

Micro Pixel Chamber(μ -pic)の 安定性向上と高増幅率化に向けた研究

神戸大学大学院 自然科学研究科 博士前期課程

物理学専攻

高エネルギー物理学研究室

学籍番号：053S105N

桂華 智裕

平成19年2月9日

概要

近年、加速器を用いた高エネルギー実験やビーム実験における要請として、優れた位置分解能、時間分解能、入射許容量を持った粒子線測定器の開発が必要となっている。これまではワイヤーを用いた粒子線検出器が広く使われてきたが、高頻度入射粒子には対応できない。そこで、この限界を超えるガス検出器として、IC や電子回路基盤作製技術に支えられた微細加工技術を用いたマイクロパターンガス検出器が研究・開発されるようになった。我々が開発する μ -pic はマイクロパターンガス検出器の一種で PCB (Print Circuit Board) 技術を用いて作製されており、原理的には大面積化・量産が可能である。 μ -PIC に関しては一定条件下では数千倍程度の増幅率で安定に長時間動作させることができるが、高エネルギー実験で用いるためには、MIP 粒子を検出できる 10^4 程度の増幅率が必要である。そのため、従来の μ -pic ではこの条件を得るために GEM などの他の MPGD を同時に用いて、高増幅率を実現している。本論文では、より安定で高い増幅率を実現するために従来型の μ -PIC に対して薄間隔型 μ -pic とメッシュ付き μ -pic を開発した。薄間隔型 μ -pic では、これまでより基板から Drift Plane までの距離を短くすることでドリフト電場を強くし、増幅率を上げることに成功し、その結果、 2.0×10^4 程度の増幅率が得られた。メッシュ付き μ -pic では、厚さ $10 \mu\text{m}$ のメッシュを μ -pic の検出面近傍に配置することで、ガス増幅を生じさせる強い電場領域を 3 次元的に構築することができ、最大 2.6×10^4 の増幅率を実現した。また、本論文ではシミュレーションを用いて検出器内の電場構造が測定にどのように影響していたのかなどを調べるために電場強度などの計算を行い解釈の正当性について議論を行った。さらに、高い増幅率を持った検出器として動作させるための最適なジオメトリ構造の条件に関する計算を行った。

目次

第1章	序	7
第2章	ガス検出器	9
2.1	粒子線の検出	9
2.1.1	X線、 γ 線の検出	9
2.1.2	荷電粒子の検出	13
2.2	ガス増幅を用いた検出器の動作原理	13
2.2.1	ガス増幅	13
2.2.2	比例計数管	14
2.3	微細加工技術を用いたガス検出器	15
2.3.1	MSGC	16
2.3.2	その他のMPGD	18
第3章	μ -pic	21
3.1	μ -picの構造と動作原理	21
3.2	μ -picの優れた点	22
3.3	μ -picの更なる改良	23
第4章	セットアップ	27
4.1	μ -picの本体	27
4.2	電源装置	27
4.3	μ -picの読み出し	29
4.4	データ収集システム	29
4.5	充填ガス	32
4.6	ガスパッケージの密閉度	32
4.7	測定方法	34
第5章	最密構造型 μ -picの基本性能の測定	37
5.1	最密構造型 μ -picの構造	37
5.2	放電による導通の問題	37
5.3	測定結果	40
第6章	安定性向上と高増幅率化に向けた新たな μ -picの開発	47
6.1	Thin-Gap μ -picの開発	47
6.1.1	Thin-Gap μ -picの構造	47
6.1.2	測定結果	47

6.1.3	基板から Drift Plane までの距離による性能の変化	51
6.2	メッシュ付き μ -pic の開発	54
6.2.1	薄板を用いたメッシュ付き μ -pic	54
6.2.2	ワイヤーを用いたメッシュ付き μ -pic	57
第 7 章	Maxwell3D と Garfield を用いたシミュレーション	59
7.1	用いたソフトについて	60
7.1.1	Maxwell3D	60
7.1.2	Garfield	60
7.2	Maxwell3D によるジオメトリの作成	60
7.3	アノードとカソードの中心のズレについて	61
7.3.1	実際のズレの大きさ	61
7.3.2	ズレの影響	62
7.4	最密構造型 μ -pic	64
7.4.1	ガス増幅率	64
7.4.2	電子収集率	65
7.4.3	陽イオンの拡散	66
7.5	Thin-Gap μ -pic の問題点の考察	67
7.5.1	高増幅率化の要因	68
7.5.2	エネルギー分解能低下の問題	70
7.5.3	陽イオンの拡散の問題	71
7.6	メッシュ付き μ -pic の最適化	74
7.6.1	メッシュの効果	75
7.6.2	ドリフト電圧の決定	78
7.6.3	メッシュを張る高さの最適条件	78
7.6.4	電子収集率	83
7.6.5	最適化条件	84
第 8 章	まとめと今後の課題	86
8.1	まとめ	86
8.2	今後の課題	87

目 次

2.1	主な気体の光電効果による光子の吸収断面積 (左) と mean free path(右)[1]	10
2.2	コンプトン散乱の概念図	11
2.3	鉛中における光子の吸収断面積 [1]	12
2.4	一次電子の陽極ワイヤー付近での雪崩増幅の様子 [1]	14
2.5	比例計数管の原理図 [6]	15
2.6	MSGC の構造 [6]	16
2.7	2次元 MSGC の原理図 [6]	17
2.8	佐賀大学で開発中の GEM[18]	18
2.9	GEM における増幅過程の様子	19
2.10	Micromegas の原理図 [7]	19
2.11	Micromegas における増幅過程の様子	20
3.1	μ -pic の原理図 [12]	21
3.2	μ -pic の動作原理	22
3.3	μ -pic における等電位面	23
3.4	従来型 μ -pic と最密構造型 μ -pic の違い	25
3.5	メッシュ付き μ -pic の図	26
4.1	μ -pic の本体写真	28
4.2	実験のセットアップの写真	28
4.3	実験の回路図	29
4.4	μ -pic の検出部と読み出し部分の写真	30
4.5	測定装置	31
4.6	データ収集システムのブロック図	31
4.7	エポキシ系樹脂を用いてガスパッケージと基板を接着した部分	33
4.8	μ -pic 内の酸素濃度の時間変化	33
4.9	電子の生成過程	34
4.10	データ収集システムを Calibration するためのセットアップのブロック図	35
4.11	アンプ増幅前の電荷量と ADC カウントの関係	36
5.1	μ -pic の構造	38
5.2	μ -pic の全体図	39
5.3	μ -pic の製造工程	39
5.4	放電により導通してしまったピクセル (赤 部分以外のピクセルは正常)	40
5.5	^{55}Fe のシグナルをオシロスコープで観測した波形	41

5.6	長期試験の結果	42
5.7	Va=480V の時、4つのチャンネルにおいてドリフト電圧を変化させた時の増幅率の変化	43
5.8	Vd=-2000V(赤線),Vd=-4000V(青線) の時、アノード電圧を変化させた時の増幅率の変化	43
5.9	Vd=-4000V の時、各チャンネルにおいてアノード電圧を変化させた時の増幅率の変化	44
5.10	Vd=-4000V において、アノード電圧を変化させた時の ⁵⁵ Fe のエネルギースペクトルの変化	45
5.11	Va=480V において、ドリフト電圧を変化させた時の ⁵⁵ Fe のエネルギースペクトルの変化	46
6.1	Thin-Gap μ -pic の構造	48
6.2	Thin-Gap μ -pic での ⁵⁵ Fe のシグナルをオシロスコープで観測した波形	48
6.3	Va=480V の時、Thin-Gap μ -pic の増幅率のドリフト電圧依存性	49
6.4	ドリフト電圧を固定した時、Thin-Gap μ -pic の増幅率のアノード電圧依存性	50
6.5	Va=480V,Drift Plane までの距離:5mm の時、ドリフト電圧を変化させた時の ⁵⁵ Fe のエネルギースペクトルの変化	52
6.6	Va=480V,Drift Plane までの距離:1mm の時、ドリフト電圧を変化させた時の ⁵⁵ Fe のエネルギースペクトルの変化	53
6.7	薄板をスペーサーとしてメッシュを配置した時の概念図	54
6.8	薄板スペーサーを用いてメッシュを配置したメッシュ付き μ -pic において、それぞれのメッシュ電圧でのドリフト電圧と増幅率の関係(赤線:Vm=0V、青線:Vm=-50V、緑線 Vm=-100V、茶線:Vm=-150V、ピンク線:Vm=-200V)	55
6.9	薄板スペーサーを用いてメッシュを配置したメッシュ付き μ -pic において、それぞれのメッシュ電圧でのメッシュ電圧と増幅率の関係(赤線:Vm=0V,Vd=-150V、青線:Vm=-50V,Vd=-200V、緑線:Vm=-100V,Vd=-250、茶線:Vm=-150V,Vd=350V、ピンク線:Vm=-200V,Vd=-550V)	56
6.10	メッシュの放電痕	56
6.11	ワイヤーを用いてメッシュを配置した時の概念図	57
6.12	Va=470V,Vm=-100V の時のドリフト電圧依存性	58
7.1	Maxwell3D で作成した μ -pic のジオメトリ	60
7.2	アノード・カソード端の電場の強い部分	61
7.3	アノードとカソードの中心のズレの様子	62
7.4	Va=500V の時のアノードとカソードの中心のズレと D 方向への電場の関係(ポリイミド面から高さ 1 μ m)	63
7.5	電子収集率を計算する際の初期電子の位置	65
7.6	最密構造型 μ -pic の Va=450V,Vd=-5000V の時の電子の終端点分布	66
7.7	Va=450v,Vd=-5000V 時、Runge Kutta 法を用いて計算した時の陽イオンの拡散の様子	67
7.8	Thin-Gap μ -pic での増幅率のドリフト電圧依存性	68

7.9	アノードピクセル近傍の等電位線	69
7.10	Thin-Gap μ -pic での電子収集率のドリフト電圧依存性 (赤線:アノードピクセルに到達して電子の割合、青線:ポリイミドに蓄積した電子の割合)	70
7.11	Runge Kutta 法を用いて計算した時の電子のアノードまでのドリフトの様子	71
7.12	Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=450V$ の時、Runge Kutta 法を用いて計算した時の陽イオンの拡散の様子時のイオンの終端点分布	72
7.13	DridrPlane までの距離:5mm, $V_a=450V$ の時、Runge Kutta 法を用いて計算した時のイオンのドリフトライン	72
7.14	メッシュ電圧を変化させたときのイオンの収集率の変化 (赤:カソードに到達したイオンの割合、青:Drift Plane に到達したイオンの割合)	73
7.15	マイクロメッシュの高さ	74
7.16	メッシュが無い時の電場の様子 ($V_a=450V, V_d=-4000V$)	75
7.17	メッシュがある時の電場の様子	76
7.18	メッシュまでの距離:100 μ m, $V_a=450V$ の時、メッシュ電圧によるイオンの終端点分布の違い	77
7.19	メッシュまでの距離:100 μ m, $V_a=450V$ の時、メッシュ電圧によるイオンのドリフトラインの違い	77
7.20	メッシュ電圧を変化させた時のイオンの拡散の変化	79
7.21	ドリフト電圧と増幅率の関係 (メッシュの高さ=100 μ m, $V_a=450V, V_m=-200V$)	80
7.22	メッシュ電圧と増幅率の関係 (メッシュの高さ=100 μ m, $V_a=450V, V_d=-400V$)	80
7.23	メッシュの高さの違いによるメッシュ電圧と増幅率の関係 ($V_a=450V, V_m-V_d=100V$ 、メッシュの高さ=100 μ m (赤)、メッシュの高さ=200 μ m (青)、メッシュの高さ=500 μ m (緑))	81
7.24	$V_a=450V$ の時のアノード・メッシュ間の電場の様子 (赤:メッシュの高さ100 μ m, $V_m=-300V, V_d=-400V$ 、青:メッシュの高さ200 μ m, $V_m=-500V, V_d=-600V$ 、緑:メッシュの高さ500 μ m, $V_m=-1000V, V_d=-1100V$)	82
7.25	メッシュの高さ200 μ m, $V_a=450V, V_m-V_d=100V$ において、メッシュ電圧を変えた時の電子の終端点分布 (赤:アノードに到達、青:カソード or ポリイミドに到達 (蓄積)、緑:メッシュに吸収)	83
7.26	メッシュ電圧と電子収集率の関係 (赤:アノードへの到達率、青:カソードまたはポリイミドの到達 (蓄積) した割合、緑:メッシュに吸収された割合)	85

表 目 次

2.1	MWPC と MSGC の性能の比較 [6]	17
5.1	$V_d = -4500V$ の時のエネルギー分解能の変化	44
5.2	$V_a = 480V$ の時のエネルギー分解能の変化	45
7.1	アノードとカソードの中心のズレの条件	62
7.2	アノードとカソードの中心のズレとカソード近傍の電場の強さの関係	63
7.3	最密構造型 μ -pic において、 $V_a = 450V, V_d = -5000V$ の時のシミュレーションの結果	67
7.4	メッシュまでの距離: $100\mu m, V_a = 450V$ の時、イオンの拡散の割合	76
7.5	3 パターンのメッシュの高さのメッシュ近傍の電場強度	82

第1章 序

近年、科学技術の進歩に伴い、高エネルギー物理や宇宙物理の分野においてさまざまな発見がなされるようになってきた。そして、現在も Higgs 粒子やダークマターといった未知の粒子（物質）を発見するための研究が進められている。しかし、残念ながら、このような粒子は非常に小さく高速で飛んでいるため肉眼で見ることにはできない。そのため、粒子を測定するための“目”となる検出器を開発することは非常に重要である。粒子のエネルギーや飛跡といった多くの情報を得るために“優れた目”の開発が盛んに行われている。現在、加速器を用いた高エネルギー物理実験やビーム実験における共通の方向性として高輝度化が上げられる。そして、大強度の粒子線を検出するためには高い入射許容量を持った検出器が必要である。これまで広く利用されてきたワイヤーを用いた検出器は位置分解能、時間分解能に優れているが、 $10^4 \text{ counts/mm}^2 \text{ sec}$ 以上の高頻度入射粒子には対応できない。この限界を超えるガス検出器として、IC や電子回路基盤作製技術に支えられた微細加工技術を用いたマイクロパターンガス検出器 (MPGD) が研究・開発されるようになった。代表的な MPGD である MSGC (Micro Strip Gas Chamber) は優れた位置分解能 ($\sim 30 \mu\text{m}$) と時間分解能 (10nsec) を持ち、入射許容量もワイヤーを用いたガス検出器に比べて 1000 倍以上である。我々が開発する $\mu\text{-pic}$ は MPGD の一種で MSGC をさらに改良した検出器である。PCB (Print Circuit Board) 技術を用いて作製されており、原理的には大面積化・量産が可能となっている。この $\mu\text{-pic}$ は一定条件下では数千倍程度の増幅率で安定に長時間動作させることができるが、高エネルギー実験で用いるためには、MIP 粒子を検出できる 10^4 程度の増幅率が必要である。

本論文では、従来型の $\mu\text{-pic}$ に対してより安定で高い増幅率を実現するために行った研究について述べる。

第2章では、ガスを用いた粒子線検出器の検出原理を述べた上で、比例計数管やいくつかの MPGD の動作原理・特徴を述べる。

第3章では、我々が用いている $\mu\text{-pic}$ の動作原理、優れた点、問題点などを紹介した後、より安定で高い増幅率を実現するために行った改良点について述べる。

第4章では、本研究を進める際に用いたセットアップ、測定方法について述べる。

第5章では、最密構造型 $\mu\text{-pic}$ について、第6章では、安定性向上と高増幅率化に向けた新たな $\mu\text{-pic}$ として、Thin-Gap $\mu\text{-pic}$ とメッシュ付き $\mu\text{-pic}$ について、それぞれ増幅率やエネルギー分解能などの基本性能の測定を行い、改善点や新たに生じた問題点などを述べる。

第7章では、電場計算シミュレーションソフト Maxwell3D と Garfield を用いて、 $\mu\text{-pic}$ 内の電場構造や増幅率などを計算し、実際の測定に及ぼす影響を調べ解釈の正当性について議論した。さらに、メッシュ付き $\mu\text{-pic}$ について、より安定で高い増幅率を実現するため

の最適動作条件の探索を行った。

最後に第 8 章でこれらの実験およびシミュレーションの結果をまとめ、今後の展望について述べる。

第2章 ガス検出器

本章では、粒子線測定器の中でも、ガスを通過する際に荷電粒子や放射線が引き起こす現象に基礎を置くガス検出器について、測定原理や代表的な測定器の動作原理について述べる。参考文献として [1][2][3][10] を使用した。

2.1 粒子線の検出

測定しようとする高エネルギー粒子に関する位置やエネルギー、運動量等の情報は検出器の内部の物質と起こる相互作用から得られる物理量を元にして得ることができる。ここでは、X線・ γ 線と荷電粒子がそれぞれ物質との間で行う相互作用について述べる。

2.1.1 X線、 γ 線の検出

光電効果

光子が全エネルギーを軌道電子に与え、その電子が元の原子から離れる反応である。図 2.1 に主な気体の光電効果による光子の吸収断面積と平均自由行程 (mean free path) を示す。この反応は数百 keV までの γ 線に対して非常に重要な相互作用である。

光電子は $E_{e^-} = h\nu - E_b$ (E_b は軌道電子の束縛エネルギー) の運動エネルギーを持って原子外に飛び出す。さらに、電子が飛び出した後の原子は励起状態になっているので、空になった準位により高いエネルギー準位の電子が落ちて基底状態に戻る時に、その準位間のエネルギーを持った特性 X 線が放出される。多くの場合、この特性 X 線も検出器内で測定される。また、内部転換により同程度のエネルギーを持ったオージェ電子が放出されることもある。

コンプトン散乱

光子が電子と衝突しエネルギーの一部を電子に与え弾き飛ばし、自身は電子に与えたエネルギー分だけエネルギーを失い散乱する。したがって、散乱後の光子の波長は長くなっている。

初めの電子を静止しているとし、図 2.2 に示すように入射光子と散乱光子のエネルギーをそれぞれ E_γ 、 E'_γ 、反跳電子の運動エネルギーを T とすると、エネルギーと運動量の保存則より散乱光子と反跳電子のエネルギーは

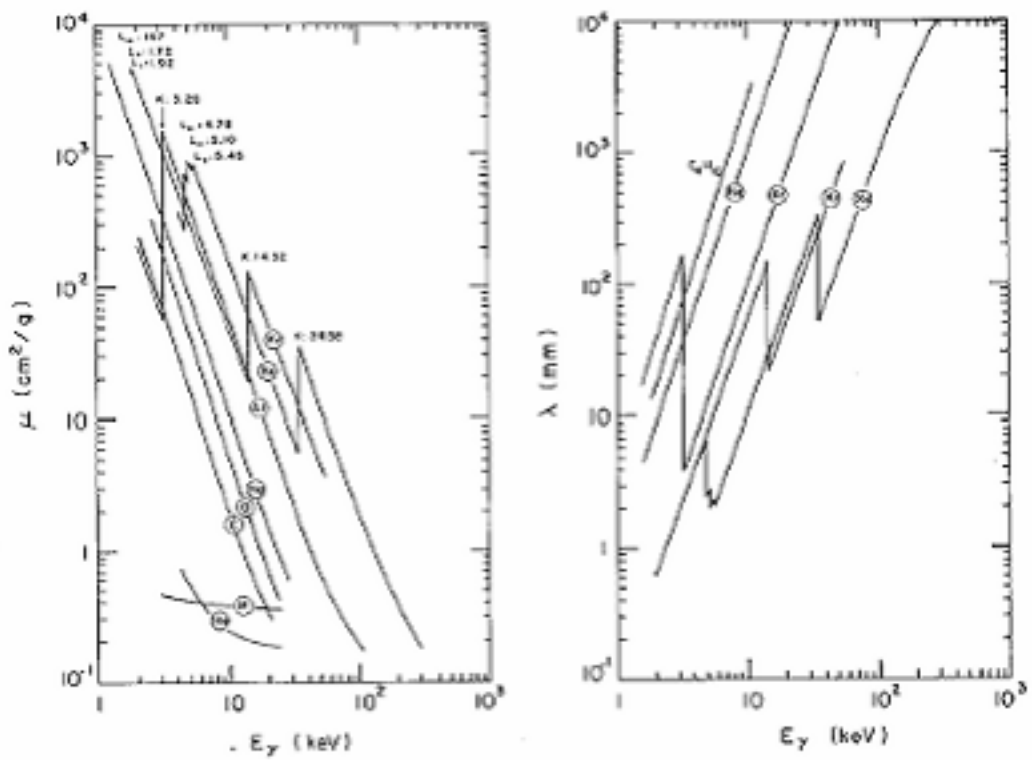


図 2.1: 主な気体の光電効果による光子の吸収断面積 (左) と mean free path(右)[1]

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) E_\gamma} \quad (2.1)$$

$$T = E_\gamma \frac{(1 - \cos \theta) E_\gamma}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) E_\gamma} \quad (2.2)$$

と表される。これは、光子のエネルギーが 1MeV 付近での主な過程である。

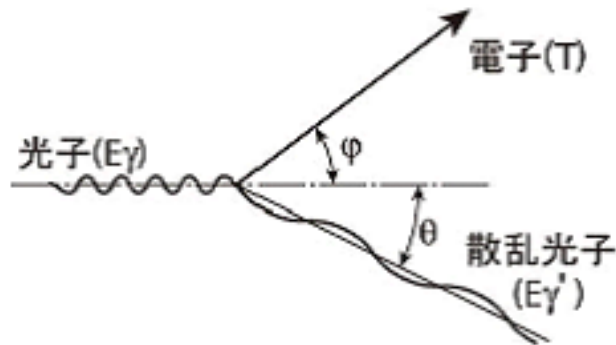


図 2.2: コンプトン散乱の概念図

電子・陽電子対生成

エネルギーが電子の静止質量 ($m_e c^2$) の 2 倍より大きいとき、光子が原子核近傍の電場を通ると電子と陽電子が生成されることがある。これを電子・陽電子対生成と呼ぶ。電子・陽電子対生成は 10MeV 以上の γ 線に対して重要な相互作用である。この過程により作られた電子と陽電子の対は原子核に運動量を与え、過程全体を通してエネルギーと運動量が保存されている。

原子核は質量が大きいからほとんど動かないとすると、 γ 線のエネルギー E_γ と、電子・陽電子のエネルギー E_{e^-}, E_{e^+} の間には

$$E_\gamma = E_{e^-} + E_{e^+} + m_e c^2 \quad (2.3)$$

の関係が成り立つ。

図 2.3 は鉛中における光子の吸収断面積の変化を表している。

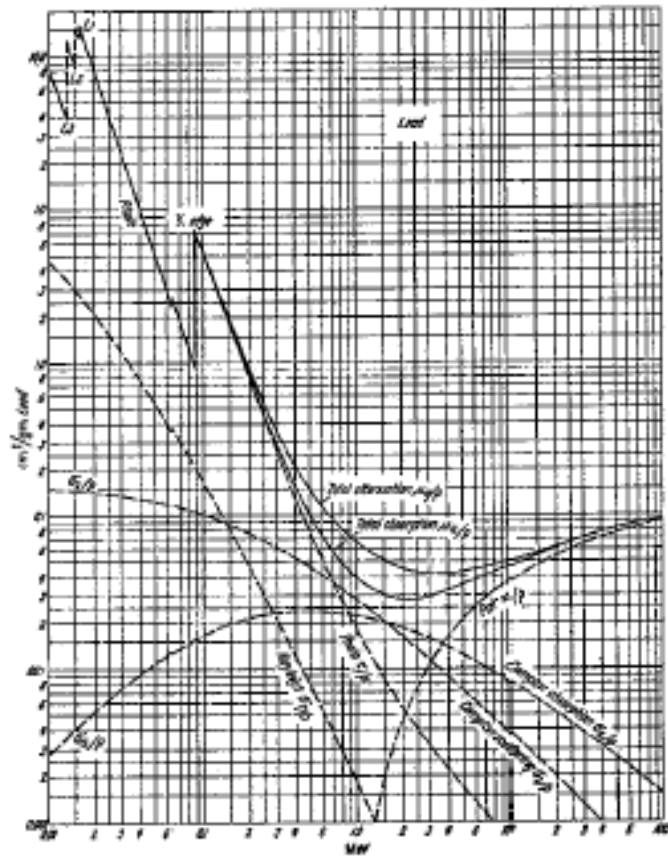


図 2.3: 鉛中における光子の吸収断面積 [1]

2.1.2 荷電粒子の検出

荷電粒子の場合、電荷が運ばれているので、媒質中を通過すると媒質中の電子とクーロン力によって連続的に相互作用する。荷電粒子が吸収物質に入射すると、電子は荷電粒子のクーロン力によって衝撃を受ける。この衝撃力によって、吸収物質原子内の電子はより高いエネルギー準位に励起または電離する。荷電粒子は衝撃により電子に与えた分だけエネルギーを失う。そのため、荷電粒子の速度は減少する。この衝突により、励起原子またはイオン対が作られる。イオン対は再結合により中性原子に戻る傾向を持っているが、再結合を抑制しイオン対を収集することが検出器の応答の基本である。吸収物質中で入射荷電粒子が単位長さあたりに失うエネルギー（エネルギー損失）は式 2.4 で表される。これを Bethe-Bloch（ベータ・ブロッホ）の式と言う。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N B \quad (2.4)$$

ここで、

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (2.5)$$

とし、また v 、 ze 、 N 、 Z 、 m_0 、 e はそれぞれ、1 次粒子の速度および電荷、単位体積当たりの物質の原子の個数、物質原子の原子番号、電子の静止質量および電荷である。

2.2 ガス増幅を用いた検出器の動作原理

荷電粒子や X 線・ γ 線がガス中を通過する際にガス分子を電離する事を利用した形式の放射線検出器は古くから利用され、現在でもよく利用されている。

2.2.1 ガス増幅

ガス中の電場を大きくすると、自由電子は加速され大きな運動エネルギーを持つ。電子の運動エネルギーがガス分子の電離エネルギーより大きい場合、ガス分子に衝突するとガス分子を電離させイオン対が生成される。衝突間に得られる電子のエネルギーは電場と共に増大し、この 2 次電離が起こる電場の大きさにはしきい値が存在する。1 気圧の通常ガスでは 10^6 V/m 程度である。2 次電離で生成した電子も電場によって加速されるため、ガス分子に衝突するとさらに電離を起こし連鎖的に続いていく。この過程はタウンゼント型電子雪崩（Townsend avalanche）と呼ばれる。

単位長さあたりに電子の数が増加する割合は式 2.6 で表され、 α はガスに対する第 1 タウン

ゼント係数 (first Townsend coefficient) とされている。

$$\frac{dn(x)}{n(x)} = \alpha dx \quad (2.6)$$

また、 α が x に依存しなければ、

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.7)$$

となる。ここで、 $n(x)$ は経路 x を通過した時の電子の総数、 n_0 は $x=0$ での一次電離により生成した電子の数である。図 2.4 はガス分子が電離しイオン対が生成した後、電子なだれを起こし陽極ワイヤーに到達するまでの電子とイオンの様子を示している。

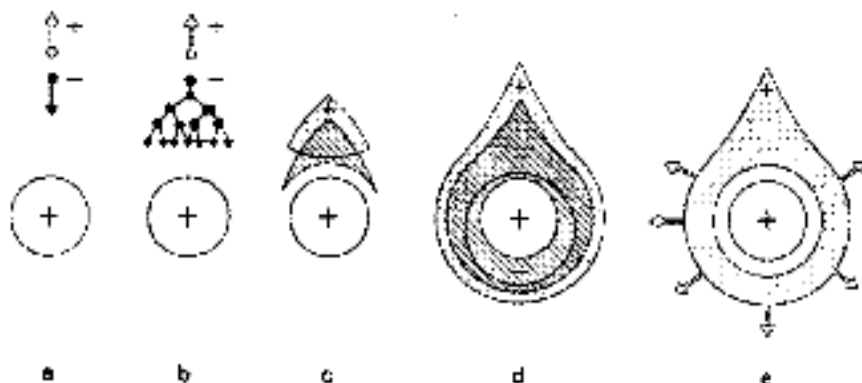


図 2.4: 一次電子の陽極ワイヤー付近での雪崩増幅の様子 [1]

2.2.2 比例計数管

ガス増幅の現象を利用した検出器のうちで最も代表的なものに比例計数管がある。比例計数管の信号発生機構はその他のガス検出器でも広く利用されており、ここでは比例計数管における信号発生原理を説明する。図 2.5 に比例計数管の原理図を示す。

円柱状の陰極の中心に数十～数百 μm 径の金属線を張り陽極とする。ピアノ線（鋼鉄線）やタングステン線がよく用いられる。円柱内は Ar や Ne などの希ガスで満たされている。計数管内で電子が生成すると、陽極・陰極間の印加電圧の差の大きさによって電子は陽極へ、イオンは陰極へ引き寄せられる。この時、円柱形状では陽極の中心から半径 r における電場は

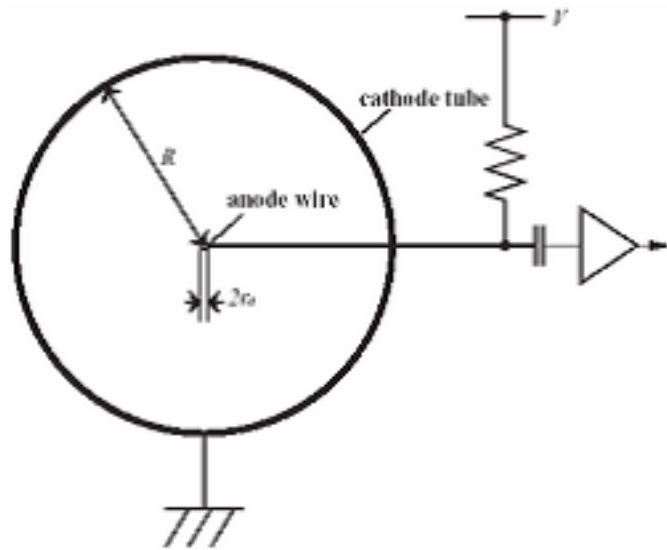


図 2.5: 比例計数管の原理図 [6]

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(\frac{b}{a})} \quad (2.8)$$

となる。ここで、 a は陽極線の半径、 b は陰極の内側の半径、 V は陽極・陰極間の印加電圧である。したがって、電場は r の小さい、すなわち陽極付近で非常に強くなり、ドリフトしてきた電子は陽極に近い部分でガスを電離するのに十分なエネルギーを得ることができる。この結果、陽極線には増幅され到達した電子による信号と、生成したイオンが陽極線から遠ざかる事によって励起される信号が観測される。
 比例計数管の原理を応用した検出器として、ドリフトチェンバーや平行極板間に複数の陽極線を配したマルチワイヤー比例計数管 (Multi Wire Proportional Chamber: MWPC) がある。

2.3 微細加工技術を用いたガス検出器

MWPC などのワイヤーを用いたガス検出器は個々の入射粒子に対する位置分解能・計数率・量産性などに限界がある。静電気力による反発のため、ワイヤーの間隔は 1mm 程度が限界であり、ワイヤー近傍の強い電場でガス増幅した際に生成する陽イオンの拡散による空間電荷効果のため、高頻度入射粒子には対応できない。また、ワイヤーを張る作業は非常に困難で、量産には不向きである。

2.3.1 MSGC

これらを克服するワイヤレスの検出器として、Micro Strip Gas Chamber が 1988 年 A.Oed により初めて開発された。[4] ワイヤの代わりに LSI の作成などで使われるリソグラフィ技術を用いて、絶縁体の基板の上にストリップを形成している。(図 2.6) それらを陽極(アノード)・陰極(カソード)と交互に接続することでストリップ上に高い電場を作り、ガス増幅を起こさせて粒子を検出する。陽極ストリップが非常に微細(10 μm 程度)になっている点で、通常のプロポーションカウンタの陽極線の周囲に発生する電場の大きさと同様のものが陽極ストリップの表面に実現される。また、陽極ストリップの間に陰極ストリップを配置することで間隔を狭くすることができ、比較的低い印加電圧でアノード付近に強い電場を生成することができる。ワイヤの代わりに金属製のストリップを使うことで、ストリップの間隔をワイヤ使用時に比べて非常に狭くすることができ、位置分解能を高くすることができる。MSGCでは、陽極ストリップのすぐ近くに陰極ストリップがあるため、ガス増幅で生成した陽イオンが陰極ストリップに到達する。そのため、陽イオンのドリフトエリアへの拡散を低く抑えることができ、高頻度入射粒子に強く空間電荷効果も抑えることができる。表 2.1 に MWPC と MSGC の性能の比較を示す。

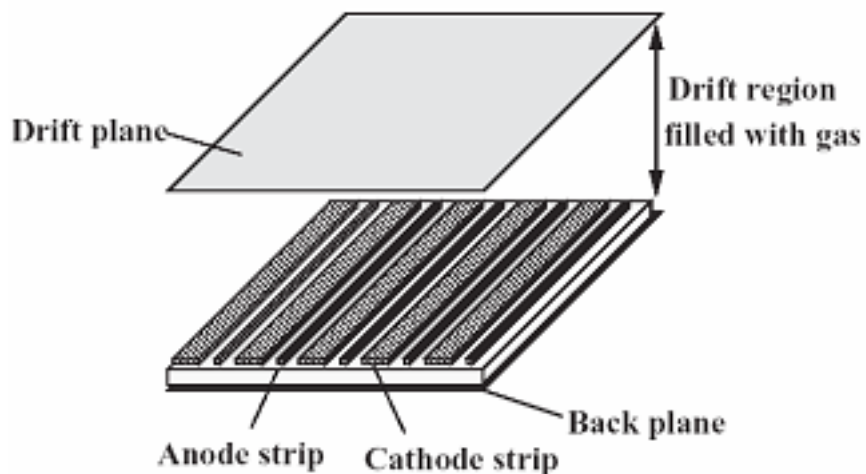


図 2.6: MSGC の構造 [6]

このように優れた特性を持つ MSGC であるが、以下のような大きな問題点がある。[14]

- チャージアップによる増幅率の低下
アノード付近でのガス増幅により生成したイオンは本来はカソードに吸収されるが、一部が絶縁層に付着しチャージアップを起こしてしまう。絶縁層がプラスの電荷を持つと、アノード・カソード間の鋭い電場勾配がなだらかになり、ガス増幅率が低下する。2次元読み出し用の MSGC では、図 2.7 のように絶縁層の下にグランド繋

	MWPC	MSGC
信号間隔	$\geq 1mm$	$\sim 200\mu m$
空間分解能	$\sim 200\mu m$	$30\mu m$
時間分解能	30nsec	10nsec
イオン収集時間	$80\mu sec$	200nsec
入射粒子許容量	$10^4 count/mm^{-2} sec$	$10^7 count/mm^{-2} sec$
ガス増幅率	$\sim 10^6$	~ 200

表 2.1: MWPC と MSGC の性能の比較 [6]

がれた Back Strip 電極がある。このため、絶縁層表面における電場の向きが下向きになる。これにより、イオンが絶縁層に付着しやすい。

- 放電現象

アノードストリップとカソードストリップの間で起こる放電とそれに伴う電極破壊が大きな問題となる。アノード・カソード間の電位差が大きくなると、カソード近傍の電場が大きくなり、金属中の自由電子が放出されて放電現象が起こる。放電が起こるとストリップが溶け、ほとんどの場合アノード・カソード間が導通し、そのストリップは本来の機能を失う。

- 電極破壊

放電現象によりストリップが破壊されてしまい、破壊された部分より先は電圧がかからないといった問題も生じる。

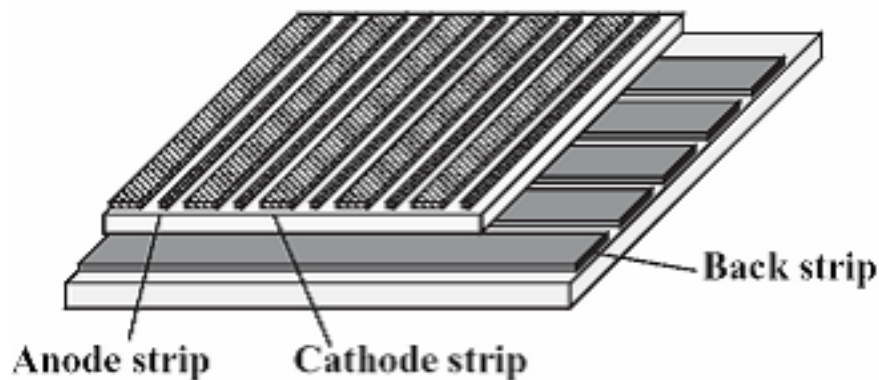


図 2.7: 2次元 MSGC の原理図 [6]

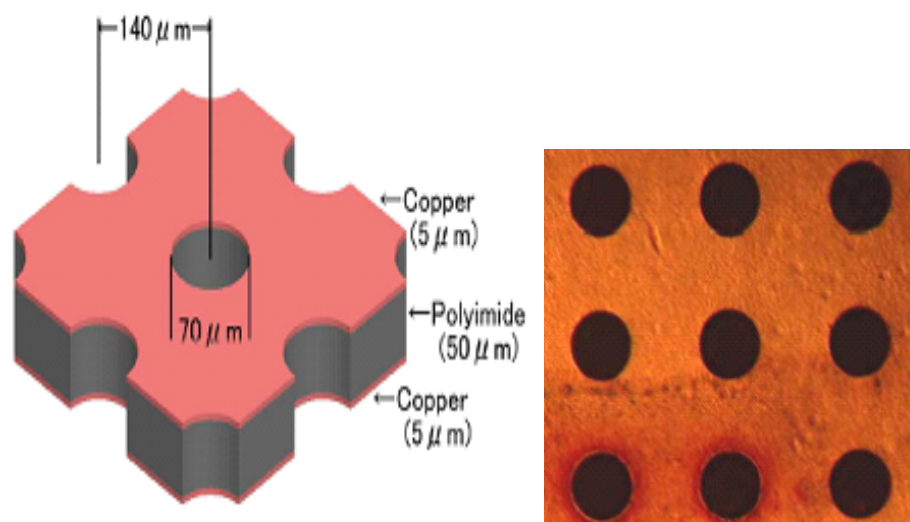
2.3.2 その他のMPGD

現在では、多くの微細加工技術を用いたマイクロパターンガス検出器 (MPGD) の開発が進められている。ここでは、本論文で論じる μ -pic 以外の代表的な MPGD を紹介する。

Gas Electron Multiplier(GEM)

GEM は厚さ $50\mu\text{m}$ のポリイミドと厚さ $5\mu\text{m}$ の銅で挟んだ構造になっている。表面には直径 $50\sim 70\mu\text{m}$ 程度の大きさのホールが $100\sim 150\mu\text{m}$ ピッチで開けられている。[8] 図 2.8 は GEM の構造と拡大写真である。

GEM の上下間に電位差を与えることでホールに高電場を発生させる。入射粒子の電離作用で生成した電子がホールを通過すると高電場によって電子は加速され、周りのガスを電離させる。そのためホールから出てくる時には大量の電子が生成されている。GEM の下に読み出しパッドを置くことにより、増幅した電子を読み出す。図 2.9 は GEM における増幅過程の様子を示している。



(a) GEM の略図

(b) GEM の表面拡大図

図 2.8: 佐賀大学で開発中の GEM[18]

Micromegas

Micromegas は天板 (DCP - Drift カソード Plane)、金属メッシュ、アノードストリップの 3つの平行電極板構造のガスフロー型粒子線検出器である。ストリップ・金属メッシュ間は $50\mu\text{m}\sim 100\mu\text{m}$ 、金属メッシュ・DCP 間は 5mm 程度あり、金属メッシュと DCP に

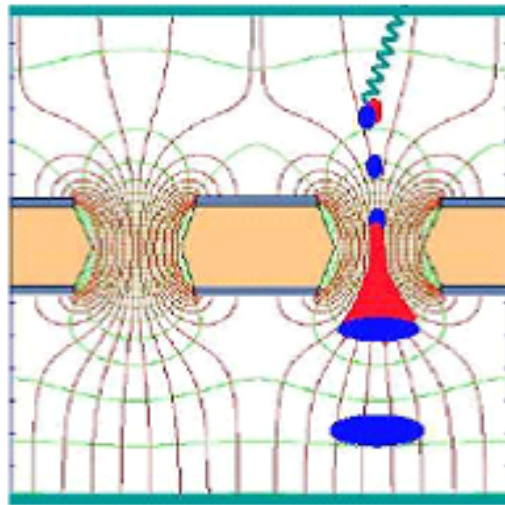


図 2.9: GEM における増幅過程の様子

はそれぞれマイナスの電圧を印加する。金属メッシュは絶縁体のスペーサーで支えられている。[7] 図 2.10 に Micromegas の構造を示す。

ストリップ・金属メッシュ間を Conversion gap、金属メッシュ・DCP 間を Amplification gap と呼び、Conversion gap で 1kV/cm 、Amplification gap では 100kV/cm 程度の電場強度になる。入射粒子より生成した電子は、ドリフト電場によりメッシュを通過した後、Amplification gap の高電場によりガス増幅が起こる。そして、多量に生成した電子をストリップから読み出す。図 2.11 は Micromegas における増幅過程の様子を示している。

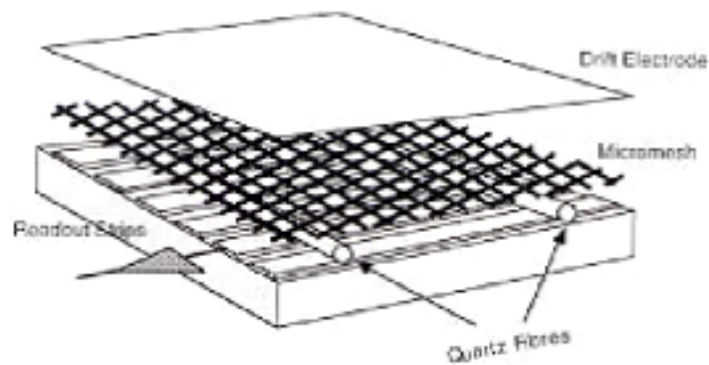


図 2.10: Micromegas の原理図 [7]

この他にも、Microdot Chamber(MDC)[5]、Microwell[9] といった MPGD がある。

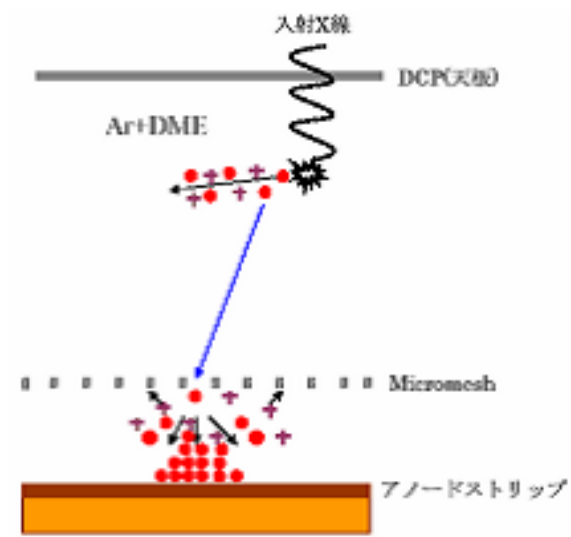


図 2.11: Micromegas における増幅過程の様子

第3章 μ -pic

ここでは、我々の使用している最密構造型 μ -pic の元になった μ -pic の特徴や動作原理、現在の状況について述べる。 μ -pic は、MSGC よりさらに優れた検出器として、2001 年に越智、谷森らにより開発されたものである。[12] 現在、この μ -pic は京都大学宇宙線研究室などで γ 線カメラや暗黒物質探索、医療装置として開発が進められている。[15]

3.1 μ -pic の構造と動作原理

μ -pic は微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の一種であり、その構造を図 3.1 に示す。表面部分は、直径 $50\mu\text{m}$ のピクセル状のアノードの回りを直径 $200\mu\text{m}$ のカソードが取り囲む形をしている。アノードは下部の絶縁層（ポリイミド）部分を貫き、裏面でストリップでつながっている。上部には Drift Plane を配している。また、カソードは絶縁層の上に置かれていて、裏面のアノードストリップとは垂直方向に区切られており、アノード・カソード両方から読み出しをすることにより、二次元情報を得ることができる。アノードにはプラスの電圧、カソードと Drift Plane にはマイナスの電圧を印加し、基板表面から離れた部分（ドリフトエリア）は $1\text{kV}/\text{cm}$ 、アノードピクセル近傍は $100\text{kV}/\text{cm}$ 程度の電場強度にする。

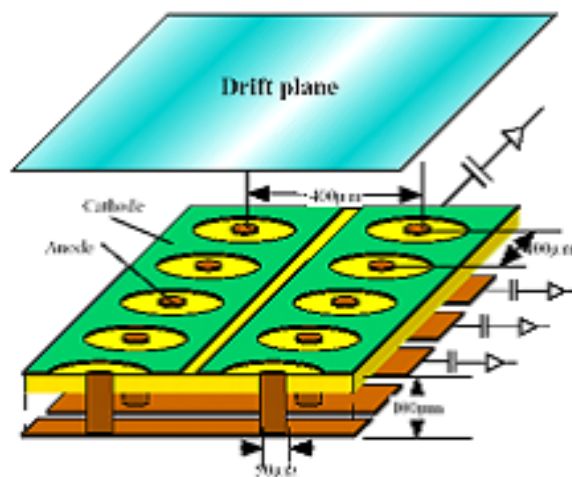
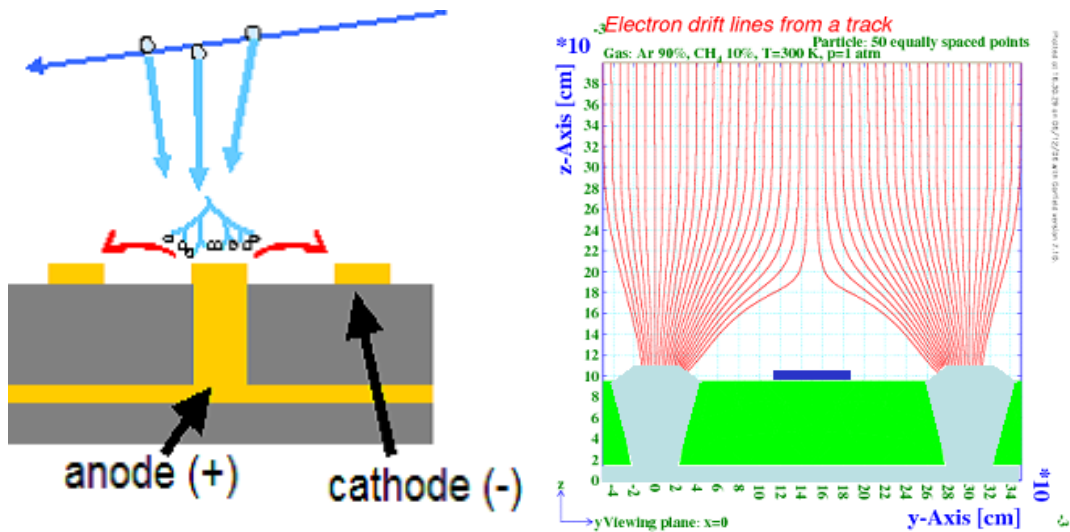


図 3.1: μ -pic の原理図 [12]

Drift Plane 上部から入射した放射線は μ -pic 内のガス分子との相互作用により電子とイ

オン対のペアを生成する。Drift Plane に印加した電圧によって形成された電場（ドリフト電場）によって、電子は基板方向に、イオンはDrift Plane 方向に移動（ドリフト）する。電子が基板表面に近づくと、アノードピクセル近傍に形成された強い電場によって雪崩増幅が起こる。この時生成された大量の電子はアノードピクセルに到達し、シグナルとして読み出すことができる。また、同時に生じるイオンはカソードに到達する。図 3.2(a),(b) はそれぞれ μ -pic での増幅過程の模式図と電子のドリフトの様子を示している。



(a) μ -pic での増幅過程の様子

(b) 電子のドリフトの様子

図 3.2: μ -pic の動作原理

3.2 μ -pic の優れた点

MSGC に比べて、 μ -pic が優れている点は大きく 4 つある。

- 大面積化、及び量産が容易である

μ -pic はプリント基板を作成する技術 (PCB 技術) で作られている。リソグラフィー技術を用いて製造される MSGC に比べて容易に製造でき、大面積化・大量生産が可能である。

- 高いガス増幅率

ストリップ型の MSGC に対して、 μ -pic はアノードが円形のピクセル状で基板表面に出ている。そのため、ピクセル付近は非常に強い電場になり、高い増幅率を得ることができる。また、カソードがリング状にアノードを取り囲んでいるため、ストリップ型に比べて放電に影響のあるカソード近傍の電場を弱くすることができ、アノードにより高い電圧を印加することができる。すなわち、アノード近傍の電場を

より強くすることができ、増幅率を高くすることができる。図 3.3 にアノード、カソード付近の等電位面の様子を示す。

- 低いノイズ
 μ -pic のカソードはグランドに繋がっており、更にリング状にアノードを取り囲んでいる。そのため、プリント基板におけるガードリングの役目をする事になり、ノイズは低く抑えられる。
- 放電損傷の影響が少ない
MSGC の場合、放電による電極ストリップの破壊が起こるとストリップ1つが使用できなくなるのに対して、 μ -pic の場合は電極破壊はピクセル1つのみで済む。

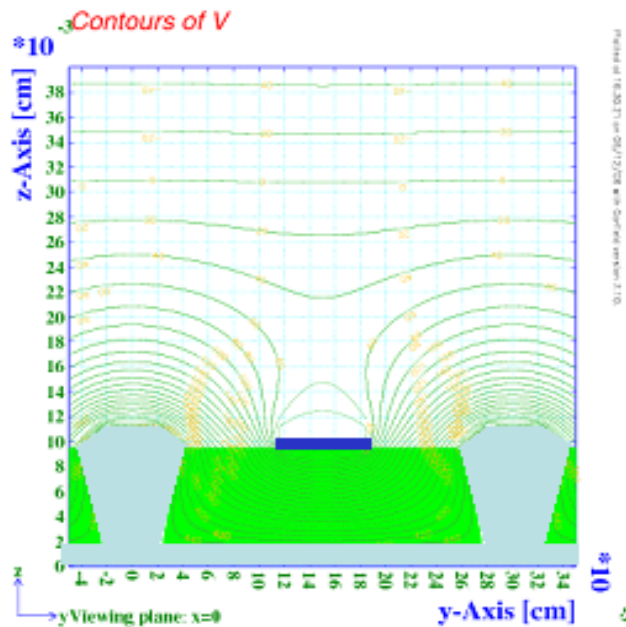


図 3.3: μ -pic における等電位面

3.3 μ -pic の更なる改良

前述のような優れた特徴を持つ μ -pic は、現在 1.6×10^4 のガス増幅率を達成している。また、安定性という面についても、 6×10^3 程度に保ったまま 1000 時間以上の連続安定動作が報告されている。[15] しかし、電離損失が最小となるような粒子 (最小電離損失粒子、MIP; Minimum Ionizing Particle) を測定するためには 10^4 程度の増幅率で安定して動作する必要である。

そこで我々は μ -pic に対して下記のような改良を行い、安定動作し高い増幅率を持つ測定器の実現を試みた。

最密構造型 μ -pic

より高い増幅率を実現するためには、アノード付近の電場強度を大きくすればよい。しかし、第5章で述べるように、アノードに高い電圧を印加すると放電現象が起こり、電極が破壊され使用できなくなってしまう。図3.3より、カソード近傍の電場が強くなっていることが分かる。この現象を防ぐためには、アノード近傍の電場強度を大きくすると同時に、カソード近傍の電場強度を低く抑えなければならない。その解決方法として、「ドリフト電場を強くする」ことを考える。ドリフト電場を強くすると、アノードからカソード方向へ向かっていた電気力線の一部が Drift Plane へ向かうため、カソード近傍の電場強度を弱くすることができる。

ドリフト電場を強くした時の問題点として、電子収集効率の低下が懸念される。本来アノードに集まるべき電子が強いドリフト電場の影響を受けて基板に蓄積してしまう。アノード近傍に負電荷が蓄積すると、アノード近傍の電場が強くなり増幅率が安定しない。基板表面の帯電は（真空中での）沿面放電の原因とも言われており [13]、基板への電子の蓄積は少ないほうがよい。

この影響を最小限に抑えるには

- 単位面積当たりのアノード電極の数を多くする。
- 基板が露出する面積を小さくする。

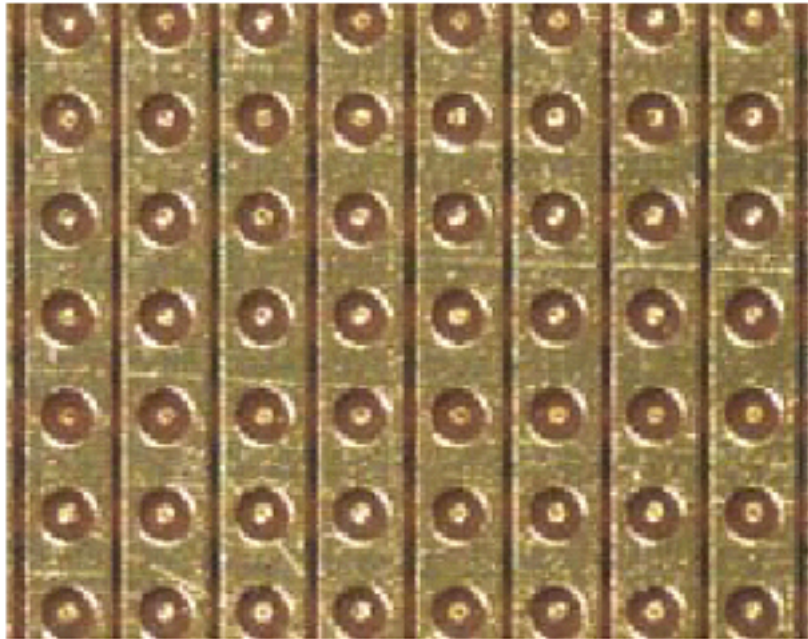
の二通りが考えられる。これに従って新たな電極構造を決定した。[16] 従来型の μ -pic では電極は直列に並んでいるが、新型 μ -pic では最密構造の電極配列になっている。（以後、新型 μ -pic を最密構造型 μ -pic と呼ぶ。）従来型 μ -pic の電極配列と最密構造型 μ -pic の電極配列の様子について、それぞれ図3.4(a),(b)に示す。

Thin Gap μ -pic

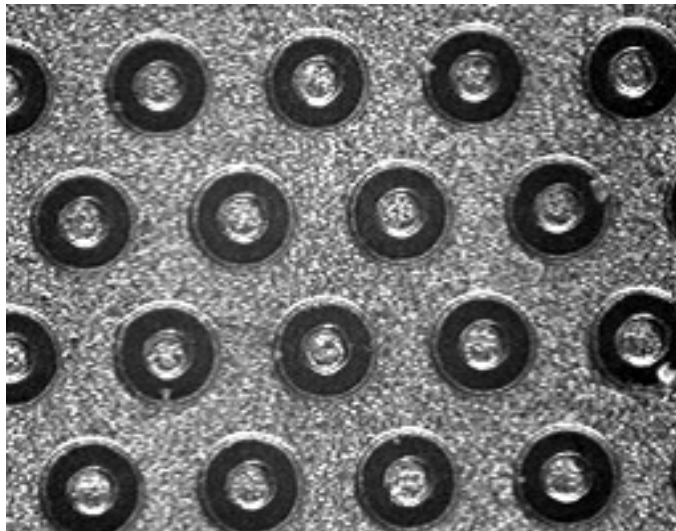
前述のようにドリフト電場を大きくするためには、Drift Plane への印加電圧を大きくする必要がある。しかし、印加電圧を大きくすると抵抗やコンデンサー、回路基板などの耐圧を考慮しなければならない。そこで、Drift Plane への印加電圧を大きくしないで、ドリフト電場を大きくする方法として基板と Drift Plane との距離を短くすることを考える。距離を短くすることで、同程度の印加電圧でより大きなドリフト電場を作ることが可能である。また、生成したイオンが強いドリフト電場の影響を受けてより早く Drift Plane に到達するため、さらに高頻度の入射粒子にも対応できるようになると思われる。

Thin-Gap μ -pic の応用例の一つとして、デジタルカロリメータが上げられる。デジタルカロリメータでは、エネルギーの測定方法として従来のアナログ読み出しではなくデジタル（ヒット数）を用いる。それらのヒット数からエネルギーを換算するため、細かい読み出しが要求される。高位置分解能、高時間分解能、高頻度入射粒子許容量という特徴を持つ μ -pic を薄くすることで積層型にすることができる。また、大量生産によりコストダウンが可能で、形状の自由度の高さも適している点である。また、同じく積層型にすることで、飛跡検出器としても応用が可能である。

Manufactured by TOSHIBA co. Ltd.



(a) 従来型 μ -pic の顕微鏡写真



(b) 最密構造型 μ -pic の顕微鏡写真

図 3.4: 従来型 μ -pic と最密構造型 μ -pic の違い

メッシュ付き μ -pic

金属製のマイクロメッシュと μ -pic を組み合わせた「メッシュ付き μ -pic」を新たに開発した。マイクロメッシュを検出面に平行に配置することで、三次元的な電場構造を構成し、アノード近傍のガス増幅の行われる領域を空間的に広げることができる。その結果、カソード近傍の電場を抑えたまま、アノード近傍の電場を高くすることができ高い増幅率を得られると考えられる。また、増幅過程で生成した陽イオンはマイクロメッシュに吸収されドリフトエリアに行きにくくなるため、これまで以上に高頻度の入射粒子にも対応できるようになると思われる。図 3.5 にメッシュ付き μ -pic の概念図を示す。

メッシュ付き μ -pic では、TPC(Time Projection Chamber) としての応用が考えられる。 μ -pic の特徴に加えて、粒子を検出するガス領域を大きく維持したまま高増幅率化が可能で、陽イオンの拡散を抑えることでドリフト電場を一定に保つことができ、電子の拡散を抑えることができる。

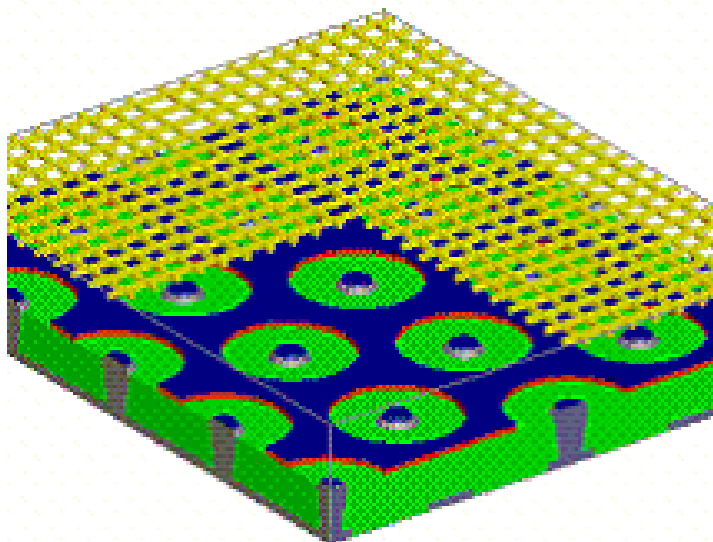


図 3.5: メッシュ付き μ -pic の図

第4章 セットアップ

後述の章で最密構造型 μ -pic、Thin-Gap μ -pic、メッシュ付き μ -pic それぞれに関しての基本性能の測定結果を述べるが、測定には同じ装置を用いたので、セットアップについて本章でまとめて述べることにする。

4.1 μ -pic の本体

μ -pic の本体の写真を図 4.1 に示す。基板のサイズは $12.5\text{cm} \times 10\text{cm}$ 、ガスパッケージのサイズは $7.5\text{cm} \times 8\text{cm}$ である。フタを取り外すことができ、内部を観察したり、交換することで Thin-Gap μ -pic 用に Drift Plane までの高さを変更することができる。ドリフトプレーンは銅マイラーでできており、ドリフト電極から銅マイラーの内側に電圧を印加することができる。ガスを流入させた際、ガスが内部を十分循環するように、ガス・インとガス・アウトのコネクターは対角線上に設置されている。アノード読み出しコネクタには直接アンプを接続する。図 4.2 にアンプや電源ケーブルなどを接続したセットアップ時の写真を示す。

4.2 電源装置

メッシュ付き μ -pic の測定を行った際の回路図を図 4.3 に示す。最密構造型 μ -pic、Thin-Gap μ -pic での測定時にはメッシュ用電源は用いていない。アノード、Drift Plane、メッシュにはそれぞれ以下の HV 電源を用いて別々に電圧をコントロールすることができる。また、カソードは $1\text{M}\Omega$ の抵抗を介してグラウンドに接続している。

- アノード用電源：サトウ電子工業製 Dual High Voltage Power Supply Positive, 使用可能電圧：0 ~ 10kV
- Drift Plane、メッシュ用電源：Fuji Diamond Corporation 製 Dual HV Power Supply, 使用可能電圧：-5kV ~ 0V (Ch1 : Drift Plane、Ch2 : メッシュ)

本研究で使用した μ -pic には読み出しが 16 チャンネルあるが、電圧を供給する側とは $1\text{M}\Omega$ の抵抗を介して 1 つに繋がっており、1 つの電源で全てのチャンネルに電圧を印加することができる。

以後、アノード、Drift Plane、メッシュに印加する電圧をそれぞれ、 V_a 、 V_d 、 V_m とする。

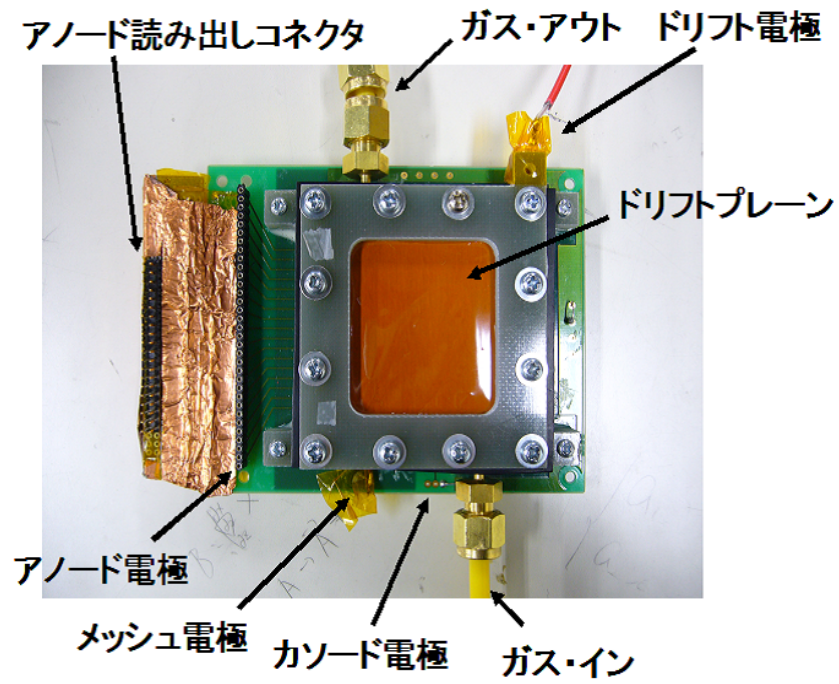


図 4.1: μ -pic の本体写真

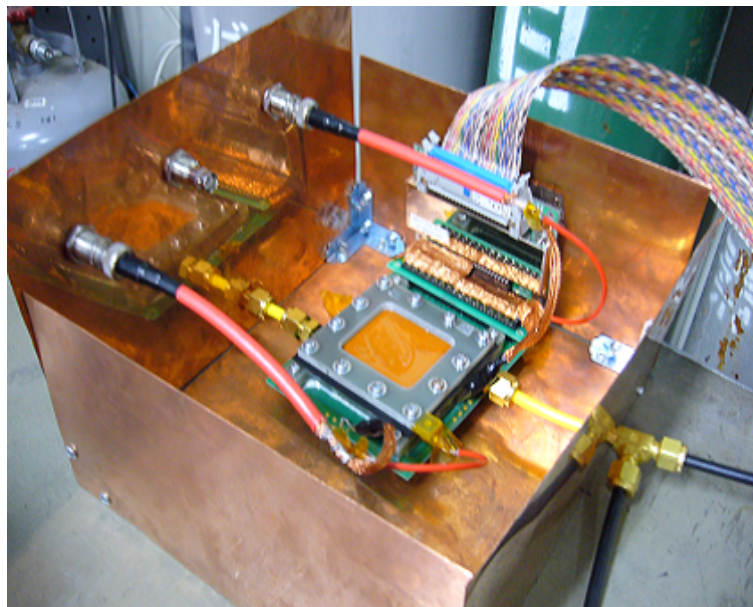


図 4.2: 実験のセットアップの写真

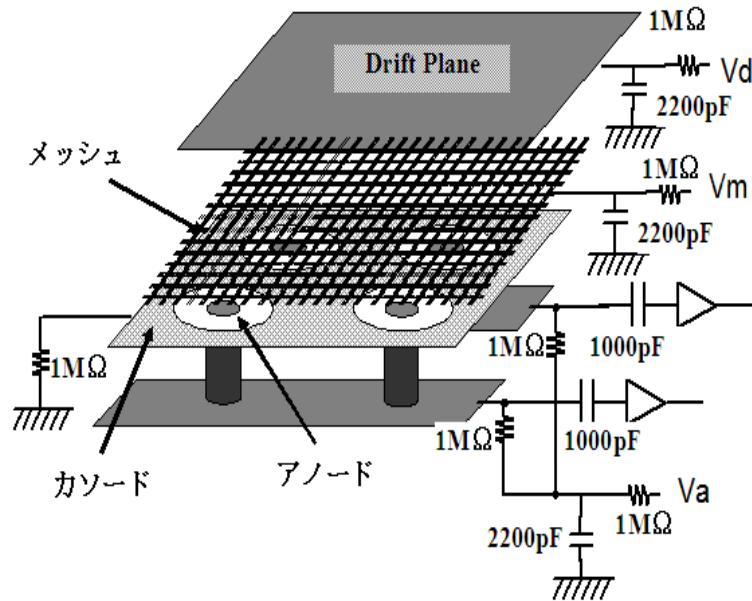


図 4.3: 実験の回路図

4.3 μ -pic の読み出し

検出部と読み出し部分の写真を図 4.4 に示す。検出部分は $3\text{cm} \times 3\text{cm}$ の大きさである。アノードピクセルは、図 4.4 の左右方向にポリイミドの下側で繋がっており、列単位でシグナルを読み出すことができる。図 4.4 の右側に読み出しのラインが見える。我々が用いた μ -pic では、16 チャンネルある読み出しのうち両外側の 5 チャンネル (1~5ch, 11~16ch) は 11 列のアノードピクセルをまとめて 1 つのチャンネルとして読み出ししている。内側の 6 チャンネル (6~10ch) は 1 列ずつ読み出ししている。シグナルを読み出すために 1000pF の抵抗を介してプリアンプに繋がっている。カソードはストリップが切られておらず読み出しチャンネルは 1 つになっている。ただし、本実験ではカソード読み出しは行わない。

4.4 データ収集システム

本実験では以下の装置を用いた。

- プリアンプ : GNA 製 GNA-180 TRH ASD AD TYPE34+10 (増幅率 : 300mv/pC、時定数 : 80ns の ASD-IC CXA3653Q を搭載)
- ASD Buffer : CXA3184 ASD Buffer
- Linear Fan Out : Phillips 製 Model748
- Discriminator : Phillips 製 Model708 300MHz

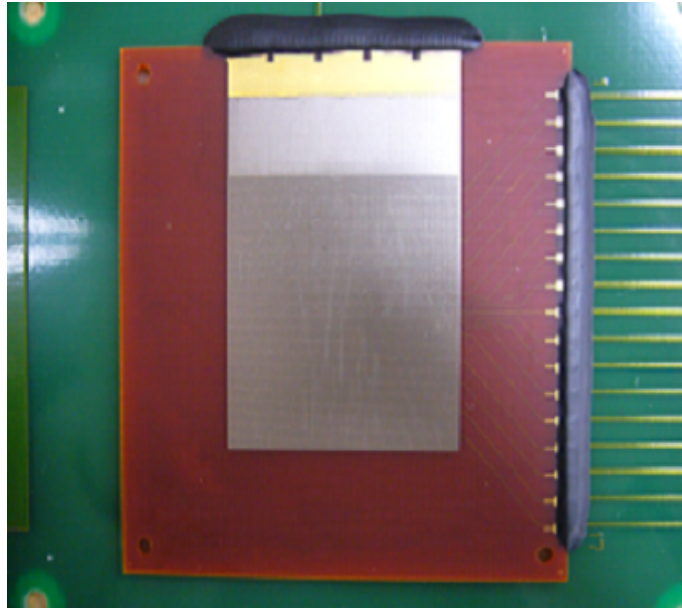


図 4.4: μ -pic の検出部と読み出し部分の写真

- Gate Generator : 梅津製作所製 Dual Gate Generator
- ADC : Phillips 製 Model7116 16Ch QDC
- Crate Controller : 東洋テクニカ製 Crate Controller CC/7000
- オシロスコープ : Tektronix 製 TDS3034B
- パルスジェネレーター : Hewlett Packard 製 Pulse/Function Generator 50MHz 8116A

アノードピクセルより出てきたシグナルは GNA 社製プリアンプで読み出す。アンプはパラレルケーブルで ASD Buffer と繋がっており、16ch を別々に Lemo ケーブルで取り出せるようになっている。また、アンプの電源もパラレルケーブルを通して供給されている。その後、セルフトリガーによりデータ収集を行うために、Linear Fan Out でシグナルを ADC 入力用と Gate 用シグナル用に分割して ADC を用いて CAMAC によりデータを収集した。Gate シグナルは Discriminator と Gate Generator を用いて作成した。また、約 30m の Lemo ケーブルを用いて ADC 入力用シグナルを遅らせ、Gate 用シグナルと ADC へのシグナルの入力時間を合わせた。このシステムは、 μ -pic の 16Ch 同時読み出しにも対応している。測定装置の写真とデータ収集システムのブロック図をそれぞれ図 4.5 と図 4.6 に示す。

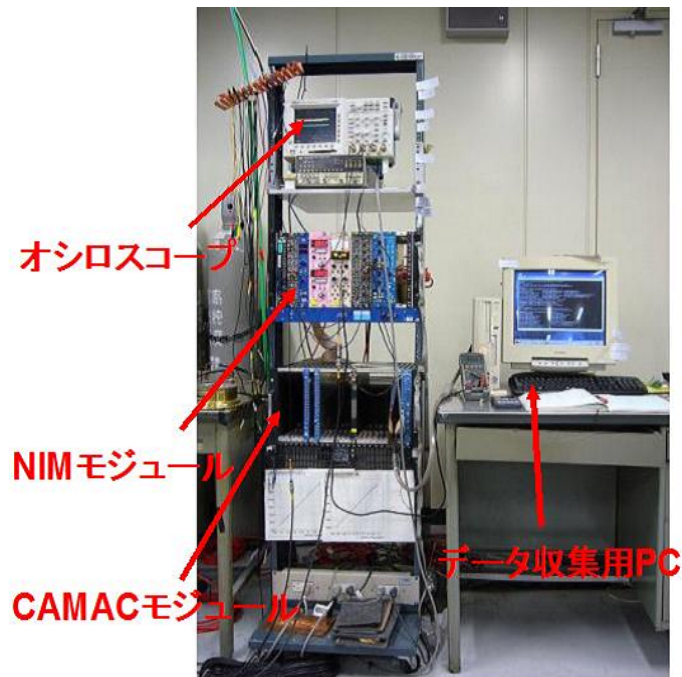


図 4.5: 測定装置

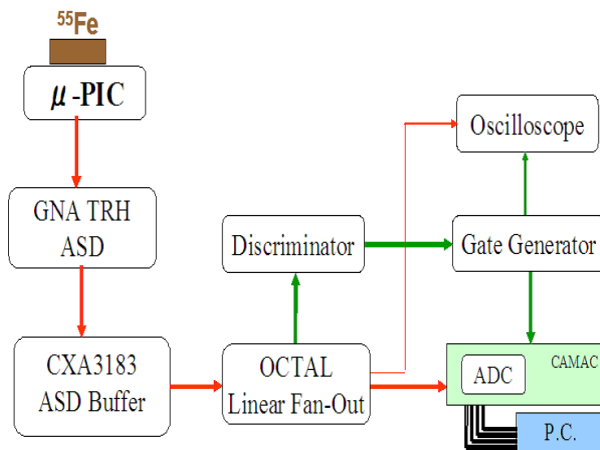


図 4.6: データ収集システムのブロック図

4.5 充填ガス

ガス増幅は電子と中性ガス分子の衝突で作られた2次電離に基づいている。この衝突は電離のほかに単にガス分子を励起するだけで、2次電子を生成しないこともある。この励起分子はなだれに寄与せず、可視光あるいは紫外線を放出してその基底状態に戻る。このような光子は増幅率の比例性を失わせたり、擬似パルスを作ったりするので好ましくない。通常用いられる充填ガスにメタンやエタンのような多原子ガスを少量添加すると、光子を吸収してもそれ以上電離を起さなくなり、この光子による効果を抑制することができる。これを消滅ガス (quench gas) と言う。また、ガス増幅率は移動速度がずっと遅いイオンよりも自由電子の移動に決定的に左右されるので、充填ガスとしては大きな電子付着係数を示さない種類のガスを選ばなければならない。

本実験では Ar ガスに quench gas として C_2H_6 を 10% 混合した「Ar(90%), C_2H_6 (10%)」を使用した。また、流量は 20ml/min、ガス圧力は 1 気圧とした。

4.6 ガスパッケージの密閉度

電離電子を測定するガス検出器の場合、ガスの漏れ (leak) を最小限に抑え、空気が混入しないようにしなければならない。ハロゲン元素は最外殻の電子の数が飽和して安定する数より 1 つ少ない。そのため、気体の場合のように束縛されていない状態では自由電子を捕らえ、安定なエネルギー状態の負イオンになりやすい。このように、負イオンができる過程を「電子付着 (捕獲)」という。また、負イオンになりやすい度合いを電子が負イオンを形成するときの結合エネルギーで表したものを「電子親和度」という。電子付着が起こりやすいものに、水蒸気、ハロゲン族、酸素などがある。そのため、 μ -pic にも密閉度を上げる工夫を施し、酸素濃度計を用いて μ -pic 内の酸素濃度の測定を行った。

ガスパッケージと基板はステンレスネジで 4 箇所止められているが、わずかな隙間が生まれてしまう。そこで、「コニシ社製：弾力性エポキシ樹脂系接着剤 MOS7」を用いて接着した。これは、シリコーンポリマーとエポキシ樹脂を主成分とする 2 成分混合常温硬化剤である。剥離強度に優れているが、力を加えると外すことができ、硬化皮膜がゴム状弾性であるのでゴムのカスも残らない。図 4.7 は接着部分の拡大写真である。

接着した後、酸素濃度計を用いて μ -pic 内の酸素濃度を調べた。用いた酸素濃度計は「飯島電子工業製： O_2 コントローラー (MC-7G-L)」で、 μ -pic から流れ出たガスを酸素濃度計に通した。酸素濃度測定中は μ -pic の測定は行わなかった。

図 4.8 に P10 ガスを流し始めてからの酸素濃度の変化をグラフを示す。流し始めてから 1 時間で 250ppm に達した。

次に同じ流量のガスを μ -pic と酸素濃度計にそれぞれ別々に流したときのバブラーのカウント数を比較したところ、 μ -pic のみにガスを流したの時の方が多かった。したがって、使用した酸素濃度計にはやや漏れがあり、 μ -pic のみで使用した場合は 250ppm 以下の酸素濃度に達していると考えられる。本論文では酸素濃度計を通さずにガスを流し測定を行った。

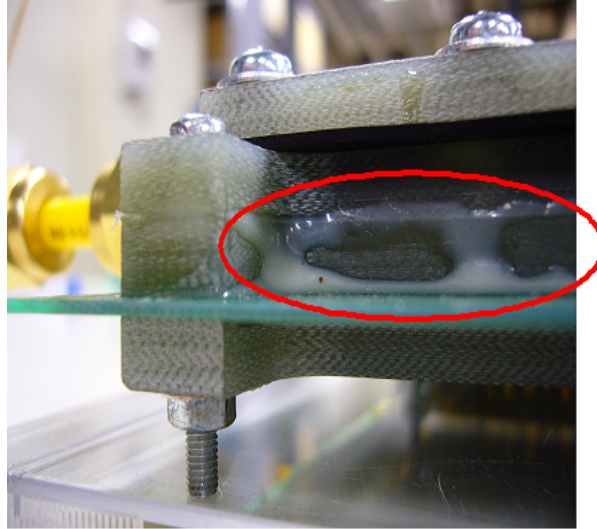


図 4.7: エポキシ系樹脂を用いてガスパッケージと基板を接着した部分

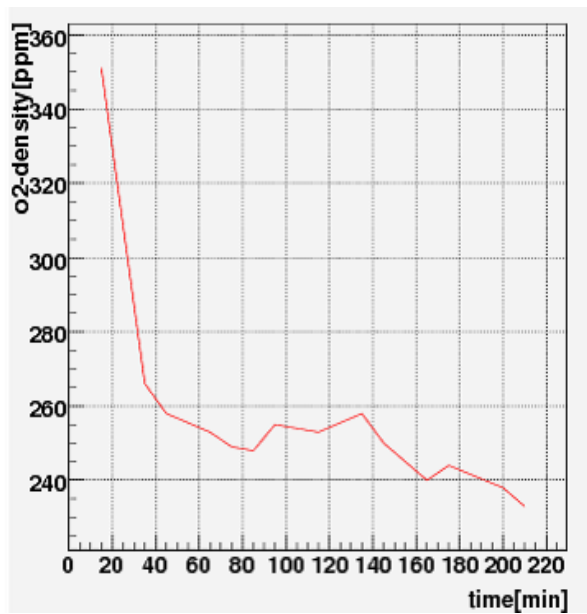


図 4.8: μ -pic 内の酸素濃度の時間変化

4.7 測定方法

増幅率の測定

本実験では線源として ^{55}Fe を用いた。これは通常の鉄 (^{56}Fe) より中性子が一つ少ない鉄の放射性同位体で逆 β 崩壊により ^{55}Mn になる。



このとき主に K 殻から電子が奪われるので、外側の殻から電子が遷移するときに 5.9keV の X 線 (Mn-K 輝線) を放出する。Ar に X 線が光電吸収されると Ar 原子から 2.7keV の電子が放出される。

この時、電子が放出されると内側の準位は空になる。そのため、より高いエネルギー準位にある電子が遷移し 3.2keV の X 線 (Ar-K 輝線) を放出する。この X 線は検出器内で光電吸収される。また、内部転換によって同程度のエネルギーの電子が放出されることがある。この電子を Auger 電子と呼ぶ。しかし、一部の輝線は吸収されことなく検出器の外に逃げ出してしまふ。すると結果として生成される一次電子は Ar-K 輝線の分 (3.2keV) 少なくなる。このため、得られる X 線スペクトルには入射エネルギーよりも低いところにピークが作られる。これをエスケープピークと言う。 ^{55}Fe を用いた時の電子の生成過程について図 4.9 に示す。

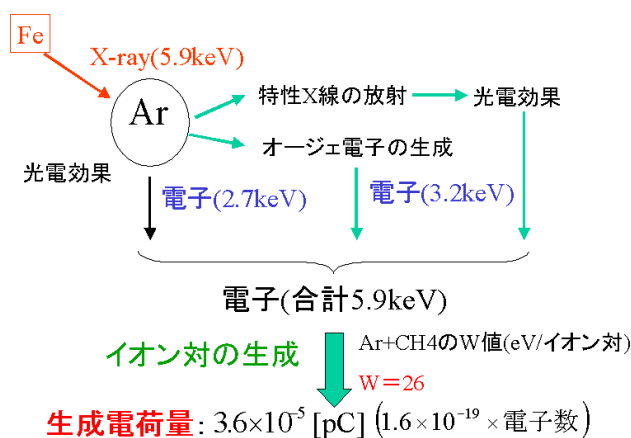


図 4.9: 電子の生成過程

本実験では、この過程により 5.9keV 分の電子が生成されたと仮定する。今回用いたガス「Ar(90%), C₂H₆(10%)」の W 値 (イオン対 1 個を作るのに必要なエネルギー) は 26[eV/イオン対] なので、生成電荷量は

$$1.6 \times 10^{-19} \times \frac{5.9 \times 10^3}{26} = 3.6 \times 10^{-5} [pC] \quad (4.2)$$

となった。生成電荷量と測定により求めた電荷量との変化より増幅率を求める。

データ収集システムの Calibration

プリアンプに電流が流れ込んだ後、ADC でデータを収集するまで多くの装置を経由している。これらの装置や Delay のための長ケーブルによる波形の減衰などの影響を考慮するため、予備実験としてアンプ増幅前の電荷量と ADC カウントの Linearity を調べる測定を行った。

パルスジェネレーターから数百 mV の区形波を 1pF コンデンサーに入力することで数 pC の電荷を作り出す。作り出した電荷をプリアンプに入力し、実際の測定で用いる装置を使って ADC で測定する。作り出した電荷量は $Q = CV$ (Q :電荷量、 C :コンデンサーの電気容量、 V :電圧) を用いて導き出すことができ、アンプに流れ込んだ電荷量と ADC カウントの関係は ADC カウント値を C_{ADC} 、流れ込んだ電荷量を Q とすると

$$C_{ADC} = 1.8 \times 10^4 Q \times 10 + 50 \quad (4.3)$$

となる。図 4.10 に予備実験のセットアップのブロック図、4.11 に予備実験で得られたアンプ増幅前の電荷量と ADC カウントの Linearity のグラフをそれぞれに示す。

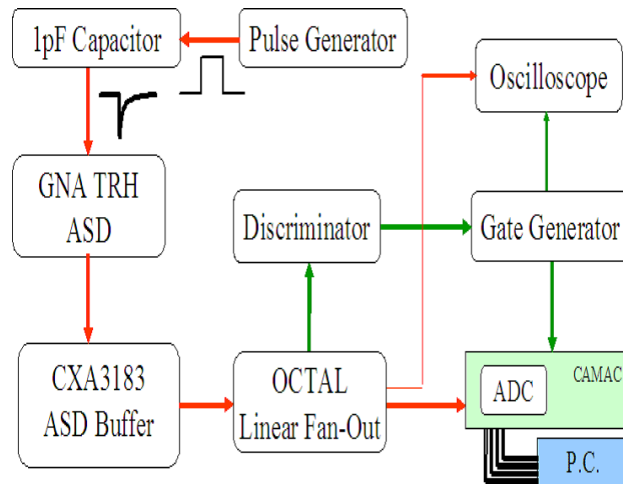


図 4.10: データ収集システムを Calibration するためのセットアップのブロック図

増幅率の計算

式 4.2 と式 4.3 より、増幅率を α とすると

$$\alpha = \frac{C_{ADC} - 50}{6.6} \times 10 \quad (4.4)$$

となる。高増幅率状態での測定ではアンプがサチレーションを起こすためプリアンプを複

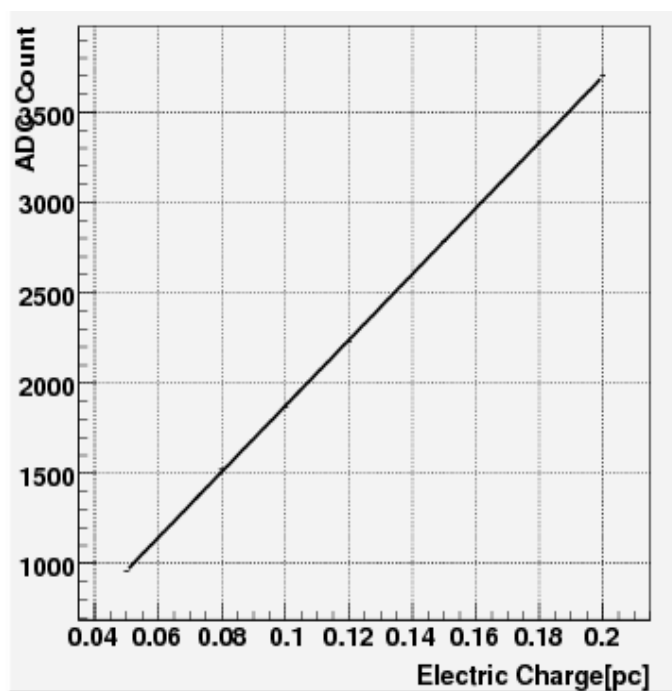


図 4.11: アンプ増幅前の電荷量と ADC カウントの関係

数用いて分割する改良を行ったが、その都度同様の予備実験を行いアンプ増幅前の電荷量と ADC カウントの関係から増幅率と ADC カウントの関係を導き、増幅率を求めた。

第5章 最密構造型 μ -pic の基本性能の測定

最密構造型 μ -pic について行った基本動作試験は以下の通りである。

1. オシロスコープによる波形評価
2. 長時間測定試験
3. 増幅率のアノード電圧依存性
4. 増幅率のドリフト電圧依存性
5. エネルギー分解能の評価

1~5 の測定において、放射線源として Fe^{55} 、充填ガスとして $\text{Ar}(90\%)+\text{C}_2\text{H}_6(10\%)$ の混合ガスを用いた。

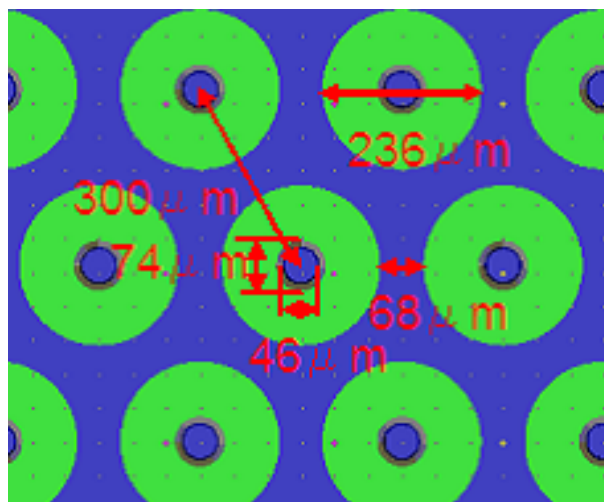
5.1 最密構造型 μ -pic の構造

図 5.1(a)(b) はそれぞれ最密構造型 μ -pic を上から見た図と断面図で、図 5.2 は全体図である。また、 μ -pic の製造工程に関して図 5.3 に示す。

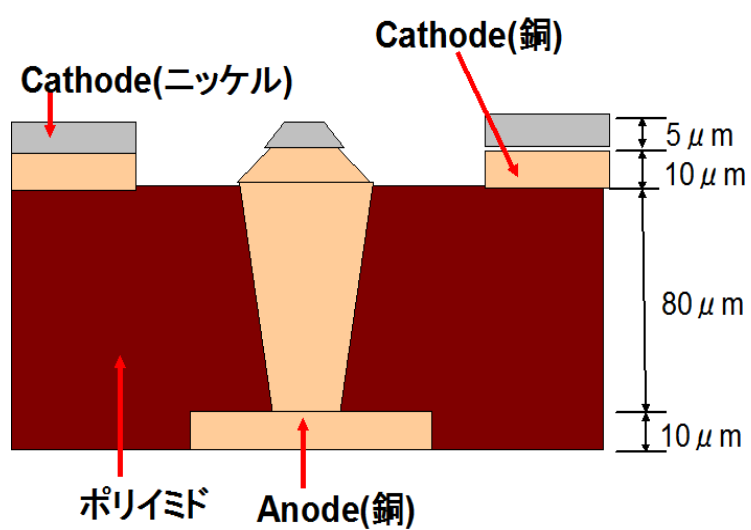
厚さ $95\mu\text{m}$ の絶縁層（ポリイミド）の上に厚さ $15\mu\text{m}$ のカソードがあり、厚さ $10\mu\text{m}$ の銅と厚さ $5\mu\text{m}$ のニッケルの二段構造になっている。また、カソードには $300\mu\text{m}$ 間隔で直径 $236\mu\text{m}$ の穴が開けてある。それぞれの穴の中心には表面部分の直径 $74\mu\text{m}$ の銅で作られたアノードピクセルがあり、各アノードは基板の裏側のアノードストリップに接続されている。また、基板から Drift Plane までの距離は従来型 μ -pic と同じ 10mm にセットしてある。

5.2 放電による導通の問題

第 3 章で述べたように、 μ -pic は MSGC に比べて放電が起こりにくい構造になっている。しかし、本研究を進めていくうえで放電現象が大きな問題となった。アノード・カソード間で放電が起こると、高い確率でアノード・カソード間が導通してしまい、該当するチャンネルの読み出しが不可能になる。図 5.4 の赤い部分が放電により導通してしまったピクセルである。放電・導通後の様子を観察すると、ピクセルの回りに同心円状に色が変化しているのが分かる。ピクセル表面を観察したところ、ポリイミド表面の炭素原子の付着が



(a) μ -pic を上から見た図



(b) μ -pic の断面図

図 5.1: μ -pic の構造

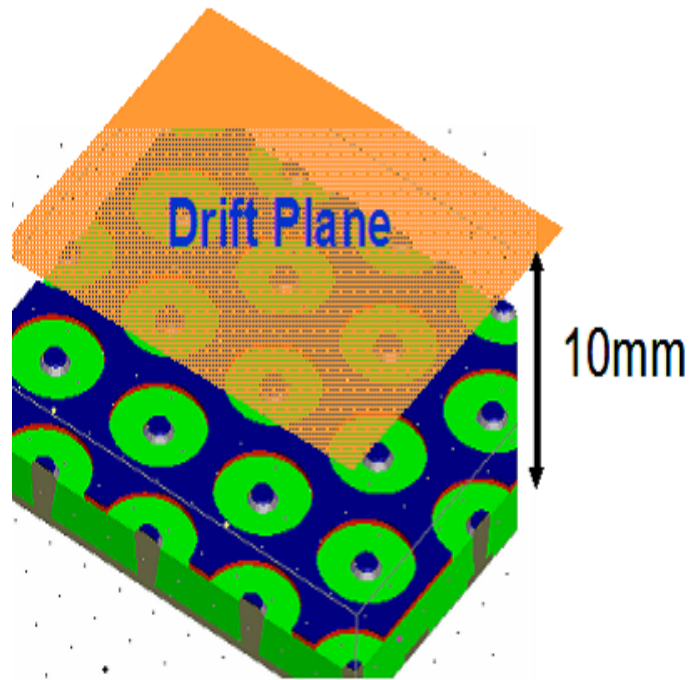


図 5.2: μ -pic の全体図

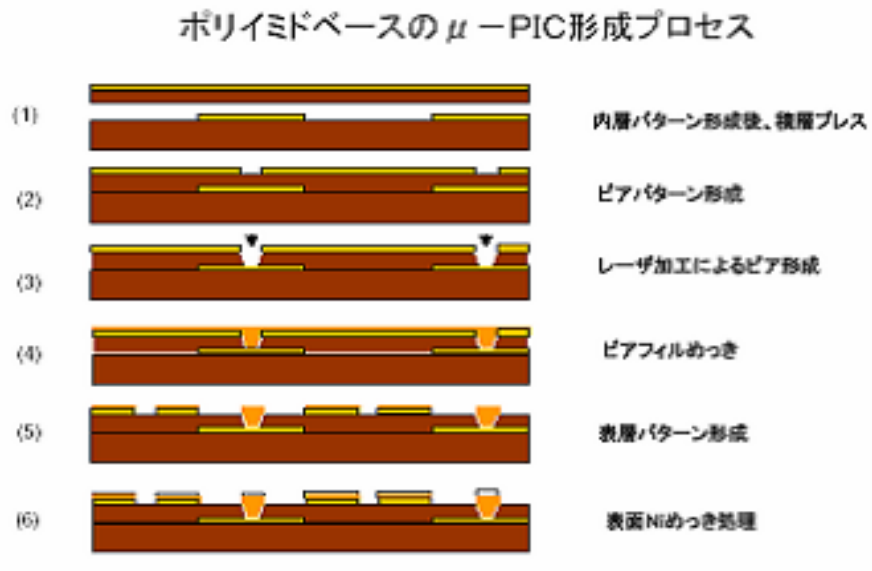


図 5.3: μ -pic の製造工程

見られた。炭素原子はガス分子中とポリイミドに含まれているため、放電現象の際にガス分子が分解したかポリイミドの化学変化により炭化したと考えられるが詳細は現在研究中である。[19]

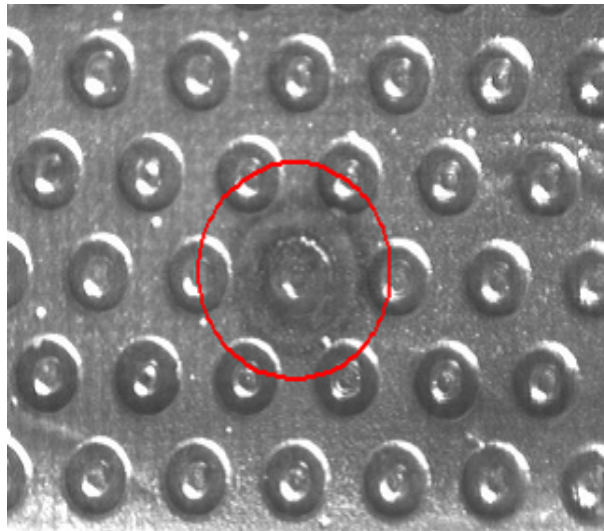


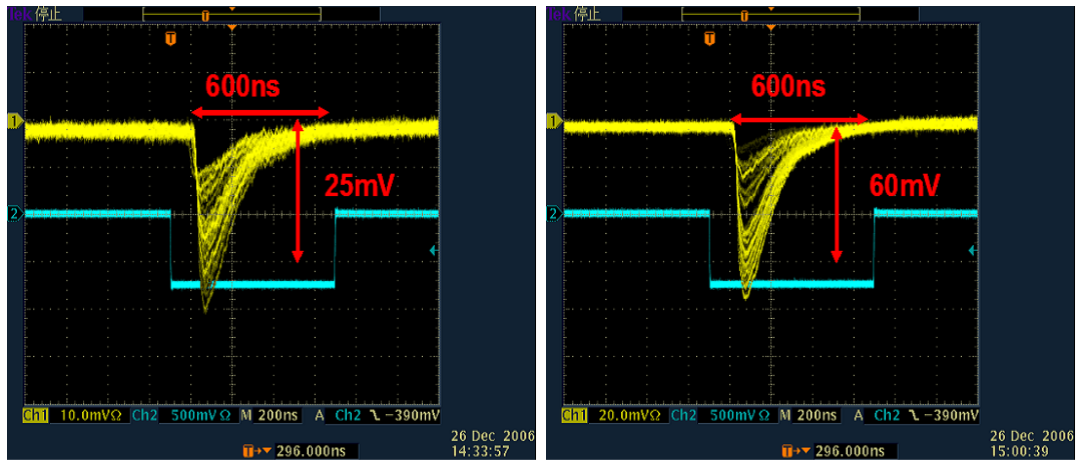
図 5.4: 放電により導通してしまったピクセル (赤 部分以外のピクセルは正常)

この放電現象はアノード電圧が $V_a=500V$ 程度で起こる。しかし、放電限界のアノード電圧は読み出しチャンネルによってばらつきがある。これは、アノードとカソードの中心がズれているピクセルが多くあるためであると考えられる。中心のズレにより、カソード端の電場強度は大きく違ってくる。(第7章参照)

5.3 測定結果

オシロスコープによる波形評価

図 5.5(a),(b) はそれぞれ $V_a=470V, V_d=-500V$ 、 $V_a=470V, V_d=-4000V$ の時に ^{55}Fe のシグナルをオシロスコープで観測した波形である。パーシステントは 1 秒に設定している。アノード電圧を次第に高くしていくと、 $V_a=400V$ くらいからシグナルが見え始めた。アノード電圧を $V_a=470V$ に固定してドリフト電圧を高くしていく。ドリフト電圧が低い時は、パルスのピークがなだらかであるが高くしていくと次第にピークが鋭くなった。これは、ドリフト電圧が低い時はドリフト電場が弱いため生成した電子がアノードにゆっくり集まるためと思われる。



(a) $V_a=470V, V_d=-500V$

(b) $V_a=470V, V_d=-4000V$

図 5.5: ^{55}Fe のシグナルをオシロスコープで観測した波形

長時間測定試験

約 3 日間行った長期動作試験の結果を図 5.6 に示す。この時のアノード、Drift Plane への印加電圧はそれぞれ $V_a=480V, V_d=-2000V$ である。増幅率は約 1400 からスタートし時間の経過と共に上昇していく。3 日間の測定では約 2200 まで上昇した。原因として考えられるのはポリミドの誘電分極である。アノードとカソードの電場により誘電分極を起こしてアノード付近に負電荷が溜まり、アノード付近の電場が強くなったためと考えられる。

増幅率のドリフト電圧依存性

アノード電圧を $V_a=480V$ に固定し、ドリフト電圧を変化させて増幅率の変化を測定した。図 5.7 は 4 つの読み出しチャンネルでのそれぞれの増幅率の変化を示している。Drift Plane への印加電圧を大きくすると、増幅率は上昇していく。 $V_a=450V, V_d=-4500V$ の時、増幅率は約 3000 である。4 つの読み出しにおいて約 15% 程度のズレがある。この現象の原因としていくつかのことが考えられる。

- イオンによる空間電荷効果
ガス増幅により生成したイオンが電場に沿ってドリフトエリアにドリフトし、電子と再結合を起こしやすくなる。そのため、増幅率が低下しズレが生じる。
- 増幅率の不安定性
前節で述べたように、増幅率の不安定性が見られる。各チャンネルごとの測定時間の違いにより増幅率の値が変動する。

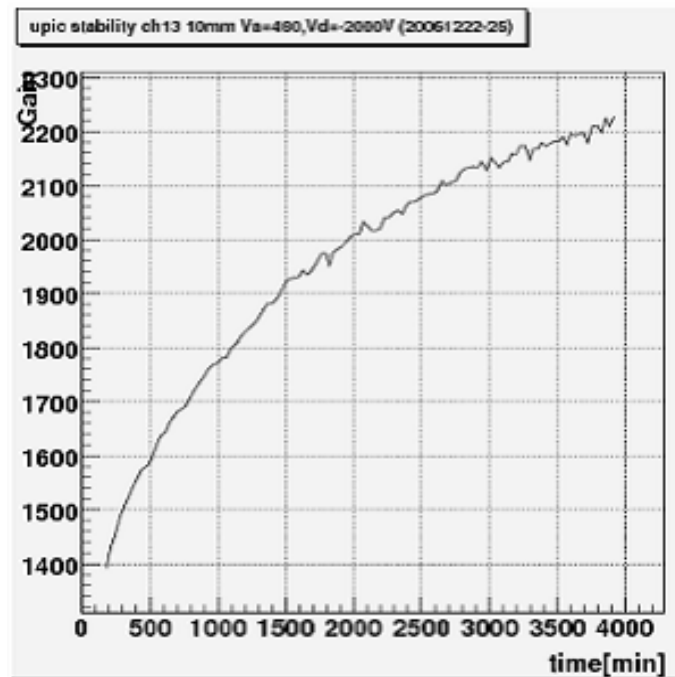


図 5.6: 長期試験の結果

- ピクセル中心のズレの影響

アノード円とカソード円は設計上は同心円であるが、実際は平均して $10\mu\text{m}$ 程度ずれている。(図 7.3) このズレはため、ガス増幅に関係のあるアノード近傍の電場が大きく乱れてしまい、増幅率に差が生じる原因になっていると考えられる。

このような現象はアノード電圧を変化させた時にも見られる。(図 5.9)

$V_d = -4500\text{V}$ で終了したのは、これ以上の電圧では、放電により Current 電流が流れ、電源装置がトリップしてしまうためである。この放電では、アノードへの電流の流れや電極の放電破壊は見られないので、アノード・Drift Plane 間ではない。回路基板上やガスパッケージへの微小なゴミの付着などによる放電現象と思われる。

増幅率のアノード電圧依存性

次にアノード電圧を変化させた時の増幅率の変化についての測定を行った。図 5.8 は $V_d = -2000\text{V}$ と $V_d = -4000\text{V}$ の時の増幅率の変化、図 5.9 は 3 つの読み出しチャンネルにおいて、 $V_d = -4000\text{V}$ の時の増幅率の変化の違いを示している。最高で $V_a = 500\text{V}, V_d = -4000\text{V}$ の時、増幅率は約 5000 である。

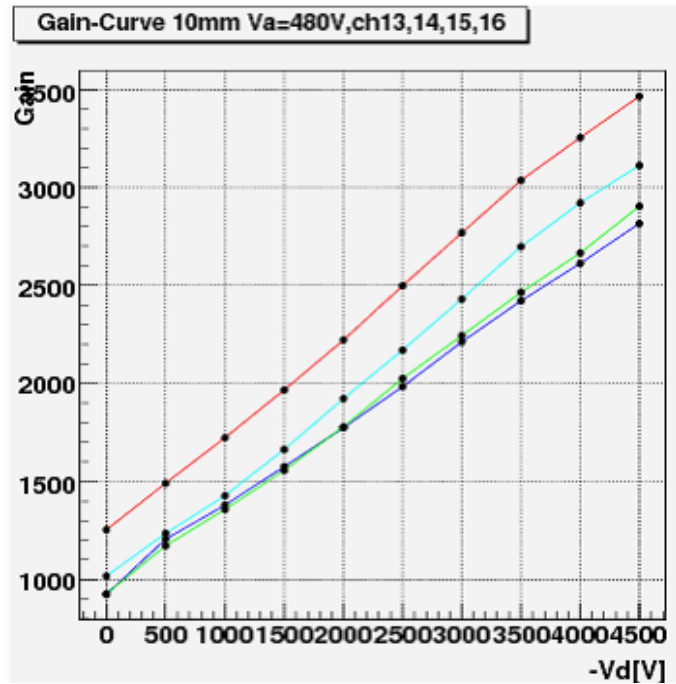


図 5.7: $V_a=480V$ の時、4 つのチャンネルにおいてドリフト電圧を変化させた時の増幅率の変化

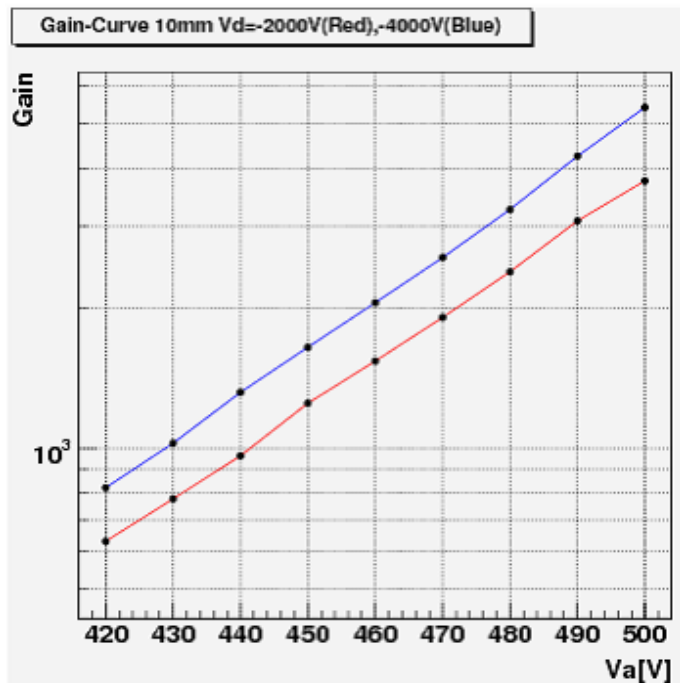


図 5.8: $V_d=-2000V$ (赤線), $V_d=-4000V$ (青線) の時、アノード電圧を変化させた時の増幅率の変化

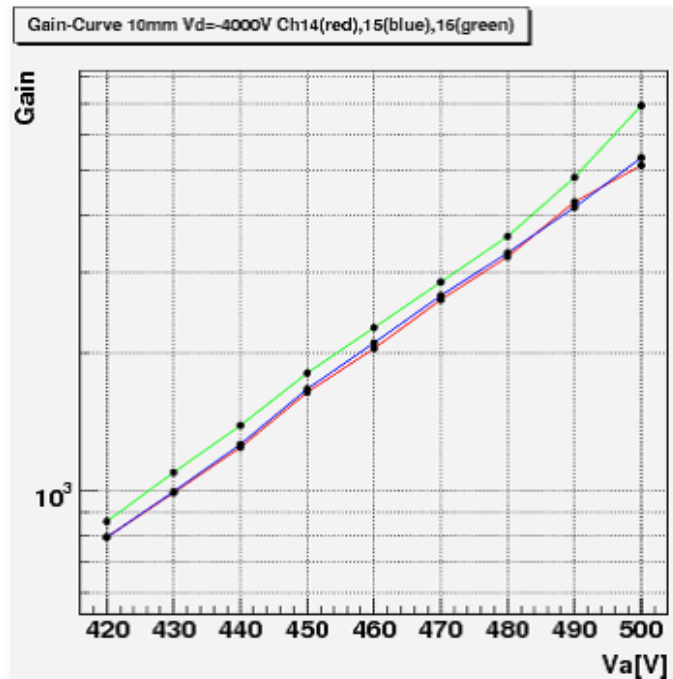


図 5.9: Vd=-4000V の時、各チャンネルにおいてアノード電圧を変化させた時の増幅率の変化

エネルギー分解能の評価

^{55}Fe による信号のエネルギースペクトルを図 5.10 5.11 に示す。右側の山が 5.9keV のピーク、左側のピークがエスケープピークである。

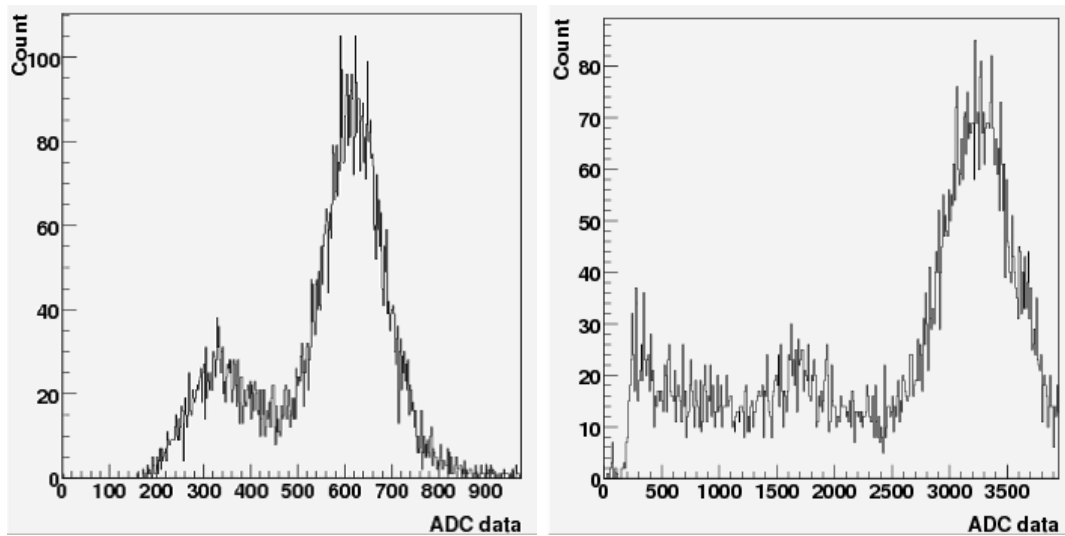
また、それぞれのエネルギー分解能を表 5.1 5.2 にまとめる。アノード電圧を変化させてもエネルギー分解能は変化しないが、ドリフト電圧を大きくするとエネルギー分解能がやや悪くなる。この原因についてはドリフト電場の強さが関係していると思われるが、第 7 章でシミュレーションを用いて詳しく考察する。

	エネルギー分解能 (FWHM)	増幅率
Va=420V	26%	860
Va=490V	24%	4840

表 5.1: Vd=-4500V の時のエネルギー分解能の変化

	エネルギー分解能 (FWHM)	増幅率
Vd=0V	25%	1020
Vd=-4500V	32%	3100

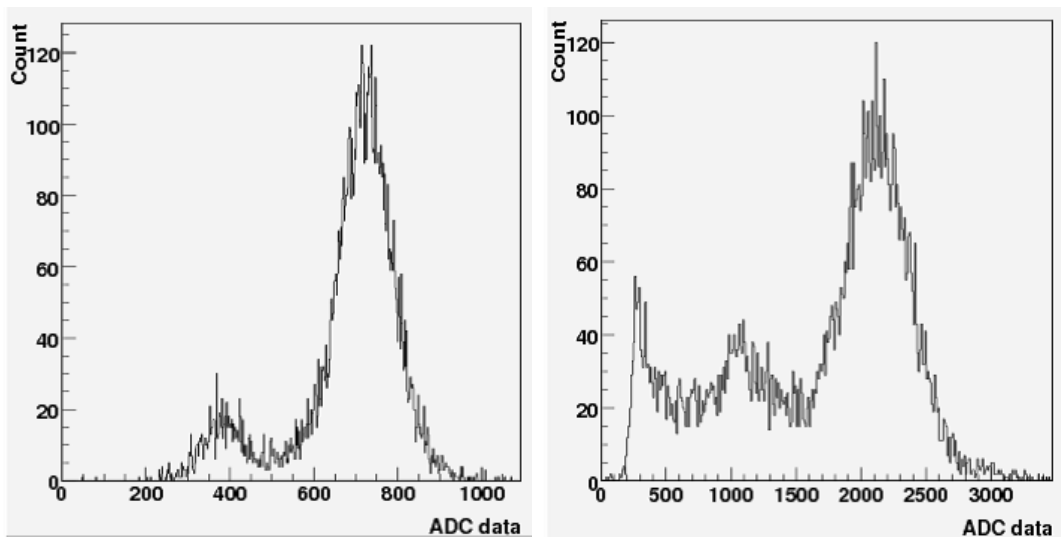
表 5.2: $V_a=480V$ の時のエネルギー分解能の変化



(a) $V_a=420V$

(b) $V_a=490V$

図 5.10: $V_d=-4000V$ において、アノード電圧を変化させた時の ^{55}Fe のエネルギースペクトルの変化



(a) $V_d = 0\text{V}$

(b) $V_d = -4500\text{V}$

図 5.11: $V_a = 480\text{V}$ において、ドリフト電圧を変化させた時の ^{55}Fe のエネルギースペクトルの変化

第6章 安定性向上と高増幅率化に向けた新たな μ -pic の開発

ここでは、さらなる安定性向上と高増幅率を実現するために開発した「Thin-Gap μ -pic」と「メッシュ付き μ -pic」について得られた結果を報告する。

6.1 Thin-Gap μ -pic の開発

前章と同様に、Thin-Gap μ -pic について以下のような基本性能の測定を行った。

1. オシロスコープによる波形評価
2. 増幅率のドリフト電圧依存性
3. 増幅率のアノード電圧依存性
4. エネルギースペクトルとエネルギー分解能の評価

1~4の測定において、放射線源として Fe^{55} 、充填ガスとして $Ar(90\%)+C_2H_6(10\%)$ の混合ガスを用いた。

6.1.1 Thin-Gap μ -pic の構造

検出するピクセルの構造は最密構造のものを用いた(図 5.1)。新たに作成したパッケージを使用し、基板と Drift Plane との距離を 5mm, 1mm に設定して測定を行う。図 6.1 は Thin-Gap μ -pic の構造を示している。

6.1.2 測定結果

オシロスコープによる波形評価

図 6.2(a),(b) はそれぞれ Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=470V, V_d=-500V$ 、Drift Plane までの距離:1mm $V_a=470V, V_d=-4000V$ の時に ^{55}Fe のシグナルをオシロスコープで観測した波形である。パーシステントは 1 秒に設定している。アノード電圧を $V_a=470V$ に固定してドリフト電圧を高くしていくと、全体としてパルスハイトは高くなるが、その高さにはばらつきが見られるようになる。

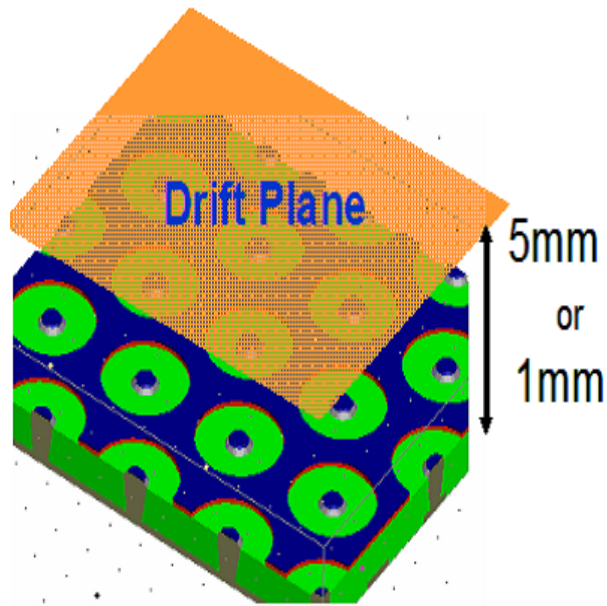
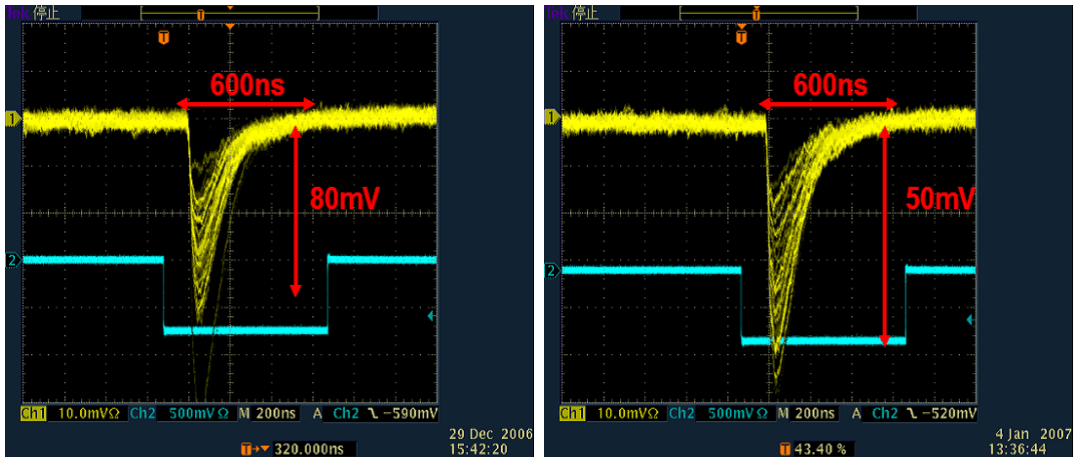


図 6.1: Thin-Gap μ -pic の構造



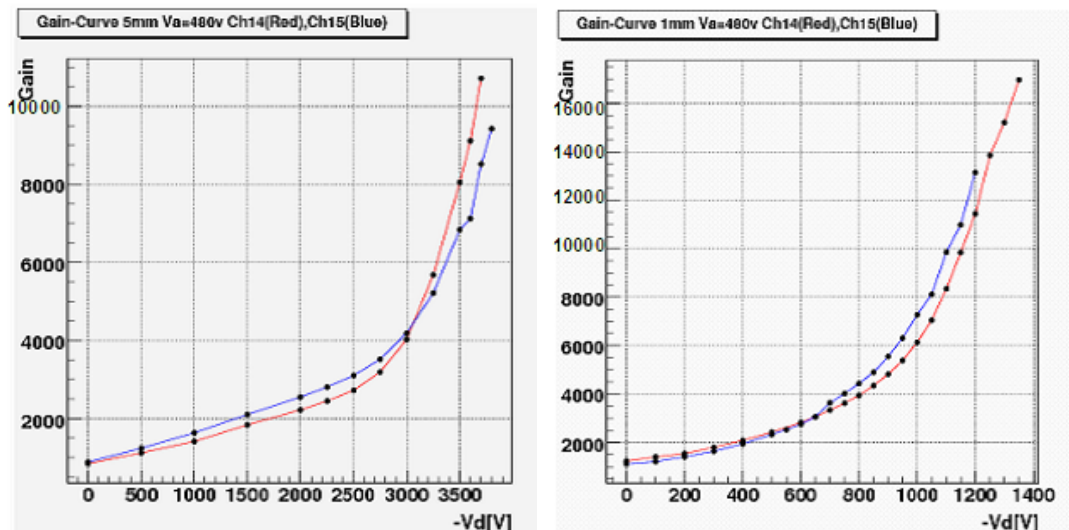
(a) 基板から Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=470V$, $V_d=-4000V$

(b) 基板から Drift Plane までの距離:1mm, $V_a=470V$, $V_d=-950V$

図 6.2: Thin-Gap μ -pic での ^{55}Fe のシグナルをオシロスコープで観測した波形

増幅率のドリフト電場依存性

アノード電圧を $V_a=480V$ に固定して、ドリフト電圧を変化させた時の増幅率の変化を図 6.3 に示す。(a) は Drift Plane までの距離が 5mm、(b) は Drift Plane までの距離が 1mm の時のグラフである。



(a) Drift Plane までの距離が 5mm の時、2 つのチャンネルを測定

(b) Drift Plane までの距離が 1mm の時、2 つのチャンネルを測定

図 6.3: $V_a=480V$ の時、Thin-Gap μ -pic の増幅率のドリフト電圧依存性

それぞれの条件において 2 つの読み出しチャンネルを測定をしたところ、最密構造型 μ -pic の時と同じようにチャンネルごとに増幅率の違いが見られた。

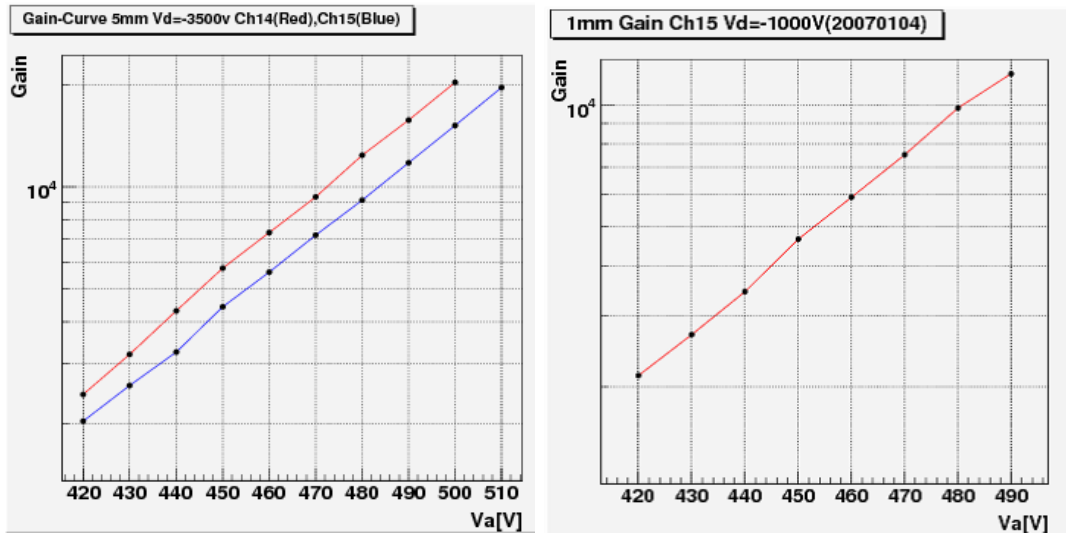
第 5 章での最密構造型 μ -pic での測定結果と比較すると、同じように印加電圧を大きくすると増幅率も高くなっていくが、Thin-Gap μ -pic では、ある値を境に (5mm の時は $V_d=-2750V$ 付近、1mm の時は $V_d=-300V$ 付近) 急激に高くなる。5mm の時、 $V_d=-3700V$ で最大約 11000、10mm の時、 $V_d=-1350$ で最大 17000 の増幅率が得られた。これはアノード近傍の電場構造が変化したためだと考えられる。ガス増幅は本来アノード・カソード間で作られた強い電場により起こる。しかし、ドリフト電圧を大きくすることでアノード近傍の電場が Drift Plane 方向に広げられ、ガス増幅のエリアが広がったために増幅率が高くなったと考えられる。それぞれの測定での V_d の最大値が異なるのは、読み出しチャンネルの違いによって放電が起こる限界の V_d 値が異なるためである。

5mm の場合、放電が起こってもアノード電極とカソードの導通は見られず、測定を継続することができた。これはアノード・Drift Plane 間では放電は起こっておらず、Drift Plane 上や基板周辺、ドリフト電極部分などでの放電と考えられる。しかし、1mm の場合では放電により小さな放電が連続して見られるようになった。 ^{55}Fe の線源と遠ざけても、オシロスコープでシグナルのような波形が確認される現象である。この現象は以前から確認さ

れており、ピクセル近傍がどのように変化しどのような現象のために波形が見られるのかは分かっていないが、非常に放電が起こりやすい状態である。したがって、1mmでの放電ではアノード・Drift Plane間で放電が起こり、アノード電極に何らかの影響があったと思われる。このことから、アノード電極近傍の電場が3次元的に広がっていることが分かる。

増幅率のアノード電場依存性

ドリフト電圧を5mmの時は $V_d = -3500V$ 、1mmの時は $V_d = -1000V$ に固定して、アノード電圧を変化させた時の増幅率の変化を図 6.3 に示す。



(a) $V_d = -3500V$ の時、Drift Plane までの距離が 5mm の 2 つのチャンネルを測定

(b) $V_d = -1000V$ の時、Drift Plane までの距離が 1mm の 1 つのチャンネルを測定

図 6.4: ドリフト電圧を固定した時、Thin-Gap μ -pic の増幅率のアノード電圧依存性

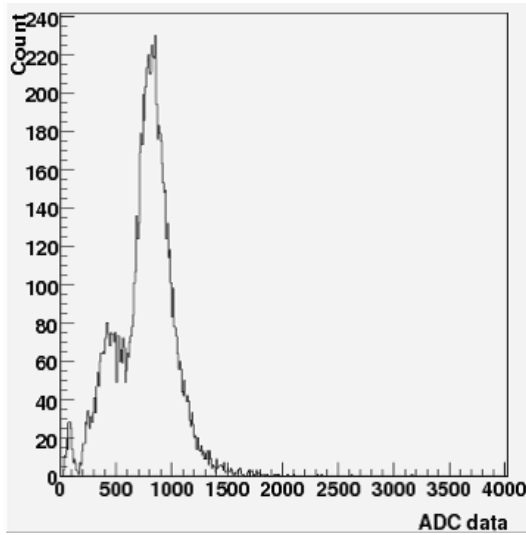
それぞれの高さにおいて、アノードへの印加電圧を高くすると増幅率が増加する。最密構造型 μ -pic の時と比較して、ドリフト電圧の設定が高いため全体の増幅率が高くなっている。5mmの時は $V_a = 500V$ で最高約 20000、1mmの時は $V_a = 490V$ で最高約 12000 の増幅率が得られた。アノード電圧はガス増幅率に最も影響が大きい、Drift Plane までの距離を短くしてもその影響に変化はない。1mmの時、1つの読み出しチャンネルの結果しか得られていないのは、直前の測定で放電を起こしアノードとカソードが導通してしまい測定できなくなったためである。

エネルギー分解能

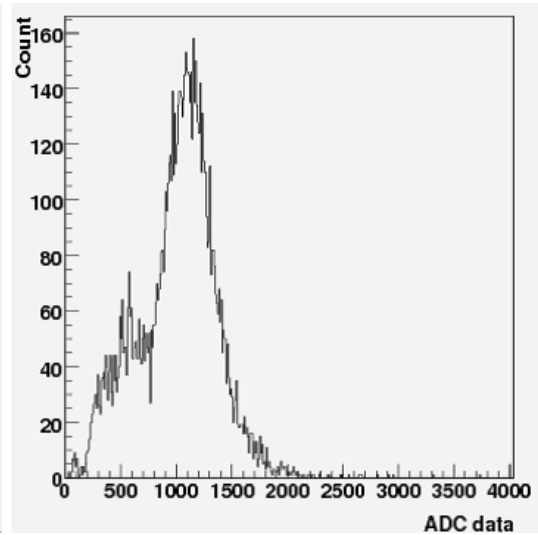
Drift Plane までの距離が 5mm, 1mm の時の ^{55}Fe による信号のエネルギースペクトルをそれぞれ図 6.5、6.6 に示す。図 6.5(a) 距離 5mm, $V_d = -2500\text{V}$ (増幅率: 3100) と図 6.6(a) 距離 1mm, $V_d = -650\text{V}$ (増幅率: 3060) では 2 つの山 (エスケープピークの山と 5.9keV の山) が見られ、エネルギー分解能は FWHM でそれぞれ 40%, 35% である。ドリフト電圧を上げるとともにピークの位置は右に動いていくが、山の形はくずれていき、エスケープピークも見られなくなる。すなわち、増幅率は上がるがエネルギー分解能は悪くなっている。

6.1.3 基板から Drift Plane までの距離による性能の変化

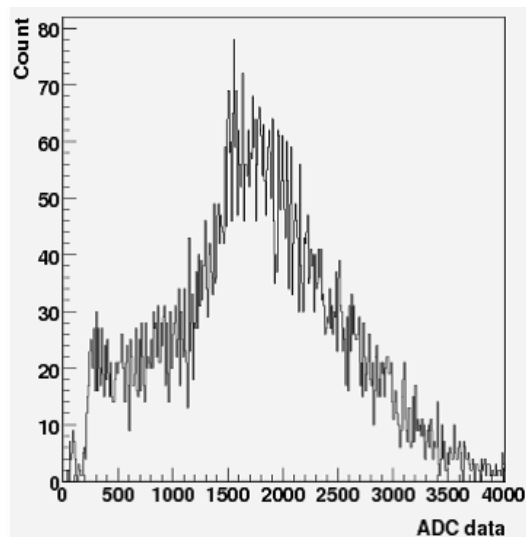
Drift Plane までの距離が従来型 $\mu\text{-pic}$ と同じ 10mm である最密構造型 $\mu\text{-pic}$ では最大で $V_a = 500\text{V}$, $V_d = -4000\text{V}$ の時、約 5000 の増幅率が得られ、Thin-Gap $\mu\text{-pic}$ では Drift Plane までの距離が 5mm ($V_a = 500\text{V}$, $V_d = -3700\text{V}$)、1mm ($V_a = 480\text{V}$, $V_d = -1350\text{V}$) の時、それぞれ最大で約 20000、約 16000 の増幅率が得られた。これは、Drift Plane までの距離を短くしたことでドリフト電場をさらに強くすることができたためと考えられる。また、Drift Plane までの距離に関わらず、ドリフト電圧を大きくするとエネルギー分解能が悪くなる傾向が見られた。特に、Thin-Gap $\mu\text{-pic}$ における劣化傾向は顕著である。この傾向も予想通りでありドリフト電場を強くしたためと考えられるが、詳しい電場構造については測定からは分からない。そこで、シミュレーションを用いて、ドリフト電場の違いが測定に及ぼす影響について第 7 章でさらに詳しく調べた。



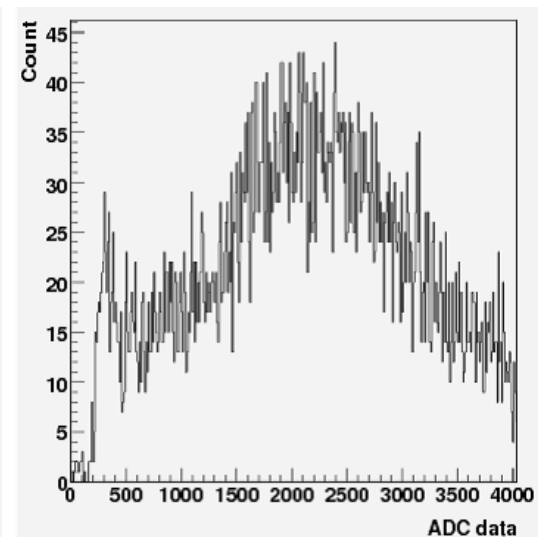
(a) $V_d = -2500V$



(b) $V_d = -3000V$

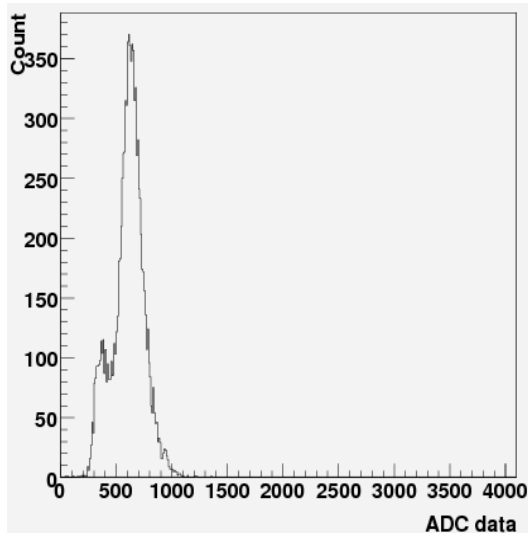


(c) $V_d = -3500V$

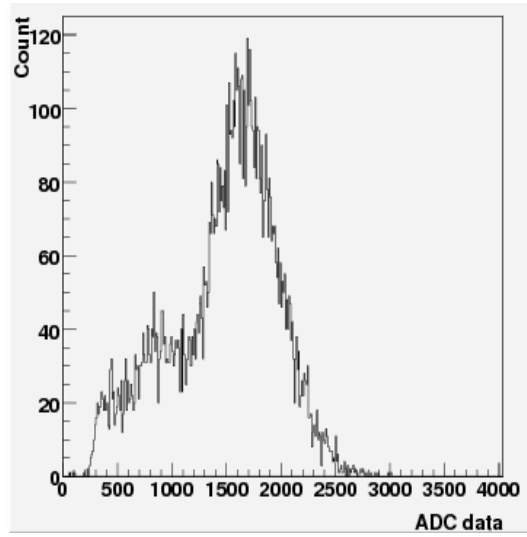


(d) $V_d = -3700V$

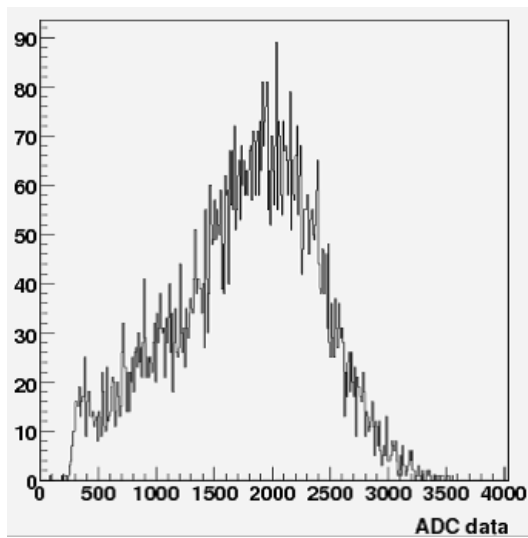
図 6.5: $V_a = 480V$, Drift Plane までの距離: 5mm の時、ドリフト電圧を変化させた時の ^{55}Fe のエネルギースペクトルの変化



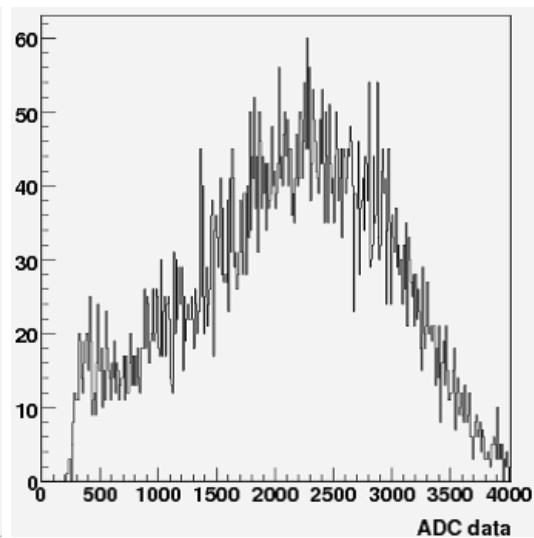
(a) $V_d = -650V$



(b) $V_d = -1100V$



(c) $V_d = -1150$



(d) $V_d = -1200V$

図 6.6: $V_a = 480V$, Drift Plane までの距離: 1mm の時、ドリフト電圧を変化させた時の ^{55}Fe のエネルギースペクトルの変化

6.2 メッシュ付き μ -pic の開発

6.2.1 薄板を用いたメッシュ付き μ -pic

現在我々が使用している $3\text{cm} \times 3\text{cm}$ の μ -pic に対して、基板から数百 μm の位置に全体を覆うようにメッシュを配置することは現段階では非常に困難である。そこで、動作検証を行うため使用する読み出しチャンネルに限定してメッシュを配置し測定を行った。[20] 図 6.7 のように $100\mu\text{m}$ 程度のプラスチックの薄板の中心部分に穴を開け、検出器の上に設置する。その上からメッシュを置き、メッシュと薄板をテープで固定した。このとき、メッシュの高さは 12 点を平均して $195\mu\text{m}$ となった。この実験で用いた μ -pic は本論文での測定に用いた μ -pic とは異なっているが、同時期に作製されたものであるため基本的な違いはない。以下に得られた結果をまとめる。

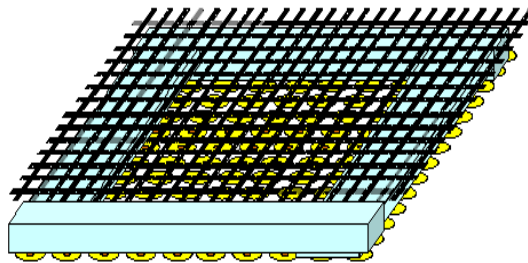


図 6.7: 薄板をスペーサーとしてメッシュを配置した時の概念図

メッシュ電圧とドリフト電圧の最適化

メッシュ電圧とドリフト電圧の最適な関係について調べるために、アノード電圧とメッシュ電圧を固定して、ドリフト電圧を変化させた時の増幅率の変化を調べた。図 6.8 は $V_a=450\text{V}$ において、それぞれのメッシュ電圧に対してドリフト電圧を変化させた時の増幅率の変化を示している。赤線、青線、緑線、茶線、ピンク線はそれぞれ、メッシュ電圧が $V_m=0\text{V}, -50\text{V}, -100\text{V}, -150\text{V}, -200\text{V}$ の時である。それぞれにおいて、メッシュ電圧とドリフト電圧の差が $-150\text{V} \sim -350\text{V}$ で増幅率が最大になった。

メッシュ電圧とアノード電圧を変化させた時の増幅率の変化について

前記の測定で得られた結果を基にして、メッシュ電圧と増幅率の関係を測定した。図 6.9 は、メッシュ電圧を $V_m=0\text{V}, -50\text{V}, -100\text{V}, -150\text{V}, -200\text{V}$ に設定した時、それぞれについてアノード電圧と増幅率の関係を示している。赤線、青線、緑線、茶線、ピンク線はそれぞれ、メッシュ電圧とドリフト電圧が $V_m=0\text{V}, V_d=-150\text{V}$ 、 $V_m=-50\text{V}, V_d=-200\text{V}$ 、 $V_m=-100\text{V}, V_d=-250\text{V}$ 、 $V_m=-150\text{V}, V_d=350\text{V}$ 、 $V_m=-200\text{V}, V_d=-550\text{V}$ の時である。アノード電圧はガス増幅を起こさせる電場強度に最も影響しているので、メッシュ電圧に関わらず、

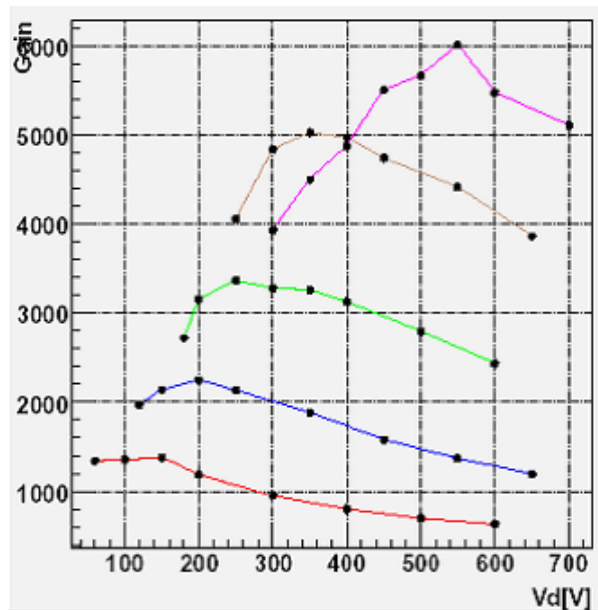


図 6.8: 薄板スペーサーを用いてメッシュを配置したメッシュ付き μ -pic において、それぞれのメッシュ電圧でのドリフト電圧と増幅率の関係（赤線： $V_m=0V$ 、青線： $V_m=-50V$ 、緑線 $V_m=-100V$ 、茶線： $V_m=-150V$ 、ピンク線： $V_m=-200V$ ）

アノード電圧を大きくすると増幅率は高くなっている。また、メッシュ電圧を大きくすると、全体的に高い増幅率の状態で作動しているのが分かる。メッシュ電圧が $V_m=-200V$ の時、増幅率が予想よりも低くなっている。原因としてアノード・メッシュ間の電場が非常に強くなったために、電子収集率の低下したことが考えられるが詳しい原因は測定結果からは分かっていない。

最大ガス増幅率

$V_a=490V, V_d=-500V, V_m=-200V$ の時、約 26000 のガス増幅率が得られた。これは従来型 μ -pic だけでなく、Thin-Gap μ -pic で得られた増幅率も上回っている。

放電問題

メッシュ付き μ -pic でも、放電現象によるアノード・カソード間の導通の問題が生じた。放電箇所を観察したところ、アノード、カソードの放電痕に加えてメッシュにも焦げたような黒い後が確認された。図 6.10 にメッシュの放電痕の写真を示す。やや分かりにくいが見え赤の部分の部分が少し黒くなっている。これはアノード・メッシュ間で放電現象が起こったことを示唆している。

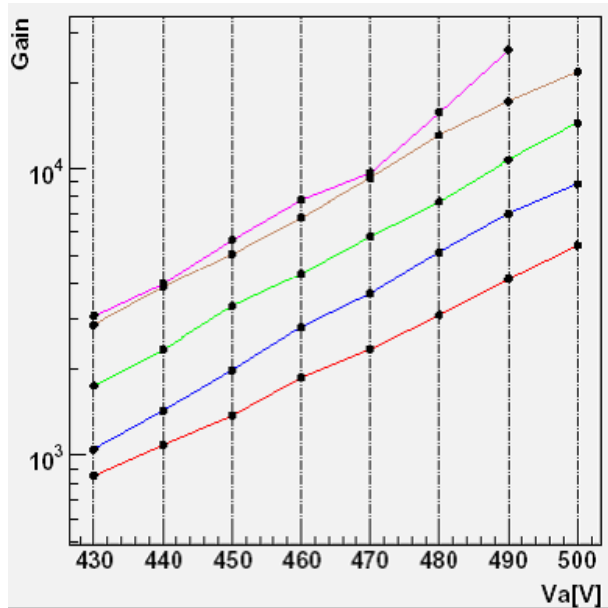


図 6.9: 薄板スペーサーを用いてメッシュを配置したメッシュ付き μ -pic において、それぞれのメッシュ電圧でのメッシュ電圧と増幅率の関係 (赤線: $V_m=0V, V_d=-150V$ 、青線: $V_m=-50V, V_d=-200V$ 、緑線: $V_m=-100V, V_d=-250$ 、茶線: $V_m=-150V, V_d=350V$ 、ピンク線: $V_m=-200V, V_d=-550V$)

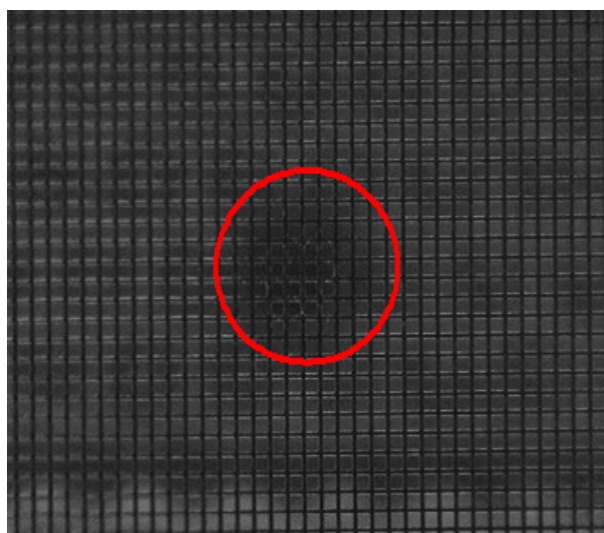


図 6.10: メッシュの放電痕

エネルギー分解能の低下

メッシュ電圧を大きくすると高い増幅率が得られたが、エネルギー分解能が劣化した。これは、Thin-Gap μ -pic と同じ傾向でアノード・メッシュ間の電場が非常に強くなったためと思われるが、詳しい電場構造については測定からは分からない。

6.2.2 ワイヤーを用いたメッシュ付き μ -pic

大面積に安定してメッシュを配置する方法として、図 6.11 のように検出器面にワイヤーを張り、その上にメッシュを乗せる方法を提案し実際に作成した。この測定には、これまで本論文で Thin-Gap μ -pic などの測定を行ってきた時に用いた μ -pic と同じものを使用した。場所によりバラつきがあるものの、平均して $380\mu\text{m}$ の位置に配置することができた。

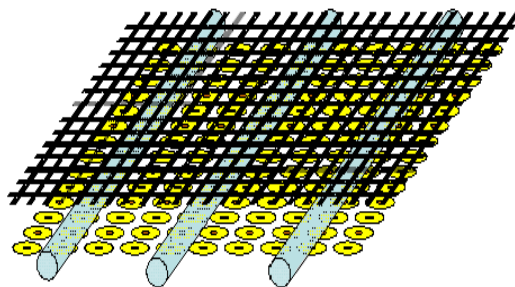
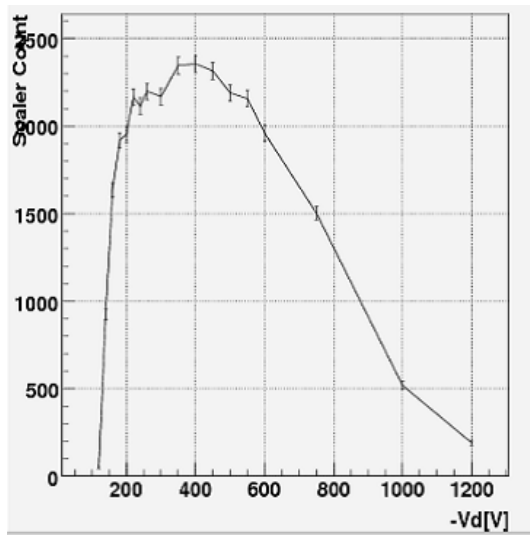


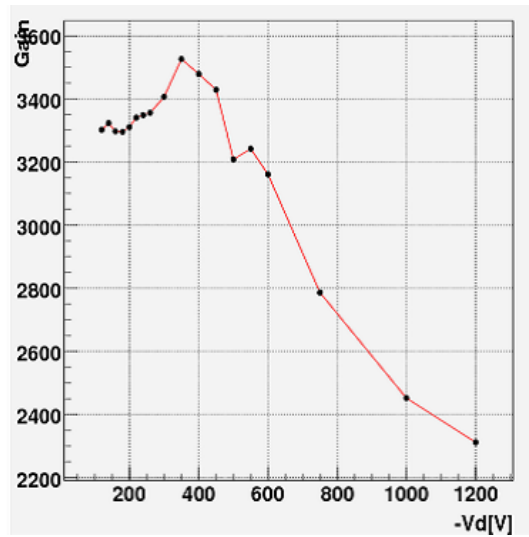
図 6.11: ワイヤーを用いてメッシュを配置した時の概念図

ワイヤーの張り方やメッシュの張り方などの関する技術が十分ではなく、メッシュのたわみの影響で非常に放電が起こりやすい。測定中の放電によるアノード・カソード間の導通のため十分なデータは得られていないが、ドリフト電圧とメッシュ電圧の関係について図 6.12 のような結果が得られた。図 6.12(a),(b) はそれぞれ $V_a=470\text{V}, V_m=-100\text{V}$ においてドリフト電圧を変化させた時の Scaler のカウント数の変化と増幅率の変化を示している。カウント数、増幅率共にドリフト電圧が $V_d=-350 \sim -400\text{V}$ でピークを示している。この結果と前述の薄板スペーサーを用いたメッシュ付き μ -pic での結果と比較するとややズレがある。原因の一つとしてメッシュの高さの違いが考えられる。また、 $V_a=470\text{V}, V_d=-400\text{V}, V_m=-200\text{V}$ の時、約 14000 の増幅率が得られた。

このように、試験的な状態での測定ではあるが、10000 以上 (最大 26000) の増幅率が得られ、メッシュ付き μ -pic は高増幅率化という目標を達成しうる測定器になると思われる。また、大面積化が可能なワイヤーを用いた方法での動作も確認できた。しかし、放電現象やエネルギー分解能の点での問題も生じている。これらの要因・原因を調べるために、メッシュ付き μ -pic に関しても第 7 章でシミュレーションを用いて詳しい検証を行った。



(a) Scaler のカウント数の変化



(b) 増幅率の変化

図 6.12: $V_a=470V, V_m=-100V$ の時のドリフト電圧依存性

第7章 Maxwell3D と Garfield を用いたシミュレーション

これまでに得られた測定結果について、検出器内の電場構造がどのようになっているのか、測定にどのように影響していたのかを調べる必要がある。また、試作機のコスト面を考慮すると、さらなる改良に向けて検出器内の構造を変更する上で、作成前の段階でシミュレーションにより最適な条件を探索する必要がある。そこで、本章では3次元電場計算ソフト Maxwell3D とワイヤーチェンバー用シミュレーションプログラム Garfield を用いて、以下のような計算を行った。

1. ピクセルの中心のズレの影響について
CCD カメラで観察したところ、アノードとカソードの中心がずれていた。このズレがアノード端・カソード端の電場に及ぼす影響について計算する。
2. Thin Gap μ -pic にした時の電場構造への影響について
実際の測定ではドリフト電圧を上げると増幅率は高くなるが、エネルギー分解能は悪くなる傾向が見られた。Drift Plane の高さやドリフト電場の変化が増幅率や電子の収集率、エネルギー分解能にどのように影響しているかを調べ原因を探る。
3. メッシュ付き μ -pic の最適条件の探索
メッシュ付き μ -pic では、メッシュをアノード・カソード間と同程度の距離（すなわち数百 μm ）で基板の上に張るのがよいと思われる。しかし、数百 μm の高さを区別して張ることは非常に難しく、また特殊な装置や μ -pic を作成する段階での工夫などが必要となってくるため、測定を行いながら高さを変化させることは容易ではない。そこで、シミュレーションを用いてメッシュの高さや印加電圧を自由に変化させ、安定で高い増幅率を実現する最適な条件の探索を行った。また、実際に得られた結果や問題点についてシミュレーションの結果を基に詳しい考察を行った。

以下の報告で行ったシミュレーションは、京都大学宇宙線研究室の協力を得て、Maxwell3D におけるジオメトリの作成・電場計算を京都大学宇宙線研究室、Garfield を用いた電場やガス増幅率等の計算を我々の研究室でそれぞれ行った。

7.1 用いたソフトについて

7.1.1 Maxwell3D

アメリカの Ansoft 社が開発した 3 次元電場計算ソフトで、組み込まれた CAD を用いて視覚的に 3 次元のジオメトリを作成することができる。そして、物質の素材や印加電圧などを指定し有限要素法を用いて電場を計算する。[11][22]

7.1.2 Garfield

CERN で開発されたガス増幅器に関する 2 次元・3 次元電場計算ソフトである。ワイヤーや無限プレートを用いてジオメトリを作成し、検出器内の電場や電場ベクトル・電気力線・等電位面・ガス増幅率等の計算をすることができる。Garfield では 3 次元のジオメトリを作成することはできないが、Maxwell3D で得られた計算結果を読み込むことができ、同様の計算をすることができる。[18][21]

7.2 Maxwell3D によるジオメトリの作成

まず、Maxwell3D において μ -pic のジオメトリを作成する。Maxwell3D では、対称性機能を用いることでジオメトリを左右上下方向に増やすことができる。今回は図 7.1 のような最小単位のジオメトリを作成し、xy 方向に対称性を持たせて計算を行った。

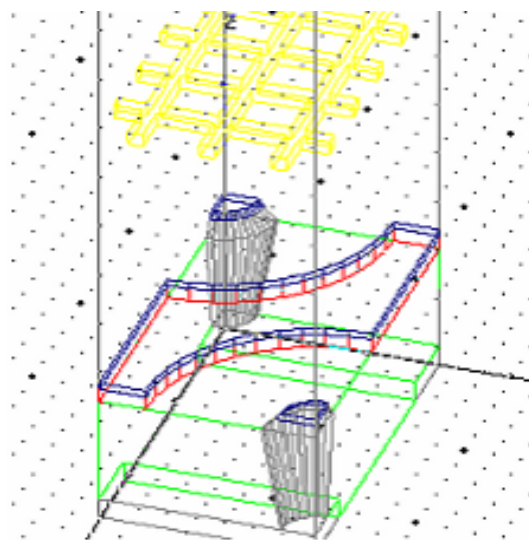


図 7.1: Maxwell3D で作成した μ -pic のジオメトリ

図 7.2(a) は電場の強さを色の違いで表している。青から赤くなるにつれて強くなっている。アノードに電圧を印加すると、図 7.2(a) の赤 をつけた部分の電場が強くなる。これらはアノードの端とカソードの端であり、図 7.2(b) の赤 の部分に当たる。特に、アノー

ドに関しては表面部分の端、カソードに関してはポリイミドと接している角の部分の電場が局所的に強くなっている。これらの端はそれぞれ、ガス増幅とアノード・カソード間の放電に関係していると考えられる。

以後の報告において、アノード端の電場とカソード端の電場の強さについて論じるが、特に明記が無い場合は、アノード端の電場とはアノード表面部分の端の電場、カソード端の電場とはカソードとポリイミドが接している角の部分の電場を意味することとする。

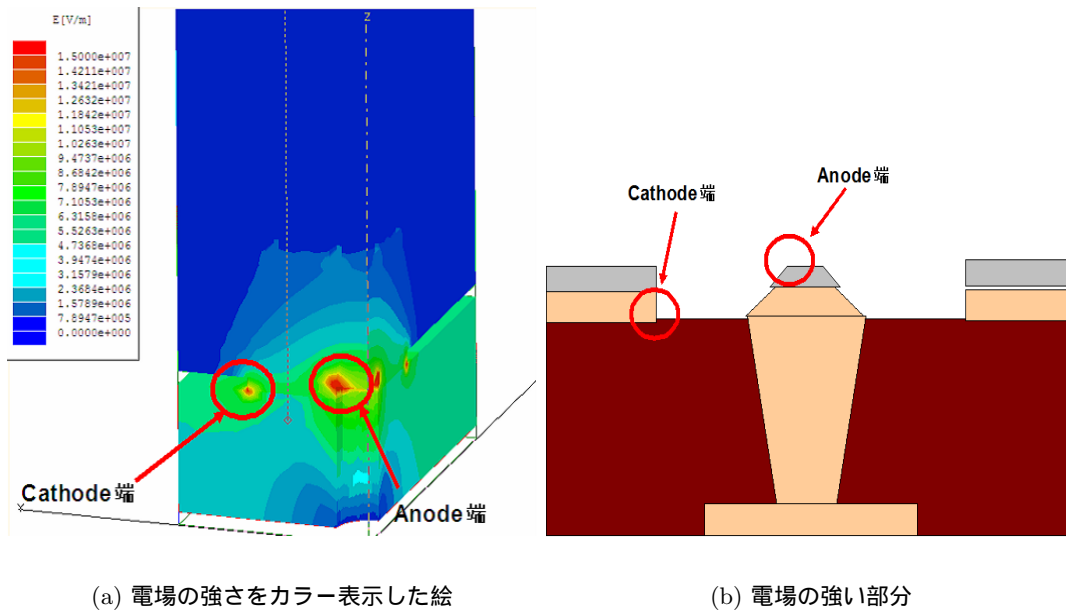


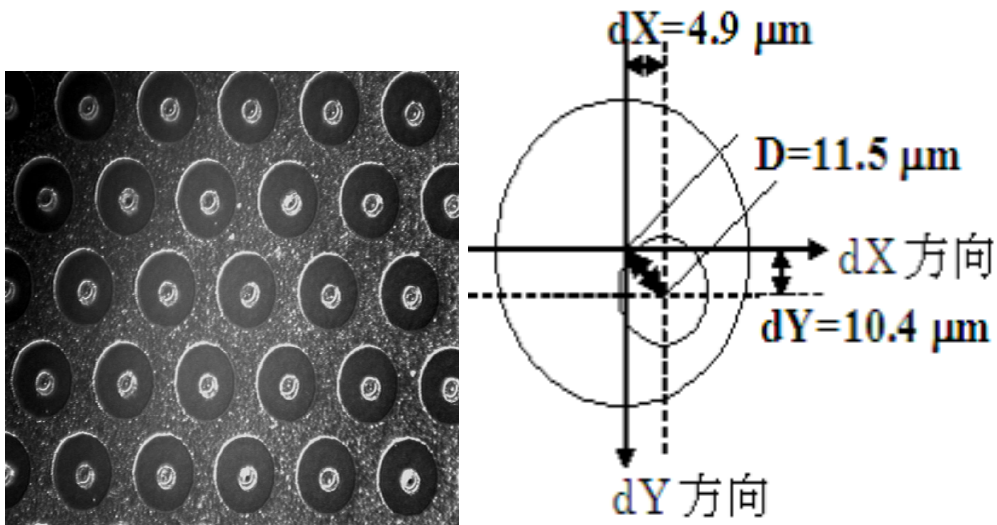
図 7.2: アノード・カソード端の電場の強い部分

7.3 アノードとカソードの中心のズレについて

7.3.1 実際のズレの大きさ

図 7.3(a) がピクセルの顕微鏡写真である。この写真からも分かるように、アノード・カソードの中心がずれている。ランダムなピクセル 73 サンプルについて平均 $11.5\mu\text{m}$ ずれていた。(図 7.3(b))[19] $\mu\text{-pic}$ の作成を依頼した大日本印刷によると、このズレは製作技術の限界とのことである。

$80\mu\text{m}$ のアノード・カソード間には約 500V の電位差が生じるため、このズレはピクセル近傍の電場に大きく影響していると考えられる。



(a) ピクセルの顕微鏡写真

(b) 73 サンプルの平均のアノードとカソードの中心のズレの測定結果

図 7.3: アノードとカソードの中心のズレの様子

7.3.2 ズレの影響

アノードとカソードの中心のズレのピクセル近傍の電場への影響を考察するため、表 7.1 の条件でシミュレーションを行った。

ズレの設定	dX	dY	D
パターン 1 (赤)	0 μm	0 μm	0 μm
パターン 2 (青)	5.0 μm	10 μm	11.2 μm
パターン 3 (緑)	10 μm	20 μm	22.4 μm

表 7.1: アノードとカソードの中心のズレの条件

$V_a=500\text{V}$ の時、表 7.2 の結果を得た。

中心のズレにより、アノードとカソード間の距離が近づくためアノード端、カソード端共に電場が大きくなっていることが分かる。最密構造型 $\mu\text{-pic}$ では $V_a=500\text{V}$ 付近で放電してしまう。そのため、製作技術の向上により中心の位置のズレが小さくなれば、アノードにより高い電圧印加することが可能になり、高い増幅率を実現できると考えられる。

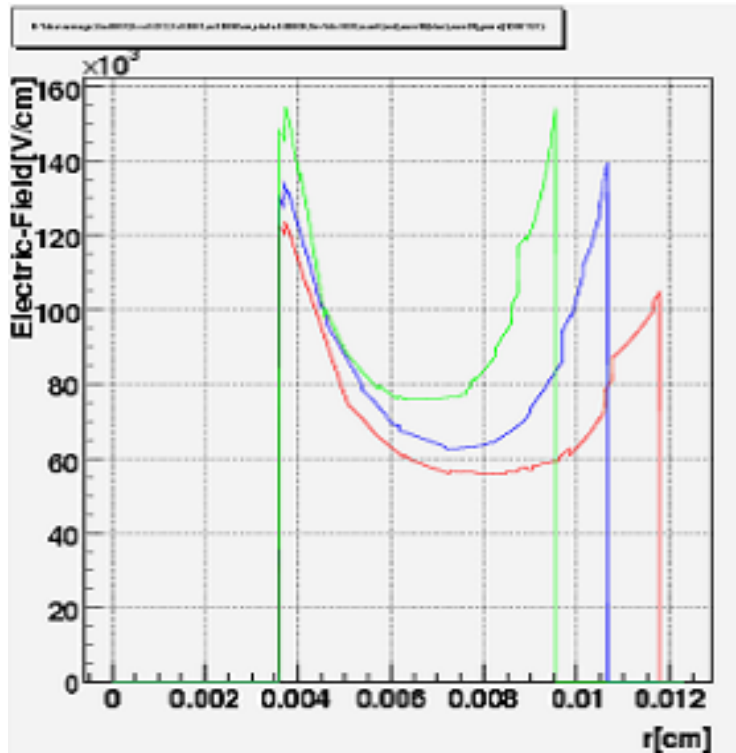


図 7.4: $V_a=500V$ の時のアノードとカソードの中心のズレと D 方向への電場の関係 (ポ
リイミド面から高さ $1\mu m$)

V_a	$D=0\mu m$	$D=10\mu m$	$D=20\mu m$
500V	105kV/cm	136kV/cm	152kV/cm

表 7.2: アノードとカソードの中心のズレとカソード近傍の電場の強さの関係

7.4 最密構造型 μ -pic

後節で、シミュレーションを用いて実際に得られた結果や問題点の分析、メッシュ付き μ -pic について「より高い増幅率を持ち、安定性の高い検出器」を実現するための最適化の条件の探索を行うが、シミュレーションでの増幅率は実際の測定値と異なっている（詳しくは後述）。したがって、Thin-Gap μ -pic やメッシュ付き μ -pic でのシミュレーションの結果との比較を行うため、本節では、Drift Plane までの距離が 10mm である最密構造型 μ -pic について行ったシミュレーションの結果を述べる。

また、シミュレーションを行う際のアノードへの印加電圧は、過去の実験 [17] や本論文での結果より放電が起こらず安定動作する 450V を基本とした。また、アノード近傍の電場が増幅率に最も影響を与えるため、アノード電圧を固定することで、Drift Plane やメッシュへの印加電圧に対する増幅率や電子収集率の変化を見ることにする。

7.4.1 ガス増幅率

アノード、カソード、メッシュへの印加電圧をそれぞれ変えて、タウンゼント係数の積分で計算される増幅率を求めた。計算には次の方法を用いた。基板より十分離れたところ（メッシュから $300\mu\text{m}$ 以上離れた点）に図 7.5 の赤斜線部に電子を並べる。斜線部は各ピクセルの最近接のピクセルで作られる三角形の重心を結んでできた範囲であり、中心のピクセルがカバーする領域に相当する。理想的には、斜線部にある電子はドリフト後中央のピクセルに到達する。配置した電子を Monte Carlo 法を用いてドリフトさせる。増幅度 A は第一タウンゼント係数 $\alpha(x)$ を用いて

$$A = \frac{n(x)}{n_0} = \exp\left(\int \alpha(x) dx\right) \quad (7.1)$$

となる。混合ガスのタウンゼント係数は Garfield 内にある Magboltz プログラムによって計算される。しかし、ドリフトした電子はアノードだけではなく、カソード・ポリイミドにも到達する。そこで、新たにアノードへの電子の収集率 R を考慮した増幅度 A' を

$$A' = RA \quad (7.2)$$

と定義する。（ただし、 $A > A'$ 、 R については後述）

今回は、アノードに到達した電子のみについてそれぞれ計算した増幅率の平均を A とし、アノードへの電子収集率 R を用いて増幅率 A' を求めた。

$V_a=450\text{V}$, $V_d=-5000\text{V}$ ではガス増幅率は 2.2×10^4 となった。（ $V_d=-5000\text{V}$ は現在所持している電源装置の最大値）

ここで計算した増幅率には、空間電荷効果や再結合といった増幅率を低下させてしまう現象の効果は考慮されていない。特に高い増幅率を得られる条件においてはイオン対が多量に生成するため、シミュレーションで得られた結果は実際の測定値よりも大きな値を示す

ことになる。したがって、本論文では、主に増幅率の増減の傾向に着目することにする。

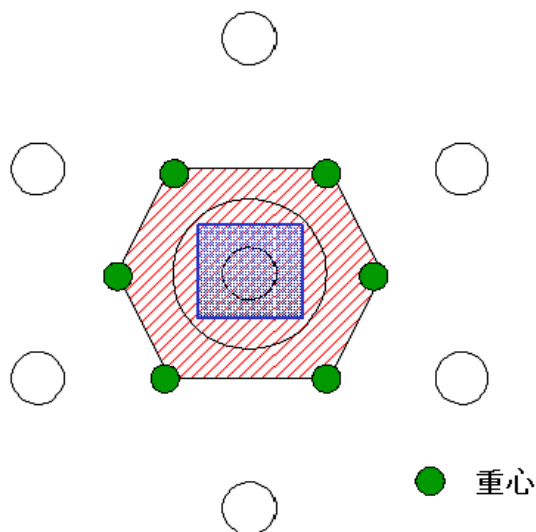


図 7.5: 電子収集率を計算する際の初期電子の位置

7.4.2 電子収集率

ガス中で生成した電子のうち、アノードに到達した電子の割合を電子収集率 R とする。電子はドリフト電場とアノード近傍の強い電場によりアノードピクセルに集められるが、その一部はポリイミドに蓄積したりメッシュに吸収されてしまう。アノードピクセルに到達する電子が減少することにより、増幅率が低下してしまうと考えられる。また、ポリイミドに電荷が蓄積し帯電すると沿面放電の原因となると言われており [13]、できる限り蓄積を少なくする方が望ましい。

計算には以下の方法を用いた。増幅率を計算した前節と同様に、図 7.5 の赤斜線部に電子を並べ、Monte Carlo 法を用いてドリフトさせる。最初に並べた電子の数を N_0 、アノードに到達した電子の数 N とすると、電子収集率は

$$R = \frac{N}{N_0} \quad (7.3)$$

となる。ただし、この計算ではガス増幅によって生成した電子は考慮していない。ポリイミドへの電子の蓄積の割合やメッシュで吸収された電子の割合についても同様の計算式を用いて導いている。

図 7.6 は $V_a=450V, V_d=-5000V$ の時の電子の終端点分布である。(赤点はアノードに到達した電子、青点はポリイミドに蓄積した電子)

この結果、 $V_a=450V, V_d=-5000V$ での電子収集率は 93% となり、7% はポリイミドに蓄積することになる。電子収集率はエネルギー分解能とも関係がある。あるエネルギーの粒子線がガス中に入射した際、生成されるイオン対の数は入射粒子のエネルギーに寄与する。したがって、生成した電子を十分アノード電極に集めることができなければ、生成した電子数を特定することが難しくなり、エネルギー分解能が悪くなる。

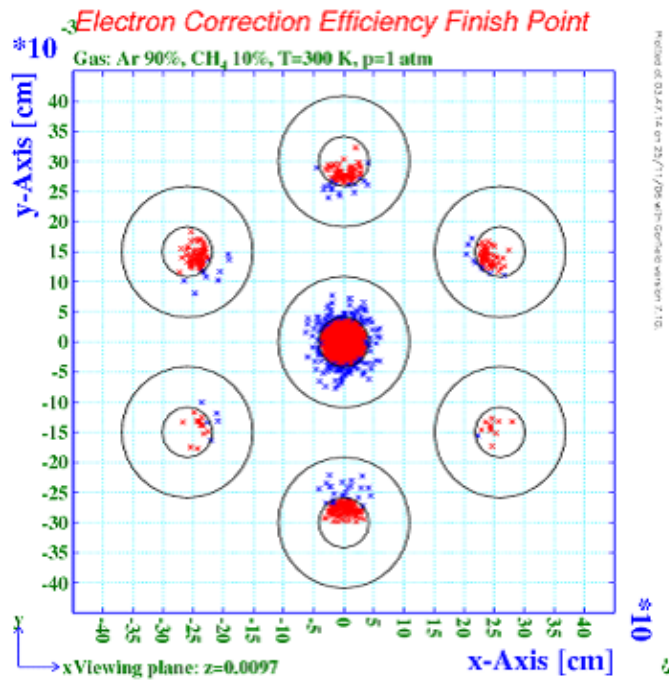


図 7.6: 最密構造型 μ -pic の $V_a=450V, V_d=-5000V$ の時の電子の終端点分布

7.4.3 陽イオンの拡散

なだれ増幅により電子が生成すると、同時に陽イオンも生成する。陽イオンは電子とは逆の方向にドリフトし、 μ -pic の場合カソードや Drift Plane に到達する。陽イオンが Drift Plane の方向にドリフトすると、後段で作られる電子と再結合を起し電子の数が減少する。これはエネルギー分解能の低下の原因となる。また、電場を歪ませるため、出力パルスの大きさを減少させてしまう。このように、陽イオンの拡散は不感時間に大きく影響する。特に高頻度入射粒子に対応するためには不感時間を短くしなければならず、陽イオンのドリフト領域への拡散はできる限り押さえなければならない。ここでは、最密構造型 μ -pic での陽イオンの振る舞いを計算した。

図 7.7(a) はイオンのドリフトライン、(b) はイオンを図 7.5 の青枠内にピクセル表面から $1\mu m$ の点に等間隔に配置してドリフトさせた時の終端点分布をそれぞれ示している。ドリフトの計算には RungeKutta 法を用いた。青点はカソードに到達したイオン、黄色点は

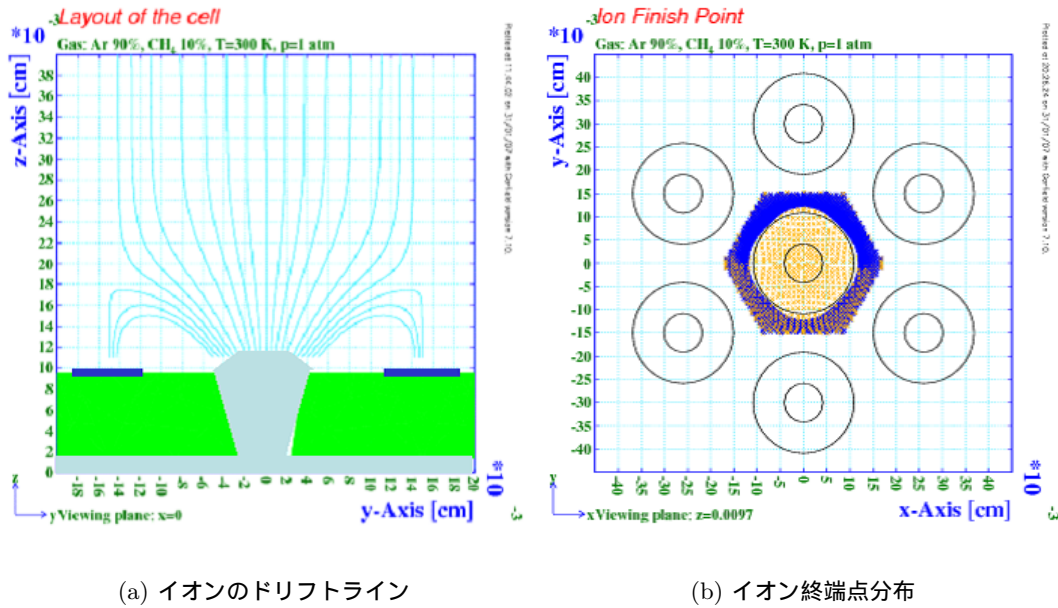


図 7.7: $V_a=450\text{V}$, $V_d=-5000\text{V}$ 時、Runge Kutta 法を用いて計算した時の陽イオンの拡散の様子

Drift Plane に到達したイオンを示している。(上側半分では黄色点の上から青点が打たれたため、黄色点が見えなくなっている。)このとき、カソードに到達したイオンの割合は 77%、Drift Plane に到達したイオンの割合は 19%、ポリイミドに蓄積したイオンの割合は 4% であった。

最密構造型 $\mu\text{-pic}$ について得られたシミュレーションの結果を表 7.3 にまとめる。

増幅率	2.2×10^4	
電子収集率	アノード:93%	ポリイミド:7%
イオン到達率	カソード:77%	Drift Plane:19%

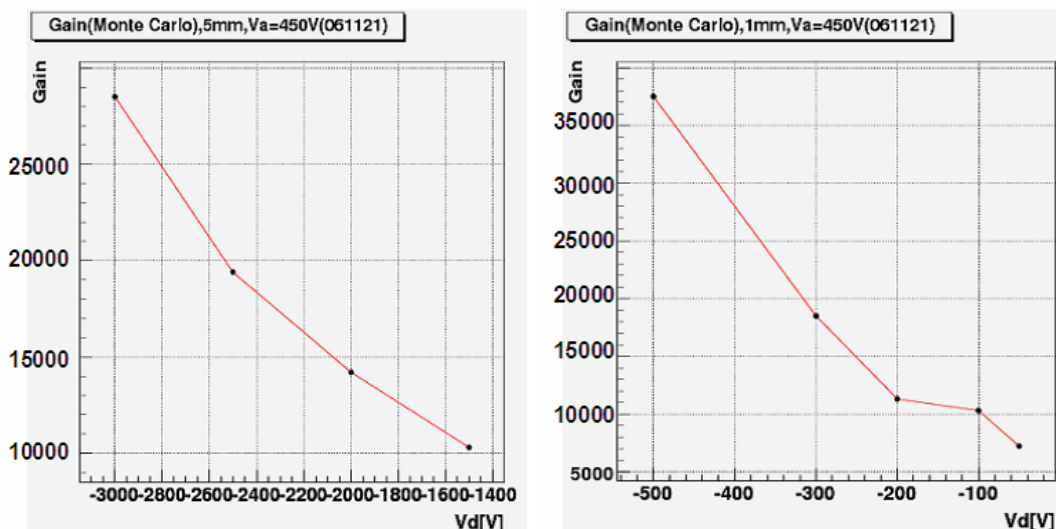
表 7.3: 最密構造型 $\mu\text{-pic}$ において、 $V_a=450\text{V}$, $V_d=-5000\text{V}$ の時のシミュレーションの結果

7.5 Thin-Gap $\mu\text{-pic}$ の問題点の考察

実際の測定で得られた結果や問題点について、シミュレーションを用いて考察を行う。基板から Drift Plane までの距離が 5mm と 1mm の 2 通りのジオメトリを用意した。ピクセル部分のジオメトリ構造は最密構造型 $\mu\text{-pic}$ を計算したときと同じものを用いた。

7.5.1 高増幅率化の要因

図 7.8 は Drift Plane までの距離が 5mm, 1mm の 2 パターンにおいて、ドリフト電圧を変化させた時の増幅率の変化を示している。また、アノード近傍の電場を比較するため、最密構造型 μ -pic、5mm μ -pic、1mm μ -pic の 3 パターンについてアノードピクセル近傍の等電位線の様子を図 7.9 に示す。(a),(b),(c) はそれぞれ、(a):10mm, $V_a=450V$, $V_d=-5000V$ 、(b):5mm, $V_a=450V$, $V_d=-3000V$ 、(c):1mm, $V_a=450V$, $V_d=500V$) である。

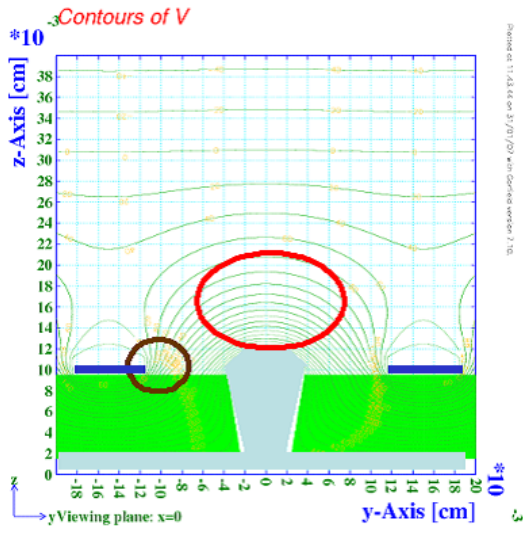


(a) 基板から Drift Plane までの距離が 5mm の時

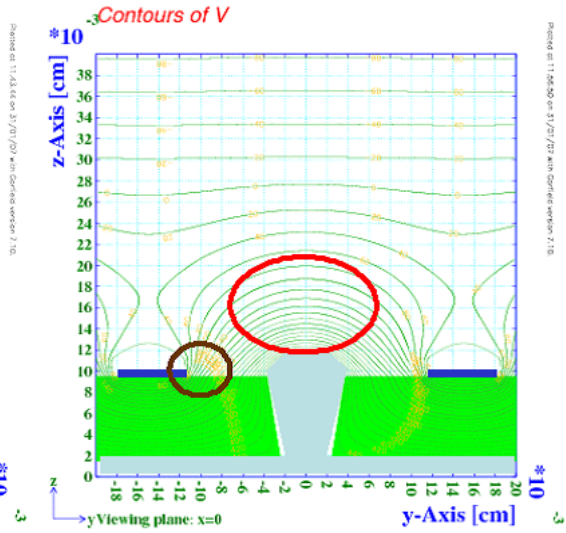
(b) 基板から Drift Plane までの距離が 1mm の時

図 7.8: Thin-Gap μ -pic での増幅率のドリフト電圧依存性

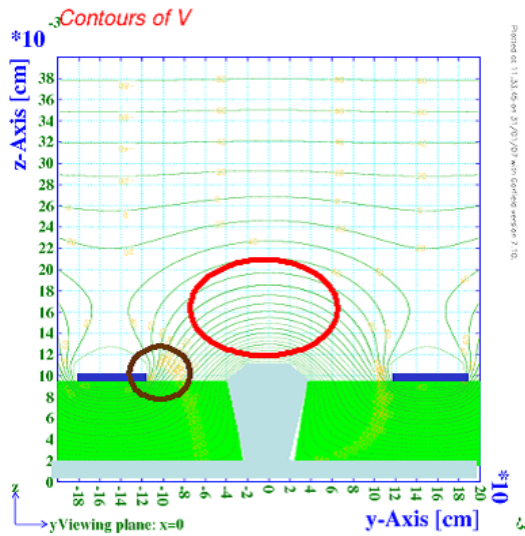
Drift Plane までの距離が 5mm, 1mm それぞれにおいて、ドリフト電圧を大きくすると増幅率は大きくなる。この傾向は実際の測定と同じである。図 7.9(a),(b),(c) 条件において増幅率はそれぞれ、 2.2×10^4 、 2.9×10^4 、 3.8×10^4 であり、(a) に比べて、(b),(c) がやや高くなっている。このとき、ピクセル付近の電場について図 7.9 内の赤の部分と比較すると、(a) に比べて (b),(c) の方が等電位線の間隔が狭くなっている。すなわち、電場が強くなっている。茶色の部分と比較すると等電位線の間隔に違いはあまり見られない。これはカソード近傍の電場強度は (a),(b),(c) において、ほぼ同じであることを示している。カソード近傍の電場は放電の原因となるので、(a),(b),(c) の条件では放電の起こりやすさは同程度である。実際の測定では、アノード電圧を固定してドリフト電圧を上げることでより高い増幅率を実現した。それは、ドリフト電圧を上げることでカソード近傍の電場を変化させることなく、ガス増幅を起こす電場の強い領域を Drift Plane 方向に広げることができたからであると考えられる。



(a) 基板から Drift Plane までの距離:10mm, $V_a=450V$, $V_d=-5000V$



(b) 基板から Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=450V$, $V_d=-3000V$

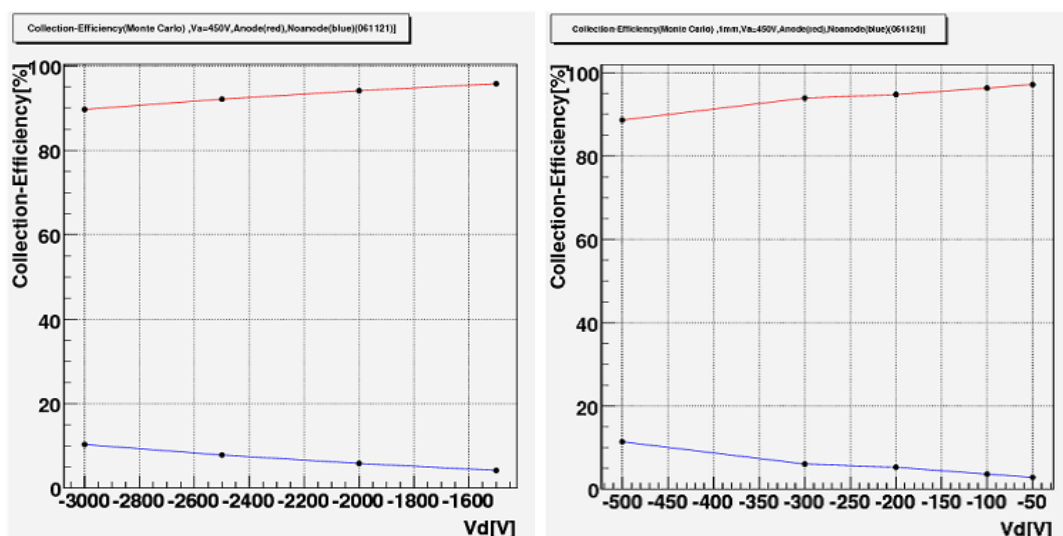


(c) 基板から Drift Plane までの距離:1mm, $V_a=450V$, $V_d=500V$

図 7.9: アノードピクセル近傍の等電位線

7.5.2 エネルギー分解能低下の問題

図 7.10 にドリフト電圧を変化させた時の電子収集率の変化のグラフを示す。赤線はアノードピクセルに到達した電子の割合、青線はポリイミドに蓄積した電子の割合の変化を示している。(a),(b) 共にドリフト電圧を高くすると電子収集率は悪くなる。Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=450V$, $V_d=-3000V$ と Drift Plane までの距離:1mm, $V_a=450V$, $V_d=-500V$ での電子収集率は、最密構造型 μ -pic での結果 (表 7.3) を下回っている。電子収集率の低下がエネルギー分解能の低下に影響していると考えられる。そこで、電子のアノード電極までのドリフトの様子を計算した。図 7.11 は Runge Kutta 法を用いて計算した時の電子のアノード電極までのドリフト様子を示している。(a),(b) は Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=450V$ に設定し、ドリフト電圧をそれぞれ $V_d=-1500V$ と $V_d=-3000V$ にした時の図である。黄色のラインはアノード・カソード表面から高さ $10\mu m$ の位置を示している。

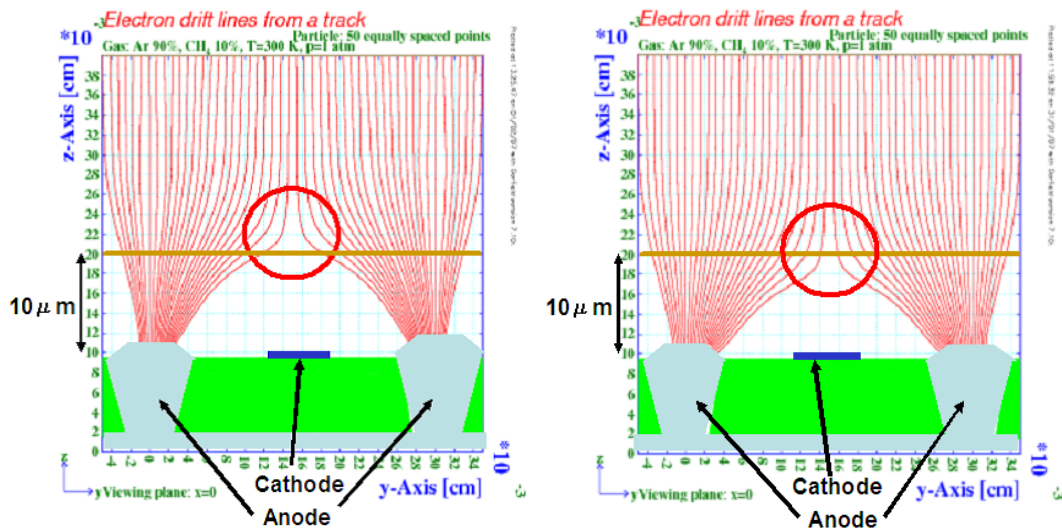


(a) 基板から Drift Plane までの距離が 5mm の時

(b) 基板から Drift Plane までの距離が 1mm の時

図 7.10: Thin-Gap μ -pic での電子収集率のドリフト電圧依存性 (赤線: アノードピクセルに到達して電子の割合、青線: ポリイミドに蓄積した電子の割合)

それぞれのドリフトラインの曲がり始める部分を比較すると、アノード電極に近い部分に違いは見られないが、アノード電極から最も離れた赤部分では、わずかであるが、(a) に比べて (b) は曲がり始めるのが遅くなっている。(a) は黄色のラインより前に曲がり始めるが、(b) は黄色のラインを超えてから曲がり始める。すなわち、ドリフトしてきた電子がアノード電極に集まりにくいことを示している。これはドリフト電場が非常に強くなったためと考えられる。ドリフト電場が弱い場合、すなわちドリフト電圧が低い場合、アノード・Drift Plane 間の電場とカソード・Drift Plane 間の電場の大きさの違いが大きくなり、



(a) 基板から Drift Plane までの距離:10mm, $V_a=450V$, $V_d=-5000V$

(b) 基板から Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=450V$, $V_d=-3000V$

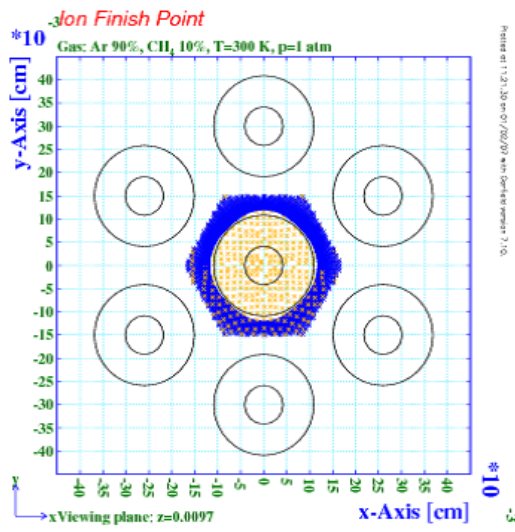
図 7.11: Runge Kutta 法を用いて計算した時の電子のアノードまでのドリフトの様子

ドリフトする電子は早くアノード電極の方へ集まり始める。逆に、ドリフト電場が強い場合、すなわちドリフト電圧が高い場合、アノード・Drift Plane 間の電場とカソード・Drift Plane 間の電場の大きさの違いが小さくなり、電子は真っ直ぐ下の方向へドリフトしていく。そして、アノード・カソード表面に近付いてから、アノード・カソード間の電位差の影響を受けてアノード電極に集まっていく。このような現象が起こったために、ドリフト電圧を高くすると電子収集率が悪くなり、エネルギー分解能が悪くなるのではないかと考えられる。

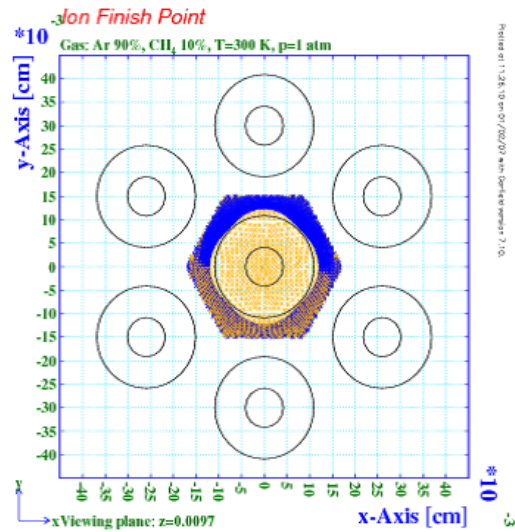
7.5.3 陽イオンの拡散の問題

ドリフト電場を強くすることで増幅率を高くすることができたが、3次元的に電場の強い領域が広がることで、同時にガス増幅で生成される陽イオンがドリフトエリアへ拡散していく可能性がある。実際の測定では陽イオンの拡散がどのように変化したのか観察していないので、シミュレーションを用いて陽イオンの振る舞いの変化を見ることにする。

図 7.12(a),(b) は Drift Plane までの距離が 5mm, $V_a=450V$ において、 $V_d=-1500V$ と $V_d=-3000V$ の時のイオンの終端点分布、図 7.13(a),(b) は Drift Plane までの距離が 5mm, $V_a=450V$ において、 $V_d=-1500V$ と $V_d=-3000V$ の時のイオンのドリフトラインをそれぞれ示している。青点はカソードに到達したイオン、黄色点は Drift Plane に到達したイオンを表している。(上側半分では黄色点の上から青点が打たれたため、黄色点が見えなくなっている。) さらに、ドリフト電圧を変化させた時のカソード (赤線) と Drift Plane (青線) へのイオ

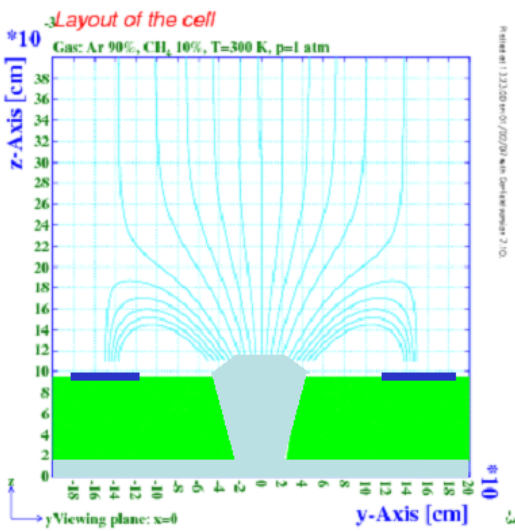


(a) $V_d = -1500V$

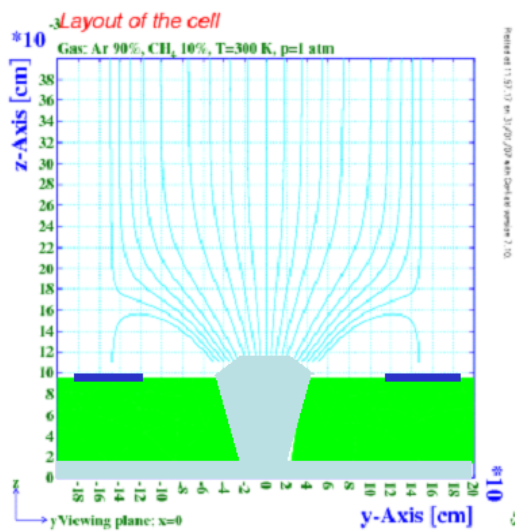


(b) $V_d = -3000V$

図 7.12: Drift Plane までの距離:5mm, $V_a = 450V$ の時、Runge Kutta 法を用いて計算した時の陽イオンの拡散の様子時のイオンの終端点分布



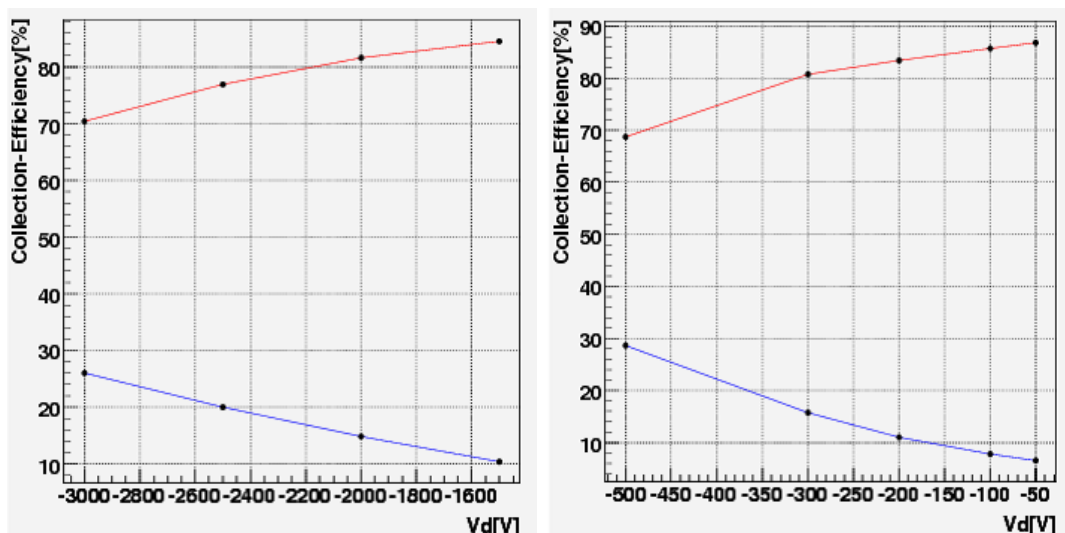
(a) $V_d = -1500V$



(b) $V_d = -3000V$

図 7.13: Drift Plane までの距離:5mm, $V_a = 450V$ の時、Runge Kutta 法を用いて計算した時のイオンのドリフトライン

ンの到達率の変化を図 7.14 に示す。図 7.14(a) は Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=450V$ 、図 7.14(b) は Drift Plane までの距離:1mm, $V_a=450V$ の時である。



(a) Drift Plane までの距離:5mm, $V_a=450V$

(b) Drift Plane までの距離:1mm, $V_a=450V$

図 7.14: メッシュ電圧を変化させたときのイオンの収集率の変化 (赤: カソードに到達したイオンの割合、青: Drift Plane に到達したイオンの割合)

これらを比較すると、ドリフト電場を強くすると、これまでカソードに到達していたイオンが Drift Plane に集まるようになっていく。Drift Plane までの距離が 5mm のとき、 $V_d=-3000V$ で 26% のイオンが、Drift Plane までの距離が 1mm のとき、 $V_d=-500V$ で 29% のイオンがそれぞれ Drift Plane に到達する。これは最密構造型 μ -pic の計算結果 (表 7.3) を上回っている。 μ -pic の特徴の一つとしてイオンがカソードに集まり高頻度入射粒子に強い構造になっているが、Thin-Gap μ -pic の場合はイオンの拡散による影響を受けやすいと考えられる。また、本研究で用いた最密構造型 μ -pic は 2 次元読み出しをしていないが、将来的に 2 次元読み出しをする場合、従来型 μ -pic と同じようにカソードをストリップで切りカソードに到達するイオンからシグナルを読み出す方法が考えられる。しかし、Thin-Gap μ -pic ではカソードに到達するイオンが少ないため、パルスが小さくなる可能性がある。実際の測定では加速器ビームなどを用いた高頻度入射粒子に対する実験は行っていないため、イオンの拡散がどのくらい見られ、影響がどの程度あるのかは分かっていないが、今後、高頻度入射粒子に対応するために、また 2 次元読み出しを可能にするためにもイオンがカソードに集まりやすいような電極構造の改良が必要になると思われる。

7.6 メッシュ付き μ -pic の最適化

高増幅率状態での動作が可能と思われるメッシュ付き μ -pic であるが、今後、開発を進めていく上で、最適なメッシュの高さを決定しなければならない。現在は検出部分の上にスペーサーとなる薄いプラスチック板を置いて高さを設定しているが、この方法では検出部分に直接モノを置くためキズが付く可能性があり検出エリアも小さくなってしまふ。より正確に高さを設定し測定するためには、基板の製作段階でスペーサーを用意しておくなどの工夫が必要である。

ここでは、メッシュ付き μ -pic において以下の設定を変え、目標である高い増幅率を得られる最適な条件についての検証を行った。また、試験的にメッシュを配置したメッシュ付き μ -pic から得られた結果 ([20]、本論文第 6 章) との比較を行い、メッシュの効果や問題点などの考察を行う。

- マイクロメッシュの基板からの高さ
前述のように、メッシュは基板から数 μm の位置に張ることを考える。今回はメッシュの高さを $100\mu\text{m}$, $200\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ の 3 通りについて計算を行い比較した。
- Drift Plane とマイクロメッシュへの最適な印加電圧
電子がメッシュで吸収されないために、メッシュにマイナスの電圧を印加する必要がある。メッシュ電圧はドリフト電場に影響するため、最適なドリフト電場を作るための最適なメッシュ電圧とドリフト電圧を探索する。

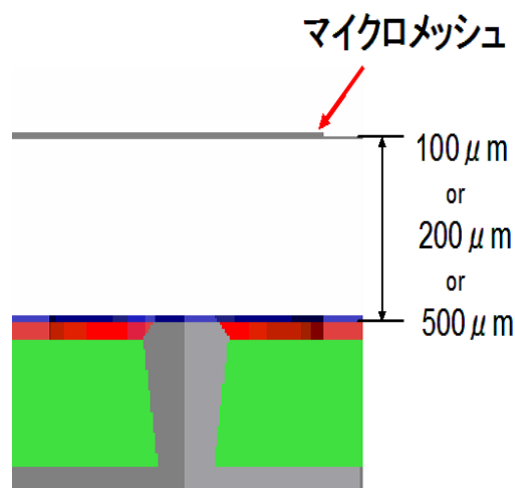


図 7.15: マイクロメッシュの高さ

メッシュ付き μ -pic のジオメトリにはメッシュを支えるためのスペーサーはなく、浮いている状態になっている。また、Drift Plane までの距離は 10mm で固定している。

7.6.1 メッシュの効果

新たにマイクロメッシュを $\mu\text{-pic}$ の近くに配置した場合に予想された効果について、シミュレーションを用いて計算し検証を行った。

電場構造の変化

図 7.16、7.17 は $V_a=450\text{V}$ での基板（アノードやポリイミド面）とメッシュの間の電場の強さを色の違いで表したものである。（青は電場が弱く、水色・緑・黄色・赤と変化するにつれて電場が強くなる。）

3枚それぞれについて、赤のあるアノードの上の部分に着目する。メッシュが無い時は濃い青が多く、色の変化があまり見られないが、メッシュがある時は水色や緑がメッシュの方向に広がっているのが分かる。すなわち、メッシュを置くことでガス増幅の領域（電場の強い領域）が空間的に広がっていることを意味している。また、図 7.17(a),(b) の二つの絵を比較すると、メッシュ電圧を大きくしたときにメッシュ方向の色の変化が顕著に見られる。すなわち、メッシュを張り印加するマイナスの電圧を大きくしていくことにより、ガス増幅の領域をさらに空間的に広げることができる。

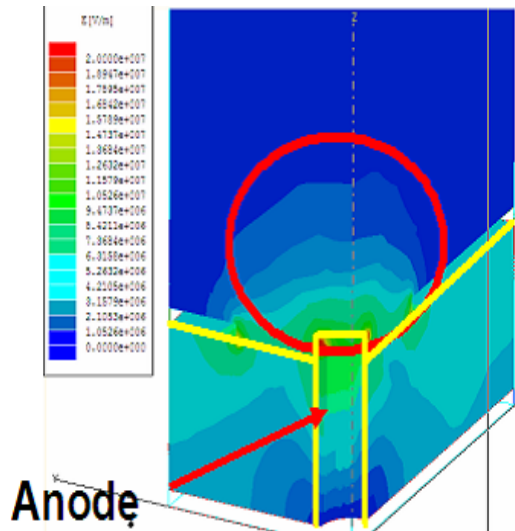


図 7.16: メッシュが無い時の電場の様子 ($V_a=450\text{V}$, $V_d=-4000\text{V}$)

イオンの拡散の問題

メッシュを $\mu\text{-pic}$ 近傍に配置した場合もアノード・メッシュ間の電場が強くなるためイオンのドリフトエリア方向への拡散が懸念される。Thin-Gap $\mu\text{-pic}$ の時と同様にピクセル付近にイオンを配置し、RungeKutta 法を用いて拡散の様子を計算した。図 7.18(a),(b) は、メッシュまでの距離: $100\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$ においてそれぞれ、 $V_m=0\text{V}$, $V_d=-100\text{V}$ の時、

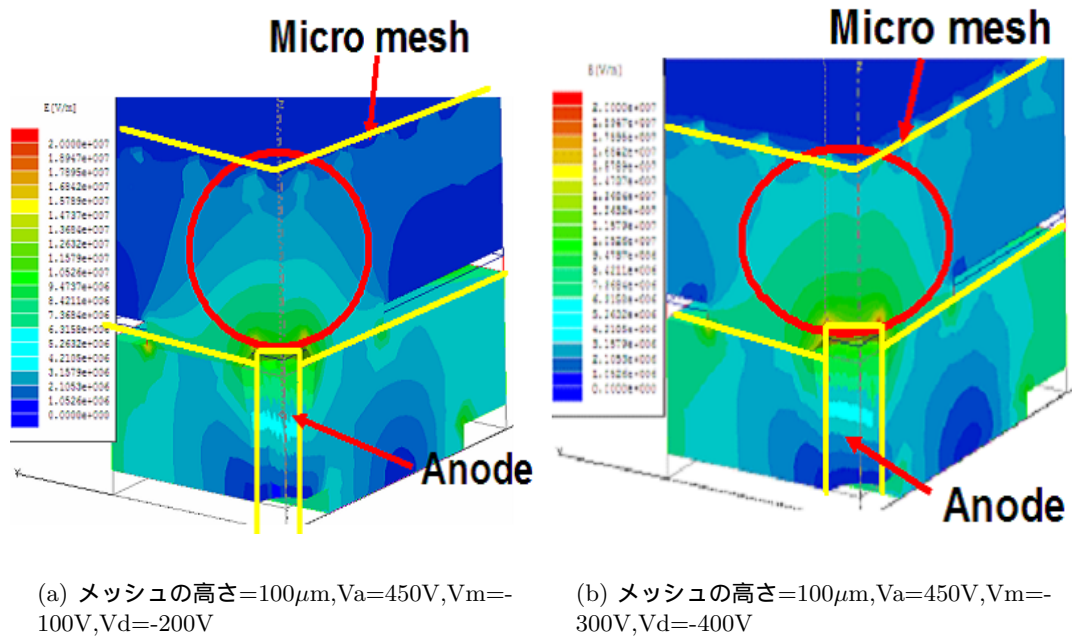


図 7.17: メッシュがある時の電場の様子

$V_m=-100$ mV, $V_d=-200$ V の時の RungeKutta 法によるイオンの終端点分布をそれぞれ示している。青点はカソードに到達したイオン、緑点はメッシュに吸収されたイオン、黄色点は Drift Plane に到達したイオンを示している。緑点が網目状になっているのは、メッシュの形状が現れたためである。また、7.19(a),(b) は、メッシュまでの距離:100 μ m, $V_a=450$ V においてそれぞれ、 $V_m=0$ V, $V_d=-100$ V の時、 $V_m=-100$ mV, $V_d=-200$ V の時の RungeKutta 法によるイオンのドリフトラインを示している。メッシュ電圧が大きい場合の方が、イオンが真っ直ぐメッシュの方向に向かっている。

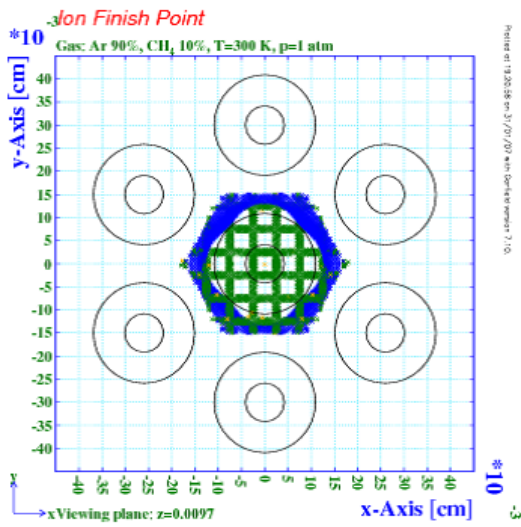
メッシュまでの距離:100 μ m, $V_a=450$ V の時のイオンの拡散の割合を表 7.4 にまとめる。

メッシュ電圧	カソード到達率	メッシュ吸収率	Drift Plane 到達率
100 μ m, $V_m=0$ V, $V_d=-100$ V	49%	48%	0.6%
100 μ m, $V_m=-100$ V, $V_d=-200$ V	4%	94%	1.9%

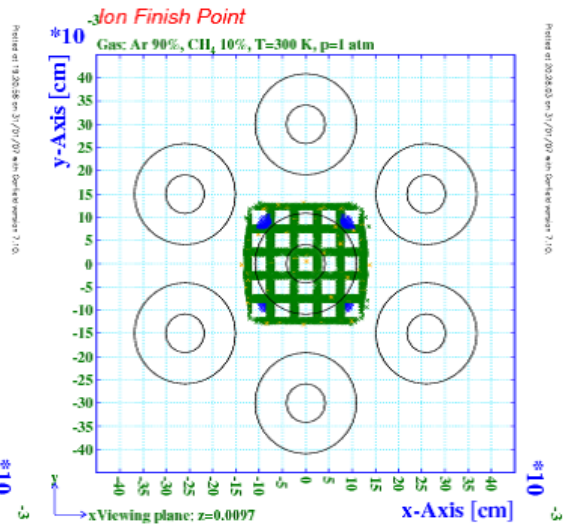
表 7.4: メッシュまでの距離:100 μ m, $V_a=450$ V の時、イオンの拡散の割合

図 7.20(a),(b),(c) はそれぞれメッシュの高さが 100 μ m, 200 μ m, 500 μ m において、メッシュ電圧を変化させた時のイオンの拡散の変化の様子を表したものである。赤線はカソードに到達したイオンの割合、青線はメッシュに吸収されたイオンの割合、緑線は Drift Plane に到達したイオンの割合を示している。

3 パターンの高さ全てにおいて、メッシュへの印加電圧を大きくするとこれまでカソードに

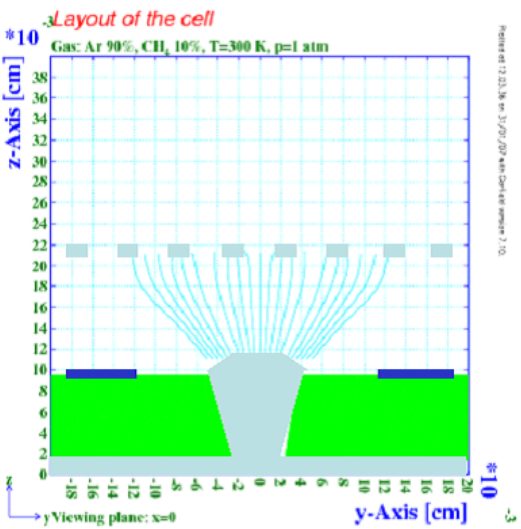


(a) $V_m=0V, V_d=-100V$

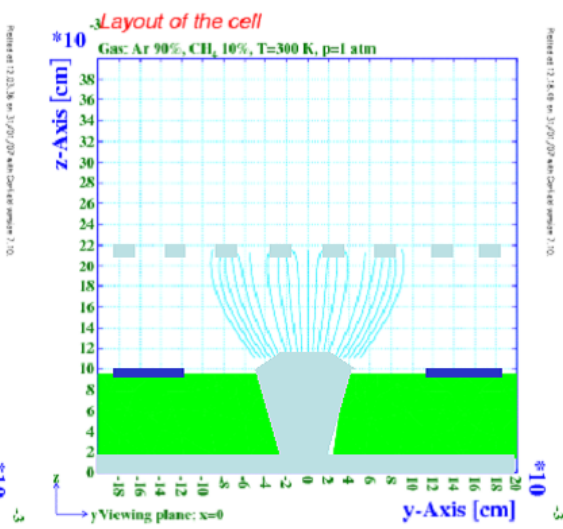


(b) $V_m=-100V, V_d=-200V$

図 7.18: メッシュまでの距離: $100\mu m$, $V_a=450V$ の時、メッシュ電圧によるイオンの終端点分布の違い



(a) $V_m=0V, V_d=-100V$



(b) $V_m=-100V, V_d=-200V$

図 7.19: メッシュまでの距離: $100\mu m$, $V_a=450V$ の時、メッシュ電圧によるイオンのドリフトラインの違い

集まっていたイオンがドリフトエリア方向に拡散していくのが分かる。これは、Thin-Gap μ -pic において、ドリフト電圧を大きくした時と同じ傾向である。しかし、メッシュ付き μ -pic の場合は、ドリフトエリア方向に拡散し始めたイオンのほとんどがメッシュで吸収される。イオンが Drift Plane に到達する割合は、今回設定した条件の計算結果全てにおいて最密構造型 μ -pic の計算結果 (表 7.3) を下回っている。メッシュ付き μ -pic ではこれまでよりイオンの拡散を抑えることができ、高頻度入射粒子にも対応できると思われる。Thin-Gap μ -pic で懸念された 2 次元読み出しに関する問題はメッシュ付き μ -pic でも予想される。イオンの集まるメッシュからシグナルを読み出すことは可能であるが、メッシュにストリップを付けることは技術的に非常に難しい。

7.6.2 ドリフト電圧の決定

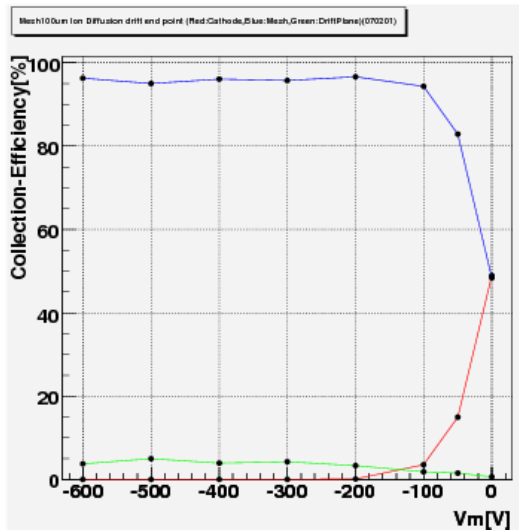
メッシュ付き μ -pic にはアノード電圧、ドリフト電圧、メッシュ電圧の 3 つのパラメータがある。より高い増幅率を得るための条件として、まず増幅率のドリフト電圧依存性について計算する。図 7.21 はメッシュの高さ $100\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$, $V_m=-200\text{V}$ において、ドリフト電圧を変化させた時の増幅率の変化を示すグラフである。メッシュ付き μ -pic の場合、ドリフト電圧を小さくした方が高い増幅率を得られると思われる。これは、実際の測定 ([20] や本論文第 6 章) でも同様の傾向が見られる。シミュレーションによると、ドリフト電圧を大きくすると、ガス増幅に影響のあるアノード・メッシュ間の電場は変化しないため増幅率に大きな変化は見られないが、メッシュに吸収される電子の数が増加した。したがって、電子収集率の悪化が原因として考えられる。

次に、アノード電圧とドリフト電圧を固定し、メッシュ電圧を変化させて増幅率の変化を計算する。図 7.22 はメッシュの高さ $100\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$, $V_d=-400\text{V}$ においてメッシュ電圧を変化させた時の増幅率の変化を示すグラフである。メッシュ電圧を大きくするとより高い増幅率が得られる。

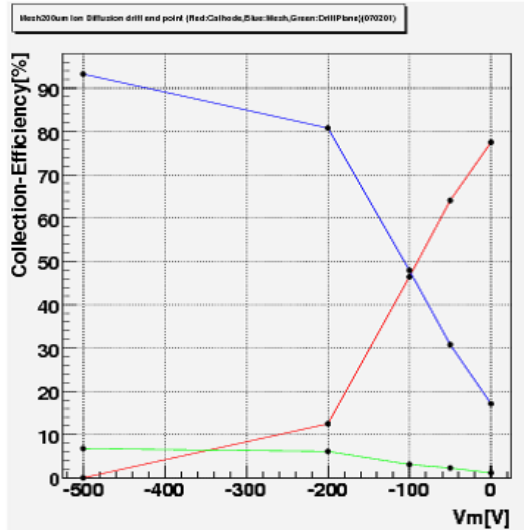
したがって、ドリフト電圧とメッシュ電圧を近づけた方が高い増幅率が得られると考えられる。しかし、実際の測定 ([20]、本論文第 6 章) では、ドリフト電圧とメッシュ電圧の差がある値以下 ($V_m-V_d=150\text{V} \sim 400\text{V}$ 程度) になると、増幅率が減少し始める。これは、電子とイオン対の再結合が影響していると思われる。今回のシミュレーションでは電子をガス空間中の上に並べドリフトさせたため、電子とイオンの再結合は考慮していない。実際の測定では、ドリフト電場が弱い場合、ガス中でイオン対が生成してもすぐに再結合を起こってしまい、ピクセルに到達する電子の数が極端に少なくなってしまう。

7.6.3 メッシュを張る高さの最適条件

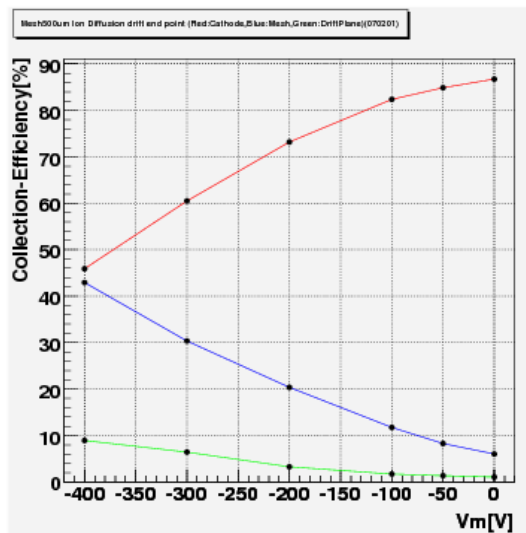
アノード電圧・ドリフト電圧・メッシュ電圧の他に、メッシュを張る高さも電場構造に影響を与える。ガス増幅の行われる領域を空間的に広げるために、メッシュをアノードピクセルに近い部分に張る必要がある。ここでは、メッシュの高さ $100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$



(a) メッシュの高さ:100 μ m, $V_a=450$ V, V_m - $V_d=-100$ V



(b) メッシュの高さ:200 μ m, $V_a=450$ V, V_m - $V_d=-100$ V



(c) メッシュの高さ:500 μ m, $V_a=450$ V, V_m - $V_d=-100$ V

図 7.20: メッシュ電圧を変化させた時のイオンの拡散の変化

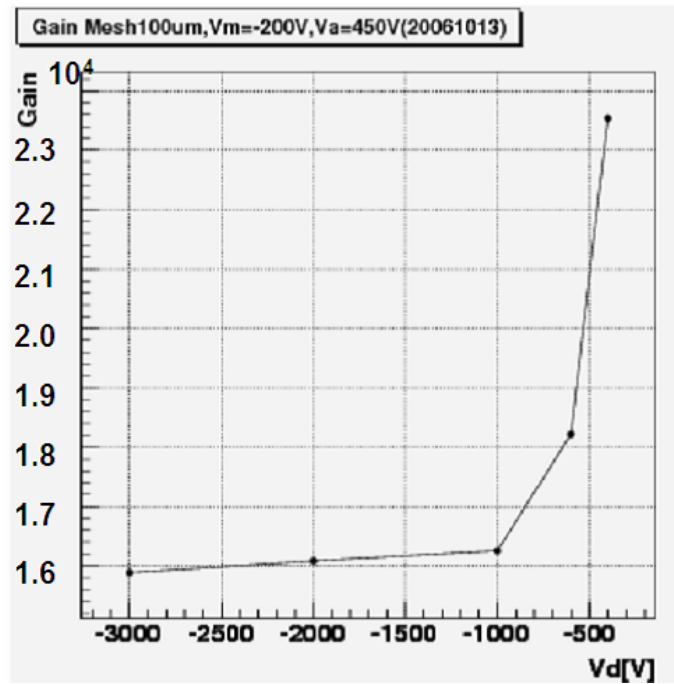


図 7.21: ドリフト電圧と増幅率の関係 (メッシュの高さ=100 μ m、 $V_a=450$ V、 $V_m=-200$ V)

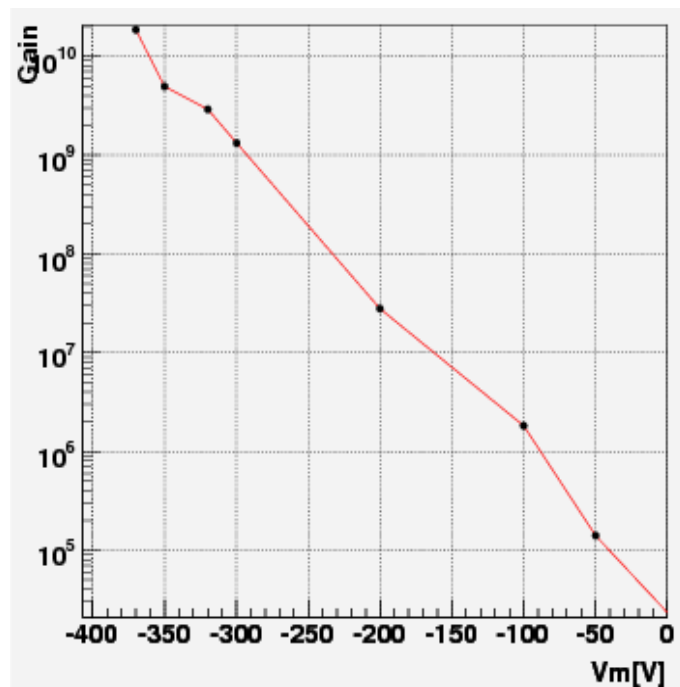


図 7.22: メッシュ電圧と増幅率の関係 (メッシュの高さ=100 μ m、 $V_a=450$ V、 $V_d=-400$ V)

の3パターンについて高い増幅率が得られる条件の探索を行った。実際の測定 ([20]、本論文第6章) や上記の結果を考慮して、 $V_a=450\text{V}$ 、 V_m-V_d (メッシュ電圧とドリフト電圧の差) $=100\text{V}$ の条件を基本としてシミュレーションを行った。図 7.23 はメッシュの高さが異なる時のメッシュ電圧に対する増幅率の変化の様子を表している。(赤線、青線、緑線はそれぞれ、メッシュの高さが $100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ の時の変化を示している)メッシュの高さが $100\mu\text{m}$ ・ $200\mu\text{m}$ ・ $500\mu\text{m}$ については、どの場合もメッシュへの印加電圧を大きくすると増幅率が高くなるのが分かる。これは実際の測定と同じ傾向を示している。また、メッシュに十分な電圧を印加することで、最密構造型 $\mu\text{-pic}$ でのシミュレーションで得られた結果 (表 7.3) を上回る高い増幅率が実現できることが予想される。実際の測定でも最密構造型 $\mu\text{-pic}$ を上回る結果が得られている。

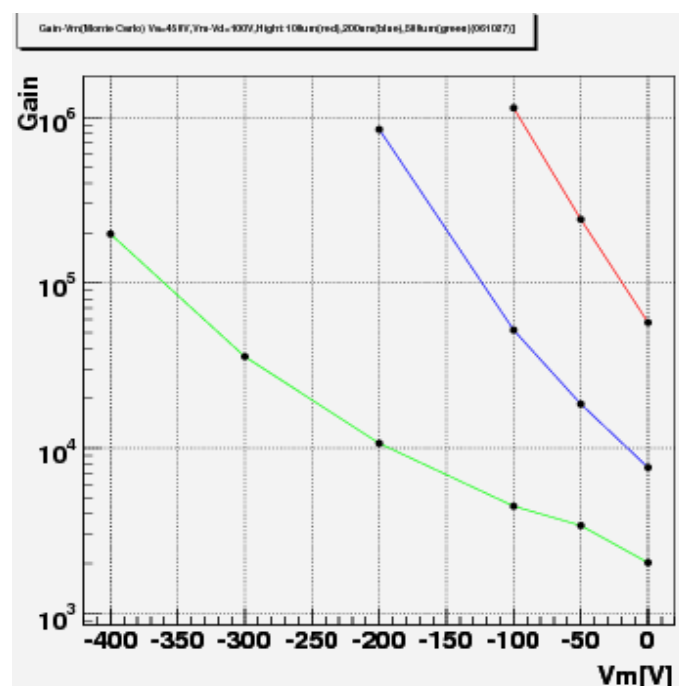


図 7.23: メッシュの高さの違いによるメッシュ電圧と増幅率の関係 ($V_a=450\text{V}$ 、 $V_m-V_d=100\text{V}$ 、メッシュの高さ= $100\mu\text{m}$ (赤)、メッシュの高さ= $200\mu\text{m}$ (青)メッシュの高さ= $500\mu\text{m}$ (緑))

実際の測定ではメッシュ電圧を大きくすると、メッシュ・アノード間でも放電現象が起こっていた。これは、カソード近傍の電場が強くなり電子が飛び出し放電が起こると同様に、メッシュ近傍の電場が非常に強くなり電子が飛び出したためと考えられる。そこで、メッシュ近傍の電場について計算を行った。図 7.24 は3パターンのメッシュの高さ ($100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$) について、それぞれ増幅率が $40000 \sim 50000$ と同程度になるときのアノード・メッシュ間の電場の変化の様子を表している。それぞれ $100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ の地点で急激に電場が強くなっている。これは、メッシュ近傍の電場が非常に強くなっていることを示している。したがって、メッシュ電圧を上げるとメッシュ近傍の電場

が大きくなり放電が起こりやすくなる。実際の測定時に起こった放電現象もメッシュ近傍の電場の強さが影響したと考えられる。

最適なメッシュと基板の距離について考察するため、それぞれのメッシュ近傍の電場の大きさと増幅率の関係についてまとめたものを表 7.5 に示す。同程度の増幅率が得られる時、メッシュと基板の距離が近い場合は、メッシュ近傍の電場強度が大きくなるためアノード・メッシュ間での放電現象が起こりやすくなると考えられる。放電を起こしにくくするためには、今回比較した3パターンの中では、メッシュと基板の距離が最も遠い、 $500\mu\text{m}$ に設定し高い電圧を印加するのがよい。

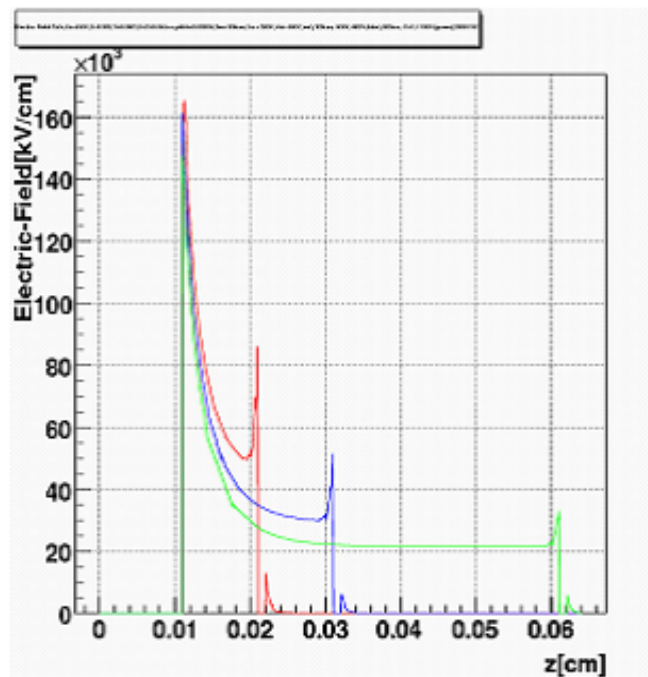


図 7.24: $V_a=450\text{V}$ の時のアノード・メッシュ間の電場の様子 (赤:メッシュの高さ $100\mu\text{m}$, $V_m=-300\text{V}$, $V_d=-400\text{V}$ 、青:メッシュの高さ $200\mu\text{m}$, $V_m=-500\text{V}$, $V_d=-600\text{V}$ 、緑:メッシュの高さ $500\mu\text{m}$, $V_m=-1000\text{V}$, $V_d=-1100\text{V}$)

図 7.24 のカラー	メッシュ近傍の電場強度
赤 (メッシュの高さ $100\mu\text{m}$, $V_m=-300\text{V}$, $V_d=-400\text{V}$)	85kV/cm
青 (メッシュの高さ $200\mu\text{m}$, $V_m=-500\text{V}$, $V_d=-600\text{V}$)	50kV/cm
緑 (メッシュの高さ $500\mu\text{m}$, $V_m=-1000\text{V}$, $V_d=-1100\text{V}$)	30kV/cm

表 7.5: 3 パターンのメッシュの高さのメッシュ近傍の電場強度

7.6.4 電子収集率

ドリフトエリアに配置した電子がドリフトし、到達した基板上的位置からアノード、カソード、ポリイミドに到達する割合について計算する。前節同様、メッシュの高さを $100\mu\text{m} \cdot 200\mu\text{m} \cdot 500\mu\text{m}$ の3パターンについて計算を行った。図7.25(a),(b)は、それぞれメッシュの高さ: $200\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$, $V_m-V_d=100\text{V}$ において、 $V_m=0\text{V}$ 、 $V_m=-200\text{V}$ の時の電子の終端点の分布を示している。緑色で網目状のものが現れているのは、多くの電子がメッシュに吸収されたため、メッシュの形状が現れてきたものである。

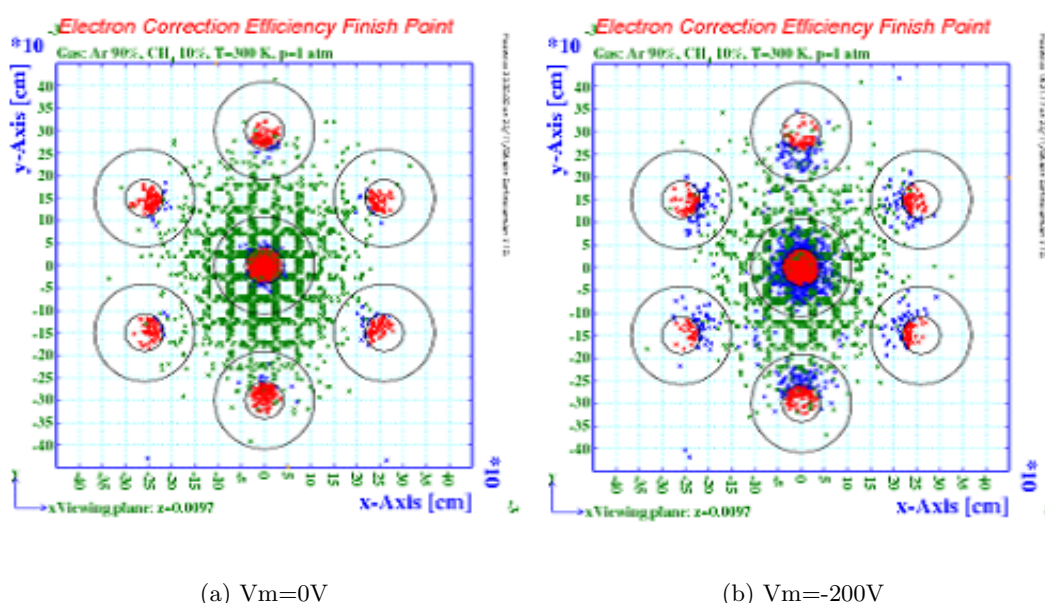


図 7.25: メッシュの高さ $200\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$, $V_m-V_d=100\text{V}$ において、メッシュ電圧を変えた時の電子の終端点分布 (赤: アノードに到達、青: カソード or ポリイミドに到達 (蓄積)、緑: メッシュに吸収)

メッシュの高さ $100\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$, $V_m-V_d=100\text{V}$ 、メッシュの高さ $200\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$, $V_m-V_d=100\text{V}$ 、メッシュの高さ $500\mu\text{m}$, $V_a=450\text{V}$, $V_m-V_d=100\text{V}$ 、の条件でメッシュ電圧を変化させた時の電子の収集率の変化についての計算結果をまとめたものが図 7.26 である。赤線はアノードへの到達率の変化、青線はカソードまたはポリイミドに蓄積した割合の変化、緑線はメッシュに吸収された割合の変化を示している。3パターン全てに見られる傾向として、メッシュに印加する電圧を大きくすると、メッシュに吸収される電子の割合は減少するが、カソードまたはポリイミドに到達 (蓄積) する電子の割合は増加する。また、アノードピクセルに到達する割合は、それぞれ「メッシュの高さ $100\mu\text{m}$: $V_m=-50\text{mV}$ 」「メッシュの高さ $200\mu\text{m}$: $V_m=-100\text{mV}$ 」「メッシュの高さ $500\mu\text{m}$: $V_m=-300\text{mV}$ 」をわずかなピークとして減少していく。

メッシュに印加する電圧の大きさが小さい場合、アノード・メッシュ間の電場が弱くなる。

ドリフト電場によりメッシュ付近に到達した電子は、メッシュの電圧がゼロに近い場合、メッシュを通過せず吸収されてしまう電子の割合が増加する。メッシュを通過した電子は、アノードに到達する割合が高い。これは、アノード・メッシュ間の電場が弱い場合、ドリフト速度が小さくなりアノードが作る電場の影響を受けやすいためと考えられる。また、メッシュに印加する電圧の大きさが大きい場合、アノード・メッシュ間の電場は強くなる。電子はメッシュの印加電圧がマイナスに大きいため、メッシュを通過しやすくなる。しかし、アノード・メッシュ間の電場が強くとドリフト速度が大きくなるため、アノードへの収集率が悪くなり、ポリイミドにも多く蓄積してしまうと考えられる。実際の測定 [20] で見られたメッシュ電圧を上げた時のエネルギー分解能の劣化は、電子収集率の低下が原因だと思われる。

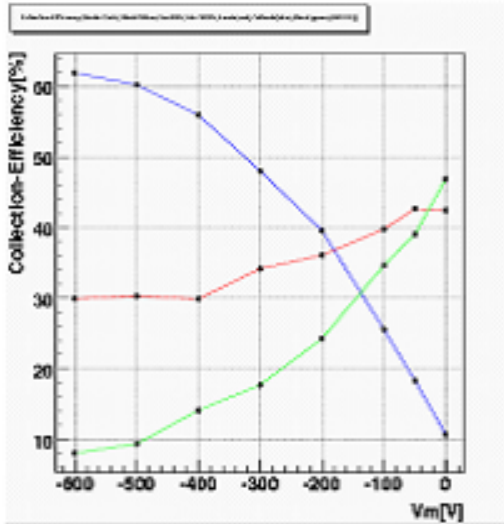
7.6.5 最適化条件

メッシュ付き μ -pic について得られた結果を以下に列挙し、最適化の条件について考察する。

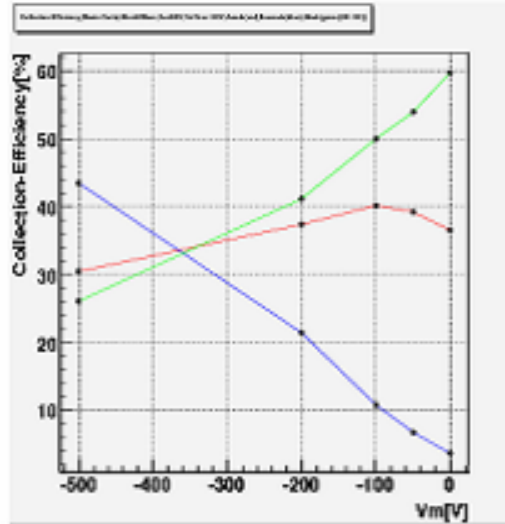
- メッシュを配置することで、イオンのドリフトエリアへの拡散を抑えることができる。
- メッシュ電圧を大きくすると増幅率が上がる。
- メッシュ電圧に対する増幅率の増加傾向は、今回計算した3パターン ($100\mu\text{m}\cdot 200\mu\text{m}\cdot 500\mu\text{m}$) ではメッシュの高さに関係なく見られた。
- 同程度の増幅率が得られる条件では、メッシュの高さが高い方がメッシュ近傍の電場を低く抑えられる。
- メッシュ電圧を大きくすると、メッシュに吸収される電子の割合は減少するが、ポリイミドに蓄積する電子の割合が増加し、アノードへの電子の到達率はやや減少するが大きな変化はない。

これらの結果から、3パターンのメッシュ張り方の中で「より高い増幅率を持ち、安定動作する」条件として最適なものは、「メッシュの高さを $500\mu\text{m}$ にメッシュ電圧を大きくする」場合である。

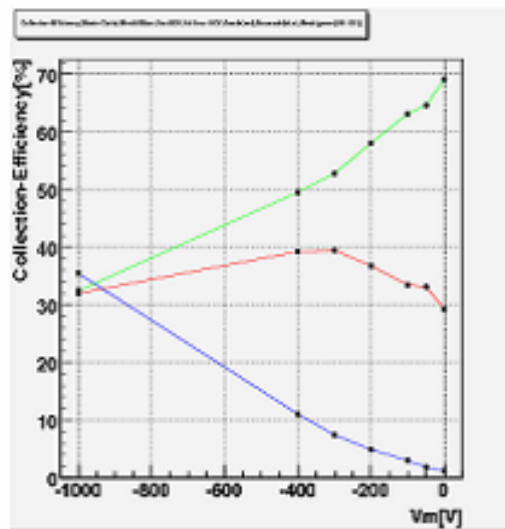
高い増幅率を得るためにメッシュ電圧を大きくし、さらにメッシュ・アノード間での放電現象を起こりにくくするためには高い位置に配置するのがよい。どの程度まで高くするのがよいかはさらに研究を進めないといけない。



(a) メッシュの高さ 100 μ m, $V_a=450$ V, $V_m-V_d=100$ V



(b) メッシュの高さ 200 μ m, $V_a=450$ V, $V_m-V_d=100$ V



(c) メッシュの高さ 500 μ m, $V_a=450$ V, $V_m-V_d=100$ V

図 7.26: メッシュ電圧と電子収集率の関係 (赤: アノードへの到達率、青: カソードまたはポリイミドの到達 (蓄積) した割合、緑: メッシュに吸収された割合)

第8章 まとめと今後の課題

本研究で得られた結果をまとめ、さらなる開発への課題や必要な改良点について述べる。

8.1 まとめ

ピクセルの不均一性の影響

本論文の実験を通して、共通の問題点としてピクセルの不均一性の影響についてシミュレーションを用いて計算を行った。その結果、わずかなズレのために電場が非常に強くなり放電が起こりやすくなると分かった。また、読み出しチャンネルによる増幅率に差が生じる原因の1つにもなっていると思われる。

最密構造型 μ -pic

$V_a=500V, V_d=-4000V$ の時、最大約 7000 の増幅率が得られた。また、その時のエネルギー分解能は約 30% である。ドリフト電圧を大きくすることで、増幅率を上げることができた。しかし、検出面以外の場所での放電現象のため、 $V_d=-4500V$ 以上の電圧を印加することはできなかった。

Thin-Gap μ -pic

基板から Drift Plane までの距離が 5mm と 1mm の 2 パターンで基本測定を行い、それぞれ、最大で約 20000 (1mm: $V_a=500V, V_d=-3500V$) と約 17000 (5mm: $V_a=480V, V_d=-1350V$) の増幅率が得られた。これらは従来型 μ -pic を上回る値である。エネルギー分解能はドリフト電圧を上げると徐々に悪くなった。これらの現象の要因 (原因) についてシミュレーションを用いて分析を行った。ドリフト電圧を大きくすると、アノード近傍のガス増幅を起こす電場の強いエリアが 3 次元的に広がっていき、高増幅率を実現していることが分かった。また、ドリフト電圧を上げた際の電子収集率の低下がエネルギー分解能の劣化の原因となっていると思われる。ドリフト電場が強くなることで従来型 μ -pic に比べて陽イオンの拡散が多くなり、空間電荷効果の影響が見られるようになる可能性がある。

メッシュ付き μ -pic

実際に μ -pic にメッシュを取り付け、動作検証を行った。その結果、メッシュを配置したことによる効果が実際に見られ、メッシュの高さ: $190\mu m, V_a=490V, V_d=-500V, V_m=-200V$ の時、最大で 2.6×10^4 の増幅率が得られた。また、大型化にも対応できるワイヤーを用

いたメッシュ付き μ -pic での動作も確認された。同時に 3 次元電場計算ソフトを用いてシミュレーションを行い、最適な動作条件の探索や実際の測定値との比較、問題点について詳しい原因の分析などを行った。シミュレーションによる計算結果では、メッシュを数百 μm の位置に配置しマイナス電圧を印加することで高い増幅率が得られた。メッシュ電圧を大きくすることで増幅率は高くなる。ドリフト電圧を小さくすると電子収集率が良くなることで増幅率が高くなるため、メッシュ電圧とドリフト電圧の差は小さいほうがよい。しかし、実際の測定よりしきい値が存在する。電子収集率はメッシュ電圧を大きくすると悪くなる傾向があり、高増幅率で動作させるとエネルギー分解能が悪くなると思われる。これらは実際の測定で見られた結果と一致している。メッシュを配置した最も大きな効果として、陽イオンの拡散を抑えることができることが分かった。

8.2 今後の課題

ドリフト電場を強くすることで高い増幅率を得ようとした場合、Drift Plane までの距離が従来型 μ -pic と同じ 10mm の最密構造型 μ -pic では、MIP 粒子を検出するためには増幅率は十分ではなく、さらに高い増幅率をするためにはドリフト電場を強くする必要がある。そのため、現在の構造のように粒子を検出するガス領域を大きくしたままでの高増幅率の実現は難しいと思われる。Drift Plane までの距離を短くした Thin-Gap μ -pic やメッシュ付き μ -pic では十分な増幅率が得られた。しかし、放電現象が見られ、高増幅率状態での安定動作の実現には至っていない。今後、安定動作実現のためにさらなる改良をしていく必要がある。さらに、共通の問題点として、「電子収集率の低下」と「ピクセルの不均一性」が上げられる。電子収集率を上げるためには、さらに電子がアノードに集まりやすい構造のピクセル配列を作成する必要がある。また、ピクセルの不均一性が少なくなることでさらに高い増幅率を実現できるため、製作技術の進歩が待たれる。

また、Thin-Gap μ -pic では、イオンの拡散により μ -pic の特徴である高い入射許容量を低下させてしまう可能性がある。メッシュ付き μ -pic に関しては、均一にメッシュを張る方法が最も大きな課題である。引き続きワイヤーを用いた方法を開発していくと共に、 μ -pic やメッシュそのものにスペーサーを付けるなどの工夫も考える必要がある。

これらの問題を解決すれば、従来の μ -pic の特徴である高位置分解能、高時間分解能、高頻度入射粒子許容量に加えて高増幅率を持ち安定動作する 2 次元放射線検出器として、高エネルギー実験だけでなく、物質構造解析や医療分野でも標準的な検出器になると期待できる。

謝辞

μ -pic の開発を進め、本論文を作成していく上で指導していただいた越智敦彦助手に深く感謝致します。CERN 等への出張が多く、忙しい中でもテレビ会議システムやメールで助言をしていただき、研究を進めていくことができました。また、そのような環境が私自身に自分で考え研究を進めて力を与えてくれた思い感謝しています。高エネルギー物理学研究室唯一の μ -pic グループのメンバーとして共に開発に取り組み、アイデアが非常に豊富であった道前武氏の協力は実験を行う上で大きな助けとなりました。同じく μ -pic のグループの工学部本間康浩助教授、故島陽太氏、守谷健司氏から提供していただいた μ -pic の表面観察に関する情報は μ -pic を開発していく上で非常に重要であり、また学部の枠を超えた鋭い助言は私を助けてくれました。また、このような楽しくもあり苦しくもあった測定器開発というモノ作りの道へ私を導いた下さった野崎光昭教授（現 KEK 素粒子原子核研究所副所長）、グループの立ち上げ時に何も分からない私に豊富な経験を基に指導をして下さった折戸玲子氏、共に研究を進め、多くのことを教えて下さった及川麻衣子氏、研究に関する多くの助言をして下さった杉本拓也氏、竹内一真氏、田村勇樹氏に深く感謝申し上げます。

シミュレーションをするに当たっては、Maxwell3D の使用を快諾していただいた京都大学宇宙線研究室の谷森達教授に心よりお礼申し上げます。同研究室の身内賢太郎助手、西村広展氏、服部香里氏には Maxwell3D に関する助言だけでなく、私の訪問日時のわがままや急な変更などに対応していただいたり、作業場所を準備していただいたりと本当にお世話になりました。永吉勉氏（現早稲田大学 PD）には μ -pic に関する Maxwell3D・Garfield の資料を提供していただき感謝いたします。時には声をかけていただき、時には笑わせていただき、時には「誰？」と不審に思いながらもそっとしていただいたり、何不自由なく研究できる場を提供していただいた京都大学宇宙線研究室の皆様にお礼申し上げます。また、同じく Maxwell3D に関する助言をして下さった佐賀大学高エネルギー研究室の杉山晃助教授、山本拓也氏に感謝いたします。

最後になりましたが、学部 4 年生の時から 3 年間、さまざまな所で助けていただき、支えていただいた川越清以教授、蔵重久弥助教授、原俊雄助教授、鈴木州助手、並びに高エネルギー研究室の先輩後輩の皆様にお礼申し上げます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] F.Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers,1977. Lecture given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976.
- [2] 福井 崇時. 粒子物理計測学入門. 共立物理学講座 25
- [3] K. クラインクネヒト. 共訳 高橋 嘉右. 吉城 肇. 粒子線検出器 - 放射線計測の基礎と応用 - . 培風館,1987
- [4] A.Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl.Inst.Meth.* ,A263,1988
- [5] S.F.Biagi, T.J.Jones. The microdot gas avalanche chamber: an investigation of new geometries. *Nucl.Inst.Meth.* A361,1995
- [6] 越智 敦彦. 二次元MSGCによるX線の画像的検出.Master's thesis, 東京工業大学,1995.
- [7] Y.Giomataris, Ph.Rebourgeard, J.P.Robert, and G.Charpak. Micromegas:a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl.Inst.Meth.* ,A376,1996
- [8] F.Sauli GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nucl.Inst.Meth.* A386,1997
- [9] W.K.Pitts,M.D.Martin,S.Belolipetskiy,M.Crain,J.B.Hutchins, S.Matos,K.M.Walsh, and K.Solberg, Development of laser micromachined MicroWell detectors. *Nucl.Inst.Meth.* A(in press)
- [10] Glenn F.Knoll. Radiation Detection and Measurement - Third Edition -.John Wiley & Sons,Inc,2000
- [11] Archana SHARMA. A How-to Approach for a 3d Simulation of Charge Transfer Characteristics in a Gas Electron Multiplier(GEM).ICFA,Journal,2000
- [12] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi Koishi, Toru Tanimori, Tomohumi Nagae, Mirei Nakamura, A new design of the gaseous imaging detector:Micro Pixel Chamber. *Nucl.Inst.Meth.* ,A471,2001
- [13] 山本 修 他. 固体絶縁物の表面加工による沿面放電経路の制御. 電学論 A,123 巻 4 号,2003 年,p370

- [14] 小石 悟史. 微細加工技術を用いた放射線検出器 μ -pic の開発.Master's thesis, 東京工業大学,2002
- [15] Kentaro Miuchi,Hidetoshi Kubo,Tsutomu Nagayoshi,Okada Yoko,Orito Reiko, Atsushi Takada, Atsushi Takeda, Toru Tanimori, Masaru Ueno, Oleg Bouianov, Marina Bouianov, Performance and application of a μ TPC. *Nucl.Inst.Meth* ,A535,2004
- [16] 永吉 勉. μ -pic の新しい電極配列.2004
- [17] 及川 麻衣子. 新型微細構造ガス検出器の性能評価.Master's thesis, 神戸大学,2006
- [18] 山本 たくや. GEM を使った検出器.Master's thesis, 佐賀大学,2006
- [19] 故島 陽太. マイクロピクセル放射線検出器の電極形状測定とその耐放電特性への影響の研究.Master's thesis, 神戸大学,2007
- [20] 道前 武. メッシュ付き μ -pic の動作検証.Graduation thesis, 神戸大学,2007
- [21] Garifled - simulation of gaseous detectors. <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>
- [22] Maxwell3D 付属マニュアル.