \theta_c^2} \right\} \quad (3.3)$$

$$\sigma_R(Z_i) \approx 4\pi \left(\frac{r_e Z_i}{r} \right)^2 \frac{1}{\theta_c^2} \quad (3.4)$$

$$\sigma_B(Z_i) \approx 4\alpha r_e^2 Z_i (Z_i + 1) \left(\frac{4}{3} \ln \frac{r}{r_c} - \frac{5}{6} \right) \cdot \ln(183 \cdot Z_i^{-1/3}) \quad (3.5)$$

で近似される。記号の意味は、

Z_i : 原子番号

r_e : 古典電子半径

r : Lorentz factor

θ_c : 真空チェンバーに衝突する散乱角

r_c/r : RF bucket からこぼれるエネルギー損失の臨界値 ($=\Delta E/E$)

α : 微細構造定数 ($=1/137.0$)

である。ちなみに PF リングでは $r \approx 5000$, $r_c \sim 30$, $\theta_c \sim 2.5 \times 10^{-3}$ となる。

残留ガスが多原子分子であったり、また何種類かの残留ガスが存在する場合には、

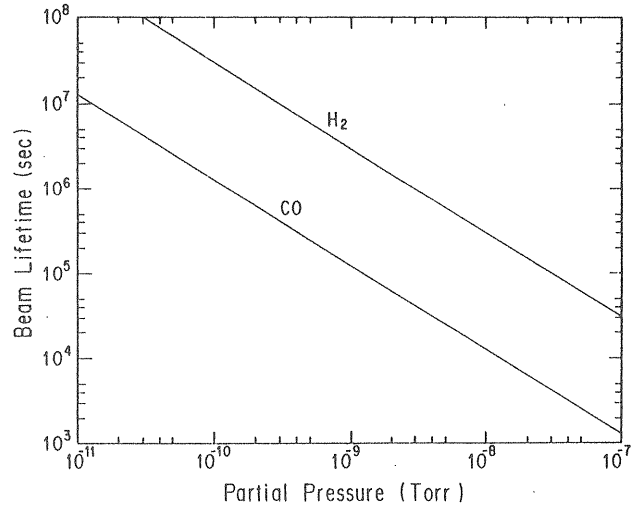


図 3.1 CO と H₂ の分圧に対するビーム寿命の計算値

$$\tau_R^{-1} = \sum_j \sum_k \tau_{R,j,k}^{-1} \quad (3.6)$$

とすれば良い。ただし k は分子を構成する原子についての和、 j はガス分子の種類についての和を意味する。図 3.1 は PF リングのパラメータを用いて計算した、CO と H₂ の分圧に対するビーム寿命である。

イオントラッピングが起こって軌道の上にイオンが存在する場合、蓄積粒子はこのイオンとも衝突して失われるため、ビーム寿命が短くなる。イオンは x, y 方向にビームと同じサイズの Gauss 分布をしているとすれば、イオンとの衝突による beam lifetime は

$$\frac{1}{\tau_{ion}} = \frac{N_i \sigma_T \beta c}{4\pi \sigma_x \sigma_y L} \quad (3.7)$$

となる。ここで N_i はリング全周にトラップされたイオンの数、 L はリングの周長であり、 σ_T としてはイオンを構成する全原子についての断面積の和をとる。式 (3.1) と (3.7) とを比較すると、 N_i 個のトラップされたイオンは次式の密度の残留ガスと等価な lifetime を与えることがわかる。

$$d_{ion} = \frac{N_i}{4\pi \sigma_x \sigma_y L} \quad (3.8)$$

PF リングの場合にこの effective な圧力増加を、(2.14) の neutralization factor に対して示したのが図 3.2 である。この図によれば蓄積電流が 100mA の時、イオンが $\delta=1$ までトラップされると、 $\sim 1.2 \times 10^{-8}$

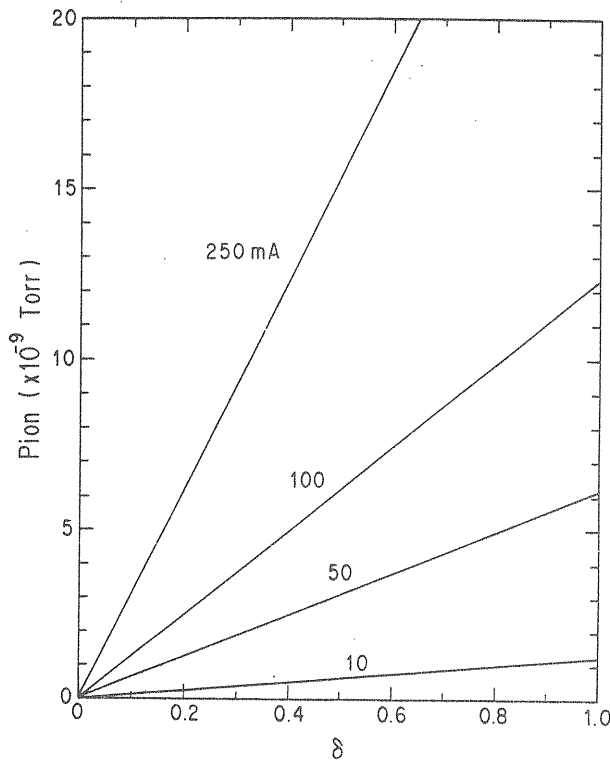


図 3.2 イオントラッピングによる effective な圧力増加

Torr もの残留ガスに相当する beam lifetime の短縮をもたらす事になる。

3.2 Tune shift

軌道の上にトラップされたイオンの雲はビームに対し軌道の中心方向への収束力を及ぼし、ベータトロン振動数にずれ (tune shift) を引き起こす³⁾。一般に local quadrupole $k(s)$ (m^{-2}) によって生ずる tune shift は次式で与えられる。

$$\Delta\nu = \frac{1}{4\pi} \int \beta(s) k(s) ds \quad (3.9)$$

ここで $\beta(s)$ はベータトロン関数である。イオンが作る電場勾配による local quadrupole は

$$k_{x,y} = \frac{e}{rm_e c^2} \frac{\partial E_i}{\partial x,y} \quad (3.10)$$

で与えられる。ただし E_i はイオンによる電場 (V/m), m_e は電子質量, $\partial x, y$ は x または y による微分を表わす。いま、種類のイオンがトラップされていると考え、次の仮定をする。

- (1) イオンの価数は 1 価である。
 - (2) イオンはビームと同じく Gauss 分布をし、その標準偏差 σ_x, σ_y はビームのそれと等しい。
 - (3) ion cloud の中で電場は線型である。
- これらのもとでは、

$$\frac{\partial E_i}{\partial x,y} = \frac{d_i}{\epsilon_0} \frac{e}{1+(\sigma_{x,y}/\sigma_{y,x})} \quad (3.11)$$

となる。ここで d_i はイオン密度 (m^{-3}), ϵ_0 は真空の誘電率である。古典電子半径

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (3.12)$$

を使えば、イオンによる tune shift は、

$$(\Delta\nu_y)_i = \frac{r_e}{r} \int \frac{d_i}{1+(\sigma_y/\sigma_x)} \beta_y(s) ds \quad (3.13)$$

$$(\Delta\nu_x)_i = \frac{r_e}{r} \int \frac{d_i}{1+(\sigma_x/\sigma_y)} \beta_x(s) ds \quad (3.14)$$

となる。力は x, y 共に収束だから、 ν_x, ν_y は共に高い方にずれる。

(3.13), (3.14) をビーム自身の空間電荷による tune shift の大きさと比較してみよう。この tune shift は

$$(\Delta\nu_{x,y})_{sc} = \frac{r_e}{r} \int \frac{d_e}{1+(\sigma_{x,y}/\sigma_{y,x})} \frac{\beta(s)}{r^2} ds \quad (3.15)$$

で与えられる。ここで d_e は bunch の中心の電子密度である。Neutralization factor η を

$$\eta = d_i / d_e$$

で定義すれば

$$(\Delta\nu_{x,y})_i = \eta r^2 (\Delta\nu_{x,y})_{sc} \quad (3.16)$$

となる。電子リングの場合 r は非常に大きいので、もしイオンが蓄積されると、それによる tune shift はビーム自身の空間電荷効果によるものに比べてずっと大きくなる。

実際には ion cloud の中でイオンは一様に分布している訳ではなく、イオンの作る電場は非線型である。このため粒子はベータトロン振動の振巾に依存した収束力を受ける事になり、ベータトロン振動数に広がり

が出る (tune spread)。

これらの tune shift や tune spread は実際に測定されており、その大きさからイオンがトラップされているか否かの判断をしたり、トラップされたイオンの密度を推定したりする事が出来る^{6), 8)}。

3.3 Two beam instability

電子ストレージリングにおいて軌道上へイオンが蓄積されてイオンの“ビーム”が形成されると、電子とイオンとの間に two beam instability が起こる事がある*1。この不安定性は電子ビームとイオンビームの結合系における一種の共鳴であり、プラズマ物理においても良く知られている。この不安定性が起こるとビームが失なわれたり、ビームサイズがパルス的に変動したりする。特にバンチ数を多くして大電流のビームを蓄積する放射光専用の電子ストレージリングではこの不安定性が起こり易く、ほとんどのリングで観測されている。電子ビームは普通垂直方向に細いので、不安定性も垂直方向に起こり易い。

図 3.3 は PF リングでこの不安定性が起こった例である。この写真は放射光を利用した vertical beam profile monitor の信号を遅く掃引したもので、エンベロープはビームの中心における電子密度に比例している*2。この例では、電子ビームが垂直方向に急速に広がって(この時信号は小さくなっている)から radiation damping で再び元のビームサイズに戻る事を、ほぼ 60 msec の周期でくり返している。放射光を利用した実

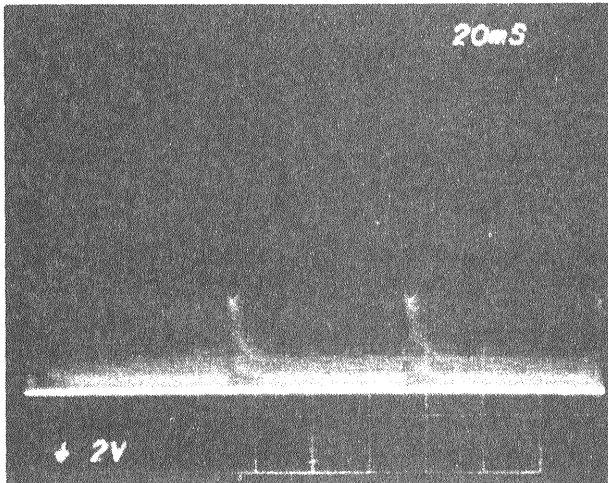


図 3.3 PF リングで観測された vertical beam pulsation. 横軸は 20 ms/division.

*1 陽子ストレージリングでは電子がトラップされると、陽子と電子の間で two beam instability が起こる。
*2 ただし、数 μ s 以下の時間変化は平均されて見えている。

験ではビームの安定性が要求される事が多く、このような vertical pulsation が起こると光の brilliance が落ちて実験の能率が悪くなるばかりでなく、全く実験が出来ない事もある。

以下では非常に単純化したモデルでこの two beam instability を記述してみよう^{9), 10), 11), 12)}。

電子およびイオンの垂直方向の変位をそれぞれ y_e , y_i とすれば、1個の粒子の運動方程式は

$$\ddot{y}_e + \nu_y^2 \omega_e^2 y_e = -\omega_e^2 \cdot (y_e - \bar{y}_i) \quad (3.17)$$

$$\ddot{y}_i = -\omega_i^2 \cdot (y_i - \bar{y}_e) \quad (3.18)$$

と書ける。ここで \bar{y}_i , \bar{y}_e はそれぞれイオンと電子の重心の変位であり、 ν_y は vertical tune, ω_e は電子の回転角振動数 ($= 2\pi f_r$) である。また

$$\omega_e^2 = \frac{2\lambda_i r_e c^2}{r} \frac{1}{\sigma_y(\sigma_x + \sigma_y)} \quad (3.19)$$

$$\omega_i^2 = \frac{2\lambda_e r_p c^2}{A} \frac{1}{\sigma_y(\sigma_x + \sigma_y)} \quad (3.20)$$

λ_i , λ_e : イオンと電子の単位長さ当りの個数 (m^{-1})

である。ここでは、3.2の(1)~(3)の仮定に加えて、以下の単純化を行なった。

(1) 電子のベータトロン振動は、角振動数 $\nu_y^2 \omega_e^2$ の調和振動である。

(2) チェンバー壁による image field や同種粒子間に働く力は無視する。

λ_i , λ_e , σ_x , σ_y はリング全周にわたって一定であるとすれば、 ω_e^2 , ω_i^2 は定数となる。ビームのコヒーレントな運動には、ビームの重心の振動(dipole oscillation)とビーム形状の振動(quadrupole oscillation等)があるが、単純な前者のみをここでは扱う。ビームの重心の運動は(3.17), (3.18)で $y_e \rightarrow \bar{y}_e$, $y_i \rightarrow \bar{y}_i$ とした方程式で記述できる。この方程式の解を次の形に仮定する。

$$\bar{y}_e = \xi_e \cdot \exp[i(n\theta - \omega t)] \quad (3.21)$$

$$\bar{y}_i = \xi_i \cdot \exp(-i\omega t) \quad (3.22)$$

ここで n は整数(mode number)であり、 θ は

$$\theta = \omega_0 t + \theta_0 \quad (3.23)$$

である。(3.21), (3.22)を(3.17), (3.18)に代入

して整理すれば、 $x=\omega/\omega_0$ を変数とした4次方程式

$$(x^2 - \nu_i^2) \cdot \{(x-n)^2 - \nu_y^2 - \nu_e^2\} = \nu_e^2 \cdot \nu_i^2 \quad (3.24)$$

が得られる。ここで

$$\nu_i^2 = \omega_i^2 / \omega_0^2 \quad (3.25)$$

$$\nu_e^2 = \omega_e^2 / \omega_0^2 \quad (3.26)$$

である。

いま、この方程式に複素解があると、それは必ず $a \pm b \cdot i$ ($b > 0$) なる組で現われ、+付号は growth する振動を表わすので two beam system は不安定となる^{*3}。4つの解が全て実数なら系は安定である。

PFリングの場合 $\sigma_x \approx 2.6 \times 10^{-3}$ m, $\sigma_y \approx 0.16 \times 10^{-3}$ m, $f_r = 1.60 \times 10^6$ (Hz) であり、 λ_e, λ_i は (2.11) と (2.14) より蓄積電流 I_e (A) と δ を用いて

$$\lambda_e = I_e / ec \quad (3.27)$$

$$\lambda_i = \delta \cdot \lambda_e \quad (3.28)$$

と書けるので、(3.25), (3.26) は

$$\nu_i^2 \approx 1.3 \times 10^2 \times I_e / A \quad (3.29)$$

$$\nu_e^2 \approx 48 \times I_e \cdot \delta \quad (3.30)$$

となる。数値計算によれば instability は、mode number が ν_y より大きいうちで最小の整数の場合に起こり易い。図3.4は $\nu_y = 4.2$, $n = 5$, $A = 28$ の場合に、 δ に対して (3.24) の解をプロットしたものである。蓄積電流値が大きいく程、低い δ でも instability が起こり易いことがわかる。

また、見方を変えて A, δ, ν_y を固定し、蓄積電流値を0から増やしていった場合には、ある値で (3.24) に複素解が現われる。この電流値は two beam instability の threshold current と考えられる。計算によれば δ を一定とした場合、threshold current は図3.5に示す様な tune 依存性を持つ。ここでイオンとしては CO^+ と H_2^+ を考え、実線と破線はそれぞれ $\delta = 1.0$, $\delta = 0.1$

*3 適当な初期条件のもとでは安定な事もあるが、一般的な初期条件に対しては不安定である。

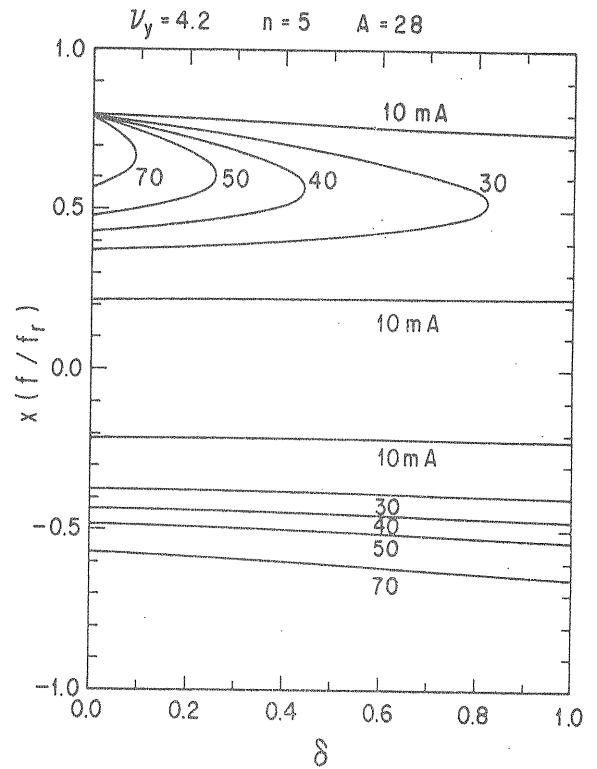


図3.4 式(3.24)の解のプロット。 $\delta \rightarrow 0$ で $x \rightarrow n + \nu_y$ なる実解を除く3つの解を示す。

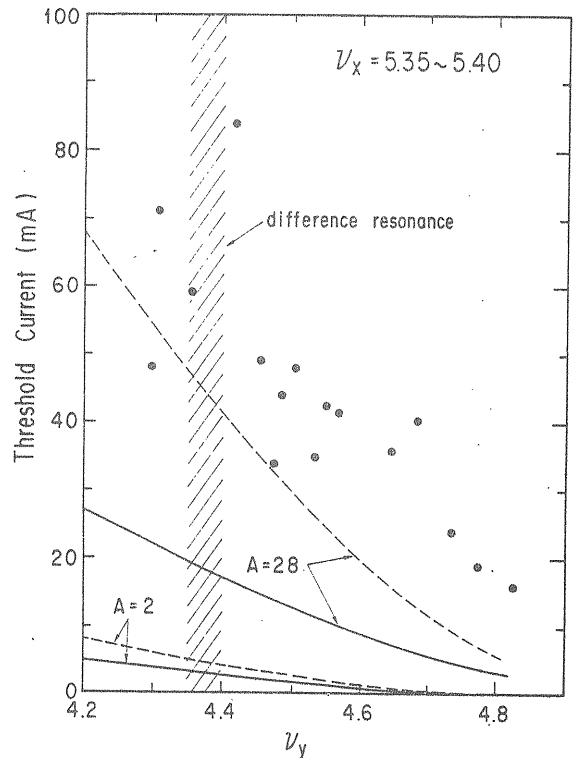


図3.5 two beam instability の threshold current の tune 依存性。実線と点線はそれぞれ $\delta = 1.0$, 0.1 に対する $n = 5$ の dipole mode の計算値、点は実測値である。

に対する計算値である。図にはまた、黒丸で PF リングにおける実験値をもプロットしたが、この tune 依存性は計算とほぼ同じ傾向を示していると言えよう。

以上では単純化した two beam instability のモデルで、イオントラッピングによる不安定性を定性的に理解できる事を示した。しかし実際のマシンではこの instability の振舞は非常に複雑で、再現性も乏しい。その理由として考えられる事柄を列記しておく。

(1) 真空条件 (真空度やガスの成分) がその時々で違う。

- (2) トラップされた CO^+ , H_2^+ 等のイオンはさらに multiple ionization を受け、分解して C^+ , O^+ , H^+ になったり、 C^{2+} , O^{2+} , ... 等の多価イオンになる可能性がある。
- (3) イオンが複数種ある場合には、異なるイオン同士の相互作用がある。
- (4) 単純なモデルでは無視した非線型項が重要になってくる。

4 PFリングにおけるイオントラップ リングの観測

4.1 PFリングにおける two beam instability

第3章では軌道上にイオンがトラップされた場合、ビームにどのような影響が出るかを説明した。これらのうちでリングの運転上最も問題となるのは two beam instability である*¹。しかし実際のリングでは他のビーム不安定性、例えば coupled bunch instability などしばしば起こるので、これらと区別した上で対策を立てなくてはならない。この節ではこれらの診断の目安となる two beam instability の特徴をいくつか挙げておく。

PFリングにおいて、全ての RF bucket に一様にビームをつめる uniform fill モードの運転を行なうと、大別して2つのタイプの two beam instability が起こる¹³⁾。1つは入射時に図4.1のような不規則な instability が起こってビームが失なわれるタイプである。これは八極電磁石を励磁していない場合、50～100 mA の蓄積電流値で起こる事が多く、ビームがロスした後は図4.2に見られるように beam filling に細かな構造が現われる。もう1つは、ビーム蓄積中に図3.3のような vertical beam size の規則的な変動が観測されるタイプである。

これらの instability が起こっている時、図4.3に示

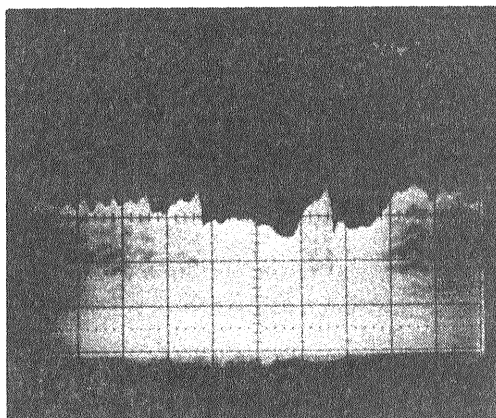


図4.1 不規則な vertical instability. photo-diode array による vertical beam profile monitor の信号。

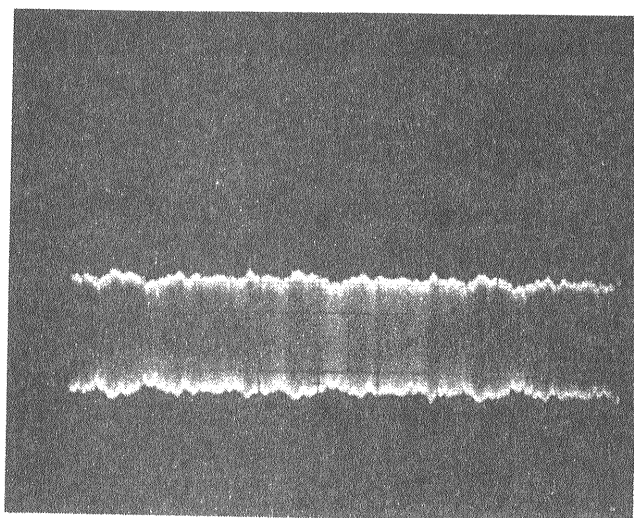


図4.2 ボタン型電極で見た、ビームロスの後の beam filling. 横軸は $0.2\mu\text{s}/\text{division}$. $0.624\mu\text{s}$ がビームの1回転に相当する。

した4つ割りダイオードを用いたモニターの1+2-3-4の信号をスペクトル・アナライザで見ると、図4.4の様に $f_r - f_{\beta y}$ ($f_{\beta y} = f_r \cdot \Delta\nu_y$; $\Delta\nu_y$ は tune の小数部) の周波数にピークが現われる¹²⁾, *²。これは dipole mode の instability が damp する間に、ビームがベータatron振動を行なう為であろう。two beam instability model ではビームの quadrupole mode の instability も予想されるが、これについては適当なビームモニターが無いので良くわかっていない。

また、イオントラッピングによるビームのパルス変動が図3.3のように規則的に現われる場合、変動の周波数は真空度に依存する¹³⁾。図4.5は DIP (Distributed Ion Pump) を全て ON, 半分だけ ON, 全て OFF した3種類の真空条件に対して、パルス変動の周波数をプロットした図である。DIP を OFF した場合、感いは蓄積電流値が大きな場合にはリングの真空度は悪くなる。したがってこの図より、真空度が悪い程パルス変動の周波数が高くなる事が読み取れる。

最後に coupled bunch instability との区別である。Coupled bunch instability は加速空洞の高調波モードをビームが励振することによって生ずるもので、この instability が起こると、ボタン型電極の信号に対応する高調波モードの周波数成分が現われる。two beam instability ではこのような周波数成分は現われない。

4.2 制動輻射による観測

軌道上にイオンがトラップされると、電子ビームはイオンの原子核と衝突して制動輻射を出す。この制動

*1 ν_x や ν_y が非常に大きな巨大リングでは、tune shift が大きな問題になるかも知れない。

*2 図3.5に示した threshold current は、このピークの現われる電流値を測定したものである。

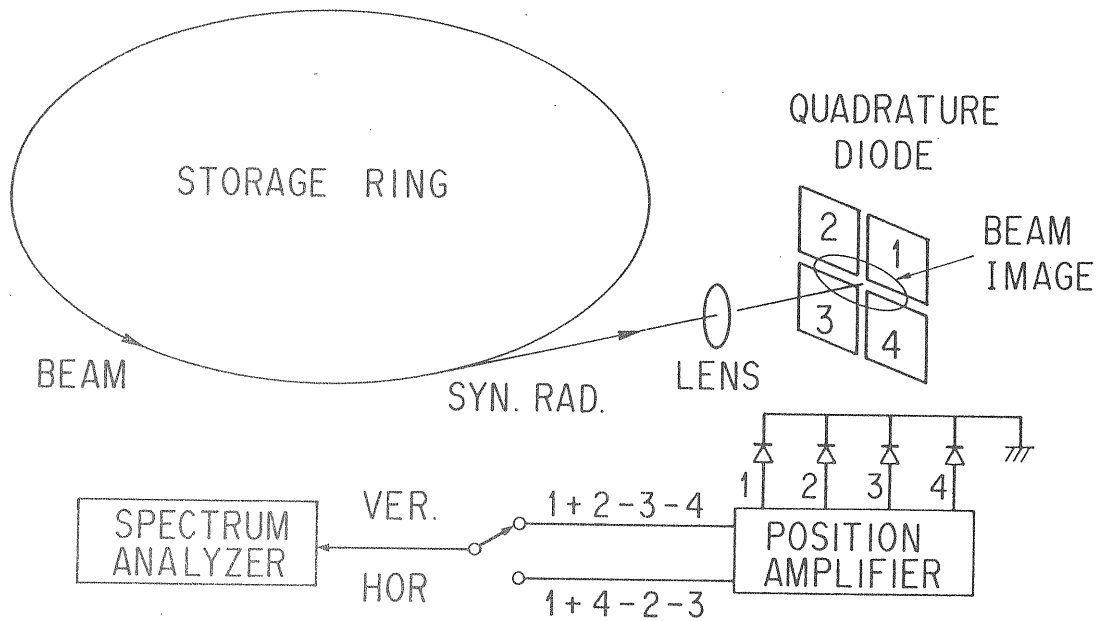


図 4.3 4つ割りダイオードによるビームのコヒーレントな振動の検出器。

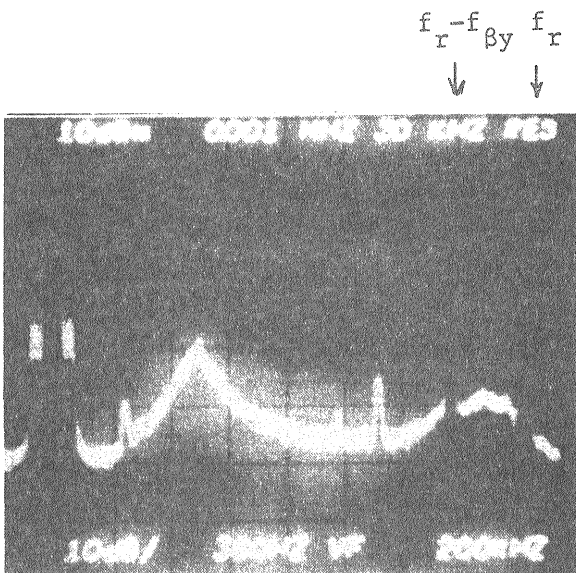


図 4.4 vertical pulsation が起こった時の図 4.3 のモニターの信号スペクトル。

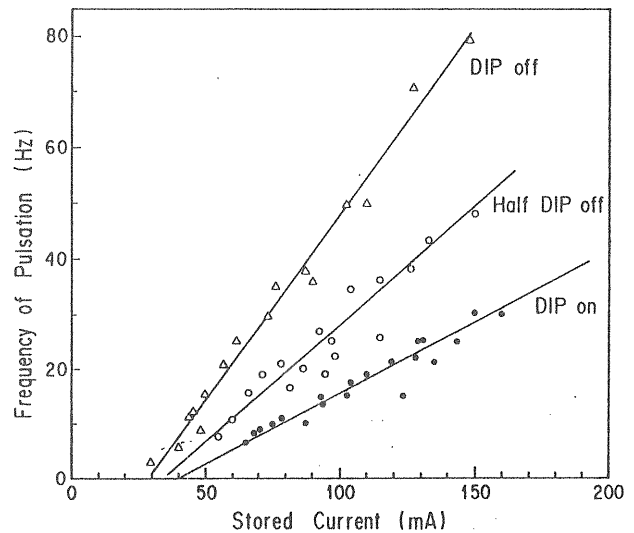


図 4.5 Vertical beam pulsation の周波数の、蓄積電流と真空条件に対する依存性

輻射をとらえれば、イオンの存在を見ることが出来る。この方法を用いたイオントラッピングの観測を幾つか紹介しよう^{14), 15)}。

図 4.6 はこの制動輻射をとらえる検出器の set-up である。Source point から出た制動輻射 γ 線のうち、めくらフランジを通過したものは、鉛ガラス・チェレンコフ・カウンターで検出される。 γ 線の一部はフランジの中で消滅して電子・陽電子対になるが、これらはチェレンコフ・カウンターの前面に置いたシンチレーション・カウンターでも検出されて、 γ 線の計数から

除かれる。検出器の前面には鉛のコリメータ (口径 50mm) が置かれていて、水平方向の aperture を制限している。ただし、この口径では vertical の aperture を制限する事はない。制動輻射は 1.9 GeV 以上のエネルギーを持つものを計数した。

この検出器を用いてイオントラッピングによる vertical beam pulsation が起こっている時の制動輻射の時間変化を観測した。これには、まず vertical beam profile monitor の信号からエンベロップの信号を作り、これを trigger generator に入れてビームの blow up と同期したトリガー・パルスを作る (図 4.7)。このト

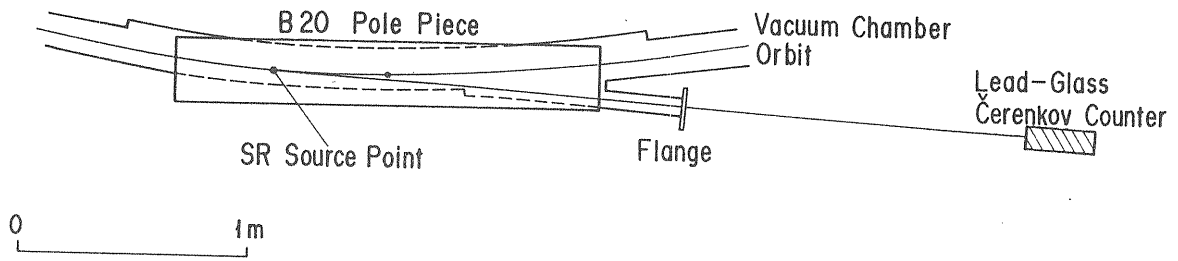


図 4.6 制動輻射をとらえる検出器の set-up

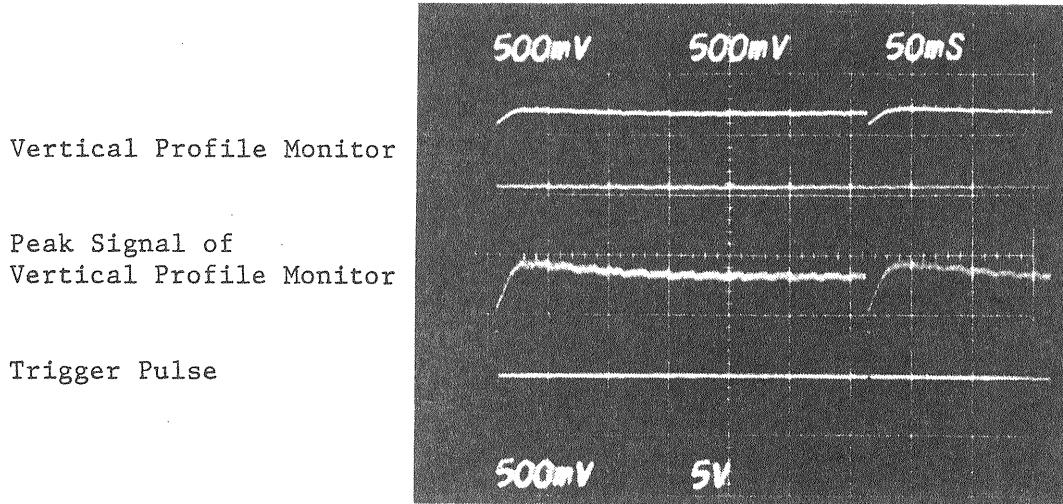


図 4.7 ビームの blow up と同期したトリガーパルス

リガーによって γ 線の計数を MCS (Multi Channel Scaler) モードで行ない、多数回の掃引結果を平均する。

このようにして測定した計数率の時間変化が図 4.8 である。(a), (b)は異なる条件における測定で、(b)の方が真空度が悪い。このように計数率が時間的に変化することは、まさに軌道上にイオンが存在する事を示している。というのは、残留ガスによる制動輻射の計数率 Y (counts/sec) はビームサイズによらず

$$Y \propto I_e \cdot \sum_m \sigma_m^B d_m \quad (4.1)$$

σ_m^B : 分子 m と衝突して制動輻射を出す断面積 (m^2)

で表わされ、ビームが blow up しても計数率は変化しないからである。一方、分布を持って存在するイオンとビームの衝突では、例えば共に Gauss 分布の場合

$$Y_i \propto \frac{I_e \cdot \sum_i \sigma_i^B \lambda_i}{\sigma_x \sigma_y} \quad (4.2)$$

となり、ビームサイズに依存する。ビームが blow up

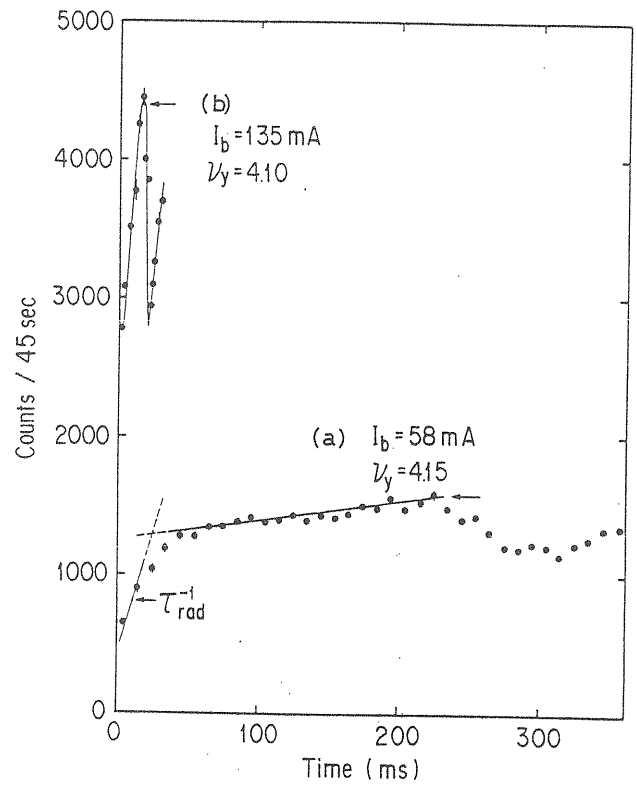


図 4.8 ビーム blow up 直後の制動輻射の計数率の時間変化

するとビームとイオンとの重なり合いが減って計数率が減少するのである。

さらには、(a)の場合には、ビームサイズが radiation damping で十分 damp したあと、これとは異なった時定数で計数率がゆっくりと増大しているのが認められる。これは instability によってイオンの一部が逃げ、ビームが damp してもしばらくは δ が δ_{th} (instability の threshold) に満たないが、 ~ 200 msec の時間がたつうちに再びイオンが蓄積されて neutralization が δ_{th} を越え、次の instability が起こるものと考えられる。これに対して (b) では真空度が悪く、ionization time が短いので、最初の instability が radiation damping で damp する間に δ_{th} を越え、すぐ次の instability が起こるため、早いくり返しのパルス変動が起こるものと考えられる。

前に触れたように、PFリングでは図 4.9(a)に示す様な beam filling (我々は partial fillと呼んでいる) で運転すると、図 4.9 (b) の様な beam filling (uniform fill) に比べて two beam instability が起こりにくい事が知られている。果たしてこれは partial fill の状態でイオンの蓄積が少ないせいなのだろうか? この疑問に答えるために、2種類の beam filling に対して制動輻射の count rate を測定した結果が図 4.10である。これには count rate Y を蓄積電流値で規格化したもの (これは標的の数に比例する) を、蓄積電流値に対してプロットしてある。明らかに partial fill の場合には、uniform fill の場合に比べて計数率が少ない。この時の測定場所付近の真空度は、図 4.11

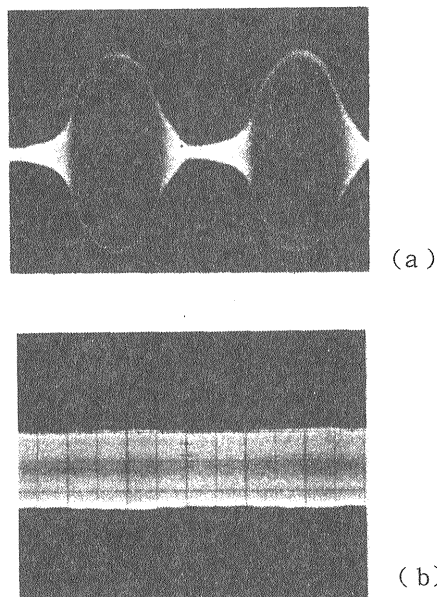


図 4.9 ボタン型電極で観測した beam filling. 横軸は $0.2 \mu\text{s}/\text{division}$. (a) partial fill (b) uniform fill

の様に両者の間で差が無いので、この計数率の違いはそのままトラップされたイオン数の違いを表わしていると考えられる。

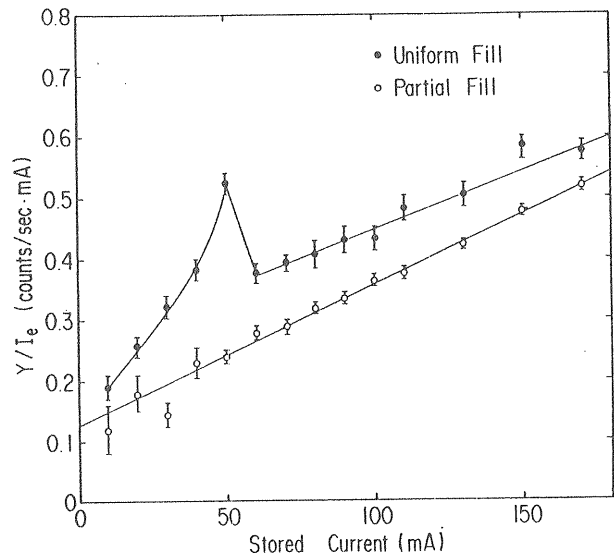


図 4.10 蓄積電流値に対する制動輻射の計数率のプロット。Error bar は統計誤差である。

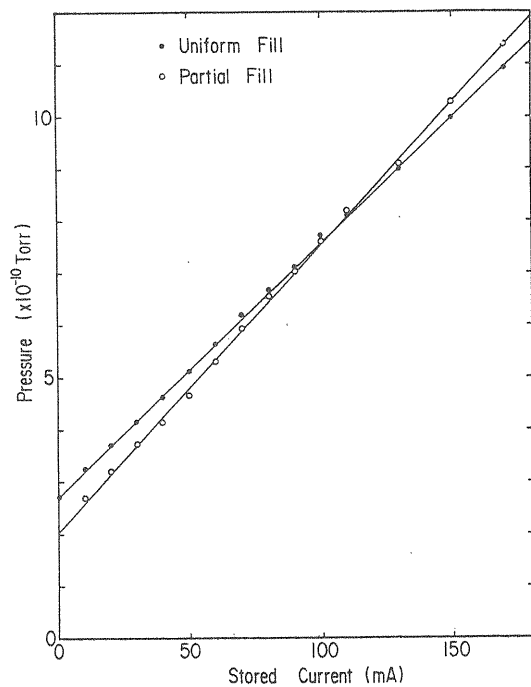


図 4.11 図 4.10の測定時における真空度

5 イオントラッピングの対策

数～数十時間もの間ビームを蓄積するストレージリングでは、単にリングの真空度を良くするだけではイオントラッピングは避けられない。本章では、第3章で見たようなイオントラッピングによる問題が起こった場合の対策を述べる。ここで念頭に置いたのは放射光用の電子ストレージリングであるが、衝突型リングやハドロン蓄積リングでもそのうちの幾つかは適用できる。

5.1 Clearing electrode

トラップされたイオンを追い払うには、clearing electrode と呼ばれる電極を用いる方法がある^{16), 8)}。例えば図5.1のような電極をリングに設置し、これに正・負の高電圧をかければ、この電極のある場所までドリフトして来たイオンは静電場によってビームポテンシャルから追い払われる。設置する場所は、ポテンシャルの深い場所が良い。電極にかける電圧はポテンシャルの深さ以上必要で、電子リングの場合100V程度、陽子リングの場合（この時は電子を追い出す）、数kV程度の電圧である。ただし、あまり電圧が大きいと加速されたイオンが電極をたたき、脱ガスによって真空が悪化する恐れがある。また、電場による closed orbit distortion を小さくするためには、電極の極性をリングに沿って1つおきに反転した方が良い。

この clearing electrode は、SRS (Daresbury Lab., イギリス) や ISR (CERN) で用いられ、効果を上げている。最近では、Aladdin (Univ. of Wisconsin, 合衆国) において、この電極を取り付ける事によって最大蓄積電流が数 mA から 100 mA まで上がった例がある¹⁷⁾。

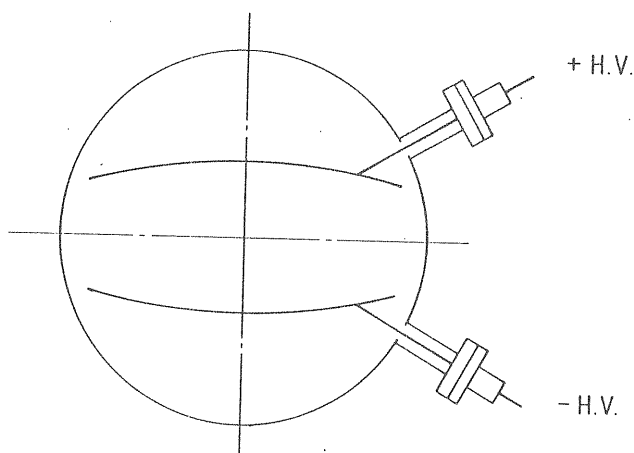


図5.1 Clearing electrode

しかし、clearing electrode は真空チャンバーの parasitic impedance を増大させ、その結果 single bunch instability が起こり易くなったり、真空チャンバーが加熱したりする恐れがある。このため、大型の電子ストレージリングでは採用されないことが多く、PFリングでも取り付けられていない。もし採用する場合には impedance になるべく小さくなるように設計するのが望ましい。

5.2 一様でない beam filling

PFリングにおいてイオントラッピングによる vertical instability を抑えるのに最も効果があったのは、図4.9 (a) の様に RF bucket の一部を空にして運転する事である¹⁸⁾。NSLS (BNL, 合衆国) の VUV ring でも、9個の RF bucket のうち6個または7個だけに電子をつめた状態（これは asymmetric bunch filling と呼ばれている）で運転すると vertical instability が起こりにくいという報告がある¹⁹⁾。

PFリングの場合、partial fill の運転モードでは捕獲イオンの数が少ない事は4.2で述べた。これは次のような理由によるものと思われる²⁰⁾。いま、単純に partial fill の状態では電子がリング1周に

$$\lambda_e(s) = \frac{N_e}{L} \left(1 - \cos \frac{2\pi s}{L}\right) \quad (0 \leq s < L) \quad (5.1)$$

の分布をしているとする。すると垂直方向のイオンの運動方程式は

$$\ddot{y} + \bar{\omega}_i^2 (1 - \cos \omega_0 t) y = 0 \quad (5.2)$$

となる。ここで

$$\bar{\omega}_i^2 = \frac{2\bar{\lambda}_e r_p c^2}{A} \frac{1}{\sigma_y(\sigma_x + \sigma_y)} \quad (5.3)$$

$$\bar{\lambda}_e = N_e / L \quad (5.4)$$

である。(5.2)は良く知られた Mathieu 方程式で、 $\bar{\omega}_i^2$ の値によってイオンは安定になったり不安定になったりする。 $\sigma_{x,y}$ は一定として蓄積電流値とイオンの質量数に対して運動の安定領域を示したのが図5.2である。造られたイオンのうち、この図の不安定領域にあるものはビームから飛び出す。さらに安定領域にあってビームに捕獲されたイオンも、さらにイオン化を受けるとその質量数が変化して不安定領域に入り、ビームから飛び出す可能性が生ずる。このようにして、捕

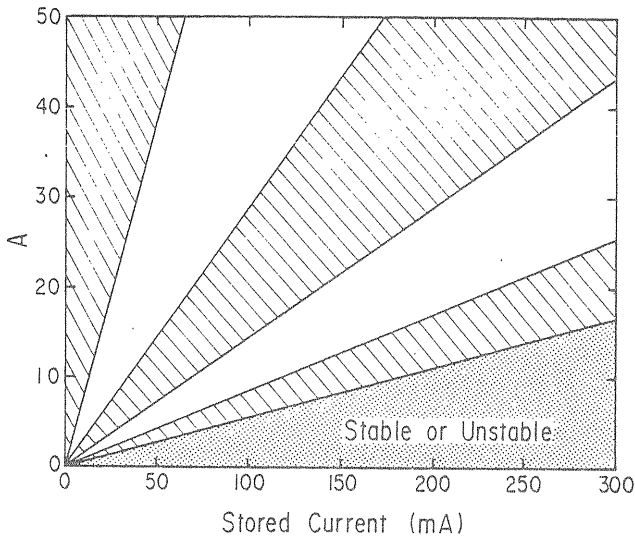


図 5.2 Partially filled beam 中でのイオン運動の安定領域。運動は斜線部で安定である。点の部分では安定領域と不安定領域がこみ合っている。

獲イオンの数は少なくなる。

このような一様でない beam filling を実現するには、入射器からのビームの時間巾が少なくとも電子の revolution time よりも短くなくてはならず、これに加えて入射のタイミングを電子が一周するタイミングに同期する必要がある。

5.3 八極電磁石

八極電磁石をベータトロン関数の 0 でない場所に置いて励磁すると、非線型効果による tune spread が生じ、ビームのコヒーレントなベータトロン振動の damping time が短くなる。この効果でイオントラッピングによる instability の threshold を上げる事が出来る。ただし、八極成分をあまり強くするとリングの dynamic aperture が狭くなるので、適当な強さがある。

PF リングでは、 $\Delta\nu_x/\nu_x \sim 0.003$ 程度の tune spread を生ずる強さの八極電磁石を用いており、5.2 で述べた partial fill と組み合わせる事によってイオントラッピングによる instability を完全に抑えている。

5.4 RF ノックアウト

Vertical beam pulsation が起きている時に、ビームに適当な周波数の RF ノックアウトをかけると pulsation が止まることがある^{12), 8)}。PF リングでこの pulsation が止まる周波数は、図 5.3 に示したように $f_r - f_{\beta y}$ から下のある範囲にある。この範囲は周波数を変える方向にも依存し、一種のヒステリシスが存在するよう

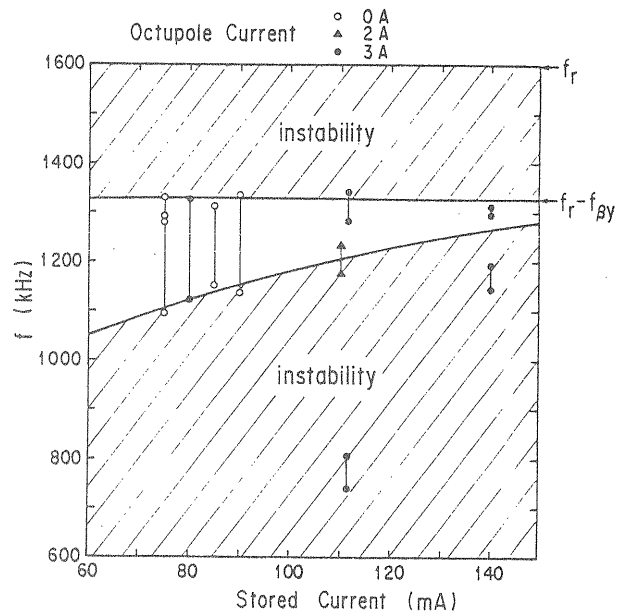


図 5.3 Beam pulsation の止まる RF ノックアウトの周波数。周波数を上向きに変えた場合。

である。

UVSOR (分子科学研究所, 岡崎) においても、周波数 1 MHz の RF ノックアウトによって異常なビームサイズの増大が緩和された報告があり⁸⁾、この方法を routine operation でも用いているようである。

しかし、この方法でなぜビームのパルス変動やビームサイズの増大が防げるかについては、まだ良く判っていない。RF ノックアウトによるビームの強制振動に、トラップされたイオンの固有振動が共鳴し、イオンがビームから逃げる為だという説もある。

5.5 陽電子の蓄積

放射光用のストレージングでは、電子の代わりに陽電子を蓄積すればイオンは全くトラップされない。今度は電子がトラップされるのではないかという心配があるが、電子の質量は普通は critical mass より小さいため、あまり問題にならないようである。

LURE (Orsay, フランス) にある DCI と ACO では、すでに放射光利用のための positron operation を行なっている。Positron operation では electron operation で起こったビームの振動が起こらなくなり、また同じ真空度におけるビーム寿命も 2 倍ほど長いそうである。

PF リングでもすでに '85 年 12 月に陽電子の蓄積に成功しており、入射効率を上げる事によって '87 年度中にこの陽電子蓄積を実用化することを目指している。

Appendix 1 PF リングの主要なパラメータ

Energy	E	2.5 GeV
Circumference	L	187.07 m
Bending Radius	ρ	8.66 m
RF Frequency	f_{RF}	500 MHz
Harmonic Number	h	312
Revolution Frequency	f_r	1.6026 MHz
Momentum Compaction Factor	α	0.04
Horizontal Tune	ν_x	5.2 - 5.5
Vertical Tune	ν_y	4.1 - 4.2
Horizontal Damping Time	$\tau_{\beta x}$	9.1 ms
Vertical Damping Time	$\tau_{\beta y}$	7.8 ms
Horizontal Emittance	ϵ_x	$4.1\pi \times 10^{-7}$ m ² rad
Vertical Emittance	ϵ_y	$1.2\pi \times 10^{-8}$ m ² rad

Appendix 2 数値表

$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ (F/m)
$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (H/m)
$c = 2.998 \times 10^8$ (m/s)
$r_p = 1.535 \times 10^{-18}$ (m)
$r_e = 2.818 \times 10^{-15}$ (m)
$m_p = 1.673 \times 10^{-27}$ (kg)
$m_e = 9.110 \times 10^{-31}$ (kg)
$e = 1.602 \times 10^{-19}$ (C)

Appendix 3 記号の一覧

A	イオンの質量数 (m_{ion}/m_p)
A_c	critical mass
a	kick parameter [s^{-1}]
B	偏向部での磁束密度 [Tesla]
β	光速度を単位とした速度 (v/c)
$\beta_{x, y}$	ベータatron関数 [m]
c	光速度 [m/s]
γ	ビームのローレンツ因子 (E/mc^2)
d_i	ion cloud 中心のイオン密度 [m^{-3}]
d_m	分子の密度 [m^{-3}]
δ	neutralization factor (N_i/N)
E	ビームのエネルギー [$kg \cdot m^2/s^2$]
e	電子の電荷 [C]
ϵ_0	真空の誘電率 [F/m]
f_r	ビームの回転周波数 [s^{-1}]
η	neutralization factor (d_i/d)
h	harmonic number
I	蓄積電流値 ($e \cdot N \cdot f_r$) [A]
k	local quadrupole の強さ [m^{-2}]
L	リングの周長 [m]
m_e, m_p	電子, 陽子の質量 [kg]
λ, λ_i	単位長さ当りのビーム粒子数およびイオン数 [m^{-1}]
n	バンチの数
n	mode number
N	蓄積粒子数 ($I/e \cdot f_r$)
N_i	捕獲イオン数
$\nu_{x, y}$	betatron number
P_m	ガス m の分圧 [Torr]

R	リングの平均半径 [m]
r_e, r_p	電子, 陽子の古典半径 [m]
s	軸方向 (縦方向) の座標 [m]
σ_m	分子 m のイオン化断面積 [m^2]
σ_T	散乱によるビーム損失の全断面積 [m^2]
$\sigma_{x, y}$	r. m. s. ビームサイズ [m]
τ	bunch の間隔 [s]
τ_i	ionization time [s]
τ_R	残留ガスとの衝突によるビーム寿命 [s]
x	横方向 (半径方向) の座標 [m]
y	垂直方向の座標 [m]
Z_i	原子番号
ω_0	angular revolution frequency ($2\pi f_r$) [rad/s]
ω_c	サイクロトロン角振動数 [rad/s]

参 考 文 献

- 1) Y. Baconnier: "Neutralization of accelerator beams by ionization of the residual gas", CERN 85-19 (1985) p. 267.
- 2) G. Brianti: "The stability of ions in bunched beam machines", CERN 84-15 (1984), p.369.
- 3) Y. Baconnier and G. Brianti: "The stability of ions in bunched beam machines", CERN/SPS/80-2 (DI).
- 4) F.F. Rieke and W. Prepejchal: "Ionization cross sections of gaseous atoms and molecules for high energy electrons and positrons", Phys. Rev. A6 (1972) 1507.
- 5) R. Calder, E. Fischer, O. Gröbner and E. Jones: "Vacuum conditions for proton storage rings", Proc. of the IX-th Int. Conf. on High Energy Accelerators, SLAC, Stanford, California, May 2-7 (1974) p.70.
- 6) M.E. Biagini, S. Guiducci, M. Preger, M. Serio and S. Tazzari: "Observation of ion trapping at ADONE", Proc. 11th Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, Switzerland (1980), p.687.
- 7) S. Kamada: Proc. of the Meeting on Ultra High Vacuum Techniques for Photon Factory Project, KEK, Feb. (1979) p.1 (in Japanese).
- 8) T. Kasuga, H. Yonehara, T. Kinoshita and M. Hasumoto: "Ion-Trapping Effect in UVSOR Storage Ring", Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) 1212.
- 9) E. Keil and B. Zotter: "Landau-damping of coupled electron-proton oscillations", CERN-ISR-TH/71-58 (1971).
- 10) H.G. Hereward: "Coherent instability due to electrons in a coasting proton beam", CERN 71-15 (1971).
- 11) D.G. Koshkarev and P.R. Zenkevich: "Resonance of coupled transverse oscillations in two circular beams", Particle Accelerators, Vol.3 (1972), p.1.
- 12) Y. Kamiya, M. Izawa, T. Katsura, M. Kihara, H. Kobayakawa and S. Shibata: "Vertical instability caused by ion-trapping in KEK-PF storage ring", Proc. of 5th Symp. Acc. Sci. Tech. (1984) p.292.
- 13) M. Kihara, et al.: "Results on accelerator studies of the Photon Factory storage ring", KEK 83-5 (1983).
- 14) M. Kobayashi, K. Huke, S. Ban and H. Hirayama: "Observations of bremsstrahlung caused by ion trapping", Proc. of 5th Symp. Acc. Sci. Tech. (1984) p.148.
- 15) H. Kobayakawa, K. Huke, M. Izawa, Y. Kamiya, M. Kihara, M. Kobayashi and S. Sakanaka: "Observation of ion trapping phenomenon with bremsstrahlung", KEK Preprint 85-80 (1986).
- 16) E. Fischer: "Clearing fields for the ISR", ISRVAC/66-15 (1966).
- 17) Physics Today, March 1986, p.19.
- 18) Y. Yamazaki, M. Kihara and H. Kobayakawa: "Partially filled multi-bunch mode operation of the Photon Factory electron storage ring and cure of the vertical instability", KEK 83-17 (1983).
- 19) M.Q. Barton: "Ion trapping with asymmetric bunch filling of the NSLS VUV ring", Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986) 278.
- 20) S. Sakanaka: "The stability of ions in partially filled mode operation in the electron storage ring", KEK Preprint 86-17 (1986).