

大強度陽子加速器用ビームモニタ

1. はじめに

ここでは大強度陽子加速器用のビームモニタについて説明していきたい。このOH0 スクールはビームモニタに特化した内容であるから、ここで説明するビームロスモニタ、ビーム位置モニタ、ビームプロファイルモニタは他の講義にも含まれており重複しているところも多いがご容赦いただきたい。

この J-PARC をはじめとした大強度陽子加速器でなにより問題になるのは、ビームロスで発生する放射線による加速器構成機器の放射化である。加速ビームのある割合は原理的にロスしてしまうので、大強度になればなるほど放射化へのインパクトは大きくなる。ビームモニタの役割はビーム調整のための“目”になることであるが、その主要目的は大強度ビームを“きれいに”“ロスなく”加速し、かつ機器の放射化を抑えることである。この放射化の観点の切り口に私が担当している J-PARC 主リングシンクロトロン(MR)のモニタ機器をメインに説明していきたい。

第2章では放射化の問題を取り扱う。3章では各種放射線の反応を説明し、ビームロスモニタ検出器として J-PARC で使用している比例計数管型と空気イオンチャンバー型の検出器について説明する。4章ではビーム位置検出器の動作原理について、ビーム、壁電流、電圧波の伝搬の関係をイメージしやすいように説明したつもりである。5章ではビームプロファイルモニタについての一般的な説明と代表的なモニタについて説明している。

2. 放射化の問題

2.1. 加速器施設の放射化について

バンチ集団運動する陽子ビームの中心部から離れ、ビームコアの外縁部を運動する粒子は最終的にビームダクト壁面やコリメータと衝突し(ビームロス)、付近の装置は放射化することになる。J-PARC のような大強度陽子加速器の調整においてもっとも優先されることは、ビームパワー増強に比して増加するロスパワーを“制御下”に置き、装置の放射化をメンテナンス可能な範囲にとどめることであると言える。一時的なビーム強度をやみくもに追い求めた結果メンテナンスが困難になり装置の寿命が短くなると、結果的に実験施設への積算輸送粒子数が減り本末転倒になってしまう。

ビーム強度増強・アクセルとビームロス低減(放射化の調査、加速器調整パラメータの調査、場合によっては強度を下げる場合も)・ブレーキはトレードオフの関係(ほぼ両立しない)である。ビームを利用する物理屋はより強度を欲するが、加速器装置の運用・メンテナンスを行う主体である加速器屋は慎重にならざるを得ない。ロスパワーを“制御下”に置くためには、長年の調整によって積み上げた経験(運転と放射化の理解)とともに、利害関係者(ビーム利用者)との調整も必要である。これは言葉でいうほど簡単ではないし、ビームモニタ機器はこのロス陽子の運動とその影響を十分に観測・評価できなければならない。得られるデータには両者を納得させられるだけの精度・確度が必要である。

この放射化の“程度”を知ることは本質的に重要で、加速器設計・建設の初期段階になされる。放出中性子を施設外に漏洩させないための遮蔽壁厚や、地下水の放射化も考慮され加速器トンネル構造が決定される。これに加え、J-PARC MR では、人間の手によるメンテナンスを基本としているため、作業エリアの残留線量率が重要である。KEK-PS(12GeV 陽子シンクロトロン)での経験から、装置から 1-foot distance(1 フィート、約 30cm 離

れた位置の平均線量率)線量率がおおよそ 1mSv/h 程度に抑えることが目安となっている。これらを考慮して許容ビームロスと作業員の許容被ばく量が下表のように与えられている [1]。

Table 2-1 J-PARC MR の各エリアの許容ビームロス量と J-PARC 作業員の許容被ばく線量(管理目標)。ガンマ線の場合、Sv=Gy と換算。

許容ビームロス量		J-PARC における作業員の許容被ばく量	
アーク部	0.5W/m	男性	0.5mSv/日
入射直線部 コリメータ	2kW		7mSv/年
SX 直線部	7.5kW	女性	0.3mSv/日
FX 直線部	1.25kW		5mSv/年

J-PARC の定格出力は設計時 750kW であり、現在は 1.3MW(入射時 130kW)へアップグレードを目指している。許容されるビームロス量は加速器内エリア毎に様々であるが、およそ入射ビームの 1%程度、出射ビームの 0.1%程度であり、ビームモニタが観測、制御しなければならない対象はそのさらに 1/10 程度である。

2.2. 核反応

高エネルギー陽子 (>100MeV) はどのような反応を経て、どの程度機器を放射化するのだろうか？ モニタ開発には必ずしも必要ない知識かもしれないが、ビームロスモニタの設計に携わる者は、その主要な目的が放射化の抑制であるから、おおまかでよいので知っておくべきだと思うし、なによりモニタ利用者(加速器の最適化調整や、運転を行う人: ビームコミッショニング担当、ビーム利用者(物理屋さん))から説明を求められることが多い。放射化を制御しながら運転しなければならないので、モニタ出力と放射化の関係が気になるのは当然である。

ビームエネルギーが数 100MeV を超えてくると、

衝突する陽子はターゲット原子核の核構造(励起準位構造)を感じにくくなるため、散乱は原子核内の核子との自由散乱((p, n)、(p, p))と見なすことができる。散乱によって核内から 2 次粒子が叩き出され不安定な原子核が反応生成物として生まれる。厚いターゲット内でのこのような反応は Spallation(核破砕反応)と呼ばれているが、これ自体は核反応種の一つではなく、以下の複数の過程(核反応)の総体である。

<Intra-nuclear Cascade(直接反応)>

入射陽子(数 100MeV 以上)はターゲット原子核内の複数の核子と準自由散乱(原子核媒体内での自由な核子・核子散乱)を起こし、前方方向に高エネルギー(>15MeV)の陽子、中性子が放出される。入射陽子エネルギーが 1GeV を超えてくると核内でのパイオン生成が増大してくるので、陽子、中性子に加え、パイオンが放出される。

<Inter-nuclear Cascade>

Intra-nuclear Cascade で放出されたハドロンのうち十分にエネルギーが高いものは、電磁石ヨーク材などの厚いターゲット内では再散乱が可能である。Cascade は放出ハドロンエネルギーが直接反応の閾値以下にさがるまで可能な限り繰り返す。一部の粒子(主に中性子)がターゲットから放出される。

<前平衡過程>

上記の反応生成物が、高励起状態の核種へと至る中間状態

<複合核の脱励起>

高励起状態の反応生成核は脱励起(冷却)する。生成核の原子核構造に依存し、Multi-fragmentation(複数の核子への分解)、核分裂(同質量の 2 核子への分裂:非対称分裂の場合もある)、蒸発過程を経て基底状態(蒸発残留核)に至る。蒸発過程では主に中性子、陽子、 α 粒子、光子が等方的に放出される(1 中性子当たり 8~10MeV 程度のエネルギーを持ち去る)。

それでは全ロス粒子のどのくらいの割合が核反応を起こすだろう？

まずは Spallation との競争過程である電離ロスを考える。陽子は物質通過中に電離相互作用でエネルギーを消費して停止するが、その進む距離は飛程 R と呼ばれる。 R は陽子が質量 ρ で陽子数 Z の物質中を通過する場合、

$$R = 233 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] \rho^{-1} Z^{0.23} (E[\text{GeV}] - 0.032)^{1.4}$$

と計算できる。例えば鉄材 ($\rho = 7.87 \text{g/cm}^3$, $Z = 26$) を 3GeV 陽子が通過するとき、 $R = 2.9 \text{m}$ である。これは通過中に全く核反応を起こさずに電離作用によりブレーキを受け、停止するまでの距離である。ビームダクト、場合によっては電磁石も簡単に突き抜けて陽子が飛び出してくる距離である。

他方、原子核内の核子との非弾性散乱を起こす断面積 (中性子の場合も同様) は以下の通りである。

$$\sigma = 16\pi A^{2/3} \text{ mbarn}$$

この関係を使うと平均自由行程 λ は、

$$\lambda = 33.2 \cdot \rho^{-1} A^{1/3} \text{ cm}$$

となる。鉄の場合は $\sigma = 757 \text{mb}$ ($b = 10^{-28} \text{m}^2$)、 $\lambda = 16 \text{cm}$ である。厚み z のターゲットで反応する確率は

$$P(z) = 1 - \exp(-z/\lambda)$$

で与えられる。 16cm 厚の鉄ターゲットを通過すると入射陽子の 63% が反応を起こし、ターゲット内に反応生成物 (不安定核) が残留する。

陽子ビームが飛程距離 2.9m を通過して停止するうちにほぼすべての陽子は核子との非弾性散乱することになる。2 次粒子による核反応も同様に評価すれば (例えば反応陽子の 2 次粒子としてほぼ同数の中性子、陽子が発生するとして、 $1/2$ の厚みのターゲットを通過するとして計算する)、 16cm 厚の鉄ターゲットで入射陽子数と同程度の不安定核ができるだろう。

ビームモニタの観点からは、場合によってはビ

ームライン近くに信号増幅アンプや ADC、FPGA、DSP などのデジタル信号装置、光ケーブル等を設置せねばならず、中性子・荷電粒子による影響は重要である (荷電粒子による雑音、衝突粒子によって誘起される Single Event Up-Set 等のビットエラー \Rightarrow 最悪は破損する)。

Fig. 2-1 に Spallation による中性子の 2 重断面積スペクトルを示している。 100MeV を超える高エネルギー中性子数の放出数は前方方向に限られその数は限定的であるが、透過性が高いため適切な厚みの遮蔽材で加速器施設外に出さないようにしなければならない、加速器トンネルの構造を決定する上で重要である。J-PARC MR のコリメータエリアではトンネル材とシールドの厚みから許容ビームロスが規定されている。他方 10MeV 以下の中・低エネルギー中性子は高エネルギー中性子の 4 倍程度の強度でほぼ等方的に放射される主要な成分である。

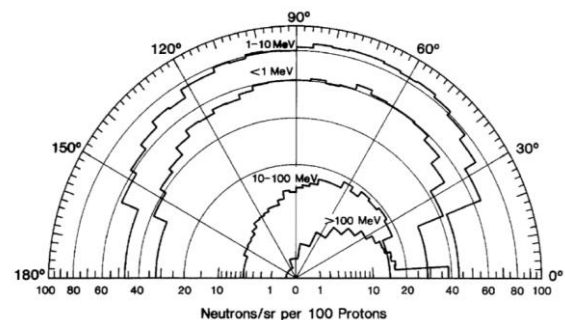


Fig. 2-1 300mm ϕ 150mm 長のウランターゲットを 800MeV 陽子で照射した時の放出中性子の角度強度分布 (2 重微分断面積)。[2] から転載 (この文献内では 1977 の Russel らのデータを参照しているが、出典は不明)

ターゲットが十分に厚い場合、1 陽子当たり Spallation による生成中性子数 Y は $10 \leq A \leq 210$ の範囲で以下のように評価できる [2]。

$$Y = 0.1 \cdot (A + 20) \cdot (E[\text{GeV}] - 0.12)$$

Y はエネルギーに比例であるが、 1GeV を超えるあたりから中性子叩き出しとパイオン生成が競合し中性子数が減り始めるため Pb 等の重元素の円

筒ターゲット ($l=350\text{mm}$ 、 $\phi=150\text{mm}$)では 1GeV 付近で $Y=20$ のピークを作ることが知られている [3]。過大評価にはなるが、1 ロス粒子当たり 20 個の高速中性子 ($<10\text{MeV}$ で等方的に放出) が発生するとして、大雑把な影響を求めてもよいだろう。より詳細な検討は粒子輸送計算コードで行うべきである。

2.3. J-PARC MR の放射化の実態

J-PARC MR のコリメータ部は最も放射化が激しいエリアであるが、人間の手によるメンテナンスシナリオを基本としている。このためビーム運転後のエリアの線量率を評価するためにシミュレーションを行い、実際の残留線量率と比較している。

ある期間 T 加速器を運転した後、冷却時間 t 後の残留線量率 D は Sullivan-Overton 式 [4] [5] で評価できる。この式は鉄元素などの広い範囲の中重核種に対して成り立つ関係式である。

$$D(T, t) = B\phi \log\left(\frac{T}{t} + 1\right) \quad (2-1)$$

ϕ は放射化を誘起する中性子等の粒子 Flux、 B は放射する物体の材質、構造、粒子の種類、エネルギー等に関する比例定数であるが、ここでは ϕ をある地点でのビームロス [W] (ビームロスで放射化を誘起する粒子が発生する) と読み替える。比例定数 B の単位は $[\mu\text{Sv/W}]$ である。この B はシミュレーションと実測から評価出来て、放射化の半経験式を求めることができる [6]。この式で残留線量率は運転時間と冷却時間の比率に依存しており、長期間運転した後は長期間の冷却が必要であるということを示している。高レベルのビームロスを放置したまま長期間運転すると、それにつ

れ、メンテナンス可能なレベルまで長期間の冷却が必要となってしまう。

加速器機器は構造が複雑であるため計算では PHITS [7] などのシミュレーションコードを利用して放射化を評価することになる。Fig. 2-2 には計算で想定したコリメータ構造を示している。ビームダクトに接続された Ta 板に 3GeV 陽子が衝突したとして Spallation を模擬する。得られる反応生成物からビーム停止後の残留線量率が評価される。

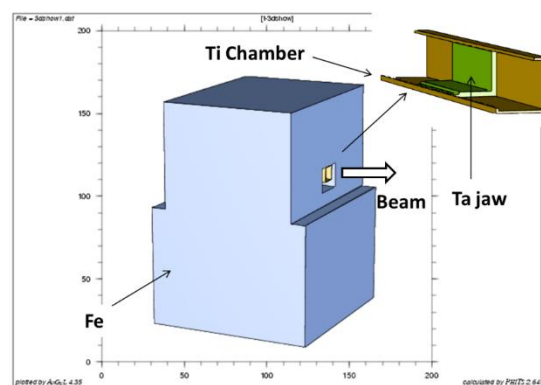


Fig. 2-2 PHITS 計算で想定した J-PARC MR のコリメータ構造。Ta 板でビーム外縁部を削り取り、コリメータエリアにビームロスを集中させる。

Fig. 2-3 に計算の結果を示す。残留線量のうち主要な核種の寄与を示している。主要な成分は陽子と鉄同位体との直接反応で生成したものである。図中の点線は (2-1) を用いて評価したものである。核反応で生成される核種が入射粒子とターゲット核種の組み合わせにより多種多様であるにも関わらず、(2-1) 式のような単純な式であらわされるのは驚くべきことである。

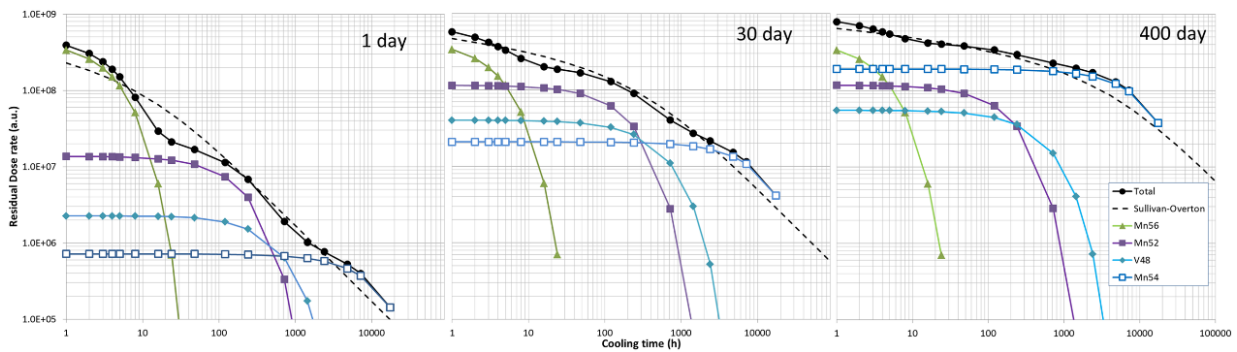


Fig. 2-3 PHITS で計算した、1 日、30 日、400 日照射した場合のコリメータエリアの残留線量率の推移

計算で評価した値と実際の測定結果を比較することによって(2-1)式のフリーパラメータ B が評価出来て、最もビームロスが集中するコリメータに対して $B = 0.65 \mu\text{Sv/W}$ になった (Fig. 2-4 参照)。

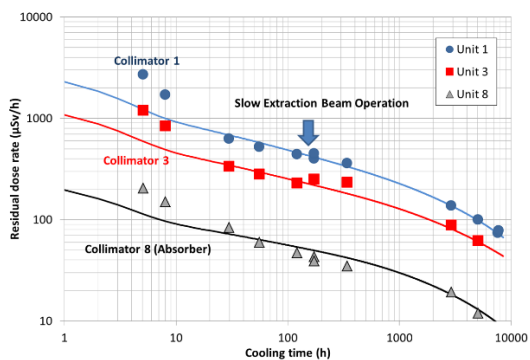


Fig. 2-4 J-PARC MR 各コリメータユニットのビーム運転後の残留線量率変動と半経験式による評価結果

得られた半経験式から、500W ロスで1か月運転し24 時間後にメンテナンスするシナリオを検証すると、この線量率が 1.1mSv/h になることがわかる。このロスパワーは入射パワー75kW(750kW 出力の場合)のうちの 0.7%に相当する。2.1 節で示したビームロス許容値(コリメータエリア”全体”で 2kW ロス)と同様の評価が、作業エリアの残留線量率の評価からも得られたことになる。

3. ビームロスモニタ

ビームロスモニタ (BLM) はビーム粒子の一部がビームダクト等に衝突した際に発生する放射線を測定し、ロスが発生した位置とその粒子数 (ロスパワー) を “大雑把” に把握するのが目的である。大雑把というのは、信号検出にはビームダクトの材質・構造、その周辺に設置されている電磁石などの加速器構成機器の材質・構造、BLM センサーが設置した場所とロス発生地点との位置関係、BLM センサーと各種放射線種・エネルギーに依存した感度係数等、様々な要素が複雑に関係しているため完全にロス粒子数との相関を取ることが困難であるからである。ロス粒子数は実際にはビームカレントモニタ (CT) から算出されるが、感度の問題で検出下限は加速粒子数の $\sim 0.1\%$ 程度で制限されてしまうし、設置される CT の数は通常数個であるためロスした場所は特定できない。よって実用的には多数の BLM と CT を組み合わせ分析しなければならない。以上のことは当たり前のように思えるのだが、往々にして忘れられがちである。

BLM 出力をロス粒子数に関係づけるためには、複雑な関連要素を単純化するために発生状況 (発生場所、ロス粒子エネルギー) を限定したうえで、CT 出力の差分からロス粒子数を評価し BLM 出力

と相関を取る作業が必要である。BLM 検出器は適切な設計を行えば単一粒子の観測もできるほど感度を高めることができるため、CT では測定困難なレベルのロス評価に役立つ。

BLM は前章で説明したように、それだけではロスパワーの評価が困難であるにもかかわらず核反応による放射化がメンテナンス上の許容値を超えうような大強度陽子加速器(J-PARC MR では最大 3×10^{14} 個の陽子を加速する)では特に重要な装置である。過大なビームロス(全ロスもあり得る)が発生すると、放射線による損傷や電離ロスによる発生熱が機器を直接破損させることも起こる。日々のビーム調整運転では、BLM の信号でビームロス分布と時間構造を確認しつつ、ビームコリメータ部にロスを局所化・低減化することによってビームの加速効率・輸送効率の向上、最適化が行われている。

3.1. BLM の検出対象

BLM が検出するのは主に以下の放射線である。

- 1) 制動放射による対生成粒子(主に電子加速器の場合)
- 2) ロスしたビーム粒子の直接検出
- 3) 核反応による2次粒子(陽子、中性子、光子、パイオン、ミューオン)
- 4) 不安定核の崩壊による光子、電子、陽電子
高エネルギー電子が物質中を通過すると制動放射により高エネルギー光が発生し、対生成によって電子・陽電子ペア、ミューオンペア、パイオンペアの荷電粒子が発生する。電子加速器の場合には主要な寄与を与えるため重要である。

100MeV を超えるような陽子加速器では、ロスした陽子は簡単にビームダクトを通過し、外に飛び出し検出器に飛び込む。また陽子はビームダクトや周辺機器内で容易に核反応を起こし、荷電粒子(陽子、パイオン等)、中性子、ガンマ線を前方方向に放出する。

核反応の結果生成される不安定核からはガンマ線が発生し感度の高い検出器では有意な信号が発生する。また、検出器そのものも放射化するため、不安定核の β 崩壊時の放射線(光子、電子、陽電子)で信号が発生する。崩壊時間の長い不安定核からの信号はバックグラウンドとして差し引く必要がある。

3.2. 荷電粒子による直接電離相互作用

検出対象が荷電粒子である場合には、阻止能(Stopping power)を用いて検出器内での付与エネルギーを評価できる。阻止能の単位は面積質量(g/cm^2)当たりのエネルギー付与(MeV)で $[\text{MeV}/\text{cm}^2/\text{g}]$ である。この単位に 1.602×10^{-10} をかけると $[\text{Gy cm}^2]$ に変換でき、次章以降で説明するカーマと同じ単位になる。

入射荷電粒子は物質を通過するとき物質内原子(ターゲット)の束縛電子・自由電子との非弾性衝突によってエネルギーを失い減速する。これを電子的阻止能と呼んでいる。入射粒子が100keVを下回るあたりから、核的阻止能が重要になってくる。これは入射粒子とターゲットの原子核間ポテンシャルによる弾性衝突の効果であり、「核的」と呼ばれているが核力が関わっているわけではない。斥力ポテンシャル(クーロンポテンシャル)による減速効果ということである。入射粒子が電子の場合には制動放射の影響も重要である。これは放射阻止能と呼ばれている。

相対論的な効果を考慮した阻止能は1932年にベータによって導出され、ベータ・ブロッコ(Bethe-Bloch)の式として知られている。電荷 ze ローレンツ因子 β の入射粒子が電子密度 n のターゲット物質に入射する場合、密度効果を無視した素子能は以下の通りである。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e C^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e C^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]$$

$$n = \frac{N_A Z \rho}{A M_{mol}}$$

ここで、 N_A はアボガドロ数、 Z はターゲットの原子番号、 A はターゲットの質量数、 ρ は密度、 M_{mol} はモル質量定数を意味し、電子密度 n の評価に必要である。 I は平均励起エネルギーで、ターゲット原子の平均的な励起エネルギーを表し、原子構造の違いはすべてこの I で表現されている。下図のように平均的には $I/Z = 10$ eVである。

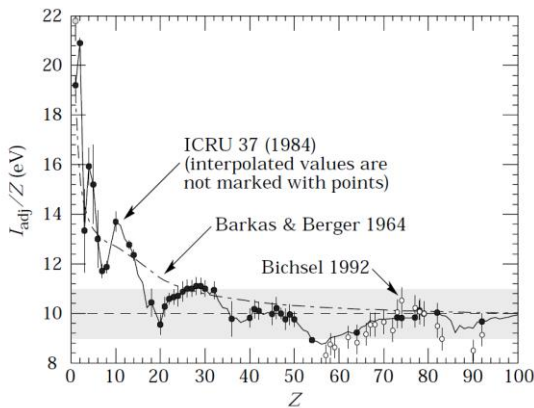


Fig. 3-1 平均励起エネルギーをターゲットの原子番号で割ったもの。文献 [8]から転載。

阻止能の評価は、実際にはSRIM [9]などの計算コードを利用することが一般的である。入射粒子が電子、 α 、陽子の場合には、NISTのWeb pageにデータベース (ESTAR, ASTAR, PSTAR)が公開されていて便利である [10]。Fig. 3-2には荷電ミュオン、荷電パイオン、陽子の阻止能を示している。陽子加速器のビームロス由来の2次荷電粒子については、これら3種と電子があれば十分であろう。

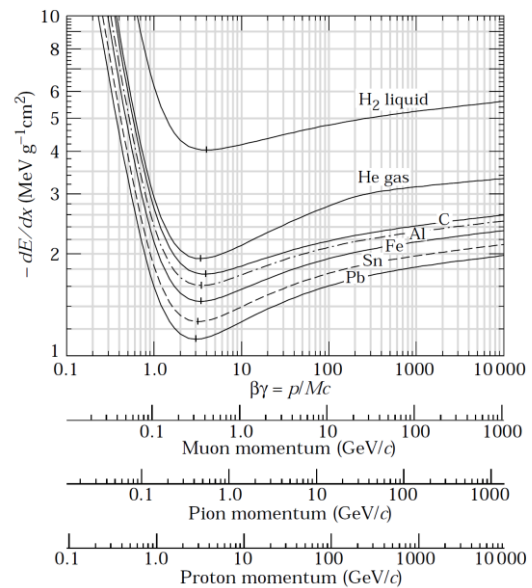


Fig. 3-2 荷電粒子 (荷電ミュオン、荷電パイオン、陽子)の阻止能。文献 [8]より転載。
 1.602×10^{-10} をかけると単位が $[\text{Gy cm}^2]$ に換算できて次章以降で説明する光子、中性子のカーマと比較できる。

3.3. 間接電離放射線のエネルギー移行

光子や中性子は間接電離放射線と呼ばれ、それ自体は無電荷で電離相互作用がないため直接には検出できないが、光電子放出、電子対生成、核反応による陽子放出など間接的に放出される荷電粒子によってBLM検出器にエネルギーが移行し検出できる。

間接電離放射線によるエネルギー移行・吸収線量を評価するために線減弱係数やカーマが利用される場合がある。各種換算係数を以下にまとめる [11]。

μ	線減弱係数		[cm^{-1}]
μ_m	質量減弱係数	μ/ρ	[cm^2/g]
μ_{tr}	エネルギー移行係数	$\frac{\bar{E}}{h\nu_0}\mu$	[cm^{-1}]
μ_{tr}/ρ	質量エネルギー移行係数		[cm^2/g]
K	カーマ	$\mu_{tr}/\rho \cdot h\nu_0\Phi$	[Gy]
μ_{en}	エネルギー吸収係数	$\mu_{tr}(1-g)$	[cm^{-1}]
μ_{en}/ρ	質量エネルギー吸収係数		[cm^2/g]
K_C	衝突カーマ	$\mu_{en}/\rho \cdot h\nu_0\Phi$	[Gy]
D	吸収線量	荷電粒子平衡時 $D = K_C$	[Gy]
X	照射線量	$\frac{\Delta Q}{\Delta m}$	[C/kg]

線減弱係数は、間接電離放射線が物資内の単位走行距離あたりに相互作用する確率を表し、強度 I_0 の放射線が距離 z を進むときその線量は

$$I = I_0 \exp(-\mu z)$$

に減少する。光子の場合には、光電効果(Photoelectric effect)、干渉性散乱(Coherent scattering): トムソン散乱・レイリー散乱、非干渉性散乱(Incoherent scattering): コンプトン散乱、電子対生成(Pair creation)を考慮して、

$$\mu = \mu_{photo} + \mu_{coh} + \mu_{incoh} + \mu_{pair} \quad [\text{cm}^{-1}]$$

とあらわされる(場合によって光核反応、三電子生成も考慮される)。

これを密度で割ったものが質量減弱係数で単位は[cm^2/g]であり、その逆数が平均自由行程 λ である。Fig. 3-3に光子の質量減弱係数の逆数を平均自由行程として示している。たとえば1MeVのガンマ線の場合、水素ターゲットを別としてほぼ $\lambda=20\text{g}/\text{cm}^2$ である。

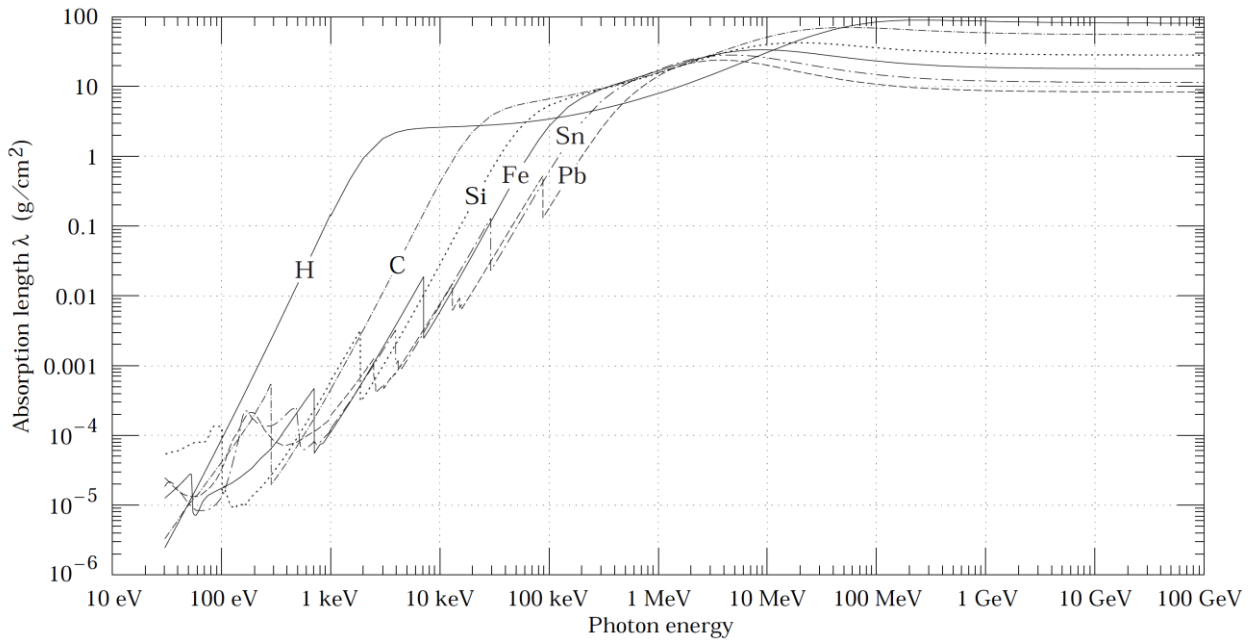


Fig. 3-3 光子の質量減弱係数の逆数として平均自由行程を示したもの。文献 [8]より転載

線減弱係数に電子等荷電粒子へのエネルギー移行割合 α を考慮したものがエネルギー移行係数で、

$$\frac{\bar{E}}{hv_0}\mu = \alpha_{photo}\mu_{photo} + \alpha_{coh}(=0)\mu_{coh} + \alpha_{incoh}\mu_{incoh} + \alpha_{pair}\mu_{pair} \quad [cm^{-1}]$$

と定義され、さらに密度で割ったものが質量エネルギー移行係数である。ここで、 hv_0 は入射放射線のエネルギー、 \bar{E} は放射線が散乱当たり失う平均エネルギーである。これにエネルギーフルエンス [J/cm^2] をかけたものがカーマ:Kで、単位は [$Gy=J/kg$] である。

光子から電子へ与えられるエネルギーが高くなると、電離や励起によるエネルギー損失（衝突損失）に加え、制動放射によってX線に再移行する影響（放射損失）が無視できなくなる。制動放射に移行するエネルギーの割合を g として補正したものが、エネルギー吸収係数 μ_{en} および質量エネルギー吸収係数 μ_{en}/ρ である。放射損失の衝突損失（電子的+核的阻止能）に対する阻止能 S の割合は近似的に

$$\frac{S_{rad}}{S_{col}} \approx TKE[MeV] \cdot Z/800[MeV]$$

であり、 TKE は電子の Total Kinetic Energy、 Z はターゲット物質の陽子数である。 TKE が $800/Z$ [MeV] より十分に小さければ放射損失が無視出来て、 $g=0$ (Table 3-1 参照) と近似できる。この質量エネルギー吸収係数にエネルギーフルエンスをかけたものが衝突カーマ K_C である。

照射線量 X は乾燥空気単位質量当たりの放射線による吸収線量を電離電荷量（乾燥空気では $33.97J/C$ ）として定義したものである。現在では上記の $Gy(=J/kg)$ が使用されている。旧単位であるレントゲン(R)は $1R=2.58 \times 10^{-4}C/kg$ である。

3.4. カーマ近似と荷電粒子平衡

カーマはあくまで局所近似であり、反応が起こったその場所で全エネルギーを消費するということである。実際には飛跡に沿ってエネルギーが与えられる。ある BLM 検出器のある微小領域を考えたとき、その微小領域から 1) 隣接した領域に逃げる荷電粒子と 2) 隣接した領域から流入する

荷電粒子が同様のエネルギー付与を与える場合、荷電粒子平衡が成り立つとされ、吸収線量 D と衝突カーマ K_C が一致する。空気層や真空、別の物質と接する境界付近では一致しないが、問題の全領域が荷電粒子の飛程と比べて十分に広い場合、その領域の平均的な吸収線量はカーマで評価できる。

空洞中がガスの場合には飛程が長くなり平衡状態が難しくなるが、飛程に比べて1)空洞の大きさが小さく、2)空洞の壁厚が飛程より十分に厚く、3)空洞材の原子番号がガスの原子番号と同等である場合には、ターゲットガス回りに同等のガス媒体がほぼ無限に続いているとみなすことができ、カーマで十分に近似できる。ターゲットが液体や固体の場合も同様に考えることができる。空洞構造の影響(材質、大きさ)についてはBragg-Grayの空洞原理として知られている [12]。

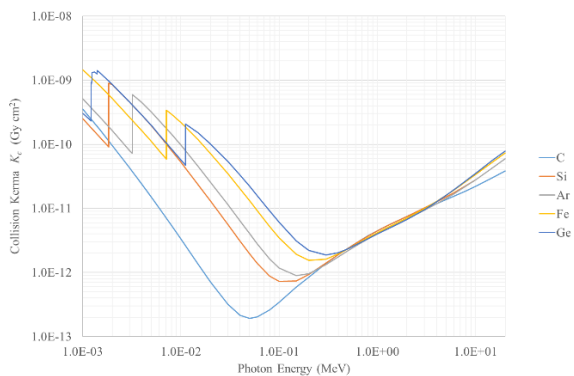


Fig. 3-4 光子の衝突カーマ。フラックス [1/cm²] をかけると Table 3-1 のカーマになる。

3.5. 光子、中性子のカーマ

BLM の場合には検出器出力を実際のビームロスパワーで校正するため、カーマ近似で大雑把な出力を知ることができれば実際の設計に困ることはない。

衝突カーマを求めるにはエネルギー吸収係数が必要である。米国標準技術研究所(NIST)の web page [13]からターゲット物質毎の光子の質量減

弱係数と質量エネルギー移行係数のリストが容易に入手できる。質量エネルギー移行係数にエネルギーフラックスをかければ衝突カーマが計算できてエネルギー移行量が評価できる。

Fig. 3-4 に複数のターゲット物質に対する光子の衝突カーマを示す。光子エネルギー300keV~5MeVの範囲ではターゲットによる違いは小さく、ほぼエネルギーに比例している。この領域ではエネルギー移行は主にコンプトン散乱によるものであり、5MeVあたりから電子対生成の影響が大きくなる。また、100keVから低エネルギーの領域では光電効果が主であり、10keV以下で見られる特徴的な不連続点は電子のシェル構造(K殻)を反映したものである(Geの1~2keVで見られる不連続部はL殻からの寄与)。

中性子の衝突カーマについては様々な核データが用意されている。特に熱外中性子領域(0.5~1keV)については核の励起準位による共鳴の影響があるため核データベースをもとに評価することになる。これは光子の光電効果が原子のシェル構造に影響を受けるのと事情が似ているが、原子核の場合はその励起準位の様子ははるかに複雑である。

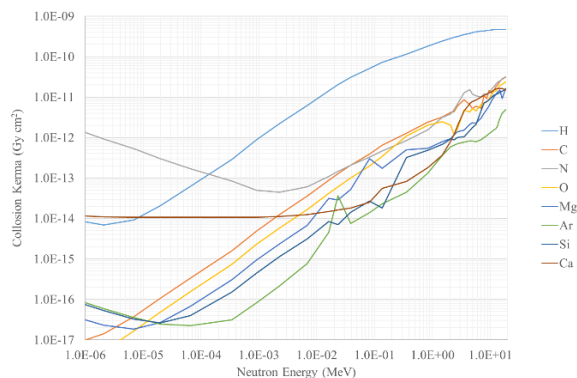


Fig. 3-5 中性子の衝突カーマ。フラックス [1/cm²] をかけると Table 3-1 のカーマになる。

ビームロスで発生する中性子は MeV 領域の高速中性子が主である。一例として軽核ターゲットによる高速中性子の衝突カーマを Fig. 3-5 に示

す。データは文献 [14]のものを使用した。高速中性子はターゲットとなる原子核の質量が中性子と同等である場合にもっとも効率よくエネルギーを伝える。図からわかるように軽い原子核ほど衝突カーマが高くなる傾向にあり、水素ターゲットが最も効率が良い。このため、高速中性子の遮蔽には水素原子を多量に含む高密度ポリエチレンが良く用いられる。同じ理由から、検出器の前に高密度ポリエチレンを設置し、中性子の衝突で叩き出された陽子を検出することも行われる。熱外中性子の場合には共鳴エネルギーを利用した検出が行われたため、高速中性子の場合と比べ検出効率は高くなる。

3.6. W 値、ε 値

放射線による気体内へのエネルギー付与が阻止能やカーマで求めることができると、一对の電子と陽イオンを生成する平均のエネルギーW値を使って電荷量を求めることができる。エネルギーEの粒子が全エネルギーを失ったときE/W個の電子・陽イオン対ができる。W値は多くの気体で22～43eVの範囲で平均値は約30eVである。

固体の場合、半導体または一部の絶縁体について電離エネルギーが求められている。一对の電子・正孔対の平均生成エネルギーのことをε値と呼び、Si検出器の場合3.6eV、Ge検出器の場合3.0eVである。ガスと同様にE/εで評価する。

3.7. J-PARCのBLM

放射線が検出できる検出器は基本的にBLM検出器として利用できるが、感度や信号ゲイン、高速性、最大出力電流については検出器に固有のものであり、設計者が要求仕様を勘案して適切な検出器を選ばなければならない。とくに最大出力電流については注意が必要である。測定対象のビームロス（すべてのビームがなくなる）する場合には瞬間的に多量の放射線が放出される。短

時間に多量のイオン・電子対が発生する。このとき空間電荷効果によるゲイン低下や電荷の再結合によって信号が減り、ロス対信号強度の信号出力の直線性がそこなわれる場合がある。微小信号の検出よりもむしろ想定外の過大出力が問題である場合が多い。

J-PARCでは主にガス検出器が利用されている。Fig. 3-6にガス検出器の動作モードを模式的に示している。電離箱モード(Ionization region)と比例計数モード(Proportional region)のみが吸収線量強度に対して出力が比例関係であり、BLM検出器として利用できる。制限比例係数モード(Limited proportional region)では検出器内で増幅された電荷の空間電荷効果によってゲインが変動し、出力の比例関係が崩れてしまう。高レベルの吸収線量に対して過小評価になってしまいうため注意が必要である。

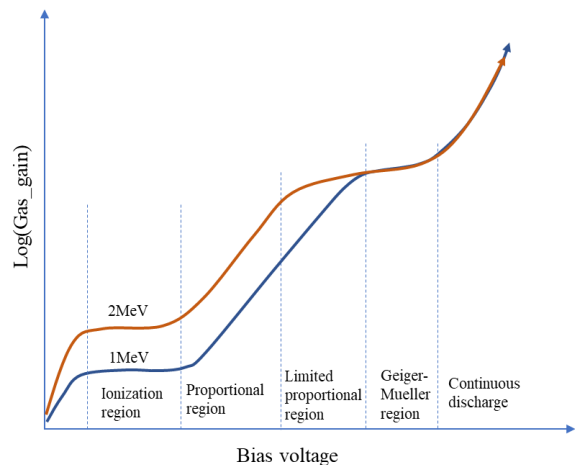


Fig. 3-6 ガス検出器の動作モード

比例係数モード以上で使用するためには充填ガスの選択が重要である。低い動作電圧、高いガス増幅、高い係数率特性、低い電子吸着特性のガスを利用しなければならない。充填ガスの純度も重要である。酸素などの電子親和力の高い原子が存在すると電子がガスに吸着して負イオンになる。イオンの移動度は電子よりずっと低いため(電子移動度は電場に比例しない)、衝突間に十分なエネルギーを得ることができず(ドリフト速度は電

子の 0(-3)程度、到達エネルギーも 0(-3)程度)、なだれ増幅を起こすことができない。このため増幅度が低くなってしまう。

電離箱モードではなだれ増幅がないためゲインが 1 である。低レベルの信号の観測に不利である一方、一定のゲイン領域が広いこと、出力信号変動に対するゲイン変動が小さい利点があり、もっともよく BLM に利用されている。充填ガスは放電しない限りどのようなものでも問題ない。J-PARC では空気を利用した電離箱を利用している。この場合、負イオンもしくは正イオンを収集する。信号パルスの立ち上がり特性を気にする場合には希ガス等の封入ガスを利用し、移動度が大きい電子を検出する。

3.8. 比例計数管の動作原理

J-PARC で主に利用されている BLM 検出器は比例計数管であり、Proportional counter type BLM (PBLM) と呼んでいる。Fig. 3-7 は J-PARC 用の PBLM 検出器の模式図である。充填ガスとして 99%Ar+1%CO₂ 1.1atm を採用し、アノードワイヤ径は 50μm、カソードパイプ径は 23mm である。全長は J-PARC MR 用は 800mm である。

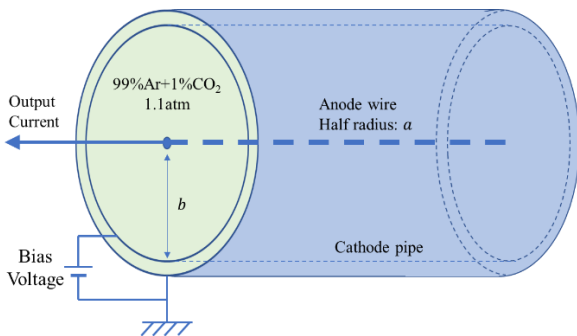


Fig. 3-7 J-PARC 用比例計数管 (PBLM) の構造

放射線のガス電離作用でイオン・電子対が生成され、電子がガス媒体中に印加された電場 $E(r)$ で加速されることを考える。

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln(b/a)}$$

アノードワイヤの半径を a 、カソードパイプの半

径を b としている。電離電子は熱運動速度と電場による加速を得て平均自由行程 λ を移動後にガス粒子に衝突する。この衝突を繰り返し電子はアノードワイヤへ移動する。電子がアノード近傍に到達すると、電場強度が高くなりガスを十分に電離できるエネルギーが得られるようになり、衝突毎に電離が起こるなだれ増幅が起こりネズミ算的に電荷が増殖する。

電離現象に対する平均自由行程（電離衝突を起こすまでに移動する距離）の逆数 α が Townsend の第 1 電離係数と呼ばれているもので、単位長さ当たりの電離数である。ある位置 r にある n 個の電子が微小距離 dr 進むと、電子数の増加 dn は

$$\frac{dn}{n} = \alpha dr \quad (3-1)$$

と表せる。

α は近似的に電場強度に比例すると考えられる。

$$\alpha \propto E$$

α は平行平板の場合には定数であるが、同軸円筒構造ではアノードに近づくごとに電場が高くなり電離しやすくなり平均自由行程が減少する。

ガス増幅度 M は (3-1) を積分して、

$$\begin{aligned} \int \frac{dn}{n} &= \frac{V_0}{\ln(b/a)} \int \alpha(E) \frac{dr}{dE} dE \\ \ln M &\propto \frac{V_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \int_{E(r=a)}^{E_{crit}} E \frac{d}{dE} \left(\frac{1}{E}\right) dE \\ &= \frac{V_0}{\ln(b/a)} \left\{ \ln \frac{V_0}{a \ln(b/a)} - \ln E_{crit} \right\} \end{aligned}$$

が得られる。ここで E_{crit} はそれ以下では電離が起こらない電場を表しており、一気圧の通常ガスではこの閾値は 10^6 V/m 程度であることが知られている。電子なだれ増幅は電場強度が高いアノードワイヤの極近傍でのみ発生することになる。Dithorn は M の式として以下を導出した [15]。

$$\ln M = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{\ln 2}{\Delta V} \left\{ \ln \frac{V_0}{pa \ln(b/a)} - \ln \kappa \right\} \quad (3-2)$$

ここで、 p はガス圧力、 ΔV は連続的に起こる電離イベント間での電子が受け取るポテンシャル、 κ は $\kappa = E_{crit}/p$ である。 ΔV 、 κ とも充填ガス種に個数の定数である。

電離時に紫外線が発生するとカソードで光電子を生成し余分な電離作用を起こしガス増幅度が過大になる。これを防ぐためにガスには通常クエンチガスと呼ばれる励起準位間隔が複雑な分子ガスを混ぜる。紫外線は分子ガスに吸収され、脱励起過程により低エネルギーの光子に変換されるため、電離できなくなる。J-PARC では放射線の影響を考慮して 1%CO₂ をクエンチガスとして採用している。

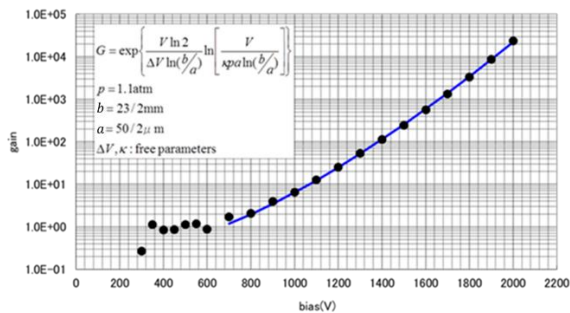


Fig. 3-8 ガスゲインの測定例。Co60 ガンマ線源を用いて測定したもの。

Fig. 3-8 に Co60 ガンマ線源を用いて測定したデータを、Dithon の式で評価した結果を示している。フリーパラメータ ΔV 、 κ はそれぞれ、 $\Delta V = 27.1 \pm 0.9V$ 、 $\kappa = 3.6 \times 10^4 \pm 1.4 \times 10^3 [V/cm/atm]$ で、電離の閾値は $4 \times 10^4 V/m$ である。この閾値から電子雪崩が起こるのはワイヤ表面から $65 \mu m$ 程度の極近傍であることがわかる。Ar ガスの場合のパラメータを Fig. 3-9 に示す。

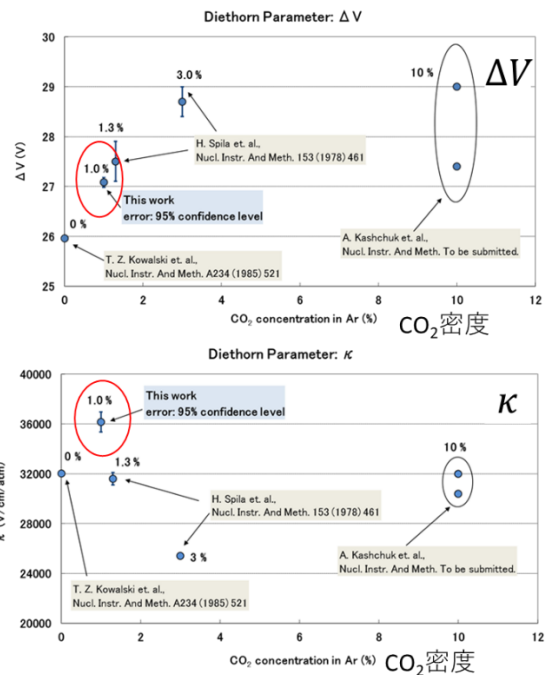


Fig. 3-9 Ar+CO₂ ガスにおけるダイソンパラメータ

3.9. 比例計数管の空間電荷効果：制限比例係数モード

電離電子は素早くアノードに到達し収集され、信号の立ち上がりが $0.1 \mu s$ と高速である。他方陽イオンは移動度が小さく電子が収集される時間内ではほとんど動くことができず、数 ms 程度かけてゆっくりとカソードに収集される。このため陽イオンのみが検出器に残留しガス増幅度が低下する。このような空間電荷効果は以下の 2 種類に分類できる。

1) 自己誘導型

高いガス増幅により、ある電子雪崩増幅中の陽イオン数が過大になり電場分布を変え同一雪崩増幅中の後段で生成する電子の数を減らす。検出器の幾何学的効果と単一パルス出力電荷に依存し、出力電流の時間構造やパルスの計数率にはよらない。

2) 蓄積型（一般的空間電荷効果と呼ばれる）

多数の電子雪崩増幅で発生する陽イオンが検出

器内で溜まり、蓄積効果によって有効バイアス電圧が低下しガス増幅度が低下する。

比例計数管でのイオンの収集時間が数 ms であるため、たとえ電子パルスの立ち上がりが速くても、決して繰り返し動作が高速なわけではなく、ガス増幅率は過去の出力履歴に依存することになる。ビーム加速のある時点で過大なビームロスが発生した場合、その影響がなくなるまで数 ms かかるため、その時間内に発生するビームロス信号はある程度ガス増幅が低下している状態で測定されることになる。空間電荷の一般的な問題点は Hendricks が文献 [16] で説明しており、一定の電流出力時の非直線性効果を以下の解析式で与えている。

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\ln 2}{8\pi^2 \epsilon_0} \frac{b^2 p}{\Delta V \mu L} \left\{ 1 + \ln \left[\frac{V}{k p a \ln(b/a)} \right] \right\} \frac{I}{V}$$

ここで、 I は出力電流、 L は検出器長 0.8m、 μ は Ar イオンの Ar ガス内移動度である。ここでは Ar+ の値 1.54 [cm²atm/V/s] を採用する [17]。この解析式で得られた結果を Fig. 3-10 に示す。この結果から、J-PARC MR では平均出力電流を 1 μ A 以下にするようにバイアスを設定し、ゲイン変動が 10% 以下になるように運用している。

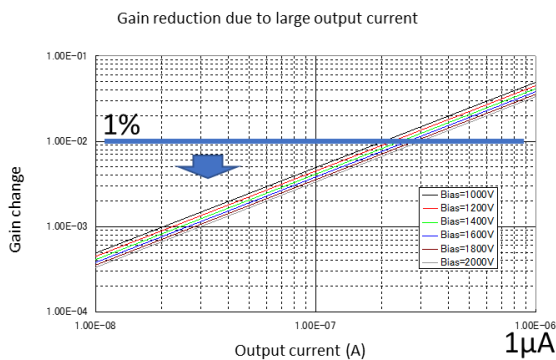


Fig. 3-10 バイアス設定毎の出力電流対ゲイン変動率

実際の運用では、加速粒子数の 10⁻⁴ 程度の低レベルのビームロス現象を観測するためにバイアス電圧を設定している。しかし、想定外のトラブル（電磁石電源や RF、入出射機器の異常動作等）

や操作ミスによって加速器粒子の数 10% の粒子が一瞬にロスすることがあり、そのような場合にはもはや正確なビームロス分布を測定できなくなってしまう。たとえ検出器の増幅効果により低レベルのロスが見えたとしても、高レベルの出力特性がシステムのダイナミックレンジは制限してしまう。このため J-PARC MR では高レベルのロスイベントをカバーするために電離箱も利用している。

3.10. 電離箱 : Air Ionization Chamber (AIC)

J-PARC ではポリエチレン紐を絶縁体として巻き付けたコルゲート同軸ケーブル (20D サイズ) を利用した電離箱検出器 (Air Ionization Chamber (AIC) とよばれている) を使用している (Fig. 3-11 参照)。ケーブル端部で空気穴を設け、常に空気が循環するようにしている。コルゲート管をカソード、電磁シールドをグランドとしてバイアス電圧 (1kV 以下) を印加し、中心導体をアノードとしている。ガスとして空気を利用しているために、電離電子は電子親和力の高い原子 (酸素等) にトラップされ、負イオンとして移動して電流信号になる。正負イオンの移動度が同程度であるため、バイアス極性を変え中心導体から正イオンを収集しても同様の特性を示す。

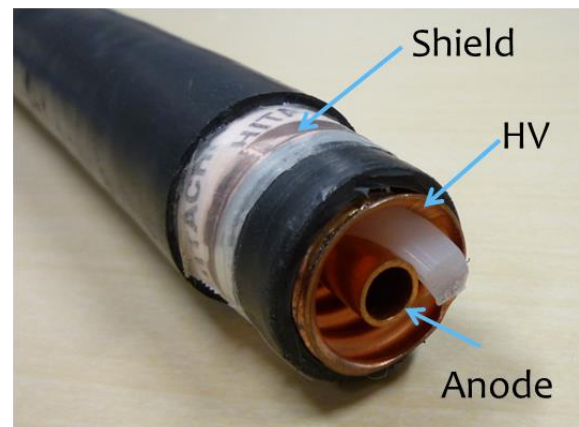


Fig. 3-11 J-PARC で使用されている、コルゲートタイプ 20D 同軸ケーブルを利用した空気電離箱検出器 (AIC)

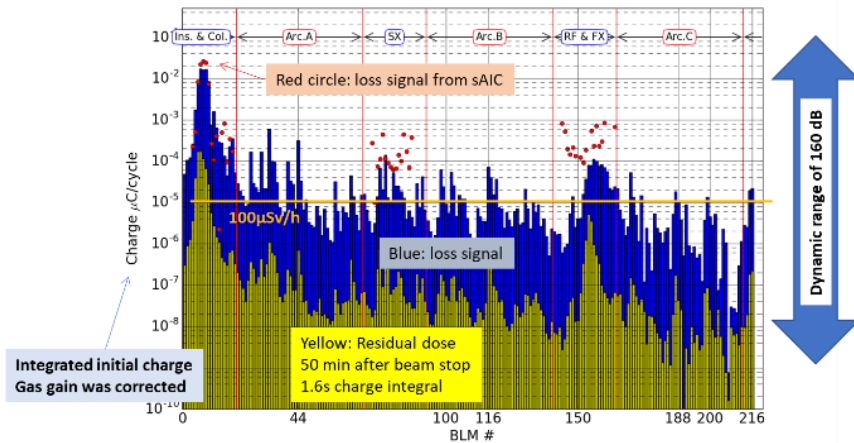


Fig. 3-12 J-PARC MR の PBLM のガス増幅度を補正した各検出器の電荷分布（青）。黄色はビーム停止 50 分後の残留線量率を示している。赤点は sAIC の信号を示している。

AIC の感度と最大出力電流は、旧日本原子力研究開発機構・高崎研の Co60 ガンマ線照射施設を利用して測定した (Fig. 3-13 参照)。比例計数管と違い、正・負イオンは検出器内のいたるところで満遍なく発生するが、電極へ移動する際にアノード近傍電場によりイオンのスピードが上がり、電荷分極が発生する。この電荷分極により空間電荷効果を誘起し、図のように出力電流が一定値になる最大出力特性が現れる。PBLM の 14 倍程度の電流出力が得られることになる。

Fig. 3-14 のように J-PARC MR では 1m 長のもの (sAIC) を PBLM と同じ位置に設置して運用して

信号を検出する一方、sAIC は高レベルのビームロス現象を測定するために使用し相補的な役割を担っている。また、MR 加速器トンネル外周を這うケーブルダクトに平均 83m の長いタイプの AIC (longAIC) を 19 本設置しトンネル全長をカバーしている。



Fig. 3-14 PBLM、AIC の設置状況

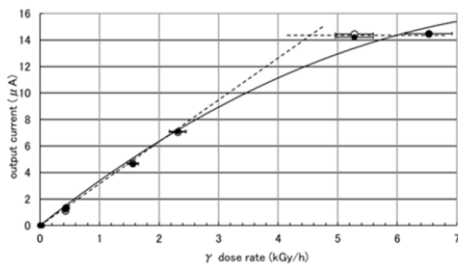


Fig. 3-13 Co60 ガンマ線照射施設で測定した AIC(1m 長のもの)出力特性

いる。PBLM が高いガス増幅を利用して低レベルの

3.11. J-PARC MR のビームロス分布

この章の最後に実際の BLM システムの観測例を示す。PBLM は各四極電磁石毎、計 216 台設置されている。Fig. 3-12 の青色バーは PBLM からの信号を 1 加速周期分積分したものをガス増幅度で補正したものであり、ビームロス起因放射線による電離電荷量を示している。黄色は運転停止後 50 分後に測定した残留線量の測定結果であり、同様

にガス増幅度で補正している。PBLM の出力は別途線量計の出力と校正しており、図中に $100 \mu\text{Sv/h}$ のレベルを示している。MR 直線部で高レベルのビームロスが発生する場所に設置した sAIC は赤点で示している。 $10^{-3} \mu\text{C/Cycle}$ 以下はノイズであり、入射直線部のコリメータ部近傍のデータのみが有意なデータである。

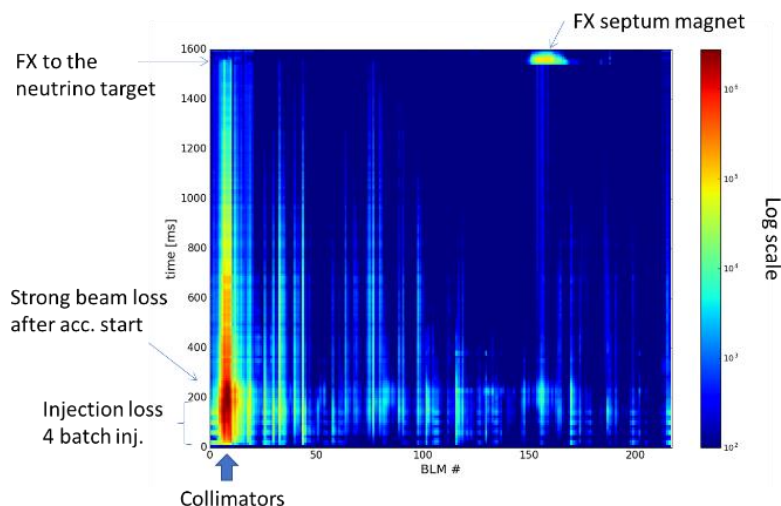


Fig. 3-15 PBLM の入射から出射までの検出器番号対ロス発生タイミングの 2 次元分布

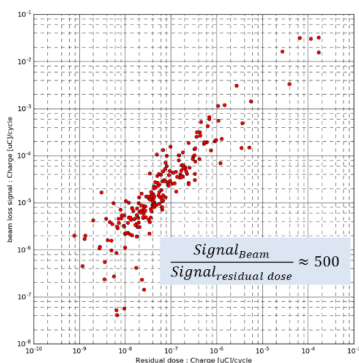


Fig. 3-16 運転時の平均線量率と運転停止後 50 分の残留線量率の相関

Fig. 3-16 は加速器運転中の出力 (Fig. 3-12 の青バー) と残留線量測定時の出力 (Fig. 3-12 黄色バー) の相関を示している。運転中と運転後のトンネル内線量率の比率はおおよそ 500 倍であることがわかる。トンネル内に信号増幅器などの受動素

子を導入する際に、あらかじめその位置の残留線量率を求めておけば加速器運転中に受ける積算線量 (トータルドーズ) を推定でき、装置の寿命を評価するのに役立つ。

Fig. 3-15 は PBLM 出力信号 (設置場所 (BLM 番号=MR アドレス)) とビームロスタイミングの相関図で、早い取り出し運転 (FX) 時の 1 運転周期を示している。RCS からのビームを 4 回の入射するタイミングの入射ロスと、加速開始タイミングで大きなビームロスが発生しているものの、おおよそコリメータ部で局所化されているのが確認できる。また、出射時に取り出し用セプタム電磁石でビームロスが発生しているが、現在では取り出し軌道調整で低減化されている。

longAIC による測定結果を Fig. 3-17 に示す。longAIC は加速器トンネル全長をカバーしているため線量の線分布が測定できる。図中のデータは

出力電荷を検出器長で規格化したものであり、単位長さ当たりの線量を示している。赤実線で示したものは2kWロスがコリメータ部で発生した場合のレベル、赤点線は線ロスが0.5W/m時のレベルを示している。これらのレベルは人為的にビームロスを発生させて確認したものである（一部のエリアのみ）。

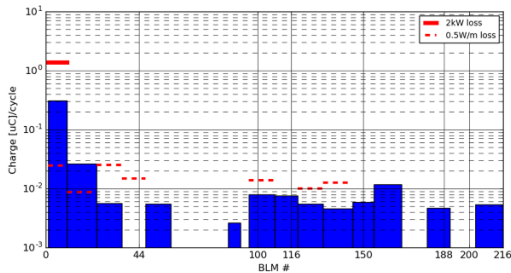


Fig. 3-17 longAICで測定したビームロス誘起の誘起電荷の線分布

4. 電磁場ピックアップによる非破壊ビーム位置測定

4.1. J-PARCの装置

ビームモニタでもっとも一般的なものは電磁場ピックアップを用いたビーム位置検出器 (Beam Position Monitor: BPM) である。BPM に関しては過去の OHO シリーズでも度々紹介されているため適宜テキストを参考にいただければ動作原理は理解できると思う。

J-PARC では将来のパワーアップグレードを見越して BPM 装置の高精度化を行う予定である。測定誤差を 1/6~1/10 程度に改善し、さらに大量のデータを処理する信号処理系を開発する。このように大幅に性能を改善するためには BPM 装置をより正確に理解する必要がある。

4.2. ビーム重心位置測定

円筒ビームダクトの壁電流分布を測定すること

によってビーム重心位置を測定できる。Fig. 4-1 のような中心距離 r 、角度 θ にあるペンシルビーム $I_B(t)$ が半径 a で内部が 0V に固定された円筒ビームパイプに壁電流 $I_w(t)$ を誘起する場合、ダクト表面の境界条件を考慮したラプラス方程式を解くことによって [18]、もしくは壁境界のポテンシャルを 0 にする鏡映電荷（電流）を仮定することによって [19] 壁電流の電場分布および電荷分布を計算でき、角度 φ 方位の壁電流 $I_w(a, r, \theta, \varphi, t)$ は

$$\begin{aligned}
 I_w(a, r, \theta, \varphi, t) &= \frac{-I_B(t)}{2\pi a} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^n \cos n(\varphi - \theta) \right\} \\
 &= \frac{-I_B(t)}{2\pi a} \frac{a^2 - r^2}{a^2 + r^2 - 2ar \cos(\varphi - \theta)} \quad (4-1) \\
 &= \frac{-I_B(t)}{2\pi a} q\left(\frac{r}{a}, \varphi, \theta\right)
 \end{aligned}$$

となる。Fig. 4-1 は (4-1) で計算した壁電流分布である。ビームがダクトに近づくとその方位の電荷分布が増大し不均一になる。その分布は (4-1) 式から、中心から見たビームの方位角 θ と距離 r に依存するため、決まった角度 φ で電流分布を測定できればビーム重心位置を推定できる。

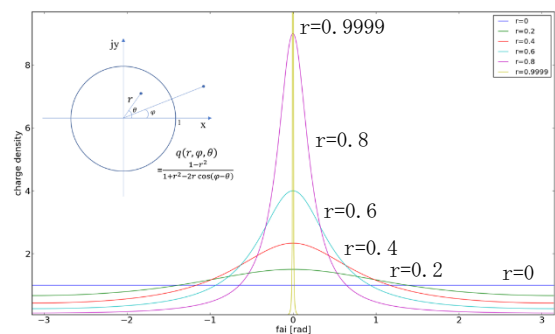


Fig. 4-1 ビームが x 軸上を移動する時の壁電流分布 ($r \rightarrow r/a$ として規格化している)

ビームダクト内面に複数の電極を設置した BPM はその構造が比較的単純であり経済的に量産化しやすく、構造を最適化し適切な生産工程を採用

することにより性能の個体差をコントロールしやすい。J-PARC などの大規模な加速器では必要台数が数 100 台規模になるため、経済的に妥当な金額で整備できることは何より重要なポイントである。

未定定数は電流、位置 (x, y) の 3 変数であるので、3 か所の壁電流を測定できれば位置を測定できるが、通常は例えば Fig. 4-1 の $\pm x$ 軸方向 (L 電極 $(\varphi = \pi)$ 、 R 電極 $(\varphi = 0)$) と $\pm y$ 軸方向 (U 電極 $(\varphi = \pi/2)$ 、 D 電極 $(\varphi = 3\pi/2)$) に合計 4 電極を設置し誘起電流 (電圧) S を測定する。4 信号の場合には各信号の和・差信号、 $\Delta_{x,y} = S_{R,U} - S_{L,D}$ 、 $\Sigma_{x,y} = S_{R,U} + S_{L,D}$ を導入して、

$$x, y = \sum_{n,m=0} f_{nm} \left(\frac{\Delta_x}{\Sigma_x} \right)^n \left(\frac{\Delta_y}{\Sigma_y} \right)^m \quad (4-2)$$

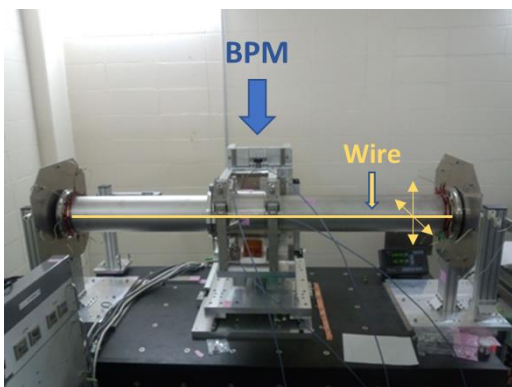


Fig. 4-2 MR で使用されている BPM キャリブレーション装置。中心が BPM で両端にビームダクトを模擬した円筒パイプを設置する。円筒パイプは正確な TEM はを BPM に与えるためのものであり、端部で発生するモードを抑えるためにダクト径の 3 倍程度の長さが必要である(より長いほうが良い)。

によってビーム位置を同定する。位置 x, y 依存の感度係数 f_{nm} を実測、もしくは数値計算等であらかじめ求めておき利用する。実測では BPM 本体にワイヤを張り、そのワイヤと BPM に接続したビームダクト間に RF をかけ TEM 波を励起してビーム

を模擬するワイヤ法が利用されている [20]。Fig. 4-2 は J-PARC MR の校正装置である。実際のビームは光速以下の速度で運動するため、ビーム回りの電磁場は完全な TEM 波とはならないが、相対論的に取り扱えるエネルギー領域や、非相対論エネルギー領域でも電極長と比べてバンチビームが十分に長い場合には“主に” TEM 波であるとしても問題ない場合が多い。ビームを模擬するワイヤは上下左右に移動でき、そのワイヤ位置での出力応答を測定して感度係数を求める。

4 電極ストレート分割の場合(ストリップライン型)

同一平面内に直線状の 4 電極 ($+x, -x, +y, -y$) を設置したものが 350BT で利用されている (Fig. 4-3)。これは電極構造が単純で比較的コンパクトな形状にできるためビームトランスポートラインに利用されている。他方、電場分布の多極成分の寄与があり感度係数に 2 次、3 次等の多次元項が現れる。ビーム位置がダクト中心部付近にある場合には 1 次 ($n + m \leq 1$) までで十分な場合があるが、実際にはビーム振動が大きい場合も考え、2 次、3 次等、高次の項が必要である。



Fig. 4-3 350BT で使用しているストリップライン型 BPM (シングルパス BPM)。ボア計は 230 mm、20 0mm の 2 種類である。

感度係数の計算値とワイヤ法による測定値を Fig. 4-4 上図に示している。図からわかるように多極

成分により BPM 中心からはずれた位置では感度が低下する。ここでは非線形性を評価するために 3 次項までの感度関数を採用して感度係数を求めている。

4.2.2. Diagonal Cut BPM

多極成分があると測定ビーム位置にビームサイズ依存性が現れてしまう。ビームサイズが大きい場合には構成粒子が占める位置に応じて感度係数を調整しなければいけないが、BPM で分布を測定することができないため代表値を使用することになる。このために、評価した位置には誤差が発生してしまう。ビーム形状をガウス分布と仮定し、ビームサイズを大きくしていったときの重心位置評価誤差を計算した結果を Fig. 4-4 下図に示している。

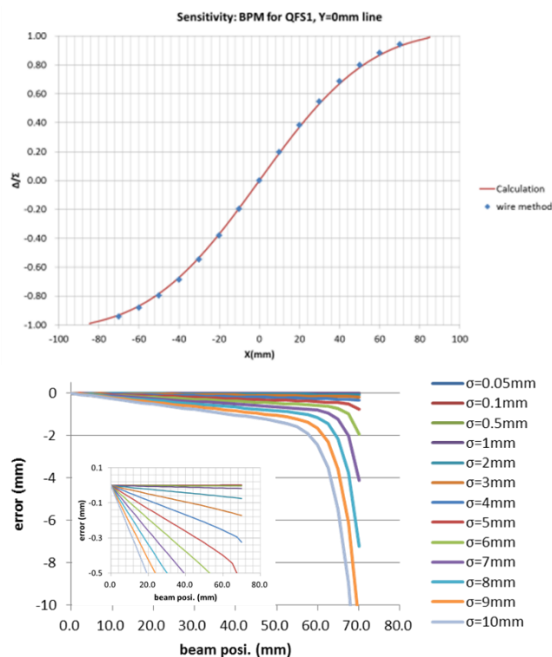


Fig. 4-4 350BT の QFS1 4 極電磁石付近に設置された BPM の感度係数と、様々なビームサイズ(ガウス分布)を仮定した場合のビーム位置とその位置での測定誤差の計算値。誤差は感度係数の多極成分から誘起される。

BPM 中心から離れるにつれ高次項の寄与が大きくなり誤差が大きくなるのがわかる。この効果を回避するためには次に紹介する Diagonal Cut BPM を利用する。このタイプは高次項が原理的(理

想的には) に 0 であり、ダクト全断面エリアで線形動作する。

J-PARC RCS/MR では Fig. 4-5 の電極展開図のように、 \cos 波 1 波長で分割した電極に円筒が接続された Diagonal Cut BPM が採用されている。Fig. 4-6 に MR 用の電極写真を示している。

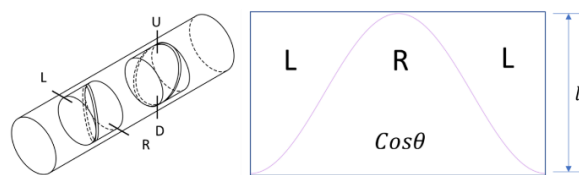


Fig. 4-5 Diagonal cut BPM のモデルと電極展開図



Fig. 4-6 MR 用 Diagonal Cut BPM の電極。ボア径 130 mm が標準サイズで、その他ビームダクトに合わせて 134、165、200、250、320 mm サイズがある。

Fig. 4-5 の電極部に誘起する電荷を求めてみよう。(4-1)式の変数定義を参照し、上下電極の境界を $Z_0 = -\frac{l}{2}$, $Z_1(\varphi) = \frac{l}{2} \cos \varphi$, $Z_2 = -\frac{l}{2}$ と定義する。R 電極に誘起する電流は(4-1)を使って以下のようにになる。

$$I_R = \int_0^{2\pi} a d\varphi \int_{Z_0}^{Z_1(\varphi)} I_w(a, r, \theta, \varphi, t) dz \quad (4-3)$$

$$= \int_0^{2\pi} a \frac{l}{2} (1 + \cos \varphi) I_w(a, r, \theta, \varphi, t) d\varphi$$

となる。ここで $x = r \cos \theta$ 、 $y = r \sin \theta$ として $I_w(a, r, \theta, \varphi, t)$ を展開すると、

$$I_w(a, r, \theta, \varphi, t) = \frac{-I_B(t)}{2\pi a} \left\{ 1 + 2 \left(\frac{x}{a} \cos \varphi + \frac{y}{a} \sin \varphi \right) + 2 \left(\frac{x^2 - y^2}{a^2} \cos 2\varphi + \frac{2xy}{a^2} \sin 2\varphi \right) + 2 \left(\frac{x^3 - 3xy^2}{a^3} \cos 3\varphi + \frac{3x^2y - y^3}{a^3} \sin 3\varphi \right) + \dots \right\} \quad (4-4)$$

となる。(4-4) 式を (4-3) 式に代入して整理すると、R 電極に誘導する電流は

$$I_R = s \frac{I_B(t)l}{2v_B} \left(1 + \frac{x}{a} \right) \quad (4-5)$$

となる。また、L 電極についても同様に

$$I_L = s \frac{I_B(t)l}{2v_B} \left(1 - \frac{x}{a} \right) \quad (4-6)$$

となり原理的に線形動作をすることがわかる。 y 方向については電極を 90 度回転させれば同様に証明できる。ビーム位置の計算は信号のバランス $\Delta_{x,y} = I_{R,U} - I_{L,D}$ 、 $\Sigma_{x,y} = I_{R,U} + I_{L,D}$ を用いて

$$\Delta_x = s \frac{I_B(t)l x}{v_B a}$$

$$\Sigma_x = s \frac{I_B(t)l}{v_B} \quad (4-7)$$

$$\frac{\Delta_x}{\Sigma_x} = \frac{x}{a}$$

となり (y についても同様)、理想的にはビーム条

件 (速度、分布)、電極長、信号周波数に無関係にビーム位置が求られる。感度係数の測定値を Fig. 4-7 に示す。線形動作していることがわかる。

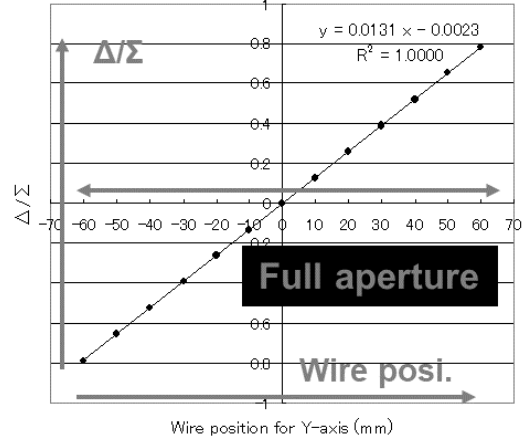


Fig. 4-7 MR 用 130 mm ϕ BPM の感度係数

4.3. BPM センサーの時間分解能：ローレンツ収縮による制限

バンチビームの時間構造を測定する場合、ローレンツ収縮による時間分解能への制限がある。あるエネルギーの点電荷がビーム軸方向に運動する場合に、半径 a の無限円筒状のビームダクトに誘起する壁電流の時間分布の RMS 値を導出することを考える。計算の詳細は省くが、この種の計算では以下のような手順が見通しが良い [21]。

- 1) 点電荷が静止しているとして、ダクト表面の電場分布、電荷分布を計算
- 2) ある観測者のいる慣性系 K に対して z 軸方向に速度 v で運動している慣性系 K' (ローレンツ因子 $\beta_l = \frac{v}{c}$) があるとする。粒子と一緒に運動している K' 系から見ると粒子は静止しているため、電場 $E'_{x,y,z}$ は 1) で計算したものである。このとき K にいる観測者が感じる電場および磁場は以下の Lorentz 変換の変換性を利用して計算する (ここで K' 系の磁場分布 $B'_{x,y,z}$ は 0)。

$$E_x(\mathbf{r}, t) = \frac{E_x'(\mathbf{r}', t') + C\beta_l B_y'(\mathbf{r}', t')}{\sqrt{1 - \beta_l^2}}$$

$$E_y(\mathbf{r}, t) = \frac{E_y'(\mathbf{r}', t') - C\beta_l B_x'(\mathbf{r}', t')}{\sqrt{1 - \beta_l^2}}$$

$$E_z(\mathbf{r}, t) = E_z'(\mathbf{r}', t')$$

$$B_x(\mathbf{r}, t) = \frac{B_x'(\mathbf{r}', t') - \frac{\beta_l}{C} E_y'(\mathbf{r}', t')}{\sqrt{1 - \beta_l^2}}$$

$$B_y(\mathbf{r}, t) = \frac{B_y'(\mathbf{r}', t') + \frac{\beta_l}{C} E_x'(\mathbf{r}', t')}{\sqrt{1 - \beta_l^2}}$$

$$B_z(\mathbf{r}, t) = B_z'(\mathbf{r}', t')$$

文献 [22] [23] では円筒座標系で解いた電場をもとに上記の手順から壁電流を求めている。詳しい導出が説明されているため参考にしていただきたい。

点電荷による壁電流の時間分布の RMS 値を表したものが Fig. 4-8 である。ダクトサイズとして J-PARC Linac, RCS, MR の典型的なものを選び、TKE: Total Kinetic Energy ($\gamma m_0 c^2 - m_0 c^2$) も実際のエネルギー範囲を選んでいる。

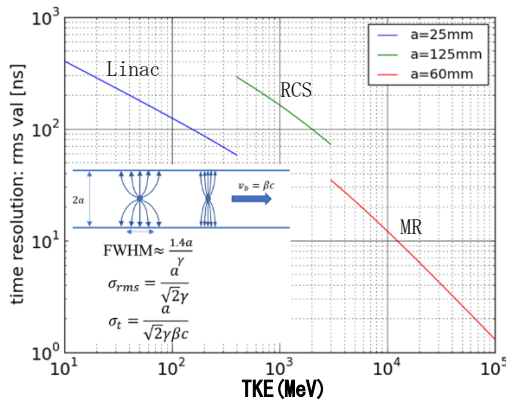


Fig. 4-8 無限円筒ビームダクトを通過する点電荷が作る壁電流の時間分解能

時間分解能は TKE とダクトサイズに依存し、30GeV ビームに対しておよそ 3ns の分解能であることがわかる。壁電流を利用したビームモニタでこれ以上詳細なビーム時間構造を測定するのは不可能であることを示している。

BPM の時間分解能を得るには、ローレンツ収縮の影響に加え BPM センサー構造に起因した周波数特性を考えなければならない。次項以降は BPM センサーの動作原理と周波数特性を導出する。

4.4. ストリップライン BPM の動作原理

最初は主に Linac で使用されているストリップライン BPM から始めたい。なぜならそれに続く磁場ピックアップタイプ、静電ピックアップタイプはその派生タイプと見なすことができるからである。

Fig. 4-9 はストリップライン BPM の模式図である。通常上下左右 4 電極を設けるが、その 1 電極を表している。電極は、真空円筒パイプと並行の湾曲直線電極(長さ l)と、電極立ち上がり立ち下がり部からなる。両端は上流部がインピーダンス Z_1 で下流部がインピーダンス Z_2 でそれぞれ円筒パイプに接続されている。通常上流端は特性インピーダンス 50Ω の同軸ケーブルで外部回路に接続される。

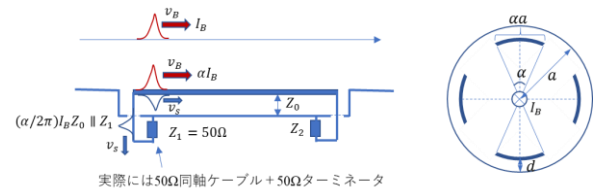


Fig. 4-9 ストリップライン BPM の模式図と等価回路

並行電極部の特性インピーダンス Z_0 は平面上に形成されたマイクロストリップラインの近似式を使って評価できる。

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{0.475\epsilon_r + 0.67}} \ln \left[\frac{4d}{0.67(0.8W + t)} \right] \Omega \quad (4-8)$$

ここで、 ϵ_r は比誘電率、 t 、 W 、 h は下図にあるよ

うに線パターンの形状を示している。

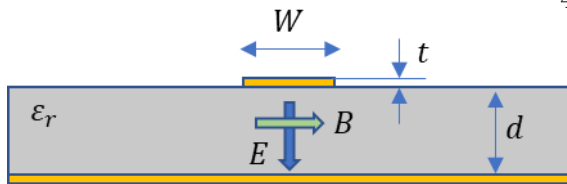


Fig. 4-10 マイクロストリップライン

現実には電極からコネクタまでの形状が複雑でさらに信号線も接続されているため近似式は適応できない場合がある。この場合には文献 [24] にあるように電磁場シミュレーションコード Poisson Code 等の計算での確認の後、パターン幅を数パターン用意し、測定結果から 50Ω に合うように形状を合わせこむ必要がある。

4.4.1. 伝送線路内の電圧波の発生と伝搬の様子：インピーダンスマッチングが取れている場合

円筒ビームパイプ内を運動するビームが BPM センサーに差し掛かると伝送線路にどのように信号が誘起されるだろうか？ストリップライン BPM の動作原理は様々な論文で説明されているが、（あくまでも）筆者にとっては天下りの場合が多い。ここでは電圧波の伝搬をイメージしやすいように説明していきたいと思う。なお、以下の説明は文献 [25] によっており、簡単のために $Z_1 = Z_2 = Z_0 = 50\Omega$ と仮定する。また測定対象が陽子ビームであるため以降は非相対論的のビームであるとして話を進める。

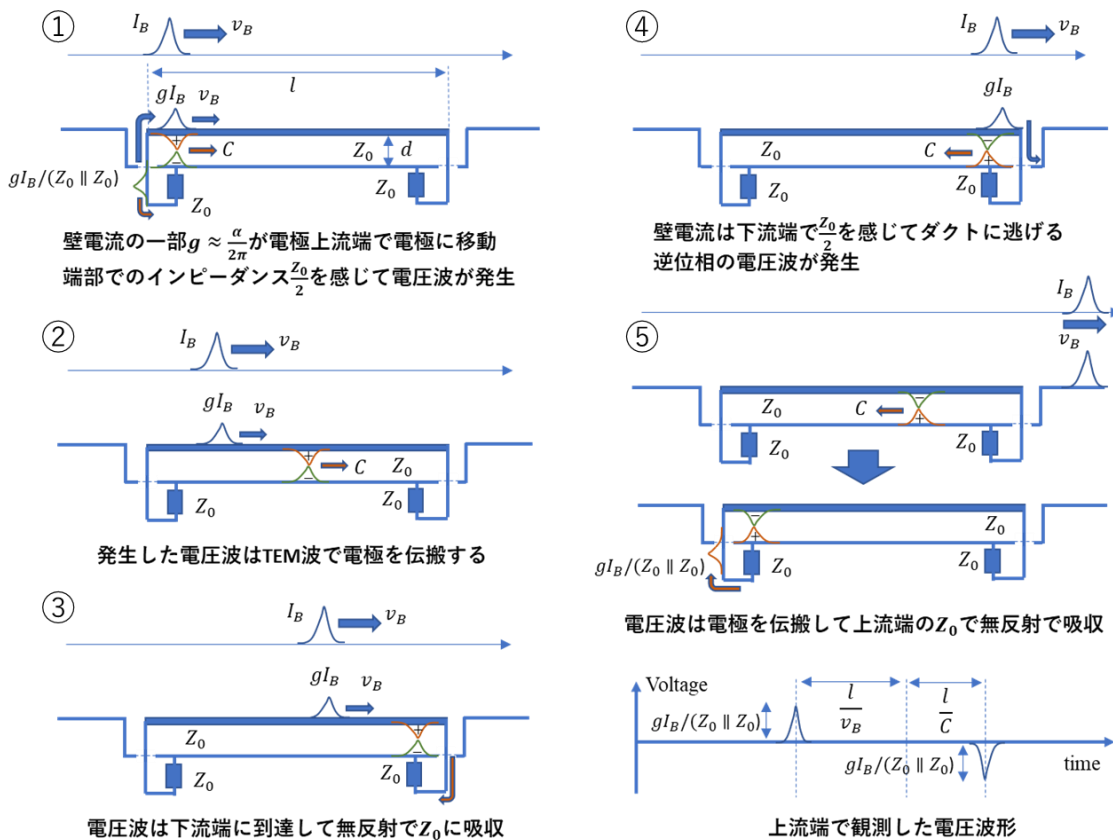


Fig. 4-11 ストリップライン BPM の信号伝搬（両端 50Ω マッチングタイプ）

電極上の壁電流および電圧信号伝搬の様子を Fig. 4-11 を示している。ビームが電極の上流端に差し掛かると、ビームパイプ表面を伝う壁電流の一部はビームパイプと電極の間のギャップを移動しなければいけない(①)。この移動する電流が感じるインピーダンスはストリップラインの特性インピーダンス Z_0 と出力ターミナルの負荷インピーダンス Z_0 の並列インピーダンス $Z_0/2$ であるので、誘起される電圧は以下のとおりである。

$$V(t) = g(Z_0/2)I_B(t) \quad (4-9)$$

ここで $g = \alpha/2\pi$ は電極の幾何学的形状で決定される形状因子であり、電極が切り取る壁電流の割合を表している。この電圧波は TEM モードで伝送線路を2方向に伝搬する。一方は 50Ω 同軸ケーブルを伝い外部回路へと取り出される。もう一方は、伝送線路の内側（ビームダクトを見る面）を伝搬速度 $v_s = \beta_s C$ で伝搬し下流端へと向かう(②)。ここでは伝送線路とダクト間は真空なので $v_s = C$ である。伝搬する電圧波は下流端に時間 $t = l/C$ 後に到達し(③)、端部ではインピーダンスマッチングが取れているため下流端の Z_0 に無反射で吸収される。

他方、ビームおよび伝送線路を伝う壁電流はビーム速度 $v_B = \beta_l C$ (β_l は加速粒子のローレンツ β で1以下)で伝送線路の外側（ビームを見る面）を伝搬し、 $t = l/v_B$ 後に下流端に到達する(④)。ここではインピーダンス $Z_0/2$ を感じてビームダクトに逃げていく。これは①で電圧波が発生した過程の逆過程であるため、(4-9)の極性が逆で同強度の電圧波

$$V(t) = -g(Z_0/2)I_B(t - l/v_B) \quad (4-10)$$

が発生する。この電圧波も同様に伝搬速度 $v_s = C$ で伝送線路を逆方向に向かい $t = l/C + l/v_s$ 後に上流端に到達し、無反射で同軸ケーブルを伝い外部回路へと取り出される。

(4-9)、(4-10)から、等価回路は上流端が電流源 $gI_B(t)$ と下流端が電流源 $-gI_B(t - l/v_B)$ で伝送線

路を駆動するモデルとみなすことができる。

4.4.2. 伝送線路内の電圧波の発生と伝搬の様子：端部がミスマッチの場合

端部が伝送線路の特性インピーダンスとミスマッチである場合にも前章と同様に考えることができる。上流端で電流が感じるインピーダンスはストリップラインの特性インピーダンス Z_0 と出力ターミナルの負荷抵抗インピーダンス $Z_1 (=Z_0)$ の並列インピーダンス $Z_0 \parallel Z_1$ であるので、誘起される電圧は以下のとおりであり、

$$V(t) = g(Z_0 \parallel Z_1)I_B(t) \quad (4-11)$$

誘起する電圧波は伝送線路の内側（ビームダクトを見る面）を伝搬速度 $v_s = \beta_s C$ で伝搬し、下流端の負荷インピーダンス Z_2 へと向かう。この端部ではインピーダンスミスマッチなので反射波が発生する。端部では入射波と反射波の合計電圧が $1 + \Gamma_2 (= (Z_2 - Z_0)/(Z_2 + Z_0))$ 倍になり、 Γ_2 倍の電圧波が反射波として上流端へ戻っていく。ここで、 Γ は反射係数を表す。発生した反射波は反対側の上流端でもミスマッチなのでやはり $\Gamma_1 (= (Z_1 - Z_0)/(Z_1 + Z_0))$ で反射し、波高が0になくなるまで上流部と下流部間を反射・吸収を繰り返すことになる。

他方、壁電流は下流端でインピーダンス $Z_0 \parallel Z_2$ を感じてビームダクトに逃げていくため、同様に極性が逆の電圧波

$$V(t) = -g(Z_0 \parallel Z_2)I_B(t - l/v_B) \quad (4-12)$$

が発生する。この電圧波も同様に、伝搬速度 v_s で伝送線路を逆方向に向かい $t = l/v_B + l/v_s$ 後に上流端に到達し上・下流端間を反射・吸収をくりかえす。

このようにマッチングの場合と同様に、等価回路は上流端の電流源 $gI_B(t)$ と下流端が電流源 $-gI_B(t - l/v_B)$ で伝送線路を駆動するモデルとみなすことができる(Fig. 4-12)。出力電圧の求めするためには、電圧波の反射の効果を含めた計算が

必要になる。

以降ではこの等価回路をもとに、実際の実出力電圧を求めてみる。

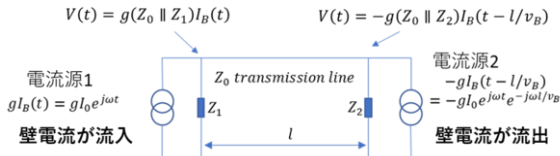


Fig. 4-12 ストリップラインの等価回路

4.5. トランスファーインピーダンス

上流端で測定する出力電圧を求めるために、ここでビーム電流 I_B に対する出力電圧 V_m の比を次のようにトランスファーインピーダンスとして定義する。

$$Z_t = \frac{V_m}{I_B}$$

以降ではこの Z_t を伝送線路モデルとテブナン・ノートの定理を用いて求めたい(以降の議論では文献 [26] を参考にした)。準備としてビーム電流およびビームによる誘導電圧を周波数ドメインで書き下してみよう。この時ビーム電流および端部の誘導電圧は Phaser 表示を用いて

$$I_B(\omega) = I_0(\omega)e^{j\omega t} \quad (4-13)$$

と表して、以下時間を含む項を表記上無視すると、上下流端にビームにより誘導される電圧波は以下のようにあらわされる

$$V_u(\omega) = g(Z_0 || Z_1)I_0(\omega)$$

$$V_d(\omega) = g(Z_0 || Z_2)I_0(\omega)\exp(-j\beta_B l)$$

以降特に断らない限りこの β は位相定数とする ($\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}$ と定義される)。 β_s はストリップラインのもので伝搬速度は光速とし、 β_B はビーム粒子のものとして粒子速度を伝搬速度とする。

計算手順は以下の通りである (Fig. 4-13 を参照)。

1) 負荷インピーダンス Z_1 を外した開放状態のインピーダンス $Z_{in}(\omega)$ を求める。このとき 2 電

流源は取り外しておく

- 2) 2 電流源を接続し誘起する開放電圧 ($Z_1 = \text{Open}$) を導出する。重ね合わせの原理が成り立つため、各々の電流源について誘起電圧を計算した後で足し合わせる
- 3) テブナンの定理を用いて負荷インピーダンス Z_1 を接続した場合の電圧を求める。ここで出力電圧 $V_m(\omega)$ は $Z_t(\omega)$ にビーム電流 $I_0(\omega)$ を乗算したものと仮定する

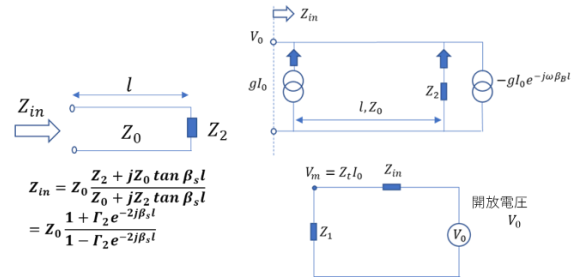


Fig. 4-13 伝送線路モデルとテブナンの定理を用いたトランスファーインピーダンスの導出

まず長さ l の伝送線路は特性インピーダンス Z_0 の下流端に Z_2 が接続されているのみで、 Z_{in} は良く知らせた式があり、

$$\begin{aligned} Z_{in} &= Z_0 \frac{Z_2 + jZ_0 \tan \beta_s l}{Z_0 + jZ_2 \tan \beta_s l} \\ &= Z_0 \frac{1 + \Gamma_2 e^{-2j\beta_s l}}{1 - \Gamma_2 e^{-2j\beta_s l}} \end{aligned} \quad (4-14)$$

となる(例えば文献 [27] 参照)。

Z_1 を Open にして端部の開放電圧を求める。上流端で発生する電圧波は開放部での全反射を考慮して

$$\begin{aligned} v_1 &= gZ_0 I_0 + 2gZ_0 I_0 (\Gamma_2 e^{-j2\beta_s l})^1 \\ &\quad + 2gZ_0 I_0 (\Gamma_2 e^{-j2\beta_s l})^2 + \dots \\ &= gZ_0 I_0 \frac{1 + \Gamma_2 e^{-j2\beta_2 l}}{1 - \Gamma_2 e^{-j2\beta_2 l}} \end{aligned}$$

下流端で発生する電圧波も同様に、

$$v_2 = -gI_0 e^{-j\beta_B l} (Z_0 \parallel Z_2) \times$$

$$2 \left\{ 1 + (\Gamma_2 e^{-j2\beta_s l})^1 + (\Gamma_2 e^{-j2\beta_s l})^2 + \dots \right\} e^{-j\beta_s l}$$

$$= -\frac{2gI_0 (Z_0 \parallel Z_2) e^{-j(\beta_B + \beta_s)l}}{1 - \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l}}$$

となる。よって開放電圧は上2式を足し合わせて
 V_0

$$= gI_0 Z_0 \left\{ \frac{(1 + \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l}) - 2 \frac{Z_0 \parallel Z_2}{Z_0} e^{-j(\beta_B + \beta_s)l}}{1 - \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l}} \right\}$$

$$= gI_0 Z_0 \frac{1 + \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l} - (1 + \Gamma_2) e^{-j(\beta_B + \beta_s)l}}{1 - \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l}}$$

になる。

テブナンの定理から Z_1 に誘起する電圧は

$\frac{Z_1}{Z_{in} + Z_1} V_0$ であるので、トランスファーインピーダ
 ンスは定義から

$$Z_t(\omega) = \frac{Z_1}{Z_{in}(\omega) + Z_1} \frac{V_0(\omega)}{I_0}$$

$$= \frac{g(\omega)(Z_0 \parallel Z_1)}{\{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l}\}} \left\{ 1 + \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l} \right. \quad (4-15)$$

$$\left. - (1 + \Gamma_2) e^{-j(\beta_B + \beta_s)l} \right\}$$

となる。最右辺第1項と第2項は上流端で発生した電圧、第3項は下流端で発生した電圧の影響を示している。 g はストリップラインを通過する電流のビーム電流に対する割合を示しており $g = \frac{\alpha}{2\pi}$ (Fig. 4-9 参照) のように幾何学的な定数となるが、非相対論的であった場合には壁電流の時間構造はビーム電流のそれと一致しないため周波数依存性を示すことになる。この辺りの議論は文献 [26] に詳しいので参照にしたい。

相対論的エネルギー領域での使用の場合を想定すると(電子リニアックの場合)、 $\beta_B \rightarrow \beta_s (v_B \rightarrow v_s = C)$ となり、(4-15)式の第2項と第3項の位相項が一致するため Barry [28] が導出した以下の式に一致する。

$$Z_t(\omega) = \frac{g(\omega)(Z_0 \parallel Z_1)}{\{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-j2\beta_s l}\}} \{1 - e^{-j2\beta_s l}\} \quad (4-16)$$

上式から上流端のマッチングを取った場合 ($\Gamma_1 = 0$)、分母が1になるため Γ_2 とは無関係である。よって、下流端のインピーダンス如何 (Open, Matched, Short) によらず上流端出力は同様の特性を示すことになる。

4.6. J-PARC Linac のストリップライン BPM

J-PARC Linac のストリップライン BPM の外形図と写真を Fig. 4-14 に示す。

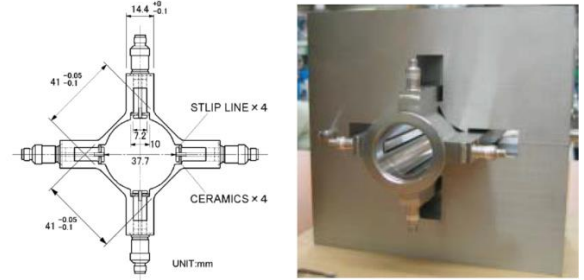


Fig. 4-14 J-PARC Linac SDDL 部のストリップライン BPM 外形と4極電磁石取付時の様子。文献 [24] からの転載。

Linac の出力エネルギー400MeV ($v_B = 0.713C$) であり、加速 RF は初段部は 324MHz、後段の ACS 空洞 (181MeV~400MeV) は 972MHz である。ここでは 50Ω マッチング ($Z_1 = Z_0 = Z_2 = 50 \Omega$) を取ったストリップライン BPM が利用されておりトランスファーインピーダンスは

$$Z_t(\omega) = \frac{g(\omega)Z_0}{2} \{1 - e^{-j(\beta_B + \beta_s)l}\}$$

となる。ローレンツ因子 β_l が 0.25, 0.5, 1 の場合の計算結果を Fig. 4-15 に示す。位相定数が 2π の整数倍 $2n\pi = (\beta_B + \beta_s)l = \left(1 + \frac{1}{\beta_l}\right) \frac{\omega}{c} l$ のとき、 $Z_t=0$ つまり出力が0になる。これは以下のよ

うに説明できる。上流端で発生した伝送線を伝搬する電圧波は、下流端ではインピーダンスマッチングが取れているためそこで反射は発生せず、すべて下流端インピーダンスに吸収される。他方、ビームは粒子速度で電極長 l 分を通過し、上流端で逆位相の電圧波を発生させる。このとき上流端信号との位相差は $\beta_B l$ である。さらに発生した電圧波は伝送線の伝搬速度で上流端に向かい到達時には位相差は $(\beta_B + \beta_S)l$ になる。この位相差がちょうど1波長の整数倍($2\pi n$; n は整数)のとき、入射波と下流端発生した電圧波が相殺して出力が0になる。

ローレンツ因子による Z_t への影響は、単に1波長分の周波数範囲を低周波側にスケールするのみである。位相特性も同様にスケールしており、群遅延特性(位相変化の一次微分)は一定のままであり、位相回りによる出力パルス波形の歪みはないことを意味している。

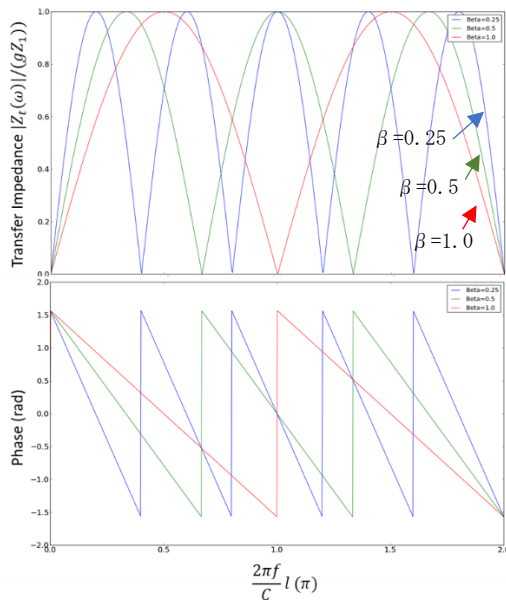


Fig. 4-15 J-PARC Linac で使用されているストリップラインBPMのトランスファーインピーダンス。 $l = 0.1\text{m}$ のとき横軸1の位置は周波数1.5GHzに相当する。

出力波形は、 Z_t のDC近辺からの1次関数的な立ち上がりによって、J-PARC Linacの場合は微分波形のような(全体的には半波Sinであるので完全な微分波形ではない)のバイポーラー波形になる。

ビーム位置測定に加えて、複数台のBPM装置からの信号波形からTime of flight(TOF)を計算することによって、ビーム速度、エネルギー、加速位相が測定できるため、空洞の調整に利用できる[29]。また、UNILACではバンチしたイオンビームを薄膜に通し、その速度変化を2台のBPMで測定することによってStopping powerを測定した例もあり[30]、様々な用途で使用されている。

4.7. Tapered Coupler BPM

Fig. 4-15のようにストリップラインBPMのゲイン特性は全波Sin形状示し、不感領域(ノッチ)が存在するためGHz帯域の信号を必要とするような測定には不向きである。これは下流端で発生する電圧波が上流端で発生する電圧波とちょうど一致する周波数があることが原因であるため、壁電流がストリップラインを上流端から下流端に移動する間にその時々刻々電圧波を発生させ、上流端で発生する電圧波と完全に相殺しないようにすれば回避できるだろう。Linnecarは電極幅を上流端から下流端にかけてexp形に減少させ、下流端で幅が0になるような電極を考案しノッチを解消している[31]。電極長にわたって特性インピーダンスを一定にするために、幅の減少に合わせてダクトからの距離もexp形に減少させる必要がある。電極形状の変化に合わせてその端部から電圧波が発生し上流端に伝搬することになる。

Linnecarの考えを踏襲したTapered Coupler BPM($l = 30\text{cm}$)がJ-PARC MRでも開発されIntra-bunch feedback装置の信号ピックアップ(Fig. 4-16)として使用されている[32]。このBPMによってバンチビーム内の位置振動を測定し、その振

動を抑えるようにストリップラインキッカーで蹴り返している。電極形状の最適化については文献 [33] に詳しい。

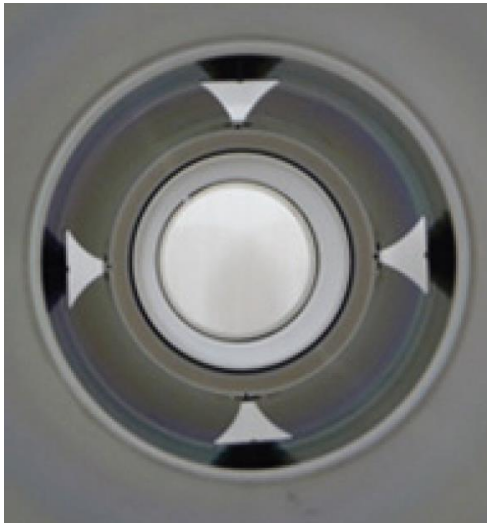


Fig. 4-16 J-PARC MR で使用されている Tapered Coupler BPM ([32]からの転載)

4.8. Open、Short の場合の特性と Magnetic coupler BPM

ビームが相対論的であり、下流端が Open、Short の場合を考えてみる。(4-16)式で、 $Z_0 = 200\Omega$ 、 $Z_1 = 50\Omega$ で、 Z_2 については Short、Open、 200Ω (Matched 条件)の3条件について計算した結果を Fig. 4-17 に示している。比較のため $Z_0 = Z_1 = Z_2 = 50\Omega$ の場合も示している。

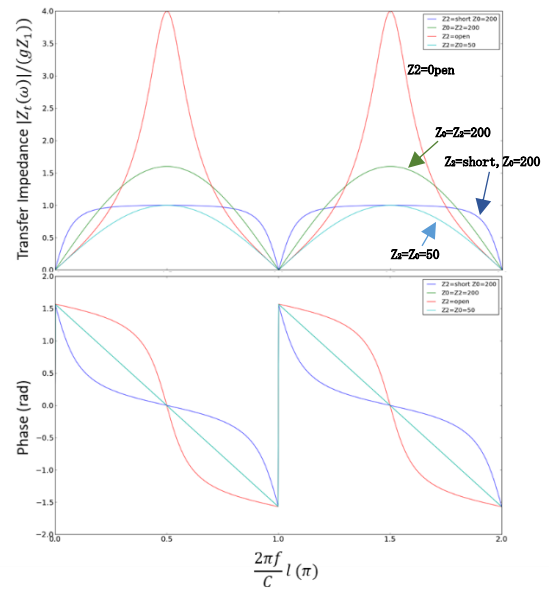


Fig. 4-17 下流端インピーダンスの違いによる Z_t 特性変化

Open の場合には $\beta l = 0.5\pi$ 近傍の周波数領域でインピーダンスを高めることができるため、狭帯域な信号処理を採用するシステムではメリットがある。他方で周波数によるゲイン変調が大きいためパルス波形の再現性は悪いと言える。

Short 条件の場合には Matched および Open 条件と比べて、フラットなインピーダンス領域があるため最も信号再現性が良いと言えるが、微分遅延特性は Open 条件と同等であり位相回りによる歪が発生する。 $\beta l = 0.1\pi$ 近傍の低周波領域では最もインピーダンスが高いため、長バンチビームの測定には有利であると言える。この領域では集中定数的な取り扱いでも十分に評価できる。J-PARC MR では、電極の特性インピーダンス $\sim 200\Omega$ を採用し、平坦な周波数特性を得た Single Pass Monitor (SPM) が実用化されている [34]。さらに同タイプの BPM が RCS から MR へのビーム輸送路である 350BT のコリメータエリアでも使用されている [35]。

Short の場合には、電極とビームダクトが作るループを交差する磁束の変化によって信号が誘起されるとみなすこともでき、Magnetic Coupler

BPM とも呼ばれており、350BT コリメータエリアに導入されている。ここでは、インピーダンスの周波数平坦特性を期待した SPM とは違い、コリメータで発生した 2 次荷電粒子が電極に飛び込んでくることにより発生する疑信号の影響を最小限にするため、電極表面積を可能な限り小さくする目的で採用している。細線ワイヤの採用も考慮したが、重力のたるみによってループ面積が変わることを嫌い、最終的には Fig. 4-18 のようなアンテナ形状に決定した。また、設置エリアのスペースの関係で、信号取り出しは下流端からとしている。

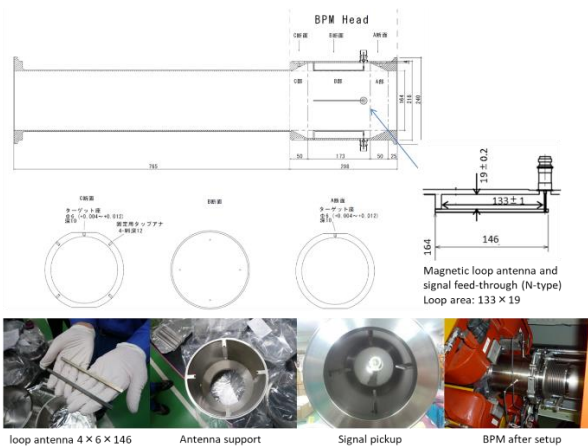


Fig. 4-18 350BT コリメータエリアに設置されている Magnetic coupler BPM

4.9. 静電ピックアップ

バンチビームの長さが電極長より十分に長くなると、ストリップライン BPM で考えていたような分布定数的な取り扱いより集中定数的な取り扱いのほうが見通しが良く、また十分である場合が多い。例えば J-PARC MR に入射するバンチは $\sigma_t = 100\text{ns}$ 程度で、典型的な BPM 長 30cm である。

バンチ波形の立ち上がり（パルスピークの 10% から 90% への遷移時間）が同様に 100ns であったとすると、ステップ入力時の関係 <立ち上がり時間 = $0.35/\text{周波数帯域幅}$ > から大雑把な評価ではあるが周波数帯域は 3.5MHz となる（この関係は

一般的なアンプの入出力関係を表す有益な関係である。パルスに含まれる周波数を大雑把に把握するのに役立つので覚えておくと便利である。立ち上がりに相当する周波数のおおよそ 1/3 が必要帯域であると覚えてもよい。この周波数の波長は 86m となり、電極長より十分に長く集中定数的な考えで問題ないと言える。

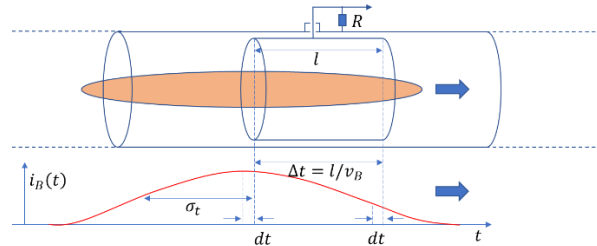


Fig. 4-19 静電ピックアップとビーム波形の模式図。実際の J-PARC MR のバンチビーム長は電極長より十分に長い。

Fig. 4-19 は静電ピックアップの模式図であり、電極の中心から信号線を出し負荷抵抗 R で受けるとしている。集中定数的な考え方に従えば端部間の反射は無視して電極とビームダクトが作る静電容量 C に溜まる総電荷 Q を考え、電極内での電荷分布は考慮しない。その総電荷 Q の時間変化が負荷抵抗に流れる電流信号となる。

ある時間 t から微小時間 dt 間に上流端からは電荷 $i_B(t)dt$ が流入し下流端からは $i_B(t - \Delta t)dt$ が流出する。 Δt はビーム粒子が電極幅 l を通過する時間であり、上流端に到達するビーム粒子は時間が進んでいることを示している。よって電極から単位時間に流出する電荷は dQ は、

$$dQ = i_B(t)dt - i_B(t - \Delta t)dt$$

となる。この式を変形して dQ/dt は

$$\frac{dQ}{dt} \frac{1}{\Delta t}$$

$$= \frac{i_B(t) - i_B(t - \Delta t)}{\Delta t} \xrightarrow{\text{if } \sigma_t \gg \Delta t} \frac{di_B}{dt} \quad (4-17)$$

$$\frac{dQ}{dt} \approx \frac{di_B}{dt} \Delta t \rightarrow \text{Laplace trans.}$$

$$\rightarrow I(s) = si_B(s) \frac{l}{v_B}$$

となる。ここでビーム波形と比べて電極幅が十分短ければ第一式最右辺のように近似でき、ビーム電流の微分 ($si_B(s)$) に比例した量が電流源 $I(s)$ として並列インピーダンス C/R に接続されるので等価回路は Fig. 4-20 のようになる。

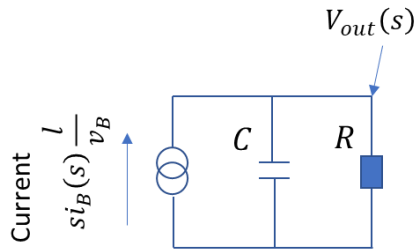


Fig. 4-20 静電ピックアップの等価回路

よって出力電圧のラプラス変換は

$$V_{out}(s) = i_B(s) \frac{Rs}{1 + CRs} \frac{l}{v_B}$$

でカットオフ周波数が $\frac{1}{2\pi CR}$ の 1 次の High Pass Filter 特性を表している。MR では典型的には $C = 200 \sim 250 \text{pF}$ 程度、負荷抵抗 50Ω でカットオフ $13 \sim 16 \text{MHz}$ 程度となる。実際には後段アンプには高域カットオフ特性があるので全体的には Band Pass Filter 特性となる。

静電ピックアップを BPM として利用するためには円筒電極を分割すればよい。さまざまな分割方法が提案されており [36] [37]、ビーム重心位置を正確に測定するためには Diagonal Cut BPM のように (4.2.2 参照) 広い範囲で線形であることが望ましい。

4.9.1. Diagonal Cut BPM 電極の誤差要因と信号特性への影響

J-PARC RCS/MR では Fig. 4-5 の Diagonal Cut BPM が採用されているが、実際の電極は Fig. 4-21 のように、製作上の都合で上下に円筒部が設けられているおり、長さ、形状、歪など製作誤差がある。

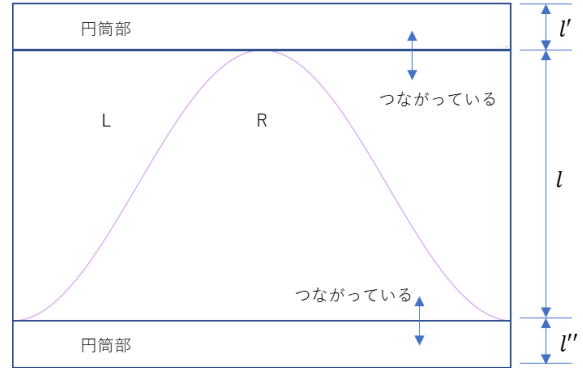


Fig. 4-21 Diagonal cut BPM 電極の展開図

この円筒部の長さに若干の誤差があるとして誘導電流を導出すると、

$$\begin{pmatrix} I_L \\ I_R \end{pmatrix} = sI_B(t) \frac{gl}{v_B} \begin{pmatrix} 1 + \frac{x}{a} \\ 1 - \frac{x}{a} \end{pmatrix} + sI_B(t) \frac{g'}{v_B} \begin{pmatrix} l' \\ l'' \end{pmatrix}$$

となる。ここで電極の形状因子は $g = 0.5$ 、未分割の円筒部については $g' = 1$ である。

誤差をあらわに表現するために、 $\bar{l} = \frac{l'+l''}{2}$ において、 $l'/\bar{l} = 1 + \delta$, $l''/\bar{l} = 1 - \delta$ を使うと、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} I_L \\ I_R \end{pmatrix} &= sI_B(t) \frac{gl}{v_B} \begin{pmatrix} 1 + \frac{x}{a} \\ 1 - \frac{x}{a} \end{pmatrix} \\ &\quad + sI_B(t) \frac{g'\bar{l}}{v_B} \begin{pmatrix} 1 + \delta \\ 1 - \delta \end{pmatrix} \\ &= sI_B(t) \frac{gl}{v_B} \begin{pmatrix} 1 + \frac{g'\bar{l}}{gl} (1 + \delta) + \frac{x}{a} \\ 1 + \frac{g'\bar{l}}{gl} (1 - \delta) - \frac{x}{a} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

となり、 $f = 1 + \frac{gl}{f}$ 、 $\Delta = \frac{2l}{l+2l}\delta$ として書き直すと

以下の式になる。

$$= sI_B(t) \frac{gl}{fv_B} \begin{pmatrix} 1 + \left(\Delta + \frac{x}{fa}\right) \\ 1 - \left(\Delta + \frac{x}{fa}\right) \end{pmatrix}$$

このとき、

$$\Delta_x = s \frac{I_B(t)l}{v_B} \left(\Delta + \frac{x}{fa}\right)$$

$$\Sigma_x = s \frac{I_B(t)l}{v_B}$$

$$\frac{\Delta_x}{\Sigma_x} = \Delta + \frac{x}{fa}$$

となり、傾き $1/a$ が $1/fa$ にスケールされ、オフセットとして Δ が出てくる。

さらに、2電極の静電容量は正確には一致せず、電極間のカップリングもあるため、以下の図のような等価回路となる。

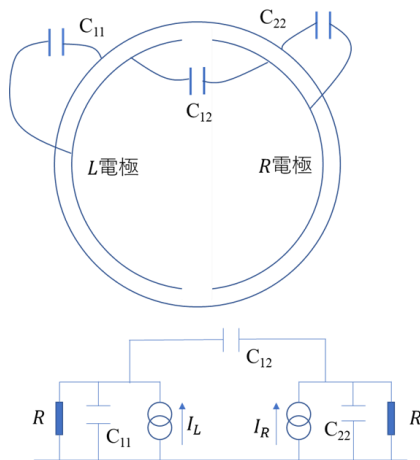


Fig. 4-22 Diagonal cut BPMの電極間のカップリングを考慮した等価回路

このときの両抵抗に印加される電圧(V_L 、 V_R)が測定対象である。

各々の電流 $I_{L,R}$ は電流に流れる電流(I_R)とコンデンサに流れる電流(I_C)に分解できるため、

$$I_{L,R} = I_C + I_R$$

となる。 I_C は V_L (V_R)からインピーダンス $1/(sC_{11})$ と $1/(sC_{12})$ を介してそれぞれ 0V と V_R (V_L)に接続されているので、コンデンサ部を流れる電流は以下のようなになる

$$I_{C11} = sC_{11}V_L$$

$$I_{C22} = sC_{22}V_R$$

$$I_{C12} = sC_{12}(V_L - V_R)$$

まとめると以下のように行列表示できる。

$$\begin{bmatrix} I_L \\ I_R \end{bmatrix} = s \begin{bmatrix} C_{11} + C_{12} & -C_{12} \\ -C_{12} & C_{22} + C_{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_L \\ V_R \end{bmatrix}$$

$$\approx s \begin{bmatrix} C_{11} & -C_{12} \\ -C_{12} & C_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_L \\ V_R \end{bmatrix}$$

これに抵抗を流れる電流成分を足して逆行列を求めることによって以下のように求めることができる。

$$\begin{bmatrix} V_L \\ V_R \end{bmatrix} = \left[s \begin{bmatrix} C_{11} & -C_{12} \\ -C_{12} & C_{22} \end{bmatrix} + \frac{1}{R} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \right]^{-1} \begin{bmatrix} I_L \\ I_R \end{bmatrix}$$

$$= s \begin{bmatrix} C_{11} & -C_{12} \\ -C_{12} & C_{22} \end{bmatrix}$$

$$+ \frac{1}{R} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}^{-1} I_B(t) \frac{gl}{fv_B} \begin{pmatrix} 1 + \left(\Delta + \frac{x}{fa}\right) \\ 1 - \left(\Delta + \frac{x}{fa}\right) \end{pmatrix}$$

さらに、 Δ/Σ を求めると、

$$\begin{aligned} \Delta/\Sigma &= \frac{V_L - V_R}{V_L + V_R} = \frac{\left\{ (C_{11} - C_{22}) - (C_{11} + C_{22} - 2C_{12}) \frac{x}{fa} \right\} Rs - 2x/fa}{\left\{ (C_{11} - C_{22}) \frac{x}{fa} - (C_{11} + C_{22} + 2C_{12}) \right\} s - 2} \\ &= g(x/fa) \frac{s + zero(x/fa)}{s + pole(x/fa)} \\ g\left(\frac{x}{fa}\right) &= \frac{(C_{11} - C_{22}) - (C_{11} + C_{22} - 2C_{12}) \frac{x}{fa}}{(C_{11} - C_{22}) \frac{x}{fa} - (C_{11} + C_{22} + 2C_{12})} \\ zero(x/fa) &= -2 \frac{x}{fa} R^{-1} \left\{ (C_{11} - C_{22}) - (C_{11} + C_{22} - 2C_{12}) \frac{x}{fa} \right\}^{-1} \\ pole(x/fa) &= -2R^{-1} \left\{ (C_{11} - C_{22}) \frac{x}{fa} - (C_{11} + C_{22} + 2C_{12}) \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (4-18)$$

となる。

上式を適応して、J-PARC MR の大口径用 Diagonal Cut BPM ($a=156\text{mm}$, $C_{11}=198\text{pF}$, $C_{22}=205\text{pF}$, $C_{12}=8\text{pF}$, $\frac{\bar{l}}{l} = 0.1$ ($f=1.2$)) の感度係数(Slope)とオフセット値を解析した例を Fig. 4-23 に示す。 Δ はフリーパラメータとして、0.011 を採用している。

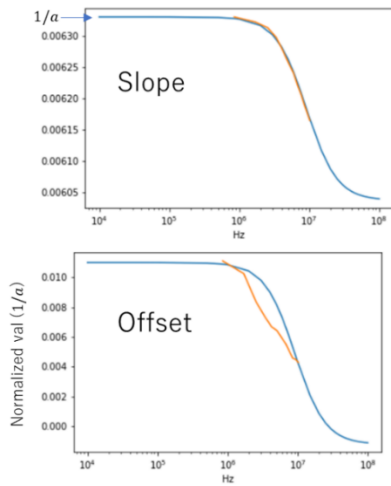


Fig. 4-23 J-PARC MR 用大口径 BPM の感度係数(Slope)と Offset の周波数依存性。青線は解析値、オレンジ線は測定値を示している。

解析結果はおおよそ試験を再現している。このような周波数依存性を後で補正するのは困難であ

るため避けたいところである。設計時には、 C_{11} と C_{22} を可能な限りバランスさせ、また、カップリング(C_{12})をなるべく減らすべきである。電極の形状の誤差をなるべく小さくすることも重要である。以下の図は J-PARC MR 用の大口径 BPM を示している。左の電極が x 用、右の電極が y 用である。 x 用の電極と y 用の電極間のカップリングを小さくするために、両電極間の距離を離し、0V エリアを設けている。このアイソレーションが不十分であると BPM 出力に $x - y$ カップリングの項が入るため、解析がさらに複雑になってしまい位置精度の悪化につながる。

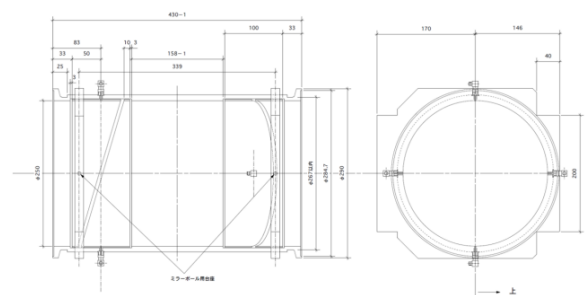


Fig. 4-24 J-PARC MR の大口径 BPM

5. プロファイルモニタ

ビームプロファイルモニタはビームを構成する粒子の分布を測定するモニタであり、大強度陽

子加速器では特に重要なものである。横方向のプロファイルモニタについてはすでにOH02010のテキスト [38]で説明されているので参考にしていただきたい。この章ではプロファイルの定義と、モニタ使用例を簡単に紹介する。

5.1. ビーム形状とプロファイルの定義

ビーム運動の一般化座標 \vec{p} および一般化運動量 \vec{q} を水平方向 (x, x') 、垂直方向 (y, y') 、ビーム進行方向 (s, s') の6次元座標 (x, x', y, y', s, s') で表現する。これをFig. 5-1のように実空間へ射影した分布を3次元ビームプロファイル $f(x, y, s)$ として表現している。

ここで水平、垂直、進行方向の運動が独立であるとき、各運動方向についてビーム粒子集団が占める位相空間内 (p, q) の面積(エミッタンス)が3種類定義できる。このエミッタンスを直接測定するのがエミッタンスモニタである。エミッタンスをビーム進行実空間へ射影したものが縦方向(Longitudinal)プロファイル、ビーム断面方向のもが横方向(Transverse)プロファイルと呼んでいる。さらに横方向は水平方向(Horizontal)、垂直方向(Vertical)の2種類に分類される。

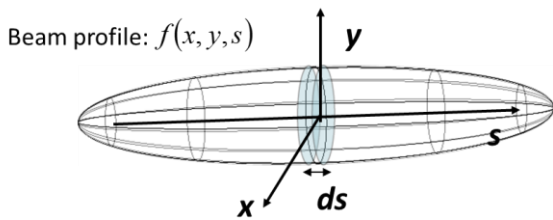


Fig. 5-1 バンチビームとビーム形状

蛍光板等のスクリーンをビームに挿入し、ビームスポットが観測すれば $x-y$ 実空間分布が測定できる。これを2次元プロファイルと呼んだりする。Fig. 5-2はエミッタンス、スクリーン、プロファイルの関係を表している。

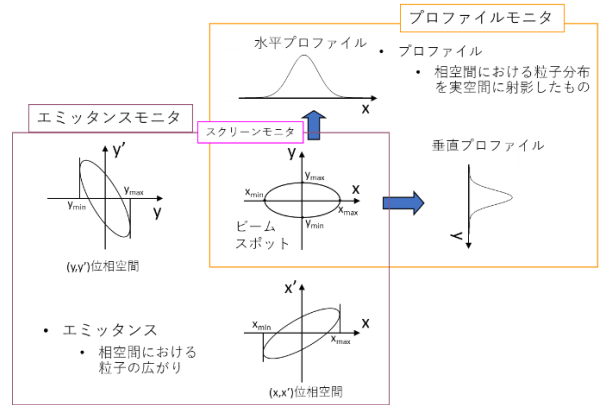


Fig. 5-2 エミッタンスモニタ、スクリーンモニタ、プロファイルモニタの関係

5.2. ビームサイズと光学パラメータの関係

Fig. 5-3は横方向位相空間内の分布(楕円内に分布しているとしている)とビーム光学パラメータ(Twiss parameter)の関係を表している。ここではCourant-Snyderのパラメータ、

$$\begin{aligned} \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 &= \varepsilon \\ \gamma\beta - \alpha^2 &= 1 \\ \chi &= -\arctan(\alpha) \end{aligned}$$

を使用している。ここでエミッタンス ε は楕円の面積と定義されている。

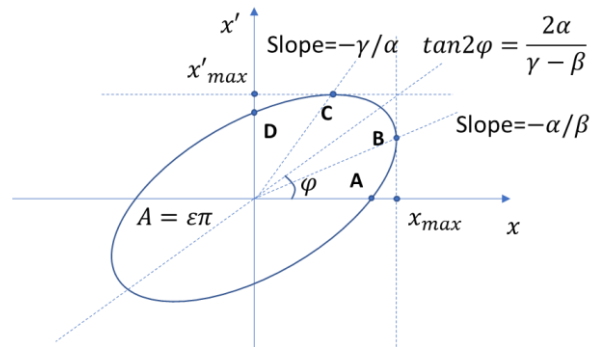


Fig. 5-3 位相空間内を楕円運動するビームのサイズと光学パラメータとの関係

図中のA, B, C, Dについて、Twiss parameter、ビームサイズ (x_{max}, x'_{max}) 、エミッタンスの関係を示したのがTable 5-1である。B点でのビームサイズ x_{max} はエミッタンス ε を使って表すと $\sqrt{\beta\varepsilon}$ であるので、 β が既知の地点で測定すればエミッ

タンスが推定できる。

Table 5-1 Fig. 5-3 の各位置(A, B, C, D)測定と、エミッタンスとの関係

	x	x'	x	x'
A	$x_{max} \cos \chi$	0	$\sqrt{\epsilon/\gamma}$	0
B	x_{max}	$x'_{max} \sin \chi$	$\sqrt{\epsilon\beta}$	$-\alpha\sqrt{\epsilon/\beta}$
C	$x_{max} \sin \chi$	x'_{max}	$-\alpha\sqrt{\epsilon/\gamma}$	$\sqrt{\epsilon\gamma}$
D	0	$x'_{max} \cos \chi$	0	$\sqrt{\epsilon/\beta}$

5.3. エミッタンスモニタ

エミッタンスモニタ測定例としてダブルスリット法がある。Fig. 5-4 にダブルスリット法の概略図を示す。

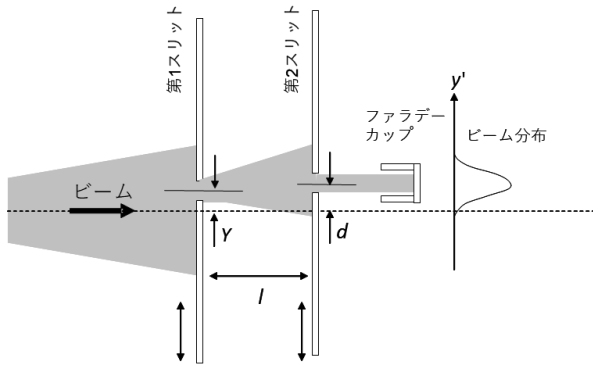


Fig. 5-4 ダブルスリット法によるエミッタンス測定

ビームの中心から $Y \pm \Delta$ の範囲にある成分を第1スリットで切り出し、さらに第1スリットから距離 l 、角度 θ の位置にある第2スリットでさらに切り出して電荷をファラデーカップで測定する。このときファラデーカップに入る粒子の運動量は

$$y' = \theta = \frac{d - Y}{l}$$

と一意に決定することができる。両スリットの位置 Y を変えながら測定を繰り返すことによってエミッタンスを測定することができる。J-PARC ではイオン源出口でのエミッタンス測定に使われている (Fig. 5-5)。

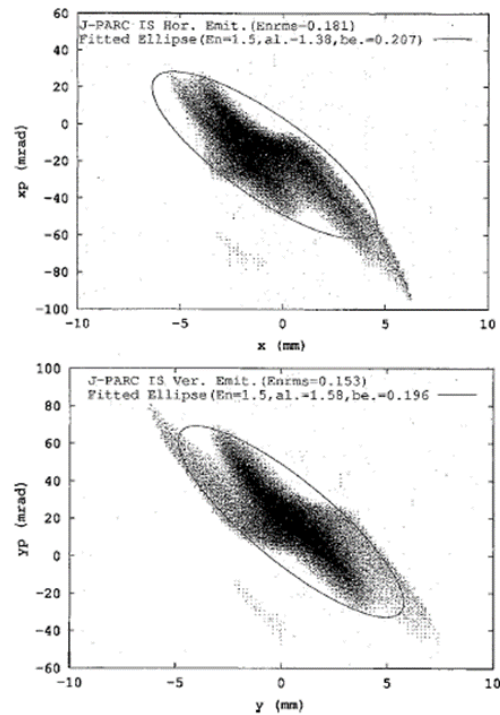


Fig. 5-5 J-PARC イオン源からのビームのエミッタンス測定例

スリットを格子状の穴に置き換えたものもあるが測定原理は同様である。

5.4. 縦方向 (Longitudinal) プロファイルモニタ

縦方向プロファイル測定とはバンチビームの時間構造を測ることである。J-PARC MR では壁電流モニタが利用されている (Fig. 5-6)。ビームダクトの一部をセラミックブレイクで置き換え、ダクト間を抵抗でつなげる。壁電流は抵抗を伝わるので電圧が発生するため、この電圧を測定することで壁電流の時間構造を測定することができる。抵抗体には並列に静電容量 C が入るため電流の高周波成分は C でシャントし高域でカットオフが入る。この静電容量を相殺するためにギャップ周りにコアを設置しインダクタで補償することでカットオフ周波数を高めて帯域を伸ばしている。この測定は壁電流の時間構造がビームのそれと同じであれば正しい測定である。しかしながら壁電

流の時間構造はローレンツ因子とダクト径に依存する。MR の場合の精度は Fig. 4-8 に示したように 30GeV 時の 3ns 程度である。

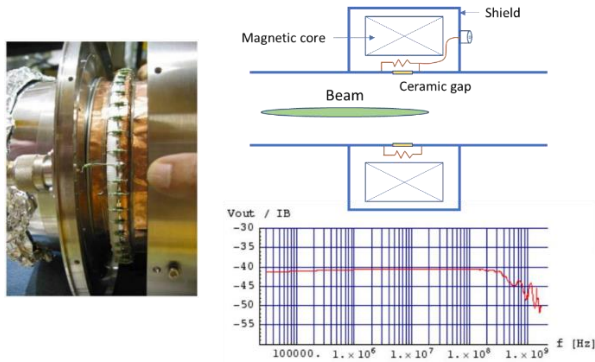


Fig. 5-6 壁電流モニタによるバンチビームの時間構造測定

J-PARC Linac の場合にはローレンツ因子が低いために時間分解能は 100ns 程度であり、壁電流で正確なバンチ構造を測定することができない。そのため Bunch shape モニタが導入されている [39]。Fig. 5-7 はその概念図である。H-バンチビームに金属ワイヤを挿入し、電子をはぎ取る。はぎ取られた電子はバンチビームと同じ時間構造を持っている。この電子を加速してコリメータを通して RF 偏向板に導く。偏向板では Linac の加速 RF と同じ周波数の RF を与えて、電子に横方向の変調を与える。この電子を収集磁場でスクリーンに導き投影する。変調により縦方向の分布は横方向に変換されているので、スクリーンに蛍光板を設けてビームスポットのプロファイルを測定することで縦方向の情報を得ることができる。ここではスクリーンの一部にスリットを設け、透過した電子電流を後段のファラデーカップで測定している。スポット位置を磁場で調整しながら測定を繰り返すと縦方向プロファイルが得られる。

これはストリークカメラの原理を応用したモニタである。加速 RF と同期した RF を変調に使うことでバンチビームに同期した安定な測定が実現できる。しかし、電子をはぎ取るために金属ワ

イヤを使用しているため、大強度ビームの場合にはビーム熱負荷やキャンバー内の誘導 RF などでワイヤが破損する可能性がある。このため慎重な運用が求められる。

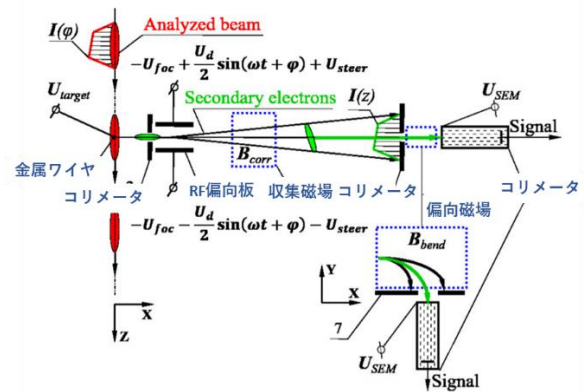


Fig. 5-7 Bunch shape モニタの概念図 ([40]より説明を追記して転載)

5.5. 横方向プロファイル測定で使用するプローブとモニタ

横方向プロファイルモニタではビームにプローブ挿入し、プローブ挿入位置対信号強度を測定することで粒子分布を推定する。電子シンクロトロンの場合にはシンクロトロン放射光が利用されるが、陽子の場合には CERN LHC のような TeV クラスの加速器を例外として、光量不足で測定できない。

Table 5-2 に示したように様々なプローブ種が利用される。大強度ビームに金属板などの物質量の高いプローブを入れるとプロファイルそのものを変質してしまい、また高い熱負荷でプローブそのものが破損してしまうという問題がある。必要に応じて冷却システムを備えるなど、慎重な設計が必要である。さらに発生するビームロスにより周辺の機器を放射化してしまうため、その影響も評価しなければいけない。

金属板やワイヤ、蛍光板などを利用するモニタはビームの質を変えてしまうため破壊型モニタ

Table 5-2 プロファイルモニタで使用されるプローブ

プローブ	信号源	モニタ名	備考
ワイヤ	誘起電荷(二次電子) 二次放射線	ワイヤスキャナモニタ、マルチワイヤモニタ、フライングワイヤモニタ	大強度ビームではワイヤの破断が問題
スクリーン	蛍光 遷移放射光(OTR)	蛍光板スクリーンモニタ、OTRモニタ	ビームスポット観測
レーザー	レーザー電離電子	レーザーワイヤモニタ	SNSの負水素リニアックで使用 J-PARCでも検討中(試験済み)
放射光	シンクロトロン放射光	シンクロトロン放射光モニタ	200GeV以上で実用化 CERN-SPS, Tevatron, DESY-HERA, CERN-LHCなど
荷電粒子 ビーム	電子ビームの変位 イオンビームの変位	電子、イオンビームプローブモニタ	SNS, CERNで動作試験
残留ガス	ビームにより電離した荷電粒子	残留ガスプロファイルモニタ	非破壊プロファイルモニタ
ガス	導入ガスとビームの反応で発生する蛍光	ビーム誘導蛍光モニタ	シートガスタイプをJ-PARC用に開発中 BTラインにガスセル方式

と呼ばれ、主にビーム輸送路(BT)で使用される。

他方、シンクロトロン内ではビームへの擾乱がなく、したがってビームロスによる放射化の観点からも有利な非破壊型モニタが好まれる。ビームダクト内の 10^{-6} ~ 10^{-7} Pa 程度の希薄な残留ガスを利用する残留ガスプロファイルモニタが非破壊型モニタの一例である。その他、細線ワイヤを高速に移動させ、ビームへの擾乱を抑えたフライングワイヤもMRで使用されている。

表で挙げたモニタ以外にも様々なものが提案されている。このことは大強度陽子加速器において、横方向プロファイル測定が如何に困難であるかを示している。実際にはこれといった決定版があるわけではなく、まだまだ開発要素が多いモニタであると言える。

6. 最後に

J-PARC 加速器を例に大強度陽子加速器のビームモニタシステムについて説明した。この加速器に特異なそして厄介な問題である放射化の問題を説明したいがために核反応や線量評価など、モニタ装置とは直接関係のないことも説明してみた。加速器を開発・運用する者にとっては重要な

ことと思われるので、決して無駄ではない知識であると信じている。

放射化の問題と密接に関係しているのがビームロスモニタである。ここではモニタシステムの運用という観点よりむしろ、ロスした高エネルギー陽子が生成する様々な2次放射線がどのように放射線検出器と作用し、検出器がどのように動作するかという観点から説明してみた。放射線検出器には様々なタイプがあり千差万別であるが、ここではガス検出器に特化して説明した。大強度加速器システムでのビームロスモニタは単にロスを検出するという役割に加え、インターロックシステムを構成していたり、様々なフィードバックシステムの一部になっていたりとして加速器運用上重要な役割を果たしている。ビーム強度が上がるとともにその役割は益々重要になるものと思われる。

ビーム位置を正確にとらえることはビーム調整のかなめであり、ビーム位置検出器の動作原理のイメージをつかむことが重要である。ビーム位置モニタの章では多少正確性を犠牲してでもビーム、壁電流、電圧波の関係と信号伝送の関係がイメージしやすいように心掛けている。大強度加

速器では、より高精度に、より高速に信号を処理することを求められる。システムの高度化には信号ピックアップ、信号伝送路、ヘッドアンプ、ADC、信号処理フィルタ、ポストプロセス、データストレージと様々な要素を高度に組み合わせることが必要である。

プロファイルモニタについては概略を簡単に説明した。様々な種類のモニタが検討され試験、運用されている。特に大強度陽子用横方向プロファイルモニタにおいては非破壊タイプが求められていて、いくつかのタイプが提案・試験され、実用化されているものもあるが、大強度ビーム特有の問題、強い空間電荷効果、空洞内での誘起RF（ビームインピーダンス）、熱負荷等、いまだ開発要素が多く、どれも成熟した技術とは言えない。我こそはと思う方にはぜひこの分野に飛び込んで問題解決に当たっていただきたい。

予稿にはビームカレントモニタの講義も入っていたが、時間切れでまとめることができなかった。このモニタも加速器の基本でありぜひ学んでほしいが、テキストを用意できなかったことは弁解のしようない。KEKをはじめCERNやFNALなどが主催するスクールのテキストがネット上で手に入るのでぜひご自身で学んでいただきたい。何年後になるかわからないがOHO講師として次があれば、ぜひカレントモニタについてまとめたいと思う。

最後に OH02020 の講師として誘っていただき、また新型コロナ禍でのリモート開催、運営を主体的に担っていただきました帯名 崇氏に御礼申し上げます。

7. 参考文献

- [1] Y. Yamazaki et al., “2003 Accelerator Technical Design Report for J-PARC preprint KEK Report 2002-13 and JAERI-Tech 2003-044,” 2003.
- [2] G. S. Bauer, “Spallation Neutron Sources: Basics, State of the Art, and Options for Future Development,” *Journal of Fusion Energy*, Vol. 8, Nos. 3/4, 1989.
- [3] A. Letourneau, J. Galin, F. Goldenbaum, B. Lottt, A. Peghaire, M. Enke, D. Hilscher, U. Jahnke, K. Nunighoff, D. Filges, R. Neef, N. Paul, H. Schaal, G. Sterzenbach and A. Tietze, “Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons,” *Nucl. Instr. and Meth., B* 170 (2000) 299-322, 2000.
- [4] A. Sullivan, *Health Phys.* 23, 253, 1971.
- [5] A. Sullivan and T. Overton, *Health Phys.* 11, 1101, 1965.
- [6] k. Satou, Y. Sato, M. Uota, M. Shirakata, M. Yohii, “An Empirical Formula for the Residual Dose Rate of the Collimator Section of the J-PARC MR,” *JPS Conf. Proc.* 8, 012026, 2015..
- [7] T. Sato, K. Niita, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta, L. Sihver, “Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS, Version 2.52,” *J. Nucl. Sci. Technol.* 50:9, 913-923, 2013.
- [8] Particle Data Group, “Review of Particle Physics,” *Phys. Rev. D* 98,

- 030001, 2018.
- [9] J. F. Ziegler, “SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter,” [オンライン]. Available: <http://www.srim.org/>.
- [10] “Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions,” NIST, [オンライン]. Available: <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>.
- [11] 平山 英夫, “光子の線量概念と実効線量への換算係数との関係—ICRP90 年勧告の実施にあたって,” 日本原子力学会誌, Vol. 43, No.5 (2001), 427-432.
- [12] L. H. Gray, “An ionization method for the absolute measurement of γ -ray energy,” Proceedings of the Royal Society A, 156, pp. 578-596, 1936.
- [13] NIST, “X-Ray Mass Attenuation Coefficients,” [オンライン]. Available: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>.
- [14] G. H. Zeman, J. W. S. Bice, “Kerma factors for use in 37-group neutron spectrum calculations,” AFRI technical report, TR83-3, 1983.
- [15] W. Diethorn, “A Methane Proportional Counter System for Natural Radiocarbon Measurements,” U. S. AEC Rep. NYO-6628, 1956.
- [16] R. W. Hendricks, “Space Charge Effects in Proportional Counters,” Rev. Sci. Instrum. 40(9), 1216, 1969.
- [17] J. M. Madson, H. Oskam, “MOBILITY OF ARGON IONS IN ARGON,” Phys. Lett. 25A (1967) 407.
- [18] R. E. Shafer, “Characteristics of Directional Coupler Beam Position Monitors,” IEEE Trans. Nuc. Sci. Vol. NS-32, No. 5, 1985.
- [19] R. T. Avery et al., “Non-Intercepting Monitor for Beam Current and Position,” IEEE. Trans. Nucl. Sci. 18, p. 920, 1971.
- [20] W. Kaufmann, H. Kraus, P. Strehl and V. H., “Calibration of Capacitive Beam Position Monitors for SIS18 and ESR,” GSI Report 88-1, P. 373, 1988.
- [21] 砂川重信, 理論電磁気学, 紀伊国屋書店, P. 365, 1973.
- [22] 外山毅, インストルメントービーム計測とビーム安定化ー, OH009, 2009.
- [23] 久保木浩功, 陽子ビームモニター, OH018, 2018.
- [24] T. Tomisawa, J. Kishiro, F. Hiroki, S. Sato, Z. Igarashi, S. Lee, K. Nigorikawa, T. Toyama, “DESIGN OF 4-STRIPLINE BEAM POSITION MONITORS OF THE J-PARC LINAC SCTL, pp164-167,” 日本加速器学会プロシーディングス, 2004, 船橋, 2004.
- [25] R. E. Shafer, “BEAM POSITION MONITORING,” AIP Conference Proceedings 249, 601, 1992.
- [26] 沢村晃子, 本間彰, 山崎初男, “高速電子ビームモニターの一般的解析,” 北海道大学工学部研究報告第 173 号(平成 7 年), 1995.

- [27] 中島将光, “マイクロ波工学 基礎と原理 ISBN 978-4-627-71030-6,” 森北出版株式会社, 1975.
- [28] W. Barry, “A general analysis of thin wire pickups for high frequency beam position monitors,” Nucl. Instr. and Meth., A 301, 407, 1991.
- [29] P. Strehl, Beam Instrumentation and Diagnostics, Springer, 2005.
- [30] H. Geissel, Y. Laichter, R. Albrecht, T. Kitahara, J. Klabunde, P. Strehl, P. Armbruster, “A TIME-OF-FLIGHT METHOD FOR STOPPING POWER MEASUREMENTS OF BUNCHED ION BEAMS,” Nucl. Instru. and Meth., 206 (1983) 609-612, 1983.
- [31] T. Linnecar, “The High Frequency Longitudinal and Transverse Pick-ups Used in the SPS,” SPS/ARF 78-17, 1978.
- [32] K. G. Nakamura, T. Toyama, M. Okada, Y. H. Chin, T. Obina, T. Koseki and Y. Shobuda, “DEVELOPMENT OF WIDEBAND BPM FOR PRECISE MEASUREMENT OF INTERNAL BUNCH MOTION,” Proceedings of IPAC2015, Richmond, VA, USA MOPTY001, p.937., 2015.
- [33] Y. Shobuda, Y. H. Chin, K. Tokata, T. Toyama, K. Nakamura, “Triangle and concave pentagon electrodes for an improved broadband frequency response of stripline beam position monitors,” Phys. Rev. Accel. Beams 19, 021003, 2016.
- [34] T. Toyama, Y. Hashimoto, K. Hanamura, “Stripline BPM at the J-PARC MR,” Proceedings of the 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, PP. 638-641, 2010.
- [35] K. Satou, M. Tejima, T. Toyama, K. Hanamura, T. Kawachi, “THE NEW BPMS FOR THE J-PARC 350BT OPTICS MEASUREMENTS AT HIGH RADIATION FIELDS,” Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, August 9-11, Aomori, Japan, pp 713-717, 2014.
- [36] G. Nassibian, “THE MEASUREMENT OF THE MULTIPOLE COEFFICIENTS OF A CYLINDRICAL CHARGE DISTRIBUTION,” CERN report, SI/Note EL/70-13, 30.12.1970.
- [37] E. Shulte, “BEAM POSITION MONITORS (PICK-UPS) AND Q MEASUREMENT,” in Beam Instrumentation, CERN-PE-ED 001-92, revised Nov. 1994, p. 129 (1994)..
- [38] 佐藤健一郎, ビームモニター 2 : ビームプロファイルモニタ, OH02010, 2010.
- [39] 三浦昭彦他, “Bunch Shape Monitor for J-PARC LINAC,” 2013 加速器学会プロシーディングス, 2013.
- [40] S. Gavrilov et.al., “Bunch shape monitor for modern ion linac,” IOP, vol. 12, P12014, 2017.