

2007年度卒業論文
新型 μ -PIC の
メッシュ構造の最適化のシミュレーション

粒子物理研究室 0373114s 田辺晃

平成 20 年 3 月 14 日

概要

μ -PIC とは高エネルギー実験やビーム実験のために開発されている粒子線測定器であり、優れた位置分解能・時間分解能・入射許容量を備えている。しかし、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となってくるため、ピクセル上方にニッケル製のメッシュを張り負の電圧を印加することで更なる高増幅率化を可能にしている。また、メッシュを張ることでドリフト領域へと流れ込む陽イオンの数を減少させるという役割も果たしている。しかし、一部のイオンはドリフト領域へと流れ込みドリフト電場を乱す要因となっている。特に μ -PIC を TPC の様なドリフト領域の大きな検出器の読出しに用いる場合はドリフト領域にイオンが流れ込むことにより、その機能を果たすことが困難となってしまう。そのため本研究では、シミュレーションにおいて動作パラメータを変化させ、このドリフト領域へと流れ込む陽イオンを減少させることができるようなメッシュ構造の最適条件の探索を行った。

目次

第1章	μ -PIC	2
1.1	検出器と入射許容量	2
1.2	μ -PICの構造	2
1.3	動作原理	3
1.4	μ -PICの優れている点	5
1.5	μ -PICの改良	6
1.6	イオンフィードバックと実験の動機	8
第2章	実験内容	9
2.1	実験概要	9
2.2	今回用いたシミュレーション用ソフト	9
2.3	Maxwell3Dによるジオメトリの作成	10
2.4	Garfieldによる最適条件の探索	10
2.5	メッシュ構造の最適化のために用いたパラメータ	12
第3章	計算結果	14
3.1	現段階における最適なメッシュ構造	16
第4章	まとめと今後の課題	18
4.1	まとめ	18
4.2	今後の課題	19
付録A	モンテカルロ法	
	ルンゲクッタ法	20
A.1	モンテカルロ法	20
A.2	モンテカルロ法による円周率の計算	20
A.3	ルンゲクッタ法	22

第1章 μ -PIC

1.1 検出器と入射許容量

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は高輝度化への方向へ進んでいる。そのため大強度の粒子線を検出するためには高い入射許容量をもった検出器が必要となってくる。このように検出器は用いられる実験に適った性能を満たしていなければならない。かつて用いられていた検出器であるワイヤーを用いた検出器、MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) [1] は位置分解能、時間分解能には優れていたが、 $10^4 \text{counts/mm}^2/\text{sec}$ 以上の高頻度入射粒子には対応することができなかった。そのため、それ以上の入射許容量をもつガス検出器として IC や電子回路製作技術による微細加工技術を用いた MPGD (Micro Pattern Gaseous Detector) 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) [2] は、優れた位置分解能と時間分解能をもち、MWPC に比べて 1000 倍以上の入射許容量を得ることができた。そして私たちが開発している μ -PIC も MPGD の一種であり、MSGC をさらに改良した検出器である。PCB (Print Circuit Board) 技術を用いて製作されており、原理的には大面積化・量産が可能となっている。この μ -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。

1.2 μ -PIC の構造

μ -PIC は微細電極構造をもったマイクロパターンガス検出器の一種である。その従来型の構造が図 1.1 に示してある。特徴を述べると、まずガスパッケージ内にはガスが封入されている。そして表面部分は直径 $50 \mu\text{m}$ 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おり、上部には DriftPlane 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に区切られており、アノード・カソード両方から読み出しすることにより、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 DriftPlane にはマイナスの電圧を印加している。

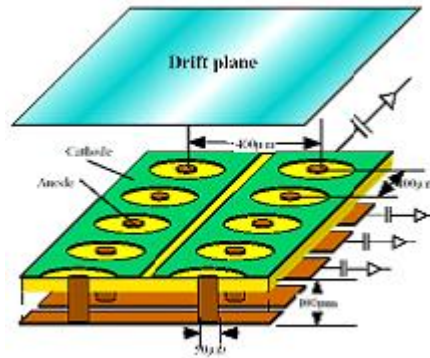


図 1.1: 従来型の μ -PIC の構造 [3]

1.3 動作原理

次に実際に、どの様に μ -PIC において増幅過程が起こっているのかを従来型の μ -PIC[4] について

- 荷電粒子の入射
- 光子の入射

それぞれの場合について、述べることにする。

まず荷電粒子について、Drift Plane 上部から入射した荷電粒子は μ -PIC 内のガス分子との電離作用により電子¹とイオン対のペアを生成する。そして Drift Plane に印加した電圧により作られた電場(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、またはドリフトプレーンに到達する。

次に光子の場合について述べるが、光子のもつエネルギーによって電子の発生過程が異なるため、それぞれの過程について示す。

- 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。この反応は数百 keV までの X 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ときに、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。

¹この発生した電子を一次電子と呼ぶ

- 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。初めの電子を制止しているものとし、図 1.3 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 、 E' 、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張電子のエネルギーは

$$E' = E \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - \cos)\theta E}$$

$$T = E \frac{(1 - \cos\theta)E}{m_e c^2 + (1 - \cos\theta)E}$$

と表せられる。これは、光子のエネルギーが 1MeV 付近での主な過程である。

- 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影響を与え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、線のエネルギー E と、電子・陽電子のエネルギー E_{e^-} 、 E_{e^+} の間には

$$E = E_{e^-} + E_{e^+} + m_e c^2$$

の関係が成り立つ。

以上のような光子との相互作用により発生した電子が、荷電粒子の場合と同じように一次電子を生成することにより同様の増幅過程が生じる。図 1.2、図 1.3 はそれぞれ、従来型の μ -PIC[4] の増幅過程の様式図と、電子のドリフトの様子を示している。

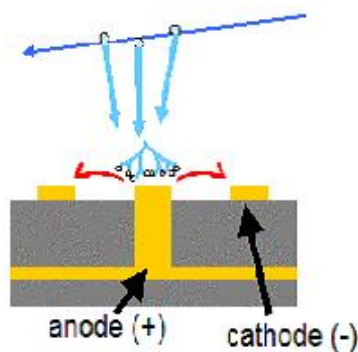


図 1.2: μ -PIC での増幅過程の様子 [3]

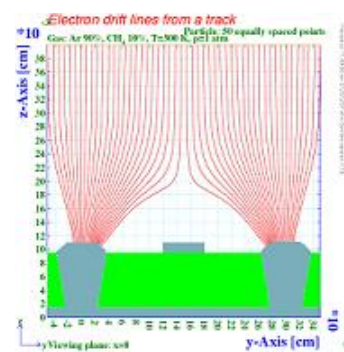


図 1.3: 電子のドリフトの様子 [3]

1.4 μ -PICの優れている点

ここまで μ -PIC自体の構造、動作原理を見てきたが、同じMPGDであるMSGCと比べると 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。そのため、リソグラフィ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1.4にアノード、カソード付近の等電位面の様子を示す。
- 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。

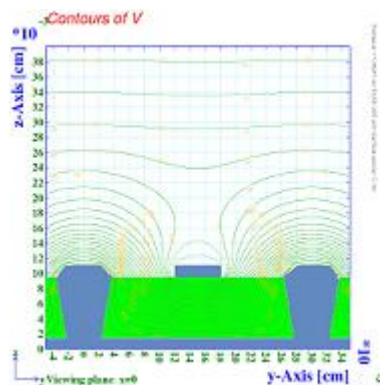


図 1.4: μ -PICにおける等電位面 [3]

1.5 μ -PICの改良

従来型の μ -PIC[4]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。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がある。そのため、高い増幅率を持ち安定動作を可能にするよう改良が行われた。その内容を以下に示す。

- 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」が新たに開発された。マイクロメッシュを検出面に配置することで、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。

- 最密構造型 μ -PIC、メッシュ付きの最密構造型 μ -PIC

上記のように、メッシュ付き μ -PICを用いることで高い増幅率、イオンフィードバックの減少を可能にすることができる。しかしメッシュを配置することで電子のドリフトはより直線的になり、メッシュを通過した後基板に蓄積してしまうため電子の収集率の低下が懸念される。さらに、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という問題もある。また基板表面の帯電は(真空中での)沿面放電の原因とも言われており、基板への電子の蓄積は少ない方がよい。そのため、この影響を最小限に抑えるために

- 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。

という指針により決定された電極構造を持つ、「最密構造型 μ -PIC」を用いた。図1.5にメッシュ付きの最密構造型 μ -PICの概念図を示す。従来型の μ -PIC[4]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。従来型 μ -PIC[4]の電極配列と細密構造型 μ -PICの電極配列の様子について、それぞれ図1.6、図1.7に示す。

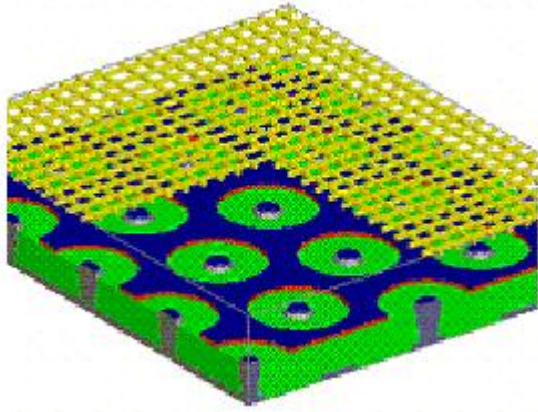


図 1.5: メッシュ付きの最密構造型 μ -PIC の概念図 [3]

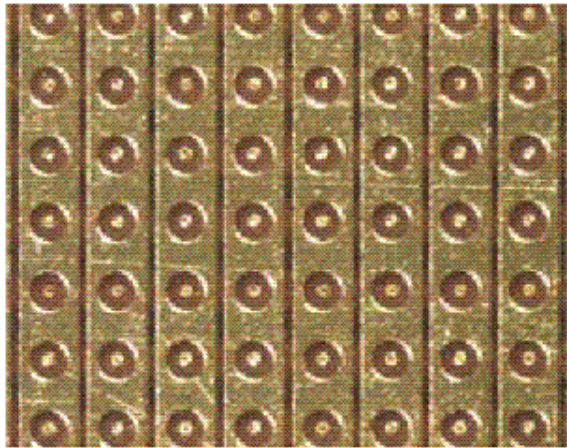


図 1.6: 従来型 μ -PIC の電極配列 [3]

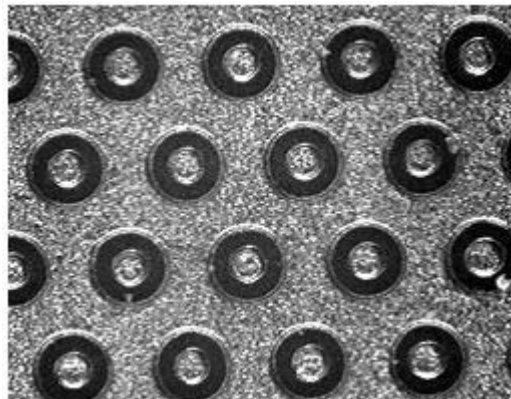


図 1.7: 細密構造型 μ -PIC の電極配列 [3]

1.6 イオンフィードバックと実験の動機

前述のように μ -PIC の Pixel 上方にマイクロメッシュを配置することで、増幅過程で生成した陽イオンのほとんどはカソード・メッシュに吸収されるが、一部の陽イオンはメッシュを通過してドリフト領域へと流れて行く。このことを「イオンフィードバック」と呼ぶ。このドリフト領域へと流れ込む一部のイオンがドリフト領域の電場を乱す要因となり、 μ -PIC の TPC 読み出しとしての性能を減少させている。そもそも TPC「Time Projection Chamber」とは、粒子の飛跡を求めることのできる検出器のことであり、従来はゲーティング軸というものをを用い発生した陽イオンを全て回収してから、次のイベントを拾っていた。しかしメッシュ付き μ -PIC では増幅過程により生じた陽イオンは、メッシュが速やかに回収するため、ゲーティング無しでも高い入射頻度の粒子にも対応できると想定できる。 μ -PIC における TPC 読み出しの原理としては一次電子を発生させる電子が、通過する時に引き続いて生じる一次電子のタイミングにより Z 方向の情報が得られる。また、基板裏面のアノードストリップとカソードストリップによる XY 座標の情報の取得により粒子の飛跡を再構成することが可能となる。しかしイオンフィードバックによるドリフト電場の乱れにより飛跡の正確な情報が得られなくなってしまう。そのため μ -PIC の TPC 読み出しとしての性能を向上させるためには、イオンフィードバックの減少が必要不可欠となる。

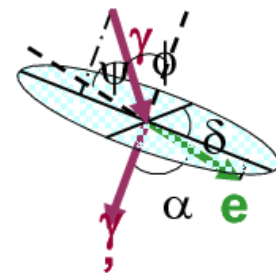
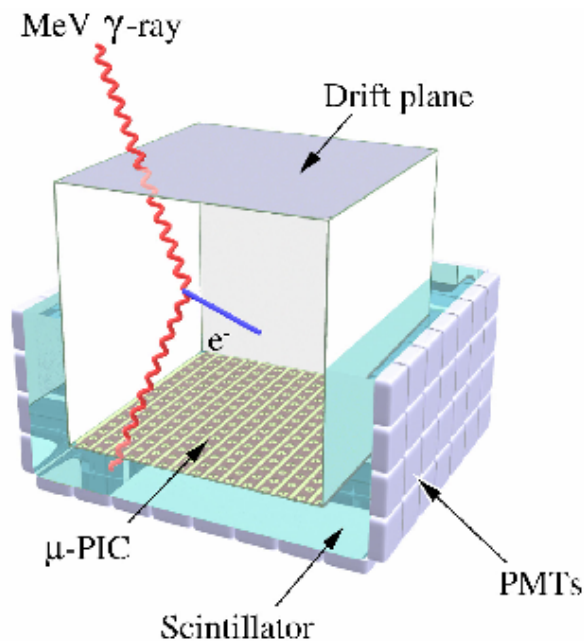


図 1.9: コンプトン散乱の様子 [5]

図 1.8: μ -PIC を TPC 読み出しとして用いた線カメラ [5]

- 線カメラとは²

² μ -PIC を TPC 読み出しとして用いシンチレータと組み合わせ、電子の飛跡を利用する事で 線の到来方向を事象毎に一意に決定することが可能である。さらに到来方向決定に必要でない測定角 を用いることであらゆるバックグラウンドの大半を自分自身のデータから除去することができる。

第2章 実験内容

2.1 実験概要

本研究ではシミュレーションにおいて動作パラメータを変化させ、ドリフト領域へと流れ込む陽イオンを減少させるようなメッシュ構造の最適条件の探索を行った。実験の流れとしては Maxwell3D においてジオメトリを作成し、そこでの計算結果を Garfield で読み込むことで計算を行い結果を求めた。また、昨年神戸大学 μ -PIC グループに在籍しておられた桂華智裕氏により作成された Maxwell3D でのジオメトリ、Garfield でのプログラムを新たに変更し計算を行った。[3]

2.2 今回用いたシミュレーション用ソフト

- 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¹を用いて電場を計算する。[6]
- 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。[7]

¹有限要素法とは、解析的に解くことが難しい微分方程式の近似解を数値的に得る方法の一つである。領域全体の支配方程式を小領域に分割し、各小領域には比較的単純で共通な補間関数を用いながらも全体の補間精度をあげることが出来る。

2.3 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 2.1 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。

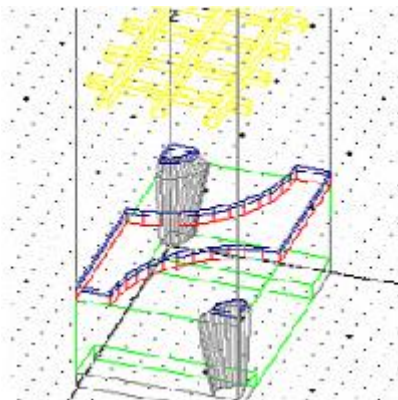


図 2.1: Maxwell3d で作成した μ -PIC のジオメトリ [3]

2.4 Garfieldによる最適条件の探索

今回の実験において、メッシュの最適条件を判断するものとして特に「イオン収集率」、「電子収集率」、「ガス増幅率」を用いた。それぞれ Garfield で行った計算方法を以下に示す。また、シミュレーションにおいて高増幅率・イオンフィードバックの減少に最適と思われるメッシュ付きの最密構造型の μ -PIC (今回 Drift Plane までの距離が 10mm) で の計算を行った。

- イオン収集率

図 2.2 の青枠内にピクセル表面から $1 \mu\text{m}$ の点に陽イオンを等間隔に配置してドリフトさせた。ゲインは十分に大きく、イオンのほとんどはアノード平面からとても小さい距離で放出されると想定できるのでこのように配置できる。また、ドリフトの計算にはルンゲクッタ法を用いた。

- 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。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 2.2 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。配置した電子をモンテカルロ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を N とすると、電子収集率は

$$R = \frac{N}{N_0}$$

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。

- ガス増幅率

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 10^6V/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。また α はガスに対する第1タウンゼント係数 (first Townsend coefficient) と呼ばれている。

ここで n 個の電子が距離 dx 進む間に増加する電子数は、

$$dn = n\alpha dx$$

また、 α が x に依存しなければ、

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

となる。 α については、

$$\frac{\alpha}{\rho} = f\left(\frac{E}{\rho}\right)$$

という関係式が成り立つ。ここで、 E は電場の強さ、 ρ は気体分子密度を表している。また、 α の値は、ガスの種類によっても異なる。これよりガスの増幅率は電場の強さ、及び、気体分子密度 (つまり、圧力と温度) に依存していることが分かる。

上記のようにタウンゼント係数の積分で計算される増幅率を求めた。そして、計算には次の方法を用いた。電子収集率を計算したのと同様に図 2.2 の赤斜線部に電子を並べモンテカルロ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

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

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収集率 R を考慮した増幅度 A' を

$$A' = RA$$

と定義する。(ただし、 $A > A'$)

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。

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。

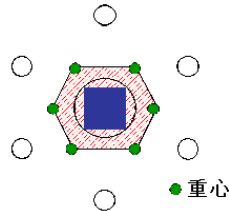


図 2.2: 電子・イオンそれぞれをドリフトさせる際の初期位置 [3]

2.5 メッシュ構造の最適化のために用いたパラメータ

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つの電圧に関するパラメータが存在する。今回のシミュレーションにおいてはアノードへの印加電圧は、過去の実験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もっと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。ドリフト電圧とメッシュ電圧については、過去のシミュレーションより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いう結果が得られているので、今回はドリフト・メッシュ間の電位差を 100V に固定した状態でメッシュ電圧を 0V から -600V まで 100V 幅で変更させた。

またメッシュの構造をどのように変化させるのかという点において、大きく

- メッシュのピクセルからの高さ
- メッシュの厚み
- メッシュのピッチ

という3つが考えられる。以前に行われたシミュレーション [3] ではメッシュのピクセルからの高さというパラメータは用いられているので、今回はまずメッシュの厚さを変更することで、陽イオンのメッシュを通過する可能性を低く抑えられるのではないかと予測により、メッシュの厚みの変化という新たなパラメータを追加した。メッシュの厚さを変更する理由としては、メッシュの厚さを変更することで、陽イオンのメッシュを通過する範囲を狭めることによりイオンフィードバックの量を減少させることが出来るのではないかと想定によるものである。具体的な値としては、メッシュ自体のパラメータとして

ピクセル・メッシュ間の距離を 50、100、200、500 μm と変化させ、それぞれの高さにおいてメッシュの高さ方向の暑さを 10、20 μm に設定した。以上のパラメータにおける計算の結果の比較を行った。

第3章 計算結果

- イオン収集率

計算の結果としてまずドリフトエリアへのイオン収集率を示す。下図が今回の計算の結果であり、図 3.1 左がメッシュの厚さが $10\ \mu\text{m}$ でのドリフトエリアへのイオン収集率、図 3.1 右がメッシュの厚さが $20\ \mu\text{m}$ でのドリフトエリアへのイオン収集率を表している。今回の計算の結果の傾向としてメッシュの厚さが厚く、メッシュの位置が低い方がイオンフィードバックの量は減少していくという結果が得られた。

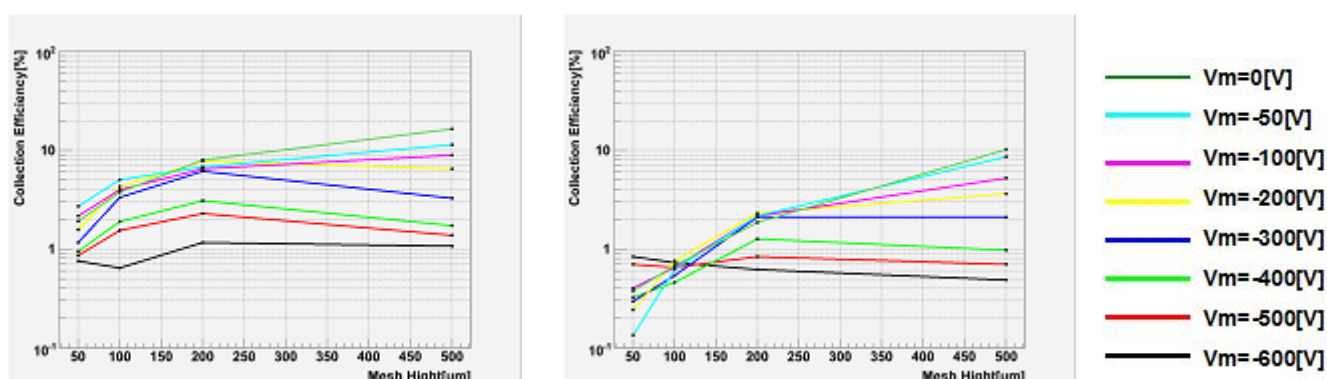


図 3.1: メッシュ電圧毎のメッシュの高さにおけるドリフトエリアへのイオン収集率の変化

この結果の考察としてまず高さに関して述べる。メッシュの位置が高くなるほどピクセル・メッシュ間の電場は弱くなるので、ドリフトエリアへと引っ張られる電場の影響が強くなるのではないかとと思われる。その結果イオンフィードバックの量が増加するのだと思われる。

次に高さに関しては、メッシュの厚さを厚くしたことによりメッシュ表面の電位の占める面積が増加した。また、メッシュの横方向の長さは等しく縦方向の長さに違いがあるので、同じ電圧下で一様に電荷が分布する場合、縦方向に分布する割合が増加する。その結果、陽イオンは特にメッシュの側面に収集されるような電場構造が出来上がったと考えられる。また、横方向のメッシュの厚さに関してはメッシュを通過した後の陽イオンが巻きついて吸収される場合が考えられるので、ドリフト領域へと流れ込む可能性としてはメッシュの縦方向の段階において陽イオンは吸収されたほうがよいと考えられる。つまり陽イオンは厚くなったメッシュの壁に衝突しやすくなったのではないかとと思われる。

- 増幅率

次に示す結果として図 3.2 左が厚さ 10 μm 、図 3.2 右が厚さ 20 μm での増幅率を表している。増幅率は厚さ 20 μm のほうが厚さ 10 μm よりも減少してしまうという結果となった。

高さに関してはメッシュの高さが高いほど、増幅率は減少するという結果となった。

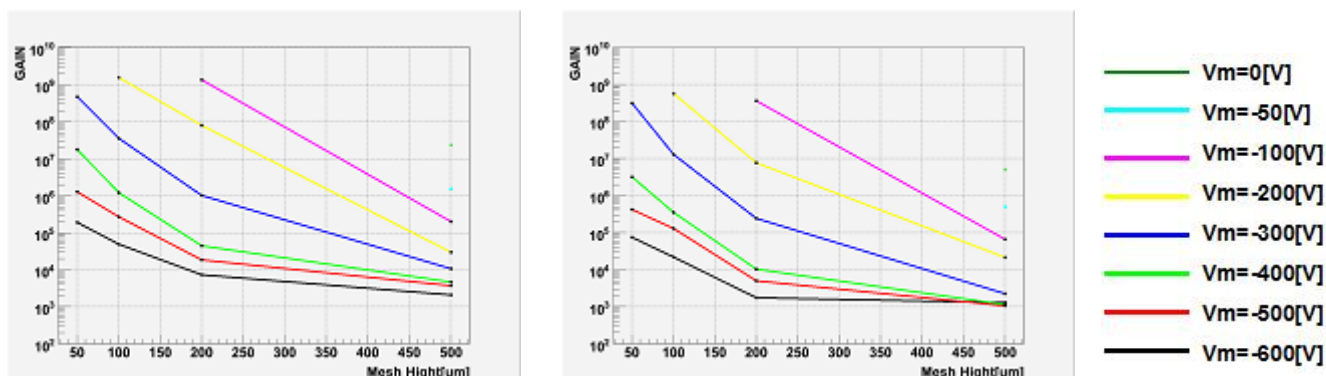


図 3.2: メッシュ電圧毎のメッシュの高さにおける増幅率の変化

この結果に関しては、メッシュの位置が低いほうが電子の増幅領域は広がるため増幅率は増幅したと考えられる。高さに関しては後述の電子集収率の低下により、増幅率が減少してしまったと考えられる。

- アノードへの電子収集率

次に、図 3.3 左が厚さ 10 μm 、図 3.6 右が厚さ 20 μm でのアノードへの電子収集率を表しているのだが、アノードへの電子収集率においても厚さ 20 μm の方が厚さ 10 μm よりも減少してしまうという結果となった。

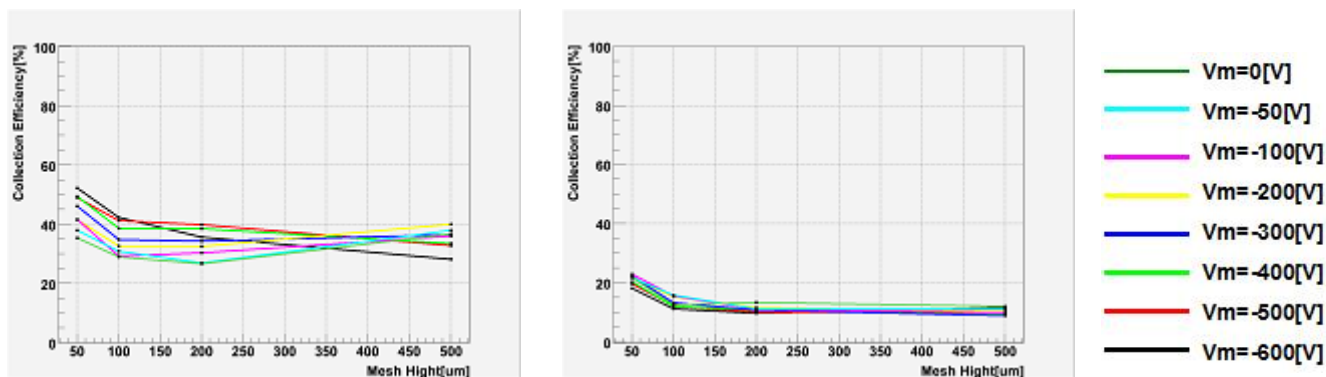


図 3.3: メッシュ電圧毎のメッシュの高さにおけるアノードへの電子収集率の変化

この結果の考察として、メッシュの高さに関しては電子集収率の大きな変化は見られなかった。厚さに関しては、メッシュの厚さが厚い方が電子が散乱のためメッシュの壁にぶつかってしまう確率が増加すると考えられる。

3.1 現段階における最適なメッシュ構造

最後に現段階に置く最適なメッシュ構造を求めるために、同程度の増幅率 (2×10^5) において厚さ $10 \mu\text{m}$ 、 $20 \mu\text{m}$ 、それぞれ 50 、 100 、 200 、 $500 \mu\text{m}$ とメッシュの高さごとにドリフト領域へのイオン収集率、アノードへの電子収集率の比較を行った。

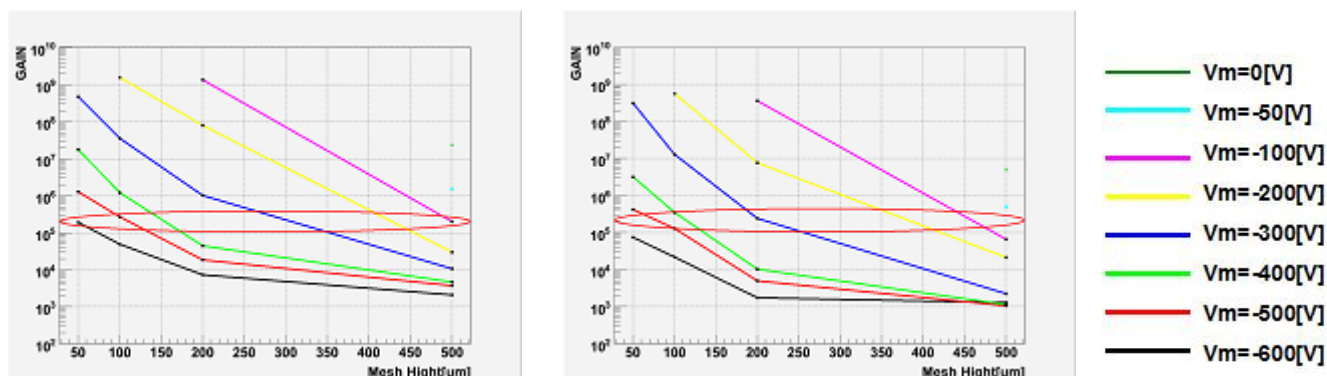


図 3.4: メッシュの厚さ $10 \mu\text{m}$ (左図) と $20 \mu\text{m}$ (右図) での既定のメッシュの高さにおいて増幅率が 2×10^5 となるメッシュ電圧値

高さの最適条件としては、傾向としてドリフトエリアへのイオン収集率が小さく、アノードへの電子収集率の大きい $50 \mu\text{m}$ であるという結果が得られた。しかし厚さに関しては、 $20 \mu\text{m}$ (図 3.5 右) では $10 \mu\text{m}$ (図 3.5 左) よりもドリフトエリアへのイオン収集率は減少するが、アノードへの電子収集率が大きく減少してしまうという結果となった。

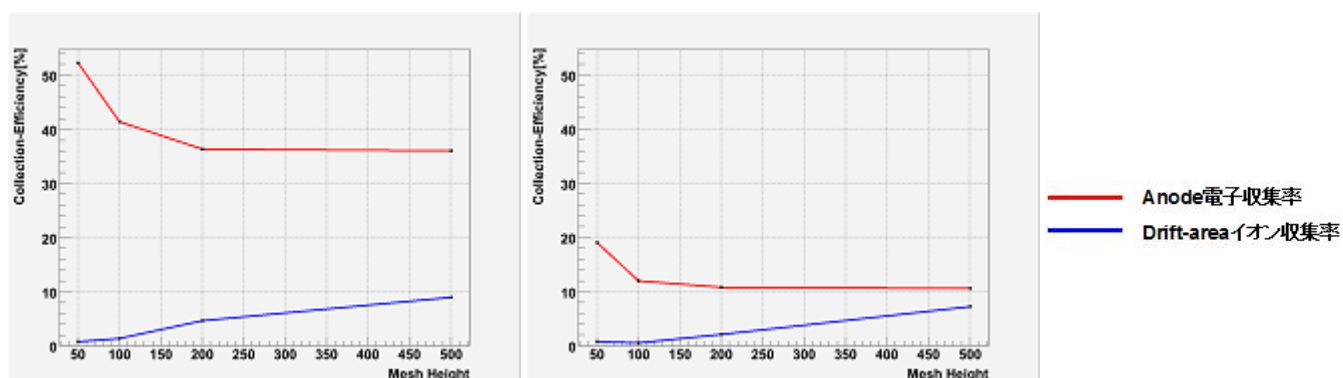


図 3.5: メッシュの厚さ $10 \mu\text{m}$ (左図) と $20 \mu\text{m}$ (右図) でのメッシュの高さにおけるアノードへの電子収集率とドリフトエリアへのイオン収集率の変化

この結果の考察として、増幅率が等しい時、増幅電場はそれぞれの高さにおいてほぼ同様の電場強度を持つと考えられる。しかしドリフト電場はメッシュ・ドリフト間の電位差を一定にしているためメッシュの高さが低いほうが電場強度は小さくなると考えられる。そのため増幅電場が等しい時、ドリフト電場の小さい方が陽イオンをドリフト領域へと引き上げにくくなると考えられる。よってメッシュの位置が低いほうが、イオンフィード

バックの量が減少していると考えられる。また厚さに関しては前述の、厚さに関するイオンフィールドバック・電子収集率と同様の考察が当てはまると考えられる。

第4章 まとめと今後の課題

4.1 まとめ

今回メッシュ構造の最適化のシミュレーションとして特にイオン収集率、電子収集率、ガス増幅率の計算を行った。そして同程度の増幅率からのメッシュのピクセルからの高さ、厚さの最適条件の検討を行った。

まとめとして、

- メッシュの高さの最適条件は傾向として高さ 50 μm であるという結果が得られた
- しかしメッシュの厚さに関しては、現段階ではメッシュを厚くすることでドリフトエリアでのイオン収集率は減少させることはできるが、アノードへの電子収集率は大きく減少してしまう

という結果が得られた。

増幅率 2×10^5 における具体的な値を下の表に示す。高さ 50 μm ではドリフトエリアへのイオン収集率に変化がみられないが、高さ 100 μm においてはメッシュの厚さが 10 μm よりも 20 μm のほうがドリフトエリアへのイオン収集率は減少している。

表 4.1: メッシュの厚さ 10 μm におけるイオン収集率と電子収集率

高さ 50 μm	厚さ 10 μm	厚さ 20 μm
イオン収集率 [%]	0.75	0.75
電子収集率 [%]	52	19

表 4.2: メッシュの厚さ 20 μm におけるイオン収集率と電子収集率

高さ 100 μm	厚さ 10 μm	厚さ 20 μm
イオン収集率 [%]	1.4	0.53
電子収集率 [%]	41	12

4.2 今後の課題

- 今回の実験ではメッシュの厚さを厚くすることでドリフトエリアへのイオンフィードバックを減少させることが出来た。しかし同時に多くの電子がメッシュに吸収されてしまうということがわかった。そのためイオンフィードバックを減少させたまま増幅率、電子収集率を向上させるため、メッシュのピッチを大きくした状態での厚さを変えたときの比較を行う予定である。
- 同程度の増幅率からの比較を行うため、アノード・メッシュ間の電位差を一定に保った状態でのドリフト電圧を変更したときの計算を行う予定である。
- 実際の実験で治具として用いられている絶縁体(ナイロン)を、シミュレーションにおいて配置した計算を行う予定である。

付録A モンテカルロ法 ルンゲクッタ法

今回のシミュレーションでの実験において「モンテカルロ法」、「ルンゲクッタ法」を用いて計算を行った。シミュレーションにおける理解の向上のため、この二つの方法についての説明を以下に記す。

A.1 モンテカルロ法

モンテカルロ法とは、確立論的問題を解析するための手法で、大量の乱数を用いて何度もシミュレーションを行うことによって近似解を求める計算手法のことである。

モンテカルロ法では、対象となる条件式に、コンピュータで発生させた乱数をあてはめる操作を繰り返すことによって様々な解のサンプルを大量に採取していく。解析的な手法によって解を得ることが困難な問題でも、膨大な量のシミュレーションを繰り返すことによって、解の値に接近してゆくことができる。

モンテカルロ法には、精度の高い近似解を得ようとすればするほど膨大な回数の計算が必要になるという困難があった。しかしコンピュータによって多量の乱数を生成し、多量の演算を短時間で処理し、演算結果の統計まで行ってしまうことによって、非常に効率手な解析を可能とした。

A.2 モンテカルロ法による円周率の計算

例としてモンテカルロ法による円周率の計算を示す。まず、正方形の中に適当に点を打つとき、その点が正方形の一边を直径とする円の円内にある確立は

$$\text{「円内にあった点の数} \div \text{打った全数」}$$

と表せられる。また、ランダムに点を打つので次のことにも等しい。

$$\text{「正方形の一边を直径とする円の面積} \div \text{正方形の面積」}$$

ここで正方形の一边の長さを L とすると上の式は次のようになる。

$$(L \div 2) \times (L \div 2) \times \quad \div (L \times L) = (L \times L \times \quad \div 4) \div (L \times L) = \quad \div 4$$

となる。理論的には点を打つ数を増やせば増やすほど円周率に近づくはずだが、コンピュータが乱数を正確に発生することは出来ないので実際はあまりよい値は求めることができない。

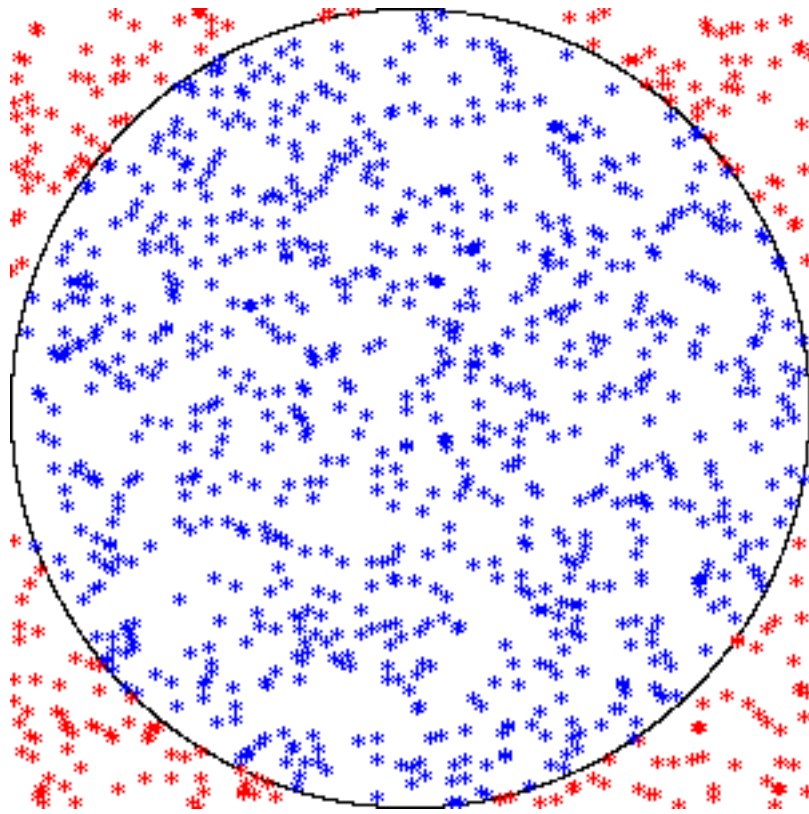


図 A.1: 青:円内の点 赤:円外の点

A.3 ルンゲクッタ法

ルンゲクッタ法とは、数値解析において常微分方程式の近似解を求める一連の方法である。一般に用いられているルンゲクッタ法は4次のルンゲクッタ法(RK4)と呼ばれるものである。微分方程式と初期条件が次式で与えられたとする。

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y)$$

$$y(x_0) = y_0$$

このとき、4次のルンゲクッタ法により次式が与えられる。

$$y(x_n + h) = y_{n+1} = y_n + kh$$

ここで h は刻み幅、

$$k = \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

$$k_1 = f(x_n, y_n)$$

AQW

$$k_2 = f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_1\right)$$

$$k_3 = f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_2\right)$$

$$k_4 = f\left(x_n + h, y_n + hk_3\right)$$

である。

初期条件 x_0, y_0 から x_1, y_1 が求まり、 x_1, y_1 から x_2, y_2 が求まる …、というように計算を繰り返して数値解を得る。

関連図書

- [1] G.Charpak et al.,The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles,Nucl.Instr.and Meth.62(1968)235.
- [2] A.Oed.Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases.Nucl.Inst.Meth.,A263,1988
- [3] 桂華 智裕.Micro Pixel Chamber(μ -PIC) の安定性向上と高増幅率化に向けた研究.Masters thesis, 神戸大学,2007.
- [4] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi Koishi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae and Mirei Nakamura,A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber.Nuclear Instruments and Methods A 471 (2001) 264.
- [5] 京都大学 理学研究科 宇宙線研究室 - 天体 MeV 線検出器の開発.<http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/research/MeV-gamma/index.html>
- [6] 山本 たくや.GEMを使った検出器.Master's thesis, 佐賀大学,2006.
- [7] Garfield - simulation of gaseous detectors.<http://garfield.web.cern.ch/garfield/>

謝辞

今回の研究を進めるに当たり適切なお指導、また実験準備においても厚く支援して頂いた指導教官である越智敦彦先生に深く感謝致します。また、私の質問等真摯に受け止めご指導頂いた小林正治氏にも深く感謝致します。そして共に研究を進め、私の疑問にもいつも答えてくれた加納英明氏にも深く感謝致します。また、ミーティング以外の時間にも、お忙しい中指導して頂いた本間康裕先生にも大変感謝しております。そして、私の未熟な面をサポートして頂いた μ -PIC グループの皆様にも大変感謝しております。シミュレーションを行うに当たり、Maxwell3D の使用を快諾して頂いた京都大学宇宙線研究室の谷森達教授に心から御礼申し上げます。また同研究室の高田淳史氏、服部香里氏には私の訪問日時、作業場所の準備に加えて Maxwell3D における助言をして頂いたり大変お世話になりました。また快く作業場所を提供して頂いた京都大学宇宙線研究室の皆様にお礼申し上げます。最後に未熟な私をサポートしてくださった神戸大学粒子物理研究室の皆様に深く感謝いたします。