

# ビームロスモニター(BLM) システム

## 1. はじめに

J-PARC 計画の RCS および MR は MW クラスの出力で設計が行われている。これは国内で運転されていた最大強度の陽子シンクロトロンである KEK-PS 主リングのビーム出力(6.1 kW)の 100 倍以上である。表 1 に、KEK-PS と今回の RCS の主要緒元を示す。

Table 1 KEK-PS と RCS のパラメータ

	KEK-PS	RCS
入射 E [GeV]	0.5	0.181
加速 E [GeV]	12	3
周長 [m]	約 340	約 350
ビーム電流 [ $\mu\text{A}$ ]	0.15	333
粒子数 [ppp]	$7 \times 10^{12}$	$8 \times 10^{13}$
繰返し周期 [秒]	2.2	0.04

この様に、J-PARC 計画では既存の加速器と比較して何桁も大きいビーム出力で設計が行われている。この様な大強度の陽子加速器において最も問題となるのは、ビームロスによって加速器機器やトンネルが放射化し、保守作業に支障をきたすようになることである。以下、稼働実績のある加速器のビームロスと放射化に関しての例として、KEK-PS の状況を挙げる。

### 1.1. KEK-PS の例

2010 年夏現在では、KEK-PS はすでに運転を終了しているので、営業運転を行っていた 1999 年末のデータを採り上げる。このデータでは、トンネル内はビームロスによる放射化で停止後数日を経過しても平均で数百  $\mu\text{Sv/hr}$ 、局所的には

20mSv/hr 以上という非常に高い残留放射能が検出されている<sup>[1]</sup>(図 1)。

個人被曝線量の制限としては、放射線業務従事者等の放射線障害を防止するため「放射性同位元素等による放射線障害の防止に関する法律」(障害防止法)によって法令値が定められている。KEK においては、所内規定として放射線障害予防規程を定めており<sup>[2]</sup>、1 年間で許容される個人被曝線量は法令値に対して 4 割程度に止めるよう規定されている。また、被曝線量を出来るだけ低く抑えるという観点より、被曝線量を管理するための目安基準を設けており、その目標値はさらに低い値となっている。

これに対して、KEK-PS のトンネル内作業時には、過剰被曝の抑止のためにアラーム線量計を着用し、作業時の被曝線量が 300 $\mu\text{Sv}$  を超えると警告が発せられるようになっていた。この様にして、出来る限り管理目標値を超えないように被曝管理が行われていたが、被曝線量を目標値 300 $\mu\text{Sv}$  以下に抑えようとすると、PS トンネル内で作業可能な時間は放射化レベルの低い場所でも一人あたり一回 1 時間程度、放射化レベルの非常に高い機器周辺(例えば取り出しセプタム等)に至っては数分以下にまで制限されていた。そのため、このような放射化レベルの非常に高い機器の交換、修理には、一人当たりの被曝線量を低減させるために多数の作業員を動員する必要があった。また、この様な被曝線量を分散させる対策を取ったとしても、作業の中心的存在の人間は終始作業箇所の近くで指示を出さねばならず、その場合 5mSv を超える線量を被曝する事もあった<sup>[3]</sup>。

この様な高いレベルの残留線量の原因であるビームロスは、入射時に 10-20%、加速中に 3-12% 程度発生していたと見積もられている。取り出し時のロスに関しては、速い取り出しモードでは 7-8%、遅い取り出しモードでは 20-35%程発生していて、これらビームロスの総量はおよそ 400W 程度であった<sup>[4][5]</sup>。

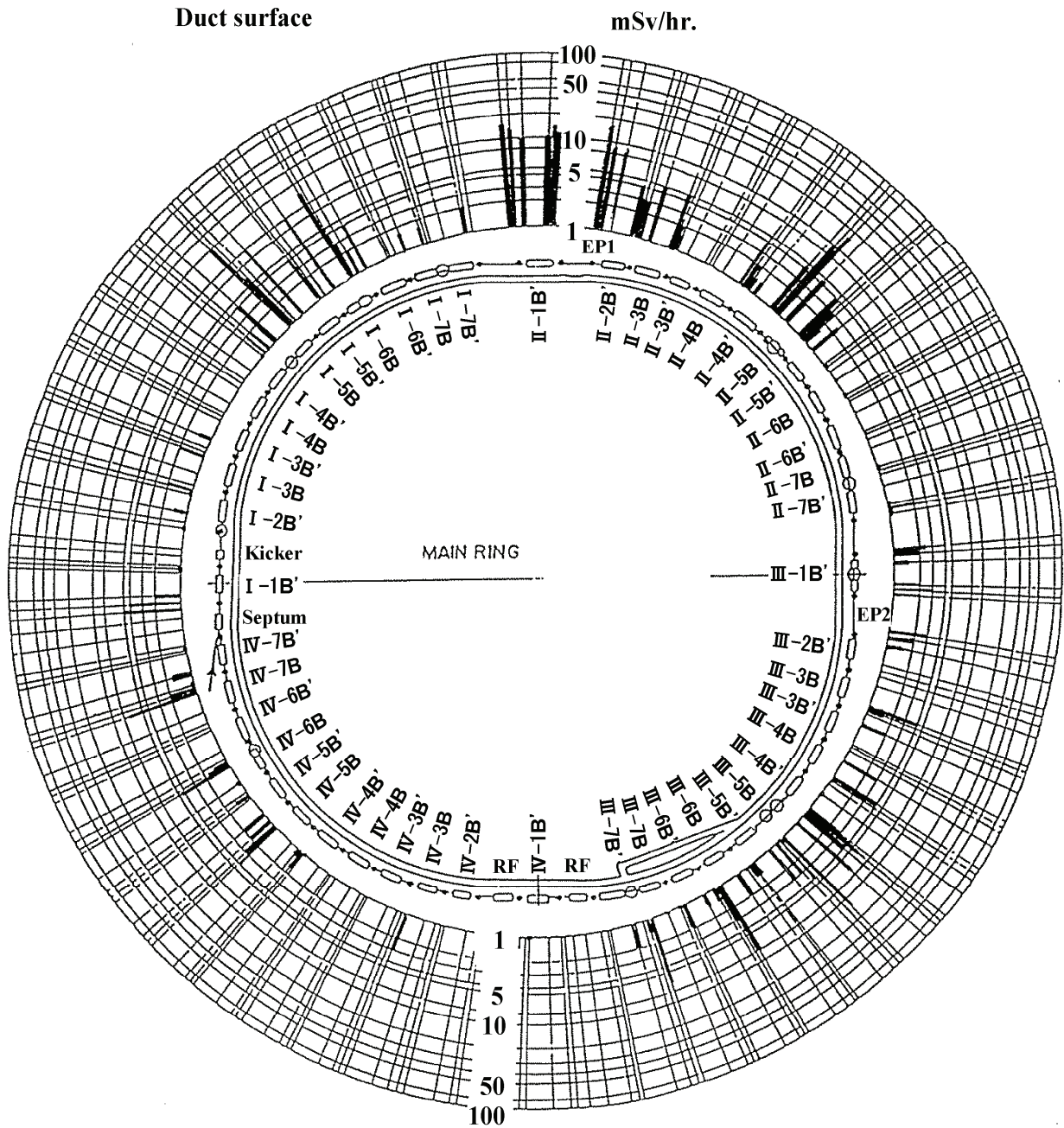


Fig. 1 KEK PS トンネル内残留放射線量分布図

棒グラフの値は、1999 年末測定値

### 1.2. 大強度陽子加速器におけるビームロス

より一般に、陽子加速器において許容されるビームロス量の具体的な指標としては 1W/m が目安とされている<sup>[6][7]</sup>。この値は、既存加速器の例に見られるリング一周数百 m に対して許容されるロスが数百 W であるという事実(KEK-PS では周

長 340m に対して 400W)より提唱されており、加速器運転中のロスをこのレベル以下に抑えればいわゆる「hands-on-maintenance」、すなわち人間が近づいての保守作業が可能である。

J-PARC RCS に関しても、1W/m のロスの仮定で加速器運転中に発生する放射線量および運転終了後の残留放射線量の評価が行われており、

1W/m のロスが発生している領域では残留放射線量が hands-on-maintenance 可能なレベル(おおよそ 1mSv/hr 以下)であることが確認されている<sup>[8]</sup>。もちろん、実際の加速器においては 1m あたり 1W のビームロスが加速器全体にわたり均等に発生するような事は考えられない。KEK-PS の放射化分布(図 1)を見ても、取り出しライン周辺と各アーク部の中心付近(Dispersion function が大きい場所)にロスが集中している。しかし、加速器全体のロス量としては、やはり数百 W が限界である。

J-PARC センターでは、法律によって作成および届出が定められた放射線障害予防規程として、大強度陽子加速器施設(J-PARC)放射線障害予防規程が定められている<sup>[9]</sup>。この中で、作業時の被曝管理目標値として男子 7mSv/年、女子 5mSv/年という値が規定されている(2010 年夏現在)。KEK-PS の例から、作業者の被曝線量をこの目標値以下に抑えるためには、KEK-PS 以上のビーム損失が発生する事は許容できない。

しかしながら一方で、RCS では 1MW という前人未到大強度ビームを扱わねばならない。PS と同等のロス(数百 W)しか許容されないのであれば、それは全ビームパワーに対する割合としては  $10^{-4}$  オーダーという非常に微小な量である。このように、全体から見るとごく微量の変化を検出する上では、ビームロスモニターは非常に有効なツールである。例えば、CT では 1%を切る精度の測定がせいぜいであるが、ロスモニターであれば 0.1W 程度のロスが発生しても十分に検知可能である。本講義では、J-PARC 加速器施設、その中でも特に RCS の例を用いて陽子加速器で使用されているビームロスモニターシステムに関して説明を行なう。

## 2. 放射線と物質の相互作用

放射線測定に使用されるモニターは、加速粒子自身がモニターと相互作用するか、もしくは加速粒子が加速器機器と衝突し機器を構成する物質と相互作用した際に出てくる二次粒子とモニターが相互作用することにより、入射した粒子のエネルギーの一部もしくはすべてを受け取り、電気

信号に変換することで応答を得ている。そこで、まず初めに物質と放射線との相互作用のうち、放射線計測上特に重要な物を説明する。

### 2.1. 荷電粒子と物質の相互作用

荷電粒子と物質との相互作用のうち、放射線検出のうえで最も重要なものは物質を構成する原子の核外電子との非弾性散乱である。重荷電粒子の場合はこの他にも物質構成原子核との弾性散乱(ラザフォード散乱)や原子核反応が起こりうるが、反応確率や入射粒子から物質へのエネルギーの受け渡しの点でモニタ応答への寄与が小さく、検出という観点からはあまり重要ではない。また、入射粒子が電子の場合や、重荷電粒子でも非常に高エネルギーの際は制動放射の放出を考慮する必要がある。

ここで、電子と比較して十分重い荷電粒子が物質中に入射した場合の、物質中の電子との相互作用を考える。この問題は、当初 N.Bohr によって古典力学的に解かれた<sup>[10]</sup>。その後、Bethe, Broch 等によって量子力学的に再評価され、修正が加えられた<sup>[11][12][13]</sup>。ここでは古典力学的な取り扱いに関して述べる<sup>[14]</sup>。

今、入射粒子の進行方向に電荷  $e$ 、静止質量  $m_e$  の電子が 1 個存在する場合を考える。入射粒子の電荷は  $Ze$ 、静止質量  $M$ 、速度  $v$  であるとし、電子の位置より入射粒子の速度ベクトルに対して下ろした垂線の長さを  $b$  とする(図 2)。

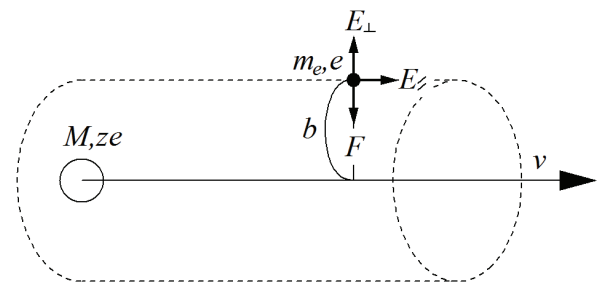


Fig. 2 入射粒子による電子の散乱

ここで、次のような仮定が成り立つ場合を考える。

- 電子の束縛エネルギーは小さく、自由に動くことができる。

- 入射粒子の速度が速く、相互作用は一瞬であるとする。そのため、電子は相互作用の間に動くことは無い。入射粒子とのクーロン相互作用は電子の初期位置での電場でのみ考える。
- 入射粒子の質量が電子に比べ非常に大きい ( $M \gg m_e$ ) ので、入射粒子の運動方向は相互作用によって変化しない。

この様な仮定のもとで電子が入射粒子から受けるクーロン力を考えると、 $v$  に平行な成分に関しては対称性のため打ち消され、垂直な成分  $E_{\perp}$  のみが残る。電子の運動量変化はその運動量を  $\Delta p$  とすると

$$\Delta p = \int F dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} \quad (2-1)$$

無限に長い円筒内の点電荷の作る電場は、ガウスの法則により

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi z e \quad (2-2)$$

よって

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{bv} \quad (2-3)$$

電子の運動エネルギーの変化量  $\Delta E(b)$  は次のように表される。

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e b^2 v^2} \quad (2-4)$$

物質中を  $dx$  進む間に、入射粒子の進路から  $b \sim b + db$  の範囲に存在する電子の数は、物質の単位体積あたりの原子数を  $N$ 、原子番号を  $Z$  とすると  $2\pi NZ b \cdot db dx$  と表せる。よって、入射粒子が失うエネルギーは、それらの電子が受け取ったエネルギーに等しい。

$$-dE(b) = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_e v^2} \cdot \frac{db}{b} dx \quad (2-5)$$

これを  $b$  に関して積分すると

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (2-6)$$

と表される。ただし、 $b_{\min}$  および  $b_{\max}$  はそれぞれクーロン相互作用で電子にエネルギーを与える最小及び最大距離である。

ここで、 $b_{\min}$  および  $b_{\max}$  の取りうる値について考察する。もし  $b_{\max}$  が非常に大きな値まで取れると考えると、式(2-6)は発散してしまう。これは電子が前述の仮定の通り完全に自由な状態である事を意味している。しかしながら実際には、電子は原子核の周りに束縛されており、その束縛エネルギー以下のエネルギー吸収は起こらない。その束縛エネルギーは、原子の励起エネルギーの平均を  $I$  とすると(2-4)式より

$$b_{\max} = \frac{ze^2}{v} \sqrt{\frac{2}{m_e I}} \quad (2-7)$$

となる。一方、 $b_{\min}$  に関しては、電子が最大のエネルギーを受けるときが最も接近して衝突していると考えられる。そのとき、電子の受け取るエネルギーは  $1/2 \cdot m_e (2v)^2$  である。相対論を考慮に入れると、ローレンツ因子  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  を用いてこのエネルギーは  $2m_e v^2 \gamma$  と書ける。よって(2-4)式より

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{\gamma m_e v^2} \quad (2-8)$$

(2-7)式および(2-8)式を(2-6)式に入れ、原子数密度を原子量  $A$  と密度  $\rho$ 、アボガドロ数  $N_A$  を用いて

$$N = \frac{\rho N_A}{A} \quad (2-9)$$

と表わすと、最終的に次式が導かれる。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 N_A}{m_e v^2} \cdot \rho \frac{Z}{A} \ln \frac{2m_e v^2}{(1-\beta^2)} \cdot I \quad (2-10)$$

$-dE/dx$  は阻止能と呼ばれ、単位長さあたりに入射粒子と物質中電子との衝突による平均のエネルギー損失を表している。

この式中で、阻止能は  $Z/A$  に比例しているが、水素以外の元素ではこの値はほぼ 1/2 であり、構成元素にはあまり依存しない事が判る。一方で密度  $\rho$  に比例するため、物質の物理的状态に依存し、特に密度の大きい固体程荷電粒子を止め易い事が判る。より詳細な補正が入った阻止能の計算式は次の様に表わせる<sup>[b]</sup>

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \rho \frac{Z}{A} \times \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (2-11)$$

$r_e$ は電子の古典半径、 $W_{\max}$ は一回の衝突で電子に与える事のできるエネルギーの最大値、 $\delta$ は密度効果の補正項、 $C$ は殻効果の補正項である。一回の衝突で電子に与える事のできるエネルギーは、正面衝突("head-on or knock-on collision")の時に最大となり、その時

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + \left( \frac{2m_e}{M} \right)^2} \quad (2-12)$$

である。 $M \gg m_e$ ならば式(2-12)は簡略化でき

$$W_{\max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2-13)$$

となる。 $\delta$ および $C$ の詳細は文献<sup>[b]</sup>に詳しい。

ここまでは、電子と比較して十分重い荷電粒子の相互作用を考えたが、入射粒子が電子もしくは陽電子の場合はそれが相互作用する核外電子と質量が等しいため、その衝突で容易に運動方向を変えてしまい、一回の衝突で全運動エネルギーを渡す可能性がある。入射粒子が電子もしくは陽電子の場合、阻止能は入射粒子の運動エネルギーを静止質量 $m_e c^2$ で割った $\tau$ を用いて

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{1}{\beta^2} \cdot \rho \frac{Z}{A} \times \left[ \ln \left( \frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (2-14)$$

と書ける。 $F(\tau)$ は補正項で、電子の場合

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2\tau + 1) \cdot \ln 2}{(\tau + 1)^2} \quad (2-15)$$

陽電子の場合

$$F(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right) \quad (2-16)$$

である<sup>[b]</sup>。

さらに電子および陽電子の場合は、この節の冒頭でも述べたとおり、制動放射によってもエネルギーを失うため注意が必要である。衝突による阻止能 $dE_{col}/dx$ は式(2-10)より $Z$ と $\ln E$ に比例するが、制動放射によるエネルギー損失 $dE_{rad}/dx$ は $Z^2$ と $E$ に比例する<sup>[e]</sup>。そのため、入射電子(陽電子)のエネルギーが高い場合は主に制動放射によってエネルギーを失っていき、やがてあるエネルギー $E_c$ で制動放射と衝突それぞれのエネルギー損失量が等しくなり、それ以降の低いエネルギーでは衝突によってエネルギーを損失していく。この両者が釣り合う時のエネルギー $E_c$ は臨界エネルギーと呼ばれ、近似的に

$$E_c \approx \frac{1600m_e c^2}{Z} \quad (2-17)$$

と求められている<sup>[b]</sup>。

また、 $dE_{rad}/dx$ と $dE_{col}/dx$ の比は

$$\frac{dE_{rad}/dx}{dE_{col}/dx} \approx \frac{EZ}{800} \quad (2-18)$$

と近似できる<sup>[e]</sup>。電子/陽電子のエネルギー損失は、この $dE_{rad}/dx$ と $dE_{col}/dx$ の和で求められる。

## 2.2. 光子と物質の相互作用

2.1で説明した荷電粒子の場合は、電荷を持っているために物質中の多数の核外電子や原子核と連続的にクーロン相互作用を行う事ができた。しかし、ガンマ線やX線といった光子は電荷を持たないため、相互作用の形式は大きく異なっている。光子と物質との相互作用としては多くの過程が可能であるが、発生頻度の観点から放射線計測上は光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の3種類が重要である。

### 2.2.1. 光電効果

光電効果は主として低いエネルギーの光子と原子の軌道電子の間に起こる相互作用である。この相互作用の結果、入射光子は全エネルギー $h\nu$ を原子の軌道電子の一つ(主としてK殻電子)に与

えて消滅し、その電子は放出されて自由電子となる。この相互作用では原子核自身は変化を受けないが、反跳を吸収し各保存則を満たすために原子核の存在が必要となる。この自由電子は光電子(photo electron)と呼ばれ、放出された電子の運動エネルギー  $E$  は、次の様に表わされる。

$$E = h\nu_0 - W \quad (2-19)$$

ここで、 $h$  はプランク定数、 $\nu_0$  は入射粒子の振動数、 $W$  は電子の束縛エネルギーである。

非相対論的な状況での K 殻電子に対する光電効果の断面積  $\sigma_{photo}$  は以下のように表わされ、

$$\sigma_{photo} = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \phi_0 \left( \frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (2-20)$$

$\phi_0$  はトムソン散乱全断面積で  $8\pi r_e^2/3$ 、 $\alpha$  は微細構造定数である。式(2-20)より、光電効果の断面積  $\sigma_{photo}$  は原子番号  $Z$  の 5 乗に比例する。

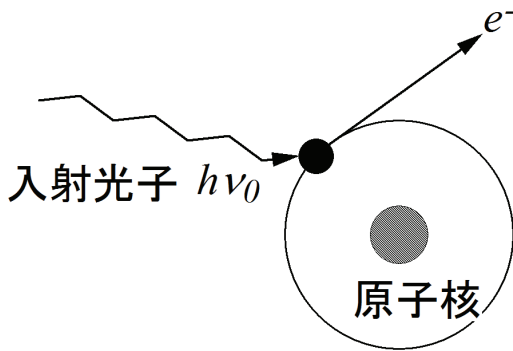


Fig. 3 光電効果

### 2.2.2. コンプトン散乱

入射光子のエネルギーが MeV 程度になると、コンプトン散乱が主要な相互作用となる。コンプトン散乱は光子と自由電子の衝突であり、低エネルギーの光子では物質中の電子の束縛エネルギーは無視できないが、コンプトン散乱の断面積が大きくなるようなエネルギー領域では、最外殻電子の束縛エネルギー(eV 程度)に比べて入射光子のエネルギーは十分大きいので、電子は自由であると考えてよい。この場合、自由電子は光子を吸収できず、衝突すると光子はエネルギーの一部を電子に与えて散乱される。これがコンプトン散乱で

ある。光子はエネルギーの一部を失うため、散乱後の光子の波長は入射光子に比べて長くなる。衝突前の電子が静止していたとすると、運動量保存則から

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos\theta + p \cos\phi \quad (2-21)$$

$$0 = \frac{h\nu}{c} \sin\theta - p \sin\phi \quad (2-22)$$

( $p$  : 散乱電子の運動量、 $c$  : 光速、図 4 参照)

エネルギー保存則より

$$h\nu_0 + m_e c^2 = h\nu + \sqrt{(m_e c^2)^2 + p^2 c^2} \quad (2-23)$$

が成り立つ。

これらの式を連立させると、散乱後の光子のエネルギーは

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2-24)$$

と求められる。また、波長の変化は

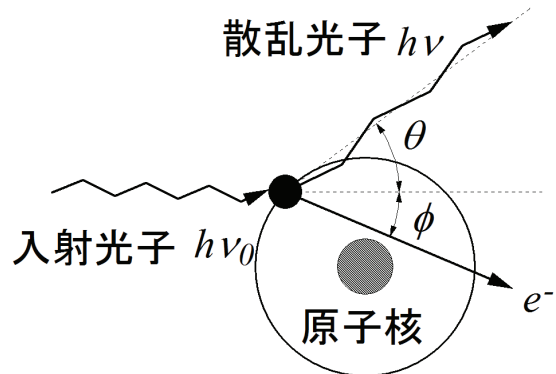
$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (2-25)$$

と表せる。

この式より、 $h\nu$  は  $\theta = 0^\circ$  の時最大値をとりその値は  $h\nu = h\nu_0$ 、 $\theta = 180^\circ$  の時最小値をとりその値は  $h\nu = h\nu_0 / (1 + 2h\nu_0 / m_e c^2)$  である。これに対して、反跳電子のエネルギーは  $\theta = 180^\circ$  の時最大で

$$E_{\max} = h\nu_0 \frac{2h\nu_0 / m_e c^2}{1 + 2h\nu_0 / m_e c^2} \quad (2-26)$$

となる。



Fig

. 4 コンプトン散乱

コンプトン散乱の微分断面積  $\frac{d\sigma_c}{d\Omega}$  は、クライン—仁科の公式として知られている。

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \frac{1}{[1 + y(1 - \cos \theta)]^2} \times \left\{ 1 + \frac{y^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + y(1 - \cos \theta)]} \right\} \quad (2-27)$$

ここで、 $y = \frac{h\nu_0}{m_e c^2}$  としている。この式で全立

体角について積分すると、コンプトン散乱の全断面積  $\sigma_c$  として次の式が求められる。

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+y}{y^2} \left[ \frac{2(1+y)}{1+2y} - \frac{1}{y} \ln(1+2y) \right] + \frac{1}{2y} \ln(1+2y) - \frac{1+3y}{(1+2y)^2} \right\} \quad (2-28)$$

### 2.2.3. 電子対生成

入射光子のエネルギーが電子二個分の質量に相当する 1.022MeV 以上になると、電子対生成が起こる可能性がでてくる。電子対生成は、入射光子が入射物質原子核の近傍を通過するとき、その電場との相互作用の結果として電子と陽電子の対に変換される過程である。この相互作用においては原子核自身は変化を受けないが、反跳を吸収し各保存則を満たすようにするために原子核の存在が必要となる。そのため、真空中でいきなりガンマ線が電子対生成を起こすことはない。

電子対生成の断面積は、近似的に  $m_e c^2 \ll h\nu \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$  の時

$$\sigma_{pair} = \alpha Z^2 r_e^2 \left( \frac{28}{9} \ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (2-29)$$

$137m_e c^2 Z^{-1/3} \ll h\nu$  の時

$$\sigma_{pair} = \alpha Z^2 r_e^2 \left( \frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right) \quad (2-30)$$

と表わされる。

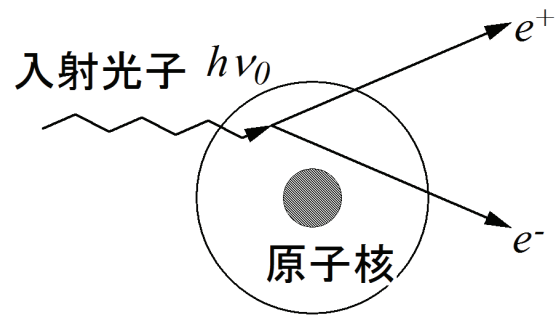


Fig. 5 電子対生成

これらの相互作用の断面積のエネルギー依存性の一例として、鉛の各断面積を図6に示す。

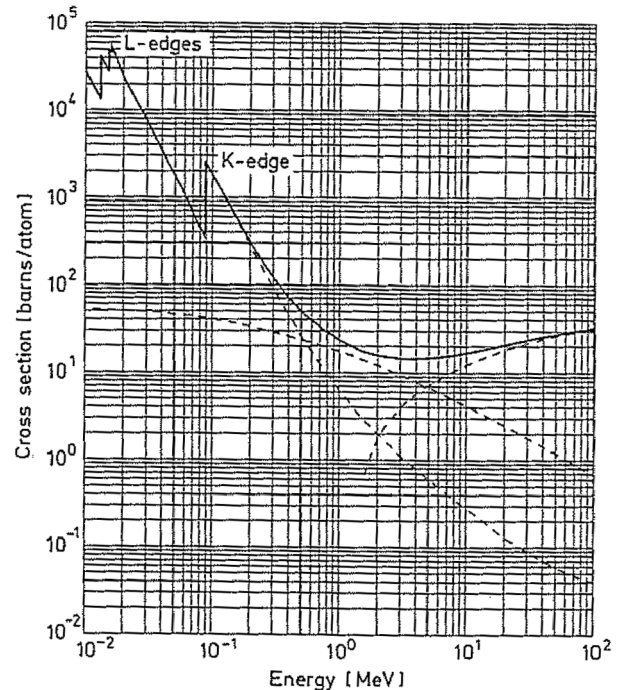


Fig. 6 鉛の光子に対する断面積<sup>[b]</sup>

このように、入射光子エネルギーが数百 keV 以下の領域では光電効果が主要な反応であるが、そこから数 MeV の間ではコンプトン散乱、さらにそれ以上のエネルギーになると電子対生成が支配的な反応になる。

### 3. ビームロス検出器

J-PARC RCS では、ビームロスの検出用に比例係数管とプラスチックシンチレータを使用している。以下、これら検出器の原理と応答に関して簡単に説明する。

### 3.1. 比例係数管検出器

#### 3.1.1. 電離箱の動作原理と動作領域

J-PARC の加速器施設において最も多く使用されているロスモニターのヘッドは、比例計数管である。比例計数管は電離箱の一種であり、検出器内部に封入されたガスと、検出器に入射した放射線との相互作用によって発生する電離電流を測定することによって、ビームロスを検知する。この際の相互作用としては、前節において説明した荷電粒子による直接電離作用や光子によるガス分子の電子に対する光電子放出、コンプトン散乱、電子対生成等が考えられる。これらの相互作用によって生成された電子やイオンは、検出器に印加された電圧によって電極に引き寄せられる。ここで、図7のような並行平板構造の検出器を考える。

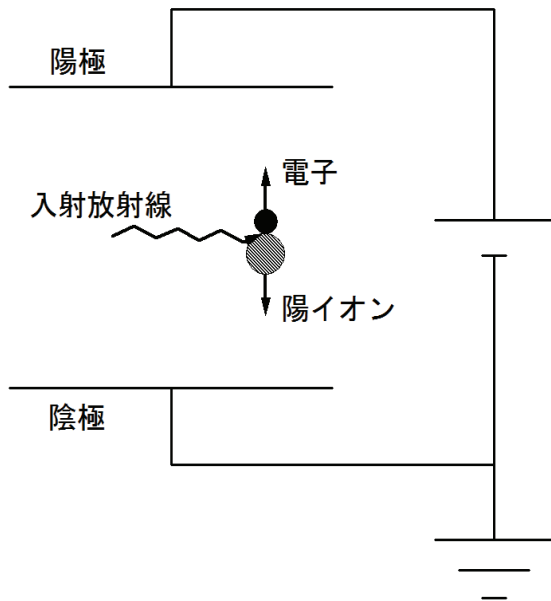


Fig. 7 検出器モデル

この場合、入射粒子との相互作用で発生した電離電子が陽極に、陽イオンが陰極に引き寄せられる事になる。この時、電極に印加された電圧の強さによって電極に引き寄せられる電子の挙動が変わり、それに伴う応答が違ってくる。ここでは、印加電圧を変えた際の比例計数管を含む電離箱の動作の違いについて述べる。

まず、印加電圧がかなり低かった場合には、放射線によってせつかく電離された電子が電極に到達する前に別の中性ガス分子に衝突し、陰イオン化してしまう可能性がある。身近な例では酸素がそのような求電子性が強く、容易に陰イオン化する。このように生成された陰イオンは、別の陽イオンと衝突してその余剰電子を渡すことで、それらが持っていた電荷が失われてしまい検出器の応答に寄与しなくなる。この過程を再結合と呼ぶ。

この状態から印加電圧を徐々に上げていくと、発生する電場によって陰陽イオン対は再結合を起こす前に引き離されるようになり、また電子の運動エネルギーも増加していき中性ガスとの衝突時に再結合を起こさなくなっていく。これらの効果で、再結合の影響が小さくなっていき、それに伴い信号出力が大きくなっていく。さらに電圧を上げていくと、入射粒子によって生成された電子・陽イオン対の全ての電荷が再結合せずに電極にたどり着くようになり、それ以降は電圧を上げても信号出力は増加しなくなる。このように、印加電圧に対して出力が一定となる領域を電離箱 (Ionization chamber) 領域と呼ぶ。電離箱と呼ばれる放射線検出器は、この原理で動作している。

印加電圧をさらに上げていくと、電極に収集される電子の運動エネルギーが増加し、それがガス分子を電離するのに必要なエネルギーを超えていると、移動の途中でガス分子と衝突した際にさらなる電離を引き起こすようになる。この二次電離過程で生成された電子も同様の過程を引き起こすため、電離電子は雪崩式に増加していく事になる。この過程をタウンゼント型電子雪崩とよび、電子が単位長さ移動した際の増幅率は次式で表わされる。

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

ここで、 $\alpha$  は第一タウンゼント係数と呼ばれ、電子が一度二次電離を起こしてから次に二次電離を起こすまでの平均の移動距離を表わしている。この式を積分することで、初め  $n_0$  個だった電子が



距離  $x$  移動する間に何個に増幅されるかが計算できる。

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (3-2)$$

このような過程によって電離電子が増幅される印加電圧の領域を比例領域と呼び、この領域で動作する検出器を比例計数管と呼ぶ。

比例領域から印加電圧を上げていくと、二次電離によって生成された電子と陽イオンのうち、電子は印加電圧によって容易に速度を上げられて電極に収集されるが、陽イオンは陰極に向かってずっとゆっくりと移動するため、やがて検出器内はプラスの電荷に覆われてしまうことになる。このプラス電荷の雲の発生によって、検出器内の電場は歪められ、上記の指数関数的な増幅率からずれてくることになる。この領域を制限比例領域と呼ぶ。この状態でさらに電圧を上げていくと、この陽イオンの雲の密度が増加し、ついには陽イオンの雲によって作られた電場が印加電圧を打ち消してしまい、電子雪崩を引き起こすのに十分な電場を作る事ができなくなってしまふ。この状況では、入射粒子が最初に生成した電子-陽イオン対の数とは無関係に、増幅が停止してしまう陽イオンが生成された時点で二次電離は起こらなくなり、検出器の出力は入射粒子の性質に依存せず一定となる。この印加電圧の領域をガイガーミュラー領域と呼び、この領域で動作する検出器をガイガーミュラー計数管と呼ぶ。

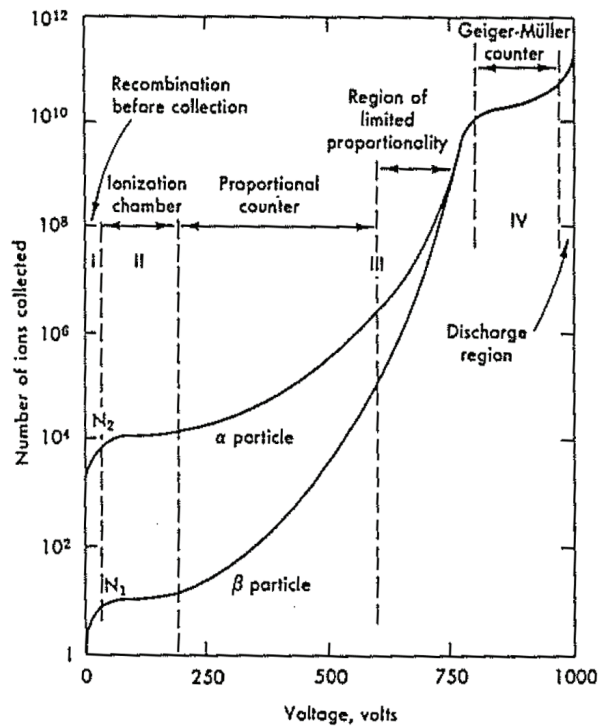


Fig. 8 電離箱のモードと動作領域 [b]

### 3.1.2. 比例計数管の構造

一般的な比例計数管は、図 9 のような同軸構造で設計される。すなわち、中心に張られた半径  $a$  の電極(信号線)に直流電圧  $+V_0$  がかけられていて、その周りを内径  $b$  のシールドで  $b$  に比べて十分に長い領域にわたって覆われた構造である。

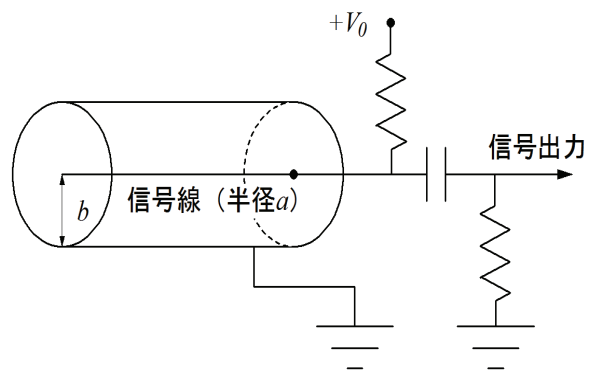


Fig. 9 比例計数管概念図 [b]

この時、検出器内部の信号線の中心から  $r$  の距離における電場  $E$  は

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \quad (3-3)$$

のように表わせる。もちろん、信号線の半径  $a$  より内側とシールドの外側 ( $r > b$ ) では、電場は 0 である。比例計数管がこのような同軸構造で設計される理由は主に二つある。

一つ目はタウンゼント型電子雪崩を起こすために必要な強い電場を低い印加電圧で発生させるためである。通常の場合であれば、電子雪崩を起こすために必要な電場強度は  $10^6$  V/m 程度である。間隔 10mm の並行平板間でこの電場を発生させようとする、必要な電圧は  $10^4$  V となる。一方で、例えば中心電極の太さが 0.5mm、外側のシールドの内径が 10mm の同軸構造であれば、式 (3-3) より中心電極表面で同じ電場を発生させるために必要な電圧はおよそ 1500V ですむ。このように、低い電圧で容易に電子雪崩に必要な強い電場を得るために同軸構造が用いられる。

二つ目の理由は、増幅率の位置依存性を小さくするためである。再び間隔 10mm の並行平板を考え、陰極に近い場所でガス分子の電離が起こったとする。この場合電子は陽極に達するまでに多数回ガス分子と衝突し、高い増幅率を示す事が予想される。しかしながら、ガス分子の電離が陽極のすぐ近くで発生した場合は、電子はすぐに陽極に到達してしまう。この場合、明らかにガス分子との衝突回数は減少し、信号出力は小さくなるであろう。ここで上記と同様な同軸構造を考えると、検出器内の電場は中心信号線から遠ざかるにつれて  $1/r$  で減少するため、電子雪崩が発生する領域は信号線のごく近傍のみとなる。このため、検出器内のどこで電離が起こっても、一つの電子あたりに増幅される電子数は一定となる。

これらの理由により、一般的に比例計数管は同軸円筒構造をとる。

### 3.1.3. 増幅率

第一タウンゼント係数  $\alpha$  が一定の場合は、増幅率は式 (3-2) のように書ける。

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (3-2)$$

実際の検出器の場合、 $\alpha$  は  $r$  の関数であるため、以下の積分を実行する必要がある。

$$n = \exp \left[ \int_r^{r_0} \alpha(r') dr' \right] \quad (3-4)$$

具体的な  $\alpha$  の式を求めるために、 $\alpha$  が電子のエネルギー  $\varepsilon$  に比例する場合を考える。

$$\alpha = KN\varepsilon \quad (3-5)$$

$K$  は係数、 $N$  は物質分子数密度である。

この時、同軸構造の検出器の内部の電場  $E$  は、

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)} = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0 r} \quad (3-6)$$

(ただし、 $C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(b/a)}$ 、 $\varepsilon_0$  は真空の誘電率)

ここで、 $1/\alpha$  は電子の検出器中での平均自由行程を表わすので、 $\varepsilon = E/\alpha$  となり、 $\alpha$  は

$$\alpha(r) = \sqrt{\frac{KNCV_0}{2\pi\varepsilon_0}} \frac{1}{r} \quad (3-7)$$

と表わされる。

後はこの  $\alpha$  を積分するだけであるが、同軸構造の場合には中心信号線の近傍でしか増幅に足りるだけの電圧が発生しない (3.1.2 参照)。この電圧を  $V_T$ 、その時の中心からの距離を  $r_c$  とすると

$$\frac{r_c}{a} = \frac{V_0}{V_T} \quad (3-8)$$

$$E_c = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0 r_c} = \frac{CV_T}{2\pi\varepsilon_0 a} \quad (3-9)$$

これを用いて式 (3-3) を積分すると

$$\begin{aligned} M &= \exp \left[ 2 \sqrt{\frac{KNCV_0 a}{2\pi\varepsilon_0}} \left( \sqrt{\frac{V_0}{V_T}} - 1 \right) \right] \\ &= \exp \left[ \sqrt{2KNE_c} a \sqrt{\frac{V_0}{V_T}} \left( \sqrt{\frac{V_0}{V_T}} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (3-10)$$

$V_0 \gg V_T$  ならば、前式より  $M$  は  $A$  を定数として電圧の指数関数として表わす事ができる [15]。

$$M = A \exp(CV_0) \quad (3-11)$$

### 3.1.4. 出力波形の時間応答

比例係数管の時間応答はヘッド内で生成された電荷の収集時間に依存する。ヘッド内で電離した陽イオンと電子のうち、質量の小さい電子は容易に加速され、電離後比較的早い時間のうちに電極に到達する。一方、陽イオンに関しては電子の

数千倍以上の質量をもつため、加速されても容易に速度があがらず、電子と比べるとずっと長い時間をかけてだらだらと電極に流れていく。典型的な大きさの比例係数管の場合、電子の流動時間はおよそ $\mu\text{sec}$ のオーダーであるのに対して、陽イオンの流動時間は msec のオーダーになる。このため、出力波形は主として電子によって引き起こされる数 $\mu\text{sec}$ 以下の立ち上がり、立ち下がり、だらだらと陽イオンを収集し続ける。図 10 に比例係数管の出力波形の例として、宇宙線を測定した際の出力波形を示す。

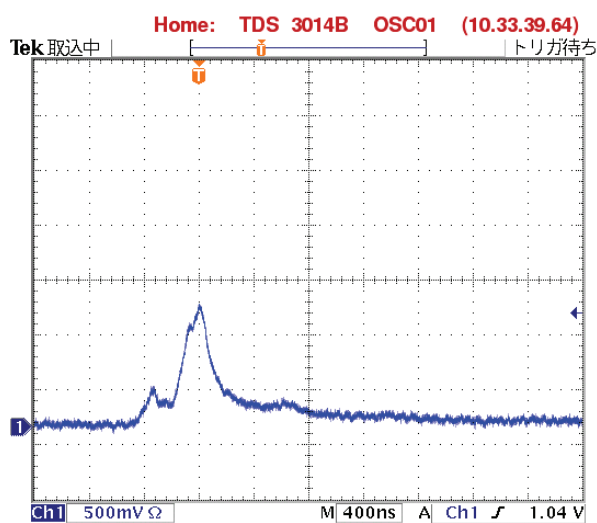


Fig. 10 比例計数管による宇宙線の測定波形

### 3.2. プラスチックシンチレーション検出器

3.1 で説明した比例係数管以外に、J-PARC RCS ではプラスチックシンチレーション検出器をロスモニターとして使用している。プラスチックシンチレーション検出器は、後述するように比例係数管と比較して時間分解能に優れているため、RCS では特にバンチ毎に発生するイベントを分離しロスの詳細な時間情報を得るために重要なモニターである。プラスチックシンチレーション検出器の検出原理は、シンチレータの構成分子が入射放射線により励起され、放出された蛍光を光電子増倍管で増幅し電気信号として取り出す、という物である。以下、これらの過程について説明する。

#### 3.2.1. 有機シンチレータ内におけるシンチレーション過程

プラスチックシンチレータを含む一般的な有機シンチレータは芳香族化合物で構成され、分子構造中のベンゼン環が持つパイ結合電子の励起によって蛍光を発する。ここで、パイ結合とは二つの原子の p 軌道の間で直接的に電子が共有される結合で、シグマ結合よりも原子核の正電荷から距離がある為に結合力が弱く、その分エネルギー準位が高い結合である。

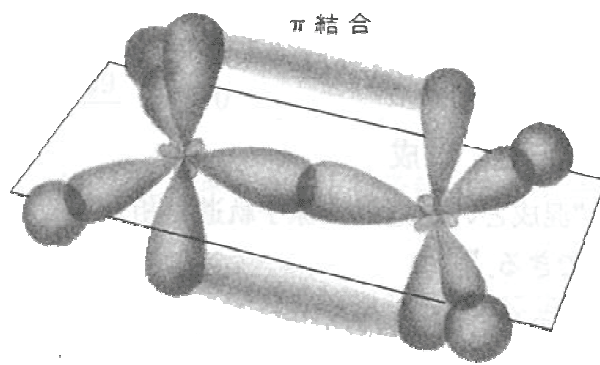


Fig. 11 パイ電子結合の概念図<sup>[16]</sup>

このパイ結合電子の典型的なエネルギー準位構造を図 12 に示す。図のように、パイ電子のスピンの向きが逆のシングレット状態と向きがそろったトリプレット状態が存在する。ここで、シングレット状態の基底状態を  $S_0$ 、励起状態を  $S_1$ 、 $S_2...$  と表記する。同様に、トリプレット状態の基底状態を  $T_0$ 、励起状態を  $T_1$ 、 $T_2...$  とする。通常、これらの状態間のエネルギー差は数 eV 程度である。それぞれの状態はさらに分子の振動モードの違いによって細かくエネルギーが分裂している。この分裂は  $10^{-1}\text{eV}$  のオーダーである。室温では、平均熱エネルギー(0.025eV)よりもこの間隔が大きいため、ほとんどの分子は基底状態の中でも最低の振動モードの準位にいる。

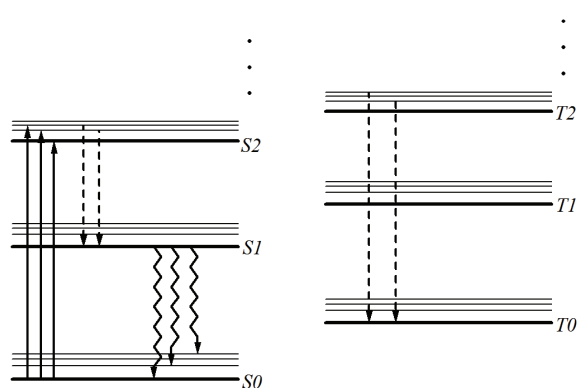


Fig. 12 パイ電子の準位構造<sup>[b]</sup>

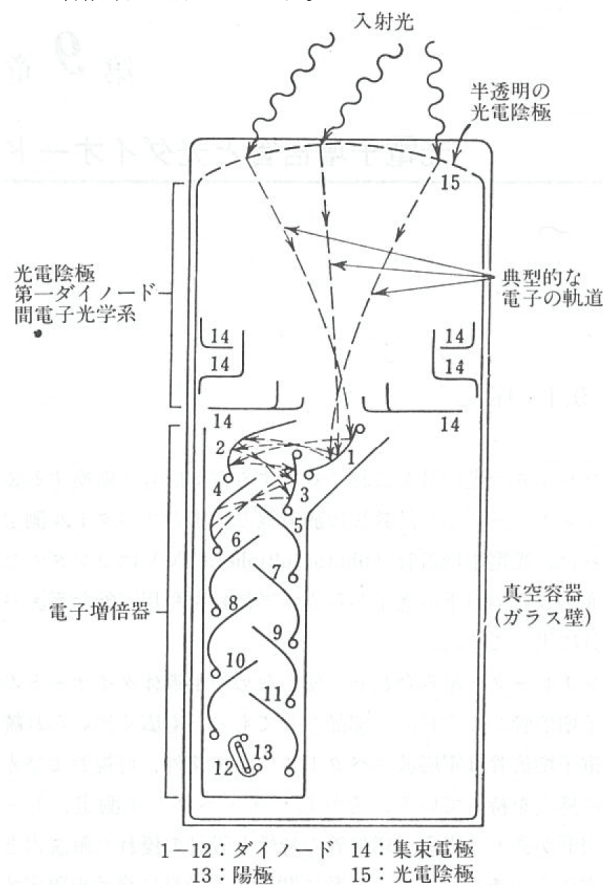
2 節で説明した種々の過程を介して、入射放射線が物質に渡した電離エネルギーは電子の準位および振動モードの励起を引き起こす。このうち、シングレット状態の高い準位に励起された電子は放射を伴わない内部転換によって数 ps という速さで  $S_1$  状態まで遷移する。この  $S_1$  状態から、数 ns という速さで基底状態の振動モードのどこかに遷移する際に発生する光子が蛍光として検出される。ここで、この放出光子は  $S_1$  から直接  $S_0$  に落ちる遷移を除き、 $S_0$  からの励起に必要な最低エネルギー(=  $S_1 - S_0$ )以下のエネルギーしか持たない。このため、蛍光の自己吸収が抑制される事になる。

トリプレット状態に関しては、第一励起状態である  $T_1$  状態の寿命は 1ms 程度と  $S_1$  状態と比較して非常に長く、また準位間隔はシングレット状態と比較して小さいため、波長の長い遅発燐光が放出されることになる。また、トリプレットの基底状態の分子同士が相互作用を起こしてシングレット状態の基底状態と励起状態に変化する場合もあり、この励起状態からの蛍光はトリプレットの分子同士の相互作用の時定数分だけ遅れて観測される事になる。この現象は一部の有機シンチレータで顕著である。

### 3.2.2. 光電子増倍管

シンチレータから放出された蛍光を集め、電気信号に変換、増幅するために光電子増倍管が用いられる。光電子増倍管は、蛍光を吸収し光電子を放出する光電陰極と、放出された光電子を増幅す

る電子増倍器で構成される。図 13 に一般的な光電子増倍管の構造を示す。



1-12: ダイノード 14: 集束電極  
13: 陽極 15: 光電陰極

Fig. 13 光電子増倍管<sup>[a]</sup>

光電陰極は、2.2.1 で説明した光電効果によって蛍光を電子に変換する。この際、入射光子の数に対して放出される電子数の割合を量子効率と呼び、一般に入射光子の波長の関数である。量子効率の大きな物質として、アルカリ金属にセシウムや酸素を添加し活性化したバイアルカリ等がある。図 14 に光電陰極としてよく使用されるバイアルカリ等いくつかの物質の量子効率を示す。このように、量子効率が入射光子の波長の関数であるため、シンチレータからの蛍光を効率的に変換するにはその波長が光電陰極物質の量子効率のピーク付近である必要がある。

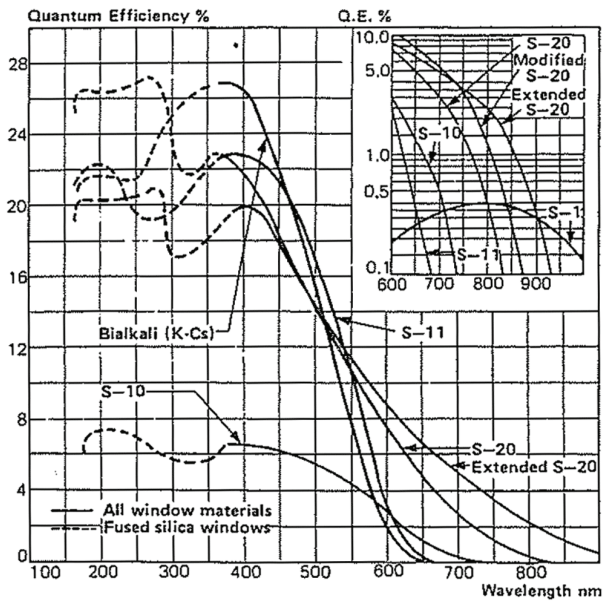


Fig. 14 量子効率<sup>[b]</sup>

光電陰極で放出された電子は初段のダイノードで収集されるが、この際ダイノード表面への衝突で多数の二次電子を放出するのに十分なエネルギーを与え、かつ収束を行うための電場を適当な電極構造によって発生させる。図 15 に光電陰極からダイノードまでの電場と電子軌道を示す。

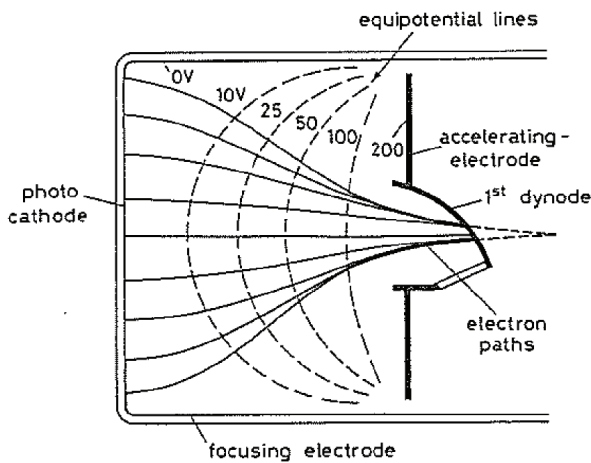


Fig. 15 光電子増倍管の光電面付近<sup>[b]</sup>

この様にして初段のダイノードに集められた電子は、電場によって加速されたエネルギーをダイノード表面で放出し、そのエネルギーを受け取って複数個の二次電子が放出される。これらの二次電子は数 eV 程度のエネルギーしか持たないため、初段のダイノードと第二のダイノードの間に

も同様の電場をかける事によって二次電子を加速し同様の増幅を行う。以降、ダイノードの段数を増やすと増幅過程が段数分だけ繰り返される事になる。ダイノードに電子一個が衝突した際に放出される二次電子数を  $\delta$  とすると、 $n$  段のダイノードでは光電子は  $\delta^n$  個に増幅される事になる。この多段の増幅部の構造には様々な種類がある。図 16 にいくつかの構造を示す。

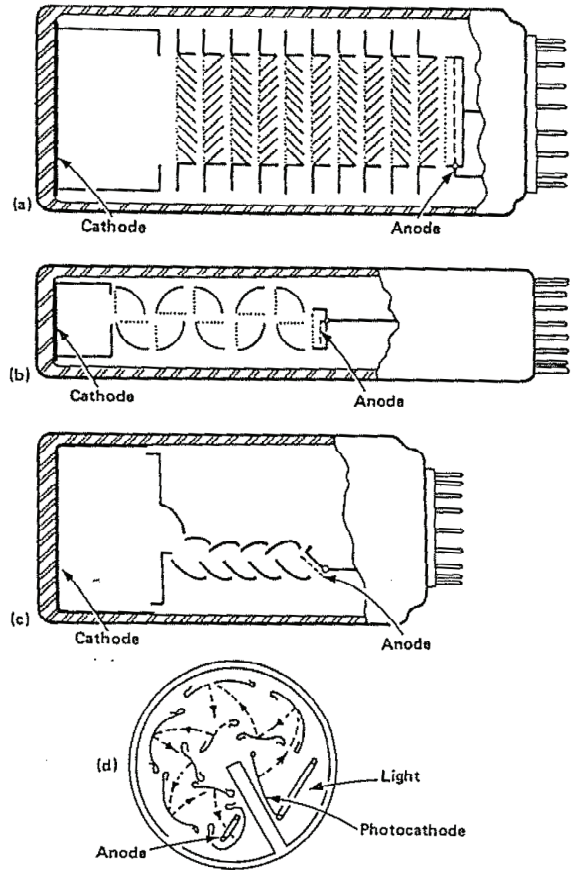


Fig. 16 光電子増倍管の構造<sup>[b]</sup>

### 3.2.3. 出力波形の時間応答

プラスチックシンチレーション検出器の出力波形の時間応答を考える。まず、シンチレーション過程の時定数はパイ電子の励起に 1nsec 以下、その後の即発蛍光の放射に数 nsec である。最初に入射した放射線量子一個に対して、このような時定数の広がりを持った蛍光のパルスが光電陰極に入射し、光電子を放出させそれが増幅されることになる。光電子増倍管内での過程のうち、光電子放出過程や二次電子放出過程は 1nsec 以下であ

るため、光電子増倍管の時間特性は主として電子の光電子増倍管内部での走行時間に依存することになる。光電陰極から放出された電子がダイノード最終段の後のアノードに到達するまでにかかる時間は、数十 nsec 程度が一般であり、信号応答としてはビームロス(もしくはそれによって誘起された二次放射線)が入射した後この程度の遅れで信号が出力される。一方、光電子増倍管での時間分解能は個々の電子の走行時間の違いによってもたらされる。この違いは主に光電陰極から第一ダイノードに収集されるまでの走行時間の差に起因する。例えば、光電陰極の端部で発生した電子は中心付近で発生した電子よりも長い距離を飛ばないと第一ダイノードに到達できない。ただし、この問題は光電陰極を湾曲させる事である程度解決できる。このような幾何学的な問題とは別に、放出される光電子の初速のばらつきによっても走行時間に違いが出てくる。すなわち、より大きなエネルギーで叩きだされ、かつその方向が光電陰極面に垂直であるほどダイノードへの到達時間は短くなる。この効果による飛行時間の広がり、次のように表わされる。

$$\Delta t = -\sqrt{\frac{2m_e \bar{W}}{e^2 E^2}} \quad (3-10)$$

ここで  $E$  は電場強度、 $\bar{W}$  はカソードから放出された瞬間の電子の平均エネルギーである。

典型的な値として、 $E = 4kV/m$ 、 $\bar{W} = 0.4eV$  とすると、 $\Delta t$  はおよそ 0.5nsec となる。

これらを総合すると、プラスチックシンチレーション検出器の応答は数十 nsec の遅れで分解能が数 nsec 程度となる。RCS では、おおよそ数百 nsec の幅のビームを測定するので、時間分解能としては 1 周毎のロスを分離するのに十分である。

図 17 にプラスチックシンチレーション検出器の出力波形の例として、宇宙線を測定した際の出力波形を示す。

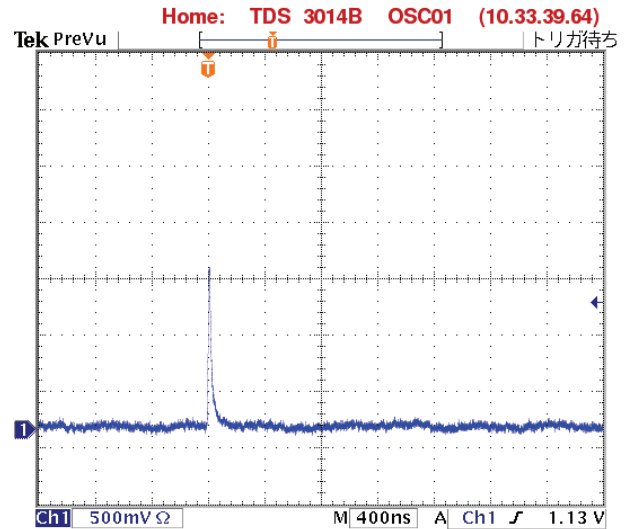


Fig. 17 プラスチックシンチレーション検出器による宇宙線の測定波形

## 4. J-PARC RCS の BLM システム

### 4.1. 検出ヘッド

J-PARC RCS では、比例計数管として東芝電子管デバイス製の E-6876-600 および E-6876-400 を使用している<sup>[17]</sup>。図 18 にこの比例係数管の構造を、図 19 に X 線を用いて測定したプラトー曲線を、また表 2 に諸元を示す。RCS では、全四極電磁石の架台にこのモニターを取り付けてあり、それ以外にも入射部や出射部、コリメータ部などのロスの多いと思われる箇所に複数台設置している。現時点で稼働している総数は 80 本である。

プラスチックシンチレータとしては、Bicron 社製の BC-400 番シリーズ<sup>[18]</sup>を、また光電子増倍管には浜松ホトニクス社の H3164-10<sup>[19]</sup>を使用している。プラスチックシンチレータと光電子増倍管は、屈折率がシンチレータや光電面を覆うガラスにできるだけ近い接着剤で固定している。図 20 にプラスチックシンチレーション検出器全体の構造を、図 21 にシンチレータの特性曲線を、また表 3 に諸元を示す。同様に図 22 に光電子増倍管の構造を、表 4 に諸元を示す。プラスチックシンチレータは入射部や出射部、コリメータ部に集中して設置している。現時点で稼働している総数は 20 本である。

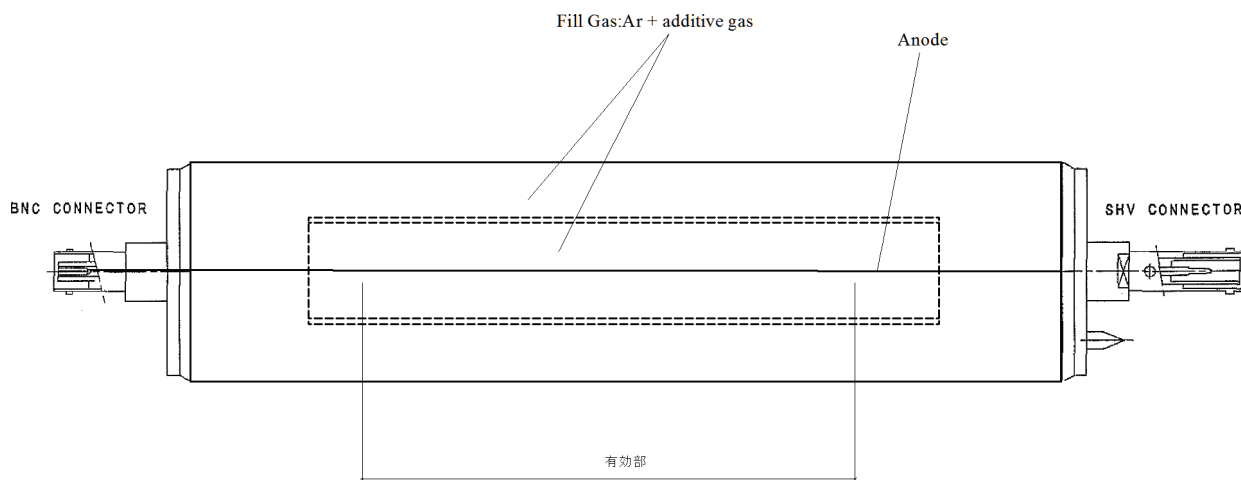


Fig. 18 比例計数管構造

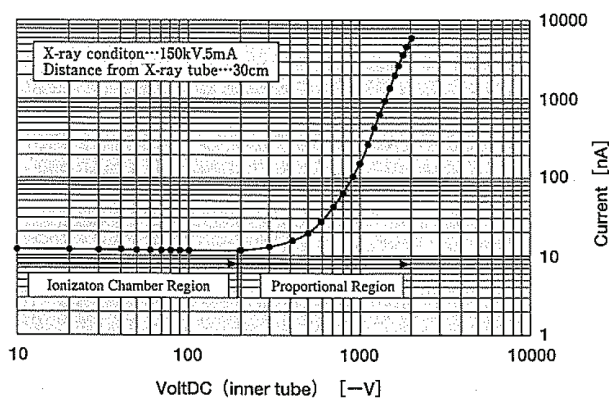
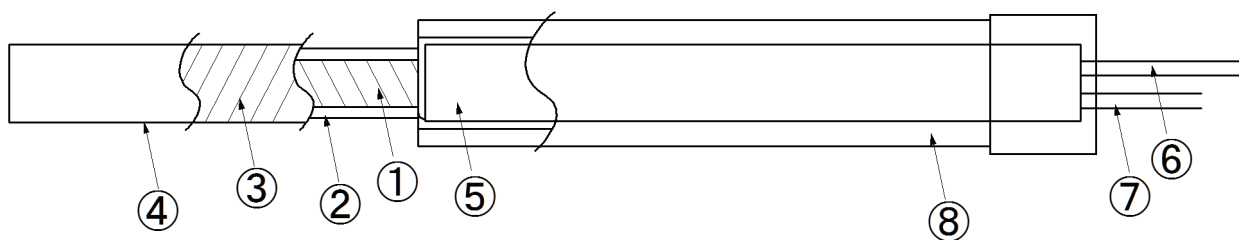


Fig. 19 プラトー曲線<sup>[17]</sup>

Table 2 比例計数管スペック<sup>[17]</sup>

Enclosed Gas	Ar + additive gas
Gas Pressure	Approx. 1atm
Outer shell	Stainless steel
Diameter	50.8mm
Connector	SHV,BNC
Maximum Voltage	2000VDC

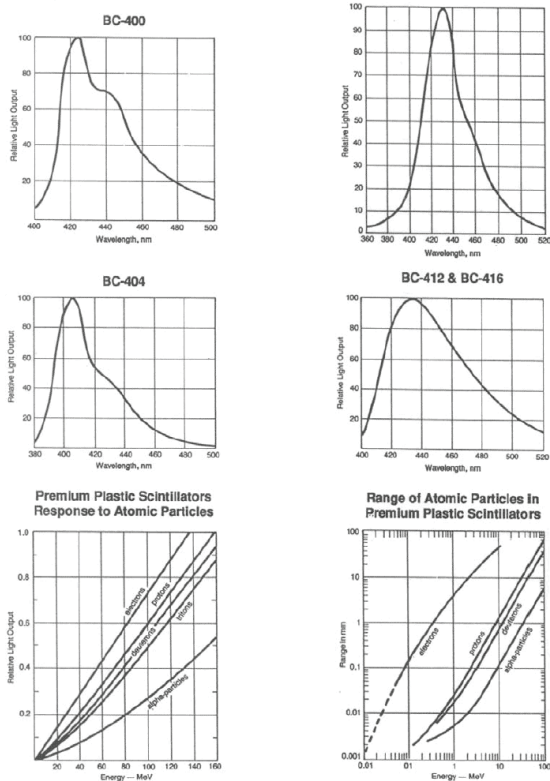


- |                |                 |
|----------------|-----------------|
| ① プラスチックシンチレータ | ⑤ 光電子増倍管(PMT)   |
| ② 反射塗料+アルミフォイル | ⑥ PMT HV ケーブル   |
| ③ 遮光テープ        | ⑦ PMT 信号ケーブル    |
| ④ カプトンテープ      | ⑧ 磁気遮蔽用 PMT ケース |

Fig. 20 プラスチックシンチレーションモニター構造

**BC-400,BC-404,BC-408,BC-412,BC-416**  
**Premium**  
**Plastic Scintillators**

Emission Spectra



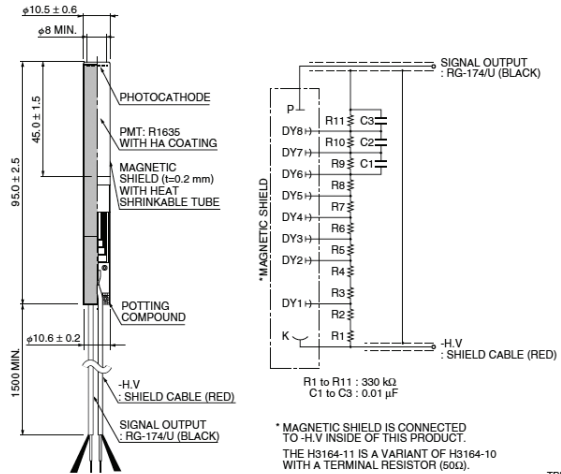
**Fig. 21 プラスチックシンチレータ特性**<sup>[18]</sup>

**Table 3 プラスチックシンチレータスペック**<sup>[18]</sup>

ベース材質	ポリビニルトルエン
密度	1.032g/cm <sup>3</sup>
屈折率	1.58
発光効率 (アントラセン比)	38-68%
立上り	0.7-1.0nsec
立下り	1.8-4.0nsec
減衰距離	140-210cm

**4.2. 信号伝送経路**

RCS の加速器装置本体は地下 2 階(地表からの深さおよそ 13m)のトンネルに収められており、周長約 350m の 3 回対称のラティス構成となっている。各構成機器を動かすための電源やモニターの回路等は RCS ビームラインの中心に建っている 3GeV シンクロトロン棟に集約されている。主



**Fig. 22 光電子増倍管構造**<sup>[19]</sup>

**Table 4 光電子増倍管スペック**<sup>[19]</sup>

管径	φ10.5 mm
受光面サイズ	φ8 mm
感度波長 (Short)	300 nm
感度波長 (Long)	650 nm
感度波長 (Peak)	420 nm
光電面 種類	バイアルカリ
窓材質	硼硅酸ガラス
ダイノード構造	ラインフォーカス
ダイノード段数	8
陽極-陰極間 最大印加電圧	-1250 V
暗電流(30 分後) Max.	50 n A
立上り時間	0.8 ns
走行時間	9.0 ns
走行時間拡がり	0.5 ns

トンネルの下には、ケーブルや冷却水配管等を引き回すためのサブトンネルが設けられ、RCS 主トンネル外周沿い床面にはサブトンネルへこれら配線配管を通すための貫通孔が設けられている。3GeV シンクロトロン棟から加速器構成機器への給電、冷却水の供給は、一旦それらのケーブル、冷却水配管等を各電磁石電源室、冷却水機械室等より装置用垂直連絡口を通じてサブトンネルへ



通した後、必要な箇所の真下から主トンネルへ貫通孔を通して行なわれている。ビームロスモニターの信号線と高圧線は、3GeV シンクロトン棟地上1階の3か所の部屋(タイミング装置室、モニター装置室、高周波制御装置室)から分散してそれぞれの近くのモニターへ配線されている。

ビームロスモニターの信号はこのような経路で送られるため、最終的に信号を上位系に渡す処理回路とヘッドの間の距離は 100~200m 程度となる。一方で、モニターヘッドから出たケーブルは装置の脇数 m の距離を這わせた後にサブトンネルに落とし込まれるため、サブトンネルにプリアンプを設置する事でヘッドを出た後速やかに信号を増幅し良好な S/N を確保するとともに、主トンネルから 1m 以上の床壁を隔てる事でアンプ素子への放射線の影響を最小限に抑える設計となっている。信号伝送経路の概略図を図 23、RCS 建屋と配線ルート例を図 24 に示す。

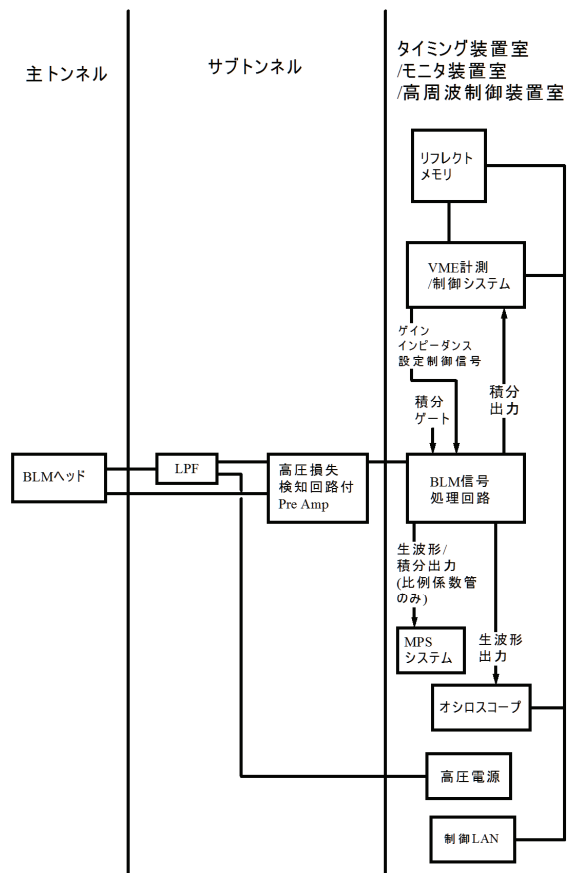


Fig. 23 ロスモニター信号伝送経路概略図

### 地上1階 3GeVシンクロトン建屋

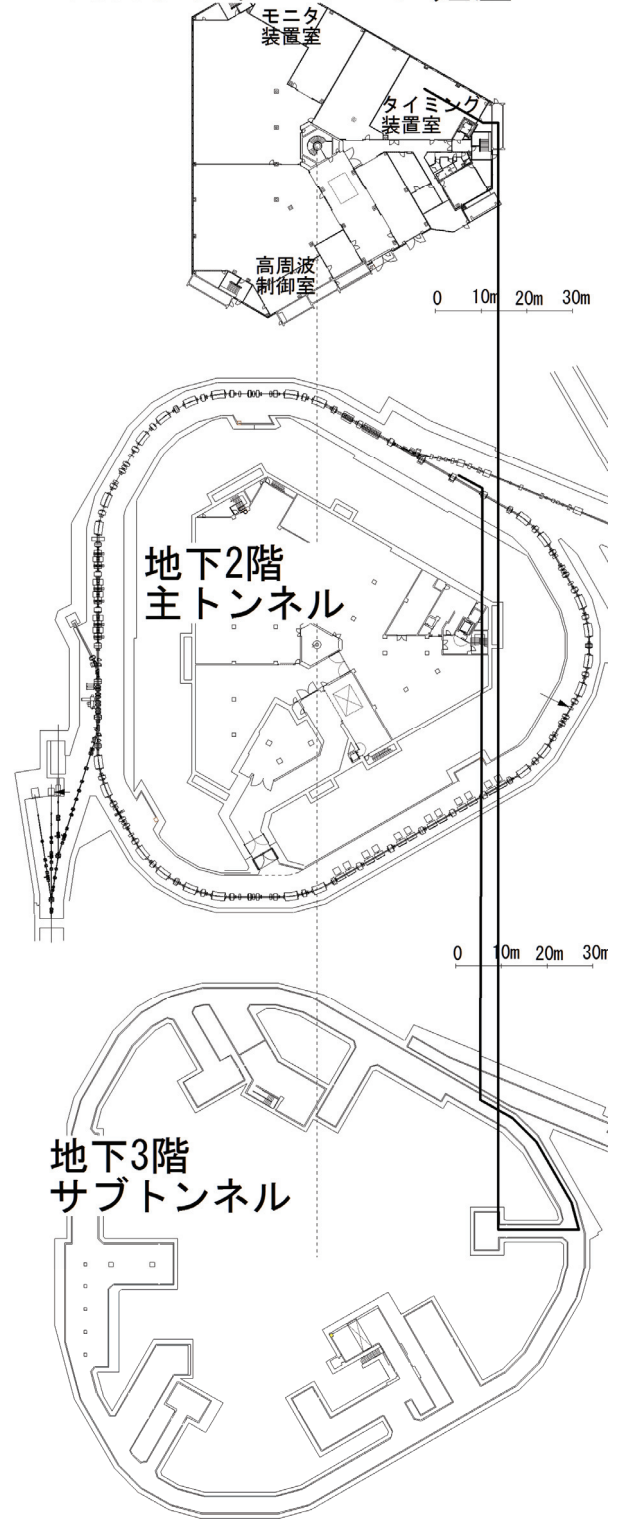


Fig. 24 RCS 建屋と配線ルート例

例としてタイミング調整室から出射部までのルートを記載

### 4.3. プリアンプと入力インピーダンス

サブトンネルに設置されたプリアンプは、入力した信号をオペアンプを用いた増幅回路で最大1000倍に増幅した後に出力する。増幅率は10倍、100倍、1000倍の3段階を選択可能で、地上から遠隔で切り替える事が出来る。また、ゲイン以外にもプリアンプの入力抵抗も遠隔で50Ωもしくは10kΩの二通りに切り替えられる設計となっている。ここで入力抵抗が50Ωの場合、アンプの時定数がヘッドから流れてくる電荷の時間構造と比べて十分早く、インピーダンスも整合が取れているため、プリアンプはヘッドからの波形の時間構造をほぼそのまま維持する。この時の電圧出力は次の様に表わす事ができる。

$$V(t) = Ri(t) \quad (4-1)$$

一方で、入力抵抗を10kΩにした場合、アンプの時定数が信号の時間構造に比べて大きくなり、ヘッドからの電流は抵抗を流れず並列に入っているコンデンサに電荷が蓄積される事になる。ヘッドから出てきた全電荷が蓄積されると、今度はアンプの時定数で定まる時間をかけてコンデンサから負荷抵抗に放電される事になる。この場合、出力電圧は次のような値となり、低入力抵抗時よりも大きなゲインの信号を得る事ができる。

$$V_{\max} = Q/C \quad (4-2)$$

ビームロスの時間構造を詳細に見たい場合は低入力抵抗で、またノイズの影響を低減しロスモニターシグナルの総量を見たい場合は高入力抵抗の設定とする。また信号処理の機能以外にも、ヘッドに入力されている高圧出力を1/100に変圧してコンパレータで監視し、設定以下となった際にMPSを発報するインターロック用回路も組み込まれている。

### 4.4. 上位計算機へのデータ通信と処理

サブトンネルのプリアンプで増幅された信号は、タイミング装置室、モニター装置室、高周波制御室の各部屋に設置された信号処理回路に入力される。信号処理回路では入力波形をそのまま出力するバッファアンプと、ビーム加速時間中の積分を行って出力する積分回路の機能が組み込まれている。これらの信号は、さらに必要な処理を行ったのち、計算機にデジタルデータとして取り込まれる。この際、特に積分出力の測定で注意が必要なのは、デジタル化されてしまうと信号に

飽和等の異常があるか判別が付かない事である。また生信号に関しても、加速初期段階のロスの影響でヘッドが飽和してしまいそれ以降ゲインが下がった状態で測定してしまう可能性もある。これらの不具合を避けるために、まずはプリアンプからの出力をオシロで直接見ながら、HVやゲイン、インピーダンスの設定を飽和が起こらないように設定してやる必要がある。この作業をきちんと行ってやらないと、ロスモニターの利点である広いダイナミックレンジを生かしきれず、あてにならないデータとなってしまう。

#### 4.4.1. 生波形とデジタイズ

ロスモニターのうち、特に時間特性の良いプラスチックシンチレータの出力に関しては、デジタルオシロスコープに波形を入力し、そのオシロスコープでデジタル化された波形情報をEPICSレコードとしてOPI上で表示、解析を行っている。ロスモニターの位置によってロスが発生するタイミングが違う(入射部付近では入射中、取り出し付近では取り出し時、コリメータやアーク部では加速初期～終盤まで)ため、設置個所によってオシロの時間レンジを切り替え、加速器の状態をより把握しやすい設定でデータ測定を行っている。図25、26に波形データを用いたビーム測定試験の例として、一中間バンチ毎のH<sup>0</sup>ダンプ入り口でのロスの状況、および入射H<sup>0</sup>分岐部に発生するロスのフォイル厚さ依存性を調べたデータを示す。図25は、チョッパーを用いて入射する中間バンチを一つずつに切り、切るタイミングをずらしながらH<sup>0</sup>ダンプ入り口でのロスモニターの生波形を測定した結果である。図中上のデータほどマクロバンチの先頭に近い箇所まで切った時の結果で、切るタイミングが早ければ早いほど、すなわちマクロバンチの先頭に行けば行くほどロスが大きくなっている。これは、マクロバンチの構造を作る際にどうしても立上りをきれいに切れず、数百nsec以上傾きが出来てしまいその箇所だけビーム光学調整がうまくできていないためだと思われる。図26は、入射H<sup>0</sup>分岐部のシンチレータからの波形がフォイル厚さに対してどのように変化していくか測定した結果で、フォイル厚さを厚くするほど(図の下へ行くほど)フォイルによる多重散乱の影響でロスが増えていくのが判る。また、フォイルが非常に薄い場合は、リニアックマクロパルス状のロスが信号の先頭に現れる。これ

は、荷電変換し損なった励起 H0 成分のいくらかが入射用バンプ電磁石の磁場でストリップされた結果と推測されている。

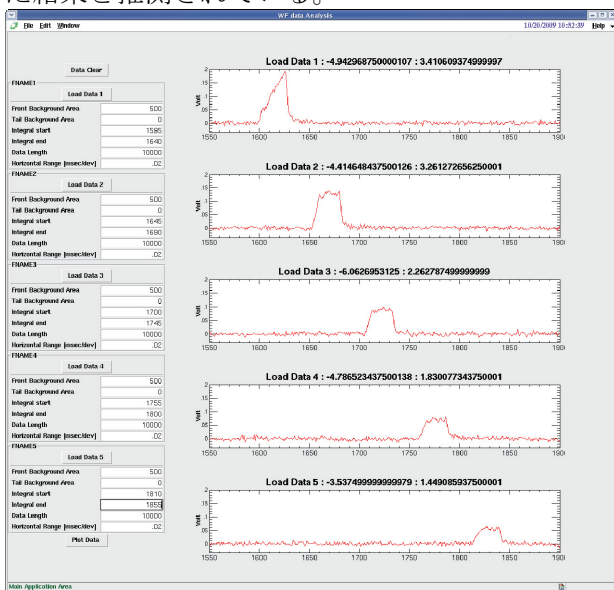


Fig. 25 ロスの中間バンチ位置依存性

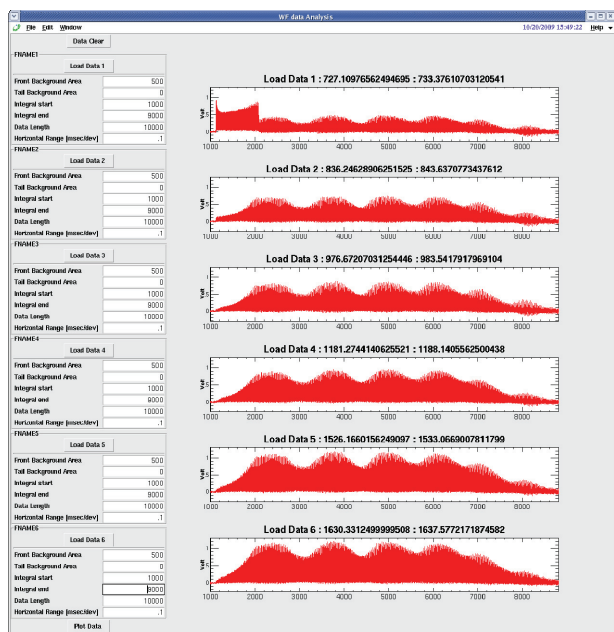


Fig. 26 入射粒子による電子の散乱

#### 4.4.2. 積分出力

積分出力はバッファアンプによって二系統に出力され、一系統は後述する MPS システムへ、もう一方は VME 計算機へ送られる。VME 計算機は積分出力のあるタイミングでの値を記録(現状は加速開始後 1msec、10msec、21msec の 3 点)、複数のロスモニターの積分値をリフレクトメモ

リに送りそれらの羅列を波形情報として記録している。リフレクトメモリ上では波形データ以外にもヘッダー情報としてビームのタグや行き先、時間等の情報が付加される。これらリフレクトメモリ上のデータは EPICS レコードとして利用可能なように IOC に読み出され、加速器運転用の端末上で OPI によって計測、制御される。

現時点でもすでに、MLF、MR で希望するビーム強度やパラメータに違いがあるが、これらヘッダー情報を用いる事でそれら二箇所への同時連続供用運転時にも、それぞれの行き先別にロスモニターの出力を見る事ができる(ただし、上位系での処理/通信に時間がかかるため、3 秒に一発しか EPICS レコードとしては読み出せない。アーカイブデータは全てのショットについて保存してあり、後で参照可能である)。リフレクトメモリのシステム構成やタグ情報に関しては、本テキスト BPM の章により詳細が記載されている。

#### 4.5. MPS

二つに分けられた積分出力のうち、MPS システムへ送られた信号に関しては、MPS システム内部で個々のモニター毎に設定されたしきい値に対してリアルタイムに比較が行われる。比較の結果、積分出力値がしきい値を超えるとその瞬間にビーム運転は停止される。各モニターのしきい値は、運転中の各ロスモニターの出力と運転終了後の残留線量の測定結果を比較して判断する。図 27 に、MLF に 120 kW 出力を 2 週間続けた後(現在の定常運転)の線量分布を示す。線量測定は、通常各月毎の連続供用運転終了時に行われているが、ビーム調整試験として特殊な状況で運転を行った際や、ビーム強度を増強した際には試験途中でもビーム運転を一時停止し、一部または全周の線量の確認のための測定を行う事がある。また、より正確にロス量に対するモニターの応答と線量を調査するために、わざと数 W のロス为数時間以上発生させる試験も行われている。図 28 に、5~10W 程度のロスをアーク部数か所に発生させた時の積分出力を示す。この例では、ロスモニターの HV、ゲインが適当な値に設定してあり、その

おかげでロス量に対してほぼ比例した応答となっている。また、1W以下のロスを検知するのに十分なS/Nも得られている。このような状況のおか

げで、現状では1W/mを下回るリミットでMPSを設定し、異常発生時にも即座にビームを停止する事で、加速器の汚染拡大を防いでいる。

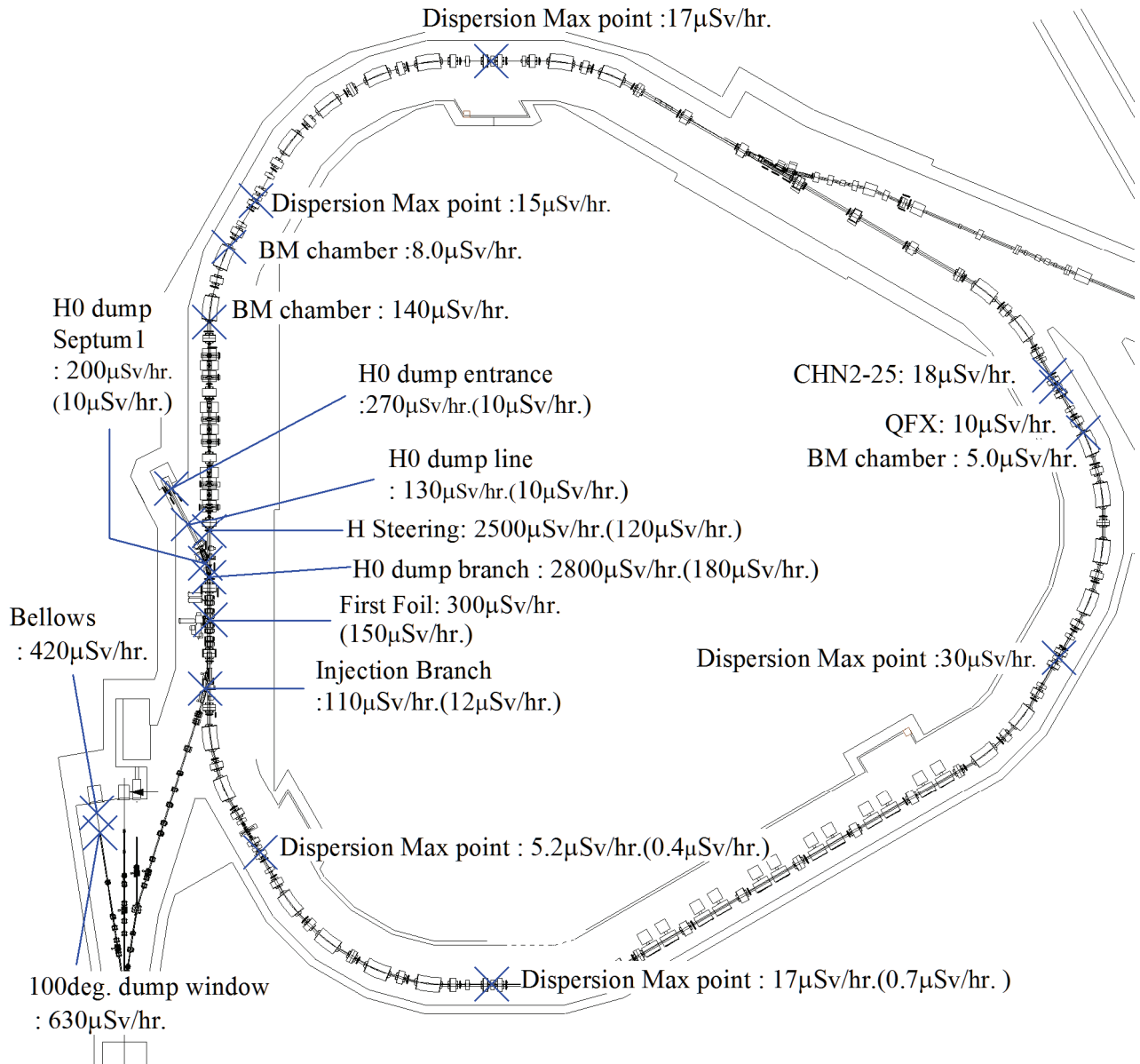


Fig. 27 J-PARC RCS トンネル内残留放射線量分布図

測定値は、2010年6月1日 運転停止4時間40分後  
括弧外の値は真空容器表面の測定値、括弧内は表面から30cmの位置での測定値

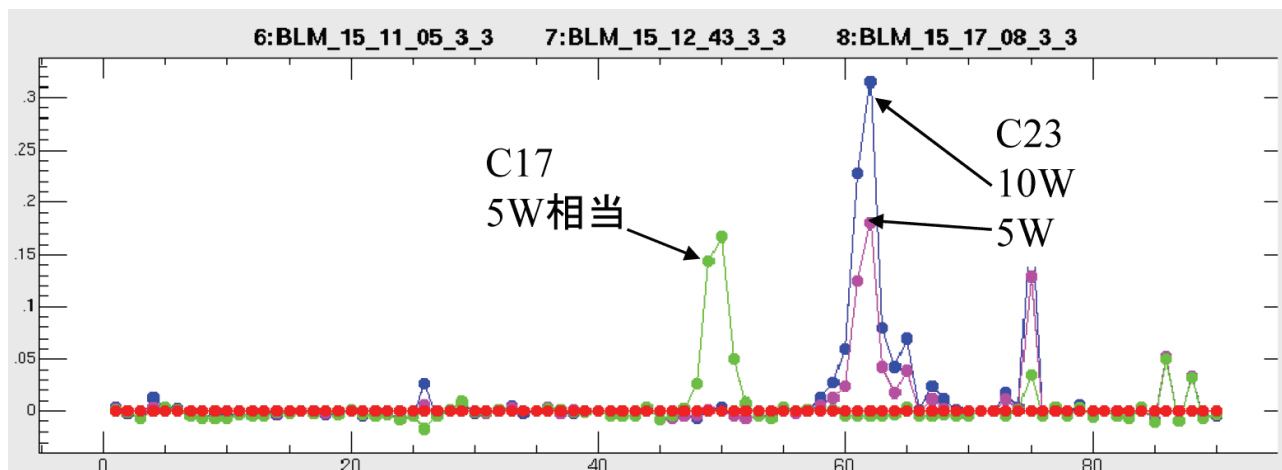


Fig. 28 アーク部ロスモニター応答確認試験

## 5. RCS ロスモニターシステムの課題

最後に、実際の運転を開始して判明してきた課題を挙げておく。

### 5.1. 行き先毎にビーム出力が違う際の MPS ロスリミットのかけ方

RCS は MLF、MR という二つのユーザーを抱えており、それぞれの要求するビームの質や強度に違いがある。加速器の運転時間で比較すると、MLFに84パルスビームを送った後にMRに4パルスビームを打つため、95%以上はMLFに向けた運転を行っている事になる。一方で、現状はMRに最大  $3 \times 10^{13}$ ppp の陽子を、MLFには定常的に  $1 \times 10^{13}$ ppp の粒子を送っている。このように行き先毎に粒子数が違うため、本来であればロスモニターのしきい値もそれぞれに合致した物を使用すべきであるが、行き先毎に MPS のしきい値を切り替える事は、25Hz という繰り返しの早さから非常に困難である。このため、現時点では MPS のしきい値は大きい方(この場合はパルスあたりの粒子数の多い MR 行の際のビームロス)で取っているが、誤って MLF 運転時に MR 運転と同程度のロスが発生してしまうとデューティが大きい場所によっては1W/mのリミットを越える箇所が出てしまう。このような事象が発生しないように、現状は EPICS レコード化された行き先毎のロスモニター積分出力をソフトウェアで監視している。今後は、数秒間(望ましいの

は MR の周期に一致した間隔)の積算値でリミットをかけることで、上記のような事象の発生を防ぐ予定である。

### 5.2. 181MeV-3GeV 陽子ビームロスの応答の違い

RCS は、現在は 181MeV のエネルギーで入射を行い 3GeV で出射している。このエネルギー領域の  $dE/dx$  は、例えば密度 7.7 の鉄を考えると式(2-11)よりおよそ 2.6 GeV/m から 1.2GeV/m と見積もられる。この値からそれぞれのエネルギーでの飛程を計算すると、181MeV で 4cm 程度、3GeV で 2.3m程度になる。RCS の電磁石のヨーク厚さは数十 cm あるので、この結果から 181MeV では電磁石内でロスした陽子はヨークによって遮蔽されてしまい、電磁石の外には全く出てこないことになる。この場合、電磁石内で発生した二次粒子も電磁石のヨーク自体が自己遮蔽する事になり、結果としてその外側のロスモニターの応答は小さくなる。一方で電磁石の外でロスが起こった場合、ビームのエネルギーはロスポイントの真空容器に集中しあまり広がらず、一方で遮蔽となるような鉄の塊が無いため、この場合は同じロス量でも直近のロスモニターの応答は大きくなる。この様に、低いエネルギーの場合はロスする場所によって応答が大きく異なってくる。

しかしながら 3GeV のエネルギーを持ったビームがロスした場合には、電磁石内でロスした陽子であっても数台の電磁石を突き抜けて広範囲に

亘ってエネルギーを付与することになり、電磁石の有無の影響を受けづらくなる。また、ロスモニターの応答もロスポイントの直近だけでなく、下流十数 m 以上に広がる事になる。

実際の例として、一台目の出射セプタムの入口でロスを発生させた際の、エネルギーによる応答の違いを図 29 に示す。

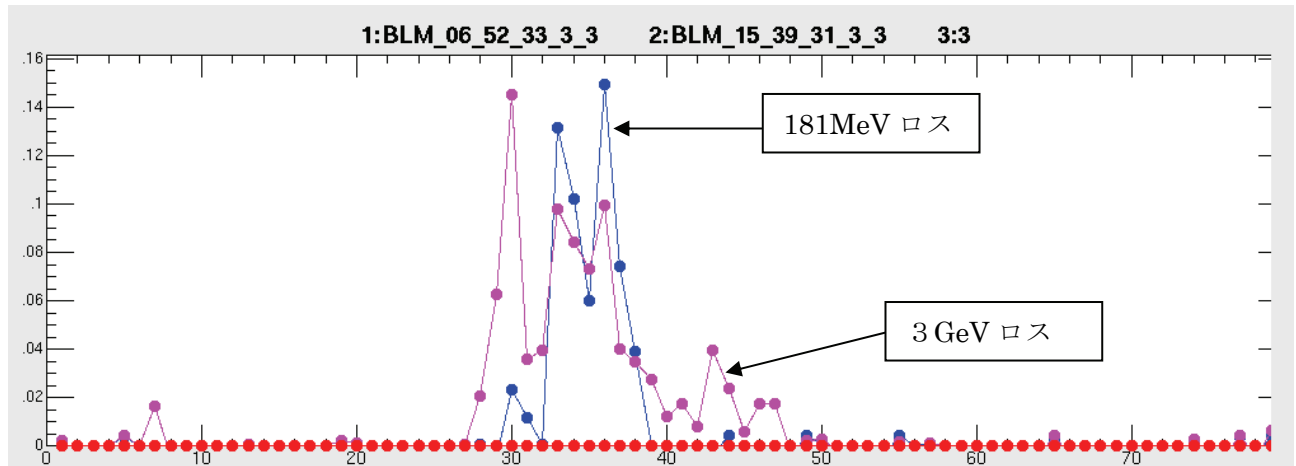


Fig. 29 エネルギーによるロスモニター応答の違い

このように、同じ粒子数のロスでも、181MeV のエネルギーでのロスでは周辺数 m のモニターしか反応しないが、3GeV の場合は 40m 先のロスモニターまで発報している。

この事は、特に MPS でリミットをかける際に状況を複雑化させる。今のところ、前節でも述べたとおり、25Hz の繰り返し毎でさえもロスモニターのしきい値を切り替える事はできず、ましてや 20ms の加速周期内の前半-後半で切り替える事は(少なくともリアルタイムでハード的に行う事は)不可能である。そのため現時点では、より出力の大きい方の値を MPS のしきい値として採用している。

## 参考文献

### 放射線測定とビームロスモニター全般の参考書

- [a] G. F. Knoll, "放射線計測ハンドブック", 日刊工業新聞社; 2nd Rev. (1991)
- [b] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach", Springer; 2nd Rev. (1994)
- [c] R. E. Shafer, "A Tutorial on Beam Loss Monitoring", 10th Beam Instrumentation Workshop 2002, Brookhaven (2002)

- [d] K. Wittenburg, "Beam Loss Detection", 1st European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, Montreux, Switzerland, CERN PS/93-35, (1993)
- [e] 中村尚司, "放射線物理と加速器安全の工学", 地人書館, (1995)

### 本文内参考文献

- [1] 土山 賢、宇田俊之、川久保忠通, "KEK-PS-ブースターと主リングに於ける運転ラン直後の残留表面線量率の経年変化", 加速器報告書 OB-176, Apr. (2006)
- [2] 高エネルギー加速器研究開発機構放射線科学センター, 放射線安全の手引き(2004)
- [3] 木代純逸, "ブースターリングの建屋に関する検討", 大強度陽子加速器 3GeV ブースターリング検討会報告書, (2001)
- [4] 山根功, "JHF 3 GeV リングにおける加速器維持保守作業者のための放射線対策について", KEK Internal 98-7, JHF-98-1, Sep., (1998)
- [5] 川久保忠通, 鶴田重光, 中村英滋, "KEK-PS トンネル放射線値(BLUE101G)とビームロスとの関係(2001 年のデータ)", 加速器報告書 OB-159, Dec. (2001)

- [6] 高山健, “ハドロン加速器の歴史と展望”, OHO'05 高エネルギー加速器セミナー講義録 (2005)
- [7] JHP Project Office, “JHF ACCELERATOR DESIGN STUDY REPORT”, KEK Report 97-16, JHF-97-10, March (1998)
- [8] N.Nakao, N.V.Mokhov, K.Yamamoto, Y.Irie, and A.Drozhdin, “MARS14 Shielding Calculations for the J-PARC 3 GeV RCS”, KEK Report 2004-1 (2004).
- [9] 大強度陽子加速器施設(J-PARC)放射線障害予防規程(2010)
- [10] N. Bohr, “The penetration of atomic particles through matter”, K. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 18 (1948) No. 8.
- [11] H. A. Bethe, Ann. Phys. **5**, 325(1930)
- [12] F. Bloch, Z. Phys. **81**, 363(1933)
- [13] R.M Sternheimer, Phys. Rev. **103**, 511(1956)
- [14] J. D. Jackson, “Classical Electrodynamics”, John Wiley & Sons Inc; 3<sup>rd</sup> edition (1998)
- [15] F. Sauli, “Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers”, CERN 77-09, (1977)
- [16] G. M. Barrow, “バーロー物理化学”, 東京化学同人; 5th Rev. (1990)
- [17] 東芝電子管デバイスカタログ,  
<http://www.toshiba-tetd.co.jp>
- [18] Saint-Gobain 社カタログ,  
<http://www.detectors.saint-gobain.com/Plastic-Scintillator.aspx>
- [19] 浜松ホトニクスカタログ,  
<http://jp.hamamatsu.com>