

修 士 学 位 論 文

炭素スパッタを用いた Resistive GEM の開発

2016 年 2 月 3 日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 141s128s

氏名 山内 悟

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

GEM(Gas Electron Multiplier) とはマイクロパターン構造を持つガス検出器 (MPGD) の一種であり、様々な高エネルギー実験で電離電子を増幅するために利用されている。マイクロスケールの穴が等間隔に空いたメッシュ状の構造を持っており、両面の電極に大きな電位差を与えることにより穴の中に高電場を形成して電子雪崩を起こす。

MPGD では狭い電極間に大きな電位差を与えるので、電極間で放電が起こり検出器が損傷するリスクがある。GEM の場合には、放電の繰り返しにより穴の中に導通路が形成されて、検出器として動作させられなくなる。この問題を解決するために、一般的な GEM の電極は金属であるが、その代わりに電極素材に高抵抗物質を用いるという手法が研究されてきた。

本研究では、電極にスパッタリング技術による炭素薄膜を用いた Resistive GEM を開発した。放電を抑制できるだけでなく、電極が非常に薄いために、増幅された電子が GEM の陽極に吸着されずに読み出し基板まで届く効率が大きくなることも期待される。本論文では X 線源を用いた基本性能試験、高速中性子を用いた放電耐性試験、Garfield++ を用いたシミュレーションによる電極の厚さの効果の検証の結果について述べる。

目次

概要	i
第 1 章 ガス粒子線検出器	1
1.1 粒子と物質の相互作用	1
1.1.1 荷電粒子と物質の相互作用	1
1.1.2 光子と物質の相互作用	2
1.2 ガス増幅	5
1.2.1 ガス中での電離	5
1.2.2 ガス中でのイオンと電子の移動	5
1.2.3 電子雪崩	6
1.2.4 ガス検出器の動作電場領域	7
1.3 種々のガス粒子線検出器	8
1.3.1 比例計数管	8
1.3.2 MWPC	8
1.3.3 MSGC	9
1.3.4 MicroMEGAS	9
1.3.5 μ -PIC	10
第 2 章 GEM	11
2.1 基本構造と動作原理	11
2.2 放電による損傷	13
2.3 放電耐性をもつ GEM	14
2.3.1 絶縁素材にテフロンを用いた GEM	14
2.3.2 電極にカプトンを用いた GEM	15
2.4 炭素スパッタを用いた Resistive GEM	16
2.4.1 スパッタリング技術	16
2.4.2 製法と構造	18
第 3 章 X 線源を用いた基本性能試験	19
3.1 ガス増幅率測定の実験原理	19
3.1.1 5.9keV の X 線とガスの相互作用	19
3.1.2 増幅率の計算	20
3.2 セットアップ	21
3.2.1 3 段 GEM チェンバー	21
3.2.2 データフロー	21
3.2.3 キャリブレーション	22
3.3 信号波形、エネルギースペクトル	23
3.4 動作電場の最適化	24
3.4.1 ドリフト領域	24
3.4.2 インダクション領域	25

3.4.3	トランスファー領域	26
3.5	ガス増幅率	27
3.5.1	Standard GEM	27
3.5.2	Resistive GEM	28
3.6	動作させられなかった Resistive GEM	30
第 4 章	高速中性子による放電耐性試験	31
4.1	放電耐性試験の原理	31
4.1.1	加速器を用いた中性子の発生	31
4.1.2	中性子とガスの相互作用	32
4.2	セットアップ	33
4.2.1	中性子照射量	33
4.2.2	放電の観測	34
4.3	放電率	35
第 5 章	Garfield++ を用いた電極の厚さの効果の検証	36
5.1	ソフトウェア	36
5.1.1	Gmsh	36
5.1.2	Elmer	37
5.1.3	Garfield++	37
5.2	シミュレーションの方法	38
5.3	電極の厚さと実効増幅率の関係	40
第 6 章	まとめ	41
	謝辞	42
	参考文献	43

第 1 章 ガス粒子線検出器

高エネルギー物理の実験で用いられるガス粒子線検出器は、粒子と物質 (ガス) の相互作用によりガス原子に与えられたエネルギーを観測する。ガス検出器はガスで満たされた空間内 (チェンバー) で動作させ、ガス中を通過する荷電粒子や光子によって生成された電離電子を収集・増幅して電気信号として検出する。

イオン化エネルギーを超えるエネルギーをもつ荷電粒子や光子がチェンバーに入射すると、ガス原子・分子が電離され、イオン電子対が生成される。チェンバー内の電場によりイオンは電場方向、電子は電場と逆方向に移動を始めるが、電子は電場による加速とガス原子との衝突による減速を繰り返しながら移動していく。強電場領域では電子がこの衝突間に強く加速されて、イオン化エネルギーを超える運動エネルギーを得て、ガス原子を電離する。ここで生成された電子がまた次の電離を起こすという形で連鎖的に電離が起こる。これを電子雪崩とよび、電子雪崩で生成された大量の電子による電荷の移動によって、電極に信号が誘起され電気信号として測定される。

1.1 粒子と物質の相互作用

1.1.1 荷電粒子と物質の相互作用

高速の荷電粒子はガスなどの媒体中を通過するときに、様々な相互作用を起こす。全ての相互作用の可能性が考えられるが、強い相互作用、弱い相互作用と比べて電磁相互作用が起こる確率が非常に大きいので、この相互作用が検出原理として使われる。電磁相互作用の過程にはクーロン相互作用、チェレンコフ放射と制動放射があるが、ガス検出器での反応ではクーロン相互作用が支配的であるため、以下ではこれについて述べる。

荷電粒子が媒体に入射すると、媒体中の電子とクーロン力によって相互作用しエネルギーを与える。そして物質を構成する原子が電離されて電子イオン対が生成されるか、または電子がより高いエネルギー準位に励起されて励起原子が生成される。このとき入射荷電粒子は、媒体中の電子に与えたエネルギーの分だけエネルギーを損失する。その単位長さあたりのエネルギー損失は以下の Bethe-Bloch の式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z_e^2}{m_0 v^2} NB \quad (1.1)$$

$$B = Z \left(\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (1.2)$$

ここで、 e は電気素量、 m_0 は電子の静止質量、 z_e は入射粒子の電荷、 v は入射粒子の速度、 N は媒体物質の単位体積あたりの原子個数、 Z は媒体物質の原子番号、 I は実行電離ポテンシャルである。

Bethe-Bloch の式から計算される荷電粒子のエネルギー損失を、入射粒子が μ^+ 、媒体が銅の場合について図 1.1 に示す。単位長さあたりのエネルギー損失は、速度が小さいところでは β^2 に反比例して小さくなり、 $\beta\gamma \sim 4$ 付近で極小となる。速度が大きいところでは (1.2) 式の $\ln(1 - \beta^2)$ の項の寄与が支配的になり、大きくなる。

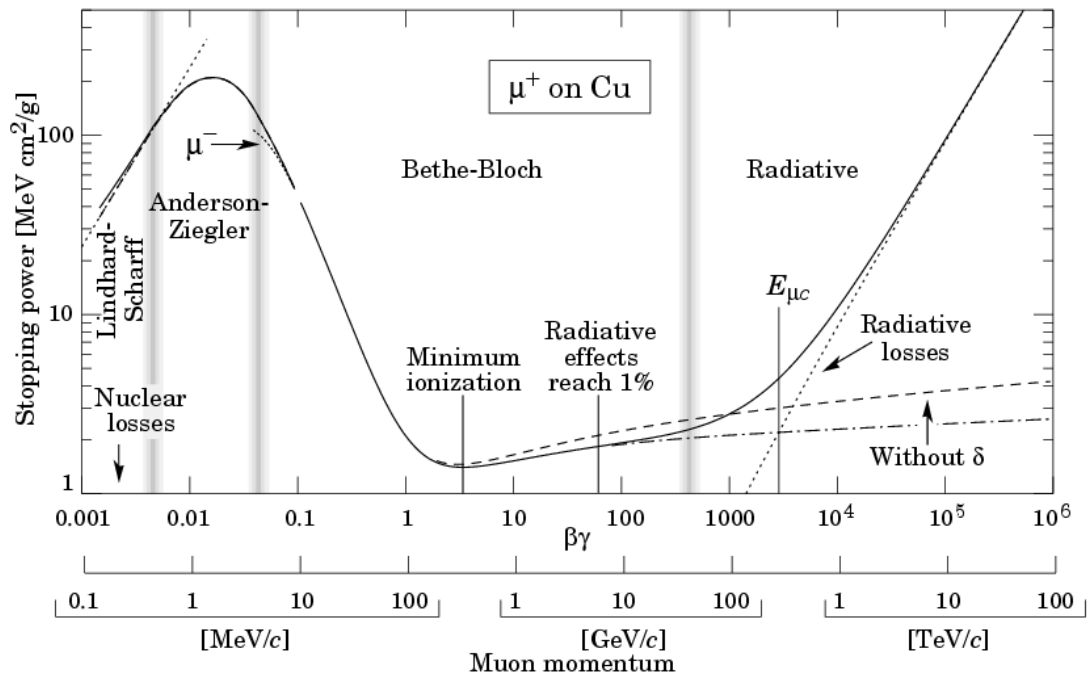


図 1.1 銅における μ^+ のエネルギー損失 [1]

1.1.2 光子と物質の相互作用

光子と物質の相互作用は、光子のエネルギーによって異なる過程で起こる。数 keV までの小さいエネルギーにおいては光電効果、数 keV から数百 keV までのエネルギーにおいてはコンプトン散乱、それ以上のエネルギーにおいては電子陽電子対生成が支配的となる。またこれらの相互作用の断面積は、光子のエネルギーのみではなく物質の原子番号にも依存する。これらによってどの相互作用が支配的なるかを図 1.2 に示す。

以下では、前述の代表的な 3 つの相互作用について説明する。

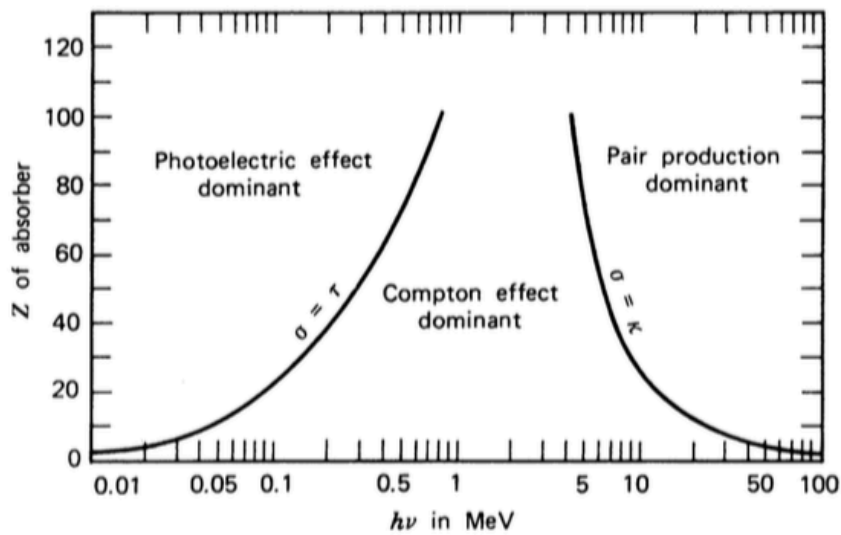


図 1.2 光子と物質の支配的な相互作用 [14]

横軸は光子のエネルギー、縦軸は原子番号である。曲線上では隣り合う 2 つの相互作用の断面積が等しい。

光電効果

光子が物質に入射しその全エネルギーが吸収され、物質中の電子がその束縛エネルギーを超えるエネルギーを得て放出される。したがって、この反応は入射光子のエネルギーが電子の束縛エネルギーよりも大きいときに起こる。光電効果の模式図を図 1.3 に示す。この相互作用によって放出される電子は光電子と呼ばれ、そのエネルギー E_e は次式のようになる。

$$E_e = E_\gamma - I \quad (1.3)$$

ここで、 E_γ は入射光子のエネルギー、 I は電子の束縛エネルギーである。光電子の進行方向は入射粒子線のエネルギーが非常に小さい場合を除いて、入射光子と同じ方向となる。

光電効果の起こる確率は、原子核による束縛エネルギーが大きい電子ほど大きくなる。したがって、入射光子のエネルギーが K 殻の束縛エネルギーよりも大きい場合には、主に K 殻の電子が光電子として放出される。光電効果の断面積は吸収物質の原子番号の 5 乗、光子のエネルギーの $\frac{7}{2}$ 乗に比例する。例えば、吸収物質が鉛の場合には 500keV 以下、アルミニウムの場合には 50keV 以下で光電効果が支配的となる。これらのエネルギーを超えると、光電効果の起こる確率は急激に小さくなる。

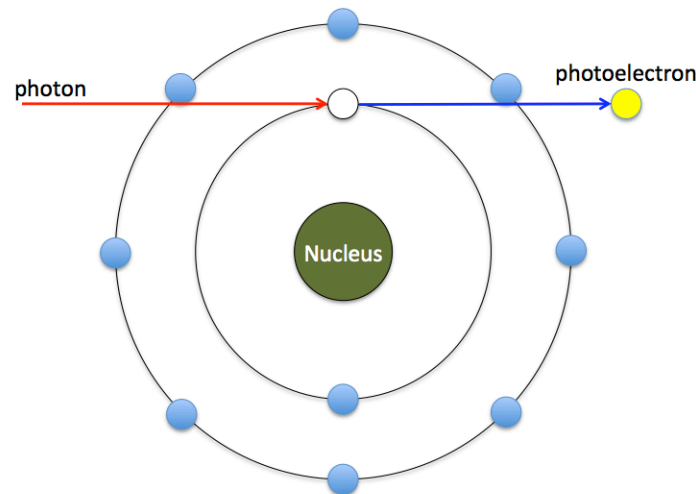


図 1.3 光電効果の模式図

コンプトン散乱

光子がそのエネルギーの一部を電子に与えることで電子が反跳され、光子は与えたエネルギーの分だけエネルギーが小さくなる。コンプトン散乱の模式図を図 1.4 に示す。この弾性散乱のエネルギーと運動量の保存則から、散乱後の光子のエネルギー E'_γ 、反跳電子のエネルギー E_e はそれぞれ以下の式のようになる。

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) E_\gamma} \quad (1.4)$$

$$E_e = E_\gamma \frac{(1 - \cos \theta) E_\gamma}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) E_\gamma} \quad (1.5)$$

ここで、 c は光速、 m_e は電子の質量、 E_γ は入射光子のエネルギー、 θ は光子の散乱角である。

コンプトン散乱の起こる確率は吸収物質の軌道電子数、つまり原子番号に比例する。例えば、吸収物質が鉛の場合には 0.5 ~ 5MeV、アルミニウムの場合には 0.05 ~ 15MeV でコンプトン散乱が支配的となる。

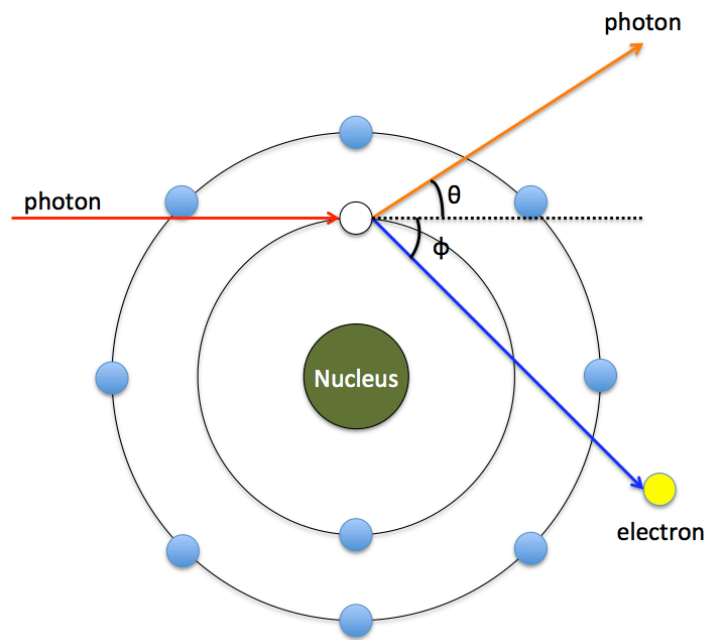


図 1.4 コンプトン散乱の模式図

電子陽電子対生成

光子が原子核の付近を通過するとき、原子核内のクーロン電場と相互作用し一対の電子と陽電子が放出される。したがって、この反応は入射光子のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍、つまり 1.022MeV 以上のときに起こる。電子陽電子対生成の模式図を図 1.5 に示す。電子または陽電子のエネルギー E_e は次式のようになる。

$$E_e = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (1.6)$$

エネルギー E_e をもつ確率はエネルギーに反比例して小さくなる。

電子陽電子対生成の起こる確率は原子番号の 2 乗に比例する。

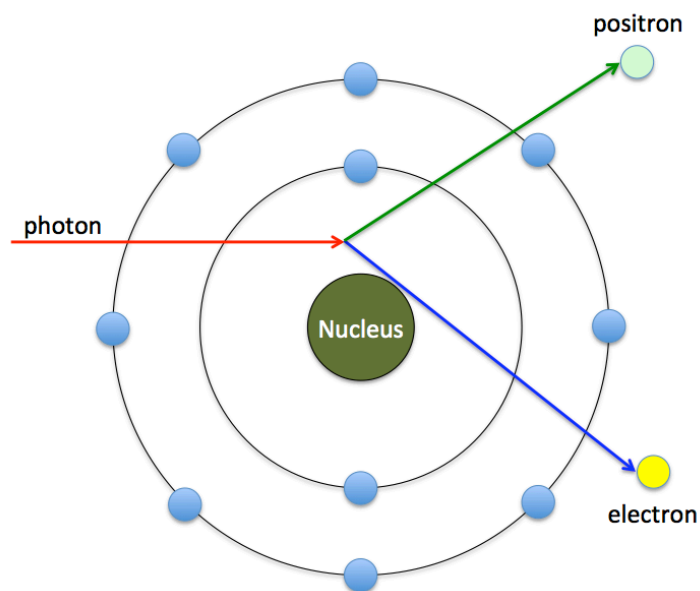


図 1.5 電子陽電子対生成の模式図

1.2 ガス増幅

1.2.1 ガス中での電離

荷電粒子がガス中を通過すると、その軌道に沿って電離が起こり、イオン対が生成される。一般に、ガス中に生成されるイオン対の数 n は荷電粒子のエネルギー損失 ΔE に比例し、次式のようになる。

$$n = \frac{\Delta E}{W} \quad (1.7)$$

ここで、 W は一つのイオン対を生成するために入射荷電粒子が損失するエネルギーの平均であり、 W 値という。電離が起こるのは、入射荷電粒子の局所的なエネルギー損失が電子の束縛エネルギーよりも大きいときであり、ガス検出器で用いられるガス原子において最小の電子の束縛エネルギーは $10 \sim 20\text{eV}$ である。

電離によりイオン対をつくる過程の他に、分子のより高い束縛状態に電子を励起させて励起分子を生成する過程がある。励起した希ガス分子はクエンチングガスと反応するなどして電子を生成する (ペニング効果)。したがって、 W 値は電離に必要なエネルギーよりも大きくなる。各ガスの W 値を図 1.6 に示す。 W 値はガスの種類、放射線の種類とそのエネルギーに大きくは依存せず、ほぼ一定の値になることが実験的に知られている。

Gas	Density, mg cm^{-3}	E_x eV	E_I eV	W_I eV	$dE/dx _{\min}$ keV cm^{-1}	N_P cm^{-1}	N_T cm^{-1}
He	0.179	19.8	24.6	41.3	0.32	3.5	8
Ne	0.839	16.7	21.6	37	1.45	13	40
Ar	1.66	11.6	15.7	26	2.53	25	97
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH ₄	0.667	8.8	12.6	30	1.61	28	54
C ₂ H ₆	1.26	8.2	11.5	26	2.91	48	112
iC ₄ H ₁₀	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO ₂	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF ₄	3.78	10.0	16.0	54	6.38	63	120

図 1.6 各ガスの W 値 [2]

1.2.2 ガス中でのイオンと電子の移動

電離により生成されたイオンと電子は、引きつけ合い再結合することで中性原子に戻ろうとする。そのため、ガス中に電場をかけてイオンと電子をそれぞれ逆方向に移動させることで、再結合を抑制する必要がある。電場により陽イオンは電場方向に、電子は電場と逆方向に移動するが、その速度は大きく異なる。

イオンは電場により加速され気体分子と衝突して止まるということを繰り返しながら移動する。電場強度 E に比例した速度で移動するが、その平均ドリフト速度 v_D は次式のようになる。

$$v_D = \mu \frac{E}{p/p_0} \quad (1.8)$$

ここで、 μ はイオンの移動度、 p はガスの圧力、 p_0 は標準圧力 (1atm) である。イオンの移動度はガス分子と気体の組み合わせによって決まっている。同一気体および異種の気体中におけるイオンの移動度を図 1.7 に示す。例えば、アルゴンガス中のアルゴンイオンのドリフト速度は、 $p = 1 \text{ atm}$ 、 $E = 1\text{kV/cm}$ において、 $v_D = 1.7 \times 10^3 \text{cm/s}$ となり、ガス中を 1cm 移動するのに要する時間は約 0.6ms となる。

気体	イオン	移動度 μ^+ ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
He	He ⁺	10.2
Ar	Ar ⁺	1.7
H ₂ O	H ₂ O ⁺	0.7
Ar	(OCH ₃) ₂ CH ₂ ⁺	1.51
isoC ₄ H ₁₀	(OCH ₃) ₂ CH ₂ ⁺	0.55
(OCH ₃) ₂ CH ₂	(OCH ₃) ₂ CH ₂ ⁺	0.26
Ar	isoC ₄ H ₁₀ ⁺	1.56
isoC ₄ H ₁₀	isoC ₄ H ₁₀ ⁺	0.61
Ar	CH ₄ ⁺	1.87
CH ₄	CH ₄ ⁺	2.26
Ar	CO ₂ ⁺	1.72
CO ₂	CO ₂ ⁺	1.09

図 1.7 イオンの移動度の実測値 [3]

電子もイオンと同様に、電場により加速され気体分子と衝突して止まるということを繰り返しながら移動するが、電子の平均自由行程はイオンに比べて非常に大きい。とくに、運動エネルギー 1eV 程度の電子はガス原子との衝突断面積が小さい (Ramsauer 効果)。したがって、電子は衝突と衝突の間にイオンよりもはるかに加速される。アルゴンガス中 ($p = 1 \text{ atm}$, $E = 1 \text{ kV/cm}$) での電子のドリフト速度は $0.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 程度であり、ガス中を 1 cm 移動するのに要する時間は $2 \mu\text{s}$ 程度となる。よって、電子の収集時間はイオンのそれと比べて 2~3 桁小さい。

1.2.3 電子雪崩

電場が大きくなるほど、電子が気体分子に衝突するまでに得られるエネルギーが大きくなる。十分に大きい電場のもとでは、入射荷電粒子がガス原子を電離することで生じた電子が気体分子に衝突するまでに十分なエネルギーを得て、その電子もさらなる電離を起こす。一方で、入射荷電粒子も次の電離を起こす。このような電離の過程を繰り返す (電子雪崩) ことで電子の数が増えていくことをガス増幅という。ガス増幅が起こる閾値は、1 気圧のガス中において 10 kV/cm 程度である。

十分なエネルギーを持った電子が電離を起こすまでの平均自由行程の逆数 α をタウンゼント係数と呼び、これはドリフト距離あたりに生成されるイオン対の数を表す。ある時点での電子の数を n とすると、微小距離 dx を進む間に増加する電子の数 dn は次式のようになる。

$$dn = n\alpha dx \quad (1.9)$$

ここで、 α は上述のタウンゼント係数である。また、これを積分すると

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (1.10)$$

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (1.11)$$

となる。ここで、 M は増幅率を表す。電場が一様でない場合には、

$$M = \exp\left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right) \quad (1.12)$$

となる。よって、電子の数は距離に対して指数関数的に増大する。

電子雪崩によりイオン対が生成される過程の他に、前述したように励起原子が生成される過程が起こる。これにより光子が放出され、そのエネルギーにより増幅が起こることがある。この余分な増幅を防ぐために、ガス検出器では炭化水素などのクエンチングガスを混ぜている。クエンチングガスの分子は、アルゴンの励起原子などから放出された光子のエネルギーを分子の回転や振動などのエネルギーに変換することで光子のエネルギーを吸収し、増幅を抑える。

1.2.4 ガス検出器の動作電場領域

検出器の電場強度と増幅率の関係は電場強度の領域によって異なる。検出器の印加電圧と電離による信号の大きさの関係を、入射粒子が α 線、 β 線の場合について図 1.8 に示す。以下、各領域について述べる。

- 電離飽和領域 (Ion saturation region)

電場が小さい場合には、電離で生成されたイオン対が再結合してしまう。電場を大きくして再結合を抑えて、電離電子をすべて収集できるが、電子雪崩は起こらない状態である。

- 比例計数領域 (Proportional region)

検出器の電場の大きさに比例して増幅率が大きくなる。一次電子に比例した出力をするため、入射粒子線のエネルギー分析ができる。パルス電流の持続時間が短いため不感時間が短く、高い計数率で測定することができる。(gain: $\sim 10^6$)

- 限定比例領域 (Limited proportional region)

ガス増幅の過程で生じる光子が余分な増幅を起こす効果が無視できなくなり、印加電圧と信号の大きさの比例関係が崩れている。(gain: $10^6 \sim 10^8$)

- ガイガーミュラー領域 (Geiger-Mueller region)

増幅過程で生じる光子が次々と増幅を起こし広がっていくため、一次電子の数に関係しない一定の大きさの信号を出力する。増幅率が大きいので検出感度は大きいですが、エネルギーを分析することはできない。パルス電流の持続時間が長いので不感時間が長く、高計数率での測定は難しい。(gain: $10^8 \sim 10^{10}$)

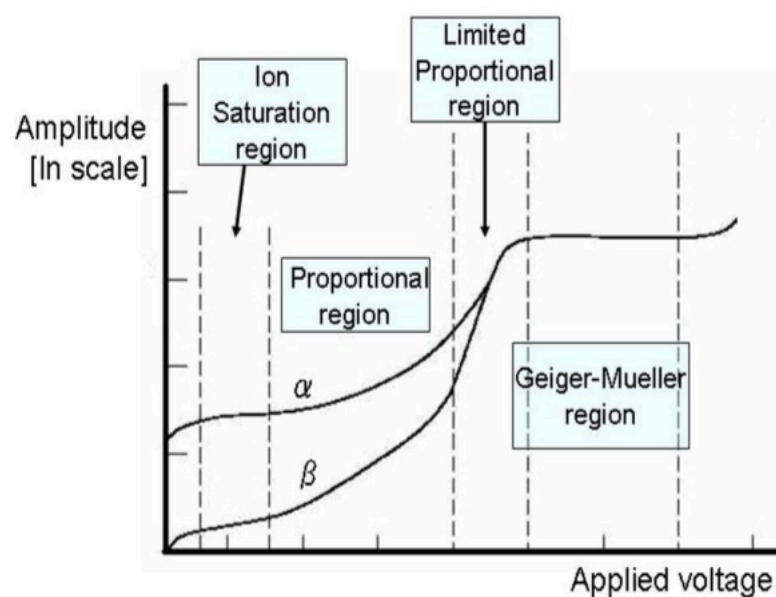


図 1.8 ガス増幅電場領域 [4]

1.3 種々のガス粒子線検出器

1.3.1 比例計数管

比例計数管は最も基本的なガス粒子線検出器である。図 1.9 のように、円筒状の陰極の中心に数 10～数 100 μm 径の陽極のワイヤーが張られた構造をしている。円筒内はアルゴンとエタン (クエンチングガス) の混合ガスなどで満たされている。円筒内でワイヤー中心からの距離が r の位置の電場 $E(r)$ は次式のようにになる。

$$E(r) = \frac{V}{r \times \ln(b/a)} \quad (1.13)$$

ここで、 V は陽極と陰極の電位差、 a はワイヤーの半径、 b は円筒の半径である。式で表されるように、ワイヤーに近づくほど電場は大きくなる。したがって、円筒内に入射した粒子により生成された一次電子がワイヤー方向にドリフトされ、ワイヤー近傍で電子雪崩を起こす。

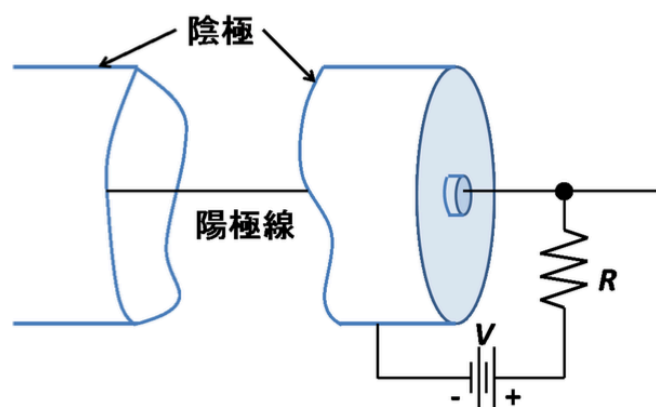


図 1.9 比例計数管の構造 [5]

1.3.2 MWPC

MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) は 1968 年に G. Charpak によって開発された検出器である [12]。比例計数管を平行に並べたような検出器であり、どのワイヤーが信号を読みだしたかによって粒子線的位置を特定することができる。図 1.10 のように、2 枚の板状の陰極の間に等間隔で陽極ワイヤーが並んでいる。MWPC では、ワイヤー同士の静電反発のためにワイヤー間隔を数 mm よりも小さくすることができない。また、電子雪崩で生成されたイオンを陰極に収集するのに長い時間を要するために、粒子線が高頻度で入射する環境で動作させることが難しい。

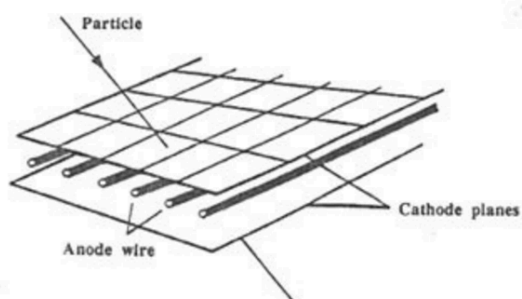


図 1.10 MWPC の構造 [6]

1.3.3 MSGC

MSGC(Micro Strip Gas Chamber) は1988年にA. Oedによって開発された検出器で [11]、MPGD(Micro Pattern Gas Detector) の一種である。リソグラフィー技術を用いて、絶縁基板の上に陽極ストリップ電極と陰極ストリップ電極が交互に配置されている (図 1.11)。基板上に電極を配置するために数百 μm の間隔で電極を配置でき、これにより MWPC の弱点を解決している。各陽極ストリップに隣り合って陰極ストリップが配置されているため、電子雪崩で発生したイオンが速やかに収集されるので、粒子線が高頻度で入射する環境でも安定して動作させることができる。ドリフトプレーンと基板の間で生成された一次電子が基板までドリフトされ、基板上の陽極と陰極の間の高電場で電子雪崩を起こす。絶縁板を挟んで陽極と垂直方向にバックストリップが並んでいて、陽極ストリップとバックストリップからの信号で二次元の位置情報を得ることができる。

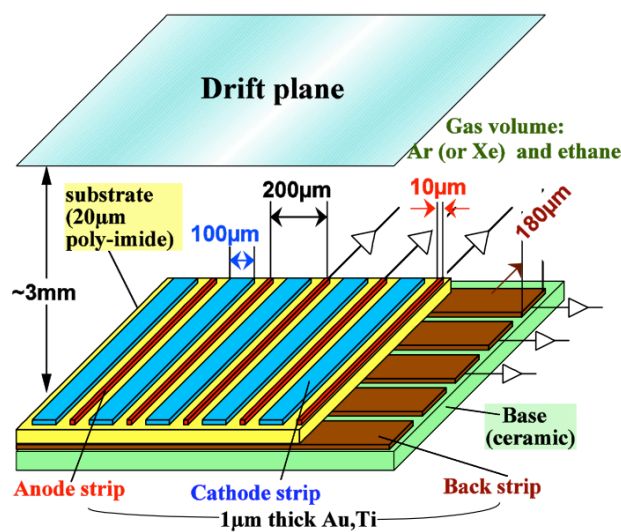


図 1.11 MSGC の構造 [7]

1.3.4 MicroMEGAS

Micro MEGAS(Micro-MESh Gaseous Structure) は1996年にY. Giomatarisによって開発されたMPGDである [13]。その構造と動作原理を図 1.12 に示す。鋼鉄製のメッシュによって数 mm のドリフト領域と100 μm 程度の増幅領域を分けている。PCB ボード上に信号読み出し用のストリップ電極と、メッシュを支えるためのピラーが配置されている。ドリフト領域で生成された一次電子がメッシュまでドリフトされ、メッシュと基板の間の高電場領域で電子雪崩を起こす。ドリフト領域の電場が数百 V/cm であるのに対して、増幅領域の電場は数十 kV/cm でドリフト電場の100倍程度であり、これによってほとんどの電子はメッシュを通り抜けることができる。電子雪崩で生成されたイオンが速やかにメッシュに到達するため、粒子が高頻度に入射する環境に適している。MicroMEGASはATLAS Phase-I upgradeで採用されており、2016年現在、盛んに研究が行われている。

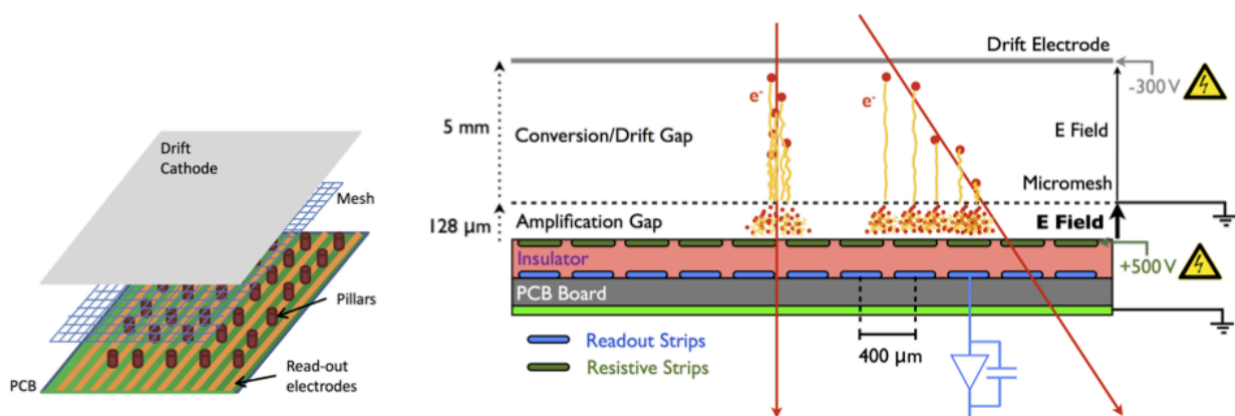


図 1.12 MicroMEGAS の (左) 構造 (右) 動作原理イメージ [8]

1.3.5 μ -PIC

μ -PIC(Micro Pixel Chamber) は 2001 年に越智敦彦、谷森達によって開発された MPGD である [10]。その構造を図 1.13 に示す。径 $50\mu\text{m}$ のピクセル型の陽極を径 $250\mu\text{m}$ の陰極ストリップの穴が囲んでいる。陽極ピクセルは絶縁基板を貫き、裏側で陽極ストリップにつながっている。陽極ストリップと陰極ストリップは垂直な方向に並んでおり、ストリップの間隔はどちらも $400\mu\text{m}$ である。陽極ストリップと陰極ストリップのどちらからも信号を読み出すことができ、二次元の位置情報が得られる。ドリフト領域で生成された一次電子が μ -PIC までドリフトされ、陽極近傍の高電場領域で電子雪崩が生じる。上述の MPGD と同様、電極間の距離が小さいためイオンの収集時間が短く、ハイレートな実験に用いることができる。 μ -PIC はその特徴的な構造により、以下の強みがある。

- 陽極がピクセルの形状であるため陽極近傍の電場が大きくなり、増幅率が大きくなること。
- 陰極が円形であるため陰極近傍の電界強度が抑えられ、陰極の端からの放電が起こりにくいこと。
- 放電によるダメージがピクセル単位になること。

また、MSGC においてバックストリップからの信号は陽極ストリップからの信号よりも小さくなるのに対し、 μ -PIC では陽極からの信号と陰極からの信号が原理的に同じ大きさとなることも強みである。

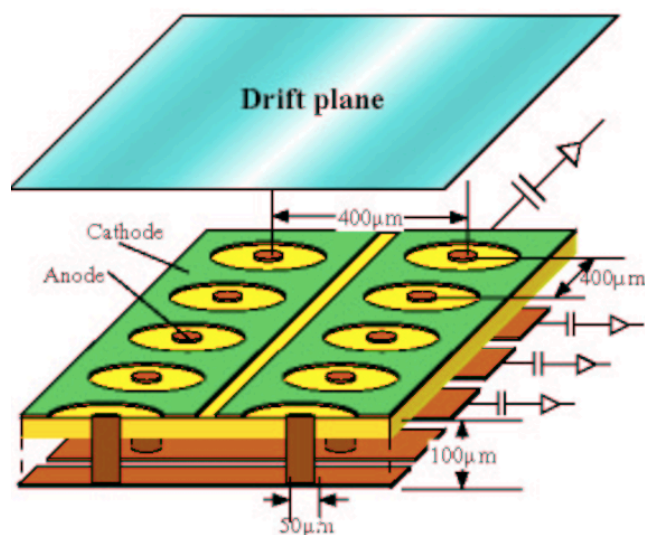


図 1.13 μ -PIC の構造

第 2 章 GEM

2.1 基本構造と動作原理

GEM(Gas Electron Multiplier) は、1997 年に CERN の F.Sauli らによって開発された MPGD である [16]。CERN で使われている一般的な GEM を例に挙げて構造を説明する。その GEM の電子顕微鏡による拡大写真と断面の模式図を図 2.1 に示す。厚さ $50\mu\text{m}$ のポリイミド層 (絶縁層) の両面に厚さ $5\mu\text{m}$ の銅箔 (電極) が貼り付けられており、そこに径が $70\mu\text{m}$ の穴が $140\mu\text{m}$ の間隔で高密度に空けられたメッシュ状の構造を持っている。両面の電極間に大きな電位差を与えることで穴の中に高電場が形成され、その穴の中に入射した電子が電子雪崩を起こす。

GEM の役割はガス増幅を起こすことのみであり、電荷信号の読み出しの役割は独立して設計された基板が担う。したがって、GEM を多段に重ねてセットすることが可能であり、1 枚あたりの GEM の増幅率を小さめにして放電のリスクを抑えながら、合計で大きな増幅率を得ることができる。また、他の検出器と組み合わせることもでき、これが GEM の利点の一つである。

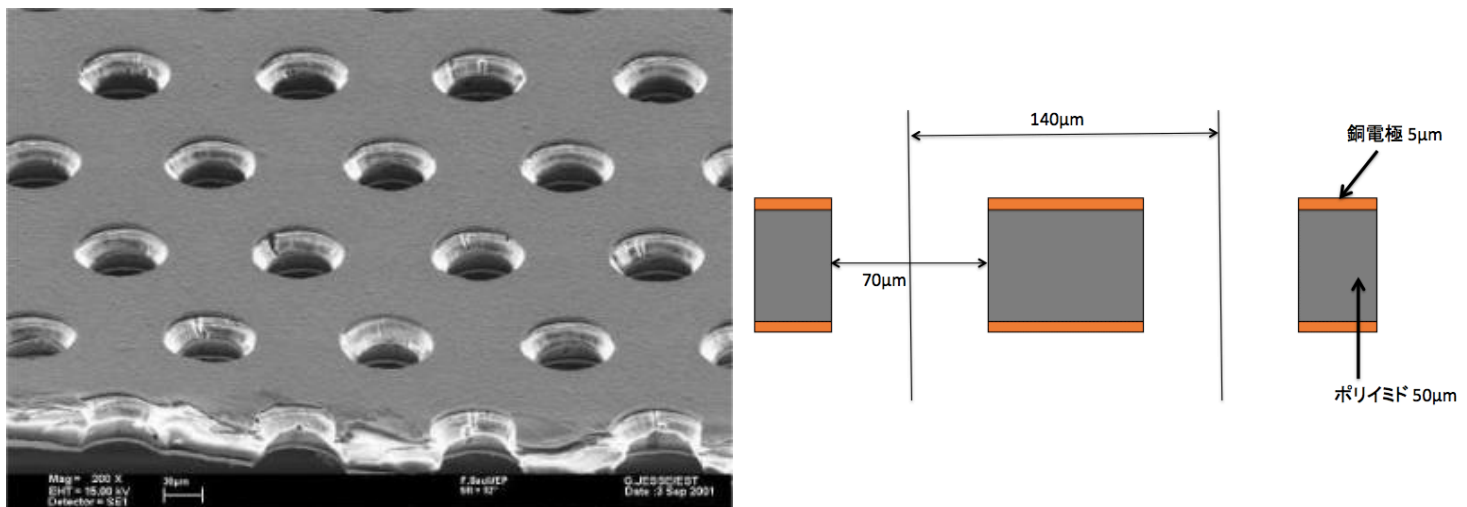


図 2.1 GEM の (左) 拡大図 [15](右) 断面模式図

ここで、本実験で用いた金属電極の標準的な GEM の構造を示す。

- 絶縁層: $100\mu\text{m}$ 厚 液晶ポリマー (LCP)
- 電極: $5\mu\text{m}$ 厚 銅箔
- 穴: 径 $70\mu\text{m}$ 、間隔 $140\mu\text{m}$
- 有感領域: $26\text{mm} \times 26\text{mm}$

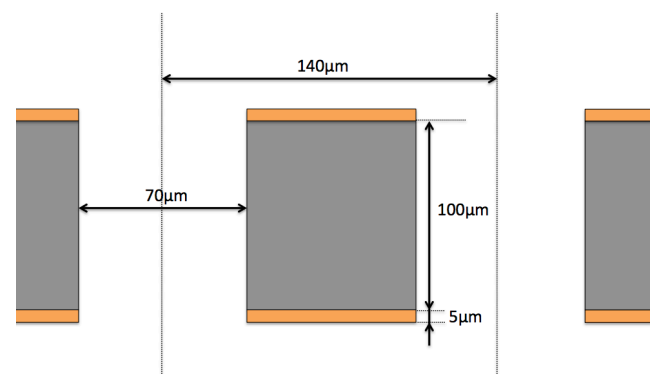


図 2.2 本実験で用いた Standard GEM の断面模式図

この GEM はサイエナジー社によって製作された。

GEMのセットアップを図2.3に示す。GEMを板状の陰極(ドリフトプレーン)と読み出し基板で挟んでおり、その間の空間はガスで満たされている。ドリフトプレーンとGEMの間の領域をドリフト領域、GEMと読み出し基板の間の領域をインダクション領域と呼ぶ。まず、入射粒子によってドリフト領域のガス原子が電離され、生成された電子がGEMの穴に向かう。そして、穴の中の高電場により大きなエネルギーを得た電子が次々と電離を起こし、GEMで増幅された電子がインダクション領域の電場により基板まで移動する。このような過程で、GEMを用いて電荷による信号を得ることができる。また、電子雪崩で生じたイオンのほとんどはドリフトプレーンに向かって移動する。このため他の多くのガス検出器とは異なり、信号はドリフト速度が遅いイオンの寄与を受けず、電子の寄与のみの信号を得ることができる。よって、GEMは高頻度入射環境で使用でき、イオンがある空間に留まることで生じる空間電荷の問題を最小化することができる。

GEMの穴の近辺の電気力線を図2.4に示す。GEMの穴の中の電気力線の密度はドリフト領域やインダクション領域と比べて非常に大きい。動作させるのに適当な電場は、ドリフト領域では0.6~1kV/cm程度、インダクション領域では数kV/cm、GEMの穴の中では数十kV/cmである。また、穴の端の電気力線は電極にぶつかっているため、増幅された電子の一部は陽極にとらえられてしまい基板まで届かない。

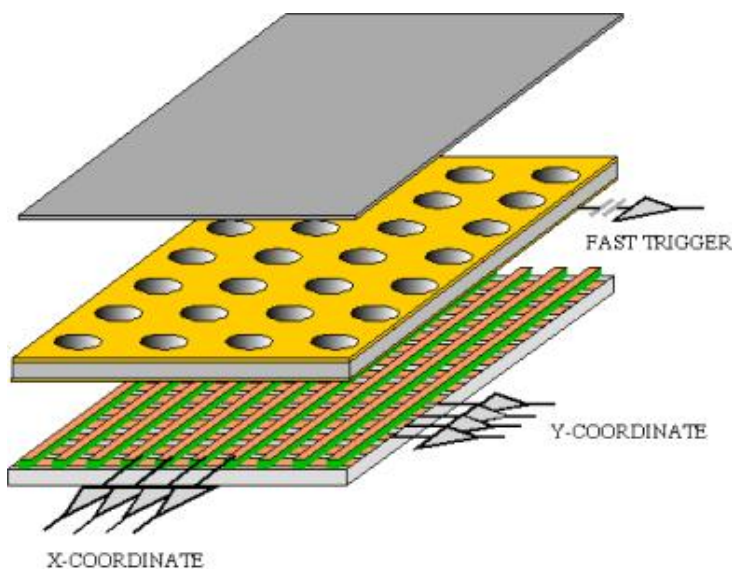


図2.3 GEMのセットアップ模式図 [15]
上からドリフトプレーン、GEM、読み出し基板が並んでいる。

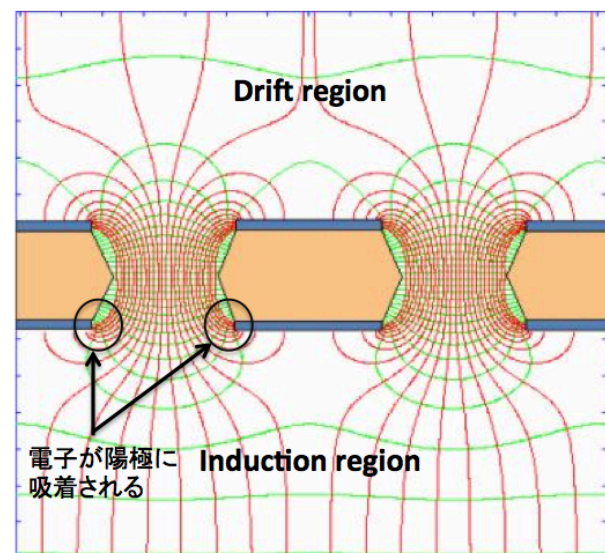


図2.4 GEM穴の近辺の(赤)電気力線(緑)等電線 [15]

2.2 放電による損傷

一般的に MPGD では、狭い電極間に高電圧をかけるために放電が起こるという問題がある。陽極と陰極が絶縁基板を介して物理的につながっているため、電極間で放電が繰り返し起こると絶縁基板上に導通路ができる。こうなると、導通した部分には電圧をかけることができなくなり、検出器として動作しなくなってしまう。GEM の場合には、表面と裏面の電極間で放電が起こることにより、穴の中に絶縁層に沿って導通路が形成されてしまう。放電により表と裏の電極がショートし、壊れてしまった GEM の拡大写真を図 2.5 に示す。本研究の目的は、このような放電による損傷を防ぐことである。

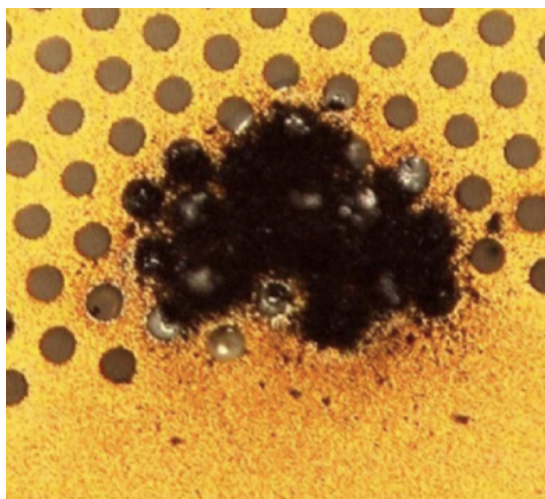


図 2.5 放電により壊れた GEM[17]

放電は検出器により大きな電圧をかけたときに起こりやすくなる。大きな印加電圧、つまり高増幅率で動作しても放電が起こりにくく、起こっても検出器に重大な損傷が残らない MPGD の開発が求められている。GEM では放電によるリスクを抑えながら高増幅率を実現するため、1枚あたりの増幅率を小さくして多層のセットアップにしている。しかし、多層にセットすることは設計の複雑さや高コストにつながっている。放電耐性をもつ GEM が開発できれば、1枚の GEM のみで高増幅率かつ安定に動作させることができるため、これらを解決することができる。

また、高増幅率で安定に動作している検出器においても、ガス中の局所的な電子の数が Raether limit($10^6 \sim 10^7$)[21] を超えると放電が起こるとされている。したがって、検出の標的としている粒子が落とすエネルギーに対して適当な増幅率で動作しているとき、標的の粒子よりも非常に大きなエネルギーを落とす粒子が入射した場合には放電が起こる可能性がある。入射粒子が生成する一次電子の数が多いため、増幅後の総電子数が Raether limit を超えるからである。例えば、高エネルギーハドロンの衝突実験で μ 粒子を検出対象としていたときに、高速中性子が入射する場合である。このとき、高速中性子がガス原子の原子核を反跳し、その反跳原子核が短距離に大きなエネルギーを落とし、放電につながる。このような状況においても、放電により重大な損傷を受けない検出器が求められる。本研究の目的は、高増幅率で安定動作し、かつ想定外の多量の一次電子が生成された場合にも放電による重大なダメージを受けない GEM を開発することである。

2.3 放電耐性をもつ GEM

2.3.1 絶縁素材にテフロンを用いた GEM

GEM に放電耐性を持たせるために、絶縁層の素材をテフロン (PTFE) にした GEM が理化学研究所と東京都立産業技術研究センターによって開発された [18]。一般的な GEM の絶縁層は LCP やポリイミドであるが、これらよりもアーク放電の耐性が大きいことでテフロンが新たな絶縁素材として採用された。アーク放電とは、電位差の大きい電極間の気体分子がイオン化されプラズマが生成されることにより、そこに持続的に電流が流れる現象である。前述したように、GEM で放電が繰り返し起こると穴の中に導通路が形成されてしまうが、絶縁層をテフロンにすれば放電が起こっても導通路が形成されないと考えられた。

製法と構造について説明する。50 μm 厚のテフロンの両面に銅薄膜 (1 μm 程度) をスパッタリング法 (次節で述べる) で形成する。そして、フェムト秒レーザーで径 30~80 μm の円錐形の穴を 140 μm 間隔で空ける。レーザーの形は完全な円形ではないため、穴の形は楕円形になっている。また、テフロンと銅箔の吸着力が弱いために、穴の近辺の銅箔が剥がれている。テフロン GEM の拡大図を 2.6 に示す。構造の品質は良くないが、GEM として動作させることはできている。

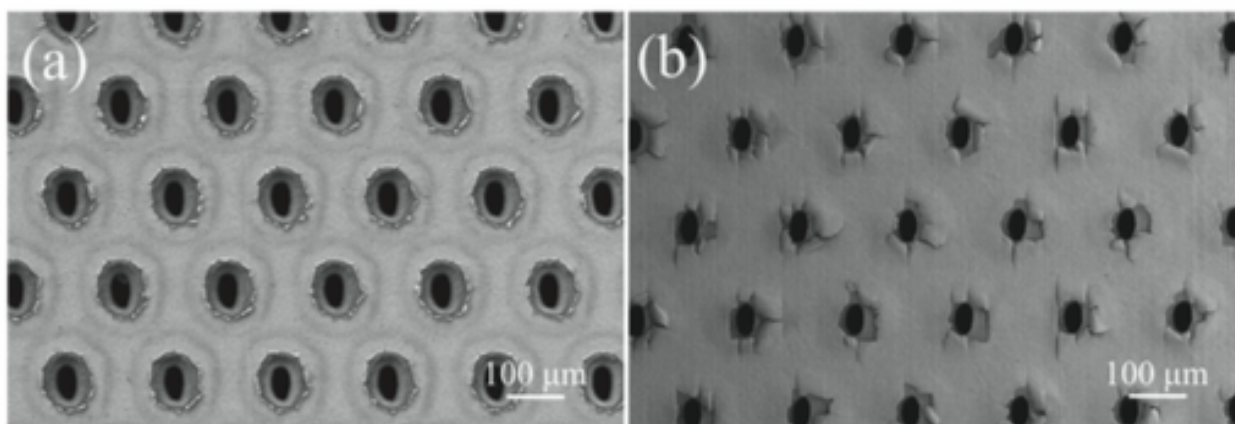


図 2.6 テフロン GEM(左) レーザー照射面 (右) 反対の面 [18]

この 50 μm 厚テフロンを用いた GEM では、ガスが Ar/CO₂(70/30) で印加電圧が 730V のときに 2.6×10^4 の増幅率が得られている。この増幅率は、絶縁層が 50 μm 厚 LCP の一般的な GEM で同じ電圧をかけたときと比べると小さい。この理由は、銅箔の欠けや穴の形の粗さなどにより増幅領域の電場が弱まっていることが原因であると考えられている。

放電率を比較したところ、テフロン GEM の方が LCP の GEM よりも非常に大きかった。これは穴の端の粗さが原因であると考えられている。一方、LCP の GEM は 91 回の放電でショートし壊れてしまったが、テフロン GEM は 40000 回以上放電しても壊れなかった。このことから、テフロン GEM は放電が起こっても壊れることがないといえる。よって、テフロンが放電耐性をもつ GEM の絶縁層になりうることは確認されたが、加工の面でまだ問題があるというのが現状である。

2.3.2 電極にカプトンを用いた GEM

GEM に放電耐性をもたせるために、電極に高抵抗物質である $25\mu\text{m}$ 厚のカプトンシートを用いた GEM を理化学研究所が開発した [17]。金属電極を用いた一般的な GEM の場合、電極間で放電が起こると大きな電流が GEM の全体に流れて、それが持続することがある。これによって GEM が焼けて壊れてしまう。電極に高抵抗物質を用いれば、電極間で小さな放電が起こったときに電圧降下により電極間の電位差が小さくなり、放電がすぐに抑えられる。つまり、小さな放電が起こってもそれが持続せず、大きな放電につながらない。製法と構造について説明する。厚さ $100\mu\text{m}$ のポリイミドの両面に $25\mu\text{m}$ 厚のカプトンシートを蒸着させる。そのフォイルに円錐形のレーザーを照射して径 $60\sim 80\mu\text{m}$ の穴を $140\mu\text{m}$ 間隔で空ける。試作機の写真と断面の模式図を図 2.7 に示す。

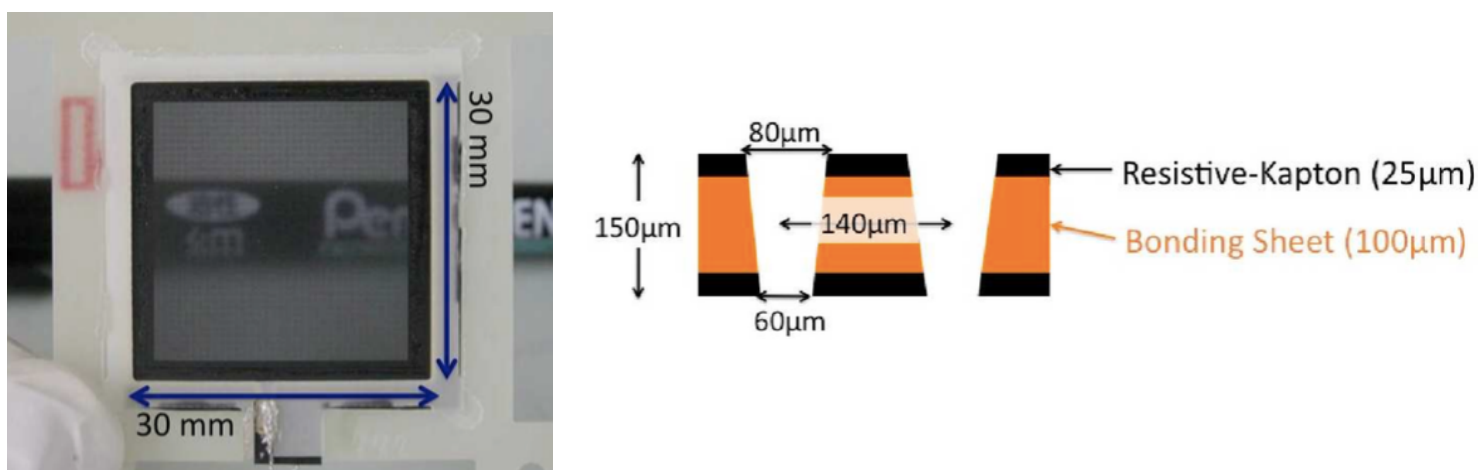


図 2.7 カプトン GEM の (左) 試作機と (右) 断面模式図 [17]

この GEM では、ガスが $\text{Ar}/\text{CO}_2(70/30)$ で印加電圧が 620V のときに 600 の増幅率を得られている。絶縁層が $100\mu\text{m}$ 厚 LCP で銅電極の一般的な GEM と同程度の増幅率を得られているが、ドリフト電場に対して敏感であり、一次電子が GEM を通り抜ける透過度が十分大きいドリフト電場強度の範囲が狭い。これは電極が厚いためであると考えられている。また電極が厚いことにより、GEM の陽極にとらえられる増幅電子の割合が増えると予想される。放電耐性に関してはまだ調べられていない。

2.4 炭素スパッタを用いた Resistive GEM

本研究では、電極に高抵抗物質である炭素薄膜を用いた Resistive GEM を開発した。前述したように、Resistive GEM は電極の高抵抗性によって放電を抑えることができる。2.3.2 節のカプトン GEM は電極が厚いことで性能が低下していると考えられるため、電極を薄くできればよりよい性能をもつ Resistive GEM になりうると考えた。

2.4.1 スパッタリング技術

本研究で開発した GEM の製作には、スパッタリング技術を用いた。炭素をスパッタリングする技術は、高抵抗電極を形成するための技術として 2013 年に神戸大学が開発した [20]。

スパッタリングの原理について説明する。チェンバー内にアルゴンなどの不活性ガスを導入し、成膜材料であるプレート状のターゲットに負の電圧を印加してセットする。グロー放電によりガス原子がイオン化され、そのイオンが電場によって加速されて高速でターゲットに衝突し、ターゲットの粒子が叩き出される。その粒子たちがターゲットの反対側にセットされた基板やフォイル上に付着して堆積することで薄膜が形成される。図 2.8 にスパッタリングの模式図を示す。スパッタリング法では高融点金属や合金など真空蒸着法では困難な材料でも成膜が可能であり、様々な素材の薄膜を形成することができる。スパッタリングの長所には以下のことがある。

- 付着力が大きく、物理的・化学的に安定している
- スパッタ時間により膜の厚さを制御でき、それにより抵抗値を制御できる
- 大面積に対応できる

また短所として作成時間が長いこと、ATLAS 実験の MicroMEGAS[19] で使われているスクリーンプリント技術などと比べてハイコストであることが挙げられる。

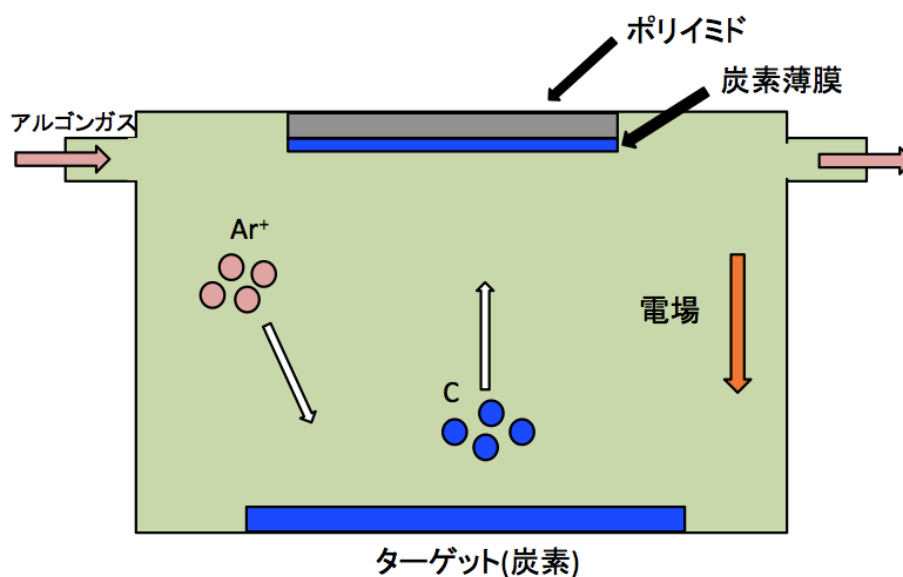


図 2.8 スパッタリングの模式図

先行研究 [19] から MPGD に用いる高抵抗電極の面抵抗値は $1\text{M } \Omega/\text{square}$ 程度が適当であると考え、Resistive GEM においても同程度の抵抗値の電極を形成することにした。膜厚を厚くするほど炭素薄膜の面抵抗値は小さくなっていくが、成分がカーボンだけの薄膜の場合には 3000\AA 程度の膜厚が表面抵抗値 $1\text{M } \Omega/\text{square}$ に相当する。カーบอนはスパッタの効率が悪く、この膜厚の薄膜を形成するには 5~6 時間かかるの

で、コストを下げるためにはより薄い膜厚で目標の抵抗値にすることが必要である。これを解決するために、スパッタリングに用いるアルゴンガスに窒素ガスを数 % 混ぜるという手法が考えられた。こうすることで炭素薄膜に窒素を付加することができ、n 型半導体のような構造が形成され、抵抗値を下げるができる。例えば、アルゴンガス中に窒素を 3.2 % 混合すれば、膜厚 500 ~ 700Å で表面抵抗値 $1\text{M } \Omega/\text{square}$ を達成できる。本研究でもこの手法を用いてスパッタリングを行った。

スパッタリングはピースパッタ社に依頼して行った。図 2.9 はスパッタリング用のチェンバーである。円柱型のチェンバーの両端にスパッタターゲット、中心のドラムに薄膜を付着・堆積させる基材がセットされており、ドラムが回転することで基材上に均一な薄膜が形成される。フィルムなどの柔らかい素材であれば $4.5\text{m} \times 1\text{m}$ までの面積に対応できる。

図 2.10 は Resistive GEM の製作ためにポリイミドフィルムの両面に炭素をスパッタリングしたものである。炭素薄膜の厚さは 1000Å 程度、表面抵抗値は $1.5 \sim 2.5\text{M } \Omega/\text{square}$ である。

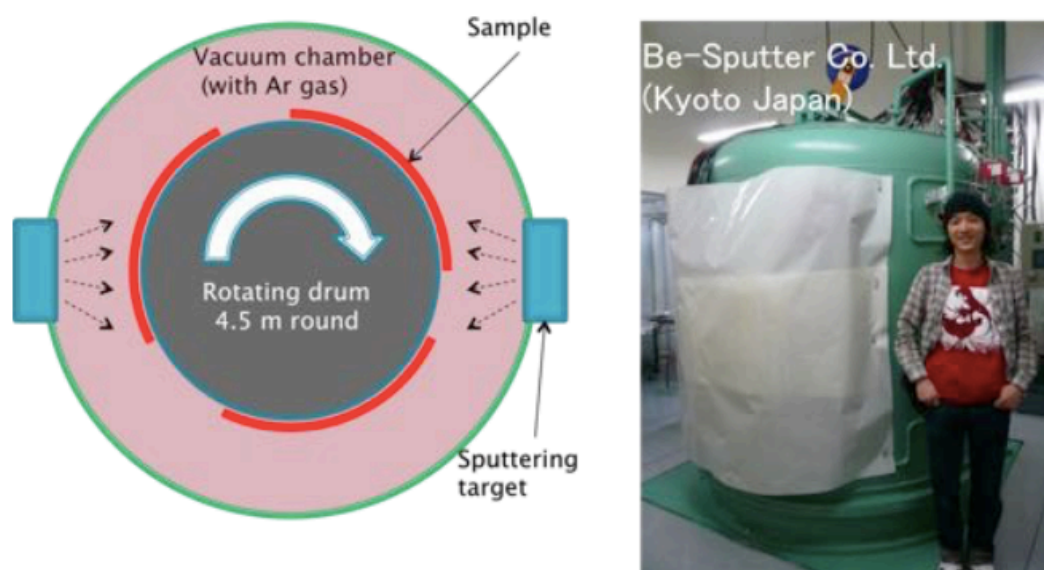


図 2.9 スパッタリング用チェンバー [19]



図 2.10 両面に炭素スパッタ薄膜を形成したポリイミドフィルム

2.4.2 製法と構造

炭素スパッタを用いた Resistive GEM の作製には 3 工程あり、それぞれ別の業者に依頼して行った。まずピースパッタ社により、75 μm 厚のポリイミドフォイルの両面に炭素スパッタ薄膜を形成した。次にサイエナジー社により、レーザーを照射することでそのフォイルに穴を開けた。最後にレイテック社により、レーザー照射によって表面と穴の内部に生じた汚れをデスマリア処理で落とした。デスマリア処理の前後の Resistive GEM の拡大写真を図 2.11 に示す。デスマリア処理の前は表と裏の電極間が 6M Ω の抵抗値でつながっていたが、処理後は絶縁になった。

図 2.12 に Resistive GEM の試作機とその断面模式図を示す。以下のような構造をもつ。

- 絶縁層: 75 μm 厚 ポリイミド
- 電極: 0.1 μm 厚 炭素 (表面抵抗値: 1.5 ~ 2.5M Ω /square)
- 穴: 径 70 ~ 80 μm 、間隔 140 μm
- 有感領域: 26mm \times 26mm

6 枚製作し、それぞれ R1 ~ R6 と名付けた。

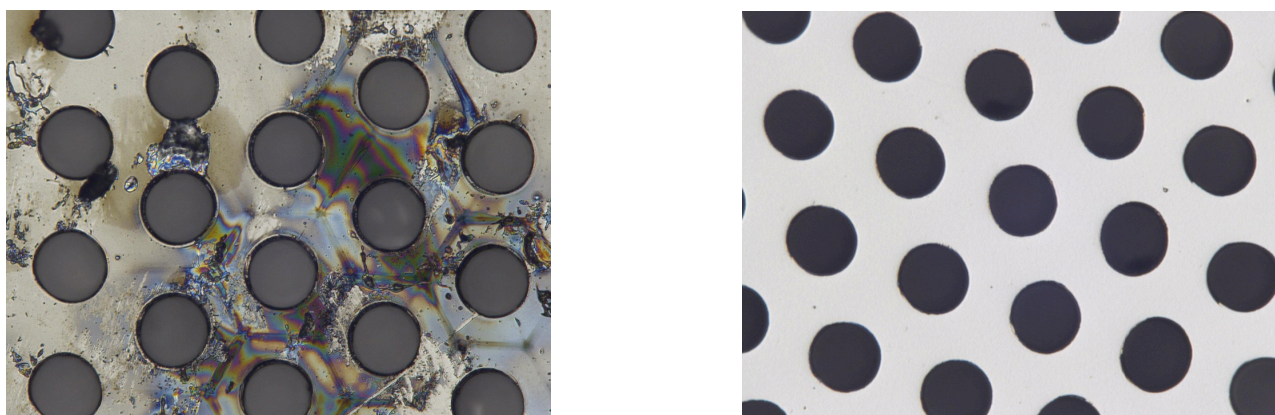


図 2.11 デスマリア処理前後の Resistive GEM の拡大写真 (左) 前 (右) 後

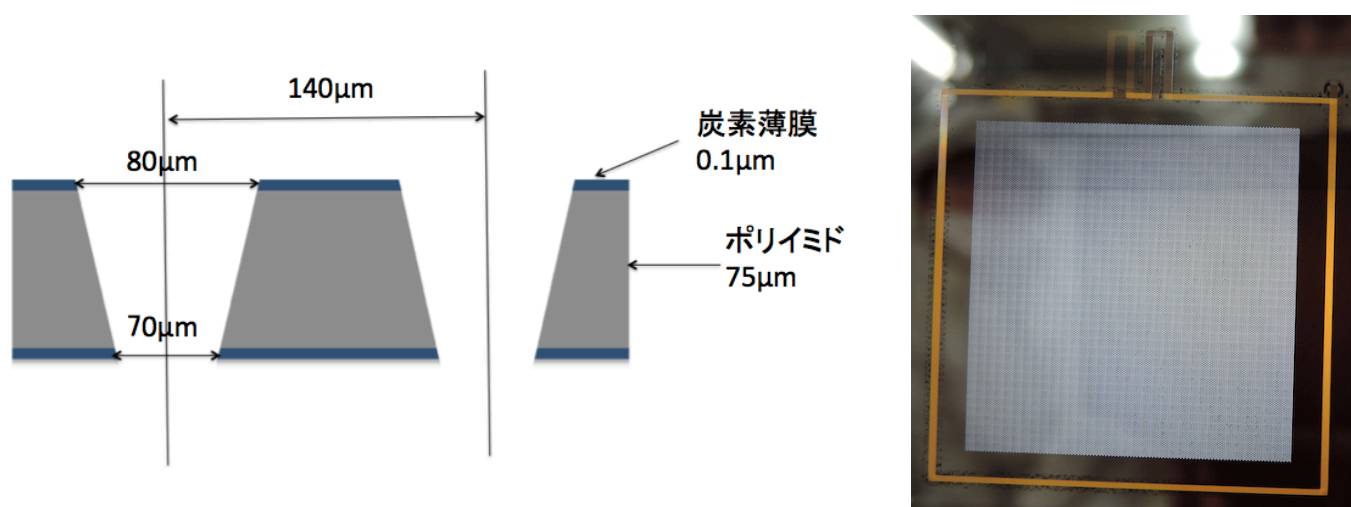


図 2.12 Resistive GEM の試作機の (右) 写真 (左) 断面模式図

第3章 X線源を用いた基本性能試験

3.1 ガス増幅率測定の実理

RI ソース ^{55}Fe を用いて GEM のガス増幅率を測定する原理について説明する。鉄原子の安定同位体は ^{56}Fe であり、 ^{55}Fe は安定同位体よりも中性子の数が一つ少ない放射性同位体である。したがって、 ^{55}Fe は電子捕獲によって ^{55}Mn になる ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$)。このとき主に K 殻から電子が奪われ、外殻の電子が遷移するときに 5.9keV の X 線が放出される。電子捕獲による特性 X 線のエネルギーは一定であるため一次電子の数を特定できること、X 線は光電効果が支配的であるため検出効率が高いことから、 ^{55}Fe 線源は増幅率測定に適している。

3.1.1 5.9keV の X 線とガスの相互作用

アルゴンガスを用いた場合で考える。X 線がアルゴン原子に光電吸収されると、主に K 殻の電子が放出される。K 殻の束縛エネルギーは 3.2keV であるので、式 (1.3) よりこの光電子のエネルギーは 2.7keV となる。この光電子はアルゴン原子の M 殻の電子を弾き飛ばしながらエネルギーを損失していく。電子を放出したアルゴン原子は励起状態にあるため、M 殻か L 殻の電子が K 殻に遷移して基底状態になる。このとき準位間のエネルギー差に相当するエネルギーを放出するが、それには 2 種類の過程がある (図 3.1)。それらについて以下に示す。M 殻と L 殻の束縛エネルギーは K 殻のそれと比べて非常に小さいので、放出されるエネルギーはほぼ 3.2keV である。

- オージェ効果

外殻電子がエネルギーを得て放出される。これをオージェ効果、放出される電子をオージェ電子と呼ぶ。この 3.2keV のオージェ電子は、光電効果で放出された 2.7keV の光電子と同様にアルゴン原子を電離しながらエネルギーを損失していく。よって、合計で 5.9keV のエネルギー、つまり X 線のエネルギーの全てがアルゴン原子の電離のために消費される。アルゴンの W 値は 26eV (図 1.7) なので、式 (1.7) より一次電子の数は約 227 個である。また、5.9keV の X 線に対してオージェ効果が起こる確率は 85% であり、この過程により得られるエネルギースペクトルのピーク (5.9keV) をメインピークという。

- X 線の放出

3.2keV に近い X 線が放出される。この X 線はアルゴン原子を励起させるだけのエネルギーを持っていないので、ガス中をそのまま通過して検出器の外へ逃げてしまう。よって、X 線のエネルギーのうち 2.7keV がアルゴン原子の電離のために消費されることになり、一次電子の数は約 104 個である。また、この過程は 5.9keV の X 線に対して 15% の確率で起こり、この過程により得られるエネルギースペクトルのピーク (2.7keV) をエスケープピークという。

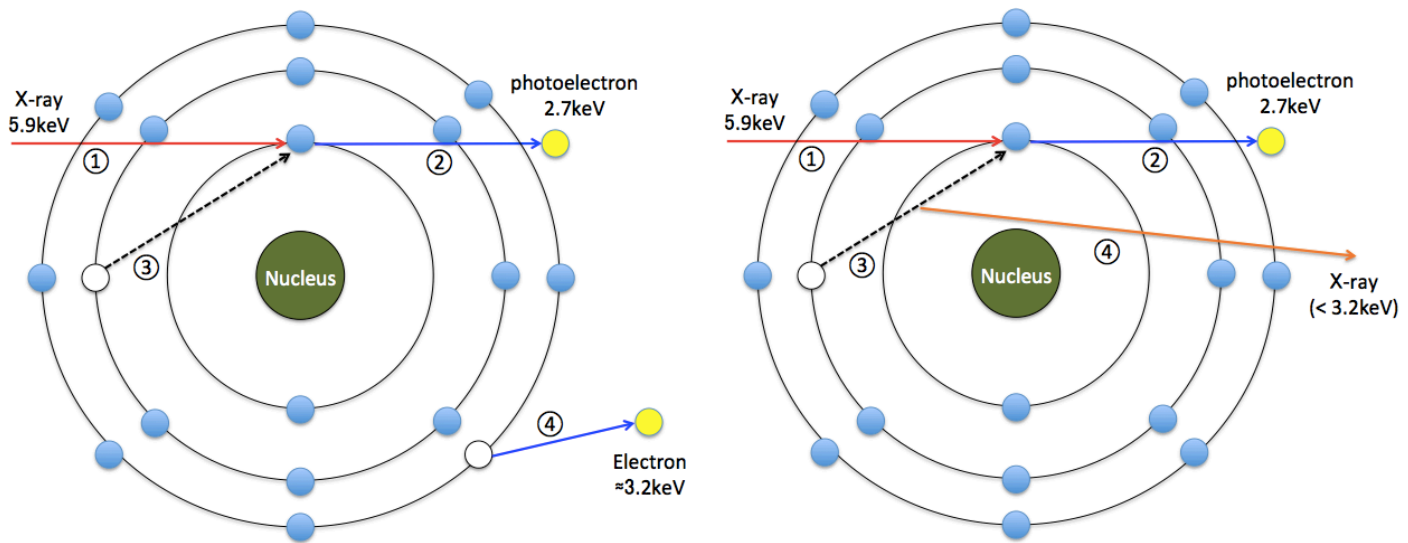


図 3.1 (左) オージェ効果 (右) X 線放出の過程の模式図

3.1.2 増幅率の計算

^{55}Fe 線源を用いた測定では、前述したようにエネルギースペクトルに 2 つのピークが見られるが、増幅率測定では 5.9keV のメインピークからガス増幅後の電荷量を求める。増幅率は次式で求められる。

$$\text{増幅率} = \frac{\text{GEM の増幅信号から計算される電荷量}}{5.9\text{keV の X 線による一次電子の電荷量}} \quad (3.1)$$

光電子とオージェ電子はガス原子を電離させたり励起させたりしながらエネルギーを損失し、ガス中を通過していく。アルゴンガス中の場合、約 227 個の一次電子が生成されるが、その電荷量は次式のようにになる。

$$1.6 \times 10^{-19} \times \frac{5.9 \times 10^3}{26} = 3.6 \times 10^{-5} \quad [\text{pC}] \quad (3.2)$$

また、W 値が $W_1, W_2[\text{eV}]$ のガスをそれぞれ A,B[%] の割合で混合したガス中で生成される一次電子の電荷量は次式のようにになる。

$$1.6 \times 10^{-19} \times \left(\frac{5.9 \times 10^3}{W_1} \times \frac{A}{100} + \frac{5.9 \times 10^3}{W_2} \times \frac{B}{100} \right) \quad [\text{pC}] \quad (3.3)$$

したがって、この値を用いて、測定した GEM の増幅信号の大きさから増幅率を計算することができる。

3.2 セットアップ

3.2.1 3段 GEM チェンバー

1枚の GEM で測定するのに十分な増幅率を得るのは困難であるため、GEM を3段重ねてセットして測定を行った。本実験で用いたチェンバーの写真と模式図を図 3.2 に示す。チェンバー内部にはドリフトプレーンと GEM3 枚が配置されていて、底面は読み出し基板となっている。ドリフトプレーンから1段目の GEM までの領域をドリフト領域、GEM と GEM の間の領域をトランスファー領域、GEM と読み出し基板の間の領域をインダクション領域という。先行研究を参考にし、その距離をそれぞれ 5mm、2mm、2mm とした [16]。ここでドリフト領域の距離を比較的長くしているのは、検出領域であるからである。ドリフトプレーン、GEM の上下の電極と読み出し基板は抵抗チェーンでつながれていて、ドリフトプレーンにネガティブ HV をかけ、その電圧を各領域に分圧している。

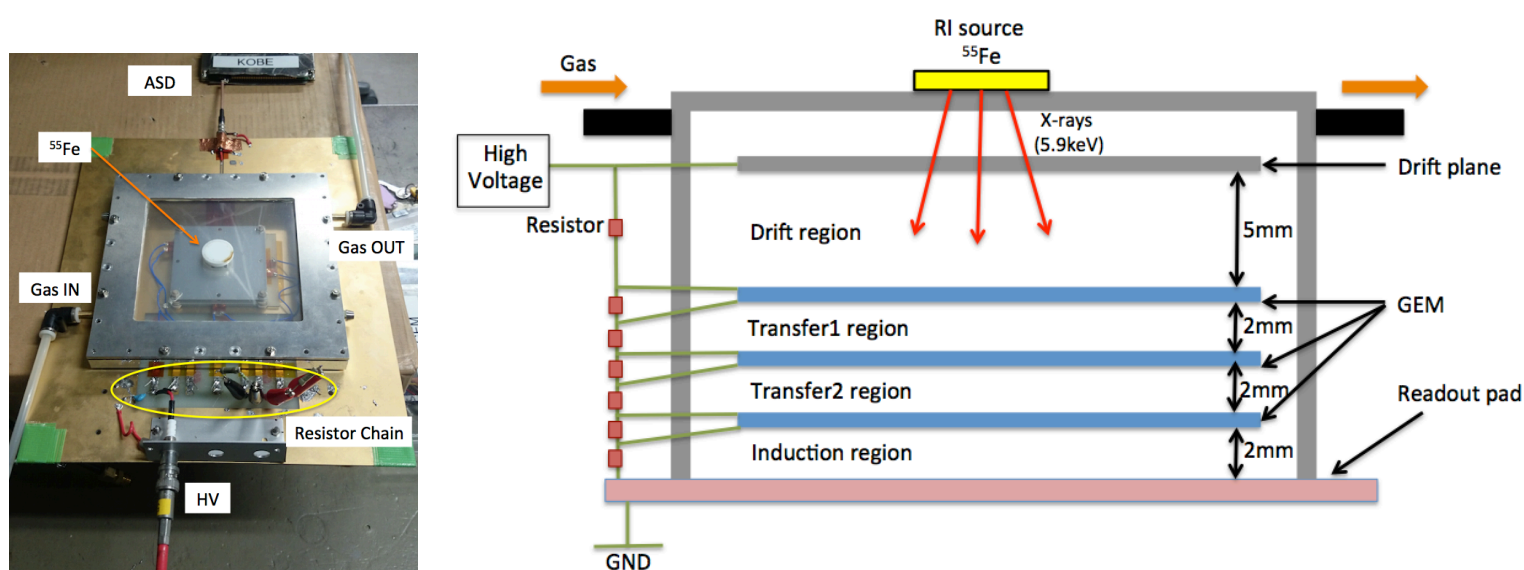


図 3.2 3段 GEM チェンバー

ガスが封止された空間にドリフトプレーン、GEM 3 枚、読み出し基板が重ねて設置されている。ガスは 100cc/min で流している。抵抗チェーンで分圧することで各領域に電圧を与えている。

3.2.2 データフロー

GEM の増幅信号のデータフローを図 3.3 に示す。基板の読み出し電極はプリアンプである ASD (Amplifier Shaper Discriminator) につながり、それがツイストケーブルで ASD buffer につながっている。ASD は電荷を電圧に変換するチャージアンプであり、プリアンプ増幅率 0.6V/pC、電荷積分時定数 16ns である [22]。4ch の処理ができる ASD チップ 4 つで 16ch の処理ができ、アナログ出力とデジタル出力が可能である。本実験で用いた基板の読み出し電極は 30mm×30mm の領域をベタ塗りしたものであるため、1ch のアナログ出力のみを使用した。ASD buffer は ASD の電源供給や閾値設定、各チャンネルの出力と外部とのインターフェースを扱うモジュールである。

ASD buffer からの信号は MCA (Multi Channel Analyzer) と USB オシロスコープの両方につながっている。それらは PC につながっており、専用のソフトで制御することができる。MCA はパルスの最大波高を測定する機器であり、そのヒストグラムのメインピークの中心値から電荷量を計算し、増幅率を求めた。USB オシロでは波形データを記録せず、これは信号波形を確認するために使用した。

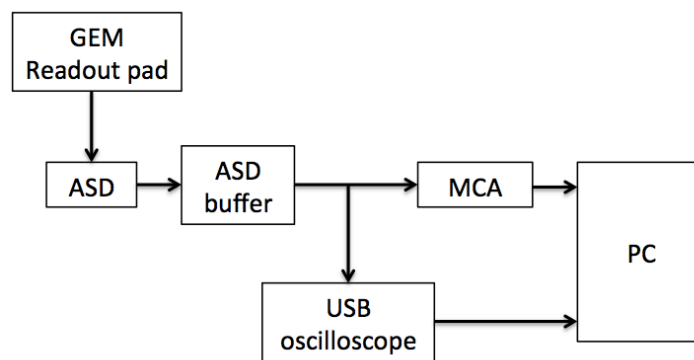


図 3.3 増幅率測定のためのデータフロー

GEM の基板からの電荷信号が ASD で電圧に変換され、MCA と USB オシロに送られる

3.2.3 キャリブレーション

ASD の出力波形のピーク値がどれだけの電荷量に相当するのかを調べるために、ASD のキャリブレーションを行った。キャリブレーションのセットアップとデータフローを図 3.4 に示す。パルスジェネレータの信号をアテネータを介して 1pF のコンデンサに入力することで、アテネータの出力電圧に応じた電荷による波形が ASD から出力される。ここで、アテネータの出力を分岐して一方に 50 Ω の抵抗をつけてグラウンドに落とすことで、信号の反射を抑制している。パルスジェネレータから振幅 1.5V の矩形波を出力し、アテネータの設定値を 2 ~ 20dB に設定することで、0.15 ~ 1.2pC の電荷に対する ASD の出力波形が得られた。MCA の Range を 1V、channel 数 (bin 数) を 1024 にして測定し、ASD の出力波形のピーク値に相当する MCA のチャンネルと電荷量の校正直線を得た (図 3.5)。

校正直線から得られた、電荷量 x と MCA のチャンネル y の関係式は次式である。

$$y = 267x - 5.732 \quad x = \frac{y + 5.732}{267} \quad [\text{pC}] \quad (3.4)$$

これによって、MCA で得たスペクトルのメインピークの中心値から電荷量が決まり、式 (3.1) から増幅率を求めることができる。

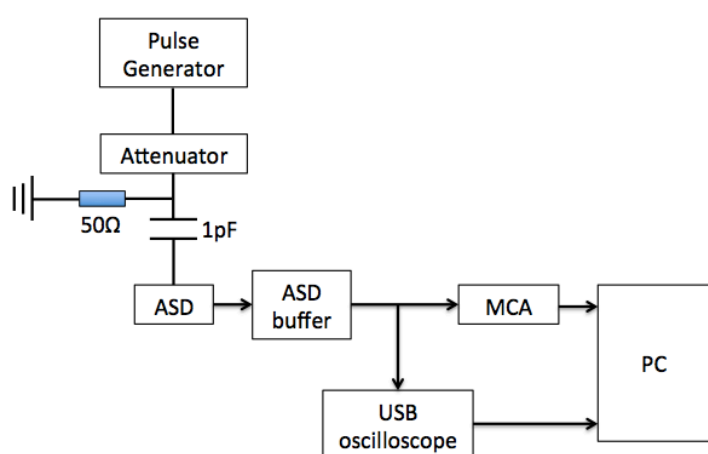


図 3.4 キャリブレーションのセットアップとデータフロー

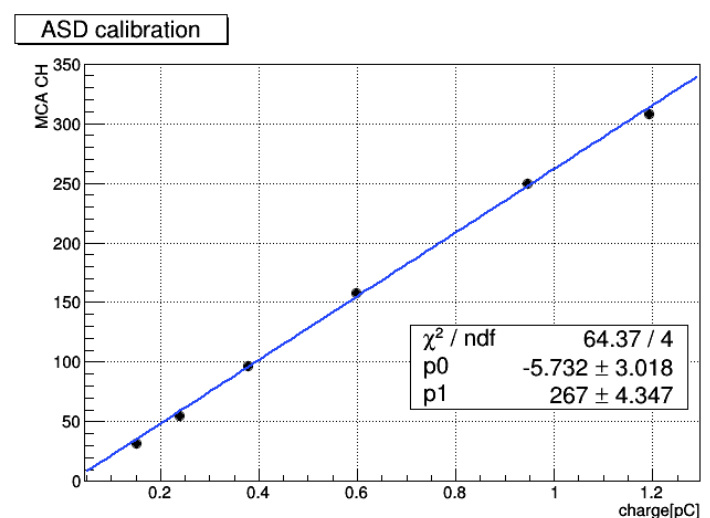


図 3.5 校正直線。横軸がパルスジェネレータに応じた電荷、縦軸が MCA で測定された波高の中心値。

3.3 信号波形、エネルギースペクトル

3段 GEM チェンバーで得た信号の波形を、1、2、3 段目のいずれにも Standard GEM を用いた場合 (以下、S S S と記す) と 1、2 段目に Standard GEM で 3 段目に Resistive GEM を用いた場合 (以下、S S R と記す) について図 3.6 に示す。ここで、動作ガスには Ar/C₂H₆(90/10) を用いている。S S R のセットアップで得た波形には段差が見られるが、これは Transfer2 領域 (2 段目と 3 段目の間) の電荷の移動によるものである。電極が金属ではなく高抵抗体であるために電荷の移動を遮蔽する物質がないので、Induction 領域だけでなく Transfer2 領域の電荷の移動も信号として読み出される。これによって、Resistive GEM でガス増幅が起こっていることが確かめられた。

エネルギースペクトルも同様に、動作ガスが Ar/C₂H₆(90/10) で S S S と S S R の場合について図 3.7 に示す。エネルギースペクトルに関しては S S S と S S R の場合で特に違いは見られなかった。エネルギー分解能 (FWHM) は 5.9keV のメインピークにおいて、S S S で 25.6%、S S R で 24.4% であった。

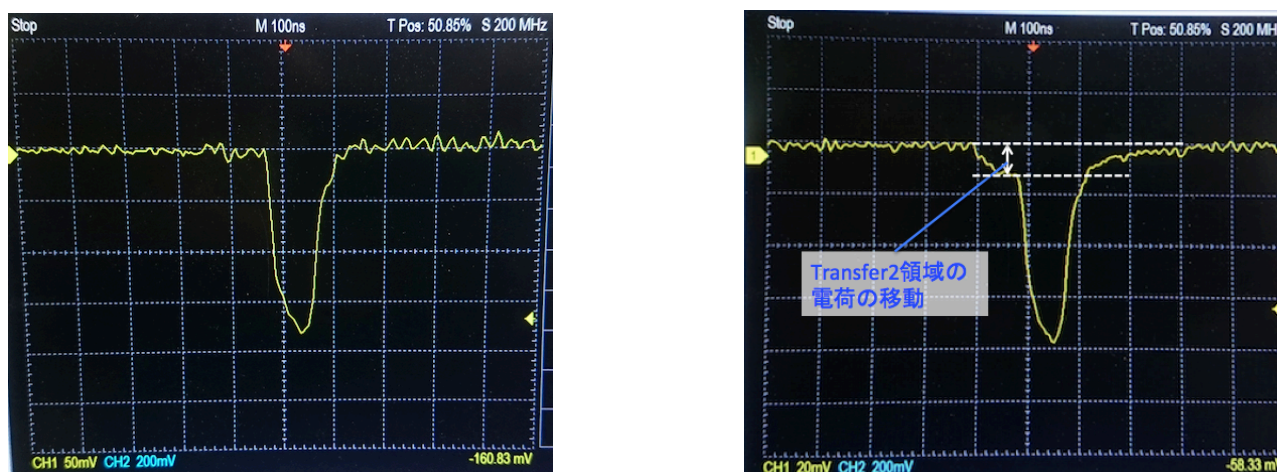


図 3.6 信号波形 (左)S S S (右)S S R

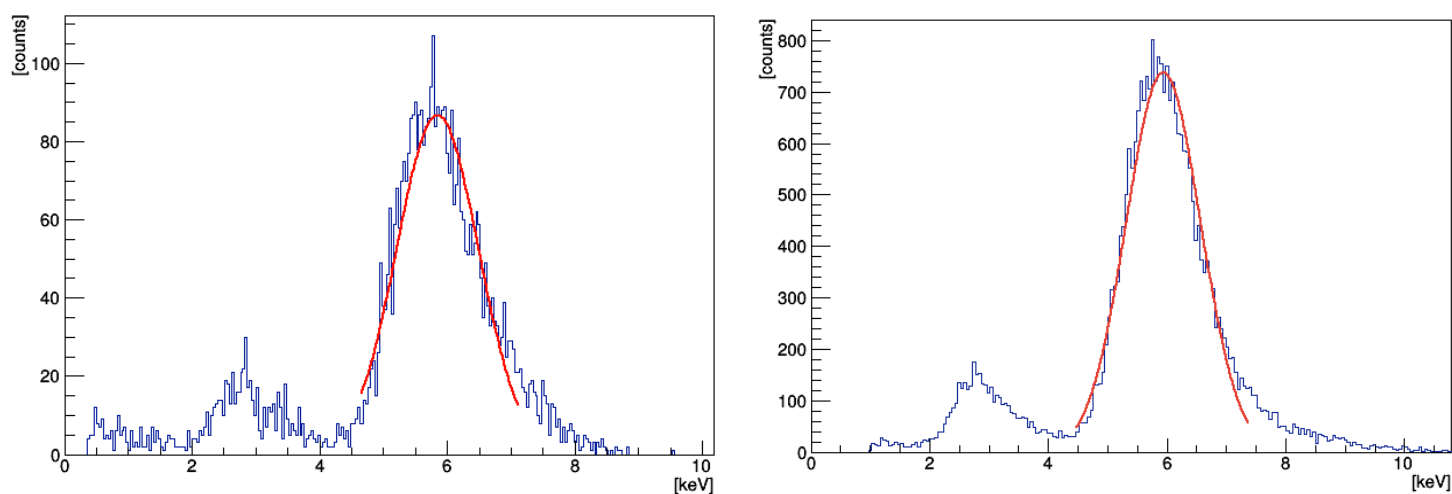


図 3.7 エネルギースペクトル

(左)S S S エネルギー分解能 (FWHM) は 25.6% @5.9keV

(右)S S R エネルギー分解能 (FWHM) は 24.4% @5.9keV

3.4 動作電場の最適化

GEM の増幅率は増幅領域である GEM の穴の中の電場に強く依存するが、GEM の上下の領域の電場にも依存する。それらの領域では電場の強さによって、電子を読み出し基板まで送る効率 (収集効率) が変化する。増幅した電子がなるべく多く基板まで届くように電場を設定する必要があるので、各領域の最適な電場を調べた。

3.4.1 ドリフト領域

ドリフト領域は天板のカソード (ドリフトプレーン) と 1 段目の GEM の間の領域である。ここでは、入射粒子がガス原子と相互作用して生成された一次電子を 1 段目の GEM の穴の中に送るための電場を形成しなければならない。この領域での収集効率の電場依存性を調べるために、ドリフト領域の電場のみを変化させて増幅率を測定した。

測定結果を図 3.8 に示す。増幅率が大きい、つまり収集効率が大きい点で規格化した増幅率を示している。S S S のセットアップで動作ガスに Ar/C₂H₆(90/10)、Ar/CO₂(90/10) を用いて測定を行った。最適なドリフト電場は、Ar/C₂H₆(90/10) で 0.7kV/cm 程度、Ar/CO₂(90/10) で 0.8kV/cm 程度となった。これよりも大きい電場で収集効率が小さいのは、電場が大きくなると電気力線が電極にぶつかるようになり、電子の一部が穴の中に入らずに電極にぶつかってしまうからである。小さい電場のときは、穴の中の電場が弱められることで増幅率が小さくなる。GEM の穴の電場とその上下の電場はつながっているため、GEM の穴にできる電場は上下の領域の電場の影響を多少受ける。

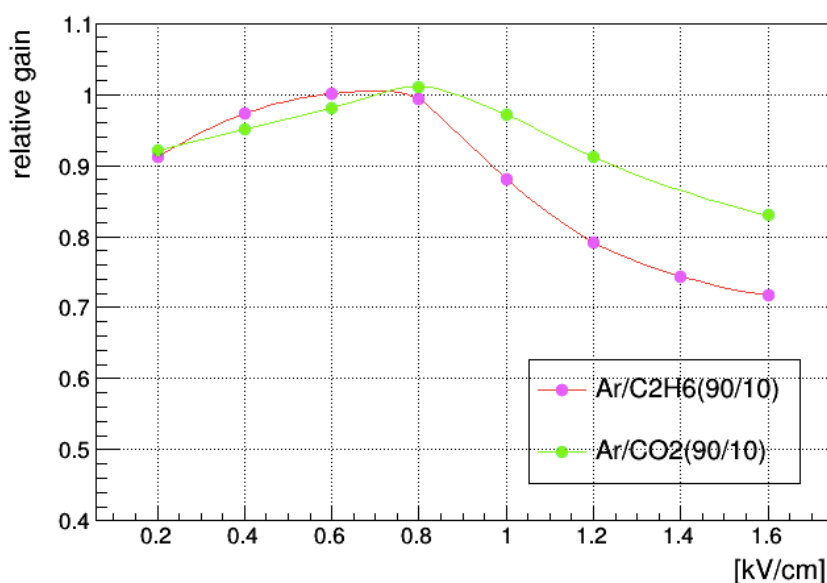


図 3.8 増幅率のドリフト電場依存 (見やすくするために線で結んでいる)

3.4.2 インダクション領域

インダクション領域は3段目のGEMから読み出し基板までの領域である。ここでは、増幅された電子を読み出し基板まで送るための電場を形成しなければならない。インダクション領域の電場のみを変化させて増幅率を測定し、収集効率のインダクション電場依存性を調べた。

測定結果を図3.9に示す。増幅率の変化が小さくなり安定している点で規格化したデータをプロットしている。S S Sで動作ガスにAr/C₂H₆(90/10)、Ar/CO₂(90/10)を用いた測定と、S S RでAr/C₂H₆(90/10)を用いた測定を行った。いずれの条件においても、4kV/cm程度が最適なインダクション電場となった。GEMの穴の端付近の電気力線は電極にぶつかるので、その部分にある電子は電極に吸着されてしまう。したがって、小さい電場の場合はそれらの電子を下方に引き出すことができず、収集効率が小さくなる。大きい電場では増幅率がどんどん大きくなっていくが、このとき放電が起こって安定動作させることが難しく、またエネルギー分解能が悪くなる。

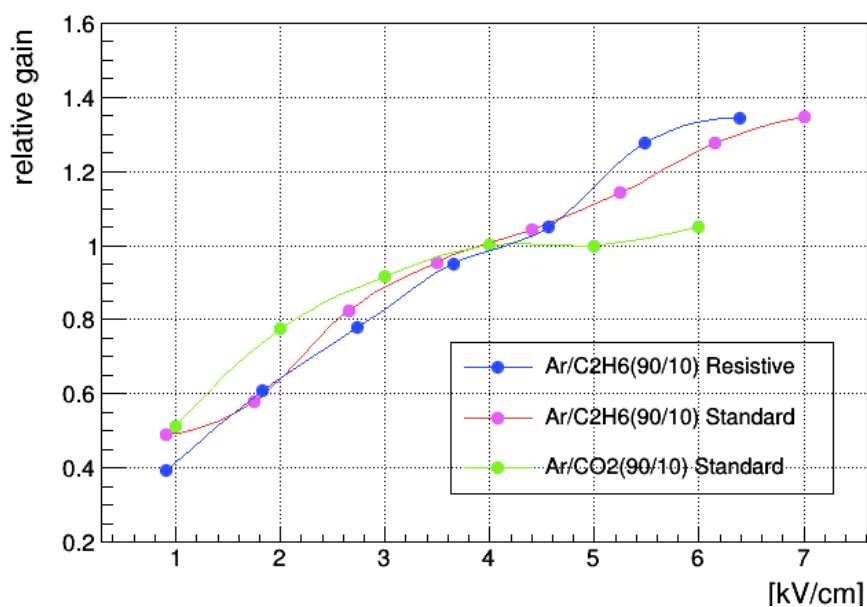


図 3.9 増幅率のインダクション電場依存 (見やすくするために線で結んでいる)

3.4.3 トランスファー領域

トランスファー領域は GEM と GEM の間の領域である。ここでは、上段の GEM の増幅電子を引き出し、下段の GEM の穴の中へと導く電場を形成しなければならない。1、2 段目の間の領域 (Transfer1 領域) と 2、3 段目の間の領域 (Transfer2 領域) のそれぞれについて収集効率の電場依存性を調べた。

測定結果をそれぞれ図 3.10、図 3.11 に示す。どちらも収集効率が大きい点で規格化した値をプロットしている。

- Transfer1

S S S で動作ガスに Ar/C₂H₆(90/10) と Ar/CO₂(90/10) を用いた場合の測定をした。Ar/C₂H₆ の場合は 0.8kV/cm 程度、Ar/CO₂ の場合は 1kV/cm 程度が最も収集効率が大きい。

- Transfer2

S S S で動作ガスに Ar/C₂H₆(90/10) と Ar/CO₂(90/10) を用いた場合と、S S R で動作ガスに Ar/C₂H₆(90/10) を用いた場合の測定を行った。S S S ではどちらのガスを使用した場合でも 1.2kV/cm 程度で最大の収集効率となった。S S R の場合には最適な電場が 3.2kV/cm 程度となり、S S S の場合と比べて、電子を輸送するのにより大きい電場が必要であることがわかった。

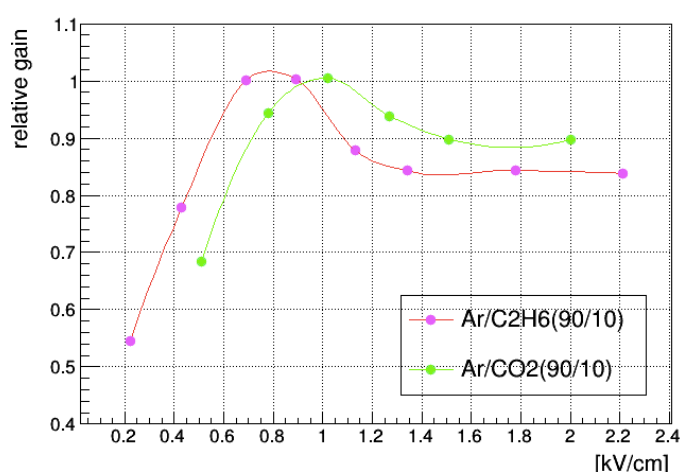


図 3.10 増幅率の Transfer1 電場依存 (見やすくするために線で結んでいる)

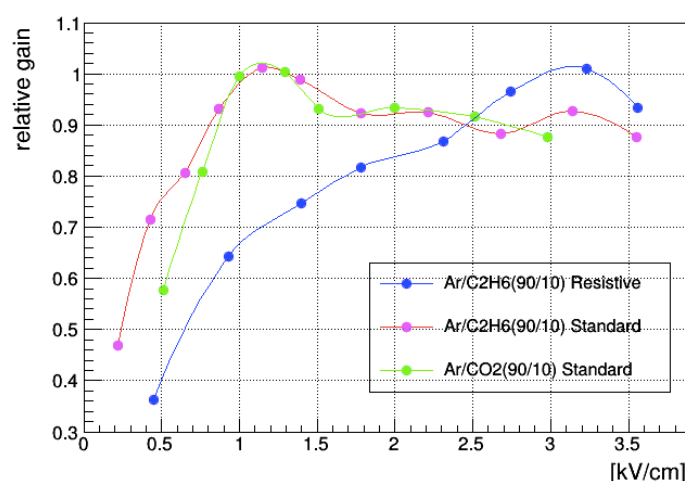


図 3.11 増幅率の Transfer2 電場依存 (見やすくするために線で結んでいる)

3.5 ガス増幅率

3.5.1 Standard GEM

前節で述べたように各領域の電場を最適化したうえで、GEM の印加電圧を変えて増幅率を測定した。まず Standard GEM 3 段 (S S S) で、3 枚の GEM の印加電圧を同様に变化させて 3 枚分の増幅率を測定した。結果を図 3.12 に示す。動作ガスに Ar/C₂H₆(90/10)、(95/5)、(80/20)、Ar/CO₂(90/10) の 4 種を用いた。増幅率は指数関数的に増大している。Ar/C₂H₆(90/10) では、359V で 3.0×10^4 の増幅率を得ている。1 枚あたりの増幅率に換算すると 31 である。Ar/C₂H₆(95/5) では 340V、Ar/C₂H₆(80/20) では 412V、Ar/CO₂(90/10) では 408V で同程度の増幅率が得られる。いずれの動作ガスの場合においてもより大きい電圧をかけて動作させることは可能であるが、ASD の限界に達しているためそれ以上の電圧では測定していない。

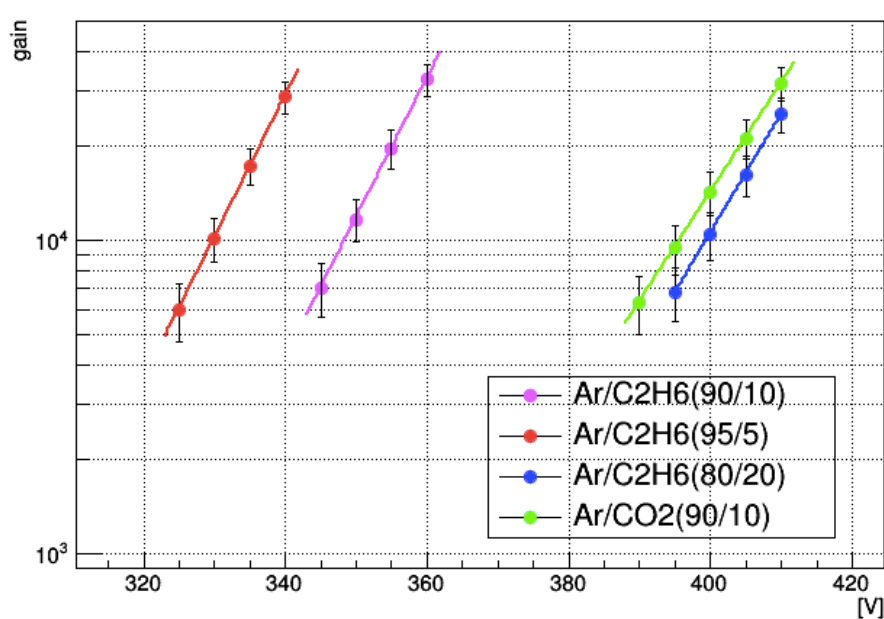


図 3.12 Standard GEM 3 段の増幅率の印加電圧依存

1、2 段目の GEM の印加電圧を固定して 3 段目の GEM の印加電圧のみ変化させて測定することで、3 段目の GEM1 枚分の増幅率を測定した。動作ガスには Ar/C₂H₆(90/10) を用いた。3 段目の増幅率は次式で計算した。

$$\text{3 段目の増幅率} = \frac{\text{信号から計算される 3 枚分の増幅率}}{\text{図 3.12 の近似直線の式から計算される 2 枚分の増幅率}} \quad (3.5)$$

結果を図 3.13 に示す。442V で 500 の増幅率が得られた。このあたりで若干放電が起こり始めたため、測定はここまでにした。

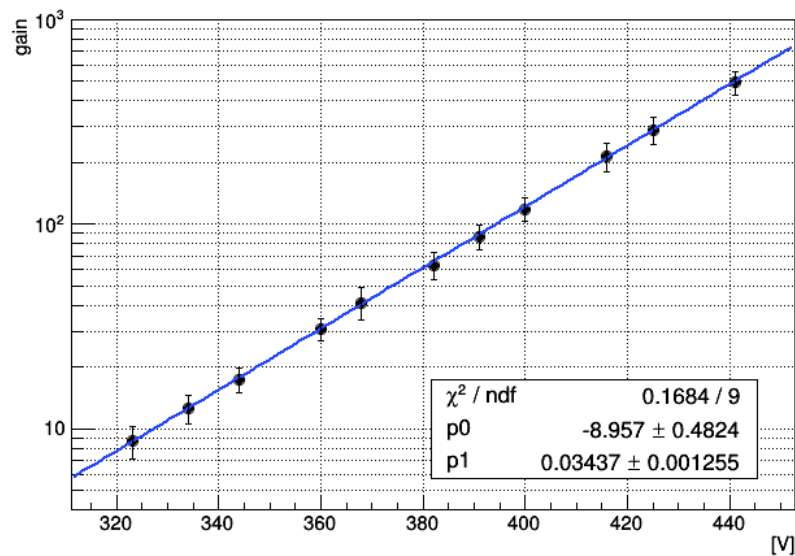


図 3.13 3 段目の Standard GEM の増幅率の印加電圧依存

3.5.2 Resistive GEM

1、2 段目に Standard GEM、3 段目に Resistive GEM を用いて (S S R) 測定を行った。1、2 段目の印加電圧を固定して 3 段目の印加電圧のみ変化させて測定し、式 (3.5) を用いて Resistive GEM のゲインを求めた。Resistive GEM は R4 を使い、動作ガスに Ar/C₂H₆(90/10)、(95/5)、(80/20)、Ar/CO₂(90/10) の 4 種を用いた。結果を図 3.14 に示す。増幅率は指数関数的に増大しており、Resistive GEM が GEM として正常にガス増幅を起こしていることが確かめられた。図示しているところまでしか電圧をかけることができず、この電圧を超えると放電が持続的に起こり動作させることができなかった。Ar/C₂H₆(80/20) では最大増幅率が小さく、Ar/C₂H₆(95/5) ではエネルギー分解能が比較的悪かった。このことから最適なガスは Ar/C₂H₆(90/10) となり、最大増幅率は 18 程度であった (印加電圧 323V)。

動作ガスに Ar/CO₂(90/10) を用いた測定も行ったが、印加電圧 325V で最大増幅率が 3 程度で非常に小さかった。ガス混合率を変えてもこれより大きい増幅率を得ることはできなかった。

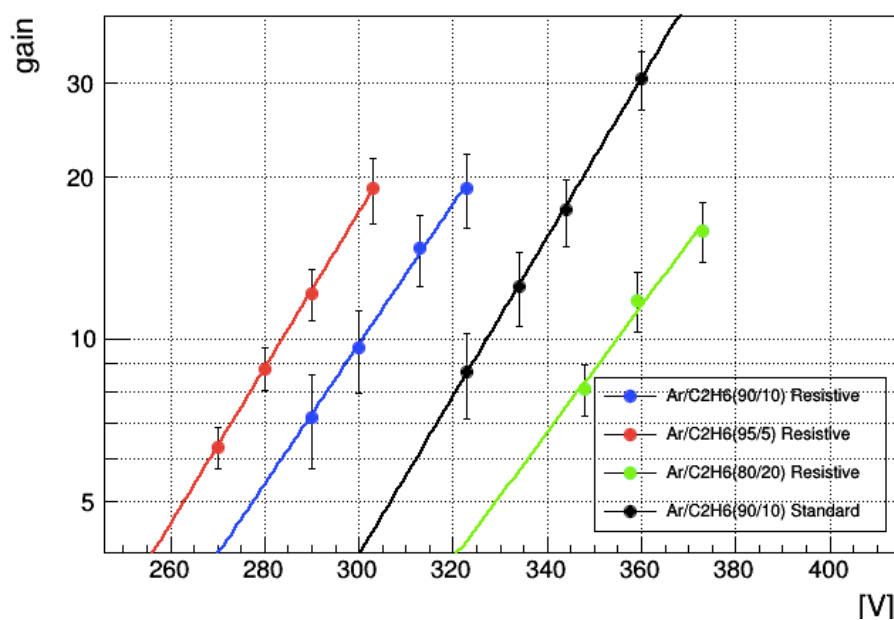


図 3.14 Resistive GEM1 枚の増幅率の印加電圧依存。混合率の異なる Ar/C₂H₆ ガスで測定した。黒は Ar/C₂H₆(90/10) を用いたときの Standard GEM での結果である。

R4 以外の Resistive GEM についても、最適な動作ガスである $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90/10)$ を用いて測定を行った。R1、R2、R5 でも増幅信号が確認され、6 枚中 4 枚の Resistive GEM でガス増幅が得られた。R2 は他の Resistive GEM と同じ増幅率を得るのにより大きな電圧を要しているが、3% 程度の差であり特に異常があるわけではない。R5 の最大増幅率は 9 程度で他よりも小さいが、原因はわかっていない。R1、R2、R4 の最大増幅率は 18 程度でほぼ一致し、何かしらの共通の問題があると考えられる。本実験では、当初は Resistive GEM 3 段での測定を行う予定であった。しかし、今回のセットアップで信号を得るには最低でも 8000 の増幅率 (1 枚あたり 20) が必要であったため、測定することはできなかった。

炭素スパッタを用いた Resistive GEM では低い増幅率 (18 程度) で放電が起こるために、Standard GEM と比べて高い増幅率を得られなかった。これは、穴の縁が粗いことが原因である可能性がある。Standard GEM の加工では、エッチング液で電極を溶かして穴を開けるパターンを形成してからレーザーで絶縁層に穴を開ける。それに対して Resistive GEM では、炭素スパッタ電極と絶縁層とをまとめてレーザーで穴を開ける。この加工の方法の違いから穴の縁が粗くなったと考えられる。

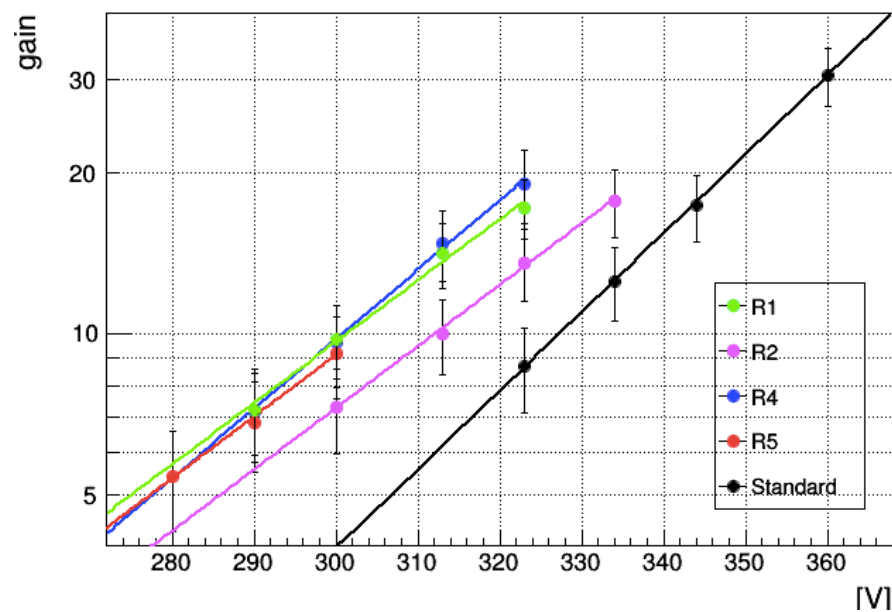


図 3.15 各 Resistive GEM と 1 枚の Standard GEM の増幅率の印加電圧依存
動作ガスは $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90/10)$ 。Resistive GEM の最大増幅率は 18 程度。

3.6 動作させられなかった Resistive GEM

R3 と R6 では増幅信号が得られなかった。これらの原因を調べたところ、それぞれ異なる問題が確認された。

R3 では初めは増幅信号を得られていたのに、途中で動作しなくなった。上下の電極間が 30MΩ で導通していた。顕微鏡で見たところ、穴の中に異物が詰まっていることが確認された (図 3.16)。GEM に電圧をかけるために GEM の表面に銀ペーストをつけて電極をつないでいるので、その銀がはがれて詰まったと考えられる。これが確認されてからは、銀ペーストがはがれないようにテープで抑えるようにした。

R6 では高電圧をかけると、ある部分で局所的に上下間に電流が流れた。炭素スパッタをしたポリイミドフィルムをレーザーで 30mm×30mm に切断しているが、その切断部分で電流が流れていることが確認された (図 3.17)。加工の方法を改善する必要がある。

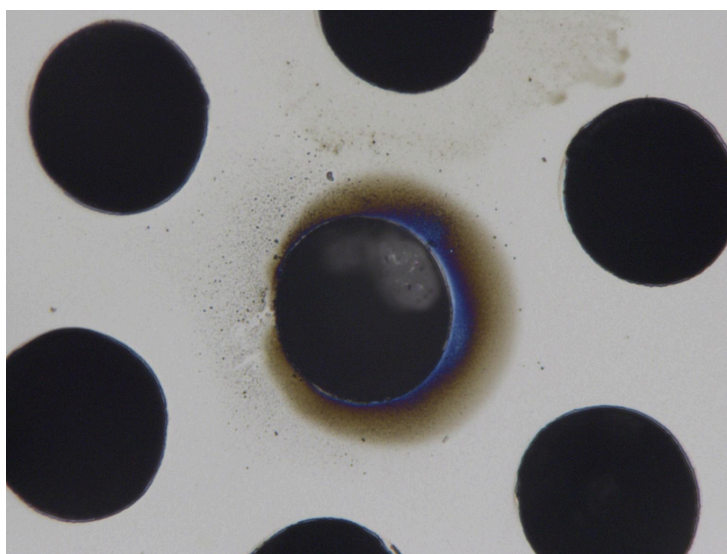


図 3.16 穴に銀が詰まった R3

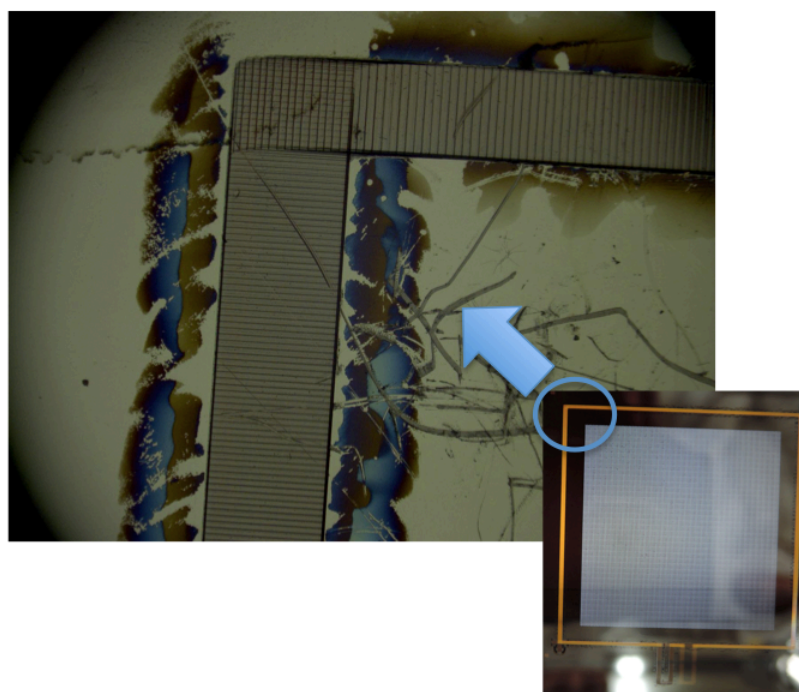


図 3.17 R6 の導通部分

第4章 高速中性子による放電耐性試験

第2章で述べたように、想定外の多量の一次電子を生成する粒子が入射した場合に、放電が起こり GEM が壊れることがある。GEM の放電耐性を調査するために、神戸大学海事科学部のタンデム加速器 (図 4.1) を使用して3段 GEM チェンバーに高速中性子を照射し、放電率 (以下で説明する) を測定する試験を行った。



図 4.1 神戸大学海事科学部のタンデム加速器

4.1 放電耐性試験の原理

4.1.1 加速器を用いた中性子の発生

使用したタンデム加速器は Van de Graaf 型のタンデム静電加速器である。この加速器の模式図を図 4.2 に示す。加速器内の中央部分のターミナルに電荷を与えてその部分の電位を $+1.5\text{MV}$ とし、荷電粒子を加速するための電場を形成している。まず、イオン源から重水素の負イオン D^- が放出され、それが加速器に入射する。入射した D^- は加速器内の電場によって中央まで加速され、そこで窒素分子との電荷ストリッピング反応により電子が剥ぎ取られて、重水素の正イオン D^+ になる。この D^+ が再び加速器の端まで加速され (合計 3MeV)、磁場を調整することで各ビームラインに送られる。

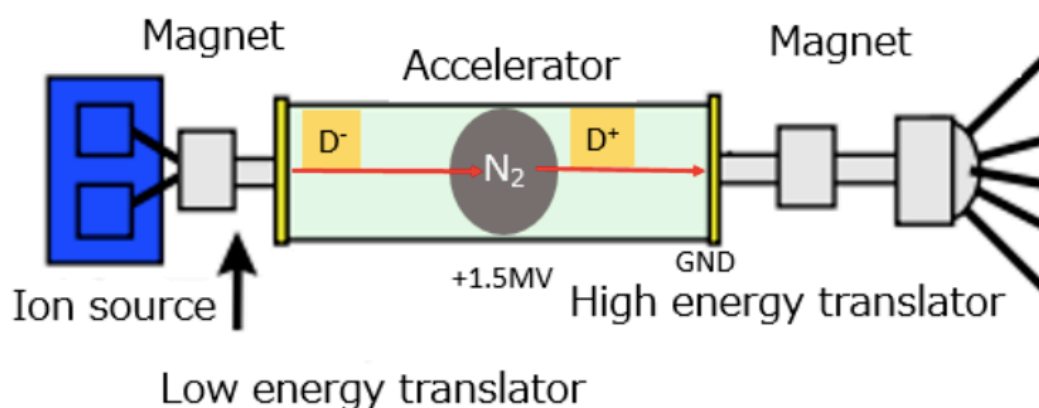


図 4.2 タンデム加速器の模式図 [9]

本実験で使用したビームラインの終端には Be のターゲットが設置されており、これに d^+ が当てられることによって以下の反応が起こる。



この反応は Q 値が 4.35MeV の発熱反応であるため、 3MeV の d^+ の照射によって最大で 7MeV の中性子が放出される。発生する中性子のエネルギースペクトルを図 4.3 に示す。 d^+ ビームの入射方向に対する角度が 0° 、 45° 、 90° 、 180° の位置でのスペクトルが示されているが、本実験では 0° の位置に検出器をセットしたため、この角度の位置でのスペクトルに着目する。 0.5MeV 程度から立ち上がり、 2MeV 程度にピークをもち、そこから急激に減少して 7MeV あたりまで伸びている。また、図 4.4 に各エネルギーの d^+ を Be に照射することにより発生する、ビーム方向での中性子の量を示す。赤のプロットと曲線が [25] の実験で得られた結果であり、これを参考にした。

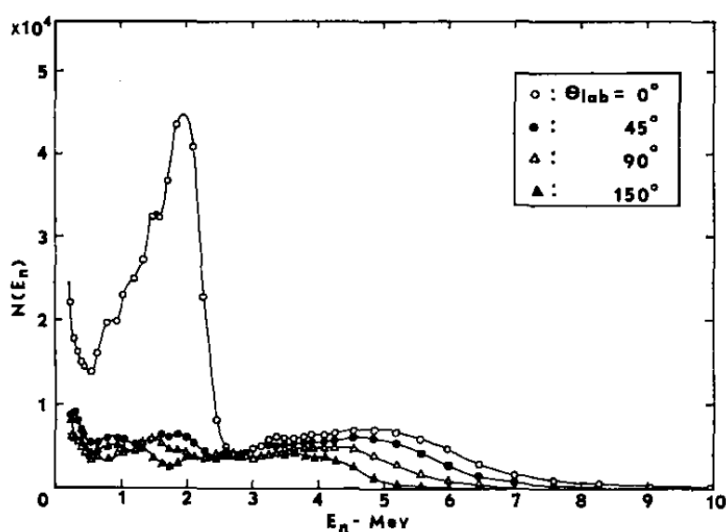


図 4.3 3MeV の d^+ を Be に照射することにより発生する中性子のエネルギースペクトル [23]

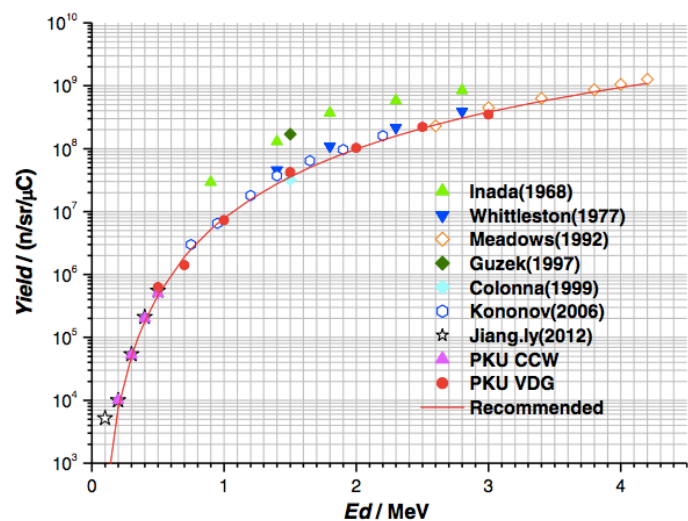


図 4.4 d^+ を Be に照射することにより発生するビーム軸方向での中性子の量 [25]
横軸は d^+ のエネルギー、縦軸は単位ステラジアン、単位 d^+ の電荷あたりの中性子数

4.1.2 中性子とガスの相互作用

入射中性子はガス原子・分子の原子核やチェンバーの素材に含まれる水素原子核と図 4.5 のように弾性散乱する。このとき、反跳された原子核のエネルギー E_N は次式で表される。

$$E_N = E_n \frac{2m_n m_N}{(m_n + m_N)^2} (1 - \cos \theta) \quad (4.2)$$

ここで、 E_n は入射中性子のエネルギー、 m_n 、 m_N はそれぞれ中性子、反跳原子核の質量、 θ は中性子の散乱角で、 $0^\circ < \theta \leq 180^\circ$ である。アルゴン原子核の場合、中性子のエネルギー $E_n = 2\text{MeV}$ (発生する中性子のピーク) のとき、反跳原子核の最大エネルギーは 190keV となる。

反跳原子核はガス中でガス原子を電離しながらエネルギーを損失し、やがて停止する。その平均飛程を SRIM(Stopping and Range of Ions in Matter)[24] を用いて計算した。SRIM とは物質を構成する原子核や電子との相互作用をシミュレーションすることにより、高速粒子の物質中での阻止能と平均自由行程を計算するソフトウェアである。1 気圧のアルゴンガス中におけるアルゴン原子核の平均飛程を反跳エネルギーの関数として図 4.6 に示す。例えば、反跳エネルギーが 190keV のアルゴン原子核の平均飛程はおよそ $400\mu\text{m}$ であり、式 (1.7) からこの区間に約 6.9×10^3 個の一次電子が生成される。

3.1 節より、5.9keV の X 線により生成される一次電子の数は約 2.3×10^2 個であるので、本実験の中性子ビーム照射で反跳されたアルゴン原子核により生成される一次電子数は ^{55}Fe 線源の場合よりも 1 桁大きい。したがって、5.9keV の X 線に対して適当な増幅率 (10^4 程度) でガス検出器を動作させているときに中性子が入射すれば、局所的な電子の数が Raether Limit を超えて放電が起こる可能性がある。また 2MeV の中性子により水素原子核が反跳された場合には、最大で 2MeV の水素原子核が電離を起こす。アルゴン原子核の 10 倍程度の一次電子が生成されるため、より放電が起こる可能性が高い。

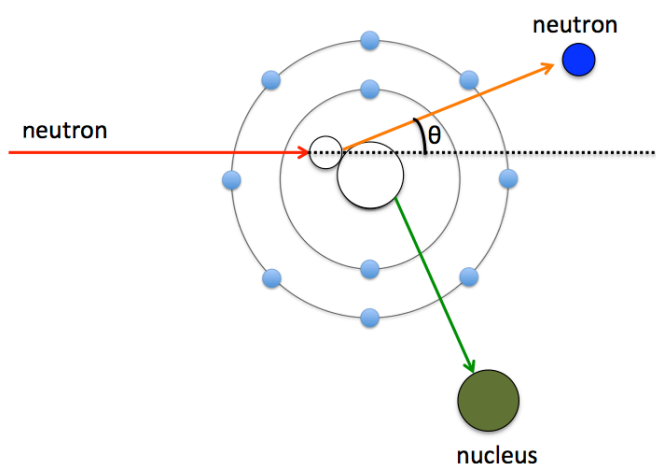


図 4.5 中性子と原子核の弾性散乱

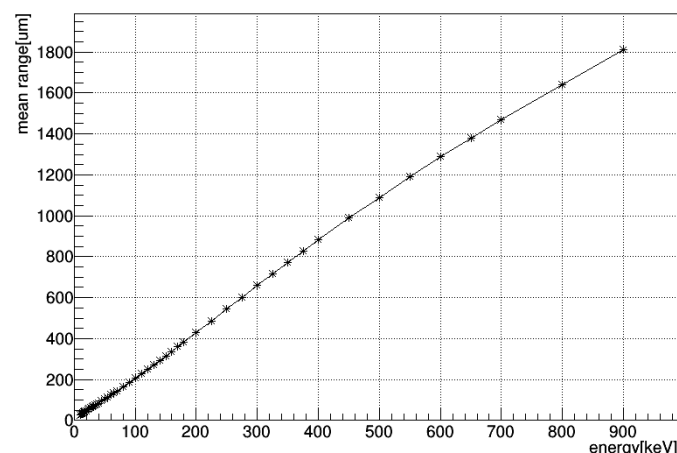


図 4.6 アルゴン原子核のアルゴンガス中での平均飛程

4.2 セットアップ

4.2.1 中性子照射量

Be ターゲットが封入されているチェンバーと Be ターゲットは絶縁されているが、 d^+ ビームの照射時にはその電荷によって電流が観測される (ターゲットカレント)。この電流を測定することで、 d^+ の照射量を得ることができる。ここでチェンバーとターゲットの間に 100V の電圧を与えていて、ビーム照射により発生する二次電子がターゲットから放出されるのを防ぎ、正確にターゲットカレントを測定することを可能にしている (図 4.8)。図 4.4 より、ビーム軸方向に発生する中性子は $4 \times 10^8 / (\text{sr} \cdot \mu\text{C})$ である。つまり、ターゲットカレント $1\mu\text{A}$ は中性子の発生数 $4 \times 10^8 / (\text{sr} \cdot \text{sec})$ に相当する。本実験ではターゲットカレントを 20 ~ 1000nA の範囲で調節した。

本実験では第 3 章の X 線源を用いた試験と同様のセットアップの 3 段 GEM チェンバーを用いた。図 4.7 のようにチェンバーを設置し、中性子をドリフトプレーンから GEM に向かう方向に入射させた。中性子は発生点からの距離が大きくなるほど広がっていくので、チェンバーに照射する中性子のレートはターゲットカレントだけでなく、Be ターゲットからチェンバーまでの距離によっても調節することができる。本実験では Be ターゲットとチェンバーの間の距離を 4 ~ 15cm にして測定を行った。

チェンバーの有感領域に入射された中性子数は以下の式で求めた。

$$\frac{4 \times 10^8}{d^2} \times I \times S \times T \quad (4.3)$$

ここで、 d は Be ターゲットからチェンバーのドリフト領域の中心までの距離 [cm]、 I はターゲットカレント [μA]、 S は GEM の有感領域の面積 [cm^2]、 T は中性子の照射時間 [s] である。

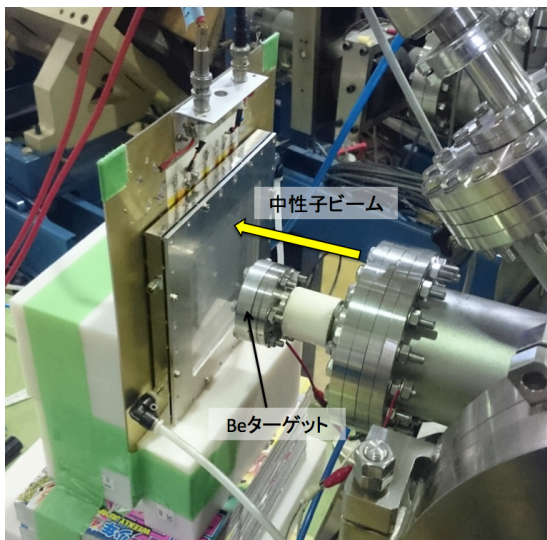


図 4.7 中性子照射試験のチェンバーセットアップ

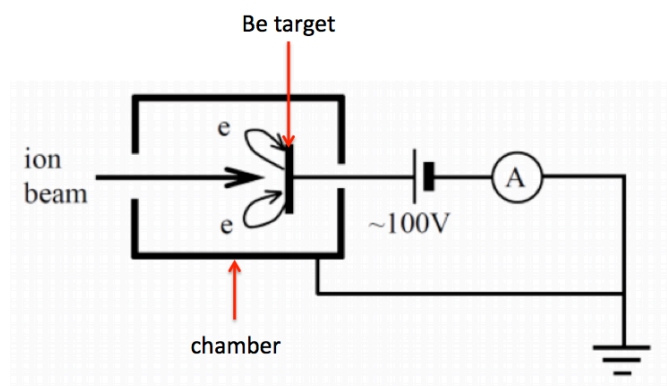


図 4.8 ターゲットカレントの測定セットアップ [5]
Be ターゲットとターゲットが封入されたチェンバーとの間の電流を測定している。ターゲットに +100V の電位を与えることで二次電子の放出を抑えている。

4.2.2 放電の観測

放電が起こると3段 GEM に電圧をかけている Negative HV 電源に流れ込む電流が大きくなるので、この電流をモニターすることで放電を観測した。1、2 段目の GEM に電圧をかける HV と 3 段目の GEM に電圧をかける HV の 2 台を用いることで、1、2 段目での放電と 3 段目での放電を区別できるようにした。HV のカレントモニターの出力 (10V/mA) を USB オシロスコープにつなぎ、AC モードで電流の変化量を 100Hz で常時記録した (図 4.9)。記録されたカレントモニターの出力を図 4.10 に示す。

放電が起こっていないときのカレントモニターの記録から、放電の閾値を $-0.25\mu\text{A}$ とし、それより (負の方向に) 大きい電流値を記録した回数を放電として数えた。放電耐性の指標として以下のように放電率を定義した。

$$\text{放電率} = \frac{\text{中性子照射中の放電回数}}{\text{チェンバーの有感領域に入射した中性子数}} \quad (4.4)$$

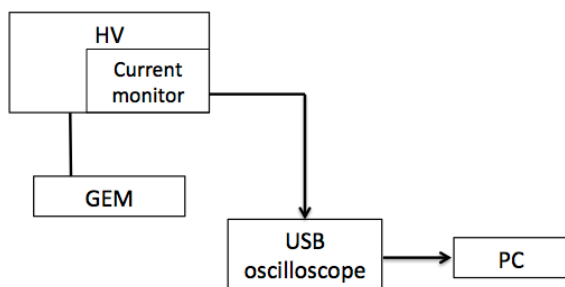


図 4.9 カレントモニターのデータフロー
GEM に電圧をかけている HV に流れ込む電流の信号を USB オシロで測定している。

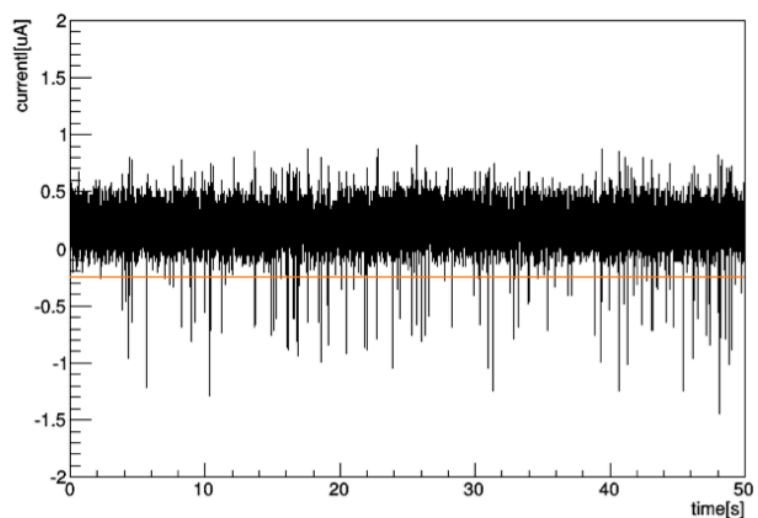


図 4.10 カレントモニターの出力 (赤線は放電の閾値)

4.3 放電率

3 段とも Standard GEM を使用し、中性子照射により放電が起こる条件を調べた。動作ガスには Ar/C₂H₆(90/10) を用いた。1、2 段目の 1 枚あたりの増幅率が 30、3 段目の増幅率が 50 のとき (総増幅率: 4.5×10^4) は放電が見られなかった。1、2 段目の 1 枚あたりの増幅率が 64、3 段目の増幅率が 10 のとき (総増幅率: 4.1×10^4) は 1、2 段目で放電が見られた。1、2 段目の 1 枚あたりの増幅率が 20、3 段目の増幅率が 100 のとき (総増幅率: 4.0×10^4) は 3 段目で放電が見られた。このことから、3 段の GEM で同程度の総増幅率を得ている組み合わせのなかで、いずれかの GEM が高増幅率で動作している場合にはその GEM で放電が起こることがわかった。また、様々な増幅率の組み合わせで動作させたところ、1、2 段目の GEM においても 3 段目の GEM においても 1 枚あたりの増幅率が 60 を超えるあたりで放電が起こり始めることがわかった。

3 段目の GEM の方が増幅後の総電子数が多いために Raether Limit を超えて放電しやすいと考えていたが、実験結果によると放電が起こる条件は何段目かということにはよらず、各 GEM の増幅率によって決まっていた。上段の GEM と比べて下段の GEM に入射する電子の総数は増加するが、2mm のトランスファー領域で電子が十分に拡散するために局所的な入射電子の数はそれほど増加しないからであると考えられる。また、1 枚の GEM で 60 を超える大きな増幅率を得ている場合には、電子雪崩によりその GEM の 70 μ m 径の穴の非常に狭い領域内に Raether Limit を超える電子が存在する状態になり放電してしまうと考えられる。

1、2 段目の GEM は放電が起こらないように 1 枚あたり 30 程度の増幅率で動作させ、3 段目の GEM の印加電圧のみ変化させながら 3 段目の Standard GEM での放電率を測定した。動作ガスには Ar/C₂H₆(90/10) を用いた。表 4.1 に Standard GEM の各増幅率に対する放電率を示す。

3 段目に Resistive GEM をセットして同様の測定を行った。最大増幅率 (~18) で動作しても放電は見られなかった。この増幅率では Standard GEM でも放電が見られていないので、放電耐性について比較することはできなかった。Standard GEM よりも増幅率が小さいが中性子照射により放電が起こってしまうという異常はないことが確かめられた。

表 4.1 3 段目の Standard GEM の増幅率と放電率

増幅率	放電率
50	~ 0
100	8.38×10^{-6}
200	3.20×10^{-5}

第 5 章 Garfield++ を用いた電極の厚さの効果の検証

本研究で作製した Resistive GEM の電極の特徴は高抵抗物質であることと非常に薄いことである。図 2.4 のように GEM の穴付近の電気力線は電極にぶつかるので、増幅された電子のうち穴の端を通る一部の電子は GEM の陽極に吸着されてしまい、読み出し基板まで届かない。この吸着の割合が大きいと、GEM での電子雪崩による増幅率が大きくても、実際に測定される増幅率 (実効増幅率) が小さくなってしまふ。電極が厚いほど穴の中の電極の表面積が大きいため、電子の吸着の割合は大きくなると考えられる。よって、電極が薄いことで実効増幅率は大きくなり、このことが炭素スパッタを用いた Resistive GEM の強みになると考えた。電極の厚さによる上述のような効果を、MPGD 用のシミュレーションソフトウェア「Garfield++」を用いて検証した。

5.1 ソフトウェア

Garfield++ のみでガス増幅のシミュレーションをすることが可能であるが、外部プログラムで計算した電場を読み込ませてシミュレーションを行うこともできる。複雑な電場構造をもつ検出器のシミュレーションを行う場合には、後者の方法が推奨されている。本実験ではメッシュの作成に Gmsh、電場計算に Elmer というソフトウェアを用いて、その結果を Garfield++ に読み込ませてシミュレーションを行った。

5.1.1 Gmsh

Gmsh は有限要素法におけるメッシュ作成ソフトウェアであり、Christophe Geuzaine と Jean-Francois Remacle によって開発された [26]。2 または 3 次元のメッシュの作成などのプリプロセッシング、解析データの可視化などのポストプロセッシングを行うことができる。

このソフトウェアを用いて (1 段)GEM チェンバーのジオメトリを設計し、メッシュを作成した。図 5.1.1 に GEM チェンバーのジオメトリとメッシュを可視化したものを示す。ここで作成したメッシュファイルを Elmer に読み込ませた。

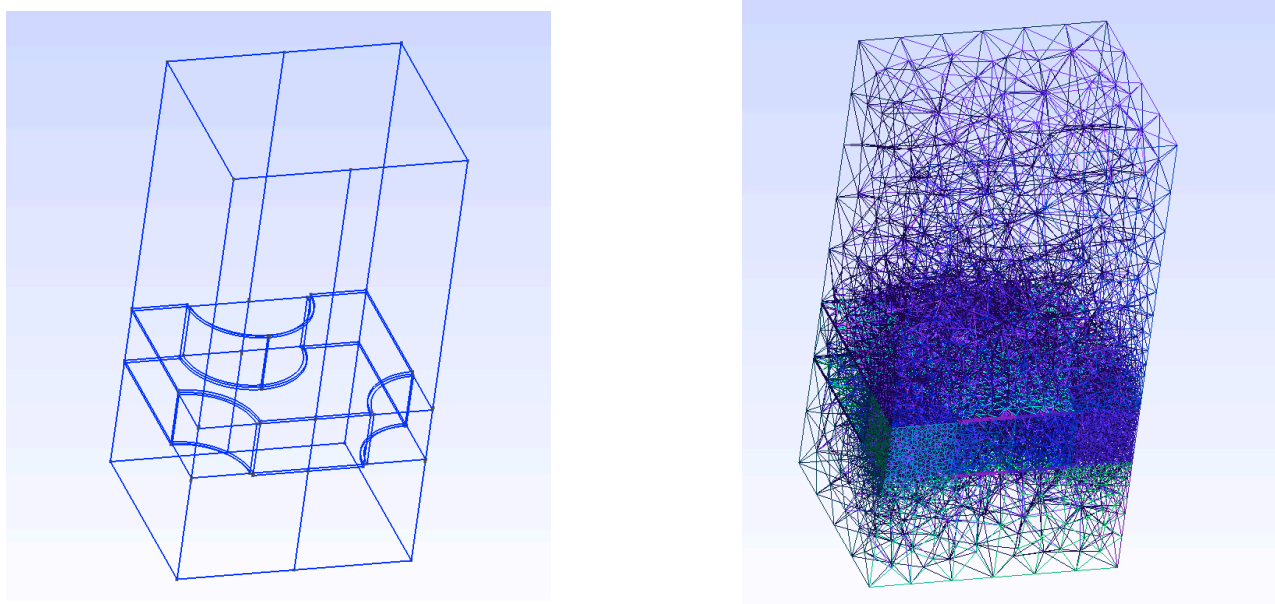


図 5.1 GEM チェンバーの (左) ジオメトリ (右) メッシュ

5.1.2 Elmer

Elmer は偏微分方程式を解くための有限要素法ソフトウェアであり、2005 年に GNU General Public License (GPL) の下でリリースされた [27]。非常に多種の方程式の取り扱いができ、さらに方程式を一般的な形で連成させることが可能であるため、マルチフィジカルなシミュレーションのための汎用ツールとなっている。

このソフトウェアを用いて、面の電位と立体の誘電率を設定し、GEM チェンバー内に作られる電場を計算した。図 5.1.2 に計算された電位と電場強度を示す。ここで計算した電場を Garfield++ に読み込ませてシミュレーションを行った。

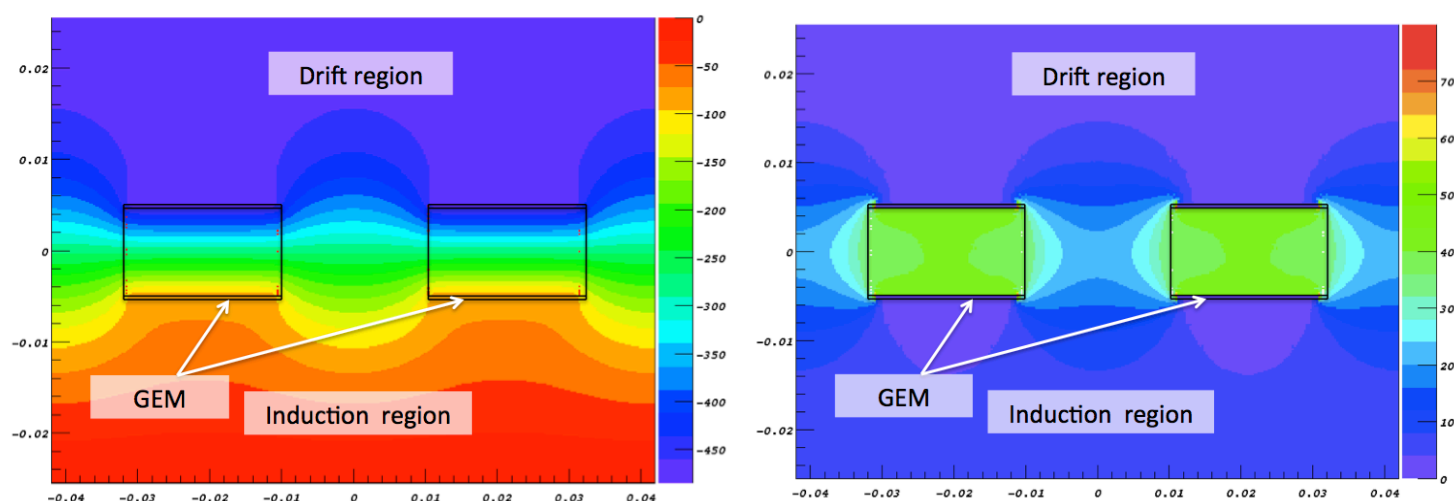


図 5.2 GEM の穴付近の (左) 電位 (右) 電場強度

5.1.3 Garfield++

Garfield++ はガスまたは半導体を用いた粒子線検出器の詳細なシミュレーションのためのオブジェクト指向のツールキットであり、CERN(欧州原子核研究機構) で開発された [28]。微視的な計算を行うため MPGD に対応でき、また 3 次元で計算することが可能である。複数のシミュレーターの複合で成り立っており、イオン化には Heed[29]、電荷輸送には Magboltz[30] を利用している。

電子を発生させ、その電子による電子雪崩をシミュレーションすることができる。増幅後の電子とイオンの数やそれらの終着点の座標、時間などの情報を得ることが可能である。また、信号波形をシミュレーションすることもできる。GEM チェンバーに電子 1 個が入射したときの、電子雪崩で生じたイオンと電子の飛跡を可視化したものを図 5.3 に示す。

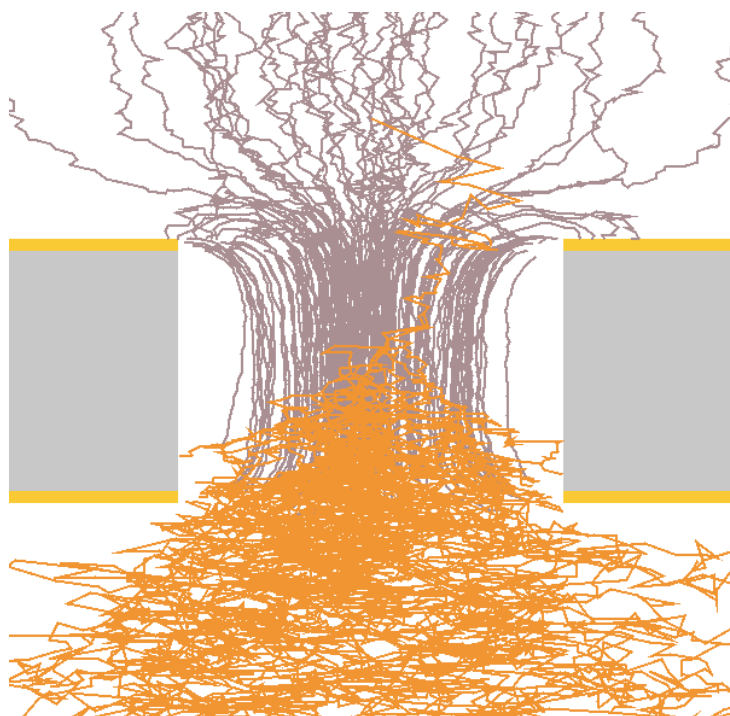


図 5.3 (灰線) イオン (橙線) 電子の飛跡

5.2 シミュレーションの方法

本実験でシミュレーションを行った GEM の構造を以下に示す。

- 絶縁層の厚さ: 100 μm
- 電極の厚さ: 5 μm 、25 μm 、0.1 μm
- 穴の径: 210 μm
- 穴の間隔: 420 μm

電極の厚さは Standard GEM を想定した 5 μm 、炭素スパッタ電極の Resistive GEM を想定した 0.1 μm 、カプトン電極の Resistive GEM(2.3.2 節) を想定した 25 μm とした。実測で用いた GEM に近い構造でシミュレーションを行おうとしたが、穴の径が 70 μm 径のメッシュではシミュレーションが正常に動かなかったため、穴の径と間隔を 3 倍に拡大したジオメトリーでシミュレーションを行った。そのため増幅率の絶対値について議論することはできないが、相対的な増幅率で目的となっている検証をすることはできる。

動作ガスには 1 気圧の Ar/C₂H₆(90/10) を設定した。ドリフト領域とインダクション領域の電場をそれぞれ 0.7kV/cm、4kV/cm とした (実測と同じ)。電子の発生点はランダムにしその範囲は、GEM の上面から 300 μm 上部で、GEM の穴の中心軸を中心とする直径が穴の間隔に等しい円とした (図 5.4)。

1 個の電子を 500 ~ 1000 回発生させ、増幅電子数の平均値を増幅率とした。1 個の電子に対する増幅電子数のヒストグラムを適当な関数でフィットすることはできず、その誤差を求めることはできなかった。200 回程度の試行の平均値のヒストグラムを描けばフィットできると考えられるが、その統計を貯めるのは困難であった。本実験では、5.9keV の X 線が入射したときの一次電子数 $n_p=227$ 個の電子に対する増幅率を想定し、増幅率の誤差は $1/\sqrt{n_p}$ で与えた。

シミュレーションの結果が信頼できるものかどうかを調べるために、実測の結果と比較した。第3章の測定で得た Standard GEM(穴の径: $70\mu\text{m}$) 1枚あたりの増幅率と、他のパラメータは同じで穴の径と間隔を3倍にした GEM のシミュレーションで得た増幅率を図 5.5 に示す。穴の中の電場は電極からの距離が大きくなるほど小さくなる。したがって穴の径が広がると、増幅領域の電場が小さくなるために増幅率が小さくなる。同じ印加電圧で比較すると、シミュレーション結果は確かに実測の増幅率よりも小さくなった。また増幅率が指数関数的に増大していることから、シミュレーションの結果は定性的には信頼できると判断した。

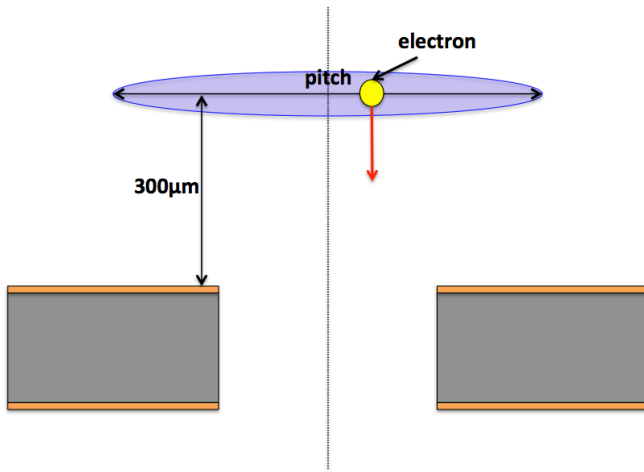


図 5.4 電子の発生点の範囲

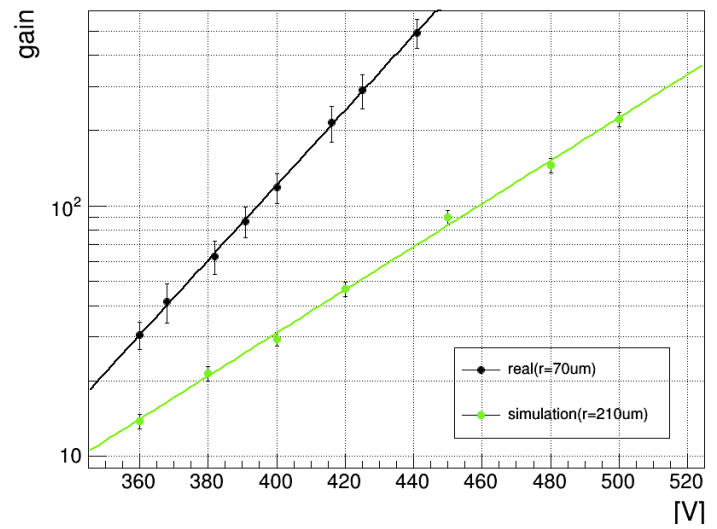


図 5.5 増幅率の印加電圧依存 (緑) シミュレーション (黒) 実測

5.3 電極の厚さと実効増幅率の関係

電極の厚さが異なる GEM について、GEM での本来の増幅率と実効増幅率を求めて比較した。それらを図 5.6、図 5.7 に示す。

GEM での本来の増幅率は、電極の厚さを変えても有意な差が見られなかった。印加電圧 360V で増幅率 20 程度、420V で 75 程度であった。一方、GEM の陽極にとらえられたり、ガス分子に吸着されたりせずに読み出し基板まで届いた電子数から求めた実効増幅率には有意な差が見られた。電極の厚さが 0.1 μm の GEM と 5 μm の GEM は同程度だが、電極が 25 μm 厚の GEM の実効増幅率は小さかった。電極に吸着された電子の割合は 0.1 μm 厚と 5 μm 厚では 15~20% 25 μm 厚では 30~40% であった。

この結果から、炭素スパッタを用いた Resistive GEM の実効増幅率は Standard GEM と比べると変わらないが、理研で開発されたカプトン電極の Resistive GEM と比べると大きくなることがわかった。よって、炭素スパッタを用いた Resistive GEM をカプトン電極の Resistive GEM と同程度の印加電圧で動作させることができれば、より性能のよい Resistive GEM になり得る。

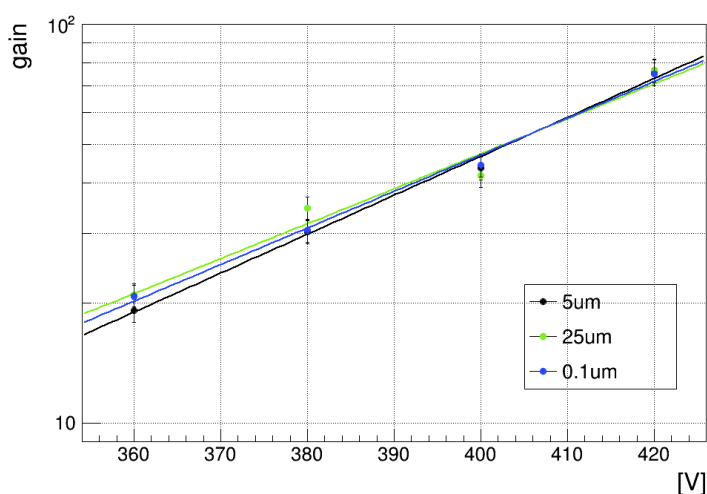


図 5.6 GEM での本来の増幅率

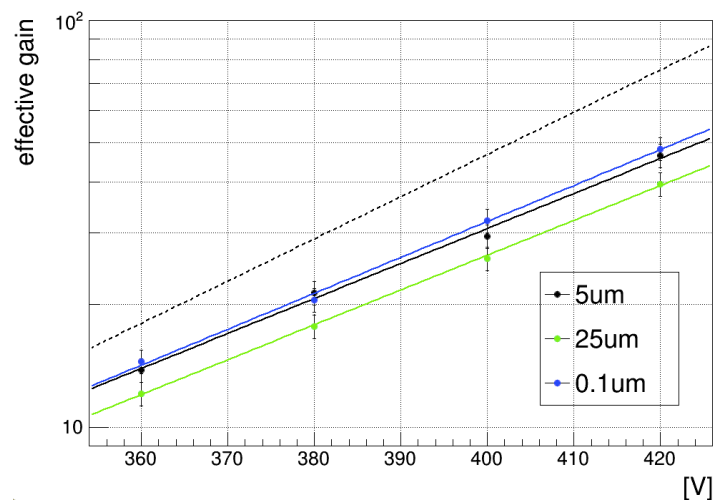


図 5.7 実効増幅率 (点線は本来の増幅率)

第6章 まとめ

GEMはMPGDの一種であり、現在、高エネルギー実験で広く用いられている。MPGDでは狭い領域に大きな電位差を与えて動作させるために放電が起こり、検出器が損傷するという弱点がある。GEMの場合、放電の繰り返しにより穴の中に導通路が形成されて表と裏の電極がつながってしまい、検出器として動作させられなくなることがある。本研究の目的は、放電耐性をもつGEMを開発することである。

放電を抑制するために電極に高抵抗物質を用いるという手法が研究されてきた。こうすることで放電が起こったときに電圧降下が起こり、小さな放電が起こってもそれが持続せず、GEMに損傷を与えるような大きな放電につながらない。本研究で開発したResistive GEMはスパッタリング技術で形成した炭素薄膜を電極として用いている。

炭素スパッタを用いたResistive GEMの電極は $0.1\mu\text{m}$ であり、一般的なGEMと比べて非常に薄い。GEMで増幅された電子の一部はGEMの陽極に吸着されてしまい読み出し基板まで届かないために、測定される信号はその分小さくなってしまふ。電極が薄いほど穴の中の電極の表面積が小さくなるため、この吸着の割合を小さくし、実効増幅率を大きくできることが期待される。

RIソース ^{55}Fe を用いて増幅率の測定を行った。3段GEMチェンバーの1、2段目にはStandard GEMをセットし、3段目にResistive GEMをセットしてResistive GEM1枚分の増幅率を求めた。動作ガスに $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90/10)$ を用いたとき、印加電圧320V程度でおよそ18の増幅率が得られた。これを超える電圧をかけると放電が持続的に起こるようになり、検出器として動作させられない状態になった。他の動作ガスでも試したが、これ以上の増幅率を得ることはできなかった。これに対し、Standard GEMでは1枚で数百の増幅率が得られた。Resistive GEMでStandard GEMと同等の増幅率を得たかったが、これは達成できなかった。

高速中性子ビームを用いて放電耐性の試験を行った。Standard GEMでは、60を超える増幅率(1枚あたり)で動作させているときに中性子を照射すると放電が起こることがわかった。その放電率は増幅率100~200で $10^{-5}/\text{neutron}$ 程度であった。Resistive GEMでは、最大増幅率(~18)で動作しても放電が観測されなかった。Resistive GEMでStandard GEMにおいて中性子照射による放電が問題となるほどの増幅率を得ることができなかったため、放電耐性について検証することができなかった。Resistive GEMでより大きな増幅率を得られるようにしなければならないが、小さい印加電圧で持続的な放電が起こってしまう理由は今のところわかっていない。

電極が薄いことによって実効増幅率が大きくなるかどうかを、Garfield++を用いたシミュレーションによって検証した。炭素スパッタを用いたResistive GEM、一般的なStandard GEMと電極にカプトンを用いたResistive GEM(理研で開発された)を想定して、絶縁層の厚さが $100\mu\text{m}$ で電極の厚さがそれぞれ $0.1\mu\text{m}$ 、 $5\mu\text{m}$ 、 $25\mu\text{m}$ のGEMでシミュレーションを行った。印加電圧が同じ場合、3種のGEMの本来の増幅率は等しいが、電極が $25\mu\text{m}$ 厚のGEMは他の2種のGEMに比べて実効増幅率が小さくなることがわかった。GEMの陽極に吸着される電子の割合は $0.1\mu\text{m}$ 厚と $5\mu\text{m}$ 厚では15~20%、 $25\mu\text{m}$ 厚では30~40%であった。このことから、炭素スパッタを用いたGEMは一般的なGEMよりも大きな実効増幅率を得ることはできないが、電極にカプトンを用いたResistive GEMよりも大きい実効増幅率を得られる可能性があることがわかった。

謝辞

多くの方々の支えによって、ここまで研究を進め修士論文を完成させることができました。私に関わって下さった皆様に深く感謝いたしております。

指導教員の越智敦彦先生は、私が質問をしにいったときに、ご自身の研究が忙しい中でも時間を惜しまず非常に丁寧に教えてくださいました。おかげで基礎的な知識が十分に身につけていなかった私が、なんとか研究を進めていくことができました。熱心に、意欲的に、また楽しそうに研究に取り組んでおられて、尊敬しておりました。また少年のようなピュアな心を持っていて、親しみやすかったです。

研究室の先生方、皆様にお世話になりました。身内賢太郎先生には実験を始めた頃の頃、チェンバーの組み立て方から教えていただきました。若さに溢れていて、私たち学生のノリに合わせてくれるところがこちらが圧倒されるほどでした。本間康浩先生は実験室で測定している際に、気さくに声をかけてくださり様々な助言をいただきました。藏重久弥先生には CERN 出張の手続きの際など、細かいところまでしっかり教えていただきお世話になりました。山崎祐司先生、清水志真先生、前田順平先生、Li Yuan 先生には CERN 出張のときに現地で、研究に関するだけでなく生活面でも助言をいただき、おかげで不慣れな海外でも快適に過ごすことができました。竹内康雄先生、原俊雄先生、鈴木州先生、矢野孝臣先生にはコロキウムなどで御指導いただき、おかげで理解を深めることができました。秘書の横山由美様には事務手続きの際に丁寧に対応していただいただけでなく、FAX の使い方を教わったり電池を探してもらったりなど様々なサポートをしていただきました。

共同で研究する機会があった ICEPP の川本辰男先生、増淵達也先生、片岡洋介先生、斎藤智之さんには神戸大学、CERN でのビームテストなどでお世話になりました。初めての CERN 出張では、増淵先生に空港からの送迎や研究施設の案内などをしていただきました。同じく ICEPP の寺尾伸吾さん、山崎友寛くん、山谷昌大くん、木村光太郎くんにもお世話になりました。ビームテストでは苦しいこともありましたが、一緒に色々なお店にご飯を食べに行くのが楽しみでした。

μ -PIC グループの皆さんとは研究について教え合ったり、一緒に考えたりしてきました。夜遅くまでビームテストをしていたときは苦しいこともありましたが、共に支え合い乗り越えることができましたと思います。CERN 出張では週末に旅行に行くこともでき、とてもいい思い出になりました。先輩である山根史弥さん、竹本強志さんには気軽に質問をさせていただき、良い助言をいただきました。お二人とも接しやすい方で、3 人で行動しているときは居心地が良かったです。長坂憲子さん、長谷川大晃くんは真面目に研究に取り組んでいて、良い刺激を受けました。長坂さんは多彩な独り言で場を盛り上げてくれました。長谷川くんは温厚な筋肉マンで、場を和ませてくれました。阿部圭吾くんは同グループで研究をした期間は短かったですが、ビームテストを手伝ってくれて助かりました。これからがんばってください。

同期の木戸将吾くん、橋本隆くん、藤田黎くんとは研究に関する話もくだらない話もたくさんしました。生産性のない会話が大半でしたが、今では貴重な時間だったと思っています。木戸くんは黙々と集中して研究をしていて感心していました。橋本くんは有言実行を体現していて驚愕しました。藤田くんは何でもできてかっこよかったです。進学する木戸くん、橋本くんはさらに邁進してってください。皆さん、また何かの機会に会いましょう。

研究室の先生方、大学院生の方々、学部 4 年生の方々、皆様のおかげで楽しい研究室生活を送ることができました。接しやすい方ばかりで、コーヒープレイクの時間などは楽しいひと時でした。

大学院まで進学し研究をすることができたのは、父母をはじめとする家族のおかげです。ここまで私を育て、見守ってくださったことに感謝しております。

参考文献

- [1] http://meroli.web.cern.ch/meroli/lecture_stragglingsfunction.html
- [2] Particle Data Group, 2012 Review of Particle Physics., Chapter 31. PARTICLE DETECTORS AT ACCELERATORS <http://pdg.web.cern.ch/pdg/2012/reviews/rpp2012-rev-particle-detectors-accel.pdf>
- [3] 粒子線検出器－放射線検出器の基礎と応用－ K. クラインクネヒト 著 / 高橋嘉右・吉城肇 共訳
- [4] 修士学位論文「ATLAS アップグレードに向けた MicroMEGAS の開発とその性能評価」 江戸勇樹 神戸大学 2013
- [5] 修士学位論文「micro - PIC の放電抑制に関する研究」 駒井英俊 神戸大学 2013
- [6] PhD thesis "Development of Micromegas-like gaseous detectors using a pixel readout chip as collecting anode" M.A. Chefdeville FNWI: Institute for High Energy Physics (IHEF) 2009
- [7] MPGD 研究会「MSGC 開発史 東工大における MSGC の開発」 越智敦彦 神戸大学 2004
- [8] 2014 JINST 9 C02032 "Study of the performance of the Micromegas chambers for the ATLAS muon spectrometer upgrade" C.Bini
- [9] 修士学位論文「ATLAS Phase-I Upgrade に向けた MicroMEGAS の性能評価」 山根史弥 神戸大学 2015
- [10] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 471 (2001) 264-267 "A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber" Atsuhiko Ochi, et al.
- [11] NIM A263(1988) 351-359 "Positron-Sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases" A.Oed
- [12] Nuc. Instr. and Meth. 62(1968)262 "The use of Multiwire Proportional Counters to select and localize Charged Particles" G. Charpak, et al.
- [13] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 376 (1996) 29-35 "MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments" Y.Giomataris, et al.
- [14] IV. Energy Deposition in the Detector and Spectrum Formation
- [15] <https://gdd.web.cern.ch/GDD/gemgeneral.html>
- [16] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 805 (2016) 2-24 "The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications" Fabio Sauli
- [17] 2012 JINST 7 C06006 "Development of Resistive Electrode Gas Electron Multiplier (RE-GEM)" A. Yoshikawa, et al.
- [18] arXiv:1403.6659v1 "Development of a Diehard GEM using PTFE insulator substrate" M.Wakabayashi, et al. (2014)
- [19] 修士学位論文「ATLAS アップグレードに向けた MicroMEGAS 抵抗電極の開発」 竹本強志 神戸大学 2015
- [20] PoS TIPP2014 (2014) 351 "Carbon Sputtering Technology for MPGD detectors" Atsuhiko Ochi, et al.
- [21] Research on discharges in micropattern and small gap gaseous detectors V. Peskov, P. Fonte
- [22] ATLAS Thin Gap Chamber Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards ATLAS TGC ASD IC 12 November 1998 1 February 1999 ATLAS TGC Collaboration
- [23] Journal of Nuclear Science and Technology Volume 5, Issue 1, 1968 "Neutrons from Thick Target

- Beryllium (d,n) Reactions at 1.0 MeV to 3.0 MeV” Tetsuo INADAa, et al.
- [24] <http://www.srim.org/>
- [25] Physics Procedia Volume 60, 2014, Pages 220-227 ”Neutron Yields of Thick Be Target Bombarded with Low Energy Deuterons” Yubin Zuo, et al.
- [26] Gmsh クイックスタート・ガイド Christophe Geuzaine, Jean-Fran,cois Remacle 著 The OpenAcoustics Team 訳・著 2010
- [27] Elmer の概要 CSC, the Finnish IT Center for Science 著 大嶋拓也 訳・著 新潟大学 2008
- [28] Garfield++ User Guide (Version 2014.1) H. Schindler
- [29] <http://heed.web.cern.ch/heed/>
- [30] <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>