

ビームプロファイルモニタ

1. はじめに

本講義はビームプロファイルモニタについてである。プロファイルモニタは、ビーム位置モニタ(BPM)やカレントモニタ(CT)、ビームロスモニタ(BLM)などくらべ、多種多様である。特にJ-PARCのような大強度ハドロン加速器のそれは、いまだ開発要素が多く、この講義録では技術的な詳細は説明しきれていない。このため、各人で参考文献を頼りに詳細を追ってほしい。このほか、ビームモニタ全般に関しては過去のOHOテキスト[1][2][3][4]や平松氏のテキスト[5]が参考になると思う。また、ビーム位置モニタ(BLM)、ビームロスモニタ(BLM)については本OHOでも講義があるので、参考にしてほしい。

1.1. 座標系について

座標系については、ビーム自身を議論する際には、Frenet-Serret座標系を用いる。Frenet-Serret座標系を用いると、加速器内を運動するビーム軌道は、レファレンス軌道(閉軌道) $\vec{r}_0(s)$ の回りの運動として以下のように展開できる。

$$\vec{r}(s) = \vec{r}_0(s) + x\hat{x}(s) + y\hat{y}(s) \quad (1-1)$$

ここで s は、加速器のあるポイントから、ビーム軌道にそって測った軌道長であり、円形加速器を半時計回りに運動するビームの軸方向単位ベクトルを $\hat{s}(s) = \frac{d\vec{r}_0(s)}{ds}$ と定義した場合に、 $\hat{x}(s)$ 、 $\hat{y}(s)$ は、

$$\hat{x}(s) = -\rho(s) \frac{d\hat{s}(s)}{ds} \quad (1-2)$$

$$\hat{y}(s) = \hat{x}(s) \times \hat{s}(s) \quad (1-3)$$

であり、それぞれリングの径方向、上方への単位ベクトル、 $\rho(s)$ はレファレンス軌道の曲率半径である。また、 x および y はレファレンス軌道からのズレをあらわし、加速器に沿った位置 s の関数である。

ここでの主題であるビームプロファイルモニタを議論する際には、モニタ内の物理現象はとくに断らない限り、モニタ機器の中心を原点とした直交座標系を採用し、かかる物理現象は実時間 t で議論することにする。無用な混乱を避けるため、直交座標系では (X, Y, Z) を使用し、さらにプロファイルモニタの中心とレファレンス軌道は一致しているとする。よって、 $X = x$ 、 $Y = y$ 、 Z はビーム軸方向の変位である。

1.2. 横方向プロファイル

バンチ構造をもつビームを考えると、形状はビーム断面(横方向という)およびビーム軸方向(縦方向という)の空間的な広がり運動量広がり計6次元で表現できる。ビーム軸方向の運動とビーム断面内の運動が独立であるとする、ビーム断面内の4次元プロファイルと、ビーム軸方向の2次元プロファイルに分離できる。さらに横方向の上下・左右方向の運動が独立であるとする、それぞれ水平方向2次元プロファイル、垂直方向2次元プロファイルに分離できる。

縦方向のプロファイルはむしろバンチシェイプモニタと言うほうが一般的である。壁電流モニタなどの高周波特性のよい電流モニタが使用され、RF加速空洞の調整などに使用される[6]。本講義では横方向のビームプロファイルモニタのみ対象にし、以降では横方向ビームプロファイルモニタを単にプロファイルモニタと記す。

1.3. 測定プローブ

横方向のプロファイルを測定するには、ビームに対して何かしらのプローブをビームに対して挿入し、粒子分布の射影情報を得なければならない。

電子加速器では、電子ビーム自身が放出する放射光を利用したもの[5][7]やレーザー・電子コンプトン散乱を利用したもの[8]が利用されている。

一方、陽子ビームに対するプローブは、金属製のワイヤや薄膜などの固体との反応で放出さ

れる二次電子や高エネルギー二次放射線を測定するもの（ワイヤモニタ）、蛍光板や金属箔を入れ可視光を測定するもの（スクリーンモニタやOTRモニタ）、真空槽内の残留ガスや、別途導入する気体とビームの反応で生成される荷電粒子や光子を使うもの（電離プロファイルモニタ）、荷電粒子（電子、イオン）をビームに照射し空間電荷効果による軌道変動を数値解析し、プロファイルを同定するもの（電子（イオン）プローブモニタ）[9~12]、などが挙げられる。負水素加速器では（J-PARCやSNSなどのリニアック加速器）では、陽子に付随する電子とレーザーとの反応を利用したプロファイルモニタも開発されている。このように、プローブの違いにより、様々なプロファイルモニタがあるが、本講義ではJ-PARCで使用されるプロファイルモニタに特化する。

プロファイルモニタはエミッタンスを測定するモニタなので、その測定対象であるエミッタンスの定義から始めよう（2章）。3章ではエミッタンスの測定手法について述べる。4章ではJ-PARCで使用しているプロファイルモニタを紹介する。

2. ビームエミッタンス

2.1. リウビウの定理

いま、ある力学系を考え、その系の全エネルギーがN次元の一般化座標 (q_1, q_2, \dots, q_n) 、一般化運動量 (p_1, p_2, \dots, p_n) を変数（正準変数という）とする相空間内のハミルトニアン $H(\vec{q}, \vec{p})$ で与えられるとする。系の運動は以下の正準方程式に従って相空間内を運動する。

$$\begin{aligned} q_i' &= \frac{\partial H}{\partial p_i} \\ p_i' &= -\frac{\partial H}{\partial q_i} \end{aligned} \quad (2-1)$$

ここで、ダッシュはFrenet-Serret座標系ではsの、直交座標系では時間tの微分を表すが、この節では代表して時間微分であるとする。

相空間内の各点の運動（ミクロな挙動）が正準方程式で記述できるとき、その集団の運動は

正準（カノニカル）であるという。たとえば正準な運動をするビームの挙動を調べるためには、そのビームを構成する粒子一粒一粒の挙動を(2-1)式によって調べればよいことになる。しかし、そのようなことは、粒子数が増えてくれば、ある量を超えるとあきらめざるを得ないし、そもそもビームモニタは一粒一粒の粒子の挙動を別個に追うなどという芸当はできない。よって現実的には時間変動を考慮した相空間内の粒子分布 $\rho(\vec{q}, \vec{p}, t)$ を導入し（当然 \vec{q} 、 \vec{p} は力学変数である）、たとえばビーム位置のようなマクロな情報は以下のように相空間内の平均値として定義する。

$$\langle x(t) \rangle = \int \rho(\vec{q}, \vec{p}, t) x(\vec{q}, \vec{p}) \prod_{i=1}^n dq_i dp_i \quad (2-2)$$

$$\text{ただし、} \int \rho(\vec{q}, \vec{p}, t) \prod_{i=1}^n dq_i dp_i = 1、$$

構成粒子は増えないし、理想的には減りもしない。粒子分布を相空間内における流体であると考え、連続の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\nabla(\rho \cdot \vec{v}) = \\ &= -\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial(\rho q_i')}{\partial q_i} + \frac{\partial(\rho p_i')}{\partial p_i} \right) \end{aligned} \quad (2-3)$$

$$\vec{v} = (\vec{q}', \vec{p}')$$

を導入すると、全微分は、

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^n (q_i' \frac{\partial \rho}{\partial q_i} + p_i' \frac{\partial \rho}{\partial p_i}) \\ &= -\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial q_i'}{\partial q_i} + \frac{\partial p_i'}{\partial p_i} \right) \rho \\ &= -\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial^2 H}{\partial p_i \partial q_i} - \frac{\partial^2 H}{\partial p_i \partial q_i} \right) \rho = 0 \end{aligned} \quad (2-4)$$

となる（リウビウの定理）。2段目の式では(2-1)を使用している。

上式の意味することは、時間毎形状は変化するが相空間内の体積（面積）が一定で、まるで非圧縮性の流体として振舞う密度分布であるということである。これがビーム物理でいうところのリウビウの定理である。

結局、正準変数をもって対象となる力学系をハミルトン形式で記述できれば、相空間内の粒子分布の面積、エミッタンスは保存する。

2.2. Courant-Snyder 不変量

ビームの閉軌道周りの運動は次の Hill の方程式で与えられる。ダッシュは Frenet-Serret 座標系の s によるものである。

$$y'' + K_y(s)y = 0 \quad (2-5)$$

$$y' = \frac{p_y}{p} = \frac{P_y}{mc\beta\gamma} \quad (2-6)$$

ここで x 軸方向、 y 軸方向の運動を代表して y と表記することにする。 m はビーム粒子の質量、 p はビーム粒子の運動量、 β はビーム粒子速度を光速で割ったもの、 γ はローレンツ因子を表す。ここで、

$$K_x(s) = \frac{1}{\rho^2} - \frac{\partial B_z}{\partial x} / B\rho \quad (2-7)$$

$$K_z(s) = \frac{\partial B_z}{\partial x} / B\rho \quad (2-8)$$

$$K_{x,z}(s+L) = K_{x,z}(s) \quad (2-9)$$

である。 $B\rho$ は magnet rigidity、 B_z は磁場の z 軸方向成分、(2-9)式は磁場強度が L 周期で変動することを示している。

(2-5)は結合係数 K のバネの運動方程式と等価であるので、ハミルトン形式では、

$$H(y, y') = \frac{1}{2}y'^2 + \frac{1}{2}K(s)y^2 \quad (2-10)$$

となり、代表点 (y, y') は相空間で楕円曲線を描くことがわかる。

上式に母関数 $W_1(y, \psi) = \int_0^y y' dy$ を用いて正準変換を行い、 (y, y') から位相 ψ と作用 J の変数 (ψ, J) へと変数変換したほうが以降の議論に見通しがよい。ここで、作用 J は、楕円軌道に沿って線積分した量であり、楕円内の面積を $\varepsilon\pi$ と定義すると、

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint y' dy = \frac{1}{2\pi} \int dy dy' = \frac{1}{2} \varepsilon \quad (2-11)$$

になる。ここで、積分 \oint はエネルギー一定の元で、振動（ベータトロン振動）の1周期にわたって積分することを意味している。

作用 J の2倍が Courant-Snyder 不変量とよばれる量であり、

$$2J = C(y, y') = \frac{1}{\beta} \{y^2 + (\alpha y + \beta y')^2\} = \varepsilon \quad (2-12)$$

である。ここで β はベータトロン振幅関数である。(2-6)式の β と紛らわしいので、以降では特に断らない限り、ベータトロン振幅関数をさすものとする。また、 $\gamma = (1 + \alpha^2) / \beta$ 、 $\alpha = -\beta' / 2$ であり、 α 、 β 、 γ はツイスパラメータである。さらに ε がエミッタンスであり、単位は $[\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}]$ である。

正準変換を行うと、新しいハミルトン形式は、

$$\tilde{H}(\psi, J) = H + \frac{\partial W_1}{\partial s} = J / \beta \quad (2-12)$$

になる。上式は正準方程式を満たすから、

$$J' = -\frac{\partial \tilde{H}}{\partial \psi} = 0 \quad (2-13)$$

であり、作用 J は不変量であることがわかる。

さらに(2-12)式から、

$$y = \sqrt{2\beta J} \cos \psi \quad (2-14)$$

$$y' = -\sqrt{\frac{2J}{\beta}} (\sin \psi + \alpha \cos \psi) \quad (2-15)$$

となり、相空間内の楕円軌道になる。

2.3. 規格化正準運動量

規格化正準運動量 P_y を

$$P_y = \alpha y + \beta y' = -\sqrt{2\beta J} \sin \psi \quad (2-16)$$

と仮定すると、(2-14)と(2-16)から (y, P_y) 規格化相空間内の運動は円運動になり、楕円軌道を扱わなくてもよくなる。したがって面積は、

$$y^2 + P_y^2 = 2\beta J = \beta \varepsilon \quad (2-17)$$

となる。

2.4. ビームサイズ

2.1 で指摘したように、ビーム位置、ビームサイズというマクロな情報は、規格化された粒子分布 $\rho(y, y')$ を用いて次のようにあらわされる。

一次のモーメントから y と y' の重心は

$$\langle y \rangle = \int y \rho(y, y') dy dy' \quad (2-18)$$

$$\langle y' \rangle = \int y' \rho(y, y') dy dy' \quad (2-19)$$

二次のモーメントから、 y と y' おおのの分散と共分散は、

$$\sigma_y^2 = \int (y - \langle y \rangle)^2 \rho(y, y') dy dy' \quad (2-20)$$

$$\sigma_{y'}^2 = \int (y' - \langle y' \rangle)^2 \rho(y, y') dy dy' \quad (2-21)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yy'} &= \int (y - \langle y \rangle)(y' - \langle y' \rangle) \rho(y, y') dy dy' \\ &= r \sigma_y \sigma_{y'} \end{aligned} \quad (2-22)$$

である。 r は相関係数である。

2.5. rms ビームエミッタンス

rms ビームエミッタンスは相空間内の面積 ε を粒子密度で平均化した量として定義される。上記の二次モーメントを使うと以下のような [13]。

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\sigma_y^2 \sigma_{y'}^2 - \sigma_{yy'}^2} = \sigma_y \sigma_{y'} \sqrt{1 - r^2} \quad (2-23)$$

2.6. 転送行列による σ 行列の変換

相空間内の状態ベクトル $\begin{pmatrix} y(s) \\ y'(s) \end{pmatrix}$ を定義する。

シンクロトロンを構成する各要素に対する転送行列がわかれば、任意の $s_1 \rightarrow s_2$ の転送行列 $M(s_2 | s_1)$ を求めることができ、 s_1 の状態ベクトルは s_1 の状態ベクトルを用いて、

$$\begin{pmatrix} y(s_2) \\ y'(s_2) \end{pmatrix} = M(s_2 | s_1) \begin{pmatrix} y(s_1) \\ y'(s_1) \end{pmatrix} \quad (2-24)$$

と表せる。

$M(s_2 | s_1)$ は、距離 L のドリフトスペースの場合、

$$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2-25)$$

収束力 g の四重極電磁石の場合、

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -g & 1 \end{pmatrix} \quad (2-26)$$

である。

四重極電磁石とドリフトスペース L の転送行列は、(2-25)、(2-26)を用いて、

$$M = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -g & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - gL & L \\ -g & 1 \end{pmatrix} \quad (2-27)$$

となる。

エミッタンスについても σ 行列を導入することにより、転送行列を用いてビームサイズの変動が定式化できる。

σ 行列とは次の式で定義される量である。

$$\begin{aligned} \sigma(s) &= \begin{pmatrix} \sigma_y^2(s) & \sigma_{yy'}(s) \\ \sigma_{yy'}(s) & \sigma_{y'}^2(s) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sigma_{11}(s) & \sigma_{21}(s) \\ \sigma_{12}(s) & \sigma_{22}(s) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2-28)$$

σ 行列は、状態ベクトル $\begin{pmatrix} y(s) \\ y'(s) \end{pmatrix}$ の転送行列

$M(s_j | s_i)$ を用いて、

$$\sigma(s_2) = M(s_2 | s_1) \sigma(s_1) M(s_2 | s_1)^T \quad (2-29)$$

と変換される。ここで $M(s_j | s_i)^T$ は $M(s_j | s_i)$ の転置行列を意味する。

2.7. エミッタンスの断熱減衰

前章で定義したエミッタンスは定エネルギーのもとで定義されており、加速過程を考えるとときにはエネルギー保存則が成り立たないため、もはやエミッタンスは不変量ではない。

エネルギー変化が空間内の振動周期より十分ゆっくりしている場合には、その変化は断熱変化であるという。断熱変化のもとでエミッタンスもゆっくり変化する。(2-6)から、もしビーム軸方向の運動量変化(p の増大)に対して、横方向の運動量変化がない($p_y = \text{一定}$)とすると、エネルギーが増大するとともに y' は減少し、エミッタンスが減少する。

断熱変化のもとで不変量(断熱不変量)となる規格化エミッタンスを以下のように定義できる。

$$\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon \quad (2-30)$$

よって、粒子のエネルギーが増大するとともに、 $1/\beta\gamma$ に比例してエミッタンスは減少する(断熱減衰)。

3. エミッタンス測定

3.1. ダブルスリット法

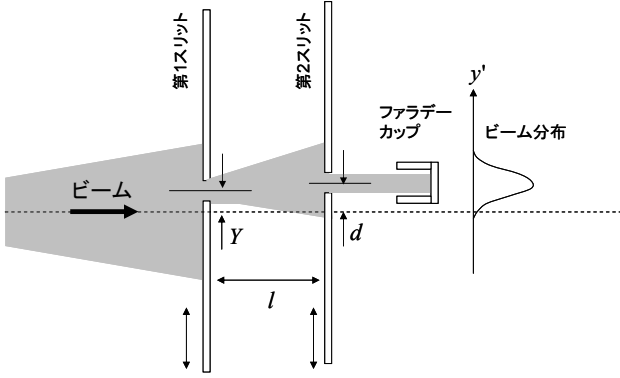


Fig.1 ダブルスリット法によるビームエミッタンス測定の概略図

Fig. 1 にダブルスリット法の概略図を示す。ビームを第 1 スリットで切り出し、さらに第 1 スリットから距離 l にある第 2 スリットを通過した電荷をファラデーカップで測定する。ビーム軸と第 1 スリット中心間の距離を Y 、ビーム軸からの第 2 スリットの距離を d とすると全スリットを通過する粒子の発散角度は、

$$y' = \frac{d - Y}{l} \quad (3-1)$$

になる。両スリットの位置を変えながら測定を繰り返すことにより相空間内の 2 次元マップが測定できる。J-PARC ではイオン源出口でのプロファイル測定に使われている。

3.2. Q スキャン法

有効収束力 g の四重極電磁石の入り口 s_1 で測定される σ 行列の 11 成分を $\sigma_{11}(s_1)$ としたとき、四重極電磁石から距離 L だけ離れた位置 s_2 でのビームサイズは、(2-29)式に四重極電磁石とドリフトスペースの転送行列(2-27)を代入して、

$$\sigma_{11}(s_2) = \sigma_{11}(s_1) \left(1 + \frac{\sigma_{12}(s_1)L}{\sigma_{11}(s_1)} - Lg \right)^2 + \frac{\varepsilon_{rms}^2}{\sigma_{11}(s_1)} L^2 \quad (3-2)$$

と解ける。ここで ε_{rms} は四重極電磁石入り口の rms エミッタンスであるから、有効収束力を変えながら、下流のプロファイルモニターでビームサイズ $\sigma_{11}(s_2)$ を測定し、最小二乗法により最適な rms エミッタンスを求めることが行われる。

3.3. ムービングスクリーン法

(2-24)から、未定定数は σ_{11} 、 σ_{22} 、 $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ であるから、ドリフトスペースの 3 箇所ではビームサイズを測定すればエミッタンスを測定できる。基準となる位置のビームサイズを測定し、さらに下流の 2 箇所ではビームサイズを測定する。やはり同じように(2-29)式にドリフトスペースの転送行列(2-25)を代入する。基準点から L_1 、 L_2 離れた位置のビームサイズ R_2 、 R_3 は基準の位置の σ 行列を使えば、

$$\begin{aligned} R_1^2 &= \sigma_{11} \\ R_2^2 &= \sigma_{11} + 2L_1\sigma_{12} + L_1^2\sigma_{22} \\ R_3^2 &= \sigma_{11} + 2L_2\sigma_{12} + L_2^2\sigma_{22} \end{aligned} \quad (3-3)$$

である。同様に最小二乗法を用いて、3 個の未定定数が決定でき、(2-23)式から rms エミッタンスを求める。

3.4. ガウス分布

相空間内の粒子分布に 2 次元ガウス分布を仮定することが行われる。この仮定が妥当かどうかはそのつど評価しなければならないが、この仮定の下では、規格化正準運動量 P_y を用いた規格化相空間 (y, P_y) で粒子分布が 2 次元ガウシアンであるから、以下のように表現できる。

$$\rho(y, P_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_y^2} \exp\left(-\frac{(y^2 + P_y^2)}{2\sigma_y^2}\right) \quad (3-4)$$

ここで、

$$\langle y^2 \rangle = \langle P_y^2 \rangle = \sigma_y^2 = \beta_y \varepsilon_{rms} \quad (3-5)$$

である。また、(3-4)式を(2-14)式、(2-16)式で置き換えると、

$$\rho(\varepsilon) = \frac{1}{2\varepsilon_{rms}} \exp(-\varepsilon/2\varepsilon_{rms}) \quad (3-6)$$

である。

3.5. 実空間 3 次元プロファイル

(3-4)式で定義したガウス分布プロファイルを実空間への射影したものが、測定するプロファイルである。実空間射影プロファイルは(3-4)式を規格化正準運動量 P_y で全積分することで得られ、

$$\begin{aligned} n(y) &= n_b \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(y, P_y) dP_y \\ &= \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp(-y^2/2\sigma_y^2) \end{aligned} \quad (3-7)$$

となる。ここで、 n_b はバンチあたりの粒子数である。

さらに、縦方向(ビーム軸)、横方向(水平、垂直)の運動がすべて独立で、変数分離できるとすると、バンチビームの形状を以下のような 3 次元ガウス分布として表現できる。

$$\begin{aligned} n(x, y, s) &= \\ &= \frac{N_b}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_s} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(s - \beta ct)^2}{2\sigma_s^2}\right) \end{aligned} \quad (3-8)$$

ここで、 β は速度を光速で割ったものである。

3.6. 95%エミッタンス

相空間で粒子が生き残れる領域は、アドミッタンスもしくはダイナミカルアパーチャー呼ばれており、真空ダクトの形状、キッカーのアパーチャー、電磁石の非線形成分から決まる量である。粒子をビームロスさせることなく加速し、取り出すためには、エミッタンスをつねにアドミッタンスより十分小さく保たねばならない。

$\varepsilon = 6\varepsilon_{rms}$ とすると、(3-6)式から全粒子の 95% が位相空間内の楕円内に入ることから、これを 95%エミッタンスと定義し、ビーム広がり指標にしている。このほか、 $\varepsilon = 10\varepsilon_{rms}$ や、 $\varepsilon = 4\varepsilon_{rms}$ が使用される。

4. J-PARC のプロファイルモニタ

J-PARC で使用されるプロファイルモニタについて解説する。

蛍光スクリーンやワイヤ、二次電子放出グリッドを挿入する破壊型の手法は、ビームを破壊するのみならず、ビームによる熱負荷がプローブそのものの融解を引き起こすリスクがある。とくに、シンクロトロンではビーム強度が上がり、熱負荷の問題が深刻である。

J-PARC では非破壊型プロファイルモニタとして残留ガス電離プロファイルモニタ (Residual Gas Ionization Profile Monitor:IPM) を使用している。

以下ではリニアック、シンクロトロン(RCS/MR)、ビームトランスポートラインで使用されているプロファイルモニタについて解説する。

Table1 は J-PARC におけるビームエミッタンスの想定値である。

Table 1 J-PARC の 99%ビームエミッタンス (単位: π mm \cdot mrad)

リニアック	RCS への出力	4
RCS	ペインティング入射後	216
	中性子施設への出力	81
MR	MR への出力	54
	30GeV 取り出し	10

4.1. リニアックのビームプロファイルモニタ

4.1.1. ワイヤスキャナーモニタ(WSM)



Fig. 2 WSM 検出部

リニアックではワイヤスキャナモニタ(WSM)が RFQ と DTL 間の MEBT1(3MeV)に 4 台、SDTL 部(50MeV)に 4 台、181MeV のビームトランスポートラインに 28 台の計 36 台稼動している(Fig. 2)。

45 度傾いて設置されるワイヤフレーム(Fig. 3)にワイヤが図のようにフレームに対して 45 度に 2 本張られている。フレームを 45 度方向に出し入れすることにより、ビームに対してワイヤを x, y 方向から交差させることができる。

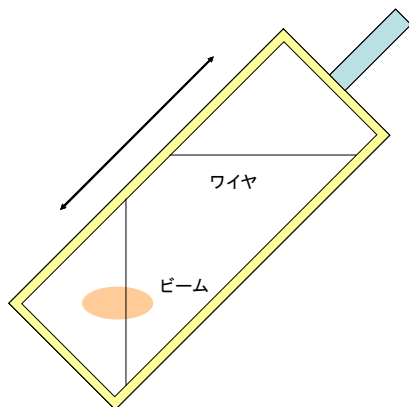


Fig. 3 WSM のワイヤフレーム部

ワイヤとビームが交差することにより、ワイヤに電荷が誘起する。リニアックでは負水素イオ

ン(H^-)ビームが加速されるので、誘起される電荷の起源は以下の通りである。

- 1) 負水素イオン由来の電子がワイヤにトラップされることによる負電流
- 2) 負水素イオン由来の陽子がワイヤにトラップされることによる正電流
- 3) 負水素イオンがワイヤに衝突する際に放出される二次電子由来の正電流

ビームのエネルギーが十分高く、負水素イオンがワイヤを透過した場合には 3)の二次電子放出のみである。

3)の二次電子放出数 Y は次の式で計算できる[14]。

$$Y = P \frac{d_{se}(dE/dx)}{W} \quad (4-1)$$

d_{se} は二次電子が放出される深さであり、 W はワイヤ内での平均イオン化エネルギー、 dE/dx はワイヤ内での阻止能 (付録 6-3 参照) を表し、右辺の分数は深さ d_{se} 内で、電離作用により生成される自由電子の数を表す。 P は電子の放出確率である。秋川らは $d_{se} = 1\text{nm}$ 、 $P = 0.5$ を採用し、二次電子による信号強度は 1)の効果の 1/10 程度あることを報告している[15]。

WSM では信号強度を稼ぐため、1)の効果を有効に使う設計にしている。ワイヤ径は、負水素イオン由来の電子がワイヤのなかで停止するように十分太くしなければならない。一方で、太すぎるとビームロスが無視できないばかりか、ビームのエネルギー付与による温度上昇が大きくなり、融点を越えたところで使用できなくなってしまう。

温度上昇度と信号強度との兼ね合いから MEBT1 では 3MeV ビーム測定用に $7\mu\text{m}$ 径のカーボン製のワイヤを、SDTL 部より上流では 50、180MeV ビーム測定用に $30\mu\text{m}$ 径のタンゲステンワイヤを採用している[15]。

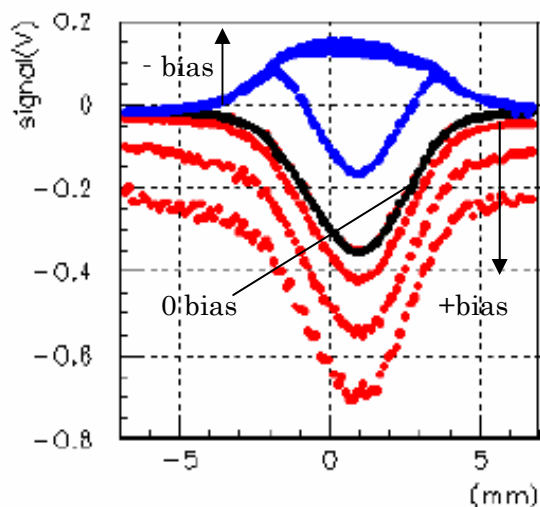


Fig. 4 バイアスによるプロファイル変動([15]より転載)

Fig. 4 はワイヤにバイアスを印加した際の測定プロファイルの変動を示している。ここで、負電圧はワイヤにマイナス電流が流れていることを、逆に正電圧は正電流が流れていることを示している。バイアス電圧を -60V から -240V へと、また $+60\text{V}$ から $+240\text{V}$ へと変えている。正電圧を印加した場合は二次電子放出効果を抑制するため信号が増大し、一方で、負電圧を印加した場合は二次電子放出を増大させ、極性が反転している。

このようにバイアス電圧の印加により信号強度の変動、測定プロファイルの変動が起こる。出力信号の変動が安定化するバイアス電圧が印加されている[16]。

4.1.2. レーザーワイヤプロファイルモニタ

レーザーワイヤプロファイルモニタが米国 SNS のリニアック加速器で使用されている[17][18]。負水素ビームに Nd:YAG レーザーを照射し、電子を剥ぎ取り、負水素を中性化する。ビームに対するレーザーの照射位置を変更しつつ、はがれた電子をファラデーカップで補足することにより横方向のプロファイルが得られる。また、モードロックレーザーを用い、発振周期をリニアックバンチ周期に同期させ、位相スイープすることにより縦方向のプロファイルも測定できる。

J-PARC においても開発例がある。Lee ら[19][20]による実証試験が行われ、良好な結果が得られている。また、電離電子のエネルギーを

分析することにより、バンチビーム内の電場分布が得られることも示された[19]。

レーザーワイヤを使用する利点は以下の通りである。

- 1) 固体ワイヤで起こるような破断がなく、定格ビームでも測定可能である。
- 2) レーザー照射位置は、真空チャンバーの外に設置する光学系で走査するため、真空チャンバー内部に WSM のような移動機構を設置する必要がなく、真空保全がしやすい。
- 3) 縦方向のプロファイルが測定可能である。今後 J-PARC のビーム強度が増強されるとともにレーザーワイヤプロファイルモニタ導入が必要になるものと思われる。

4.2. RCS・MR のビームプロファイルモニタ

4.2.1. マルチワイヤプロファイルモニタ (MWPM)

リニアックからの入射ビームに対して、RCS への入射位置、入射角度を調整し[21][22]、エミッタンスを測定するために、RCS 入射部にマルチワイヤプロファイルモニタ(MWPM)が計 4 台設置されている[23][24]。H0 ダンプラインにも 2 台設置されているが、測定対象が荷電変換後の陽子であることから、信号強度を稼ぐ目的でワイヤではなく Ti 製のリボンを用いている。入射部の MWPM が金属製のワイヤを負水素ビームに対して挿入し、誘起する電荷を測定するという測定原理はリニアックに設置されている WSM と同様である。

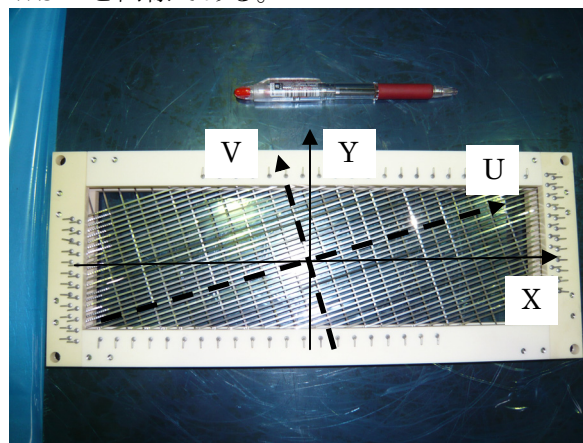


Fig. 5 RCS 入射部用 MWPM ヘッド

Fig. 5 に MWPM のセンサヘッド部を示している。センサヘッドが X 軸もしくは Y 軸から挿入される。リニアックからのビームサイズが小さく、ワイヤの間を抜けることを懸念し、移動機構を採用している。ステッピングモータで位置をずらしながら各ワイヤに誘起される電荷を測定する。

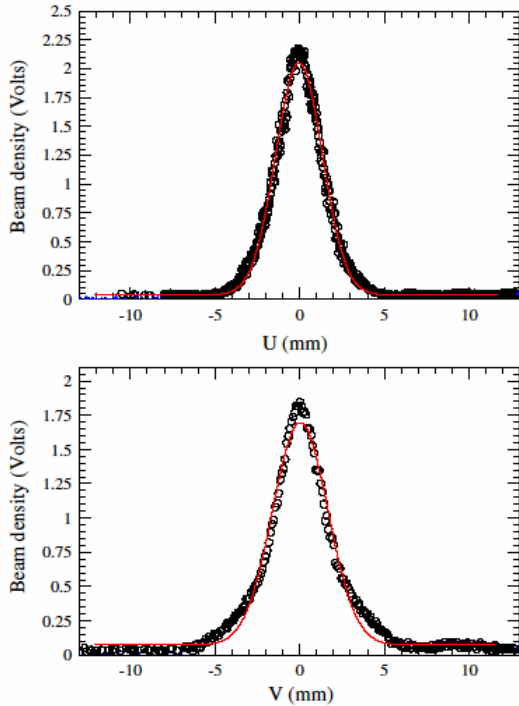


Fig. 6 MWPM で測定された U (上図)、V (下図) 軸に関する射影プロファイル([22]より転載)

ワイヤには金をコーティングした 0.1mmΦ の W ワイヤを、X 軸、Y 軸に 17.7 度回転した軸、U 軸、V 軸に平行にそれぞれ 8 本、28 本張っている。これは X (Y) 軸方向から挿入した際に U 軸、V 軸ともに測定精度を確保するためである。Fig. 6 に(U、V)軸で測定したプロファイルを示す。

移動距離を細かく設定することにより、詳細なプロファイルが測定できている。ただし、エミッタンスは(X、Y)軸上のもので議論しなければならないため、(U、V)上で測定したビームサイズを下記の式を用いて(X、Y)軸のものに変換している[25]。

$$\begin{pmatrix} \sigma_x^2 \\ \sigma_y^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \sin^2 \theta \\ \sin^2 \theta & \cos^2 \theta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sigma_U^2 \\ \sigma_V^2 \end{pmatrix} \quad (4-2)$$

4.2.2. フライングワイヤモニタ(FWM)

KEK-PS 用に開発されたフライングワイヤビームプロファイルモニタ(FWM)[26]が、J-PARC MR 用に改良され、水平プロファイル測定に使用されている[27][28]。

Fig. 7 に概略図を示す。ワイヤフレームにはワイヤが Y 軸方向に張られている。このワイヤフレームを、中心軸に対して -150 度から +150 度まで往復運動させることにより、ワイヤをビームに対して挿入することができる。

信号はビームとワイヤとの散乱で発生する二次放射線を真空チャンバーの壁面に設置したシンチレータで観測する。シンチレータでは入射放射線量に応じて発光現象が発生し、その光を光電子増倍管(付録 6-1 参照)で電流信号に変換し信号増幅する。

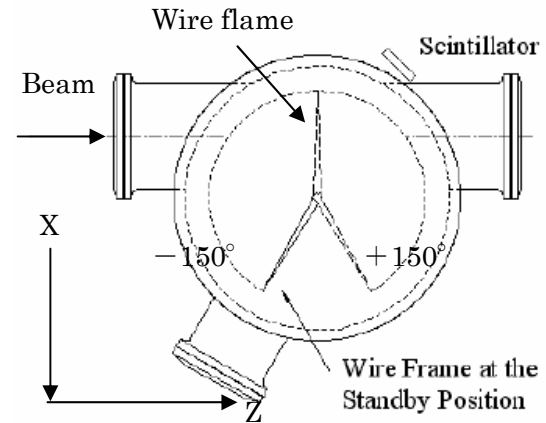


Fig. 7 FWM の概略図 ([27]より転載)

ワイヤとの散乱によりビーム自身が乱れると、正確なプロファイルが得られないため、ビームに対する影響を最小にするために、ワイヤには物質量の小さいカーボンファイバ 7μmΦ を採用し、高速で動作させている。ワイヤの速度は最大 5m/s である。-150 度から +150 度へ、そしてまた -150 度にもどるという 1 連の動作を 0.2s で行い、その間 4 回ビームを横切ることになるため、最大 4 回プロファイルが測定できる。

信号強度は散乱位置(ワイヤ位置)からシンチレータを望む立体角とワイヤスピードに依存するため、補正が必要である。補正した信号とワイヤ X 座標の相関からプロファイルを得る。Fig. 8 に測定したプロファイルを示す。

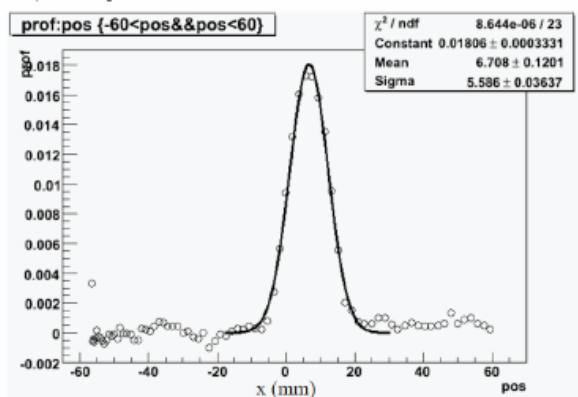


Fig. 8 FWM によるプロフィール測定結果 ([28]より転載)

4.2.3. 残留ガス電離プロフィールモニタ(IPM)

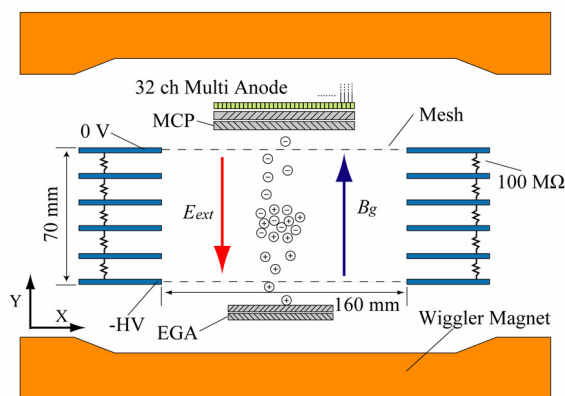


Fig. 9 IPM の概略図

RCS、MR のビームプロフィールを測定するため、残留ガス電離プロフィールモニタ(IPM)を使用している[29～33]。Fig. 9 は IPM の概略図である。エミッタンスの測定のみならず、入射ビームのマッチング調整にも広く使用されている。特にペインティング入射を行う RCS においては必要不可欠である[34]。

IPM ではビームと残留ガスとの電離作用により生成されるイオン・電子対を測定するため、完全に非破壊なプロフィールモニタと言える。生成された荷電粒子を X 軸上に射影し、粒子の到達位置とその個数(出力信号)から、水平プロフィールが測定できる。Fig. 9 を 90 度回転させたものが垂直用 IPM である。

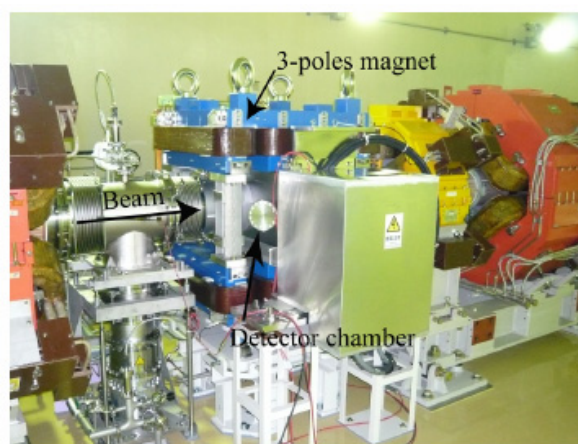


Fig. 10 RCS用水平タイプ IPMの概観

IPM は、荷電粒子収集用外部電場 E_{ext} を生成するための電極、信号増幅のための Microchannel Plate(MCP)(付録 6-2 を参照)、MCP で増幅された電子電流を測定する 32ch マルチストリップアノード、MCP のゲインバランスを調整するための電子源 Electron Generator Array(EGA)[35]、電子収集のためのガイド磁場生成用電磁石から成っている。

電磁石はビームに与える影響を相殺するため、ビーム軸方向の BL 積を 0 に調整した 3 極のウイグラー電磁石(Fig. 10, 11)を用いている。収集電圧の極性を変えることにより、電子収集かイオン収集かを選択できる。

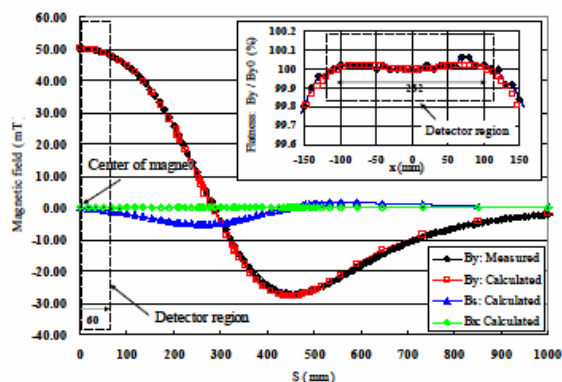


Fig. 11 RCS用ウイグラー電磁石の磁場分布

現在、RCS には電子収集用電磁石付の IPM が水平プロフィール測定用 1 台、垂直プロフィール測定用として 1 台の計 2 台インストールされている(Fig. 10)。MR にもやはり水平プロフィール測定用 1 台、垂直プロフィール測定用 1 台の計 2 台インストールされているが、これらに

関してはまだ電磁石がインストールされていない。

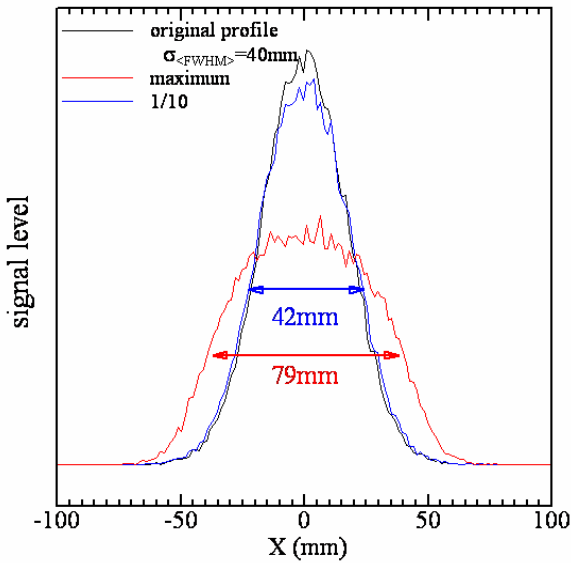


Fig. 12 RCS-IPM に定格電圧を印加した場合のイオン収集モードプロファイルの歪み計算結果。定格ビームと 1/10 強度について計算している。

<イオン収集モード>

イオン収集は収集電極にプラス電圧を印加して、生成されるプラスイオンを収集するモードである。J-PARC では、イオン収集による正確なプロファイル測定が困難である。ビーム強度が高く、ビームが作る空間電場により、イオン収集軌道が曲げられてしまい、測定プロファイルがゆがんでしまう（空間電荷効果）からである。

Fig. 12 に RCS 用 IPM においてイオン収集を行った場合のプロファイル歪みをシュミレーションした結果を示す。45kV/297mm=151kV/m の定格電場を印加しても、ビーム由来の空間電荷効果により、図のようにプロファイルが太って見えてしまう。これを補正するためには高電圧化が必要であるが、電極部での沿面放電による印加電圧の技術的な制限があり、困難である。尚、MR-IPM の最大印加電場は 50kV/130mm=384kV/m である。MR 入射ビームに対しては 5% 程度の誤差で測定が可能であるが、エネルギーが上がるとともに、断熱収縮によるビーム密度の増大により、空間電荷効果は深刻になり、2 倍程度の過大評価になる[31]。

<電子収集モード>

(* 詳細は付録 6-4 を参照)

空間電荷効果の影響を補正するために外部収集電場に平行にガイド磁場 B_g が印加される。磁場成分、外部電場成分が Y 軸成分のみであるとすると、運動する電子の運動方程式は以下のようになる。ダッシュは時間微分を表すとする。

$$mY'' = -e(E_{ext} + E_{sY}) \quad (4-3)$$

$$Z' = (\vec{E} \times \vec{B}_g / B_g^2)_Z = E_{sX} / B_g \quad (4-4)$$

$$m\vec{v}'_{\perp} = -e\vec{v}_{\perp} \vec{B}_g \quad (4-5)$$

ここで、 $\vec{E}_s = (E_{sX}, E_{sY}, 0)$ はビームがつくる電場である。ビームが相対論的であると仮定し、電場がすべて横方向に集中とした場合の電場であり、ビームバンチ端部の影響を無視している。非相対論的であっても、バンチ長が十分長ければよい近似である。

\vec{v}_{\perp} はガイド磁場に垂直な速度ベクトルの内、(4-4)式で表されるドリフト速度を差し引いたものである。 $(\quad)_Z$ はベクトルの Z 成分を示す。

(4-3)式は外部収集電場による加速度運動であり、 $|E_{ext}| > \left| \frac{\partial \phi_{sc}(X, Y)}{\partial Y} \right|$ であることが必要である。

RCS ビームの場合 40kV/297mm 程度必要である。(4-4)式は $E \times B$ ドリフト運動を示し、ビーム軸方向に変位する。変位量は数 mm 程度と見積もられている[36]。(4-5)式はガイド磁場周りの回転運動を表している。回転半径（ラーモア半径）は電離電子の初期エネルギー E_0 をもって $r_L = \sqrt{2m_e E_0} / eB_g$ である。電離電子の初期運動エネルギーは平均で数 eV 程度[37]であるから、500Gauss 程度の磁場で 0.4mm の回転半径が得られる。

これら 3 式より、電子は磁場周りのらせん運動を行いながらビーム軸方向に変位することがわかる。よって X 軸方向の変位はラーモア半径のみに依存する。

<信号強度の見積もり>

IPM チャンバーは加速器ダクトの一部であるから、 $10^{-7} \sim 10^{-6} \text{Pa}$ レベルの高真空状態である。Fig. 13 に四重極型質量分析器で測定した IPM チャンバー内の残留ガス成分を示す。水素、水、窒素が主成分である。1 気圧 1cm^3 あたり 2.5×10^{19} 個の気体分子が含まれるから、 $10^{-7} \sim 10^{-6} \text{Pa}$ ではおよそ $2.5 \times 10^{17-8}$ 個/ cm^3 程度の分子（主に水）が含まれていることになる。

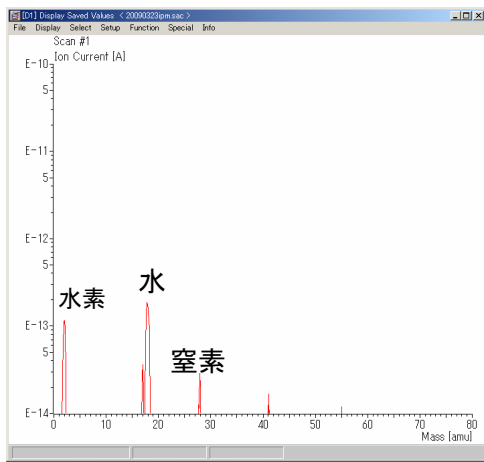


Fig. 13 IPM チャンバー内の主な残留ガス成分

陽子ビームが IPM チャンバーを通過すると、残留ガスとのクーロン相互作用によりガス原子を電離し、イオン・電子ペアを生成する。J-PARC の定格ビームでは 1 バンチあたり 4×10^{13} 個の陽子が加速される。3GeV 定格ビームを例にとって、1 バンチあたり MCP で検出されるイオン・電子の数を求めよう。

MCP で検出されるイオン・電子の数は、

$$n = \frac{(dE/dx)L\rho\alpha}{W} N_b \quad (4-6)$$

である。ここで dE/dx は阻止能(付録 6-3 参照)、 L はビーム進行方向のガス厚、 ρ はガス密度、 α は MCP の検出効率、 W は残留ガスの平均イ

オン化エネルギー、 N_b はバンチあたりの粒子数である。

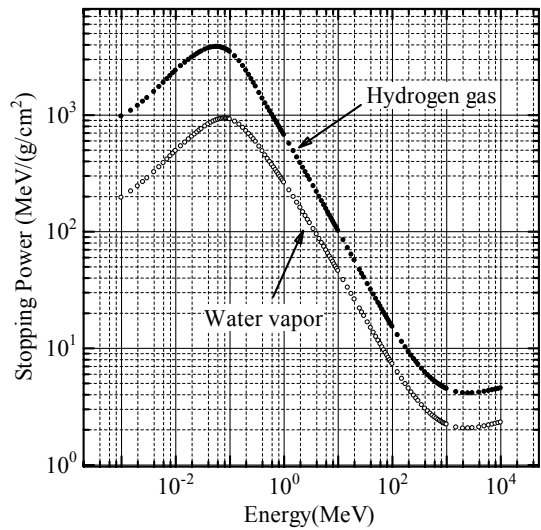


Fig. 14 陽子ビームの水素ガスおよび水蒸気による阻止能

平均イオン化エネルギーは種々の分子で調べられており、おおよそ 10 から 30eV の間である [38]。阻止能は水素ガスと水蒸気の数 (Fig. 14) から、 $3 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ 。 L に検出器のビーム軸方向長さ 31mm、MCP 検出効率は開口率 60% を仮定すると、おおよそ $10^4 \sim 10^5$ 個となる。MCP 検出効率はイオン、電子の衝突エネルギー、印加磁場にも依存するが、磁場無しの場合、電子の場合 10~60%、イオンの場合 60~85% 程度である。磁場による影響など、検出効率の詳細は文献 [39] に詳しい。

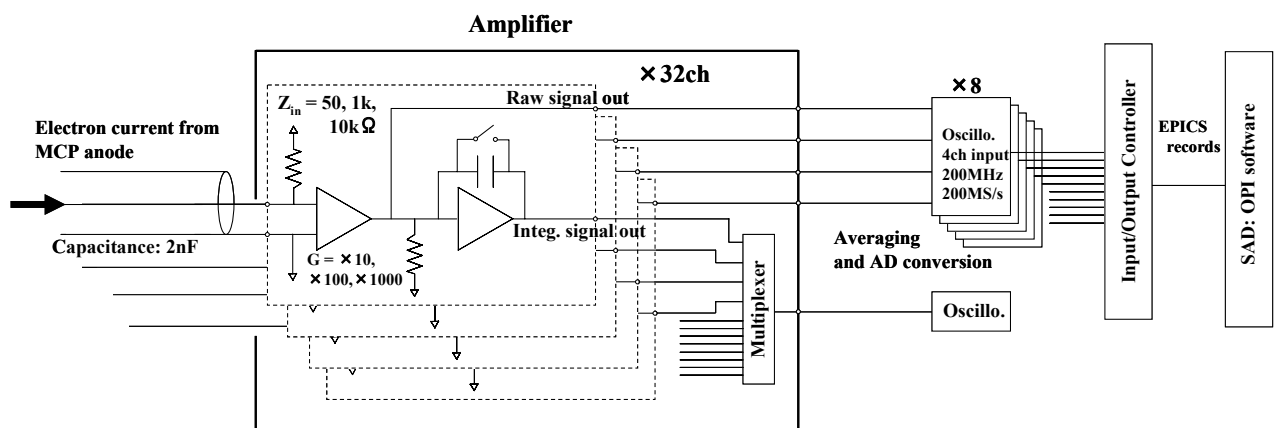


Fig. 15 IPM 信号処理系

MCP で増幅した信号（電子）は、32ch のマルチストリップアノードで分割測定する。各マルチアノードストリップからの信号は Fig. 15 の信号処理系で処理される。MCP の増幅度 G を 10^6 とすると、1 バンチ 1 ストリップあたりの平均誘起電荷は

$$(n/32)Ge \quad (4-7)$$

より、 $Q=50\sim 500\text{pC}$ となる。プリアンプ入力電圧は、プリアンプからストリップアノード間の静電容量を C_{in} とおくと $V_{in} = Q/C_{in}$ である。ビームラインは放射線強度が強いため、プリアンプは 20m 程度離れた場所に設置される。このためケーブルの静電容量から $C_{in}=2\text{nF}$ であり、 $V_{in}=25\sim 250\text{mV}$ になる。 C_{in} とアンプの入力抵抗 $R_{in}=1\text{k}\Omega$ から、高周波特性は C_{in} にたまった電荷の減衰時定数 $\tau = C_{in}R_{in}=2\mu\text{s}$ で決まる。RCS 入射ビームの周回時間 $2\mu\text{s}$ 、MR の入射ビームの周回時間が $5\mu\text{s}$ であるので、周回毎（ターンバイターン）のプロファイル測定が可能である。

<平均化処理>

ターンバイターンプロファイルを精度よく得るためには、信号を何ショットにもわたり平均化処理をすることが本質的に重要である。あるストリップアノードが受ける電離イオン（電子）は、平均して 300 個から 3000 個、外縁部にいたっては数 10 個程度であり、統計誤差が無視できない。さらに MCP 自体の増幅度[39]のばらつきもある。

オシロスコープの平均化機能を用い、50 ショットから 100 ショット程度の平均化処理を行っている。統計誤差、MCP 増幅度のばらつきの低減化、信号ノイズの除去を行い、ターン毎の精密なプロファイル測定を可能にしている。

<IPM による入射エラー調整>

ターンバイターンプロファイル測定能力を生かし、IPM はエミッタンス測定のみならず、入射調整にも使用されている。Fig. 16 に MR におけるイオン収集時のプロファイル測定例を示

す。入射後 1 ターン目が一番下のプロファイルで、上方に向かって 14 ターンまでのプロファイルが示されている。左図では入射調整前、右図は入射調整後のものである。入射調整前には 3-50BT と MR のミスマッチにより、ビーム位置の振動（二極振動）と、ビーム形状の振動（四極振動）が確認できる。IPM で 2 つの振動モードが個別に測定できるという事実は、入射調整を行う上で極めて重要である。IPM を用いて、3-50BT の光学補正が行われている。入射調整後のプロファイル(右図)では、入射エラーがきれいに補正されていることがわかる。

<ダイナミックレンジ>

IPM に必要とされるダイナミックレンジをビームロスと絡めて考えてみよう。IPM の役割ひとつに、ビーム形状、とくにビームコア外縁部の測定が挙げられる。この外縁部がビームロスになることから、正確に測定し、ビームロスとの相関を調査することが重要である。

J-PARC 加速器ではメンテナンスを行う関係上、機器の放射化は一步離れた位置(30cm)で 1mSv/h 以下、ビームロス量は 1W/m 以下(ただし、コリメータ部でのロスは含めない)であることが求められている。加速とともに単一粒子あたりのロスパワーがあがるため、加速粒子数に対して許容されるロス粒子数の割合は減少する。MR 取り出し時(30GeV)を例にとって考えてみる。MR 周長と 1W/m の条件から、入射ビーム(3GeV)に対して 3%、出射ビーム(30GeV)に対して 0.3%程度（コリメータ部を除く）が許されるビームロスである。実際には、ビームロスは局所的に発生することになる。周長に渡る単純積分ではないため、測定すべき信号レベルはさらに小さくなる。外縁部に含まれる測定すべき粒子数は全体の 0.3%以下になり、必要なダイナミックレンジは 10^4 レベルになると予想できる（まだ定格ビームの形状を見ていないため確定できない）。現状の IPM ではまだこのレベルに達していない[30]。今後の課題である。

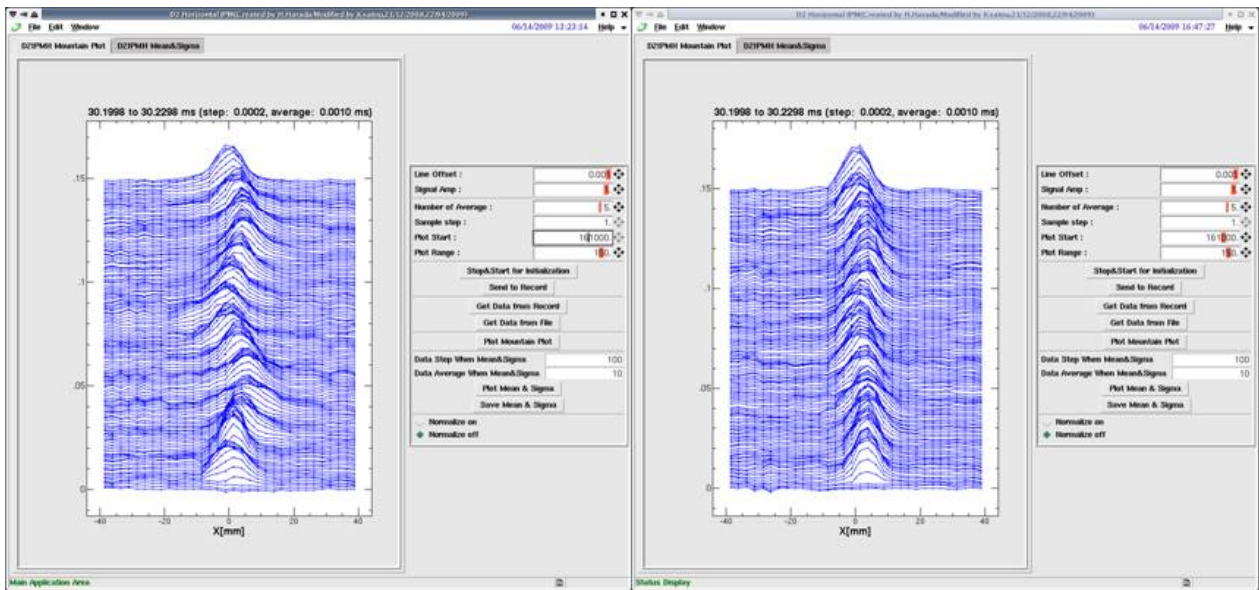


Fig. 16 MR 入射ビームプロファイルのターンバイターン測定

4.3. ビームトランスポート(BT)ラインのプロファイルモニタ

4.3.1. マルチリボンプロファイルモニタ (MRPM)

3-50BTには計6台のMRPMが導入されている。内1台はMR入射部に設置され、入射ビームを測定している[40]。測定原理はWSMと同様であるが、リニアックの負水素ビームのようにビーム由来の電子信号が得られないため、信号が微弱である。信号強度を増強するため、炭素製リボンを使用する。ワイヤと比べて断面積が増えるため信号強度が増える。炭素材はビームへの影響を低減化するため、なるべく物質量の低い材料を選択した結果である。

現在はAuをコーティングした $30\mu\text{m}$ のWワイヤを使用しているが、順次リボンへの置きかえが進むものと思われる。

4.3.2. スクリーンモニタ

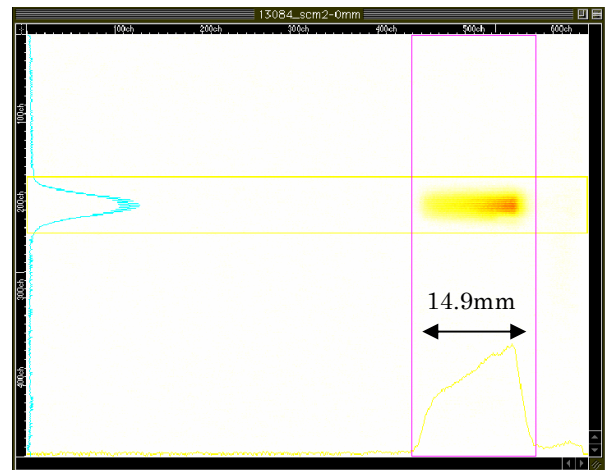


Fig. 17 スクリーンモニタによるSXビームスポットの測定例

スクリーンモニタは、アルミナ蛍光板（いわゆるデマルケスト）やコルツ、ZnS(Ag)などをビームに挿入し、ビームスポットからの発光をCCDやCMOSなどのイメージセンサで観測する。

デマルケストを使用したスクリーンモニタが現在J-PARC MR加速器の遅い取り出しラインに設置され、ビームスポットの測定に使用されている。イメージの検出には、高い耐放射線性を期待し撮像管(ビジコン)が使用されている。

スクリーンモニタはビームスポットの2次元測定を可能にする利点がある一方、ビームを乱し、ビームロスも発生するため、ビーム供給中の測定は最小限にするべきである。SXラインに設置されているスクリーンモニタは、測定時のみスクリーンを挿入する。Fig. 17は取り出しビームのビームスポットを観測した例である[41]。

4.3.3. OTR モニタ

ハドロンビームライン、ニュートリノビームライン用に、OTR(Optical Transition Radiation)スクリーンモニタが開発されている[42][43]。OTRは高速荷電粒子が、誘電率の違う境界面、たとえば真空から金属物質を通過するときその境界面から発する遷移放射光である。発光量はスクリーンの物質質量ではなく、反射率に比例する。金属薄膜を使い、ターゲット厚を可能な限り薄くし、ビームロスを最小限にすることが可能である。J-PARC用ではアルミ箔を用いことが考えられている。

5. 最後に

よく言われることに、ビームモニタ3種の神器なるものがある。BPM、BLM、そしてCTである。残念ながらここでの主題、プロファイルモニタは仲間に入っていないが、J-PARCや米国のSNS、欧州のLHC、計画中ESSなど、MW級の大強度ハドロン加速器の実現には、プロファイルモニタが非常に重要な役割を果たすだろうと思う。

加速器では機器の保守点検上、機器の放射化レベル、ビームロス量はパワーが上がっても据え置かれなければならない。パワーがあがるとともに、許されるビームロス量上がるわけではなく、加速器パワーが上がれば上がるほどビームロス率は厳しくなり、したがってモニタ機器に要求されるダイナミックレンジは厳しくなる。5.2.3のダイナミックレンジの項でも記したが、J-PARCにおいては0.3%以下のビームロスをコントロールする必要がある。このような微量な成分を測定するのは、高ダイナミックレンジを有する非破壊型プロファイルモニタが最適であり、開発が急務であるが、これといって決め手がないのが現状である[44]。紹介したIPMにおいても、MWクラスのプロファイル測定は未知の世界である。

大強度ハドロンビーム用プロファイルモニタが重要であるにもかかわらず、まだまだ発展途上であり、それだけにやりがいのある研究分野でもある。この講義がきっかけに、多くの方が興味を持ってくれたら幸いである。

最後に、このような貴重な場での講義の機会を与えてくださった、古屋校長をはじめとしたOHO関係者全員に感謝いたします。

6. 付録

6.1. 光電子増倍管

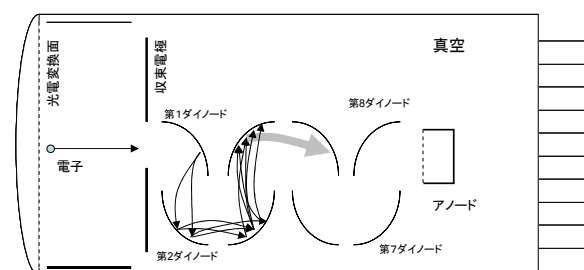


Fig. 18 光電子増倍管の概略図（ヘッドオン型）

光電子増倍管の概略図をFig. 18に示す。光電変換面に光、放射線が当たると、光電子放出効果により電子が放出される。放出電子のエネルギーが小さいため、収集電極および2次電子放出面（ダイノードという）に数100V程度の電圧を印加している。ダイノードにはCu-BeOのような二次電子放出割合の高い物質を用いており、電子入射により1個以上の二次電子を放出する。ダイノードを多段構成にし、各ダイノード間に100から200V程度の加速電圧をかけると、ねずみ算的に電子が増幅され、10段程度のダイノード構成で、 10^5 倍程度の増幅度が得られることになる。

6.2. MCP

MCPとは内面を二次電子放出割合の高い物質でコーティングした細いガラスチューブの集合体である。ガラスチューブの径は $15\mu\text{m}$ 程度、厚みは0.5mm程度、開口率は60%程度である。

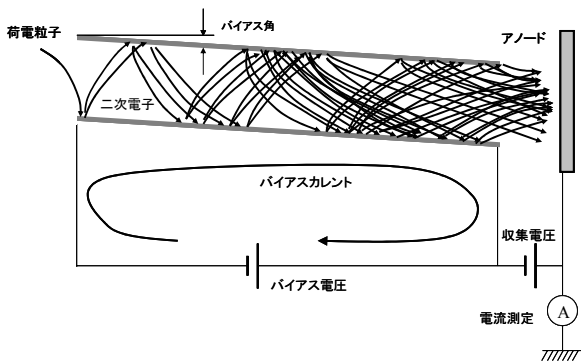


Fig. 19 MCPの動作原理の概略図

Fig. 19にMCPの動作原理の概略図を示す。荷電粒子がガラスチューブの内壁に衝突すると二次電子が放出される、この二次電子がチューブ内を加速し、次々に壁面との衝突を繰り返す。二次電子エネルギーが十分に大きく、衝突毎に1個以上の二次電子放出が起こると光電子増倍管と同様に電子がねずみ算的に増幅する。バイアス電圧は10度程度のバイアス角度をもって最大約1kV印加する。MCP1枚の増幅度は $10^3 \sim 10^4$ 程度である。

さらに増幅度を得るためにはMCPを2段重ね、3段重ねにすることが行われる。この場合、上下MCPの各チャンネル(おのおののチューブ)は逆のバイアス角度になるように合わせ、入射荷電粒子の入射位置と最終的な電子放出位置のズレを抑えるようする。2段重ねでは増幅度 10^6 、3段重ねでは 10^7 になる。

もっとも、増幅度が高いからといって、いくらでも電流を流せるわけではない。ガラス壁面から放出される二次電子は、結局はバイアスカレントから供給されている。出力電流はこのバイアスカレントより十分小さくしなければ、電子の供給が滞り、増幅度の低下を招くことになる。安定な使用には出力電流をバイアスカレントの10%以下に抑えることが求められる。

現在IPMで主に使用しているものは有効形状が $31 \times 81\text{mm}$ の矩形MCPである。加速器内部の真空度が 10^{-7}Pa 台の高真空であり、電離される粒子数がすくないため、2枚重ねのMCPを採用している。最大印加電圧2kVで数 10^6 倍の増幅度が得られている。

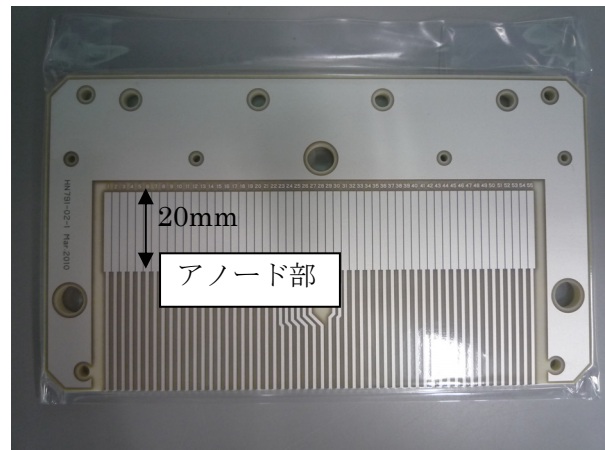


Fig. 20 MR-IPM用アノード電極

MCPから出力される電子を、マルチストリップアノードで検出し、電流値を測定する。MCPとアノード間には、放出電子軌道がアノードに到達するまでに広がることを防ぐため、最大500Vの電圧を印加する。Fig. 20はMR-IPM用として新たに開発したアノード電極である。99.5%純度のアルミナ基板上にAgPtメタライズにて、1.9mm幅のストリップアノードを2mm間隔で計61本設置している。使用時には、複数のアノードを適時まとめ、全32chで測定する。

6.3. 阻止能 (Stopping power)

プロファイルを得るためにワイヤ、(残留)ガスなどを用い、ビームと反応させることが行われる。この際、ビームがプローブ物質にエネルギーを与え、二次電子放出や荷電粒子生成、制動放射、蛍光が発生する。プロファイルモニターではこれらの現象を用いる。標的物質中を荷電粒子が通過する際に物質にエネルギーを与える能力を阻止能(dE/dx と表記される)とよび、 $[\text{MeV}/\text{cm}]$ の単位が使用される。阻止能は信号量の推定に使用される。

荷電粒子と標的物質との相互作用を考えてみる。電子ビーム、陽子を含むイオンビームは、物質中で電離、励起、制動放射、弾性散乱を引き起こす。

入射荷電粒子が標的原子とのクーロン相互作用により、標的原子の軌道電子を完全に引き離すと、イオン、電子対ができる(電離)。また、軌道電子を上順位に遷移させ、励起状態にする(励起)。この励起状態にある原子は特性X線

(蛍光)を発生し、基底状態に遷移する。これらの過程による阻止能を電子阻止能という。

ある物質で1対の電子・イオン対を生成するのに必要なエネルギーは平均イオン化エネルギーとよばれ W と表記される。このイオン化エネルギーは、励起をする分のエネルギーも勘定に含められているため、実際の遷移エネルギーより大きめになっている。

入射荷電粒子が原子核近傍を通過すると、その軌道が曲げられ、その接線方向に制動放射が発生する。制動放射の断面積は物質原子核の原子番号 Z に比例し、入射荷電粒子の質量の2乗に反比例する。よって、通常は電子の場合のみ評価する。

弾性散乱は物質原子核のクーロン力による散乱である。断面積は原子番号 Z の2乗に比例する。この過程によるエネルギー付与は、物質にもよるが、荷電粒子が陽子の場合には10keVより高いエネルギーでは、電子阻止能のほうが支配的であるので、無視できる。

最終的に、イオンビームの場合には電子阻止能だけで評価できる。以下の Bethe の式[45]は荷電粒子の場合の阻止能を表す。

$$dE/dx =$$

$$-\frac{4\pi e^4 z^2 N}{mv^2} Z \left[\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (6-1)$$

ここで、 e は電子素電荷、 m は電子質量、 v は陽子速度、 N は標的物質の単位体積あたりの原子数、 I は平均励起エネルギー、 z はイオンビームの原子番号、 Z は標的物質の原子番号を表す。この式は、イオンビームのエネルギーが標的原子の軌道電子エネルギーより十分大きいときに有効である。

実際に阻止能を計算するには[46]のリストが便利である。

6.4. IPM のガイド磁場を用いた電子収集

IPMにおける電子収集モードでは、ビームの空間電荷効果によるプロファイルの歪みを補正するために、電荷収集電場(外部電場)とともに、外部電場に平行に磁場(ガイド磁場)が印加される。ここではガイド磁場がある場合の電子の挙動について記載する。

いまガイド磁場および外部電場が理想的に Y 軸成分しかないとし、

$$\vec{E}_{ext} = (0, E_{ext}, 0) \quad (6-2)$$

$$\vec{B}_g = (0, B_g, 0) \quad (6-3)$$

とする。

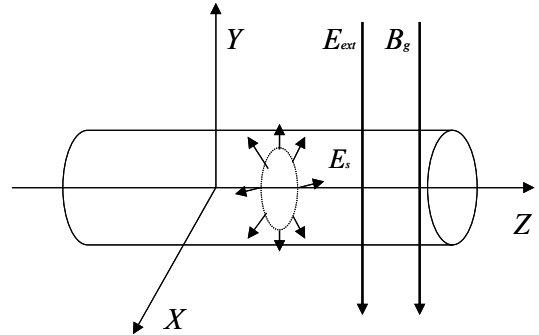


Fig. 21 外部電場、ガイド磁場およびビーム空間電場の関係

また、ビームがつくる電場は X、Y 軸成分のみと仮定する。これはビームの運動が相対論的である場合、静止系で観測する電場のビーム軸成分が、ローレンツ収縮により断面方向に集中するためである。また、非相対論的であっても、測定器の有感長に比べバンチ長が十分長ければ、局所的には円筒ビームに近似でき、やはり X、Y 軸成分のみと仮定できる。たとえば典型的な J-PARC ビームのバンチ長は 30m(100ns)である一方、IPM のビーム軸方向の有感長はせいぜい 0.01m 程度であるので、円筒ビームで近似しても差し支えない。

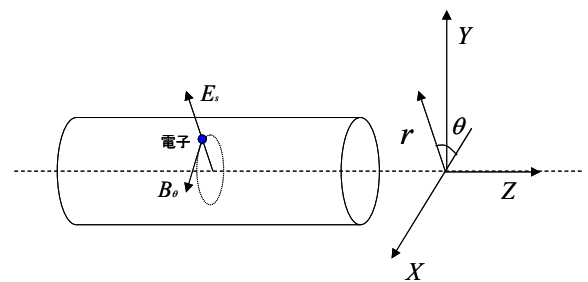


Fig. 22 電離電子の受ける力

簡単のためにバンチ内の粒子分布を、長さ l 内一様で、断面方向は次式のガウス分布とする。

$$n(r) = \frac{N_b}{2\pi l \sigma_r^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \quad (6-4)$$

ここで、 N_b はバンチに含まれる粒子の個数、 r はビームの径方向の距離である。距離 r にいる

速度 v の電子が受ける力は、ビームが作る径方向の電場 E_r と、回転角方向の磁場成分 B_ϕ から、径方向のローレンツ力で表すことができる。

$$F = -e(E_r + vB_\phi) \quad (6-5)$$

E_r および B_ϕ をガウスの法則とアンペールの法則で計算すると、

$$F = -\frac{e^2}{2\pi\epsilon_0} \frac{N_b}{l} \frac{1}{r} (1 \pm \beta^2) (1 - \exp(-\frac{r^2}{\sigma_r^2})) \quad (6-6)$$

である。ここで、 β は電子速度を光速で割ったもので、頭の+は電子の速度ベクトルがビームパンチの進行方向に対して逆方向のとき、-は進行方向と順方向のときのものである。電子の電離エネルギーは数 eV 程度であるから、 β は十分小さく、磁場成分は無視できる。よって電場成分のみを考えればよく、

$$F = -eE_r = -\frac{e^2}{2\pi\epsilon_0} \frac{N_b}{l} \frac{1}{r} (1 - \exp(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2})) \quad (6-7)$$

となり、電子がビームから受ける力は断面方向の電場を $\vec{E}_s = (E_{sX}, E_{sY}, 0)$ とすると、

$$\vec{F} = -e\vec{E}_s = -e(E_{sX}, E_{sY}, 0) \quad (6-8)$$

となる ($E_r = |\vec{E}_s|$ を満たす)。電極付近の電場については鏡映電荷の影響があるため注意が必要である。

電子の運動をガイド磁場に平行な成分(6-9)、(6-10)と、垂直な成分(6-11)に分けて考えると、運動方程式は以下の通りである。ここで、ダッシュは時間微分を表す。

$$mv'_X = -eE_{sX} - ev_Z B_g \quad (6-9)$$

$$mv'_Z = ev_X B_g \quad (6-10)$$

$$mv'_Y = -e(E_{sY} + E_{ext}) \quad (6-11)$$

(v_X, v_Y, v_Z) は速度ベクトルを表し、 m は電子質量である。

ガイド磁場に垂直な面内の運動(6-9)、(6-10)について時間微分して整理すると、

$$v''_X + \omega^2 v_X = 0 \quad (6-12)$$

$$v''_Z + \omega^2 v_Z = -\frac{\omega}{m} eE_{sX} \quad (6-13)$$

$$\omega = \frac{eB_g}{m} \quad (6-14)$$

が得られる。ここで、 E_{sX} は、電子収集時間(数 ns)程度には、ほぼ一定であるとする。

簡単のために、 $t=0$ で初速度が0であるとし、(6-12)、(6-13)を解くと、

$$v_X = -\frac{eE_{sX}}{m\omega} \sin(\omega t) \quad (6-15)$$

$$v_Z = \frac{eE_{sX}}{m\omega} \cos(\omega t) - \frac{eE_{sX}}{m\omega} \quad (6-16)$$

となる。(6-15)と(6-16)の右辺第1項は円運動を表し、(6-16)の右辺第2項はビーム軸方向のドリフト運動を表している。 $\vec{E} = \vec{E}_{ext} + \vec{E}_s$ とおくと、ドリフト速度は、

$$v_D = \frac{eE_{sX}}{m\omega} = \frac{E_{sX}}{B_g} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}_g}{B_g^2} \quad (6-17)$$

と表され、 $E \times B$ ドリフトと呼ばれている。

速度ベクトルを、 $E \times B$ ドリフト \vec{v}_D と円運動成分 \vec{v}_\perp とに分け、(6-9)、(6-10)に代入してまとめると、

$$m\vec{v}' = m(\vec{v}'_D + \vec{v}'_\perp) = m\vec{v}'_\perp - e\vec{v}_D \times \vec{B}_g - e\vec{v}_\perp \times \vec{B}_g - e(E_{sX}, 0, 0) \quad (6-18)$$

となる。最右辺第一項と(6-17)から、

$$-e\vec{v}_D \times \vec{B}_g = e(E_{sX}, 0, 0) \quad (6-19)$$

となり、(6-18)は、

$$m\vec{v}'_\perp = -e\vec{v}_\perp \times \vec{B}_g \quad (6-19)$$

となり、ガイド磁場まわりラーモア半径 $\frac{mv_\perp}{eB_g}$ の

円運動を表す。このことから、電子がドリフト速度 v_D に達すると、空間電場の X 軸成分 E_{sX} による力は $-e\vec{v}_D \times \vec{B}_g$ によってちょうど打ち消され、円運動に影響を与えなくなる。

以上から、ガイド磁場による電子収集の運動方程式は、磁場周りの回転運動(6-19)、ビーム軸方向のドリフト運動(6-17)、ガイド磁場に平行な

外部電場と空間電場による加速度運動(6-11)になる。

ガイド磁場周りの円運動がプロファイル測定の誤差になるので重要である。ビームがつくる電場を平均的に 100kV/m とし、磁場を 500Gauss にすると、(6-15)と(6-16)から、電離電子の初速度が 0 の場合の円運動の半径は 0.2mm、ドリフト速度は 2.0×10^6 m/s である。一方で、電子収集時間が 2ns と仮定すると、4mm 程度ビーム軸方向にドリフトすることになる。

実際には電離電子は初速度を持つので、その分も勘定に入れねばならない。電離時の運動エネルギーは数 eV 程度であるので、5eV とすると、ガイド磁場 500Gauss の周りのラーモア半径は 0.15mm である。初速度 0 時の半径 0.2mm に、電離電子の初速度 0.15mm を加えると、高々 0.4mm である。つまり水平方向の収集誤差を、0.4mm 程度に抑えることができることを意味している。

参考文献

- [1] 外山 毅、“ビームインスツルメント”、OHO 2009 (2009).
- [2] 飛山真理、“電子加速器のビームモニター概要～電氣的モニター～”、OHO 2008 (2008).
- [3] 諏訪田 剛、“ビーム計測 I”、OHO 2002 (2002).
- [4] 木代純逸、“シンクロトロン of ビームモニター”、OHO'86 (1986).
- [5] 平松成範、“加速器のビームモニター”、KEK Internal 2004-4 文部科学省高エネルギー加速器研究機構 平成 15 年技術部職員専門研修.
- [6] 田村文彦 “J-PARC シンクロトロンの RF 調整”、OHO2010 (2010).
- [7] 桂共太郎、OHO'86, (1986).
- [8] T. Shintake, proceedings of 7th Workshop on Beam Instrum. Argonne, 130 (1996).
- [9] A. Aleksandrov et al., PAC'05, p. 2586 (2005).
- [10] E. Tsyganov et al., PAC'03, p.2489 (2003).
- [11] W. Blokland et al., DIPAC'09, p. 155 (2009).
- [12] J. Bossert et al., Nucl. Instrum. Meth A 484, p. 1 (2002).
- [13] P. Laspolle, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 1101 (1971).
- [14] B. J. Sternglass, Phys. Rev. 108, 1 (1957).
- [15] H. Akikawa *et al.*, “Wire Profile Monitors in J-PARC LINAC”, proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee, USA, TUP021 (2006).
- [16] H. Akikawa *et al.*, “Profile Measurement and Transverse Matching in J-PARC LINAC”, Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, TUPAN039 (2007).
- [17] Y. Liu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 612 (2010) 241;
- [18] Y. Liu *et al.*, “Parastic Profile Measurement of 1 MW Neutron Production Beam at SNS Superconducting LINAC”, Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan, MOPE101 (2010) など.
- [19] S. Lee *et al.*, “Direst Measurements of Space-Charge-Potential in High Intensity H⁻ Beam with Laser Based Photo Neutralization Method”, Proceedings of DIPAC 2005, Lyon, France, POT022 (2005).
- [20] T. Tomisawa *et al.*, “Investigation of Photo Neutralization Efficiency of High Intensity H⁻ Beam with Nd:YAG Laser in J-PARC”, Proceedings of DIPAC 2005, Lyon, France, POW018 (2005).
- [21] P.K. Saha *et al.*, “Direct observation of the phase space footprint of a painting injection in the Rapid Cycling Synchrotron at the Japan Proton Accelerator Research Complex”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 040403 (2009).
- [22] H. Hotchi *et al.*, “Beam commissioning of the 3-GeV rapid cycling synchrotron of the Japan Proton Accelerator Research Complex”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 040402 (2009).
- [23] S. Hiroki *et al.*, “Multi-wire Profile Monitor for J-PARC 3GeV RCS”, Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy, TUPC036 (2008).
- [24] K. Satou *et al.*, “Injection and Dump Line Monitor of J-PARC RCS”, Proceedings of 4th Accelerator Meeting in Japan, Wako, Japan, WP30 (2007).

- [25] P.K. Saha, Private communication.
- [26] S. Igarashi *et al.*, “Flying wire beam profile monitors at the KEK PS main ring”, Nucl. Instr. And meth. A 482 (1980) 32.
- [27] S. Igarashi *et al.*, “Flying wire beam profile monitor at the J-PARC MR”, Proceedings of 5th Accelerator Meeting in Japan, Higashi-Hiroshima, Japan, WP018 (2008).
- [28] S. Igarashi *et al.*, “Beam profile measurement using flying wire at the J-PARC”, Proceedings of 7th Accelerator Meeting in Japan, Himeji, Japan, THPS077 (2010).
- [29] K. Satou *et al.*, “A prototype of Residual Gas Ionization Profile Monitor for J-PARC RCS”, Proceedings of EPAC06, Edinburgh, UK, TUPCH065 (2006).
- [30] K. Satou *et al.*, “Beam Profile Monitor of the J-PARC 3 GeV Rapid Cycling Synchrotron”, Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy, TUPC093 (2008).
- [31] K. Satou *et al.*, “Developments of Residual Gas Ionization Profile Monitors for J-PARC RCS and 50GeV MR”, Proceedings of 3th Accelerator Meeting in Japan, Sendai, Japan, TO10 (2006).
- [32] K. Satou *et al.*, “Beam Profile Measurement of the J-PARC MR ring”, Proceedings of 5th Accelerator Meeting in Japan, Higashi-Hiroshima, Japan, WP020 (2008).
- [33] K. Satou *et al.*, “Development of IPM for J-PARC MR”, Proceedings of 6th Accelerator Meeting in Japan, Tokai, Japan, WPBDA04 (2009).
- [34] H. Harada, “Painting-injection study using a virtual accelerator in a high-intensity proton accelerator”, KEK Report 2009-7, September 2009 A.
- [35] <http://www.photonis.com/>.
- [36] S. Lee *et al.*, “Design Study of a Nondestructive beam Profile and Halos Monitor based on Residual gas Ionization for the J-PARC RCS”, Proceedings of the 14th symposium on accelerator and Technology, Tsukuba, Japan, (2003).
- [37] F. Lapique and F. Piuz, Nucl. Instr. And meth. 175 (1980) 297.
- [38] 富永 健、佐野博敏：放射科学概論、東京大学出版
- [39] 浜松ホトニクス社技術資料、MCP ASSEMBLY 技術資料_TMCP9001J03.
- [40] Y. Hashimoto *et al.*, “Multi-wire Beam Profile Monitor for J-PARC 3-50BT and MR”, Proceedings of 5th Accelerator Meeting in Japan, Higashi-Hiroshima, Japan, WP021 (2008).
- [41] Y. Hashimoto, Private communication.
- [42] A. Toyoda *et al.*, “Development of OTR Beam Profile Monitor for J-PARC Hadron Beamline”, Proceedings of 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and 30th Linear Accelerator Meeting in Japan. Tosu, Japan, 763, (2005).
- [43] A. Toyoda *et al.*, “Development of OTR Beam Profile Monitor for J-PARC Hadron Beamline 2”, Proceedings of 3rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and 31th Linear Accelerator Meeting in Japan, Sendai, Japan, 478, (2006).
- [44] P. Forck, “Minimal Invasive Beam Profile Monitors for High Intense Hadron Beams”, Proceedings of IPAC’10, Kyoto, Japan, TUZNH01 (2010).
- [45] H. A. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, Ann. d. Physik **5**, 325 (1930).
- [46] <http://www.nist.gov/physlab/data/star/index.cfm>