

修 士 学 位 論 文

μ -PIC の放電抑制に関する研究

平成 25 年 3 月 23 日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 115S110S
氏 名 駒井英俊

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

目次

概要	4
第 1 章 ガス粒子線検出器	5
1.1 粒子線の検出	5
1.1.1 荷電粒子の検出	5
1.1.2 X線, γ 線の検出	6
1.2 ガス粒子線検出器	9
1.2.1 ガス増幅	9
1.2.2 ワイヤーを用いたガス粒子線検出器	10
1.2.3 Micro Pattern Gaseous Detector (MPGD)	10
第 2 章 μ -PIC と放電問題	12
2.1 μ -PIC (Micro Pixel Chamber)	12
2.1.1 μ -PIC の構造	12
2.1.2 μ -PIC の動作	12
2.2 研究の目的	14
2.2.1 電極間の放電問題	14
2.2.2 高速中性子による放電	14
2.3 高抵抗陰極型 μ -PIC	15
2.3.1 初期の高抵抗陰極型 μ -PIC	15
2.3.2 誘起電荷読出型の高抵抗陰極型 μ -PIC	17
第 3 章 セットアップ	18
3.1 ^{55}Fe を使用した増幅率測定	18
3.1.1 増幅率測定	18
3.1.2 セットアップ	20
3.2 高速中性子を使用した放電耐性試験	24
3.2.1 神戸大学海事科学部タンデム加速器	24
3.2.2 中性子の発生	25
3.2.3 μ -PIC への中性子照射	25
3.2.4 放電率測定	26
第 4 章 通常型 μ -PIC の動作ガスの最適化試験	27
4.1 ^{55}Fe 線源を使用した基本動作と放電耐性の試験	27
4.1.1 ガスによる増幅率、放電耐性の違い	27
4.1.2 ガスによる電子吸着とガス中の電子の移動度	29
4.2 高速中性子を使用した放電耐性の試験	31

4.2.1	動作ガスによる放電率の違い	31
4.2.2	放電率のドリフト電場強度依存性	34
4.2.3	チャージアップに伴う増幅率変化による放電率変化	35
4.2.4	高速中性子と検出器の相互作用のシミュレーション	36
4.2.5	シミュレーションに基づいた高速中性子追試験	37
第 5 章	高抵抗陰極型 μ-PIC の動作試験	39
5.1	^{55}Fe 線源を使用した基本動作と放電耐性の試験	39
5.1.1	ガスによる増幅率変化	39
5.1.2	高抵抗陰極のみに負電圧を印加した時の増幅率	40
5.1.3	チャージアップによる増幅率変動	40
5.2	高速中性子を使用した放電耐性試験	41
5.2.1	通常の動作モードにおける放電率	41
5.2.2	陰極のみに電圧を印加した時の放電率	42
5.2.3	動作試験で起きた問題	43
第 6 章	まとめ	44

概要

μ -PIC とはガス粒子線検出器の一種で、宇宙 γ 線の検出や医療応用、中性子イメージングなどに向けた開発が行われている。その特徴として高位置分解能、高時間分解能、高入射許容量が挙げられ、 μ -PIC 単体で安定的に動作させられる増幅率はおおよそ数千までとなっている。本研究の目的は、 μ -PIC を基とした次世代ハドロン衝突実験における MIP 粒子の検出器、もしくは単電子検出が可能な光検出器の開発である。

MIP 粒子と言われる物質と相互作用をし難い粒子や、単電子を検出する為には μ -PIC をより高い増幅率で動作させる事が必要となるが、高増幅率で動作させた μ -PIC では電極間の放電が起りやすい。放電開始の条件は、おおよそガス中の局所的な電子の数で決まっているので、 μ -PIC を高増幅率で動かした状態、もしくは高速中性子による反跳核子などのガス中に大きなエネルギーを落とす放射線が降り注ぐ環境下では、放電が起りやすくなる。放電が繰り返されると、陽陰極間の短絡が起き検出器が部分的に破壊される、もしくは放電による一時的な不感時間の発生などの問題が生じる。この放電問題の解決が、本研究で行った μ -PIC 開発の具体的な目的である。

放電問題を解決する方法として、二つの異なる解決策を模索した。一つが、動作ガスや検出器の構成物質の最適化によって、放電自体が起こる確率自体を減らし、放電しにくい検出器を作る方法。もう一つが、 μ -PIC の検出器の構造を見直し、 μ -PIC 自体に放電を小さく抑制する機能を持たせることで、放電が起きてても壊れにくい検出器を作る、というものである。

第1章 ガス粒子線検出器

1.1 粒子線の検出

ここでは、粒子線の検出原理について説明する。

1.1.1 荷電粒子の検出

入射荷電粒子が検出器のガス中を通過すると、ガス原子と連続的にクーロン相互作用を起こし、飛跡にそってガス原子を電離することでエネルギーを失っていく。電離によって生成された電子イオン対は、お互いのクーロン力によって再結合し中性原子に戻ろうとする。再結合を抑制する為の電場をかけ、電子を収集することが検出器の基本である。

入射荷電粒子の物質中でのクーロン相互作用によるエネルギー損失は、Bethe-Bloch の式 1.1 で表される。銅に対する μ^+ のエネルギー損失のグラフを図 1.1 に示す。

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

ここで、

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (1.2)$$

c , m_0 , e はそれぞれ光速、電子の静止質量、電気素量、

E , ze , v , x は入射粒子のエネルギー、電荷、速度、移動距離、

Z , N , I は物質の原子番号、単位体積あたりの原子個数、実行電離ポテンシャルを表す。

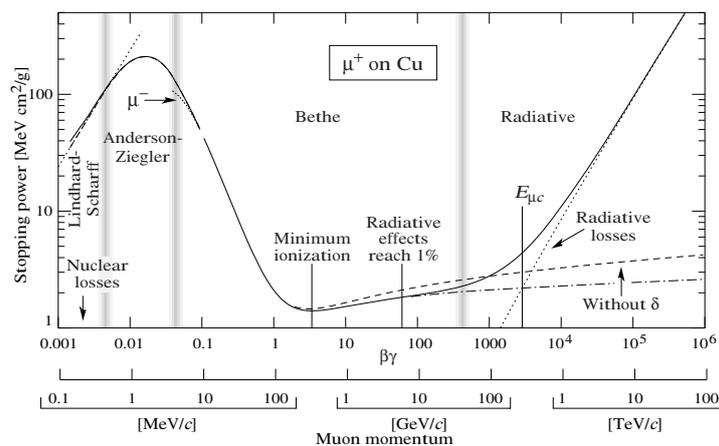


図 1.1: 銅における μ^+ のエネルギー損失 [1]

1.1.2 X線, γ 線の検出

光子と物質との相互作用には主に、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成がある。これらの相互作用の断面積は、光子の持つエネルギーと、物質の原子番号 Z に依存する。図 1.2 は 1 気圧の Ar-C₂H₆(90/10) での相互作用の断面積を、図 1.3 はどの相互作用が支配的になるかを示している。

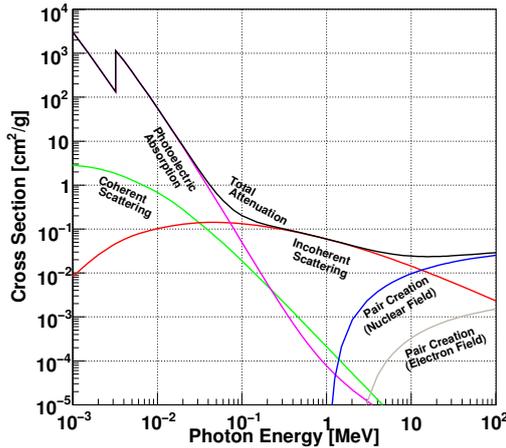


図 1.2: 光子と物質の相互作用の断面積 [3]

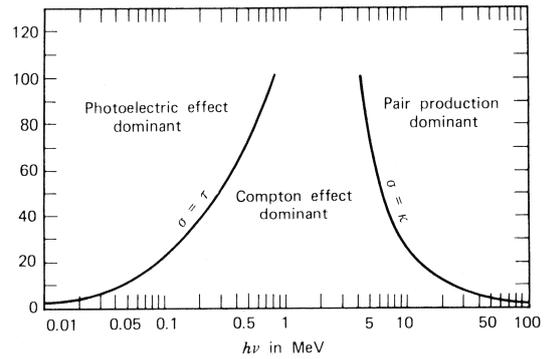


図 1.3: 光子と物質の支配的な相互作用 [4]

光電効果

100keV 以下のエネルギーを持つ光子と物質との相互作用は、光電効果が支配的である。光電効果とは、光子が全エネルギー $h\nu$ を原子中の電子に与え、光電子として原子からはじきだされる反応である。この時の光電子のエネルギーを T 、電子の束縛エネルギーを I とすると

$$T = h\nu - I \quad (1.3)$$

と表される。軌道電子の中でも、原子核による束縛が強い内殻の電子ほど光電子として弾き出される確率が高く、光子のエネルギーが K 殻の束縛エネルギーより大きい時は、主に K 殻の電子が光電子となる。光電効果の断面積は、物質原子番号 Z の 5 乗に比例し、光子のエネルギー $h\nu$ の $\frac{7}{2}$ にも比例する。光子のエネルギーが、K 殻の束縛エネルギーより小さくなると、L 殻の軌道電子が弾き出される様になる。

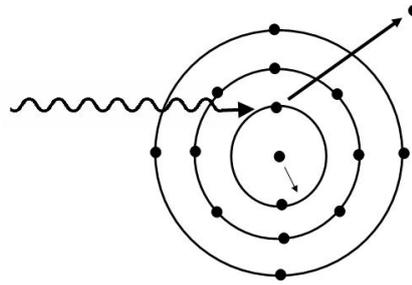


図 1.4: 光電効果 [6]

コンプトン散乱

数 100 keV から 10 MeV 程度のエネルギー領域では、コンプトン散乱が支配的になる。コンプトン散乱は光子と電子の弾性散乱であり、光子によって電子が弾き飛ばされ、光子はその分だけエネルギーの低い光子となる現象である。散乱のエネルギーと方向は以下のように示される。

光子の散乱角を θ 、入射光子のエネルギーを $h\nu$ とすると、散乱後の光子のエネルギー $(h\nu)'$ は、

$$(h\nu)' = h\nu \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - \cos\theta)h\nu} \quad (1.4)$$

と表され、反跳電子のエネルギー T は

$$T = h\nu \frac{(1 - \cos\theta)h\nu}{m_e c^2 + (1 - \cos\theta)h\nu} \quad (1.5)$$

となる。 m_e は電子の質量、 c は光速である。コンプトン散乱の起きる確率 (断面積) は原子番号 Z に比例する。

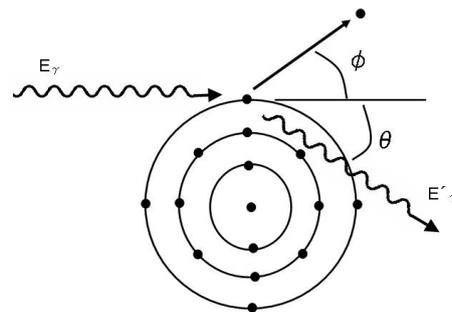


図 1.5: コンプトン散乱 [6]

電子対生成

光子のエネルギーが電子の静止質量の2倍を超えると、物質中の電磁場 (主として原子核によるクーロン場) との相互作用により γ 線が消失し、電子と陽電子の対が生成される事が (図 1.6)。この現象は対生成と呼ばれ、光子のエネルギーが 10 MeV 以上の時に支配的となる。エネルギー $h\nu$ の光子から放出される電子と陽電子のエネルギー E_{e^-} , E_{e^+} は、

$$h\nu = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_e c^2 \quad (1.6)$$

となる。対生成の断面積は Z^2 に比例するが、高エネルギー領域ではエネルギーに対して一定の値となる。

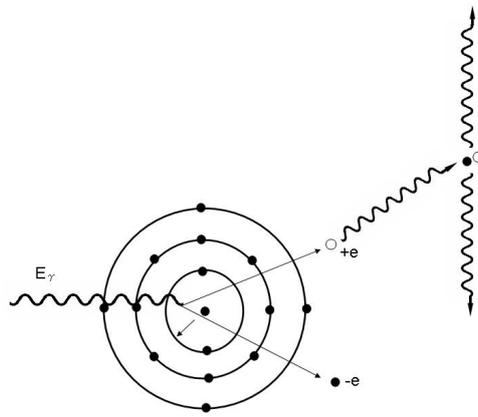


図 1.6: 電子対生成 [6]

1.2 ガス粒子線検出器

ガス粒子線検出器は、ガス中を通過する荷電粒子や γ 線によって生成された電離電子を収集、増幅して信号として検出する粒子線検出器である。

1.2.1 ガス増幅

入射粒子線はガス中に電離電子を生成する。この電子を一次電子と呼び、ガス中にかけた高電場によって一次電子を増幅する過程をガス増幅という。ガス増幅を使った最も基本的なガス粒子線検出器である比例計数管を例に挙げて、ガス増幅について説明する。

図 1.7 に比例計数管の概観図を示す。筒状の陰極の中心に数 10 ~ 数 100 μm 径の陽極ワイヤーが張られており、陰極の内部は Ar 等の希ガスで満たされている。陽極ワイヤーの半径を a 、陰極チューブの半径を R 、陽陰極間の電位差を V とすると、陽極ワイヤー中心から r の距離の電場は

$$E(r) = \frac{V}{r} \frac{1}{\ln \frac{R}{a}} \quad (1.7)$$

となる。この式から、電場の強さは陽極ワイヤーに近づくにつれて急激に増大することが分かる。

放射線がガス中に入射されると希ガスが電離され、一次電子が生成される。一次電子は陽陰極間への電圧印加による電場に従い、陽極ワイヤーに向かって移動を始める。その際電子は、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す。電子が陽極近傍の強電場領域に達すると、電子は電場によって、より強く加速される。加速された電子が、ガス原子のイオン化エネルギーを超える運動エネルギーでガス原子と衝突すると、ガス原子が電離される。この電離によって生成された電子も電場によって強く加速され他のガス原子を電離する、という形で連鎖的な電離が続いていく。この連鎖的な電離増幅を電子雪崩と呼ぶ。電子雪崩で生成された大量の電荷の移動によって、陽極に信号が誘起され電子信号として測定される。

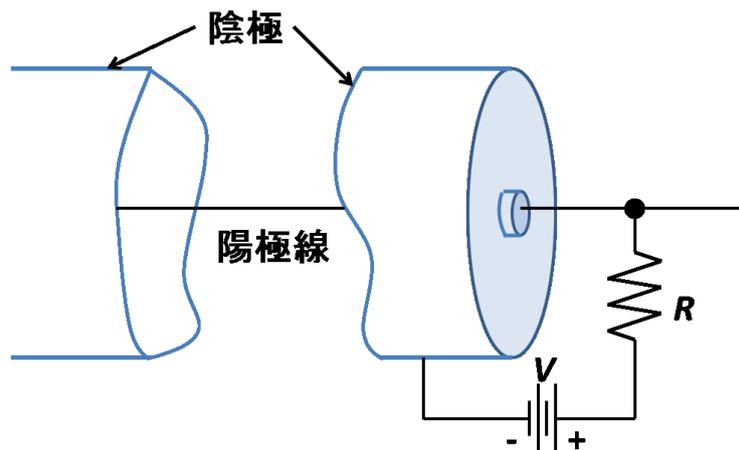


図 1.7: 比例計数管の概観図 [5]

1.2.2 ワイヤーを用いたガス粒子線検出器

比例計数管

比例計数管は小節 1.2.1 で示した様な構造、動作原理を持つ。粒子線のガス中におけるエネルギー損失を測定できる。

MWPC(Multi Wire Proportional Chamber)

MWPC は、2 枚の平行な陰極板の間に陽極ワイヤーが等間隔に並んだ言わば、比例計数管が並列に並んだ構造になっているため、入射粒子線の通過位置も単体で測定可能な検出器となっている。図 1.8 に MWPC における電気力線を示す。WMPC を含むワイヤーを使ったガス粒子線検出器は、ワイヤー同士の静電反発によってワイヤー間隔を数 mm より小さく出来ない。また、電子雪崩で生成されたイオンの収集に時間がかかる為、粒子線が高頻度で入射する環境に対応することは困難である。

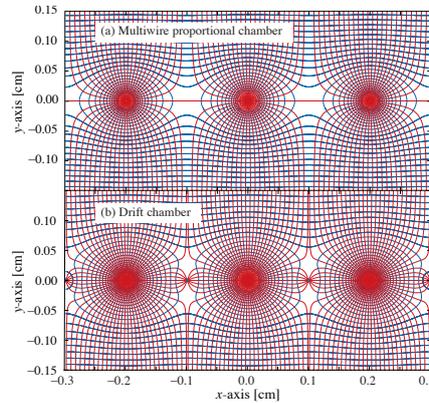


図 1.8: MWPC の電気力線 [2]

1.2.3 Micro Pattern Gaseous Detector (MPGD)

MSGC (Micro Strip Gas Chamber)

MWPC の弱点を解決した新しい検出器として、A.Oed によって 1988 年に開発された [7]。MSGC の概観図を図 1.9 に示す。LSI の作成などで使われるリソグラフィ技術を用いて電極が形成されており、陽極ワイヤーの変わりに、陽極ストリップと陰極ストリップを絶縁基板の上に交互に配置した構造になっている。基板上に電極を配置する構造から、数百 μm 以下の間隔で各電極を配置することが可能となった。また陰極が陽極のすぐとなりに配置された構造から、電子雪崩で発生したイオンの収集が速やかに行われる為、高頻度入射粒子環境下でも安定的に動作させられる。

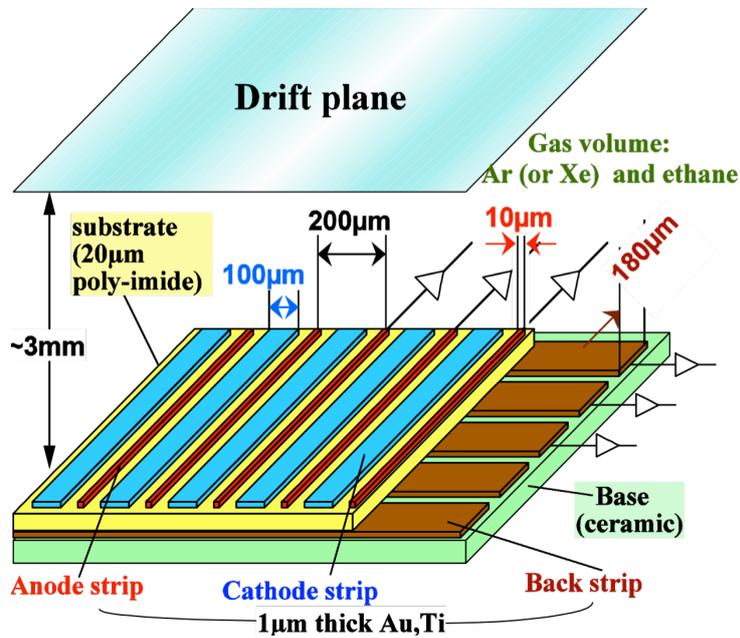


図 1.9: MSGC の概観図 [8]

GEM(Gas Electron Multiplier)

GEM(Gas Electron Multiplier) は 1997 年 F.Sauli らによって発明された [9]。現在 CERN を中心に使われている標準的な GEM の構造を図 1.10,1.11 に示す。GEM の構造は、両面が銅で被膜された厚さ $100 \mu\text{m}$ 程度のポリイミドに、 $100 \mu\text{m}$ 径程度のホールを数 $100\mu\text{m}$ 間隔で開けたものとなっている。被膜銅を電極として用い、ホールの上下に 300V 程度の電圧を印加することで、電子雪崩に十分な強電場をホール内に形成する。(図 1.11)。多段で用いることにより合わせて 1 万倍以上の増幅率が実現できる。

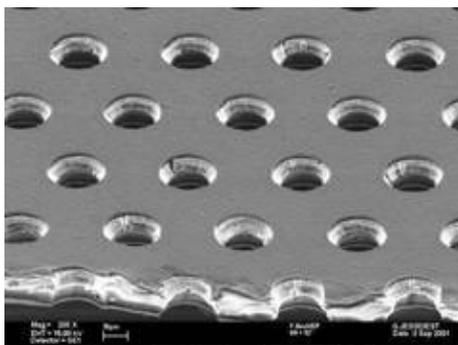


図 1.10: GEM [10]

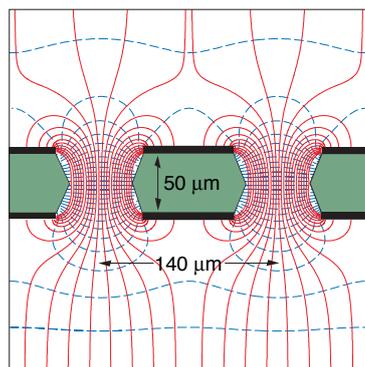


図 1.11: GEM の電気力線 [2]

第2章 μ -PIC と放電問題

μ -PIC は MSGC を基に改良する形で、2001 年に越智、谷森氏により開発された検出器である [11]。今章では μ -PIC 及び高抵抗陰極型 μ -PIC の構造と特徴について説明する。また、 μ -PIC における電極間の放電問題についても述べる。この放電問題は、 μ -PIC をハドロン衝突実験等で用いる為には解決すべき課題あり、その解決が本研究の主目的である。

2.1 μ -PIC (Micro Pixel Chamber)

2.1.1 μ -PIC の構造

図 2.1 に μ -PIC の構造を示す。ポリイミドの絶縁基板に直径 $50 \mu\text{m}$ の陽極ピクセルが $400 \mu\text{m}$ 間隔でピクセル状に配置され、各陽極ピクセルの周りを直径 $200 \mu\text{m}$ の陰極が取り囲む構造となっている。陽極ピクセルと陰極は一つずつストリップでつながっていて、陽極と陰極ストリップが交差して配置された構造から、信号の二次元読出が可能となっている。

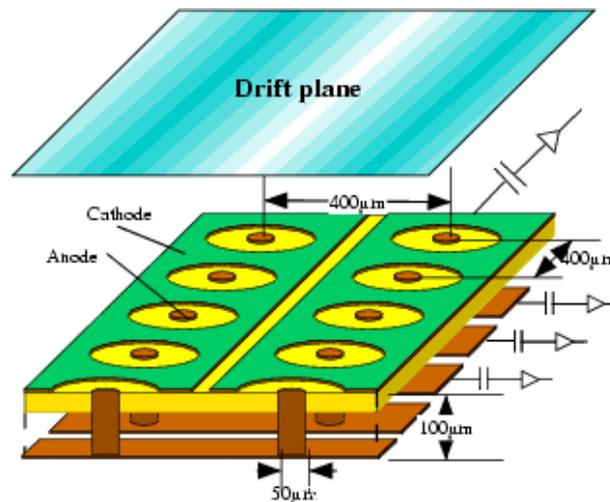


図 2.1: μ -PIC の概観図

2.1.2 μ -PIC の動作

μ -PIC を動作させる時の、チェンバ内のセットアップを図 2.2 に示す。ガスを密封した容器の底面に μ -PIC を設置する。更にドリフト電極と呼ばれる板状の電極を、 μ -PIC から数 mm ~ 数 cm の距離に、 μ -PIC と平行に設置する。 μ -PIC を動作させる時は、このドリフト電極におよそ数 kV

の負電圧、陽極ピクセルに数百 V の正電圧を印加し、陰極の電位は 0V とする。入射された放射線はガス分子を電離し、電子イオン対を生成する。生成された電子は、ドリフト電極が形成する一様な電場によって μ -PIC 方向に移動し、イオンはドリフト電極方向に移動する。電子が μ -PIC に近づくと、陽極が形成する電場によって、電子が陽極に収集される。陽極近傍は、陽極と陰極間に印加された電圧によって強電場が形成されているため、電子雪崩が起こる。電子雪崩によって生成された電子は陽極へ、イオンは陰極に向かう。その電荷の移動によって、陽極と陰極に信号が誘起される。

μ -PIC の強みは、主に以下の二つである。

- 陽極がピクセルとなっている為、陽極近傍の電場が増大し、高増幅率を得られる
- 陰極が円形となっている為、陰極近傍の電界強度が抑えられるため、放電を起こし難い

これらの理由によって、 μ -PIC ではおよそ 1 万のガス増幅率を達成している。

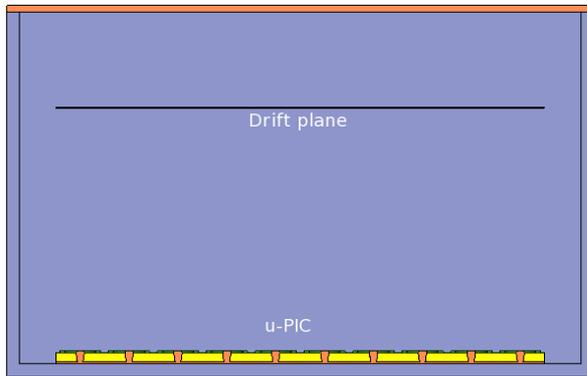


図 2.2: チェンバー内の μ -PIC のセットアップ

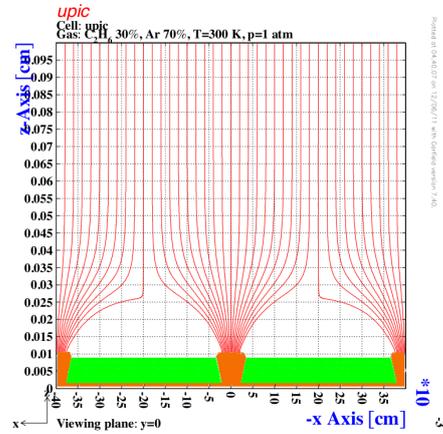


図 2.3: 陽極近傍の電気力線

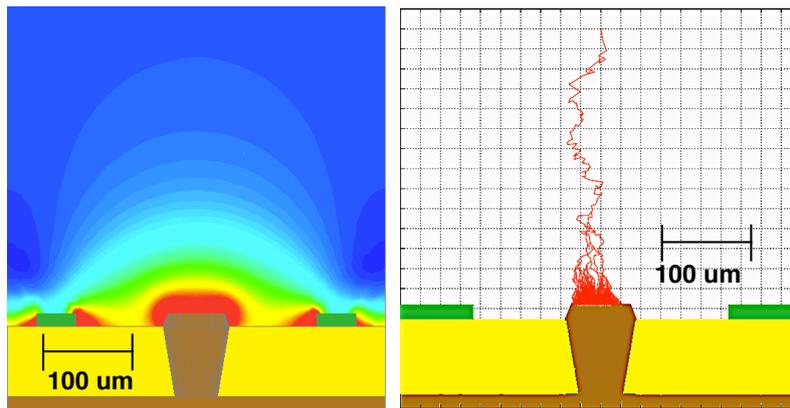


図 2.4: 陽極近傍の電界強度 (左)、と電子雪崩の模式図 (右)

2.2 研究の目的

2.2.1 電極間の放電問題

μ -PIC を含む一般的な MPGD では電極間の放電問題が存在する。MPGD は陽極と陰極が絶縁基板を介して物理的に繋がっているため、電極間の放電が繰り返されると絶縁基板上に導通路が形成されることがある。導通した部分は陽陰極間に電圧を印加出来ない為、検出器として動作しない不感領域が出来る事となる。図 2.5 に放電の繰り返しによって μ -PIC の陽陰極間に導通路が形成される様子を電子顕微鏡で撮影したものを示す [13]。この様に放電の繰り返しによって、陽陰極間の絶縁基板上に少しずつ導通性の物質 (おそらく炭素) が蓄積していき、最終的には完全な導通路が形成されてしまう。

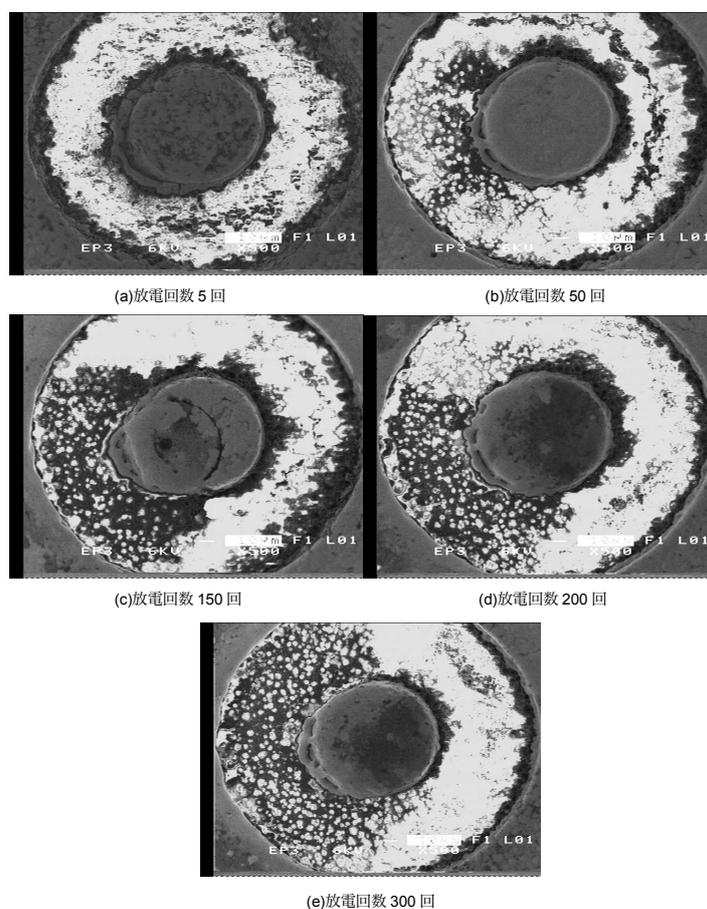


図 2.5: 放電の連続による導通路の形成 [13]

2.2.2 高速中性子による放電

前節で述べた電極間の放電が起こる条件は、ガス中の局所的な電子の数で決まると言われている。電子雪崩を起こした後の総電子数が Raether limit (一般的には $10^7 \sim 10^8$) を超えると、電極間の放電が起こるとされている。つまり放電が起こりやすいのは、 μ -PIC を高増幅率で動作させた時、も

しくはガス中に大きなエネルギーを落とす放射線が入射し大量の電離電子が生成された時である。MeV 程度のエネルギーを持つ陽子や α 線がその粒子に当たるが、これらの粒子が検出器に照射されても、そのエネルギーデポジットの大きさ故にチェンバーの蓋等で簡単に止まってしまう為、問題にはならない。これらが問題になるのはハドロン衝突実験等の、高速中性子が発生する環境下である。中性子は物質と確率的な反応をする為、チェンバー内のガス原子核とのみ反応し MeV 程度のエネルギーを持った反跳原子核をガス中に生成する、といった事が起こり得る。MeV 程度のエネルギーを持つ反跳原子核は、ガス中で短距離に大きなエネルギーを落とす為、放電の原因となる事が非常に多い。 μ -PIC をハドロン衝突実験で使うためには、この高速中性子による放電問題を解決しなければならない。本研究の主目的はこの放電問題の解決であり、その解決を以下の二つの方向から計った。

一つは、動作ガスや動作条件を最適化することで、放電を起し難い検出器にするというものである。その詳細と結果について第 4 章で述べる。

もう一つは、 μ -PIC 自体に放電を小さく抑制する機構を持たせた、放電が起きても壊れない新検出器、高抵抗陰極型 μ -PIC の開発である。高抵抗陰極型 μ -PIC の構造は第 2.3 節で、動作試験の結果について第 5 章で述べる。

2.3 高抵抗陰極型 μ -PIC

2.3.1 初期の高抵抗陰極型 μ -PIC

高抵抗陰極型 μ -PIC は、 μ -PIC の更なる高増幅率化を目指して 2010 年から神戸大学の μ -PIC グループで開発している新しい検出器である [12]。高抵抗陰極型 μ -PIC の概観図を図 2.6 に示す。初期の高抵抗陰極型 μ -PIC は、通常の μ -PIC の金属製の陰極を、数 M [Ω/\square] の抵抗値を持つ厚さ数十 μm の高抵抗素材で形成した陰極で覆った構造となっている。高抵抗陰極は、下の金属陰極に対して電気的な接続がとれている状態で配置した。動作時は、ドリフト電極に数 kV の負電圧、陽極に数百 V の正電圧を印加し、高抵抗陰極及び金属電極は 0V とする。陽極近傍の電場は、陽極と高抵抗陰極によって形成され、金属陰極は信号読出電極として働く。この構造は放電の自己抑制機能を狙ったもので、放電抑制メカニズムは以下の様なものである。陽極から陰極に向かって放電が始まると、高抵抗陰極に流れ込む放電電流によって電圧降下が起こる。その結果、電極近傍の電場が弱まるため、それ以上の放電の発達が抑えられる (図 2.7)。

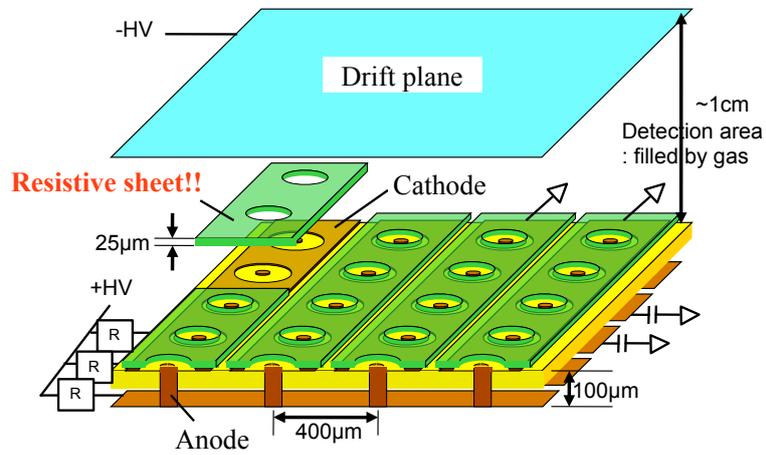


図 2.6: 高抵抗陰極型 μ -PIC の概観図: 陰極を高抵抗素材で覆った構造になっている

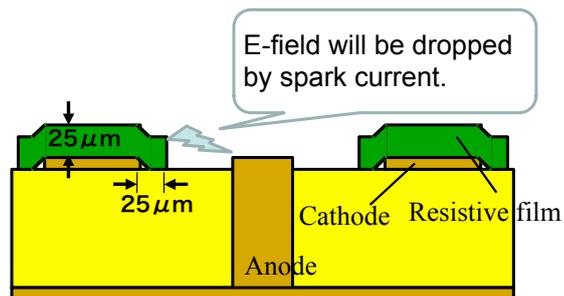


図 2.7: 放電抑制の模式図: 抵抗陰極における電圧降下により周囲の電場が弱まる結果、放電の発達が抑制される。

2.3.2 誘起電荷読出型の高抵抗陰極型 μ -PIC

初期の高抵抗陰極型 μ -PIC では十分な放電抑制が確認できなかった。誘起電荷読出型の高抵抗陰極型 μ -PIC は、高抵抗陰極により高い抵抗値を持たせることで、十分な放電抑制機能が得られる事を狙って開発した新しい高抵抗陰極型 μ -PIC である。構造の概観図を図 2.8 に示す。その特徴は、陰極側の信号読出電極は絶縁基板に内部に設置され、高抵抗陰極と独立な構造になっていることである。それにより放電時に陰極に流れ込んだ放電電流は、陰極ストリップに沿って電圧源まで流れる為、ストリップの長さ分の大きな抵抗値を高抵抗陰極に持たせる事が出来る構造となっている。第 5 章で述べる高抵抗陰極の動作試験はこの誘起電荷読出型の高抵抗陰極型 μ -PIC で行った。

またこの形の検出器の利点として、電圧印加用の高抵抗電極と信号読み出し電極が独立なため、高抵抗陰極に負の電圧をかけ、信号を読み出す二つの電極は 0V として動かす動作モードが可能となることが挙げられる。(図 2.9 参照) この動作モードの利点は、読出しシステムの簡略化が以下の二点において可能な点である。一つは、電圧を印加するのが高抵抗電極のみであるため、クエンチレジスタが不要となる事。もう一つは、読出し電極に電圧を印加しない為、カップリングコンデンサが不要となる点である。

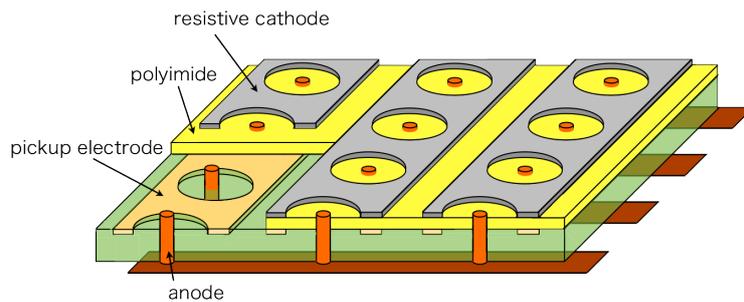


図 2.8: 誘起電荷読出型の高抵抗陰極型 μ -PIC の概観図: 陰極側の読出電極を絶縁基板内層に配置した。

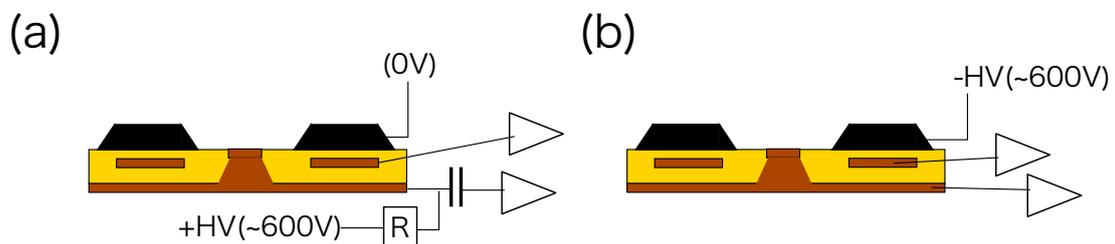


図 2.9: (a): 通常の陽極に正電圧を印加する動作モード。クエンチレジスタとカップリングコンデンサが必要になる。(b): 高抵抗陰極のみに負電圧を印加し、両読出電極は 0V として動作させるモード。

第3章 セットアップ

3.1 ^{55}Fe を使用した増幅率測定

^{55}Fe 線源を用いた $\mu\text{-PIC}$ のガス増幅率測定について説明する。
 ^{55}Fe は、通常の鉄 (^{56}Fe) より中性子が一つ少ない鉄の放射性同位体で電子捕獲により ^{55}Mn になる。



このとき主に K 殻から電子が奪われるので、外殻から電子が遷移するときに 5.9 keV の X 線 (Mn-K 輝線) を放出する。

3.1.1 増幅率測定

5.9 keV X 線による光電子生成

X 線が Ar 原子に光電吸収されると、主に K 殻の電子が、X 線のエネルギー 5.9 keV から K 殻電子の束縛エネルギー 3.2 keV を差し引いた 2.7 keV のエネルギーを持って放出される。電子が放出されて空いた内側の準位には、より高いエネルギー準位にある外殻の電子が遷移する。その際、準位間のエネルギーは X 線として、もしくは自己電離して同等のエネルギーを持つ電子として放出される。後者の現象をオージェ効果と呼び、Ar 原子においてオージェ効果が起こる確率はおおよそ 85%、X 線が放出される確率が残りの 15% となっている。放出された X 線はほぼ検出器の外へ逃げる為、光電子がガス中で落とすエネルギーは、X 線が放出された時は K 殻電子の 2.7 keV のみに、オージェ効果が起きた場合はオージェ電子も合わせた 5.9 keV となる。 ^{55}Fe を用いた時の、光電子の生成過程について図 3.1 に示す。

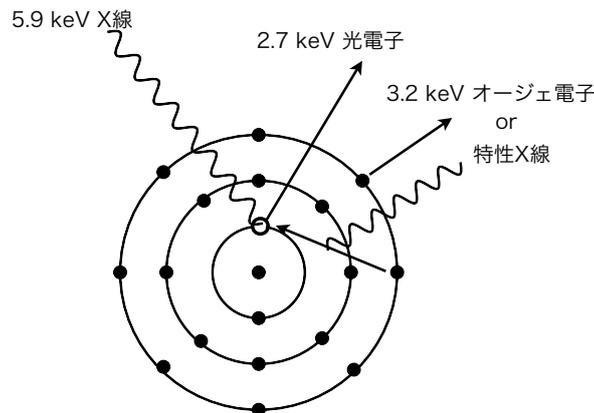


図 3.1: Ar 原子による 5.9 KeV X 線の光電吸収

増幅率の計算

μ -PIC で測定した ^{55}Fe のスペクトルを図 3.2 に示す。この図では二つのピークが確認できる。右側のエネルギーの高いピークは 5.9 keV に、左側のエネルギーの低いピークは 2.7 keV に対応するピークで、それぞれをメインピークとエスケープピークと呼ぶ。増幅率測定ではこのメインピークのイベントのみを用い、信号から得られた電荷量の平均値から増幅率を計算した。

増幅率の定義は以下の様にした。

$$\text{増幅率} = \frac{\mu\text{-PIC の信号から得られた電荷量}}{5.9\text{keV の X 線がガス中で作る一次電子の電荷量}} \quad (3.2)$$

一次電子の電荷量は以下のように計算できる。

例えば Ar ガスにおける X 線の W 値 (イオン対一つを生成するのに必要なエネルギー) が 26 [eV/イオン対] なので、生成される一次電子数は

$$5.9 \times 10^3 \div 26 \approx 2.3 \times 10^2 \quad (3.3)$$

電荷量になおすと

$$1.6 \times 10^{-19} \times \frac{5.9 \times 10^3}{26} = 3.6 \times 10^{-5} [\text{pC}] \quad (3.4)$$

となり、ここから増幅率の計算ができる。

先述したが、W 値はイオン対一つを生成する為に必要な、放射線のエネルギーデポジットの平均値である。放射線が物質中に落とすエネルギーは、ガス分子の電離以外にも、例えばガス分子の励起などにも使われるため、W 値はガス分子のイオン化エネルギーより大きくなる。また W 値は、放射線の種類やエネルギーには大きくは依存しないことが実験的に知られている。各ガスにおける MIP 粒子に対する W 値と、MIP 粒子のガス中におけるエネルギーデポジットを図 3.3 に示す。

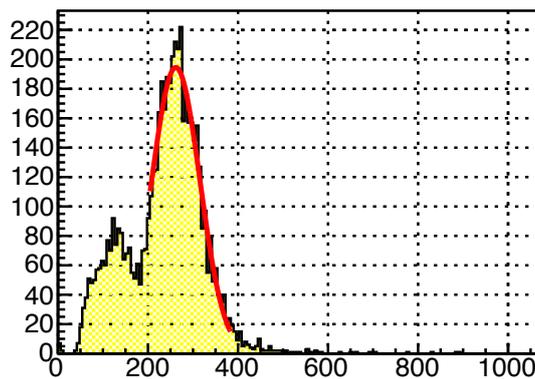


図 3.2: μ -PIC で測定した ^{55}Fe のスペクトル: 5.9 keV と 2.7 keV の二つのピークが見えている。

混合ガスにおける W 値の計算

混合ガスにおける W 値は以下の様に計算する。

W_1, W_2, W_3 の W 値を持つ三種のガスを、規格化した分圧比 a:b:c で混合した場合を考える。放射線が各ガスに対して落とすエネルギーが分圧に比例すると近似すると、ガス中で生成される電子の総数は

$$N_e = \frac{E \times a}{W_1} + \frac{E \times b}{W_2} + \frac{E \times c}{W_3} \quad (3.5)$$

となる。よって混合ガスの W 値は

$$W = \frac{1}{\frac{a}{W_1} + \frac{b}{W_2} + \frac{c}{W_3}} \quad (3.6)$$

と計算できる。

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 3.3: 各ガスにおける W 値 [2]

3.1.2 セットアップ

データ収集フロー

μ -PIC の信号読出には、ATLAS 実験の TGC 用に開発された ASD ボードを [14] 使用した。ASD ボードは 4 チャンネル分の信号を処理できる ASD チップが 4 個搭載されており、一つのボードで 16 チャンネルの信号が処理できる。ASD ボードの写真と、ASD チップの特性をそれぞれ図 3.5, 表 3.1 に示す。

ASD ボードの出力は ASD のモニター用、制御用モジュールである ASD Buffer を通して USB オシロスコープで読み出し、波形データを 200MHz のサンプリングレートで保存した。得られた波形を積分することで、信号の電荷量に比例した値を得ることが出来る。今回の増幅率測定では、各測定点ごとにおおよそ 5000 個の信号による波形積分値を計測し、その中心値を測定した。データ収集フローのブロック図を図 3.4 に、USB オシロスコープの写真と取得した波形データをそれぞれ、図 3.6 と図 3.7 に示す。

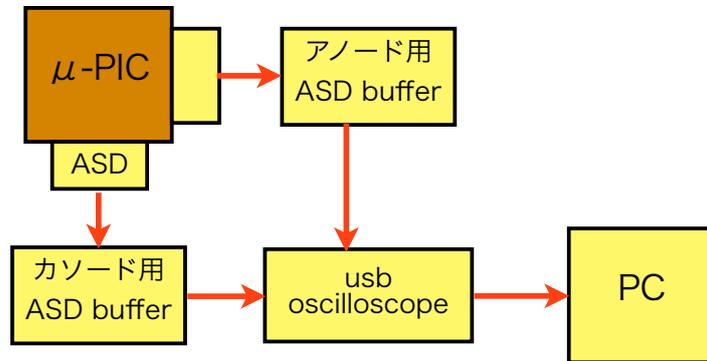


図 3.4: データ収集フローのブロック図: 読み出した波形データを USB オシロスコープで保存



図 3.5: ATLAS の TGC 用に開発された ASD ボード

プリアンプ増幅率 = 0.8 V/pC
電荷積分時定数 = 16 nsec
メインアンプ増幅率 = 7
コンパレータの出力 : LVDS
ENC at $C_D=1500\text{pF} \sim 7500$ electrons
ENC: Electric Noise Cancellation
C_D : Detector Capacitance

表 3.1: CXA3183Q TGC ASD チップの特性 [14]



図 3.6: 日本データシステム (JDS) 製 オシロスコープ UDS-5204S

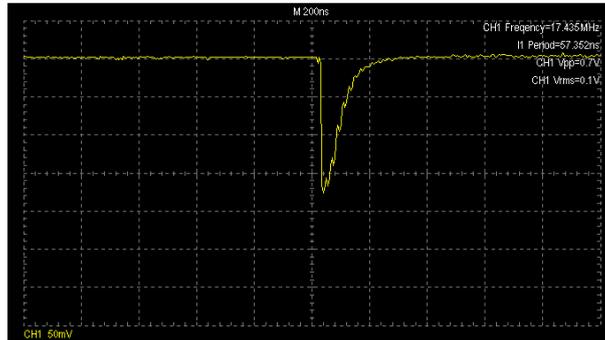


図 3.7: USB オシロスコープで保存した波形データの例

キャリブレーション

ここで、波形の積分値がどれだけの電荷量に対応しているかを理解するためにキャリブレーションを行った。基準となる電荷量に対する出力を見ることで、正確な電荷量の計算が可能となる。その為に、以下の装置を利用した。

キャリブレーション時のセットアップとデータフローの概観図を図 3.8 に示す。ASD の入力に 1 pF のコンデンサとアテネーターを通してパルスジェネレータを繋ぐ。この状態でパルスジェネレータから波高 100 mV の矩形波をコンデンサに入力すると、ASD には 0.1 pC の電荷が流れこみ、0.1 pC の入力に対応する波形を USB オシロスコープで測定できる。コンデンサにかける電圧を 200 mV, 300 mV, ... と変えることで、それぞれ 0.2, 0.3 pC, ... に対応する波形がオシロスコープで測定出来る。

図 3.9 に、入力した電荷量を横軸に、対応する波形積分値を縦軸に表したグラフを示す。これを校正直線と呼ぶ。この校正直線を使って、測定した波形積分値を電荷量に換算し、小節 3.1.1 の一次電子の電荷量と合わせて増幅率を計算する。

ただ、本実験で使用した WAVETEK 製の pulse generator MODEL 801(図 3.10) は矩形波の立上り、立下り時間の設定が可能であるという利点を持つ一方で、矩形波の波高等はアナログのつまみを回して設定する設計になっている為、値を正確に設定することは難しい。その対策として本実験では、パルスジェネレータの出力は波高 5V、立上がり時間がおよそ 30nsec の矩形波で固定し、アテネーターの設定を 40dB から 4dB ずつ 20dB まで変化させて、usb oscillo で波形を測定した。実際にコンデンサに印加された電圧は以下の式で計算することができる。アテネーターで設定した減衰率を A [dB]、実際の減衰率を G、パルスジェネレータの出力を V_{pulse} 、アテネーターの出力を V_{att} とすると、

$$V_{att} = V_{pulse} \times G \quad (3.7)$$

$$G = 10^{-A/20} \quad (3.8)$$

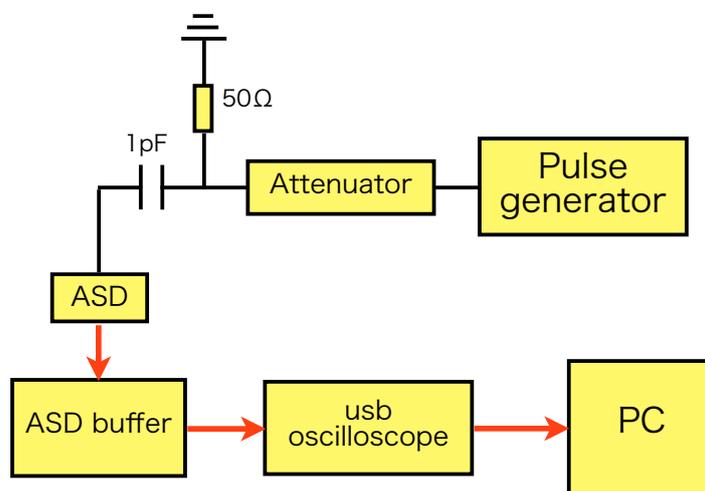


図 3.8: キャリブレーションの為のセットアップ、及びデータフロー

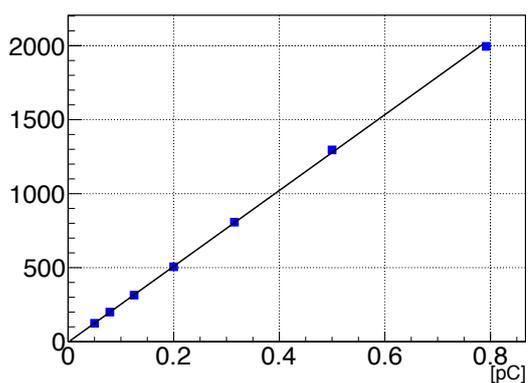


図 3.9: 校正直線の例



図 3.10: WAVETEK 製 pulse generator MODEL 801: パルスの立ち上がり、立ち下がり時間を調節する機能を持つ、いわゆるファンクション・ジェネレータ

3.2 高速中性子を使用した放電耐性試験

高速中性子を使用した放電耐性試験のセットアップについて説明する。

3.2.1 神戸大学海事科学部タンデム加速器

中性子の発生施設には、神戸大学海事科学部のタンデム加速器を使用した。この加速器は Van de Graaf 型のタンデム静電加速器で、一価のイオンであれば最大 3MeV まで加速することが可能な加速器である。本実験で使用したタンデム加速器の写真と加速器本体の概観図をそれぞれ図 3.11, 3.12 に示す。

この加速器の加速原理について説明する。図 3.12 中央のターミナルに電荷 $q[C]$ を与えることで、ターミナルに電位 $V_t[V] = q/C$ を誘起し荷電粒子を加速させる為の電場勾配を作り出す。C[F] はターミナルを取り囲む加速器タンクとの間の静電容量である。ターミナルに電荷に運ぶために、金属ペレットが絶縁体で繋がれたチェーンを使用している。

静電加速器はターミナルの両端に加速管を持つ。加速器に入射された負イオンは、加速器の端から中央のターミナルに向かって電場勾配によって加速される。ターミナルに到達したイオンは、電子を剥ぎ取られ正イオンに変換され、再び加速器の逆端まで加速される。



図 3.11: 神戸大学海事科学部タンデム加速器

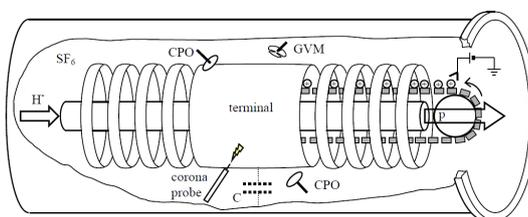


図 3.12: 加速器本体の概観図 [15] : チェーンによって運搬した電荷を、中央のターミナルに蓄積することで加速電圧を作る。ターミナル周辺には、加速電圧の調整や安定化の為の様々な機構が付けられている。

3.2.2 中性子の発生

本実験では、3MeV まで加速させた重水素をベリリウムターゲットに照射し中性子を発生させた。



この反応は Q 値が 4.36 MeV の発熱反応なので、発生する中性子の最大エネルギーはおおよそ 7MeV となる。図 3.13 に今回使用したベリリウムターゲットを示す。

また本実験では重水素ビームの照射量を測定する為、ベリリウムターゲットをチェンバーから絶縁した形で設置し、ターゲットとチャンバー間に流れる電流としてビーム照射量を測定した。そのセットアップを図 3.14 に示す。ベリリウムターゲットとチェンバー間にはおおよそ 100V のバイアス電圧を印加した。これは、重水素ビーム照射により発生した二次電子がベリリウムターゲットから放出されるのを防ぎ、ビーム電流を正確に測定する為である。

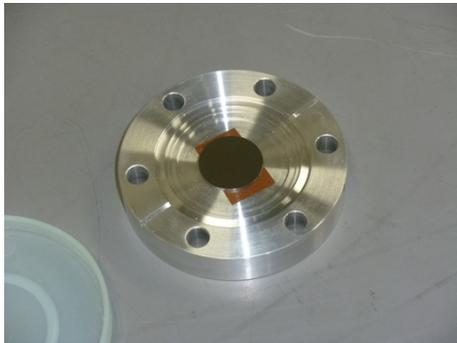


図 3.13: ベリリウムターゲット

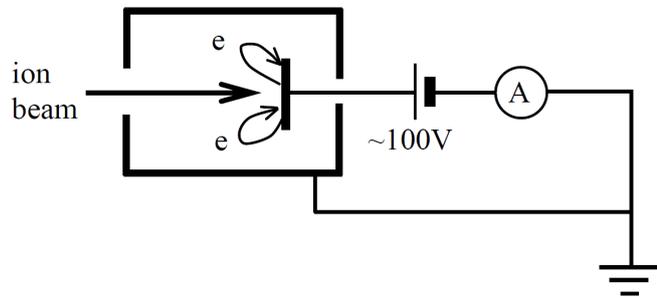


図 3.14: ターゲット周辺のセットアップ

3.2.3 μ -PIC への中性子照射

本実験で使用したチェンバーの概略図を図 3.15 に示す。 μ -PIC はチェンバーの底面に設置し、ドリフトメッシュは μ -PIC から 3mm の高さに設置した。チェンバーの上面は、5.9 keV X 線に対する透過性を持たせるため、マイラーシートでガスを密封する形としている。 μ -PIC は 6.4mm \times 102.4mm の領域を動作させた状態で実験を行った。

中性子照射時のセットアップを図 3.16 に示す。本実験では μ -PIC のドリフト電極方向から中性子が照射される形でチェンバーを設置した。チェンバーの設置位置は、ベリリウムターゲットから 7cm \sim 72cm とした。中性子発生量は $3.0 \times 10^7 \sim 3.0 \times 10^9$ とし、これは重水素ビーム電流を 10nA \sim 1000nA と変えることで調節した。

このチェンバーの設置位置と中性子発生量を変えたのは μ -PIC に対する中性子照射量を調節する為であり、おおよそ $6 \times 10^2 \sim 6 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ の範囲で中性子照射量の調節が可能となった。これにより、 μ -PIC のガス増幅率によって 10^5 の開きをもっている放電率の測定が出来るようになった。

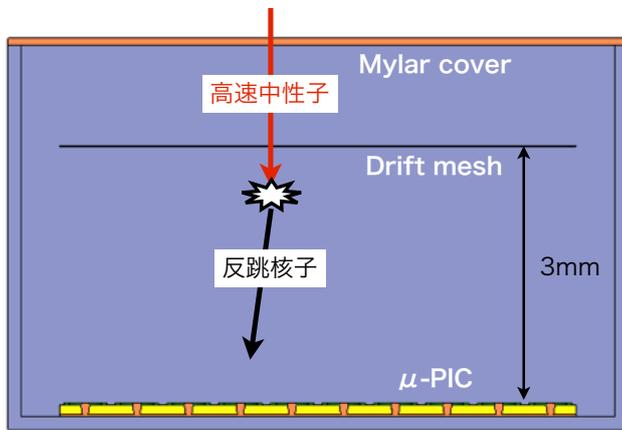


図 3.15: チェンバー内のセットアップの概観図

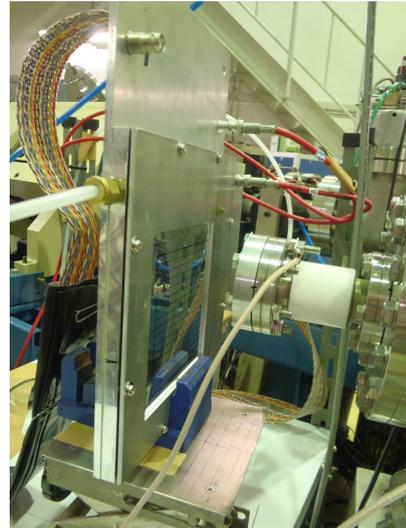


図 3.16: 中性子照射時のチェンバーのセットアップ

3.2.4 放電率測定

本実験では放電率を以下のように定義して測定を行った。

$$\text{放電率} = \frac{\text{中性子照射中の放電回数}}{\mu\text{-PIC の有感領域に照射した積分中性子数}} \quad (3.10)$$

放電の定義は、 μ -PIC の陽極 HV 電源に 2.0 μ A 以上の瞬間的な放電電流が観測された時とした。図 3.17 に本実験における測定機器のブロック図を示す。陽極 HV の電流モニターは、HV に流れ込んだ電流に対して 10 V/mA の増幅率で電圧として出力する。その電圧を Voltage Recorder で常時記録することで、放電の観測を行った。図 3.18 に記録した HV の電流モニターの出力を示す。横軸は時間、縦軸が HV に流れた電流量となっている。放電時には 2 μ A を超える瞬間的な電流が流れていることが確認できる。

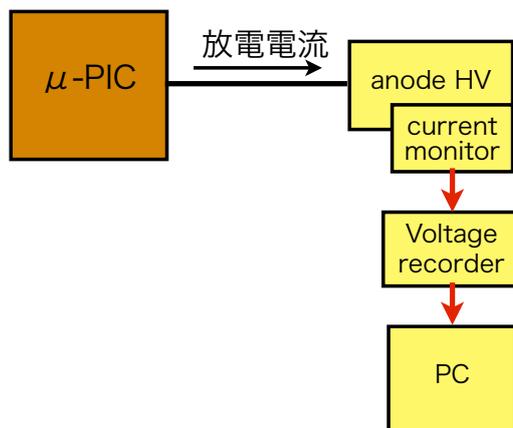


図 3.17: 放電率測定時のセットアップの概略図

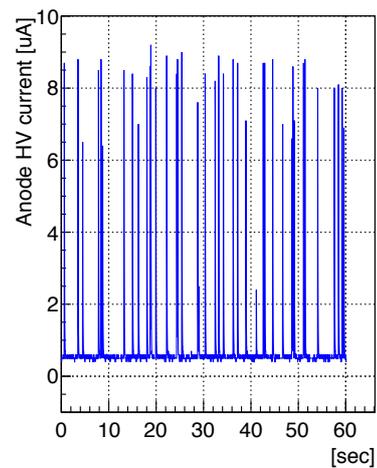


図 3.18: 陽極 HV のカレントモニター

第4章 通常型 μ -PIC の動作ガスの最適化試験

4.1 ^{55}Fe 線源を使用した基本動作と放電耐性の試験

通常型 μ -PIC におけるガス増幅率を、いくつかの異なる動作ガスに対して測定した。これは 4.2 節で述べる中性子照射試験の準備実験として行ったもので、最適な動作ガスを定める事、及び検出器の基本的な動作を確認する事を目的としている。ガスに求められる性能は主に以下の様なものである。

- 高増幅率 ... 高増幅率で動作させても放電を起し難いガス
- 高時間分解能 ... ガス中の電子の移動度の速いガス
- 荷電粒子に対する高検出効率 ... 荷電粒子がガス中で作る電子クラスタ数、総電離電子数の多いガス
- 不燃性ガス、が望ましい

4.1.1 ガスによる増幅率、放電耐性の違い

通常型 μ -PIC におけるガス増幅率を、以下のガスについて測定した。

- Ar-C₂H₆ ... 基準となるガス。今までよく性質が調べられている。
- Ar-C₂H₆-CF₄ ... ガス中の電子の移動度を速める為に CF₄ を混合。
- Ar-CO₂ ... クエンチガスとして不燃性ガスの CO₂ を使用。
- Ar-CF₄ ... クエンチガスとして不燃性ガスでもある CF₄ を使用。
- Ne-C₂H₆ ... ベースガスとして Ar の代わりに Ne を使用。
- Ne-CO₂
- Ne-CF₄

本実験では、ドリフト電極と μ -PIC の間隔は 3mm とした。ドリフト電場は、CF₄ を含まない動作ガスでは 3.3 kV/cm とし、CF₄ を含む動作ガスにおいては以下の条件を満たす電界強度に設定した。

- CF₄ による電子吸着がほぼ起こらない
- ガス中の電子の移動度が極大値になる

CF₄ 等の電気陰性度の高いガスによる電子吸着や、ガス中の電子の移動度については第 4.1.2 節で述べる。各動作ガスにおいて設定したドリフト電界強度を表 4.1 に示す。陽極への印加電圧の限界は、放電が 1 分間に数回起こるところとした。

表 4.1: 各混合ガスにおいて、増幅率測定時に設定したドリフト電場

動作ガス	ドリフト電場
Ar-C ₂ H ₆ (70/30) Ar-CO ₂ (70/30), (90/10) Ne-C ₂ H ₆ (90/10) Ne-CO ₂ (70/30)	3.3 [kV/cm]
Ar-CF ₄ (70/30) Ne-CF ₄ (70/30)	1.7 [kV/cm]
Ar-C ₂ H ₆ -CF ₄ (70/20/10)	0.83 [kV/cm]
Ar-C ₂ H ₆ -CF ₄ (70/25/5)	0.67 [kV/cm]

Ar-C₂H₆, Ar-C₂H₆-CF₄ ガスにおける増幅率

図 4.1 に Ar-C₂H₆(70/30), Ar-C₂H₆-CF₄(70/20/10), (70/25/5) で測定した増幅率曲線を示す。Ar-C₂H₆(70/30) ガスでは、およそ 2 万近い増幅率が得られているのに対して、CF₄ を混合すると限界増幅率が 1 万を切る程度と少し小さくなることが確認された。

Ar-CO₂, Ar-CF₄ ガスにおける増幅率

Ar-CO₂ ガスではどちらも、1 万以上の増幅率が達成できた。Ar-CF₄(90/10) ガスにおいて到達増幅率が低いのは、CF₄ の紫外線吸収能力が Ar-CO₂ や Ar-C₂H₆ と比較すると桁外れに小さいからだと考えられる。

Ne-C₂H₆, Ne-CO₂, Ne-CF₄ ガスにおける増幅率

この結果で注目して欲しいのは、Ne-CF₄ 混合ガスにおいて 1 万を超える増幅率を達成した事である。これは、

- Ne の W 値が 36 eV と大きい為、5.9 keV X 線によって生成される電離電子数が少ない
- Ne の励起状態のエネルギーが Ar と比べると大きいので、CF₄ ガスがある程度クエンチガスとして正しく働いてくれた

の二つの理由が考えられる。

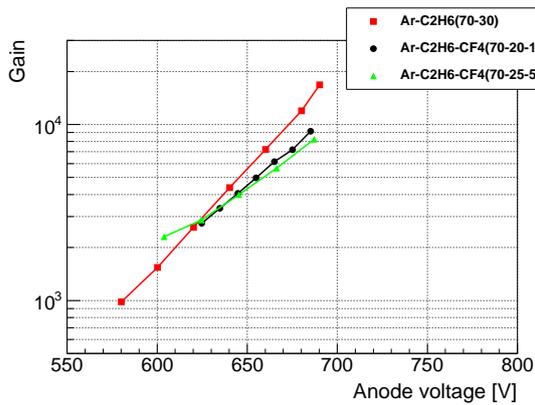


図 4.1: Ar-C₂H₆ (70/30), Ar-C₂H₆-CF₄ (70/20/10), (70/25/5) の増幅率曲線

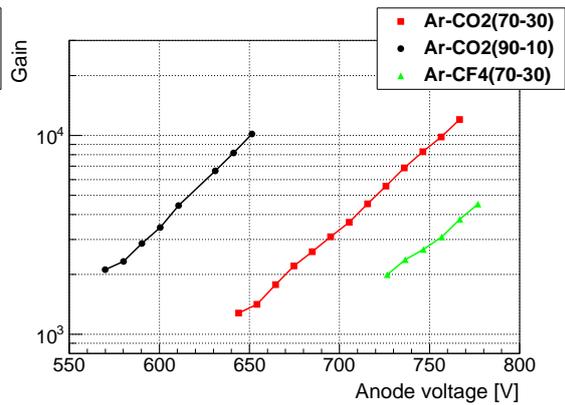


図 4.2: Ar-CO₂ (70/30), (90/10), Ar-CF₄ (70/30) の増幅率曲線

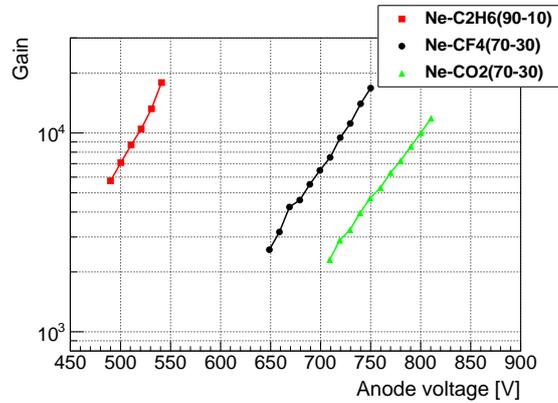


図 4.3: Ne-C₂H₆ (90/10), Ne-CO₂ (70/30), Ne-CF₄ (70/30) の増幅率曲線

4.1.2 ガスによる電子吸着とガス中の電子の移動度

電気陰性度の高いガスを使う場合のドリフト電場の重要性

CF₄ 等の電気陰性度の高いガスは、その電気陰性度によって電子を吸着する性質を持つ。電子吸着は検出器のエネルギー分解能を低下させ、最悪の場合信号そのものが見えなくなる。この電子吸着の影響を最小限に抑える為には、ドリフト電場を適正な値に設定しなければならない。その理由について、CF₄ による電子吸着の過程を例に挙げて説明する。

まず電子が CF₄ 分子の電気陰性度によって吸着され、CF₄⁻ を一時的に形成する。この状態は不安定なので、すぐに別の状態に遷移する。遷移には二通りあり、一つは電子を再び放出し電子のエネルギーの一部を奪う形で CF₄ が励起状態に入る場合。もう一つが解離吸着を起こし、例えば CF₄⁻ → CF₂⁻ + F₂ の解離によって安定な陰イオンを形成する場合である。ガス粒子線検出器の場合には、後者の場合のみが問題となる。この解離吸着は、特定のエネルギーを持った電子が吸着された場合にのみ起こる。例えば CF₄ の場合は、おおよそ 5 eV ~ 10 eV の電子に対してのみ解離吸着を起こす [16],[17]。つまり、ドリフト領域における電子の吸着を避けるには、電子がこのエネルギーまで加速されないドリフト電界強度に設定すればよいことになる。以下具体例として、

Ne-CF₄(50/50) ガスを使った増幅率測定で見られた電子吸着の影響について述べる。

Ne-CF₄(50/50) ガスにおいて、陽極への印加電圧を 780 V で固定し、ドリフト電場を 1.7, 3.3, 6.7 kV/cm と変えて測定した ⁵⁵Fe のスペクトルを図 4.4 に示す。結果は、ドリフト電場を 1.7 kV/cm から 3.3 kV/cm に上げると 5.9 keV のピークが右に移動し、更に 6.7 kV/cm まで上げるとピークの見られない崩れた分布となった。これは以下の様に解釈できる。

3.3 kV/cm 以下のドリフト電場では、ドリフト電場を上げると、それに伴い陽極近傍の電場も増大する為にガス増幅率が大きくなる。更にドリフト電場を 6.7 kV/cm まで上げると、CF₄ による解離吸着の敷居値 5 eV を超える運動エネルギーまでドリフト領域で電子が加速される様になった為、電子吸着の影響が大きくなった。

ガス中の電子の移動度

ガス中の電子の移動度は、magboltz[18] を使って計算した。図 4.5 に magboltz で計算した Ar-C₂H₆-CF₄(70/20/10) ガス中での、電場強度に対する電子の移動度を示す。ここから、電子のドリフト速度がおおよそ 800 V/cm の電場中で極大値を持つことが分かる。

CF₄ による電子吸着の影響を確認する為に、ドリフト電場を約 800 V/cm に設定し実際に ⁵⁵Fe のスペクトルを測定した。結果、光電ピークが正しく見え、エネルギー分解能の低下も見られなかったため、吸着の影響は小さいと判断し、このドリフト電場で増幅率測定を行った。他のガスについても同様にドリフト電場を決定した。

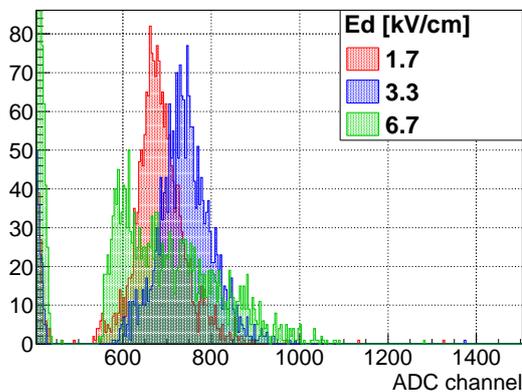


図 4.4: Ne-C₂H₆(50/50) ガスで測定した ⁵⁵Fe のスペクトル。ドリフト電場が 6.7 kV/cm の時にはピークが見られない。

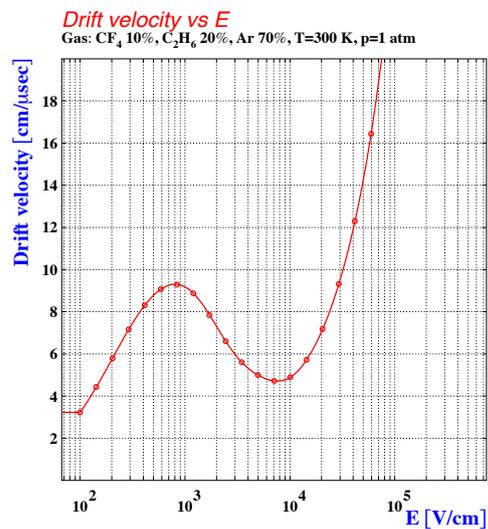


図 4.5: magboltz で計算した Ar-C₂H₆-CF₄(70/20/10) ガスにおける電子のドリフト速度。800 V/cm 辺りで極大値を持つ。

4.2 高速中性子を使用した放電耐性の試験

4.2.1 動作ガスによる放電率の違い

いくつかの動作ガスにおいて放電率を測定し、放電を起し難い最適な動作ガスを探求した。

Ar-C₂H₆, Ne-C₂H₆ ガスの放電率

まず基本的な動作ガスである Ar-C₂H₆ と、ベースガスを Ne にした Ne-C₂H₆ における放電率を測定した。使用した動作ガスは、Ar-C₂H₆ (70/30), (90/10), Ne-C₂H₆ (70/30), (90/10) の四種類である。ドリフト電場は 3.3 kV/cm とした。

測定結果を図 4.6 に示す。グラフの横軸は中性子照射直後に測定した μ -PIC の増幅率、縦軸が放電率である。ここでは、以下の傾向が見えている。

- Ne-C₂H₆ ガスの方が Ar-C₂H₆ ガスより放電率が低い
- Ne-C₂H₆ ガスでは C₂H₆ の混合量の少ない方が放電率が低い

この結果は、ガスによって異なる反跳核子に対する阻止能と W 値が影響している為だと考えられる。Ne は反跳核子に対する阻止能が Ar や C₂H₆ と比べて小さい。更に Ne の W 値は 36eV と、Ar や C₂H₆ の 26eV と比較して大きな値となっている。その為 Ne 混合ガス中では、反跳核子が生成する電離電子数が少なくなることが、Ar の代わりに Ne ガスを使った時、更に Ne に混合する C₂H₆ の割合を減らした時に放電が抑えられる理由だと考えられる。

この考察が正しいのか検証する為に、放電率グラフの横軸を、ガス中で 2MeV 陽子が生成する電離電子数 × ガス増幅率とすることで放電率を規格化した。電離電子数は次のように求めた。陽子がガス中を 3mm 走った時に落とすエネルギーの平均値を Bethe Bloch の式から計算し、それを混合ガスの W 値で割った値を電離電子数とした。電子数で規格化した放電率を図 4.7 に示す。規格化した放電率は、Ar-C₂H₆ と Ne-C₂H₆ の全てのガスにおいてほぼ同じ値を示している。このことから、Ar-C₂H₆, Ne-C₂H₆ ガスにおいて放電率が異なる主原因は、反跳核子が生成する電子数であることが分かる。

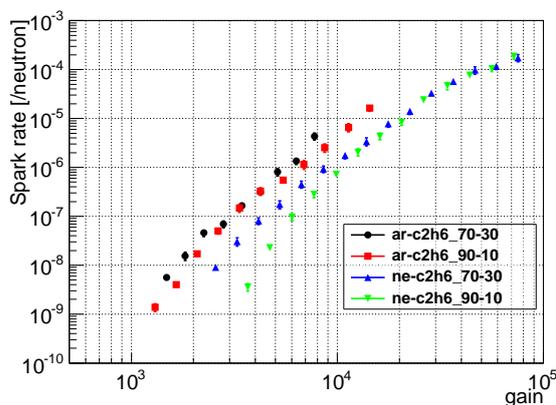


図 4.6: Ar-C₂H₆, Ne-C₂H₆ ガスの放電率

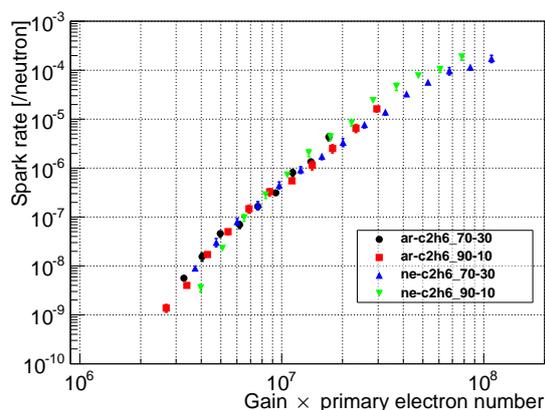


図 4.7: 一次電子数で規格化した放電率

Ne-C₂H₆-CF₄, Ar-C₂H₆-CF₄ の放電率

次に Ne-C₂H₆-CF₄, Ar-C₂H₆-CF₄ ガスで放電率を測定した。この動作ガスの利点は、CF₄ の混合によって電子のドリフト速度が速くなるので、 μ -PIC の速い応答速度が期待できることである。図 4.9 に magboltz[18] で計算した Ne-C₂H₆(93/7), Ne-C₂H₆-CF₄(84/6.3/9.7) での電子のドリフト速度を示す。この図から CF₄ を混合したガスは 1 [kV/cm] 程の低ドリフト電場領域で速い電子ドリフト速度が得られることが分かる。Ne-C₂H₆-CF₄(84/10/6), (84/6.3/9.7) で測定した放電率と、比較の為の Ne-C₂H₆(90/10) の放電率を図 4.8 に示す。

この結果を見ると、全体の傾向として CF₄ を混合すると放電率が上昇する形になっている。増幅率 1 万以下の領域ではおおよそ 10 倍以上の放電率の上昇が見られる。このことは、ガスによる一次電子数の違いだけでは説明できない。他に考えられる要因は以下の二つである。

1. 電子密度によるもの。電子のドリフト中の拡散を抑える性質を持つ CF₄ の混合により、一次電子雲が高い電子密度を保ったまま陽極まで到達した
2. CF₄ の電気陰性度による増幅率の測定誤差

1. の電子密度に関して述べる。CF₄ 原子は 0. 数 eV のエネルギーを持つ電子と非弾性散乱を起こし易いため、電子のドリフト中の拡散を抑える性質を持つ。図 4.10 に、magboltz で計算した Ne-C₂H₆, Ne-C₂H₆-CF₄ ガスの拡散定数を示す。通常ドリフト電場に対応する数 kV/cm 以下の電場領域では、CF₄ の混合により電子の拡散が抑えられる事を示している。この影響により、一次電子雲が高い電子密度を保った陽極まで到達することで、放電が起こり易くなっていることが考えられる。次に、2. の増幅率の測定誤差に関して説明する。CF₄ は高い電気陰性度を持つために、CF₄ を混合したガスは数 kV/cm 以上の高い電場領域において、電子を吸着する性質を持つ。本実験ではドリフト領域における吸着を避けるため、ドリフト電場をおおよそ 1kV/cm という低い値に設定した。しかし、陽極近傍数百 μ m の領域は、陽極自身が作り出す電場に因って依然電子吸着を起こし得る強電界領域となっている。増幅率測定に使用した 5.9 keV X 線はドリフト領域に 100 μ m 程の大きさの一次電子雲を形成する。この電子雲はドリフト領域から陽極まで移動する間に、先述した強電界領域を通過するので、ある程度の電子が CF₄ 原子に吸着されていることが考えられる。その為本実験で測定した増幅率は、実際の増幅率より低い値となっていることが考えられる。一方で、中性子による反跳陽子はガス領域をドリフト電極から μ -PIC 方向に突き抜けるため、縦の一次電子雲を形成する。この電子雲の中でも陽極近傍に生成されたものは、強電界領域を通過する距離が短いので電子吸着される確率が低い。つまり放電の発生においては、吸着の影響が小さいことが考えられる。その為、放電率を増幅率の関数として計算した時に、増幅率を誤って小さく見積もった分だけ、放電率が大きくなる様に見えてしまった、ということが考えられる。

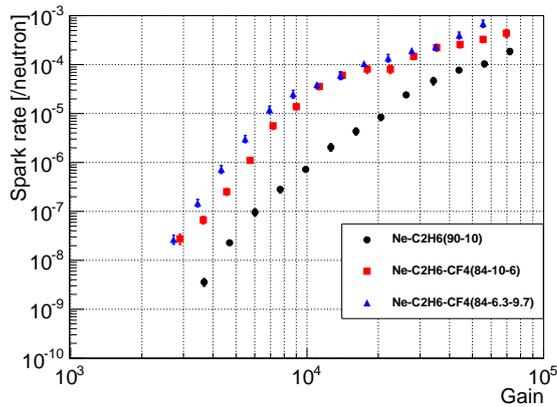


図 4.8: Ne-C₂H₆ (90/10), Ne-C₂H₆-CF₄ (84/10/6), (84/6.3/9.7) における放電率。CF₄ を混合すると放電率が上昇する傾向。

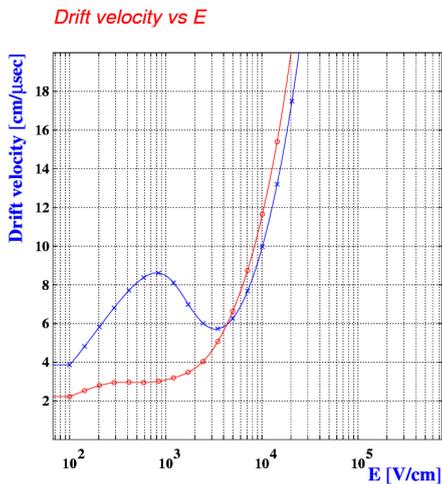


図 4.9: magboltz で計算した Ne-C₂H₆ (93/7), Ne-C₂H₆-CF₄ (84/6.3/9.7) ガスでのドリフト速度

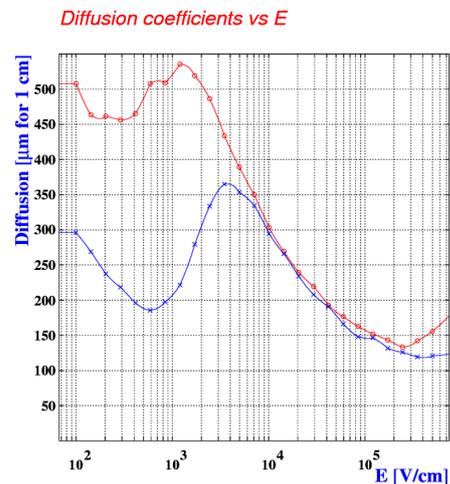


図 4.10: magboltz で計算した Ne-C₂H₆ (93/7), Ne-C₂H₆-CF₄ (84/6.3/9.7) ガスでの拡散係数

Ar-CO₂ の放電率

クエンチガスとして C₂H₆ の代わりに CO₂ を使用し、Ar-CO₂ ガスでも放電率を測定した。ドリフト電場は 3.3 kV/cm とした。クエンチガスに CO₂ を使ったのは、CO₂ ガスも CF₄ 同様に電子のドリフト速度を速める性質を持つ上に、C₂H₆ と違い不燃性ガスなので取扱いがしやすいという理由からである。図??に、magboltz で計算した Ar-CO₂, Ar-C₂H₆-CF₄ 混合ガスにおける電子のドリフト速度を示す。Ar-CO₂ ガスでは、Ar-C₂H₆-CF₄ ガスと比較すると、電子のドリフト速度を稼ぐためには CO₂ を多めに混合する必要がある事、更にドリフト電場を数 kV/cm 以上の高い値に設定する必要があることが分かる。

図 4.12 に Ar-CO₂(90/10),(70/30),(50/50) で測定した放電率を示す。比較の為に Ar-C₂H₆(70/30) の放電率も示している。ここでは、以下の傾向が見えている。

1. Ar-CO₂ ガスの方が Ar-C₂H₆ ガスより放電率が高い
2. 増幅率が数千以下の領域では、CO₂ の混合量が多いと放電率が低い

この結果は、Ar, C₂H₆, CO₂ ガスの阻止能や W 値の違いだけでは説明がつかない。他に考えられる要因として、ガスによる紫外線吸収能力の違いが挙げられる。CO₂ は C₂H₆ に比べて、電子雪崩で発生した紫外線を吸収する能力が低いので、Ar-CO₂ ガスでは放電の発達が抑えず放電率が高くなった。CO₂ の混合量を増やすと、ある程度高いクエンチ能力が得られる為に放電率が下がる、と解釈できる。

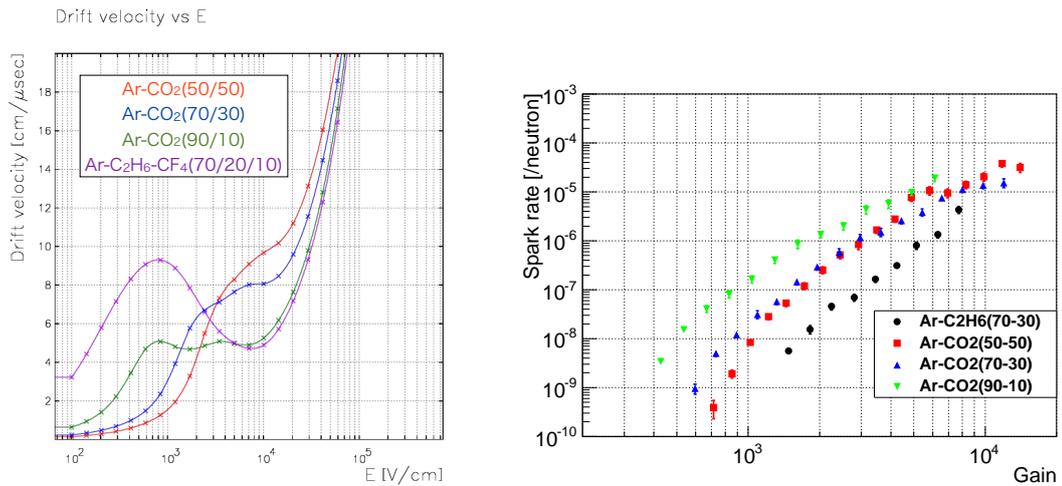


図 4.11: Magboltz で計算した Ar-CO₂(90/10), (90/10), (70/30), (50/50) ガスにおける放電率。 (90/10), (90/10), Ar-C₂H₆-CF₄(70/20/10) における電子のドリフト速度

図 4.12: Ar-C₂H₆ (70/30), Ar-C₂H₆-CO₂ (90/10), (90/10), (70/30), (50/50) ガスにおける放電率。

4.2.2 放電率のドリフト電場強度依存性

放電率のドリフト電場強度依存性を見るため、Ar-C₂H₆ (70/30), Ne-C₂H₆ (70/30) において、ドリフト電場を 0.42, 0.83, 1.7, 3.3 kV/cm に設定した時の放電率をそれぞれ測定した。Ar-C₂H₆ (70/30), Ne-C₂H₆ (70/30) で測定した放電率をそれぞれ図 4.13, 図 4.14 に示す。

低増幅率領域では、ドリフト電場が低いほど放電率が低くなる結果となった。増幅率が低いほど放電率の違いが大きく、Ar-C₂H₆ (70/30) ガスでは増幅率 5000 以下、Ne-C₂H₆ (70/30) では増幅率 1 万以下で、最大で 10 倍以上の放電率の違いが見えている。

ドリフト電場が低いと、放電率も低くなる理由はわからない。ドリフト電場を低くすると同じ増幅率を得るのに必要な動作電圧が高くなるので、陰極エッジの電界強度が増大する等の理由から放電に至る確率が高くなると解釈していたが、今回の実験結果は逆になった。

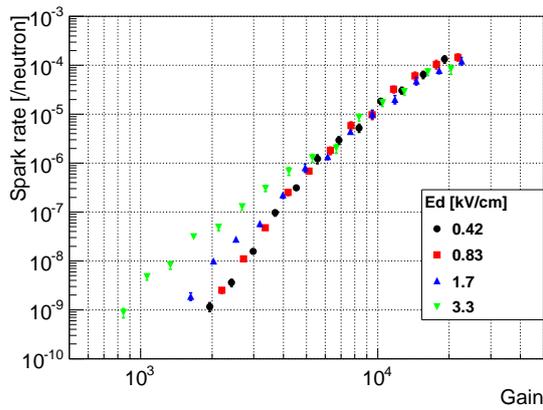


図 4.13:

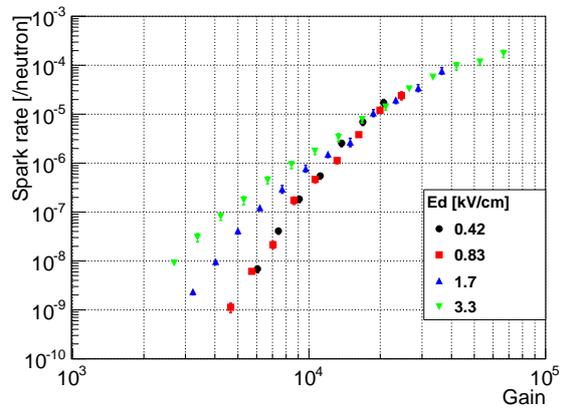


図 4.14:

4.2.3 チャージアップに伴う増幅率変化による放電率変化

チャージアップによる増幅率の変化 (小節 5.1.3 参照) が放電率に与える影響について測定した。測定手順は以下の様である。

まず、チャージアップをしていない状態の μ -PIC の増幅率を測定する。次に、少量の中性子を照射し放電率を測定する。中性子照射後に増幅率を再測定する。この少量の中性子照射と、増幅率測定を繰り返すことで、チャージアップによる増幅率と放電率の変化を同時に測定した。その結果を図 4.15 に示す。横軸が μ -PIC の有感領域に照射した中性子の積分量、縦軸が放電率と、中性子照射前の増幅率に対する相対的な増幅率である。

チャージアップによる増幅率の上昇に伴い、放電率が低下する傾向が見られた。この結果は、放電開始の条件が、電子雪崩で生成される電子の総数のみでは決まっていないことを示している。このような結果が得られる理由については、いくつかの推測は立てられるが、これだと断言できる理由は挙げられない。ただ、チャージアップによる増幅率の上昇は、 μ -PIC を長期動作させた時に悪影響を与えないことが、この実験結果から言える。

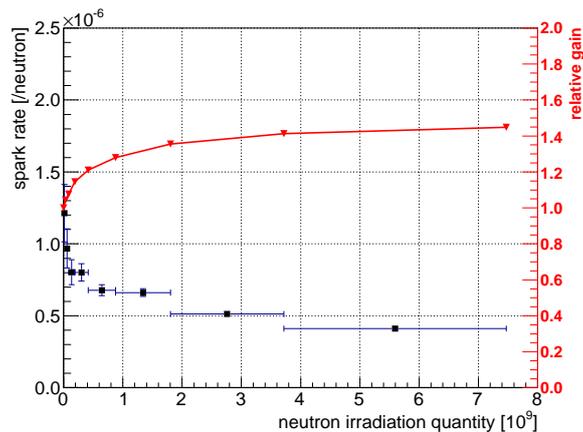


図 4.15: チャージアップによる増幅率と放電率の変化

4.2.4 高速中性子と検出器の相互作用のシミュレーション

中性子照射実験のセットアップを Geant4 で再現し、 μ -PIC のドリフト電極方向から照射した 7MeV 中性子と検出器の相互作用を計算した。動作ガスには Ne-C₂H₆-CF₄ を使用した。中性子によって散乱された核子の中で、ドリフト電極と μ -PIC の間の有感ガス領域に到達した物についてのみ。図 4.16 に反跳核子の原子番号分布を、図 4.17 に各反跳核子の生成場所の分布を示す。図 4.16, 図 4.17 の結果をまとめると以下の様になる。

- 反跳核子の 90%が陽子
 - 陽子の約 84%が水素を含む検出器構造物由来 (マイラーカバー、ドリフトメッシュを支える FR4 のフレーム)
 - 約 10%がニッケルのドリフトメッシュ由来
 - 約 5%がガス分子由来
- 陽子以外の原子核が 10%
 - 90%がガス分子由来
 - 残りの 10%が構造物由来

構造物由来の核子で有感ガス領域に到達するものはほぼ陽子のみ、という結果になった。これは、陽子より重い原子核は物質中のエネルギーデポジットが大きい為に、物質のごく表面付近で反跳された原子核しか物質の外へ出てこれない事や、ガス中のエネルギーデポジットも大きい為に、有感ガス領域に到達する前にドリフトメッシュより上のガス領域で止まってしまう事が原因だと考えられる。また反跳陽子の大半は、⁵⁵Fe の X 線を透過させる為に設置したマイラーカバー由来であることも分かる。更に、大半の反跳核子は中性子と原子核の弾性散乱に由来するものだが、ニッケルメッシュ由来の陽子は、Ni(n,p)Co 反応を起こした結果出てくる陽子である。

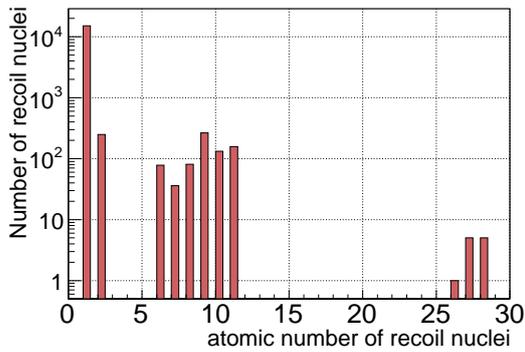


図 4.16: 反跳核子の原子番号の分布

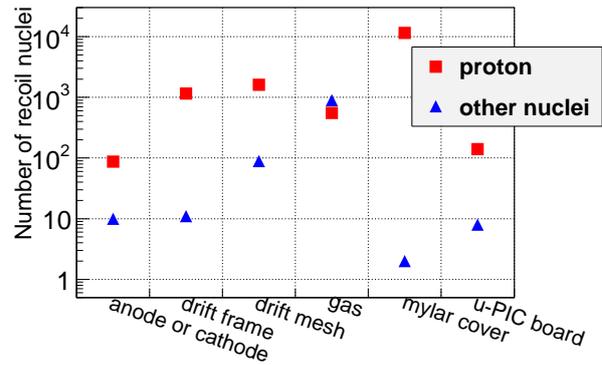


図 4.17: 反跳核子の生成場所

4.2.5 シミュレーションに基づいた高速中性子追試験

鉛板を設置した時の放電率

マイラーカバーで生成される反跳陽子の影響を排除する為に、マイラーカバーとドリフトメッシュの間に反跳陽子の遮蔽物として高さ 1mm の鉛板を設置した時の放電率を測定した。鉛板を設置した時の概観図を図 4.18 に示す。鉛は高速中性子との反応確率が低い物質である。図 4.19 にニッケル、鉛、タングステンと高速中性子と (n,p) 反応の断面積 [21] を示す。ここから、7MeV 以下の中性子と鉛は反応性が低いと判断し、遮蔽物として鉛を選んだ。鉛を遮蔽物として設置した時の放電率を、鉛板を設置しない時の放電率と一緒に図 4.20 に示す。

増幅率 3 千以下の領域では放電率に違いは見られず、増幅率を更に上げていくと放電率の抑制が徐々に大きく見られる結果となった。最終的に増幅率 1 万程度の領域では、放電率が 1/4 に抑えられる形となった。これは以下の様に解釈できる。

低増幅率領域では、陽子より重い反跳原子核由来の放電が支配的だと考えられる。陽子のガス中のエネルギーデポジットは、重い原子核と比較して小さいからである。例えば 1 MeV の陽子の Ar ガス中の飛程が 2.4 cm 程と [22]、 μ -PIC とドリフトメッシュ間の 3 mm よりかなり長い。一方、重い原子核、例えば 1MeV の炭素原子核の飛程は 3 mm 程である。つまり、陽子はそのエネルギーの一部しか有感ガス領域に落とさないので対して、重い核子は持っている全エネルギーを有感ガス領域に落とす。結果、低増幅率領域ではエネルギーデポジットの大きい重い核子由来の放電が支配的になる。だが重い核子の発生場所は、その大半が有感領域のガス分子であるため、鉛の遮蔽板の設置による効果が見られなかった。

増幅率を上げていくと、小さいエネルギーデポジットに対しても放電を起こすようになる為、数の多い陽子に由来する放電が支配的になっていく。反跳陽子の発生場所は、大半がマイラーカバーであるため、鉛板の影響が大きく出てきた。

放電率が抑えられる 1/4 という値も、Geant4 シミュレーションではマイラー由来の反跳陽子が全反跳核子の 75%程度だということを考えると、シミュレーションと矛盾しない実験結果だと言える。

ドリフトメッシュの素材をタングステンに変えた時の放電率

ドリフトメッシュをニッケルの物から、タングステンメッシュに変えた時の放電率を測定した。これは、図 4.19 を見ると分かるように、タングステンのメッシュを使用するとドリフトメッシュ由来の反跳陽子がほぼ無くなるため、放電率の更なる抑制を期待して行った実験である。その結果をニッケルメッシュの時と比較して図 4.21 に示す。

ここでは、ドリフトメッシュの素材を変えたことによる放電率の有意な変化は見られなかった。この理由は以下の二つの場合が考えられる。一つは、ドリフトメッシュ以外の構造物やガスで反跳される原子核が多いため、ドリフトメッシュ由来の陽子をほぼ無くしても、全体の放電率には大きな影響は与えないという場合。もう一つは、 μ -PIC に実際に照射される中性子が 7MeV より低いエネルギーのものが多いため、そもそもニッケルドリフトメッシュ由来の反跳陽子はほとんど生成されていなかった場合である。図 4.19 を見ると分かるように、中性子のエネルギーが 3MeV を下回ると、ニッケルにおいても (n,p) 反応の断面積が大きく下がる。

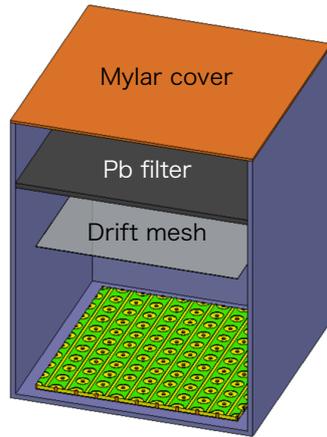


図 4.18: 鉛板を設置した時のセットアップ

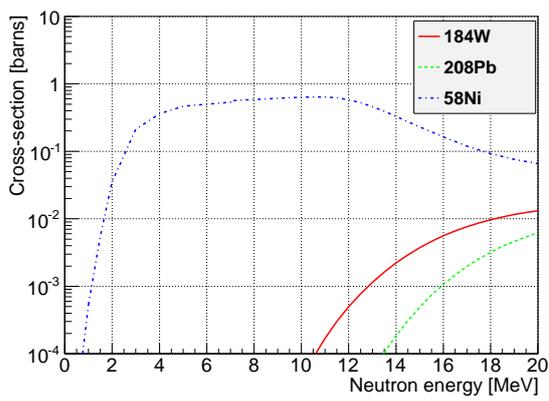


図 4.19: (n,p) 反応の断面積

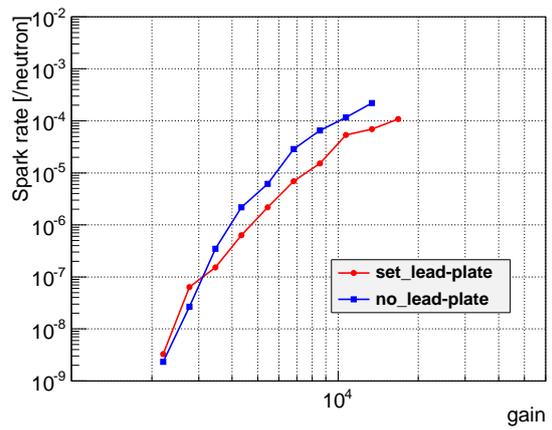


図 4.20: 鉛板の設置による放電率の変化

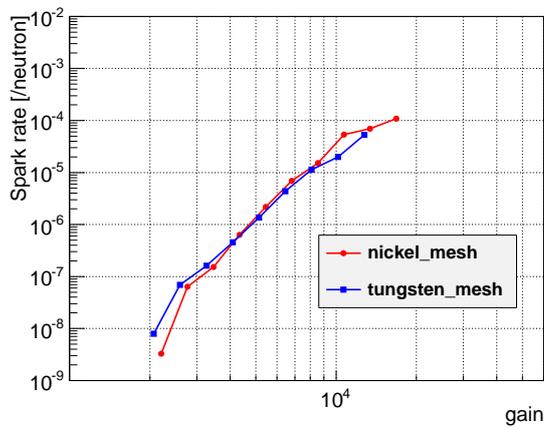


図 4.21: ドリフトメッシュの素材をタングステンに変更した際の放電率の変化

第5章 高抵抗陰極型 μ -PIC の動作試験

5.1 ^{55}Fe 線源を使用した基本動作と放電耐性の試験

高抵抗陰極型 μ -PIC の動作確認を兼ねて、複数の動作ガスで増幅率測定を行った。以降の動作試験は全て、誘起読出型の高抵抗陰極型 μ -PIC を用いて行った。

5.1.1 ガスによる増幅率変化

高抵抗陰極型 μ -PIC の基本動作を確認する為、 $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(70/30)$, $(90/10)$, $\text{Ar-CO}_2(70/30)$, $(90/10)$, $\text{Ar-CF}_4(90/10)$ でガス増幅率を測定した。測定した増幅率とエネルギー分解能をそれぞれ図 5.1, 5.2 に示す。印加電圧の上限は、通常型 μ -PIC と同様に 1 分間に数回の放電があった電圧としている。

この測定では、以下の二点において高抵抗陰極型 μ -PIC の放電抑制機能が確認できた。一つは図 5.1 の様に、 $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(70/30)$ ガスで 5×10^4 を超える増幅率で安定動作させられた事。もう一つは、限界増幅率を超えた時に観測される放電の電流が数 nA と、通常型 μ -PIC の数 μA と比較してかなり小さい事である。

一方で、 $\text{Ar-CO}_2(90/10)$ ガスや $\text{Ar-CF}_4(90/10)$ ガスでは、放電電流は数 nA と小さいものの最高増幅率は数千程度と低かった。図 5.2 を見ると、これらのガスでは印加電圧を上げるとエネルギー分解能が悪くなる傾向が見られる。このことは混合ガスのクエンチ能力が足りないことを示している。

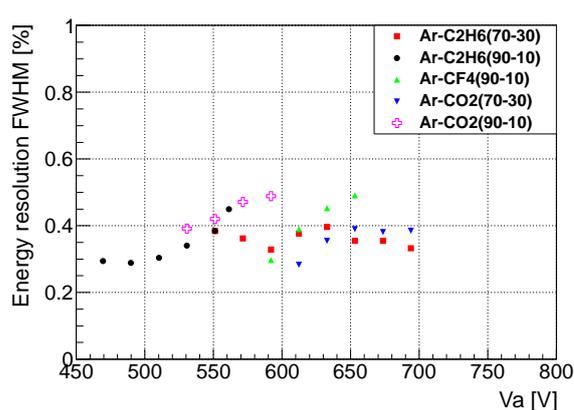
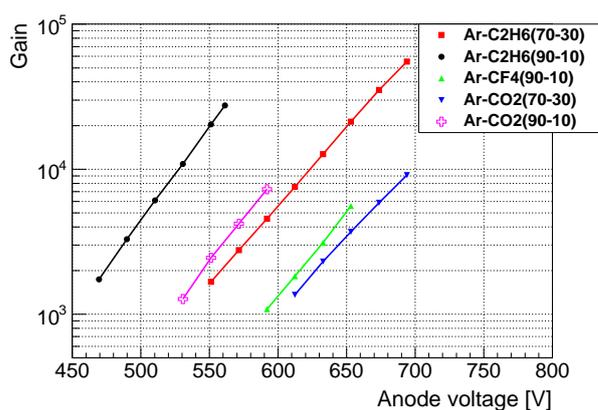


図 5.1: $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(70/30)$, $(90/10)$, $\text{Ar-CO}_2(70/30)$ 図 5.2: $\text{Ar-CO}_2(90/10)$, $\text{Ar-CF}_4(90/10)$ ガスで測定した増幅率曲線 測定したエネルギー分解能

5.1.2 高抵抗陰極のみに負電圧を印加した時の増幅率

通常の電圧印加方法では、陽極に正の高電圧を印加し、陰極はグラウンドに落とす形で動作させる。今実験では陰極に負の高電圧を印加し、陽極と信号読出電極の両方を 0V とするで動作モード (図 2.9 の (b) 参照) での増幅率を測定し、正しく動作するか検証を行った。この動作モードの利点はシステムの簡略化が可能なことであり、具体的には以下の二点が挙げられる。一つは、信号読出電極に電圧を印加しないので、カップリングコンデンサが不要であること。もう一つは、電極を印加するのは高抵抗電極のみであるため、クエンチレジスタが不要となる事である。図 5.3 に増幅率曲線を示す。比較として通常の動作モードでの増幅率曲線も示している。通常の動作モードと動作電圧は異なるものの最大増幅率は変わらない結果が得られた。この動作モードは、 ^{55}Fe を使った動作では問題ないことが確認できた。高速中性子を使った動作試験については小節 5.2.2 で述べるが、そこでも特に問題がない事が確認できている。

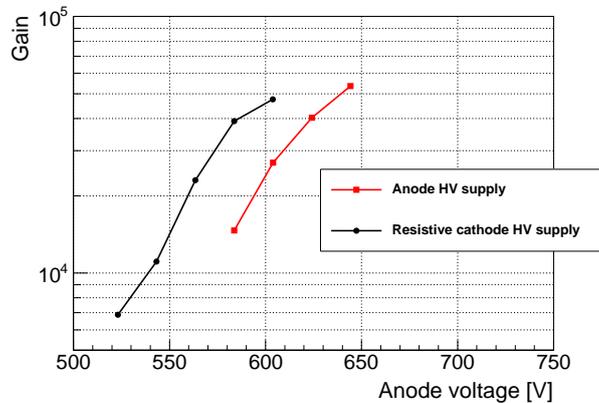


図 5.3: 高抵抗陰極のみに負電圧を印加する動作モードでの増幅率曲線

5.1.3 チャージアップによる増幅率変動

動作中の μ -PIC に荷電粒子等の放射線を照射し続けると、ガス増幅率が徐々に上昇しある値で落ち着く、という性質を持つ。これは電子雪崩で発生した電子の中で、陽極に収集され切らず周りの絶縁基盤上に降り積もる電子が、陽極周りの電場に影響を与える為だと考えられている。この絶縁基盤上に電荷が蓄積する現象をチャージアップと呼ぶ。動作させた状態の高抵抗陰極型 μ -PIC に ^{55}Fe を照射し続け、ガス増幅率の時間変動を観測した。その結果を図 5.4 に示す。この測定は、高抵抗陰極に不電圧を印加する動作モードで行った。増幅率は 8000 から徐々に上昇し、最終的に 25000 程度とチャージアップ前の 3 倍程度の増幅率で落ち着くという結果が得られた。

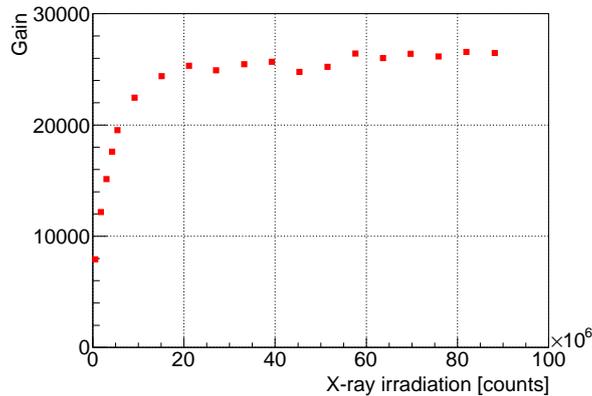


図 5.4: 5.9keV の X 線を照射し続けた時の Gain 変動

5.2 高速中性子を使用した放電耐性試験

高抵抗陰極型 μ -PIC に高速中性子を照射し、放電率を測定した。本実験では、放電の閾値に $0.5\mu\text{A}$ と $2.0\mu\text{A}$ の二通りの電流値を用いた。また本節で示す放電率は、中性子照射前に測定した増幅率の関数としている。測定は高抵抗陰極型 μ -PIC 試作 27 号機, 28 号機を用いて行った。以下それらを Resistive Cathode の略から RC27, RC28 と呼ぶ。

5.2.1 通常の動作モードにおける放電率

まず基本的な動作ガスである $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(70/30)$ における放電率を、RC27, RC28 に対して測定した。本測定において高抵抗陰極型 μ -PIC は、陰極はグラウンドに接続し、陽極に数百 V の正電圧を印加した状態で動作させた。ドリフト電場は 3.3 kV/cm とした。放電率の閾値を $0.5\mu\text{A}$ とした時の放電率を、通常型 μ -PIC における放電率とともに図 5.5 に示す。高抵抗陰極型 μ -PIC における放電率は RC27, RC28 両方の試作機において、通常型 μ -PIC と比較しておよそ 10^3 倍以上低い値となっている事が確認できる。

さらに図 5.6 に、閾値を $0.5\mu\text{A}$, $2.0\mu\text{A}$ とした時の放電率を、通常型、高抵抗陰極型 μ -PIC の両方について示す。通常型の μ -PIC では、放電の閾値を変えて計算した二つの放電率に大きな違いは見られない。一方で、高抵抗陰極型 μ -PIC ではおよそ 10 倍の違いが見えている。このことから、通常型 μ -PIC におけるほぼ全ての放電が $2\mu\text{A}$ を超える大きな物であるのに対して、高抵抗陰極型 μ -PIC で起こる大半の放電が、 $2.0\mu\text{A}$ に満たない小さな放電として抑制されていることが分かる。この結果は、高抵抗陰極型 μ -PIC の放電抑制機能が、高速中性子由来の放電に対しても期待通り働いている事を示している。

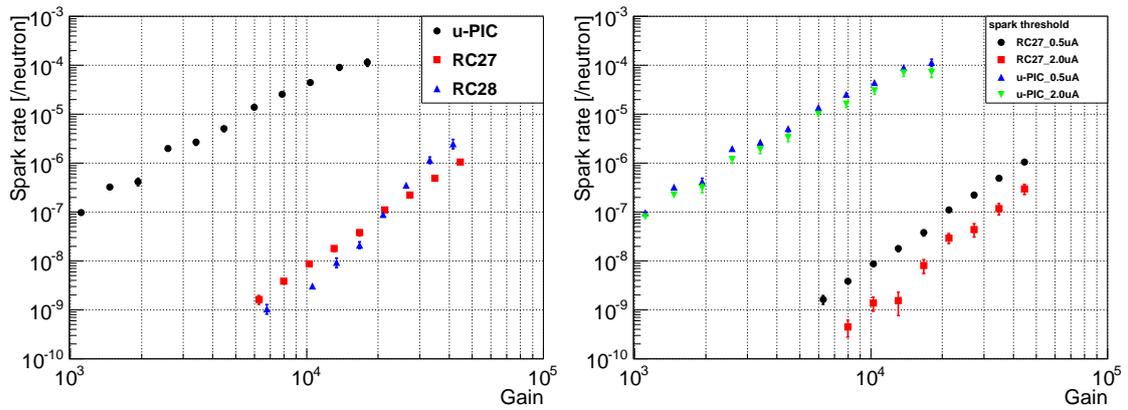


図 5.5: 通常型 μ -PIC と高抵抗陰極型 μ -PIC の放電率の比較
 図 5.6: 放電の閾値を 2.0uA と 0.5uA に設定した時の違い

5.2.2 陰極のみに電圧を印加した時の放電率

RC27 において、高抵抗陰極型に負電圧を印加し、陽極と読出し電極は 0V とする動作モード (図 2.9 の (b) 参照) での放電率を測定した。その結果を図 5.7 に示す。通常の動作モードにおける放電率も比較として示している。本実験における放電の閾値は 0.5uA とした。

二つの動作モードの間では、放電率に優位な差は見られないことが確認できる。今後の検出器開発や読出システムに関しては、この動作モードを基準として行っていきたいと考えている。

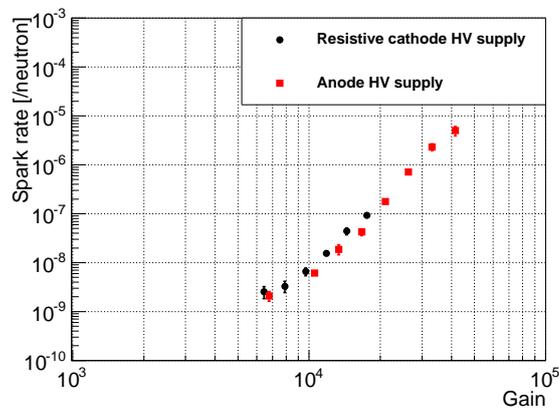


図 5.7: 電圧印加方法による放電率の違い

5.2.3 動作試験で起きた問題

RC28 では、高抵抗陰極型に負電圧を印加する動作モードで動作させる事が出来なかった。高抵抗陰極におおよそ -600V の負電圧を印加した途端に、直下の読み出し電極との間で放電が起こり瞬間的に短絡する、と言うことが全てのチャンネルで起きたからである。

この理由について推測する。陰極と読出電極間には厚さ 25 μm のポリイミドが有る。ポリイミドの絶縁破壊電圧はおおよそ 300 kV/mm であり、25 μm の厚みではおおよそ 7500V の電圧まで耐えられる為、600V 程度の印加電圧では絶縁破壊は起きないはずである。

図 5.8 と図 5.9 に、計算したポリイミド内部における電界強度を示す。高抵抗陰極への印加電圧は -600 V とした。図 5.9 は、高抵抗陰極と読出電極の間の電界強度を示しており、横軸は読出電極表面からの高さである。ここから、高抵抗陰極のエッジの部分では 10^8 V/m を超える強電場になっていることが分かる。この強電場が、読出電極との間の放電を起こす引き金になった可能性が考えられる。また全く別の可能性として、このポリイミドのコロナ放電開始電圧がおおよそ 500V なので、コロナ放電を繰り返す過程で、なんらかの形で陰極と読出電極間が絶縁破壊を起こしてしまったとも考えられる。

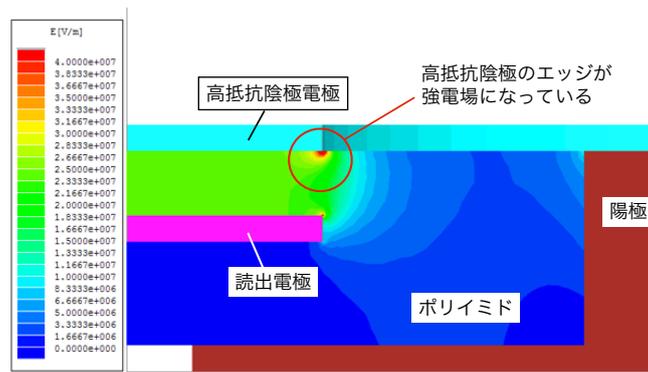


図 5.8: 高抵抗陰極に-600V を印加した時の、ポリイミド内部の電界強度

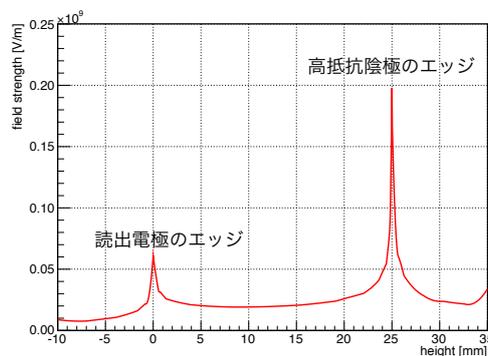


図 5.9: 読出電極と陰極間の電界強度。横軸は読出電極表面からの高さ。

第6章 まとめ

ハドロン衝突実験における MIP 粒子の検出器、もしくは単電子検出が可能な光検出器として μ -PIC を開発するために、放電問題の解決に取り組んだ。放電問題の解決は二つの方向から取り組み、その一つが、放電を起し難い動作ガスや動作条件の探求、もう一つが、放電の抑制機能を持つ高抵抗陰極型 μ -PIC の開発である。

通常型 μ -PIC の動作ガスの最適化試験では、高速中性子を照射し中性子に対する放電確率を測定することで、各動作ガスの評価を行った。結果、最も低い放電率が測定されたのは基本的な動作ガスである Ar-C₂H₆ 混合ガスであった。また、検出器の速い応答速度の期待できるガスである Ar-C₂H₆-CF₄ や Ar-CO₂ 混合ガスでは、Ar-C₂H₆ 混合ガスの放電率よりおよそ 10 倍以上大きい放電率が測定された。どちらの動作ガスが最適なのかは、必要とされる応答速度と放電率の兼ね合いで決める必要がある。

また、放電率のドリフト電界強度依存性を測定した。結果は、ドリフト電場が低いほど放電率が下がるというものであった。この放電率の低下は、 μ -PIC を低増幅率で動作させた時ほど顕著に見られ、最大で 10² 倍小さい放電率に抑えられる結果となった。他にも、チャージアップによる増幅率の上昇が、放電率に与える影響を測定した。結果は、チャージアップによって放電率が上がるほど、放電率が低下する形になった。ここから長期動作におけるチャージアップは放電率に悪影響を与えないという事が言える。

高抵抗陰極型 μ -PIC の動作試験では、期待通りの高い放電抑制機能が観測された。⁵⁵Fe を使った試験では、Ar-C₂H₆(70/30) において 5 万という高い増幅率で安定に動作させられた。更に放電限界を超えた印加電圧に対しても、観測される電流は数 nA と小さいものであった。また高速中性子照射試験においても、放電が小規模に抑制される傾向が見られ、0.5 μ A を超える大きな放電は、通常型 μ -PIC と比較して 10³ 倍以上低い頻度でしか見られなかった。

高抵抗陰極のみに負電圧を印加する動作モードの試験を、⁵⁵Fe と高速中性子を使って行った。どちらの試験でも、通常の動作モードと変わらない増幅率と放電率が確認できた。この動作モードを使うことで、部品点数を大幅に減らせる展望が見えた。

参考文献

- [1] Particle Data Group, Particle Physics Booklet, <http://pdg.web.cern.ch/pdg/2012/download/rpp-2012-booklet.pdf>
- [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] XCOM : Photon Cross Sections Database
- [4] G. F. Knoll; "Radiation Detection and Measurement THIRD EDITION", WILEY (2001)
- [5] 高橋 慶在 修士論文 「電子飛跡検出型 MeV γ 線コンプトンカメラ に用いるガスの組成最適化と高圧化」京都大学 2010
- [6] 岡村 淳一 卒業論文 「SLHC に向けた高頻度粒子線検出器 MicroMEGAS の試作」神戸大学 2008
- [7] A.Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. Nucl.Inst.Meth. ,A263,1988
- [8] 越智 敦彦 「MSGC 開発史 東工大における MSGC の開発」 神戸大学 2004 年
- [9] F.Sauli GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. Nucl.Inst.Meth. A386,1997
- [10] RD51 Collaboration
- [11] Atsuhiko Ochi, et al., A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber, Nucl. Instr. and Meth. A 471 (2001) 264.
- [12] Atsuhiko Ochi, et al., Development of Micro Pixel Chamber with resistive electrodes, 2012 JINST 7 C05005, MPGD2011 proceedings
- [13] 守谷健司 修士論文 「マイクロピクセル検出器の電極間放電に伴うピクセル上堆積物の研究」神戸大学 2007
- [14] ATLAS Thin Gap Chamber, *Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards*, ATLAS Internal Note MUON-NO-1 October. 1999
- [15] 神戸大学海事科学部 谷池晃 "21 荷電粒子ビーム実験"
- [16] S. R. Hunter, L. G. Christophorou, *Electron attachment to the perfluoroalkanes $n-C_N F_{2N+2}$ ($N=1-6$) using high pressure swarm techniques*, *J. Chem. Phys.* **80** (1984) 6150.

- [17] SIGLO, MORGAN, HAYASHI, BORDAGE database, <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>, retrieved November 16, 2011.
- [18] S.F.Biagi, *A multiterm Boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in argon-methane-water-vapour mixtures*, *Nucl.Instr.Meth. A* **283** (1989) 716.
- [19] S. Agostinelli, et al., *Geant4-a simulation toolkit*, *Nucl. Instr. and Meth. A* **506** (2003) **250**.
- [20] Allison, J.,etal., *Geant4 developments and applications*, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53(1)** (2006) **270**.
- [21] K. Shibata, et al., *JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **48(1)** (2011) 1-30
- [22] James F. Ziegler, SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org/>