

平成 22 年度 修士論文

# ガス増幅作用を用いた 紫外線イメージング検出器の開発

谷上幸次郎

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 宇宙線研究室

平成 23 年 1 月 27 日

## 概要

現在、高エネルギー実験などでは、スーパーカミオカンデの後継など、検出感度向上のために検出器の大型化が計画されており、それに伴い光検出器の大型化ないしは膨大な数の検出器が必要になってきている。光電子増倍管 (PMT) は位置分解能が数 mm 程度であり、内部を真空に保たなければならない点や増幅機構から検出面積を大きくするのが難しく、検出器が厚くなってしまいう上にコストもかかる。そこで、我々は従来汎用されている PMT にかわる検出器として 2 次元の位置感度を持つガス検出器、Micro Pixel Chamber ( $\mu$ -PIC) を用いたガス増幅型光電子増倍管 (ガス PMT) を開発した。さらにこのガス PMT の応用として、紫外発光シンチレータを組み合わせた放射線イメージング検出器を開発した。 $\mu$ -PIC はプリント配線基板技術を用いて製作されるため、半導体などの放射線検出器に比べて比較的容易かつ低コストで大面積のものを作ることができる。本論文ではガス PMT の光電面として紫外領域に感度を持つ CsI を採用したが、これはバイアルカリなどに比べて扱いが容易なことと、ダークマター探索実験で今後使用が予定されている液体キセノンシンチレータの発光波長が真空紫外領域にあることなどのためである。

より発光量の多いシンチレータを選定するために、種類やサイズの異なる紫外発光シンチレータの発光量を PMT で測定した。サイズの異なる  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  で発光量を比較すると、 $(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3) : (10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3) : (10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3) = 1.0 : 1.7 : 2.3$  となった。同じサイズ ( $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$ ) の種類の違う結晶で発光量を比較すると、 $\text{LaF}_3(\text{Nd}) : \text{LuLiF}_4(\text{Nd}) : \text{LuF}_3(\text{Nd}) = 1.0 : 2.1 : 2.6$  となった。したがって、用意した結晶の中では  $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ ) が最も発光量が多い結果となった。

本論文でははじめに透過型光電面のセットアップで入射窓の薄さや素材を変えることによる検出効率の向上を目指した。ガス PMT は、ガス増幅に 10cm 角  $\mu$ -PIC と 10cm 角 GEM2 枚を用いて、全体として  $2.0 \times 10^5$  のガス増幅率で動作させた。ここで CsI 光電面は入射窓に蒸着させた。まず、イオンフィードバックの影響をできるだけ抑え、安定して  $\mu$ -PIC に効率良く電子を収集できる最適な電場構造を、紫外線を照射したときの各電極 (ドリフト電極、GEM、 $\mu$ -PIC) に流れる電流を調べることによって決定した。その結果、ドリフト電場 0.25kV/cm、トランスファー電場 1kV/cm、インダクション電場 3kV/cm を最適値とした。ここで、ガスは  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90:10)$  を使用し 1atm で封じ切った。

透過型光電面のセットアップで  $\text{MgF}_2$  入射窓を 5mm 厚から 3mm 厚に薄くすることで  $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ ) に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときの検出効率が 2.7 倍向上した。紫外線がさらに効率良く光電面に到達できるように、入射窓そのものを CsI を蒸着した  $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  5mm 厚シンチレータにすることで、 $\text{MgF}_2$  窓に  $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$ ) を置いたときよりも 5.5MeV の  $\alpha$  線の検出効率が 2.5 倍向上し、 $\text{MgF}_2$  窓を取り除くことに効果があることが分かった。シンチレータ入射窓の厚さを 5mm から 3mm に薄くすることで、シンチレータの自己吸収を抑えることができ、5.5MeV の  $\alpha$  線の検出効率がさらに 1.9 倍向上した。また、入射窓での紫外線の広がり小さくなり、位置分解能が 35% 向上した。放射線の入射位置を変えてイメージングを行なうことにより、この検出器が良い位置感度をもっていることを確認した。透過型光電面では従来使用してきた  $\text{MgF}_2$  窓 (5mm 厚) に  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ ) を置いたセットアップに比べて  $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  シンチレー

タ入射窓 (3mm 厚) を導入したことにより、5.5MeV の  $\alpha$  線に対する検出効率はおよそ 43 倍に向上した。

次に、反射型光電面のセットアップで、イメージング性能を評価した。ここで光電面は入射窓側の GEM 上面に蒸着した。本論文で、 $\mu$ -PIC 使用の反射型光電面ガス PMT でもイメージングに成功した。

ガス PMT の位置分解能は、5.5MeV  $\alpha$  線照射で得た紫外線を  $\phi 1\text{mm}$  にコリメートして入射窓に垂直に入射させたときのイメージの広がりから透過型 5mm 厚、3mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓、反射型 5mm 厚、および 3mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓でそれぞれ 0.7、0.8、1.0、および 1.0mm( $1\sigma$ ) となり、反射型にすると透過型よりも位置分解能が悪くなった。

$\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10\times 10\times 1\text{mm}^3$ ) に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのスペクトルを解析することで、透過型光電面の量子効率はおよそ 1.0%、反射型光電面の量子効率はおよそ 1.5% となり、反射型にすると透過型よりも 1.5 倍量子効率が向上した。

# 目次

第 1 章	序論	3
第 2 章	光と物質の相互作用	5
2.1	光電効果	5
2.2	コンプトン散乱	6
2.3	電子陽電子対生成	7
第 3 章	シンチレーション検出器	8
3.1	各種シンチレータ	8
3.2	光輸送	11
3.3	光電子増倍管 (PMT)	12
第 4 章	ガス検出器	17
4.1	動作原理	17
4.2	Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)	21
4.3	Micro Pattern Gas Detector (MPGD)	22
4.3.1	Micro Strip Gas Chamber (MSGC)	23
4.3.2	Micro Dot chamber (MDOT)	23
4.3.3	Gas Electron Multiplier (GEM)	24
4.3.4	MICRO MESH Gaseous Structure (MICROMEAS)	25
4.4	Micro Pixel Chamber ( $\mu$ -PIC)	26
4.4.1	読み出しシステム	27
4.4.2	$\mu$ -PIC の性能	28
第 5 章	ガス増幅型光電子増倍管 (ガス PMT)	33
5.1	ガス PMT の特徴	33
5.2	紫外線検出用ガス PMT 開発の現状	34
第 6 章	紫外発光シンチレータ及び $\mu$ -PIC の性能評価	41
6.1	各種シンチレータの発光量測定	42
6.2	$\mu$ -PIC の性能評価	47
第 7 章	透過型光電面を用いた放射線イメージング検出器	52
7.1	電場の最適化	52
7.2	放射線イメージングの評価とスペクトル解析	55
7.2.1	MgF <sub>2</sub> 窓	55

7.2.2	LuLiF <sub>4</sub> 窓 . . . . .	62
第 8 章	反射型光電面を用いた放射線イメージング検出器	66
8.1	電場の最適化 . . . . .	66
8.2	放射線イメージングの評価とスペクトル解析 . . . . .	68
第 9 章	まとめと今後	71
付 録 A	ガス光電子増倍管の設計図面及び写真	74

# 第1章 序論

放射線イメージング検出器は宇宙物理、素粒子・原子核実験などの学術的分野はもちろんのこと、医療や非破壊検査などの多方面に利用されている。現在でも性能向上に向けて検出器開発は盛んに行われており、発展の目覚ましい分野である。放射線イメージング検出器にはガス検出器、シンチレーション検出器、半導体検出器など様々な種類が存在し、使用用途もそれらの特性に応じたものとなっている。

イメージング検出器には、検出面積が大きいこと、位置分解能が高いこと、高い計数率で測定できることなどの性能が求められるが、特に検出面積が大きいという点ではガス検出器が有利である。近年の開発では Micro Pattern Gas Detector (MPGD) のような、プリント配線基板技術を用いた微細電極構造をもった検出器も登場したため、比較的容易に検出面積を大きくすることができ、位置分解能もサブミリレベルまで向上してきている。高い計数率での測定も可能だが、一般的なガスの原子量や物質量は小さいため、ガンマ線のような高エネルギーになると検出効率が悪くなってしまうことが欠点である。

硬 X 線 (20keV~100keV) やガンマ線 (>100keV) のような高いエネルギーを持った放射線に対しては、検出効率の面で、原子量や物質量の大きいシンチレータや半導体検出器が有利である。半導体検出器はエネルギー分解能が優れている一方で、純度の高い結晶が必要なため、検出面積を大きくするのが難しい。シンチレータの読み出しによく用いられる光電子増倍管 (PMT) は位置分解能が数 mm 程度であり、内部を真空に保たなければならない点や増幅機構から検出面積を大きくするのが難しく、検出器が厚くなってしまいう上にコストもかかる。シンチレータ自身を大きくすることは可能であるが、代表的なシンチレータ NaI(Tl) は減衰時間が数百 ns と長いので、高い計数率での測定には向いていない。最近では減衰時間が 20ns と短いシンチレータ LaBr<sub>3</sub>(Ce) などが開発されてきているが、最も減衰時間が短いのは紫外領域に発光するシンチレータであり、数 ns 程度である。したがって放射線イメージング検出器は種類によって一長一短であり、求められる性能を全て満たすものは現在のところない。現在、高エネルギー実験などではスーパーカミオカンデの後継など、検出感度向上のために検出器の大型化が計画されており、それに伴い光検出器の大型化ないしは膨大な数の検出器が必要になってきている。

そこで放射線イメージング検出器として新たな可能性を秘めているものが、紫外線を出すシンチレータとガス増幅型光電子増倍管 (ガス PMT) を組み合わせた放射線イメージング検出器である。この検出器の原理は、入射放射線をシンチレータで紫外線に変換し、その紫外線によって光電面から叩き出された光電子をガス増幅させることで放射線を検出するというものである。光電面物質として可視領域に感度を持つバイアルカリは反応性が強く取り扱いが難しいが、紫外領域に感度を持つ CsI は比較的安定であるので取り扱いやすい。また、ダークマター探索実験で今後使用が予定されている液体キセノンシンチレータの発光波長が真空紫外領域にあるため、CsI を用いたガス PMT が有効である。

これにより、ガス検出器の薄型・大検出面積、高位置分解能、高計数率測定可能という利点と、紫外線を出すシンチレータの高検出効率、非常に短い減衰時間という利点を両方備えた検出器が実現できる。この検出器は例えば、X線CTなどの撮像装置や宇宙線・素粒子・原子核大型検出器に応用できる。そこで我々は東京大学・東北大学・株式会社トクヤマと共同で、ガス増幅作用を用いた放射線イメージング検出器を開発した。特にシンチレータの開発は東北大学・株式会社トクヤマが担当し、ガスPMTの開発は京都大学・東京大学が担当した。現在開発されている紫外線を出すシンチレータは発光量が一般的な可視光発光の無機シンチレータの1%以下であることに加え、ガスPMTの量子効率も数%と低いため、シンチレーション光によるイメージを得るには $10^5 \sim 10^6$ もの非常に大きなガス増幅率を安定に出せるガスPMTが必要である。このような現状を考慮し、まず大きなエネルギーを持った放射線として $^{241}\text{Am}$ から出される5.5MeVの $\alpha$ 線をシンチレータに照射してイメージングを行なった後、 $^{57}\text{Co}$ から出される122keVの硬X線でもイメージングを行なった。

第2章で光と物質の相互作用について簡単に説明し、第3章でシンチレーション検出器と内部を真空に保つタイプの従来のPMTを概説し、第4章でガス検出器の特徴を説明した後、第5章でガスPMTの特徴や他のグループによる開発状況を紹介する。第6章以降で我々が開発した検出器についての評価をする。

## 第2章 光と物質の相互作用

X線・ガンマ線は電荷を持たないため物質を直接電離しない。そこでX線・ガンマ線を検出するためには、検出器を構成する物質と相互作用することにより放出される電子・陽電子を検出しなければならない。主にX線・ガンマ線と物質との相互作用は光電効果・コンプトン散乱・電子陽電子対生成の3つがある。これらの相互作用の起こる確率はX線・ガンマ線のエネルギーや物質の原子番号 $Z$ に依存する。図2.1は光子のエネルギーに対して、原子番号 $Z$ の物質の支配的な相互作用を示しており、図2.2はArにガンマ線が入射したときのそれぞれの相互作用が起こる確率を表している。本章ではこれら3つの相互作用について概説する。

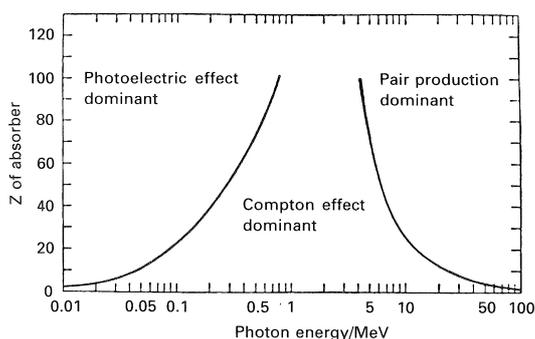


図 2.1: ガンマ線と物質の相互作用 [1]

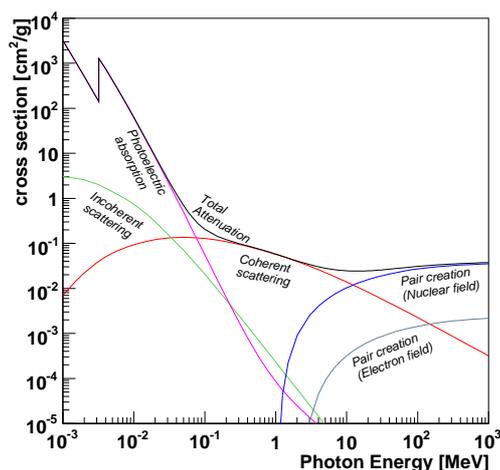


図 2.2: 光とアルゴンの相互作用断面積のエネルギー依存性 [2]

### 2.1 光電効果

100keV以下のエネルギーでの物質との相互作用は光電効果が支配的である。光電効果とは光子が物質中の電子に全エネルギーを与えることで、原子に束縛されていた電子が放出される現象である。このとき放出される電子のエネルギー  $K_e$  は、

$$K_e = E_\gamma - E_b \quad (2.1)$$

と表される。ここで  $E_\gamma$  は入射光子のエネルギー、 $E_b$  は光電子がはじめ存在した原子殻の束縛エネルギーである。この相互作用が起こる反応断面積  $\sigma_{ph}$  は一般的に

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.2)$$

と表わされる。ここで  $n$  は入射光子のエネルギーによって 4~5 の間の値をとる。 $E_\gamma$  が K 殻の束縛エネルギーよりも大きいとき、K 殻電子との相互作用する確率が最も高くなり、その反応断面積は

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_e^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0}\right)^{3.5} \quad (2.3)$$

と表される。ここで  $r_e$  は古典電子半径で  $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$  である。式 (2.3) から  $\sigma_K$  が  $Z^5$  と  $E_0^{-7/2}$  に比例していることがわかる。 $E_\gamma$  が K 殻の束縛エネルギーよりも小さいときは L 殻電子との相互作用する確率が最も高くなるため、図 2.2 の様に K 殻の束縛エネルギー付近では反応断面積が不連続になりエッジができる。

光電効果により電子が放出されると高い準位から空いている準位へと電子が遷移し、その準位差に相当するエネルギーの X 線を放射する。またこの蛍光 X 線を自己吸収することによって、同程度のエネルギーの電子が放出されることがあり (Auger 効果)、この電子を Auger 電子と呼ぶ。

## 2.2 コンプトン散乱

数百 keV~10MeV の領域ではコンプトン散乱が支配的である。コンプトン散乱が起きるとガンマ線は持っていたエネルギーの一部を電子に与えて弾き飛ばし、ガンマ線は与えた分のエネルギーを失い、方向を変える。ガンマ線のエネルギーは電子の束縛エネルギーよりも十分大きいので、原子に束縛されている電子は静止しているとみなせる。このときエネルギー  $E_\gamma$  を持ったガンマ線がコンプトン散乱すると、散乱後のエネルギー  $E'_\gamma$  は、

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} \quad (2.4)$$

ただし  $\phi$  は散乱角である。散乱ガンマ線の角度分布は  $\sigma$  を散乱断面積、 $\Omega$  を立体角として微分散乱断面積により与えられ、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)}\right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2}\right) \left(1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]}\right) \quad (2.5)$$

ただし、

$$k = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (2.6)$$

となる。式 (2.5) より散乱断面積は  $Z$  に比例する。この角度分布は図 2.3 のようになり、 $E_\gamma$  が大きいほど前方散乱が支配的になる。

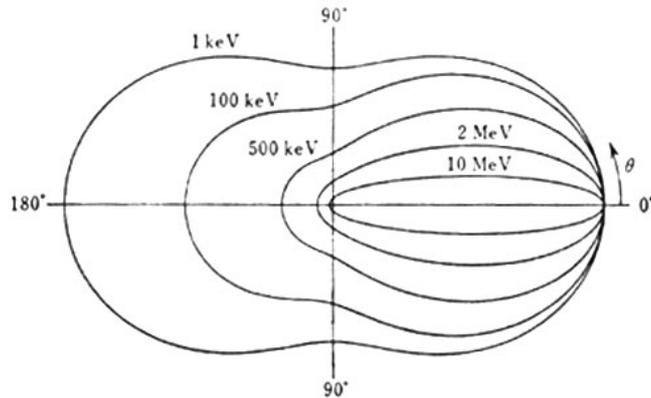


図 2.3: 散乱角  $\phi$  の単位立体角内へコンプトン散乱される光子数の極座標表示 [1]

## 2.3 電子陽電子対生成

ガンマ線のエネルギーが  $1.02\text{MeV}$  以上になると電子陽電子対生成が起こるようになる。 $10\text{MeV}$  以上の領域では電子陽電子対生成が支配的である。入射ガンマ線のエネルギー  $E_\gamma$  と電子・陽電子のエネルギー  $E_-$ 、 $E_+$  は

$$E_\gamma = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (2.7)$$

の関係がある。

反応断面積  $\sigma_{pair}$  は、 $E_\gamma \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$  のとき

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 (\ln E_\gamma - const) \quad (2.8)$$

$E_\gamma \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$  のとき

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 \left( \ln \frac{1}{Z^{1/3}} \right) \quad (2.9)$$

となる。ただし、

$$\alpha = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc} \quad (2.10)$$

である。したがって反応断面積は基本的に  $Z^2$  に比例し、 $E_\gamma$  が高くなるとより複雑になる。

## 第3章 シンチレーション検出器

シンチレーションとは、放射線が物質中に入射したときにおよそ  $100\mu\text{s}$  以下で減衰する光を放出する現象であり、そのような物質をシンチレータという。特にシンチレーション光の波長が紫外領域から可視領域のとき、内部が真空である一般的な光電子増倍管 (PMT) などの光検出器を使うことによってシンチレーション光を検出できる。シンチレータは素粒子・原子核・宇宙物理、核医学、資源探査といった多岐に渡る分野で用いられており、本論文で述べる放射線イメージング検出器もシンチレータを利用している。本章では各種シンチレータおよびシンチレーション検出器の概要を述べる。

### 3.1 各種シンチレータ

シンチレータには大きく分けて気体、有機、無機シンチレータがある。本節では各種シンチレータ、特に本実験で用いた無機シンチレータを中心に説明する。

気体シンチレータは主に希ガスから成り、原子の遷移により発光する。発光波長は紫外領域で、減衰時間<sup>1</sup>がおよそ  $1\text{ns}$  と極めて短い。高圧の Xe は原子番号と物質質量が大きいいためガンマ線の検出に用いられるが、一般的なガスは密度が小さいためガンマ線の検出効率は極めて低い。またシンチレーション効率が数%程度しかない。1MeV 当たりの発光量が検出粒子の電荷と質量にほとんど依存しないため、 $\alpha$  粒子や重イオンなどの荷電重粒子のエネルギー測定に適している。

有機シンチレータは分子の遷移により発光する。有機シンチレータにはアントラセンやスチルベンを用いた結晶シンチレータ、キシレンやトルエンといった有機溶媒に有機物質を混合させた液体シンチレータやそれらを重合し、固化させたプラスチックシンチレータがある。一般的に有機シンチレータは減衰時間がおよそ  $10\text{ns}$  以下と短いため計数率が高い実験に利用でき、異なる荷電粒子に対して波形が異なるため波形弁別により粒子を識別できる。また液体シンチレータやプラスチックシンチレータは大型化しやすく、X 線検出器や宇宙線・素粒子大型検出器などに広く用いられている。

気体シンチレータや有機シンチレータよりも硬 X 線・ガンマ線の検出に適しているのが無機シンチレータである。無機シンチレータは NaI(Tl)、CsI(Tl) などに代表されるように原子番号が大きく密度が高い結晶を用いるため、光電吸収断面積が大きい。無機シンチレータの発光は物質の結晶格子で決まるエネルギー状態に依存する。電子の原子中におけるエネルギー状態は、図 3.1 のように電子が格子上の位置に束縛された状態にある価電子帯と結晶内を自由に移動するのに十分なエネルギーを持った伝導帯とに分けられ、純粋な結晶中ではこの間の状態（禁止帯）をとらない。価電子帯にある電子が伝導帯に移動できるほどのエネルギーを得た場合、電子は伝導帯に移動し、価電子帯には正孔が残る。その

<sup>1</sup>最大発光強度から  $1/e$  の強度に減衰するまでの時間

電子が再び価電子帯に戻るときに光子が放出されるが、この過程は効率が悪く、放出される光子のエネルギーも禁止帯に相当するエネルギー（8eV程度）で可視領域ではない。そこで可視光の発光効率を上げるために活性化物質という少量の不純物を添加する。代表的な活性化物質として  $Ce^{3+}$  や  $Tl^{+}$  がある。これにより純粋な結晶格子のエネルギー帯の構造が変化し、禁止帯の中に新たなエネルギー帯ができることで電子が価電子帯へ遷移しやすくなる。また、発光エネルギーを励起エネルギーと異なるエネルギーにすることでシンチレーション光の自己吸収を防ぐことができる。

無機シンチレータの発光波長は励起された電子がどのような過程で基底状態に戻るかに依

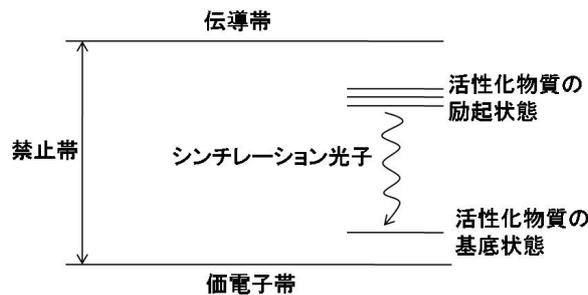
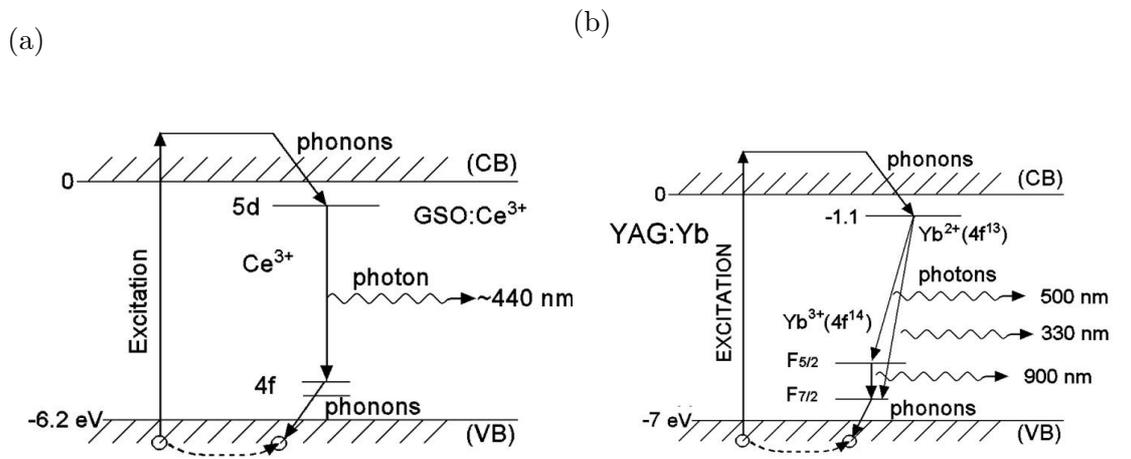


図 3.1: 無機シンチレータの発光原理

存する。この過程は大きく分けて”Exciton (dopant) luminescence”、”Charge-transfer luminescence”、”Core-valence luminescence”の3つがある。Exciton(dopant) luminescence は図 3.2(a) のように活性化物質の励起状態から基底状態への遷移により発光する過程である。Charge-transfer luminescence は Exciton luminescence の一種であるが、活性化物質が異なる価数を持ったときに作る準位間の遷移により発光する。例えば図 3.2(b) のように活性化物質  $Yb^{2+}$  の励起状態から  $Yb^{3+}$  の基底状態への遷移により発光する。Core-valence luminescence は図 3.2(c) のように励起によって価電子帯にできた正孔と価電子帯中の電子とが結合することにより発光する。例えば  $BaF_2$  は、減衰時間が 0.6ns と非常に短い成分があり、紫外領域に発光する。無機シンチレータの種類は多く、現在でもその使用用途ご



(c)

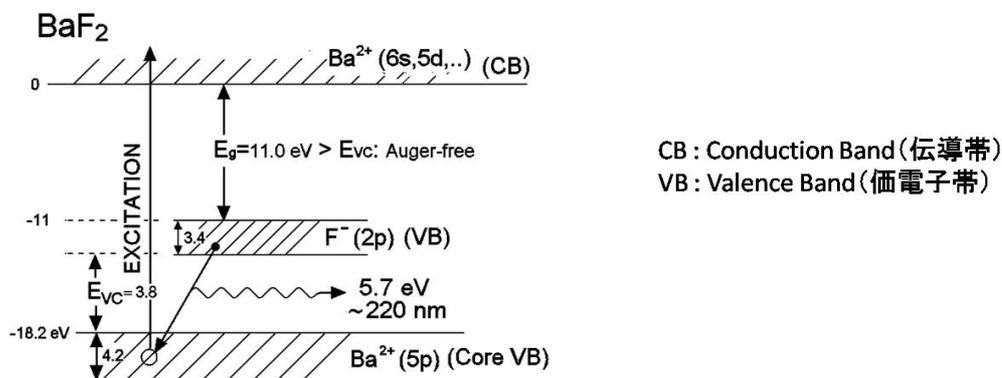


図 3.2: 発光過程概念図 (a)GSO(Ce) の発光過程 Exciton (dopant) luminescence (b)YAG の発光過程 Charge-transfer luminescence (c)BaF<sub>2</sub> の発光過程 Core-valence luminescence

とにエネルギー分解能や減衰時間などの性能向上に向けた材料開発が行われている。ここで代表的な無機シンチレータの性能を表 3.1 に示す。また以下にそのいくつかを紹介する。

#### NaI(Tl) [4, 5]

1948 年に Hofstadter により発表されたシンチレータで、光変換効率がよくエネルギー分解能が優れている。また密度が高く、原子番号も大きいのでガンマ線検出によく用いられる。その一方で、減衰時間が 230ns と長いので高い計数率での測定には向いていない。また潮解性があるため結晶を気密容器内に密閉する必要がある。低温になると発光量が少なくなるという短所もあり、例えば 0°C で使用したときの発光量は室温よりも 10% 程度少なくなる。

#### BaF<sub>2</sub> [6]

Exciton luminescence に由来する遅い成分の発光と Core-valence luminescence に由来する速い成分の発光がある。遅い成分は減衰時間が 620ns、発光波長 310nm であるのに対して、速い成分が減衰時間 0.6ns、発光波長 220nm と非常に速い減衰時間で、紫外領域に発光する。

#### GSO(Ce) [7]

Ce がドーパされた Gd<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>(GSO) は高い阻止能を持っており、減衰時間が 30~60ns と短く、エネルギー分解能も比較的よい。そのため Positron emission computed tomography (PET) などの医療機器に利用されているほか、放射線耐性が優れているため宇宙環境でも利用されており、X 線天文衛星「すざく」の Hard X-ray Detector (HXD) にも搭載されている [8]。潮解性はないが、へきかい性があるため加工には注意を要する。

結晶名	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	エネルギー 分解能 *[%]	減衰 時間 [ns]	発光 波長 [nm]	光量 **	屈折率	潮解性	放射耐性 [gray]
NaI(Tl)	3.67	6-7	230	410	100	1.85	有	10
CsI(Tl)	4.51	6-7	1050	565	85	1.8	僅か	10
BaF <sub>2</sub>	4.89	9	0.6,620	220,310	5,16	2.2	無	10 <sup>3-4</sup>
BGO	7.13	10-12	300	480	7-10	2.15	無	10 <sup>2-3</sup>
GSO(Ce)	6.71	8-9	30-60	440	20	1.85	無	10 <sup>6</sup>
LaBr <sub>3</sub> (Ce)	5.29	3	約 20	380	160	~1.9	有	>3.4 × 10 <sup>3</sup>
LaF <sub>3</sub> (Nd)	5.9	> 20	7	173	1	~1.59	無	未測定

\* FWHM@662keV

\*\* NaI(Tl) の光量を 100 としたときの相対値

表 3.1: 各種無機シンチレータの性能

### LaBr<sub>3</sub>(Ce) [9]

2001 年に発見され、潮解性が強いが減衰時間が約 20ns と短く、発光量も NaI(Tl) より 1.6 倍程度多いためエネルギー分解能が非常に優れている。天然 La に含まれる <sup>138</sup>La は 1.02×10<sup>11</sup> 年の半減期を持っており、β 崩壊もしくは軌道電子捕獲によりそれぞれ 739keV と 1436keV のガンマ線を放出しているため検出器の自己バックグラウンドとなる。

### LaF<sub>3</sub>(Nd) [16]

真空紫外線発光のシンチレータで、LaBr<sub>3</sub>(Ce) などの Ce<sup>+3</sup> ドープ結晶と同様に 5d-4f 遷移をとり、さらに発光波長が短いために波長の 2 乗に比例する減衰時間は LaBr<sub>3</sub>(Ce) よりも短く、約 7ns である。減衰時間が短い真空紫外発光シンチレータは、時間分解能を要求する検出器や高い検出計数を必要とする検出器への応用が期待されている。

## 3.2 光輸送

シンチレーション光は結晶内で一様等方に発光するため、シンチレーション光を効率良く読み出すためには検出器までの光の経路を考えなくてはならない。結晶自身の自己吸収もあるが、通常は結晶の周囲に反射材を巻いたり、結晶と入射窓の接触面にグリスなどを付けることによって検出器までの光輸送効率を上げる。

反射材としてよく用いられるものとして、金属系反射材(剤)、フッ化樹脂系反射材、多層膜系反射材がある。金属系反射材(剤)は樹脂でできた板に金属を蒸着させて反射シートにしたり、金属粉を適切な溶媒に溶かし込み、結晶に塗布したりする。銀、チタン、アルミニウムなどが反射率が高いためよく利用される。代表的なフッ化樹脂系反射材としてデュボン社のテフロン<sup>®</sup> やジャパンゴアテックス社のハイパーシートガスケット<sup>®</sup> が

あり、軟らかく伸縮性がある。100~200 $\mu\text{m}$ の厚みで、結晶に巻いて使用する。特にハイパーシートガスケット<sup>®</sup>の反射率は紫外から赤外までの広い波長領域でほぼ100%である。多層膜系反射材とはポリエステル系樹脂の多層膜構造を持ったもので、代表的なものとして3M社のEnhanced Specular Reflector (ESR)<sup>®</sup>がある。ESRは65 $\mu\text{m}$ という薄さだが、硬質で曲げに強いいため加工するにはレーザーなどを用いる必要がある。ただし真空紫外領域ではESRも反射率が落ちるので、注意が必要である。

結晶と入射窓の間に空気の層ができないように光学グリスを付けることで、シンチレーション光の経路の屈折率をほぼ一定にすることができるため、反射や散乱を防ぐことができ、収集効率を上げられる。例えば応用光研社のOKEN6262はガラスとほぼ同じ屈折率である。

### 3.3 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube : PMT) は微弱な光を検出するための検出器であり、図 3.3 のように、入射した光が光電面中の電子を叩き出し、その光電子をダイノードで増幅する構造となっている。一般的な PMT の内部は真空に保つ必要があるため、形状は真空に耐えられるようにしなければならない。また磁場中では電子が曲げられてしまうため、ダイノードから次のダイノードに到達できる電子の数が減り増幅率が減少する。このため強い磁場中では PMT を使うことができない。

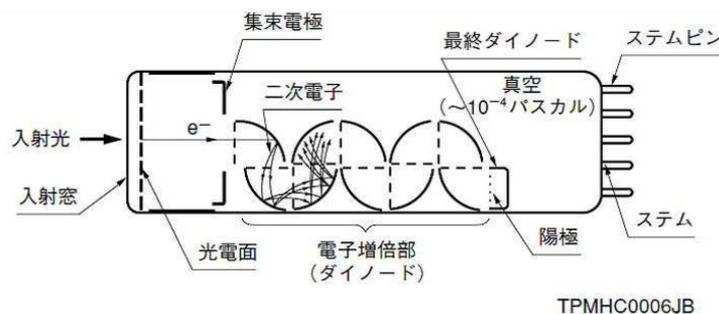


図 3.3: PMT (ヘッドオン型) の構造 [10]

光電面の多くは仕事関数が低いアルカリ金属を主成分とした化合物半導体でできている。代表的な光電面物質を以下に紹介する [10]。真空紫外・紫外領域に感度をもつ代表的な光電面物質は CsI である。ただし波長 200nm 以上の光に対しては急激に感度が落ち、やや潮解性があるため扱いには注意を要する。紫外から可視領域に感度をもつバイアルカリは Sb-Rb-Cs、Sb-K-Cs など 2 種類のアルカリ金属を用いている。感度が良く暗電流が小さいためよく用いられる。

光電面の設置方法は大きく分けて反射型光電面と透過型光電面の 2 種類がある。反射型はサイドオン型 PMT に用いられ、光電面は通常金属板上に取り付けられている。透過型に比べて放出された光電子が光電面に再吸収されにくいいため、光電面を厚く取り付けることができる。そのため透過型よりも量子効率がよい。透過型は光電面が入射窓の内側に直

接付けられており、ヘッドオン型PMTに用いられている。反射型に比べて一様性が高く、受光面積の選択肢が多い。

入射光子一個あたりの発生光電子数を量子効率(Quantum Efficiency: QE)といい、光電面物質の電子親和エネルギーやその厚さ、構造により決まる。代表的な光電面の分光感度特性およびQEを反射型は表3.2と図3.4、透過型は表3.3と図3.5に示す。透過型光電

反射型光電面

	分光カーブ (Sナンバー)	光電面	入射窓	分光感度特性		
				波長範囲 (nm)	最高感度波長	
					放射感度(nm)	量子効率(nm)
○	150M	Cs-I	MgF <sub>2</sub>	115~195	120	120
○	250S	Cs-Te	合成石英	160~320	200	200
○	250M	Cs-Te	MgF <sub>2</sub>	115~320	200	190
○	350K(S-4)	Sb-Cs	硼硅酸	300~650	400	350
○	350K(S-5)	Sb-Cs	UV	185~650	340	270
○	350S(S-19)	Sb-Cs	合成石英	160~650	340	210
○	351U(Ext'd S-5)	Sb-Cs	UV	185~700	450	235
—	451U	バイアルカリ	UV	185~730	340	320
—	452U	バイアルカリ	UV	185~750	350	315
—	453K	バイアルカリ	硼硅酸	300~650	400	360
—	453U	バイアルカリ	UV	185~650	400	330
—	454K	バイアルカリ	硼硅酸	300~680	450	430
—	455U	バイアルカリ	UV	185~680	420	400
—	456U	低暗電流バイアルカリ	UV	185~680	375	320
—	457U	バイアルカリ	硼硅酸	300~680	450	450
—	550U	マルチアルカリ	UV	185~850	530	250
—	550S	マルチアルカリ	合成石英	160~850	530	250
○	551U	マルチアルカリ	UV	185~870	330	280
○	551S	マルチアルカリ	合成石英	160~870	330	280
○	552U	マルチアルカリ	UV	185~900	400	260
○	552S	マルチアルカリ	合成石英	160~900	400	215
—	554U	マルチアルカリ	UV	185~900	450	370
—	555U	マルチアルカリ	UV	185~850	400	320
—	556U	マルチアルカリ	UV	185~930	420	320
—	557U	マルチアルカリ	UV	185~900	420	400
—	558K	マルチアルカリ	硼硅酸	300~800	530	510
○	650U	GaAs(Cs)	UV	185~930	300~800	300
○	650S	GaAs(Cs)	合成石英	160~930	300~800	280
—	651U	GaAs(Cs)	UV	185~910	350	270
○	750K	Ag-O-Cs	硼硅酸	300~1100	730	730
—	850U	InGaAs(Cs)	UV	185~1010	400	330
○	—	InP/InGaAsP(Cs)	硼硅酸	300~1400	—	—
○	—	InP/InGaAsP(Cs)	硼硅酸	300~1700	—	—

表 3.2: 反射型光電面の分光感度特性 [10]

面の量子効率は最大で20~30%程度であるが、最近では約35%のSuper Bialkali (SBA) や約43%のUltra Bialkali (UBA) が浜松ホトニクス社により製品化されている(図3.6)。

PMTの長波長限界は光電面に依存するが、短波長限界は入射窓材に依存する。代表的な入射窓材を以下に紹介する[10]。MgF<sub>2</sub>は潮解性がほとんど無く、波長115nm以上の真

透過型光電面

	分光カーブ (Sナンバー)	光電面	入射窓	分光感度特性		
				波長範囲 (nm)	高感度波長	
					放射感度(nm)	量子効率(nm)
○	100M	Cs-I	MgF <sub>2</sub>	115~200	140	130
○	200S	Cs-Te	合成石英	160~320	210	200
○	200M	Cs-Te	MgF <sub>2</sub>	115~320	210	200
—	201S	Cs-Te	合成石英	160~320	240	220
—	201A	Cs-Te	サファイア	150~320	250	220
○	300K(S-11)	Sb-Cs	硼硅酸	300~650	440	410
○	400K	バイアルカリ	硼硅酸	300~650	420	390
○	400U	バイアルカリ	UV	185~650	420	390
○	400S	バイアルカリ	合成石英	160~650	420	390
○	401K	高温用バイアルカリ	硼硅酸	300~650	375	360
—	402K	バイアルカリ	硼硅酸	300~650	375	360
○	500K(S-20)	マルチアルカリ	硼硅酸	300~850	420	360
○	500U	マルチアルカリ	UV	185~850	420	290
○	500S	マルチアルカリ	合成石英	160~850	420	280
○	501K(S-25)	マルチアルカリ	硼硅酸	300~900	650	600
○	700K(S-1)	Ag-O-Cs	硼硅酸	300~1200	800	780

表 3.3: 透過型光電面の分光感度特性 [10]

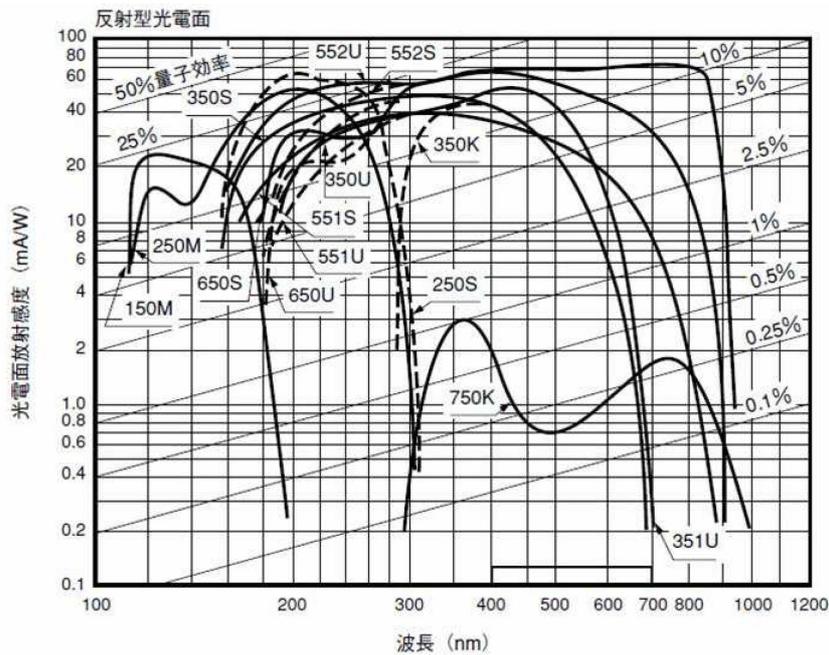


図 3.4: 反射型光電面の量子効率 [10]

空紫外線を透過する。合成石英は波長 160nm までの紫外線を透過する。ただし石英はヘリウムを透過しやすいため、ヘリウムガス雰囲気中では使用できない。硼硅酸ガラスは波長 300nm 以上の紫外線を透過する。これらの波長に対する透過率を図 3.7 に示す。

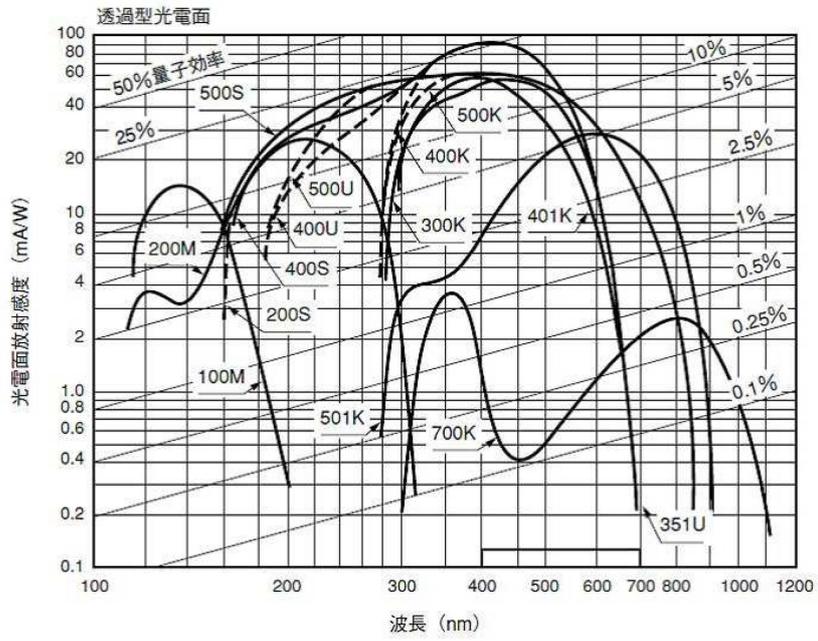


図 3.5: 透過型光電面の量子効率 [10]

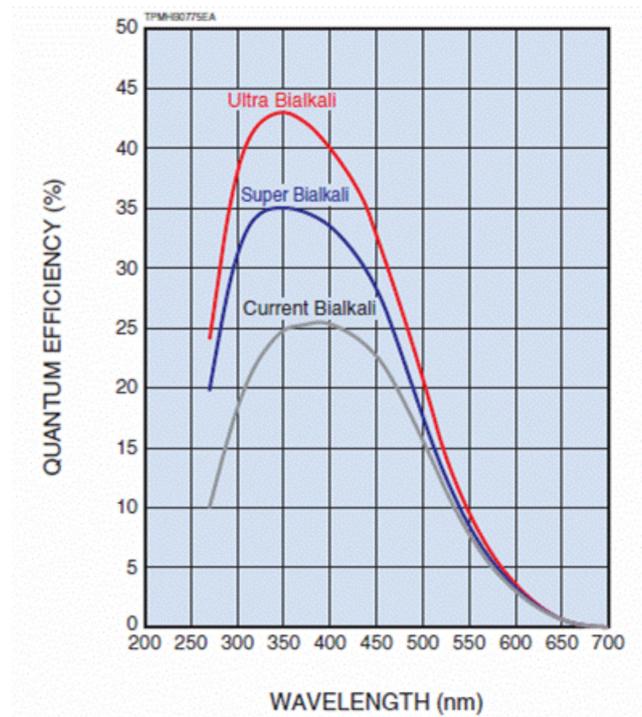


図 3.6: SBA、UBA の量子効率 [11]

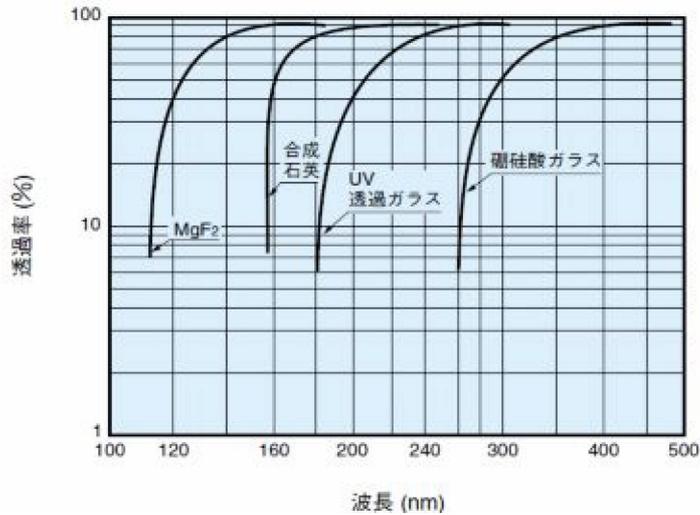


図 3.7: PMT に用いられる光学入射窓透過率 [10]

入射ガンマ線の位置情報を得るために、位置分解能が1cm以下で受光面積の広い位置検出型PMTが開発されている。その一つにメタルチャンネル型ダイノードマルチアノードPMTがあり、図3.8のような構造をしている。メタルチャンネル型ダイノードによって2次電子のクロストークが他の電極に比べて非常に少なく、マルチアノード構造により個別に読み出しができる。ただしアノードごとの増幅率のばらつきが数倍程度ある。例えば浜松ホトニクス社のH8500<sup>®</sup>は、受光面積がおよそ $50 \times 50 \text{mm}^2$ で約 $6 \times 6 \text{mm}^2$ のアノードが $8 \times 8$ 個並んでおり、アノード間の増幅率のばらつき(最小と最大増幅率の比)は2~3倍程度である。現在、PMTの製造販売は浜松ホトニクス社が世界でほぼ独占しており、その中で試作などを除き汎用されている平面型受光面のPMTの受光面積は最大で50角である。このため、大型でフラットな受光面が必要な実験では非常に多くのPMTが必要になる。

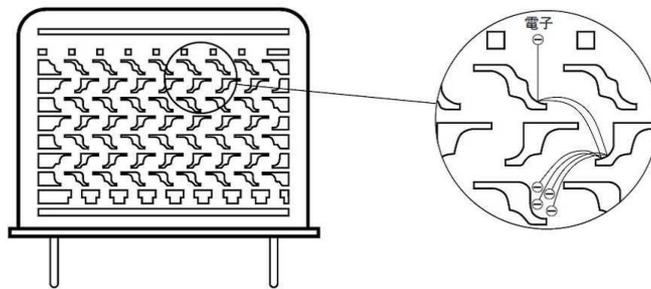


図 3.8: メタルチャンネル型ダイノード構造 [10]

## 第4章 ガス検出器

我々が開発した放射線イメージング検出器は、前述のPMTとは異なり、電子をガス増幅することで信号を検出する。本章ではこの検出器の基本となるガス検出器の一般的な動作原理と代表的なガス検出器および我々が用いているガス検出器 ( $\mu$ -PIC) の基本的な性能について述べる。

### 4.1 動作原理

電離過程と電子のドリフト・拡散

ガス検出器は通常、入射放射線がガスを電離し、そのとき生じた電子や陽イオンを電極に集めることによって放射線を検出する。多くの場合、ガス中に生じた電子の数を増やすことによって、信号を電気的なノイズから分離しやすくしている。ガスを電離するために必要な平均エネルギーをW値といい、これはガスの種類によって異なる。電離作用により生じる1次電子の個数  $n_i$  は入射放射線のエネルギー  $E_i$  とW値を用いて

$$n_i = \frac{E_i}{W \text{ 値}} \quad (4.1)$$

となる。電離箱の場合は、このようにして生じた1次電子を全て読み出すことにより放射線を検出する。

ガス検出器によく用いられるガスの特性を表4.1に示す。

ガス	原子番号	原子量	密度 [ $10^{-3}\text{g/cm}^3$ ]	$I_0$ [eV]	W 値 [eV]
He	2	4.003	0.165	24.59	42.3
Ne	10	20.18	0.838	21.56	36.4
Ar	18	39.95	1.662	15.76	26.3
Kr	36	83.8	3.478	14.00	24.1
Xe	54	131.3	5.485	12.13	21.9
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	18	30.07	1.250	11.50	24.4
CO <sub>2</sub>	22	44.01	1.829	13.79	32.8

$I_0$  : 第1イオン化エネルギー

表 4.1: ガス検出器に用いられるガスの特性

ガス中に電離された電子・陽イオンに電場をかけると、一定の速度  $v$  でドリフトする。陽イオンのドリフト速度  $v_+$  は電場  $E$ 、ガス圧  $P$  を用いて  $v_+ = \mu_+ \frac{E}{P}$  と表せる。ただし  $\mu_+$  は陽イオンの移動度で、ガスの種類により決まる定数である。一方、電子は陽イオンのように移動度が一定ではなく複雑になる。電子のドリフト速度  $v_-$  は、電場を  $E$ 、平均自由時間を  $\tau$  とすると

$$v_- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (4.2)$$

となる。 $\tau$  は  $E/P$  に依存するので  $v_-$  も  $E/P$  に依存する。図 6.18 のようにガスの種類や混合比によって  $v_-$  は大きく変化する。

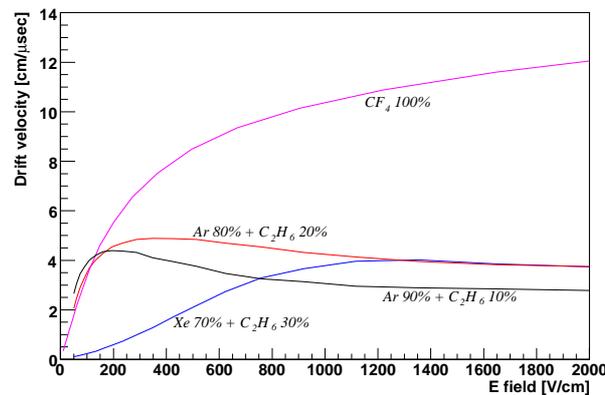


図 4.1: 電場に対する電子のドリフト速度 (シミュレーション) [17]

時刻  $t = 0$  において原点に局在する電子はガス分子との多重散乱により拡散する。時刻  $t$ 、位置  $x$  において幅  $dx$  中に存在する電子数  $dN$  は全電子数を  $N$  として

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (4.3)$$

と表される。ただし  $D$  は拡散係数であり、電場やガスの種類・混合比に依存する。したがって式 (4.3) から 1 次元拡散の標準偏差は  $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ 、2 次元では  $\sigma_{xy} = 2\sqrt{Dt}$  となる。電子の拡散係数は検出器の位置分解能を決める重要な量であり、拡散が小さいほど位置分解能が良くなる。横方向の電子の拡散を図 4.2 に示す。

#### ガス増幅

代表的なガス検出器である比例計数管を例にとり、ガス増幅過程について述べる。比例計数管は図 4.4 のように筒状のカソードの中心軸に直径数十～数百  $\mu\text{m}$  のアノード線が張っており、内部は Ar や Ne などの希ガスで満たされている。アノード線の半径を  $r_a$ 、カソード管内側の半径を  $r_c$ 、アノードへの印加電圧を  $V_0$  とし、カソードを接地 (電位 0) したときを考えると、比例計数管の中心軸からの距離  $r$  における電場の強さ  $E(r)$  および電圧  $V(r)$  はそれぞれ

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln(r_c/r_a)} \frac{1}{r} \quad (4.4)$$

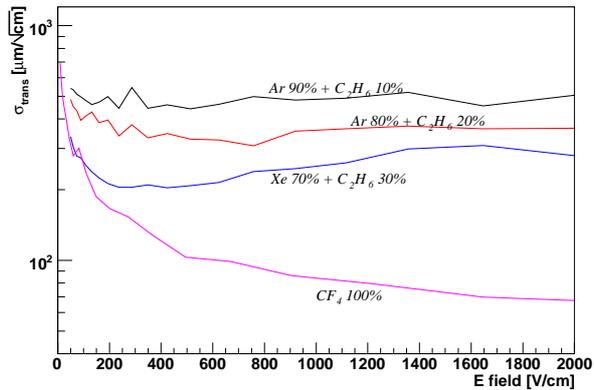


図 4.2: 電場に対する電子の拡散 (シミュレーション) [17]

$$V(r) = \frac{V_0}{\ln(r_c/r_a)} \ln \frac{r}{r_c} \quad (4.5)$$

となる。この式から中心軸付近では電場が非常に強くなることがわかる。電離により生じ

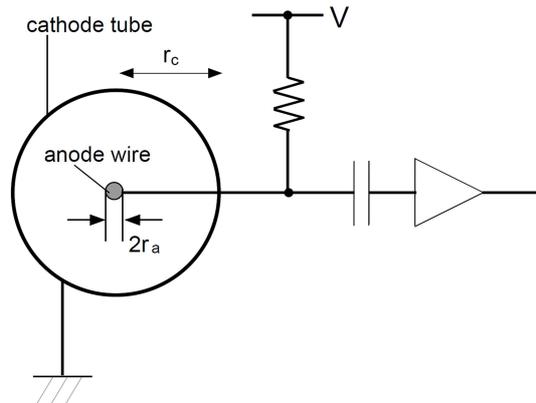


図 4.3: 比例計数管の概念図

た1次電子はこの強い電場で加速され、エネルギーを得る。このエネルギーがガスのイオン化ポテンシャルより大きくなるとその電子が他の原子を電離する(2次電離)。このようにして連鎖的に電子が増幅される過程を雪崩増幅といい、電子がアノード線に達するまで続く。電子の平均自由行程を $\lambda$ とすると、電子が単位長さあたりに電離する原子の個数は $\alpha = 1/\lambda$ とおける。この $\alpha$ は第1タウンゼント係数もしくは第1イオン化係数という。距離 $x$ を通過した結果、増幅されてできた電子の個数 $n$ は

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (4.6)$$

と表せる。ただし  $n_0$  は雪崩増幅する種となる最初の電子の個数である。 $\alpha$  は電子の通過距離に依存するためガス増幅率  $M$  は第 1 タウンゼント係数を距離  $x$  で積分した値となり、

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp\left(\int \alpha dx\right) \quad (4.7)$$

と表せる。アノード・カソード間に適切な印加電圧を与えた場合は、このガス増幅率は  $n_0$  に関わらず一定となる。また  $n_0$  は入射放射線のエネルギーに比例するので、得られる信号の電荷も入射放射線のエネルギーに比例する。このような電圧領域を比例領域という。比例領域からさらに印加電圧を上げると、充填されているガスが不活性ガスのみの場合、増幅率は  $10^3 \sim 10^4$  程度が限度である。これはガス増幅過程で生じた陽イオンが電子捕獲をして定常状態に戻るときに紫外領域の光子 (Ar の場合 11.59eV や 15.76eV) を放出するためである。この光子がカソード管面などに当たると光電効果により電子が放出され、この電子が再び強い電場によって加速されることによって雪崩増幅が生じてしまう。このため出力信号の電荷が 1 次電子の個数に比例しなくなり、ガス増幅率が制限される。この電圧領域をガイガー・ミュラー領域といい、ガイガー・ミュラー (GM) 計数管はこの領域で用いられる。2 次的な光電子の発生を抑制するにはメタンやエタンなどの有機ガスが有効である。これらのガスは紫外領域の光子 (メタンの場合 7.9~14.5eV) を吸収し、分子の振動や回転のエネルギーにする。このような有機ガスを消滅ガス (quench gas) といい、これを加えることで  $10^6$  もの高いガス増幅率を得ることができる。

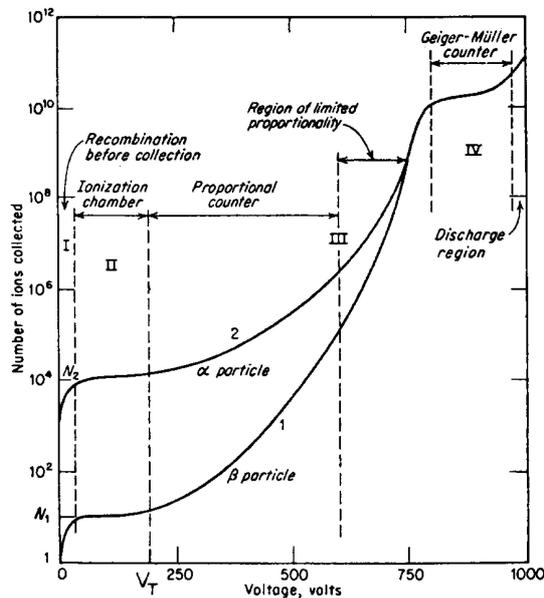


図 4.4: ガス検出器で収集されるイオン対と印加電圧の関係 (入射放射線は  $\beta$  線と  $\alpha$  線) [19]

I:再結合領域 II:電離箱領域 III:比例領域 IV:ガイガー・ミュラー領域

## 4.2 Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)

比例計数管のような検出器を平行に多数配置すると、放射線が入射してきた時間とその放射線が検出器内で落としたエネルギーが測定できる他に、入射した位置も測定できる。MWPC[20]はこの原理に基づき1967年から1968年にかけて開発され、多くの位置検出型ガス検出器はこのMWPCを基礎としている。MWPCは図4.5のように2枚のカソード板を平行に配置し、その間に多数のアノードワイヤーを平行に張った構造になっており、それぞれのアノードは独立した比例計数管として動作する。構造が単純なため面積の大きなものが作りやすく、高エネルギー実験や原子核実験に広く用いられている。入射放射線

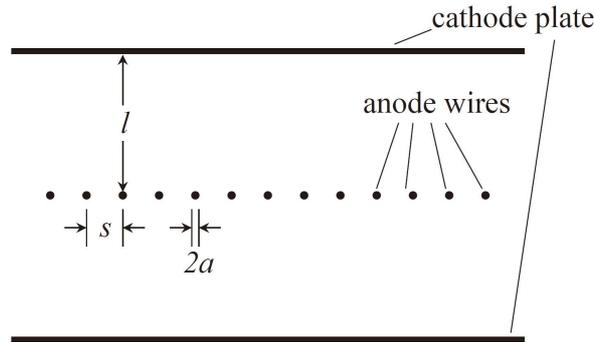


図 4.5: MWPC の概念図 [21]

によって電離された電子は図4.6のような電場に沿ってドリフトし、アノードワイヤー付近の強い電場によって増幅される。アノードワイヤーに達した電子による信号から放射線が入射した位置を1次的に求めることができる。一方、電子が増幅される際に生じた陽イオンはカソードプレートに集められる。そこでカソードプレートの代わりにアノードと垂直なストリップ上の電極を配置し、それぞれのカソードストリップに誘起された電荷を読み出して重心演算すれば放射線が入射した位置を2次的に求めることができる(図4.7)。

MWPCの位置分解能はアノードワイヤーの間隔 $s$ によって決まり、放射線がワイヤーに垂直に入射した場合、位置分解能 $\sigma_x$ は $\sigma_x = \frac{s}{\sqrt{12}}$ となる。したがってこの間隔を狭くできれば位置分解能が上がるが、狭くするとワイヤー同士の静電気力による反発力が強くなり、力学的に不安定となって図4.6中央で見られるように電場構造が歪む。この問題を解決するには静電気力に耐えられる張力でワイヤーを張る必要がある。この張力 $T$ は、

$$T > \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{CVl}{s} \right)^2 \quad (4.8)$$

と表せる。

ただし $C$ はワイヤーの単位長さあたりの静電容量、 $V$ は印加電圧、 $l$ はワイヤーの長さである。ワイヤーを太くすればその分、強い張力でワイヤーを張れるが、径が大きすぎるとガス増幅に必要な強電場領域が作りにくくなってしまふ。そのため適切なワイヤーの径と間隔を決定しなければならない。一般的にはワイヤーの直径が間隔の1%程度となるよう

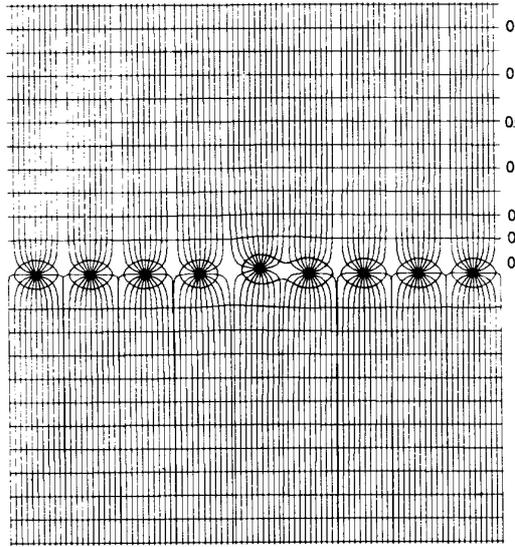


図 4.6: MWPC の電場構造 [19]

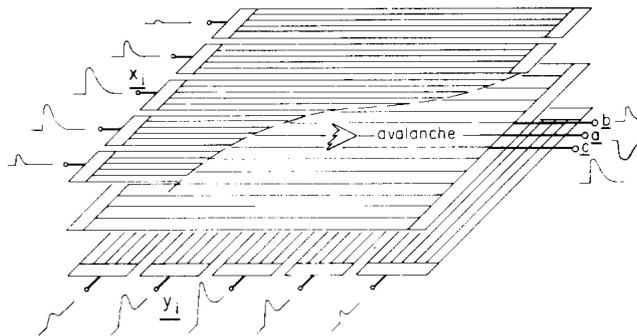


図 4.7: MWPC による 2 次元イメージングのためのカソードストリップ配置方法 [22]

に選ぶ。またワイヤーの間隔は  $500\mu\text{m}$  が限度である。アノードワイヤー付近で雪崩増幅が起こった直後は陽イオンがそこに集まっているため、陽イオンがカソードまでドリフトされるまでは放射線が入射してきてもガス増幅が起こらない。したがって MWPC の場合、入射放射線許容量は  $10^4\text{counts}/(\text{sec}\cdot\text{mm}^2)$  である。

### 4.3 Micro Pattern Gas Detector (MPGD)

MWPC は大面積かつガス増幅率の高い 2 次元位置検出型ガス検出器であるが、位置分解能や大強度入射に対する検出感度に限界があり、それ以上に改善することが難しかった。しかし近年では大強度入射に対応でき、かつ位置分解能が高い検出器が求められ、MWPC の性能を上回るものが必要となった。そこでワイヤーを使わずに IC やプリント基板を製

造る際の微細加工技術を用いて製造する Micro Pattern Gas Detector (MPGD) が開発された。これにより MWPC では実現できなかった性能を持った検出器が開発され、現在では様々な MPGD が多方面に渡って活躍しており、我々が独自に開発した  $\mu$ -PIC もその一つである。ここでは各種 MPGD について述べる。

#### 4.3.1 Micro Strip Gas Chamber (MSGC)

MSGC は 1988 年に Oed らが考案した検出器である [23]。2次元読み出しができる MSGC の場合、図 4.8 のように厚さ  $20\mu\text{m}$  のポリイミド基板の上に厚さ  $1\mu\text{m}$ 、幅  $10\mu\text{m}$  のアノードストリップ、 $100\mu\text{m}$  のカソードストリップを  $200\mu\text{m}$  間隔で配線し、基板の裏にはバックストリップを配置する。アノードストリップからの電荷とアノード付近の雪崩増幅によって発生した陽イオンにより誘起されたバックストリップの電荷を読み出すことにより 2次元イメージングができる。アノード付近で発生した陽イオンは、MWPC のときと異なり、近くのカソードストリップに直ちに集められるので陽イオンによって電場構造が影響を受けることがなく、 $10^7\text{counts}/(\text{sec}\cdot\text{mm}^2)$  もの入射放射線許容量を持つ。MWPC よりも電極を近づけることができるため位置分解能は向上したが、ストリップが非常に細いのでアノード・カソード間の放電により非常に破壊されやすく、ガス増幅率は  $10^3$  程度が限界である。

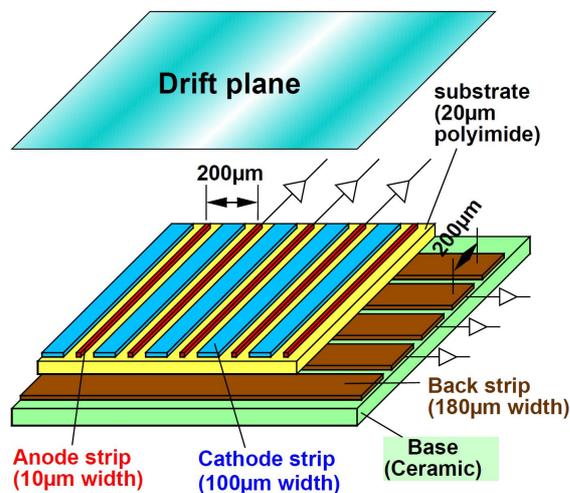


図 4.8: 2次元 MSGC の概念図 [24]

#### 4.3.2 Micro Dot chamber (MDOT)

MDOT は MPGD の中で初めてピクセル構造を持った検出器である [25]。ピクセル構造を持った電極の方がストリップ構造よりも電場が密になるので、ストリップ構造型の検出器よりも高いガス増幅率を得ることができる。MDOT は図 4.9 のような構造をしており、

ICの技術を使ってシリコンウェハの上に $5\mu\text{m}$ 厚の $\text{SiO}_2$ 層が形成されており、アノード電極がその絶縁層内に埋め込まれている。またアノード電極の直径は $20\mu\text{m}$ 、セルサイズが $225\mu\text{m}$ のものが $200\mu\text{m}$ ピッチで配置されている。これによりガス増幅率は $10^4$ 程度に達する。

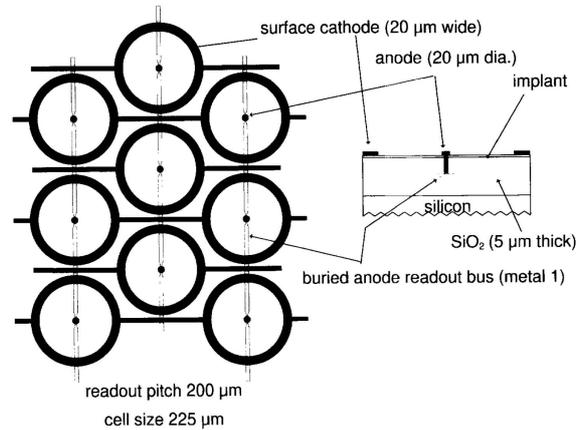


図 4.9: MDOT の概念図 [26]

### 4.3.3 Gas Electron Multiplier (GEM)

GEM[27]は1997年にSauliによって開発され、MPGDの中でも広く用いられ、現在も様々な研究機関で開発が進められている。ここではCERNによって開発されたGEM(図4.10)について紹介する。GEMの構造は $50\mu\text{m}$ 厚のポリイミドの両側に $5\mu\text{m}$ 厚の銅電極を蒸着させてあり、 $140\mu\text{m}$ ピッチで直径 $70\mu\text{m}$ の穴が空けられている。この両側の電極に電位差を与えることによって、図4.11のように穴の中に強い電場ができるため、穴の中を通る電子が雪崩増幅される仕組みとなっている。GEMは複数枚(主に2枚か3枚)重ねて使

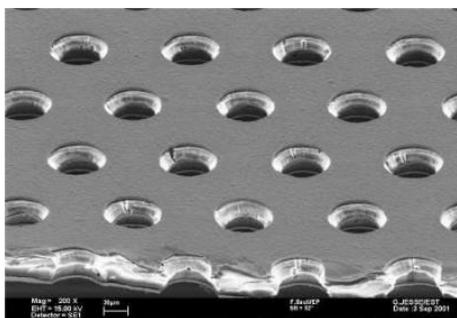


図 4.10: CERN GEM の顕微鏡写真 [28]

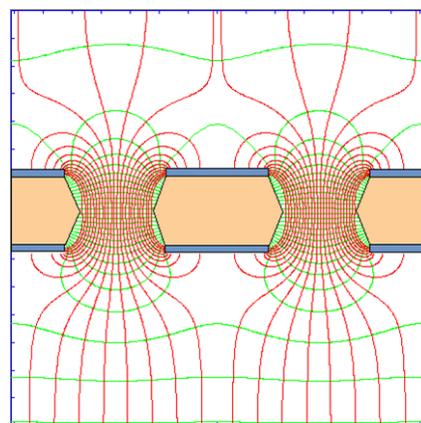


図 4.11: GEM 付近の電気力線 [28]

用することにより  $10^5$  もの高いガス増幅率を得ることができる。また  $10^5 \text{ counts}/(\text{sec}\cdot\text{mm}^2)$  もの入射放射線許容量をもち、図 4.12 のように読み出し部分は独立に設計できる。

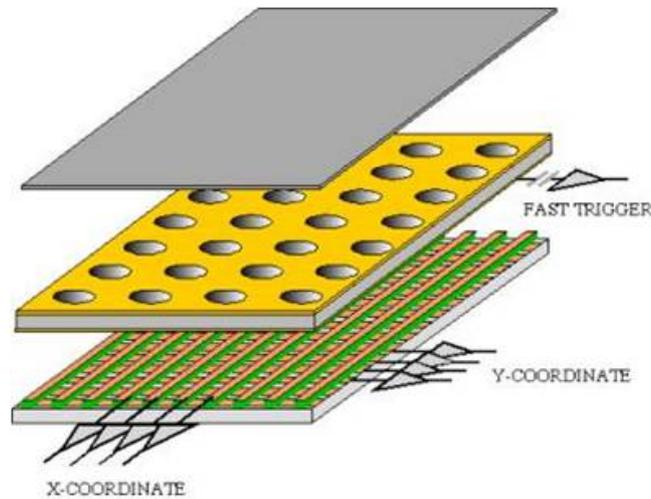


図 4.12: GEM を用いた検出器の例 (2次元ストリップ読み出し) [28]

#### 4.3.4 MICRO MESH Gaseous Structure (MICROME GAS)

MICROME GAS は 1996 年に開発され、図 4.13 のようなカソードドリフト電極、メッシュ、アノードプレートからなる 2 段平行板型ガス検出器である。アノードプレートから  $100\mu\text{m}$  もの短い距離に金属のメッシュを張り、メッシュ・アノード間に  $30\sim 100\text{kV}/\text{cm}$  もの強い電場をかけることによって図 4.14 のような電場構造ができ、そこで電子を雪崩増幅させる。MICROME GAS も様々な研究機関で開発が進められており、メッシュ・アノード間の距離やメッシュのピッチなどの研究がされている。代表的なメッシュとして厚さ  $3\mu\text{m}$ 、ピッチが  $50\mu\text{m}$  のものがある。GEM と同様に読み出し部分は独立に設計でき、単体で数万程度のガス増幅率を得ることができる。

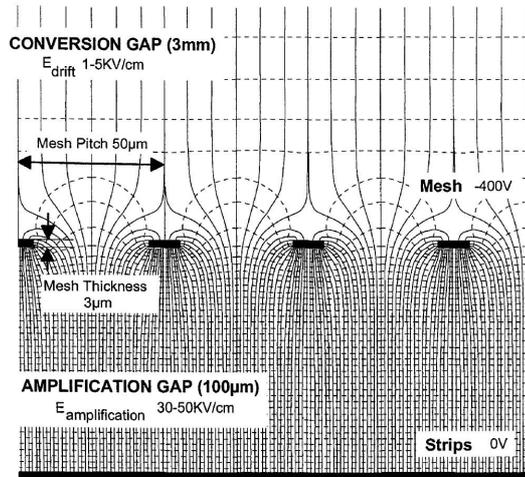
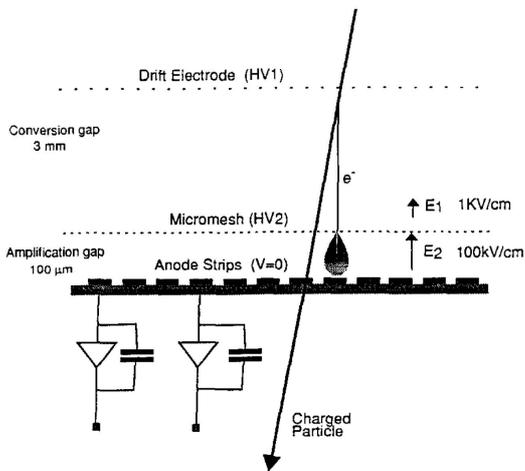


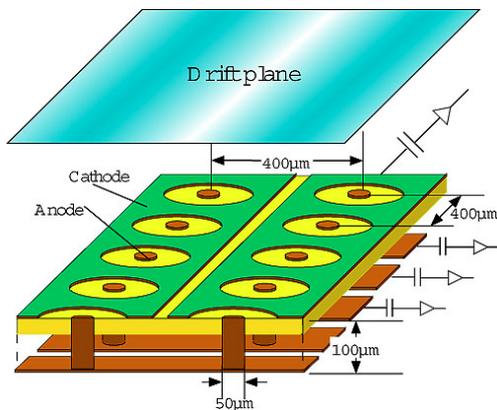
図 4.13: MICROMEGAS の概念図 [29]

図 4.14: MICROMEGAS 付近の電磁力線 [30]

#### 4.4 Micro Pixel Chamber ( $\mu$ -PIC)

MSGC のガス増幅率は  $10^3$  程度が限度であり、前置増幅器などで増幅率を稼いだとしても放電により MSGC の電極が破壊され [31]、致命的なダメージを受ける。このような問題を克服するために我々は  $\mu$ -PIC [32] を独自に開発した。 $\mu$ -PIC は図 4.15 のように比例計数管を輪切りにしてアレイ状に並べた構造を持ったガス検出器である。基板はポリイミド、電極は銅にニッケルがメッキされている。各ピクセルは  $400\mu\text{m}$  間隔で配置されており、アノードとカソードは直交する方向にストリップ構造を成している。これにより高い位置分解能で 2 次元読み出しができる。

(a)



(b)

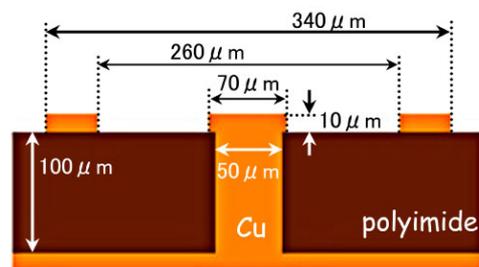


図 4.15:  $\mu$ -PIC の構造 (a) 概観図 (b) 断面図

$\mu$ -PIC はピクセル状の電極構造であるため、電場はピクセルの中心であるアノード付近

で非常に強くなり、カソードへ向かうにしたがって急速に弱くなる (図 4.16)。したがって

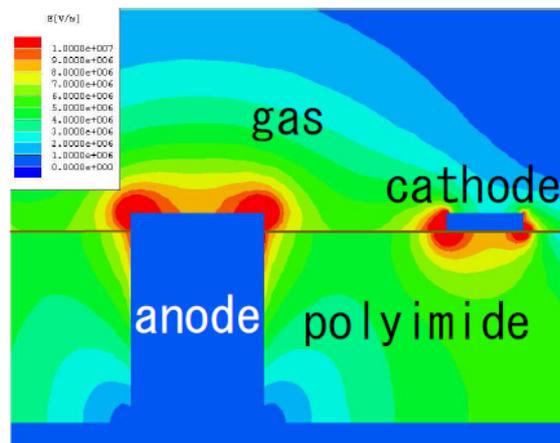


図 4.16:  $\mu$ -PIC の電場強度分布 (赤い部分は  $100\text{kV}/\text{cm}$  以上、ガス増幅が起こる領域)[40]

強い電場によるカソードからの電子放出が起きにくくなり、放電の危険性が少なくなることが考えられる。また、放電してもその部分に該当するアノード電極とポリイミド部分を削り取り、シリコンで埋めればそのピクセルが使用できなくなるだけで、他のピクセルへの影響がない。つまり MSGC において問題となっていた放電による電極破壊が起きなくなり、 $\mu$ -PIC 単体で高いガス増幅率を長時間安定に得ることができる。さらに雪崩増幅がアノードのごく近傍でのみ起きるため、 $10^7\text{counts}/(\text{sec}\cdot\text{mm}^2)$  もの大強度入射に耐えられる。プリント配線基板技術を用いて製造するので、安価で大型化しやすく、現在は  $10\times 10\text{cm}^2$  (図 4.17) および  $30\times 30\text{cm}^2$  (図 4.18) のものが稼働中である。

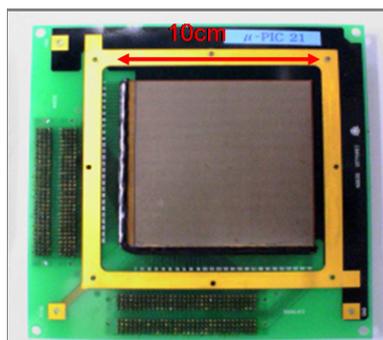


図 4.17: 10cm 角  $\mu$ -PIC の写真

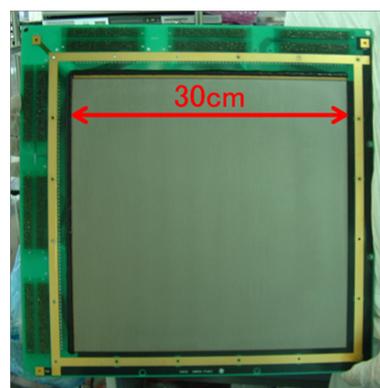


図 4.18: 30cm 角  $\mu$ -PIC の写真

#### 4.4.1 読み出しシステム

$\mu$ -PIC の読み出し回路にはプリアンプとして、CERN LHC ATLAS 実験の Thin Gap Chamber 用に開発された時定数  $16\text{ns}$  の Amplifier Shaper Discriminator (ASD)[33] chip

を用いている。また、これを元にして、我々は時定数 80ns の chip[34] を開発した。ASD の構成は図 4.19 のように、プリアンプ出力からアナログ信号を取り出し、プリアンプ、メインアンプ、コンパレータからデジタル信号を取り出している。プリアンプの増幅率は時定数 16ns、80ns とともに  $0.8\text{V}/\text{pC}$  であり、メインアンプの増幅率はおよそ 7 倍である。また 1chip 当たり 4 チャンネルの入力ラインがあり、図 4.20 のように基板に表裏合計 16 個の chip が実装されている。

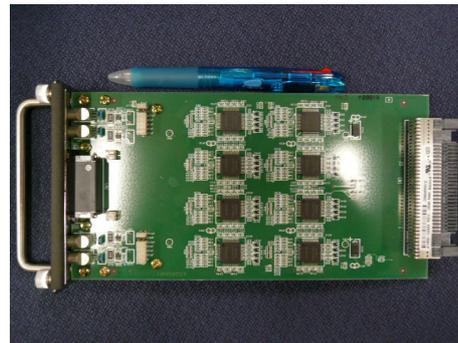
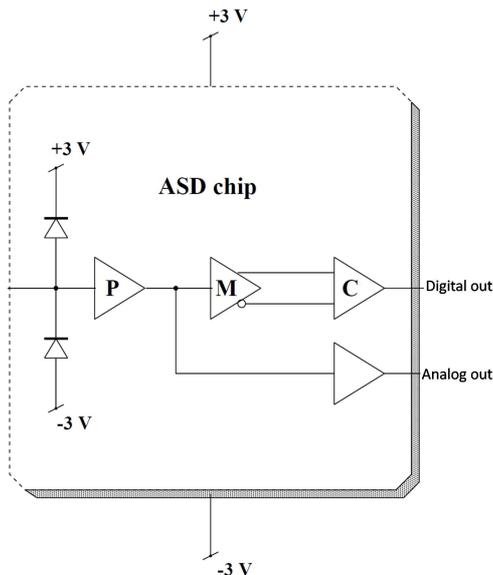


図 4.20: ATLAS TGC ASD 64 チャンネルボード

図 4.19: ASD の構成概念図 (P:プリアンプ、M:メインアンプ、C:コンパレータ)

デジタル信号は我々が独自に開発したエンコーダー (図 4.21) に送られる。エンコーダーは 100MHz の内部クロックを持った 8 つの Field Programmable Gate Arrays (FPGA) から構成されており、 $\mu$ -PIC のアノードおよびカソードからの信号を 6 つの FPGA で受け取り、残りの FPGA で座標情報 (X,Y) へ変換する。座標変換の仕方は 1 クロック (10ns) 内に入ってきた X 座標および Y 座標の最大値と最小値の平均値をヒット座標 (X,Y) としている。この情報はヒットした時間情報と共に VME 上のメモリーボードに送られる。アナログ信号は VME 上の Flash Analog to Digital Converter (FADC) でサンプリングされる。図 4.22 のようなシステムで  $\mu$ -PIC のヒット位置情報およびアナログ信号の情報を得ることができる。

#### 4.4.2 $\mu$ -PIC の性能

$\mu$ -PIC は比例計数管のようにガス増幅を利用して信号を得る検出器である。したがってガス増幅率の大きさは信号とノイズの比 (S/N 比) に直接関わるので、検出器の性能を示す重要な指標である。しかし MPG D のように微細電極構造を持った検出器は、アノードとカソードの距離が数百  $\mu\text{m}$  と非常に近い放電が起こりやすくガス増幅率が制限される。特にガスと電極と絶縁物が集まっている点 (三重点) は放電が起こりやすく、これは



図 4.21: 位置情報変換する FPGA 搭載エンコーダー

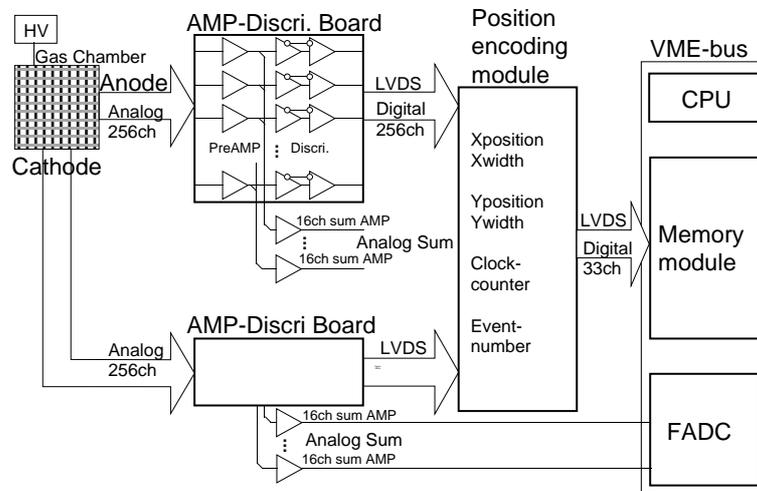


図 4.22:  $\mu$ -PIC 読み出しシステムの概念図 [35]

MPGD の構造上避けられない。このため例えば MSGC の場合、ガス増幅率は  $10^3$  程度が限界である。一方、 $\mu$ -PIC は図 4.23 のように最大  $2 \times 10^4$  のガス増幅率を達成している。またガス増幅率を  $6 \times 10^3$  に保ったまま 1000 時間以上も安定動作している。このように  $\mu$ -PIC は安定に高いガス増幅率を得ることができるガス検出器である。

10cm 角  $\mu$ -PIC は、 $400\mu\text{m}$  ピッチでピクセルが配置されているので合計ピクセル数は  $256 \times 256 = 65536$  個にもなる。これらのピクセルに同じ電圧をかけているが、ピクセルの形状が不揃いであるとガス増幅率が場所より異なってしまい、大面積であることの利点が生かされない。そこで 10cm 角  $\mu$ -PIC のガス増幅率の一様性を調べた結果が図 4.24 である。この図からガス増幅率のばらつきは検出器全面で  $\pm 7\%$  (RMS) となり、一様性が非常に高いことがわかる。

$\mu$ -PIC に薄いガスパッケージを取り付けることにより、高い位置分解能で X 線イメージングができ、スペクトルも同時に得ることができる。図 4.25 は  $^{55}\text{Fe}$  を照射したときに、検出器の  $12.8 \times 12.8 \text{mm}^2$  の部分で得られたスペクトルである。エネルギー分解能は  $5.9 \text{keV}$  で  $23\%$  (FWHM) となり、一般のガス検出器と同程度であることがわかる。

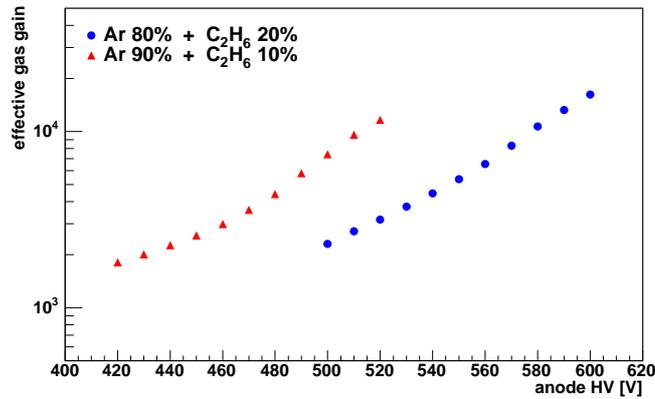


図 4.23:  $\mu$ -PIC のアノード電圧に対するガス増幅率

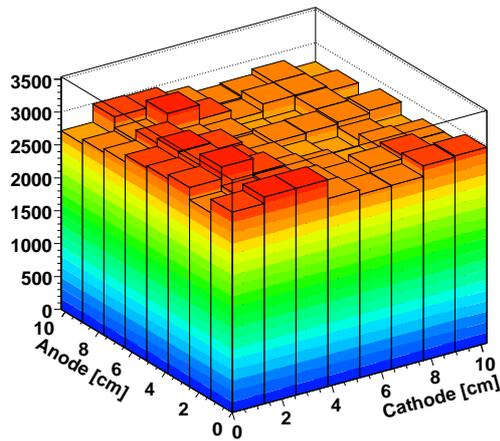


図 4.24: 10cm 角  $\mu$ -PIC のガス増幅率場所依存性

X 線ジェネレータで得られたテストチャートの X 線イメージを図 4.26 に示す。 $\mu$ -PIC のピクセルピッチは  $400\mu\text{m}$  なので理論的位置分解能は  $\frac{400\mu\text{m}}{\sqrt{12}} \simeq 115\mu\text{m}$  となる。このテストチャートの端の部分のプロジェクトンを取ると図 4.27 のようになり、位置分解能は  $120\mu\text{m}$  と理論値に近い。

このような特徴を生かして、理化学研究所播磨研と共同して大強度放射光施設 SPring-8 の BL45-XU において X 線小角散乱実験が行なわれている。X 線小角散乱実験とは、周期的な構造を持っていないような生物試料や産業用材料を溶媒に溶かして、X 線を当てたときの散乱を調べることによってその構造を解析するものである。この実験により MPGD としては世界最高となる  $5 \times 10^6$  もの高計数率での安定動作を実証し、試料としてカラーゲンを用いたときの回折パターンも確認された [37]。X 線小角散乱実験や X 線結晶構造解析については [37][38] を参照されたい。

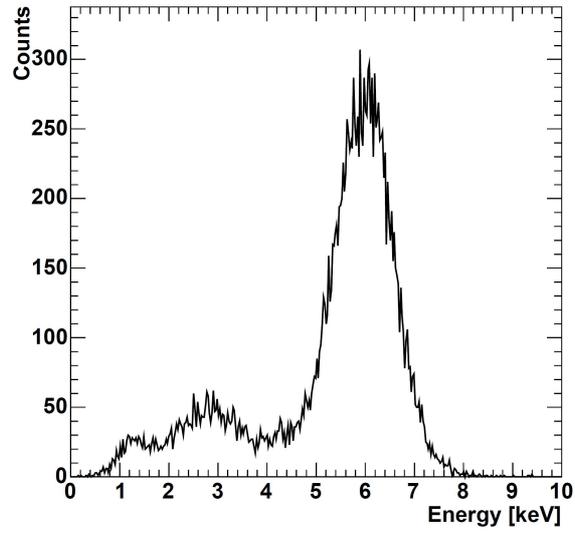


図 4.25:  $^{55}\text{Fe}$  のスペクトル (  $12.8 \times 12.8 \text{mm}^2$  の部分から取得 ) [24]

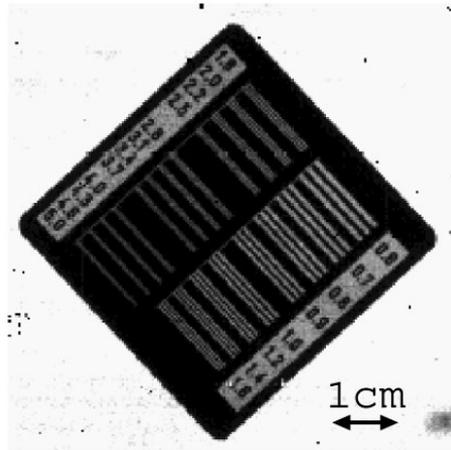


図 4.26: 10cm 角  $\mu$ -PIC で得られたテストチャートの X 線イメージ [36]

$\mu$ -PIC 単体だけでは十分なガス増幅率が得られない場合、我々は  $\mu$ -PIC の前段に GEM を用いることによって数万～数十万のガス増幅率を得る。 $10 \times 10 \times 10 \text{cm}^3$  の容器にガスを封じ切り、 $\mu$ -PIC と GEM1 枚を組み合わせで動作させたとき、ガスの劣化のためガス増幅率は1ヵ月で 10% 程度減少する。

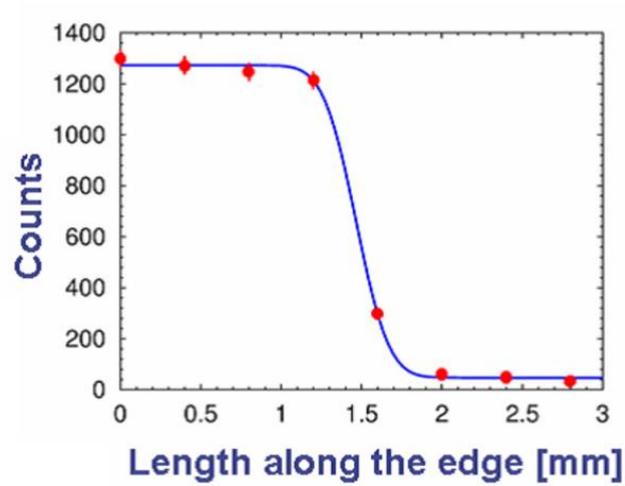


図 4.27: テストチャートイメージの端部分のプロジェクトン [36]

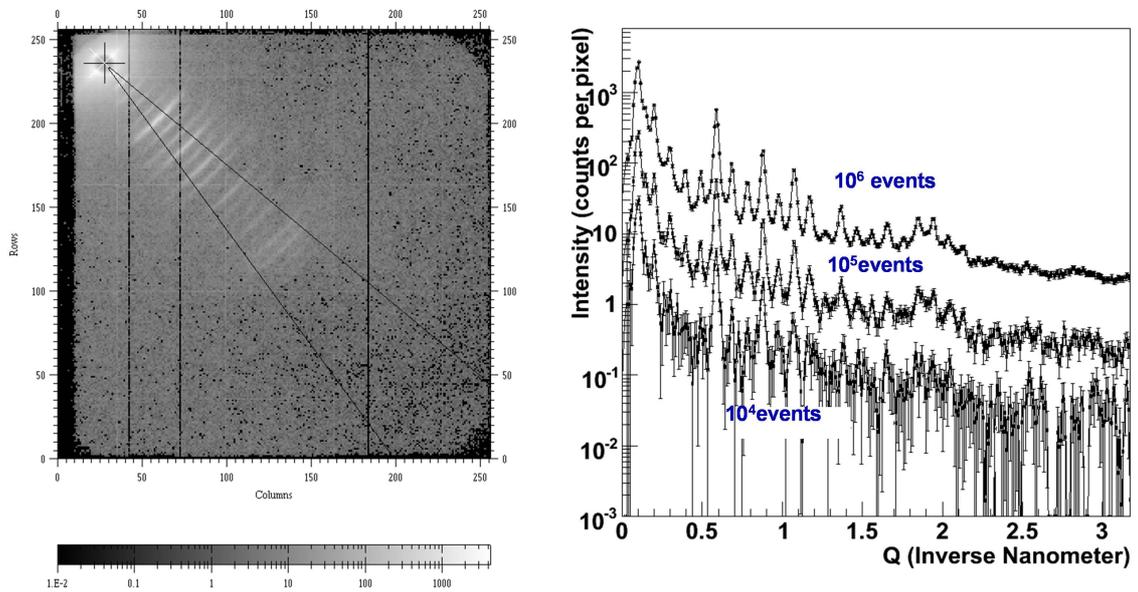


図 4.28: (左) コラーゲンによる回折パターン 2 次元イメージ (X 線の波長  $0.9\text{\AA}$ ) (右) 左図の対角線部分 (実線) における回折パターン強度 [37]

## 第5章 ガス増幅型光電子増倍管(ガスPMT)

本章では我々が開発した放射線イメージング検出器の基本要素となるガス増幅型光電子増倍管(ガスPMT)の概要および現状について述べる。

### 5.1 ガスPMTの特徴

ガスPMTは主に光電面とガス検出器から構成される。ガス検出器の特性をそのまま生かすことができるため、従来のPMTと比べて以下のような利点がある。

- 検出面積を大きくしやすい。例えば位置検出型PMTの受光部分は直径10cm程度が最大であるが、ガス検出器であれば30cm角 $\mu$ -PICのように数十cm×数十cm以上のサイズも可能である。
- 内部を真空に保つ必要がないので形状の制限が緩和される。つまり検出面積は大きく、かつ薄型の検出器をつくることができる。
- サブミリレベルの高い位置分解能がある。
- 磁場中でも使用できる。

従来のPMTにはない利点が多くある一方で光電面物質の不安定性という欠点がある。光電面がガスと接触するので、光電面物質とガス検出器内のガスとの反応に注意しなければならない。特に可視光の検出に用いられるバイアルカリ光電面は酸素と反応しやすいため検出器の密閉度などに十分注意しなければならない。このようなバイアルカリの反応性を改善するために、CsIなどをコーティングすることによって酸素に対して耐性を強化したバイアルカリも開発されている(図5.1、図5.2)。しかしこれらの対酸素強化バイアルカリは通常のバイアルカリに比べ量子効率が格段に下がってしまうため、まだ実用レベルには達しておらず、これからの開発が期待される。紫外領域に感度を持つCsIも潮解性があり、バイアルカリほどではないものの取り扱いには注意を要する。

またガスPMTには光フィードバックやイオンフィードバックといった欠点もある。

#### 光フィードバック

ガス増幅過程で生じた陽イオンは電子捕獲をして定常状態に戻るときに紫外領域の光子(Arの場合11.59eVや15.76eV)を放出し、この光子が光電面に当たると光電子が叩き出される。このため出力信号の電荷が1次電子の個数に比例しなくなり、ガス増幅率が制限される。このような現象を光フィードバックといい、ガス増幅率が高くなると検出器が安定に動作できなくなる。光フィードバックを抑制するにはメタンやエタンなどの有機ガス

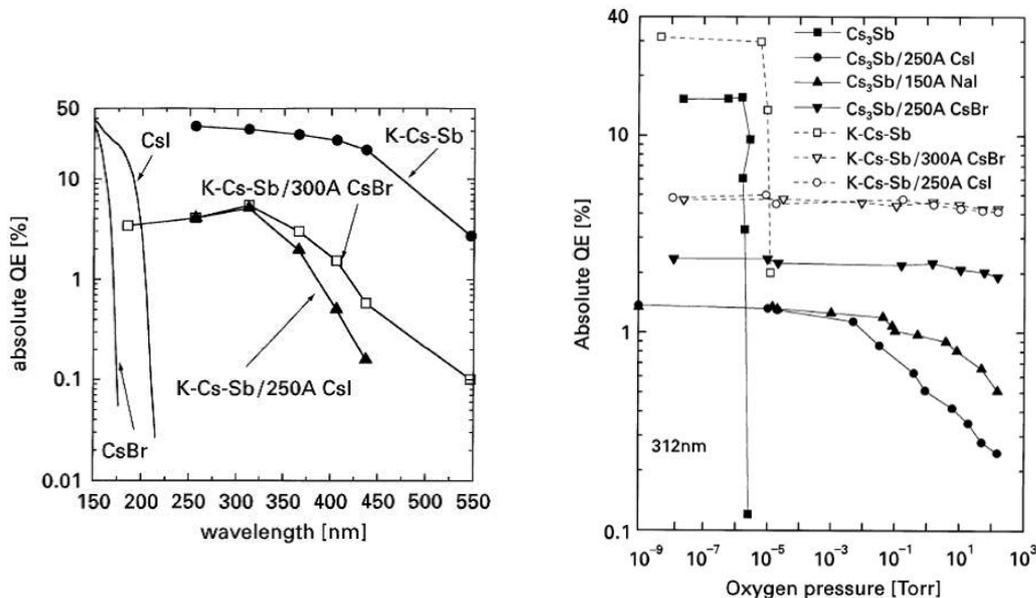


図 5.1: バイアルカリ光電面の量子効率 [39]

図 5.2: 酸素の圧力に対するバイアルカリ光電面の量子効率 [39]

が有効である。これらのガスは紫外領域の光子（メタンの場合 7.9~14.5eV）を吸収し、分子の振動や回転のエネルギーにする。このような有機ガスを消滅ガス (quench gas) という。

### イオンフィードバック

ガス増幅過程で生じた陽イオンがドリフト領域まで移動して1次電子と再結合してしまうことでガス増幅率が低下したり、陽イオンが光電面に当たって電子を叩き出したりする。陽イオンがドリフト電場構造を歪めてしまう可能性もある。このような現象をイオンフィードバックという。光フィードバックやイオンフィードバックはMPGD、例えばGEMを用いることで、ある程度抑制できる。これは陽イオンがドリフト領域まで移動する前にGEMに吸収されるためである。図 5.3 のように、GEM の導入によりイオンフィードバックは1/3程度軽減されている。

またガス増幅に $\mu$ -PICを用いると、アノード付近で生じた陽イオンはすぐ近くのカソードに吸収されるのでイオンフィードバックを抑制することができる。

ガスPMTにはこれらの欠点があるものの従来のPMTにはない利点が多くあるため、特に大きな検出面積を必要とするニュートリノやダークマター探索などの宇宙線・素粒子大型検出器への応用に向けて様々な研究機関で開発されている。

## 5.2 紫外線検出用ガスPMT開発の現状

我々が開発したガスPMTは紫外領域に感度を持たせたものなので、ここではガスPMTの中でも紫外線検出用のガスPMTの他のグループの開発状況を述べる。

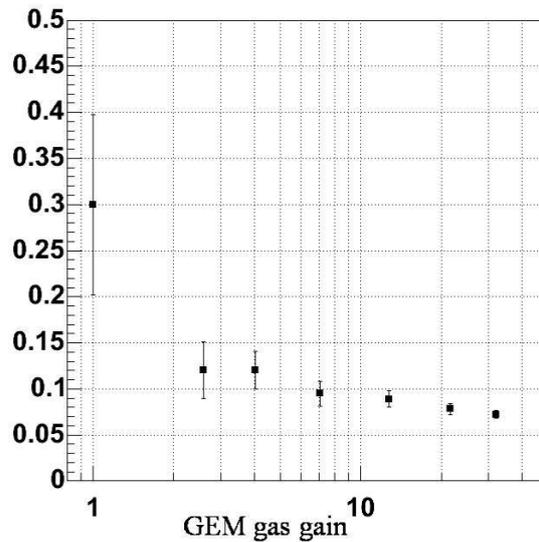


図 5.3: イオンフィードバックの割合 ( $\mu$ -PIC のアノード電流  $I_A$  とドリフトプレーン電流  $I_D$  の比  $I_D/I_A$ ) [40]

CsI を用いたものとしては Micro Gap Chamber (MGC) [42] による開発がある。MGC は位置情報を取得できるガス検出器で、MSGC を改良したものである。その構造は図 5.4 のように 1cm 角サイズの 400 $\mu$ m 厚シリコンウェハ上に 0.7 $\mu$ m 厚の SiO<sub>2</sub> の酸化膜を引き、その上に Al のカソードストリップ電極、そしてカソード電極上に 3 $\mu$ m 厚の SiO<sub>2</sub> 層と Al のアノードストリップ電極が配置されている。アノードおよびカソードストリップは 200 $\mu$ m ピッチで、アノード・カソードによる 2 次元読み出しができるようになっている。ガスには Ne/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>O (ジメチルエーテル) (60:40) を用いており、ガス増幅率は数千で

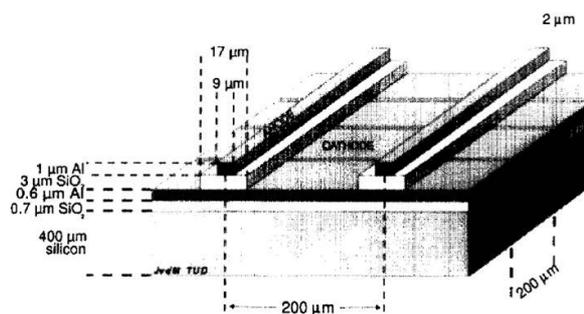


図 5.4: MGC の概念図 [43]

ある。シンチレータと光電面の設置の仕方は図 5.5 のようになっており、透過型光電面を使っている。LaF<sub>3</sub>(Nd) に照射する放射線源としては <sup>22</sup>Na の 511keV のガンマ線を用いており、電気ノイズを軽減するために検出器の上部に NaI(Tl) と PMT を組み合わせたシン

チレーション検出器を置いて  $^{22}\text{Na}$  のガンマ線とコインシデンスを取っている。この手法により  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  からの紫外線の信号を得ることに成功している (図 5.6)。しかし図 5.6 で見られるピークはノイズによるものであり、信号とノイズの比 (S/N 比) が悪かったためイメージングをするには至っていない。

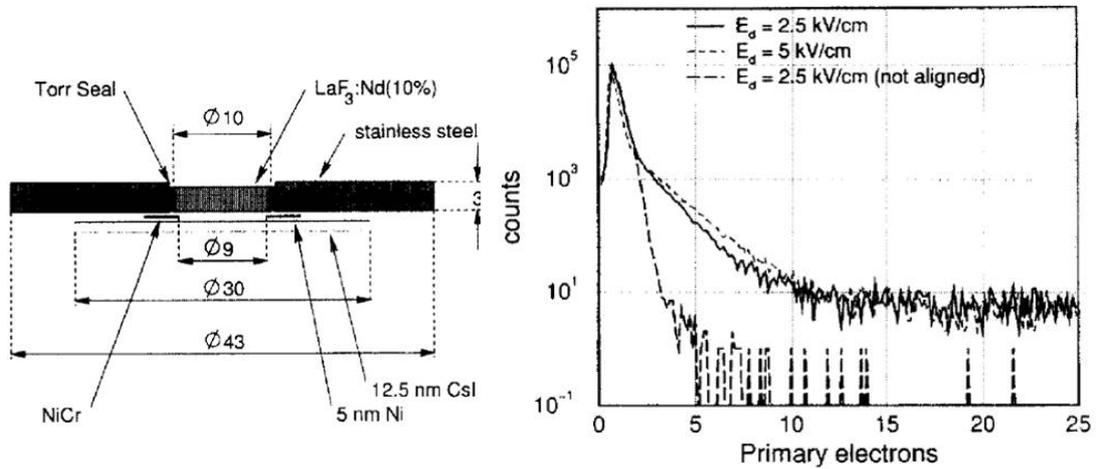


図 5.5: シンチレータと光電面の配置概念図 [43]

図 5.6:  $^{22}\text{Na}+\text{LaF}_3(\text{Nd})$  によるスペクトル [43]

他にも  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  を用いたガス PMT では MWPC を用いた開発 [44] や Parallel-Plate Avalanche Chamber (PPAC) を用いた開発 [45] に関する報告があり、検出器はいずれも同じような構成をしている。これらも紫外線の信号を得ることに成功しているが、イメージングまでは到達できていない。

最近では多段 GEM を用いた検出器での紫外線イメージングの報告がある [46]。この検出器では図 5.7 のように 2.8cm 角の  $50\mu\text{m}$  厚 GEM (絶縁層はカプトン) を 4 枚重ねて、初段 GEM の上面に CsI を蒸着させた反射型光電面を採用している。ガスは  $\text{Ar}/\text{CH}_4$  (95:5) を用いており、1atm 環境下でガスを流し続けるタイプ (ガスフロー) である。GEM を 4 枚使うことにより全体のガス増幅率は  $10^6$  以上を達成しており、光フィードバックおよびイオンフィードバックを抑制する役割も果たしている。入射窓にはクォーツ製のものを用いており、紫外線光源としては  $\text{Hg}(\text{Ar})$  ランプをちょうど 1 個の光電子が出るような強度にして使用している。この検出器で 1 個の光電子が検出できているとしてガス増幅率を逆算したものが図 5.8 である。この結果からガス増幅率のばらつきを考慮すると平均ガス増幅率はおおよそ  $5 \times 10^5$  となっている。スリットを用いての位置分解能測定によると、スリットに垂直な方向に関しておおよそ  $150\mu\text{m}$  (FWHM)、スリットに平行な方向に関しておおよそ  $250\mu\text{m}$  (FWHM) とサブミリレベルの位置分解能を達成している。また紫外線イメージングを試みており、図 5.9(a) のような金属マスクを使用して図 5.9(b) のように  $120\mu\text{m}$  程度の位置分解能でイメージを得ることに成功している。

光電面物質に CsI を用いずに紫外領域に感度を持った Tetrakis-(Dimethylamino)-Ethylene (TMAE) ガスを用いた検出器も開発されている。この検出器は紫外線光源に  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$ 、ガス増幅部に MWPC を用いている。TMAE はイオン化ポテンシャルが 5.4eV と非常に低

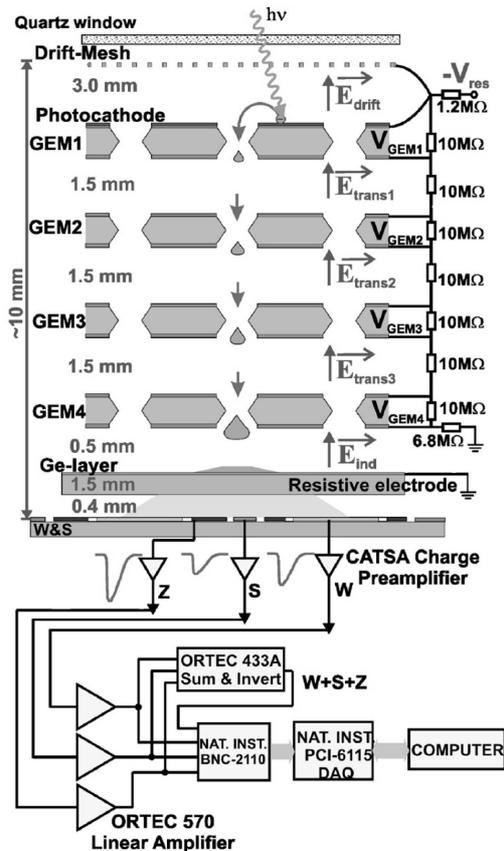


図 5.7: 多段 GEM を用いたガス PMT 概念図 [46]

いため紫外領域の光に対しても、CsI と同等もしくはそれ以上の量子効率がある ( 図 5.10 )。この検出器で  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  の紫外線イメージングに成功した報告がある [48]。  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  に照射する線源として  $^{22}\text{Na}$  を用いており、  $\text{NaI}(\text{Tl})$  でコインシデンスを取ってイメージングを行なっている。 セットアップおよびイメージング結果を図 5.11 に示す。しかし TMAE は酸素環境下では劣化しやすいため扱いが難しい [47]。

本論文の先行研究として京都大学ではすでに  $\mu\text{-PIC}$  を用いた透過型 CsI 光電面ガス PMT の開発に成功している [49]。さらに、このガス PMT に  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  シンチレータを組み合わせることにより、ガスよりも高い検出効率で放射線を検出する新しい検出器の開発を行なった。実際、 $\alpha$  線照射によって  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  シンチレータで発光した紫外線をガス PMT で検出したところ図 5.12 のようなイメージを取得することに成功した。

ここでは透過型光電面ガス PMT の開発を行なったが、ガス PMT の量子効率は反射型の方が良いことが期待される。そこで、本論文では反射型光電面のセットアップでもイメージングを行ない、検出効率や位置分解能、量子効率などの性能を調べ、透過型と比較した。また、ガス PMT と組み合わせた  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  シンチレータは発光量が低いためにガス PMT とシンチレータ全体としての検出効率が低い結果になった。そこで、本論文ではさらに発光量の多いシンチレータを用いてイメージングを行ない、  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  と比較した

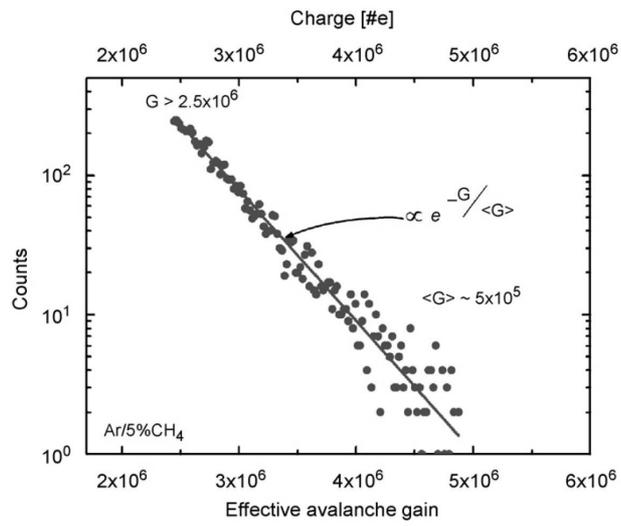


図 5.8: 1 光電子から得られたガス増幅率分布 [46]

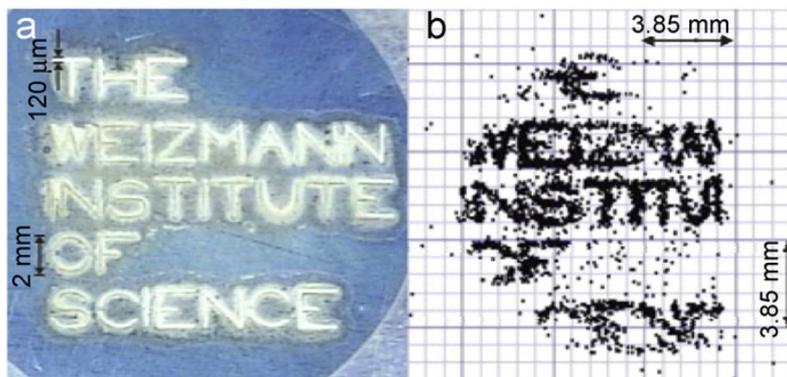


図 5.9: (a) 金属マスクの写真 (b) 金属マスクにより図 5.7 の検出器で得られたイメージ [46]

(6~8 章)

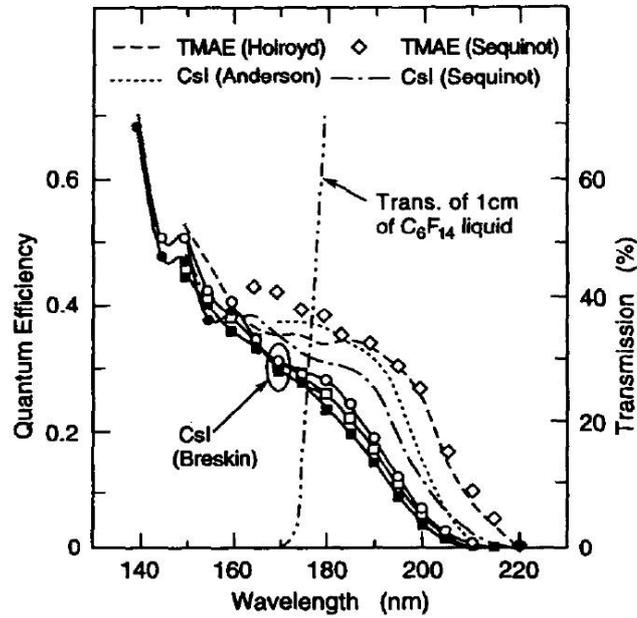


図 5.10: TMAE の量子効率 [47]

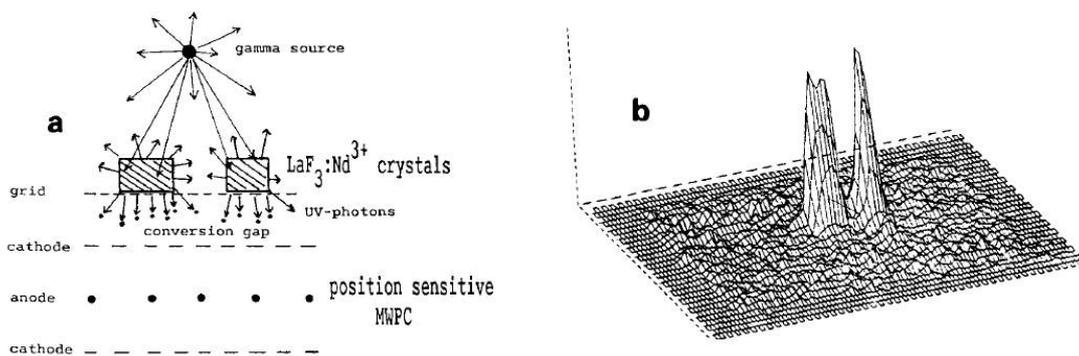


図 5.11: (a)TMAE ガスを用いた検出器のセットアップ (b)(a) のセットアップで取得された紫外線によるイメージ [48]

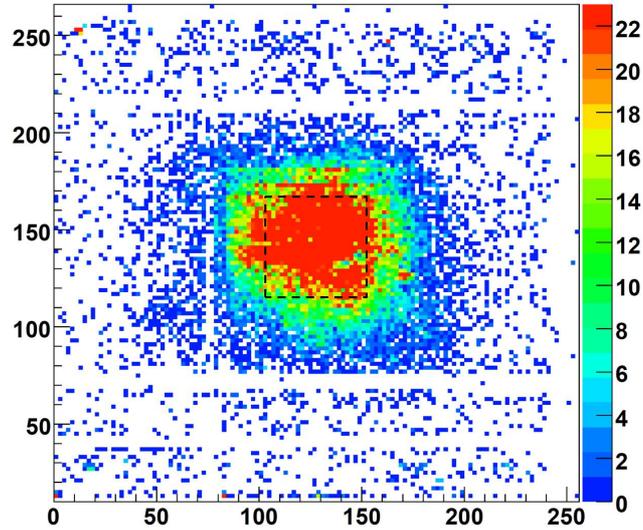


図 5.12:  $\mu$ -PIC を用いた透過型光電面のガス PMT で取得した紫外線イメージ (黒い点線は 20mm 角  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  結晶を置いた位置)。座標軸の単位は  $\mu$ -PIC アノードのピクセル座標であり、1ch=0.4mm である。

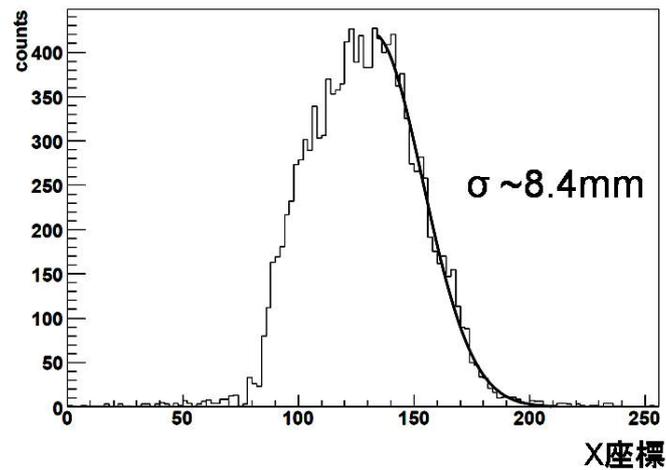


図 5.13: 図 5.12 の  $130 \leq Y \leq 150$  の範囲の X 軸への射影 (1ch=0.4mm)

## 第6章 紫外発光シンチレータ及び $\mu$ -PICの性能評価

我々が開発した放射線イメージング検出器は、紫外線を出すシンチレータとガス PMT を組み合わせたものであり、放射線、特に硬 X 線によるイメージングを目標としている。ガス PMT にはガス増幅部に 10cm 角  $\mu$ -PIC と 2 枚の 10cm 角 GEM、光電面物質として CsI、入射窓として  $MgF_2$  を用いた。本論文では透過型光電面と反射型光電面の両方のセットアップでイメージングを行なった。透過型光電面での評価は第 7 章、反射型光電面での評価は第 8 章で行ない、本章では両方のセットアップに共通する部分としてシンチレータや  $\mu$ -PIC の性能評価をする。

紫外線を出すシンチレータとして  $LaF_3(Nd)$ 、 $LuLiF_4(Nd)$ 、 $LuF_3(Nd)$  を用いた。これらのシンチレータの特性を表 6.1 に示す。

結晶名	$Nd^{3+}$ のドーピング量 [mol%]	実効原子番号	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	最大発光波長 [nm]	減衰時間 [ns]
$LaF_3(Nd)$	8	53	5.9	173	7
$LuLiF_4(Nd)$	1	64	6.2	183	12
$LuF_3(Nd)$	0.048	66	8.3	178	10

表 6.1: 本論文で用いた、紫外発光シンチレータの特性

図 6.1 は  $Nd^{3+}$  のドーピング量が 1mol% の  $LaF_3(Nd)$  に波長 157nm の  $F_2$  レーザーを照射したときの発光スペクトルである。発光波長分布は 157nm および 168~173nm の部分に来ており、特に 173nm の発光が強いことがわかる。

紫外線を出すシンチレータは減衰時間が非常に短いので高計数率での測定ができるが、発光量は一般的な可視光発光シンチレータに比べ非常に少ない。例えば  $LaF_3(Nd)$  は、 $15 \times 15 \times 15 \text{mm}^3$  のサイズであれば 5.5MeV の  $\alpha$  線に対しておよそ 100 個の紫外線しか出さない [51]。本論文で使用したシンチレータは全て  $Nd^{3+}$  をドーピングさせた潮解性のない単結晶であり、真空紫外領域に発光するが真空紫外線は多くの材料に吸収されるため、たとえ発光したとしてもシンチレータ自身がそれを吸収（自己吸収）してしまうという問題点がある。 $LaF_3(Nd)$ 、 $LuLiF_4(Nd)$  および  $LuF_3(Nd)$  のそれぞれの最大発光波長での吸収係数はそれぞれ 0.013、0.14 および  $0.19 \text{cm}^{-1}$  である（株式会社トクヤマ測定値）。

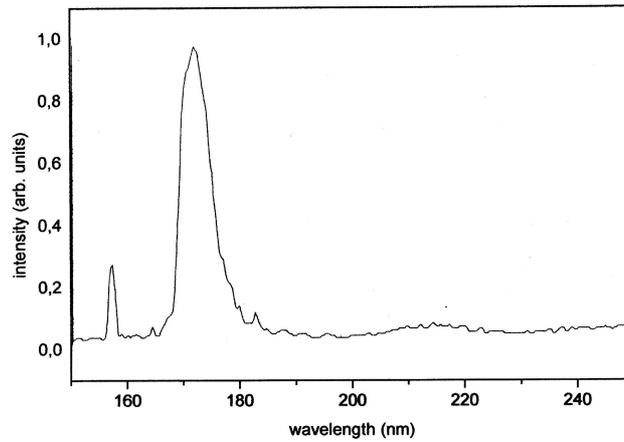


図 6.1:  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  の発光スペクトル [12]

## 6.1 各種シンチレータの発光量測定

ガス PMT とシンチレータを組み合わせたときの評価をする前に、まず各種シンチレータの発光量を PMT で測定した。我々は放射線、特に硬 X 線によるイメージングを目標としているが、紫外線を出すシンチレータは一般的な可視光発光シンチレータに比べ発光量が非常に少ないため、大きなエネルギーを持つ放射線として  $^{241}\text{Am}$  から放射される 5.5MeV の  $\alpha$  線をシンチレータに照射して評価をした。

$\text{LaF}_3(\text{Nd})$  のサイズは  $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$  (図 6.2)、 $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$ 、 $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$  の 3 種類、 $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  のサイズは  $15 \times 15 \times 15 \text{mm}^3$ 、 $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$ 、 $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$  の 3 種類、 $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  のサイズは  $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$ 、 $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$  の 2 種類あり、合計 8 個のシンチレータの発光量を測定した。これらのシンチレータは全て株式会社トクヤマから提供された。

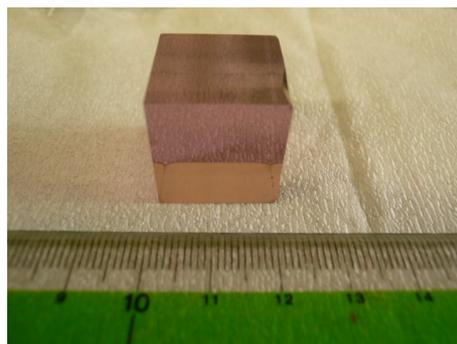


図 6.2: 20mm 角  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$

発光量評価用の PMT として浜松ホトニクス社の R8778 ASSY (図 6.3) を用いた。R8778 ASSY はクォーツ窓を用いており、光電面には真空紫外領域に特化したバイアルカリを用いて量子効率を高めている。図 6.4 より、波長 173nm に対して量子効率は 33% である。

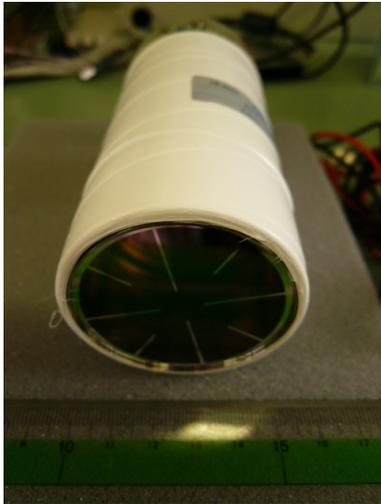


図 6.3: R8778 ASSY の写真

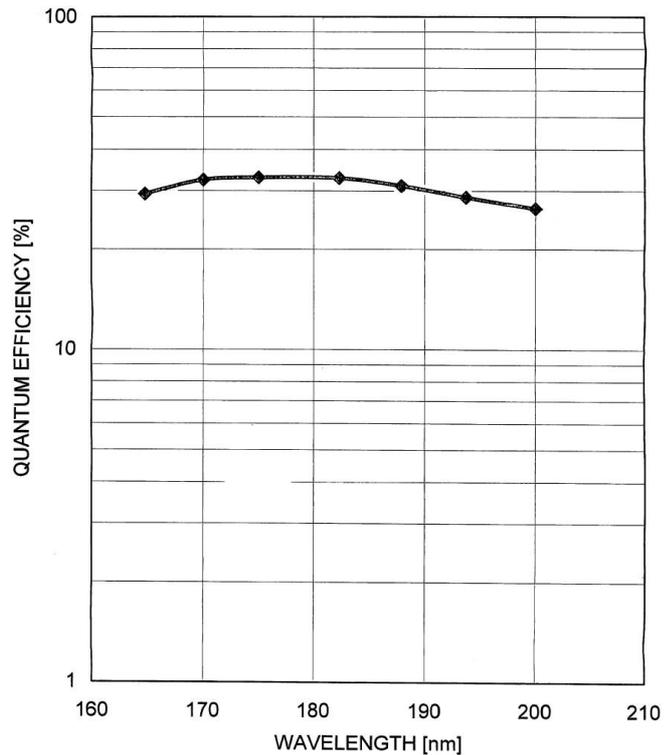


図 6.4: R8778 ASSY の量子効率（浜松ホトニクスによる評価）

シンチレータをPMTに取り付ける際には、シンチレータと入射窓の接触部分に空気層が入らないように紫外線を透過するグリスとしてデュボン社製の Krytox 16350 を使用した。反射材としてテフロン<sup>®</sup>をシンチレータに巻いた(図 6.5)。

測定のセットアップは図 6.6 のようにした。

図 6.7 が  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ ) に  $5.5 \text{MeV}$  の  $\alpha$  線を照射したときのスペクトルである。赤のスペクトルのピークをガウシアンでフィットするとピークの位置はADC値 1620 となり、黒のペDESTAL (信号の基準となるレベル、すなわち信号が入力されていないときのADC値)のピークの位置はADC値 264 となった。この結果から  $5.5 \text{MeV}$  の  $\alpha$  線によるシンチレータの発光を確認できた。

同じセットアップで他の種類・サイズのシンチレータの発光量を測定した。結晶のサイズが異なる  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  で発光量を比較したのが図 6.8 である。

サイズを  $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$  に揃えて各シンチレータの発光量を比較したのが図 6.9 である。

全てのシンチレータの発光量をまとめたのが表 6.2 である。同じ種類のシンチレータの中で比較すると、厚みが薄くなるほど発光量が多くなるのがわかる。これは薄くすることで自己吸収が減るためと考えられる。表 6.2 の  $5 \text{mm}$  厚結晶と  $1 \text{mm}$  厚結晶の発光量を比較することで自己吸収係数を求めると、 $\text{LaF}_3(\text{Nd})$ 、 $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  および  $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  それぞれ  $0.79$ 、 $1.1$  および  $0.63 \text{cm}^{-1}$  となる。ただし、自己吸収係数は  $I = I_0 e^{-\mu \times d}$  ( $I_0$  および

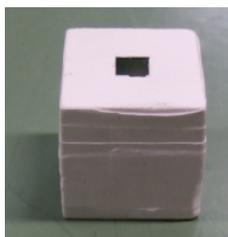


図 6.5: テフロン<sup>®</sup> で巻かれた LaF<sub>3</sub>(Nd)(20×20×20mm<sup>3</sup>) ( $\alpha$  線を入射させるために上面 5×5mm<sup>2</sup> 部分は切り取り)

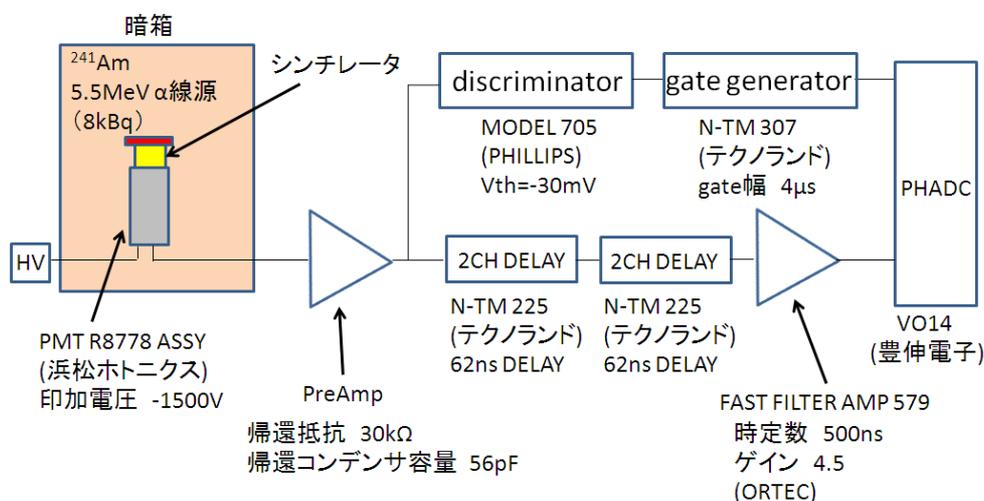


図 6.6: シンチレータの発光量測定時のセットアップ概念図

結晶名 (サイズ)	発光量
LaF <sub>3</sub> (Nd)(20×20×20mm <sup>3</sup> )	100
LaF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	169
LaF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	232
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(15×15×15mm <sup>3</sup> )	199
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	357
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	551
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	440
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	565

表 6.2: 各種・各サイズのシンチレータの相対発光量。20mm 角 LaF<sub>3</sub>(Nd) を 100 とした。

$I$  は吸収前後の紫外線強度、 $\mu$  は吸収係数 [ $\text{cm}^{-1}$ ]、 $d$  は通過距離 [ $\text{cm}$ ] の式を用いて求めた。株式会社トクヤマによる測定では、LaF<sub>3</sub>(Nd)、LuLiF<sub>4</sub>(Nd) および LuF<sub>3</sub>(Nd) それぞれ 0.013、0.14 および 0.19 $\text{cm}^{-1}$  であったので、本実験での結果と大きな相違がある。株

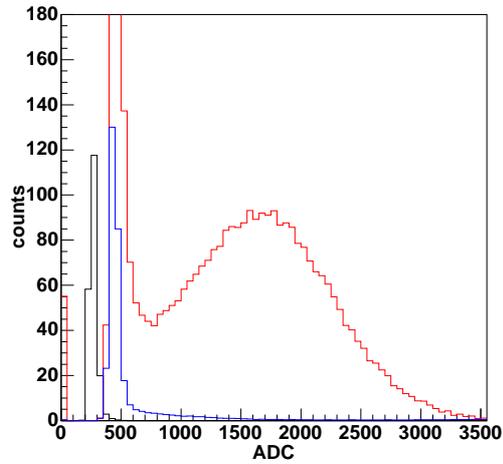


図 6.7:  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ ) に  $5.5 \text{MeV}$  の  $\alpha$  線を照射したときのスペクトル(赤)、 $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ ) に何も照射しなかったときのスペクトル(青)、ペDESTAL(黒)

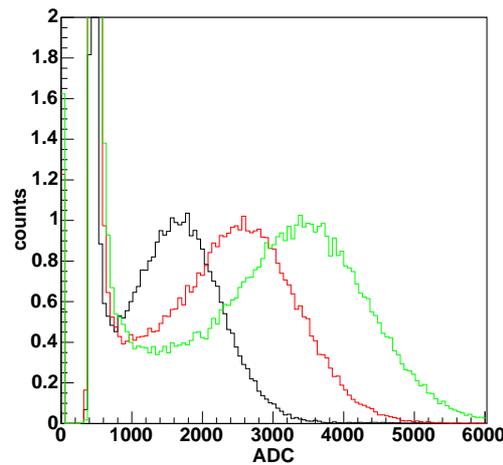


図 6.8:  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  発光量の結晶サイズ依存性。  $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ (黒)、  $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$ (赤)、  $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ (緑)

株式会社トクヤマでは外部で発生させた紫外線を結晶の中央に垂直に入射させて、その紫外線の減衰量から吸収係数を求めているのに対し、本実験では、結晶が発光した紫外線の減衰量から吸収係数を求めているため、発光紫外線の結晶側面での反射による減衰の影響も含まれている。そのため、株式会社トクヤマの測定値よりも全体的に大きな値になったと考えられる。

同じサイズで比較すると、 $\text{LaF}_3(\text{Nd})$ 、 $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$ 、 $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  の順に発光量が多いことが分かった。これはエネルギー輸送効率の違いなどが影響していると考えられるが、定

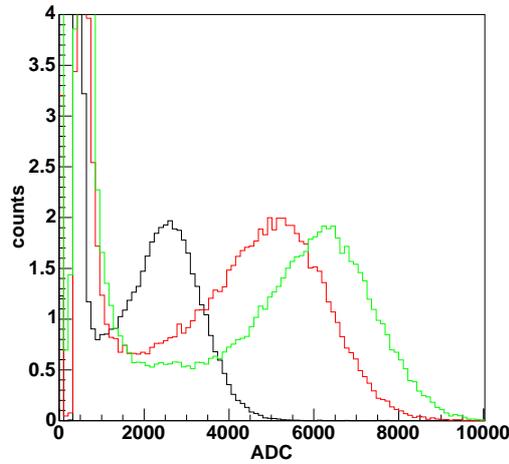


図 6.9: LaF<sub>3</sub>(Nd)(黒)、LuLiF<sub>4</sub>(Nd)(赤)、LuF<sub>3</sub>(Nd)(緑) の発光量比較

量的な理由はよく分かっていないのが現状である。

実際には 5.5MeV の  $\alpha$  線が全てのエネルギーを結晶中の電子の遷移に使うわけではなく、一部のエネルギーは原子核の振動などに使われ、発光に寄与しない。電子にエネルギーを与える割合は結晶の種類や入射放射線のエネルギーに依存するが、LaF<sub>3</sub>(Nd) などのシンチレータに対して 5.5MeV の  $\alpha$  線がどの程度の割合で電子にエネルギーを与えるかは今までに測定された報告がない。そこでこの実験結果からおおよその値を見積もってみる。まずこれらのシンチレータに対する 5.5MeV の  $\alpha$  線の飛程を計算する。標準温度・圧力の空気中における  $\alpha$  線の飛程  $R$ [mm] は  $\alpha$  線のエネルギー  $T$ [MeV] が  $4 \leq T \leq 15$  のときは  $R = (0.05T + 2.85)T^{1.5}$  と表せる(半経験式)[50]。これを使うと、5.5MeV の  $\alpha$  線の空気中での飛程はおおよそ 40mm と求まる。ある物質に対して飛程が分かっている場合、次のブラッグ・クレマン則を用いて他の物質中の飛程を求めることができる。 $\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}$  ただし  $\rho_i$  と  $A_i$  はそれぞれ物質  $i$  の密度と原子量である。LaF<sub>3</sub>(Nd) の密度 5.9g/cm<sup>3</sup> と原子量 139 から LaF<sub>3</sub>(Nd) に対する 5.5MeV の  $\alpha$  線の飛程はおおよそ  $1.9 \times 10^{-2}$ mm となる。本章の最初で述べたように LaF<sub>3</sub>(Nd) は  $15 \times 15 \times 15$ mm<sup>3</sup> のサイズであれば 5.5MeV の  $\alpha$  線に対しておおよそ 100 個の紫外線を出す [51]。  $20 \times 20 \times 20$ mm<sup>3</sup> のサイズでもこれと同程度(実際には数%少ない)の紫外線を出すとなると、表 6.2 から  $10 \times 10 \times 1$ mm<sup>3</sup> の LaF<sub>3</sub>(Nd) はおおよそ 230 個の紫外線を出すことが分かる。先ほどの計算で 5.5MeV の  $\alpha$  線は結晶のすぐ表面でエネルギーを落としきることが分かったので発生した紫外線が 1mm 厚を通過したのちに 230 個の紫外線になったと考えられる。1mm 厚の薄さであるので結晶の側面での反射による紫外線の減衰は考えない。波長 173nm の紫外線は LaF<sub>3</sub>(Nd) 中を 1mm 通過すると 8%程度吸収されてしまうので結晶表面で発生した紫外線はおおよそ  $230/0.92=250$  個である。波長 173nm の紫外線は 7.2eV なので発生した紫外線のエネルギーは  $7.2[\text{eV}] \times 250[\text{個}] = 1.8[\text{keV}]$  である。つまり 5.5MeV の  $\alpha$  線は全エネルギーのうち  $1.8 \times 10^{-3}/5.5 = 0.03[\%]$  しか紫外線の発光に寄与していないことが分かる。同様の計算を LuLiF<sub>4</sub>(Nd)、LuF<sub>3</sub>(Nd) についても行なうと、どちらも 5.5MeV の  $\alpha$  線の全エネルギーの 0.08%が紫外線の発光に寄与する

ことが分かる。

## 6.2 $\mu$ -PIC の性能評価

光電面に透過型の CsI を用いた場合、量子効率 は 図 3.5 の 曲線 100M から  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  の 中心 発 光 波 長 173nm 対 して お よ そ 2% と な っ て お り、 期 待 さ れ る 光 電 子 数 は お よ そ 2 個/ $5.5\text{MeV}\alpha$  である。こゝで 2 個の光電子を増幅して、外来ノイズと分離できる信号として検出するために必要なガス増幅率を見積もる。増幅率  $700\text{pC/pC}$  の ASD ( 時定数  $80\text{ns}$  ) を読み出しに用いた場合、ガス増幅率が  $1.8 \times 10^5$  であれば読み出し時には  $40\text{pC}$  程度の電荷となる。これはサムアンプの時定数を考慮すると  $50\Omega$  抵抗終端で  $10\text{mV}$  程度の波高となり、信号として検出できる。よってガス増幅率  $1.8 \times 10^5$  以上を安定に出すことができれば紫外線イメージングが可能となる。我々が開発したガス PMT には、ガス増幅部に  $10\text{cm}$  角  $\mu$ -PIC を用いた。第 4 章で述べたように  $\mu$ -PIC が安定に動作できるガス増幅率はおよそ 6000 程度であるため、 $\mu$ -PIC 単体では 2 個の光電子を検出するのに必要なガス増幅率を安定に出すことができない。そこで  $\mu$ -PIC の前置増幅器として  $10\text{cm}$  角 GEM を 2 枚入れることにより、目標のガス増幅率を得ることを試みた。ただし GEM1 枚当たりのガス増幅率が 10 倍程度になるように電圧をかけた。GEM を入れることで光フィードバックおよびイオンフィードバックを抑制することもできる ( 図 5.3 )。その中でも我々は東京大学原子核科学研究センター (CNS) で開発されたもの [52] を用いた。この構造は  $50\mu\text{m}$  のカプトンフォイルの両側に  $5\mu\text{m}$  の銅を蒸着させ、 $70\mu\text{m}$  の円柱状の穴を六角状に  $140\mu\text{m}$  ピッチで空けたものとなっており、CERN で開発されたものと穴の断面形状が異なる ( 図 6.10 )。

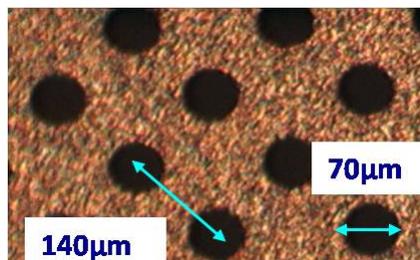


図 6.10:  $50\mu\text{m}$  厚 GEM の顕微鏡写真

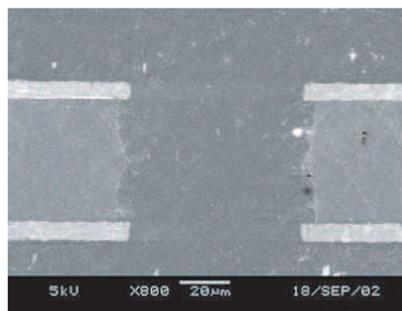


図 6.11:  $50\mu\text{m}$  厚 GEM の断面

実験用の容器を設計し、組み立てた ( 図面や写真などの詳細は付録 A にまわす )。

### ガス増幅率測定

ガス増幅率の測定では線源に  $^{55}\text{Fe}$  を用いた。またガスは  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90:10)$  を使用し  $1\text{atm}$  で封じ切った。なお本論文では、ドリフト電極と初段 GEM の間をドリフト領域、初段 GEM と後段 GEM の間をトランスファー領域、 $\mu$ -PIC のアノードと後段 GEM の間をインダクション領域と呼ぶことにする。まず図 6.16 のようにセットアップを組み、できるだけ大きなガス増幅率を得るために、ガス増幅率のドリフト電場依存性、トランスファー電場依存

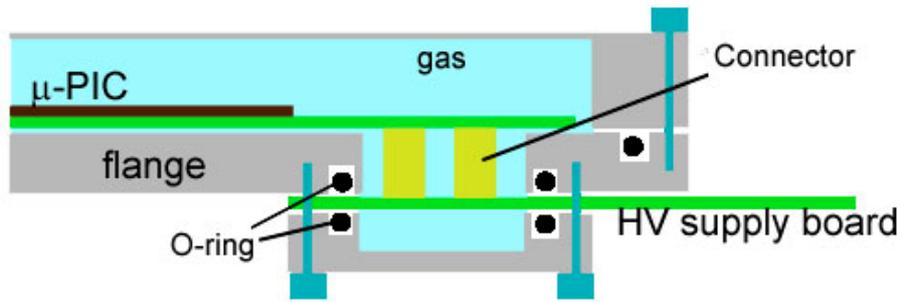


図 6.12:  $\mu$ -PIC と高電圧供給基板の接続概念図

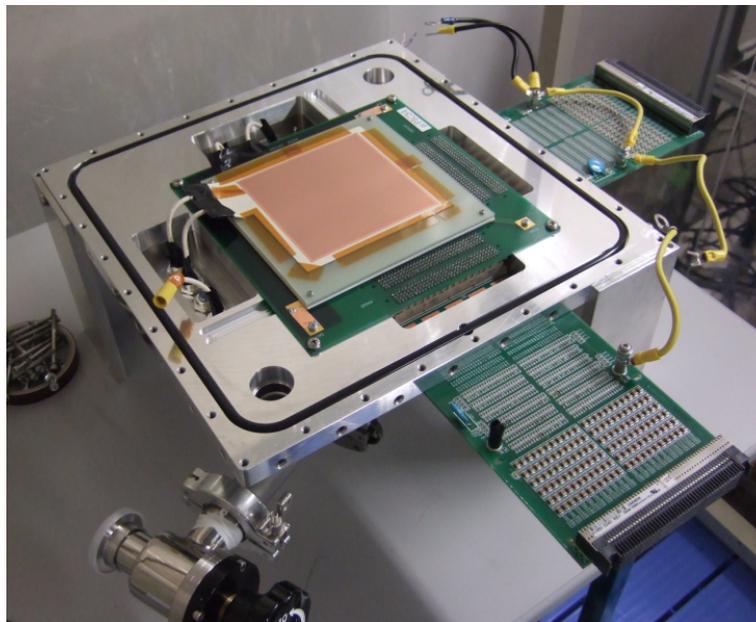


図 6.13: ガス封じ切り容器底面の内側 ( $\mu$ -PIC と GEM を取り付けた様子)

性およびインダクション電場依存性をそれぞれ調べた。このとき初段 GEM(100 $\mu$ m 厚) には 400V(ガス増幅率およそ 10)、後段 GEM(50 $\mu$ m 厚) には 300V(ガス増幅率およそ 10) を与えた。

オシロスコープで記録した  $^{55}\text{Fe}$  による信号を図 6.17 に示す。

結果をそれぞれ図 6.18、図 6.19、図 6.20 に示す。ドリフト領域やトランスファー領域はある一定の電場を越えるとガス増幅率は一定となった。これらの領域では電子をほぼ収集したと考えられる。インダクション領域も電子を収集しきることができればガス増幅率が一定になるはずであるが、図 6.20 を見ると、電場を強くすればするほどガス増幅率が大きくなっていった。これはインダクション領域でもガス増幅が起こり始めたためだと考えられる。第 7 章と第 8 章で光電面に紫外線ランプを照射し、ドリフト電極、GEM および  $\mu$ -PIC それぞれに流れる電流を詳しく調べることでそれぞれの領域の電場を最適化する

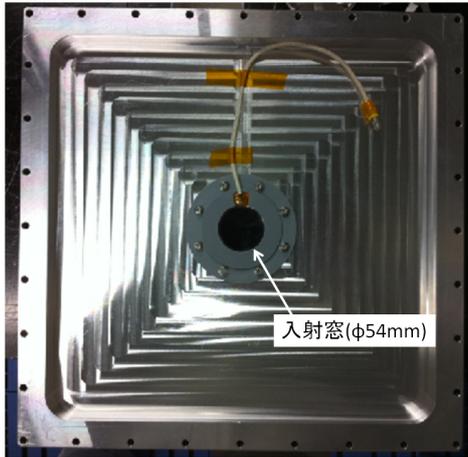


図 6.14: 入射窓を容器の内側に取り付けた様子

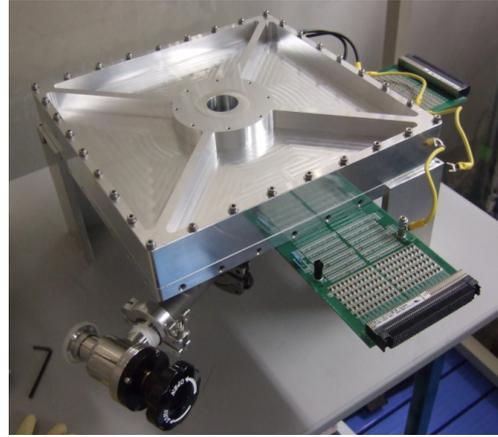


図 6.15: 完成した容器の写真

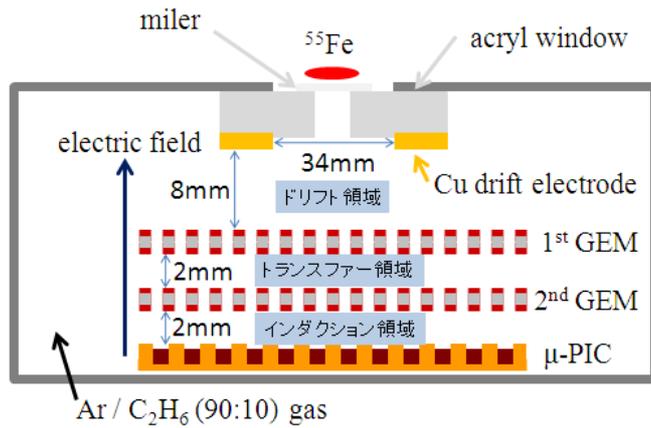


図 6.16: ガス増幅率評価時のセットアップ概略図

が、今は暫定的にドリフト電場  $0.25\text{kV/cm}$ 、トランスファー電場  $1.25\text{kV/cm}$  とした。インダクション電場は  $\mu\text{-PIC}$  のアノードの電圧に依存するが、放電の危険性が少ない程度の電場として後段 GEM 下側に  $-200\text{V}$  を与えることにした。この電場設定でガス増幅率の  $\mu\text{-PIC}$  のアノード電圧依存性を調べた結果を図 6.21 に示す。

$\mu\text{-PIC}$  のアノードに  $420\text{V}$  以上かけるとアノードに大きな電流が流れ始め検出器が不安定になってしまったので、安全を優先して  $400\text{V}$  で動作させることにした。このときのガス増幅率は全体として  $2.3 \times 10^5$  となり、目標値の  $1.8 \times 10^5$  には到達することができた。

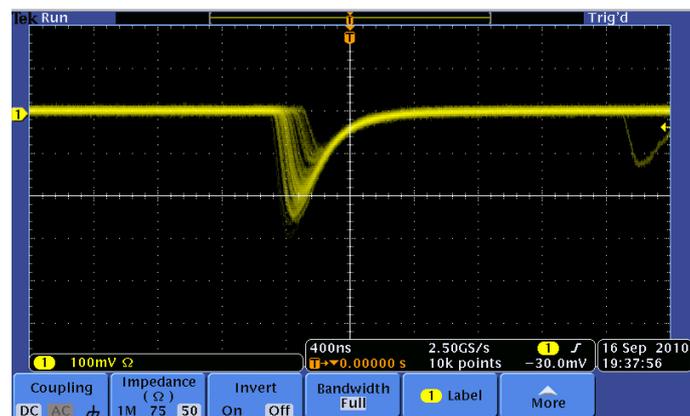


図 6.17:  $\mu$ -PIC で読み出した  $^{55}\text{Fe}$  の信号 (初段 GEM:400V、後段 GEM:300V、 $\mu$ -PIC アノード:300V) (100mV/div、400ns/div)

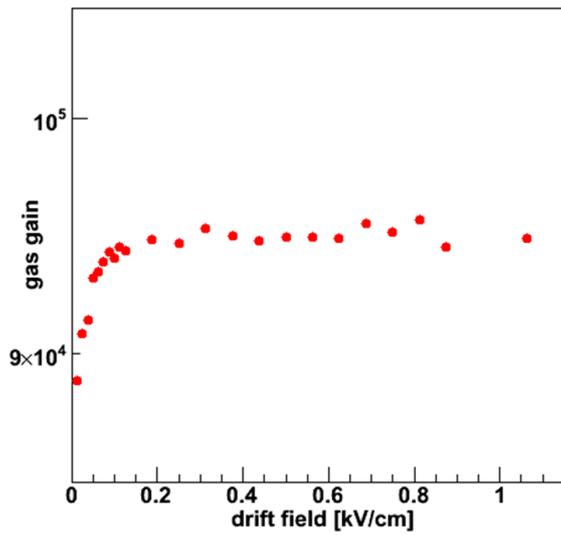


図 6.18: ガス増幅率のドリフト電場依存性

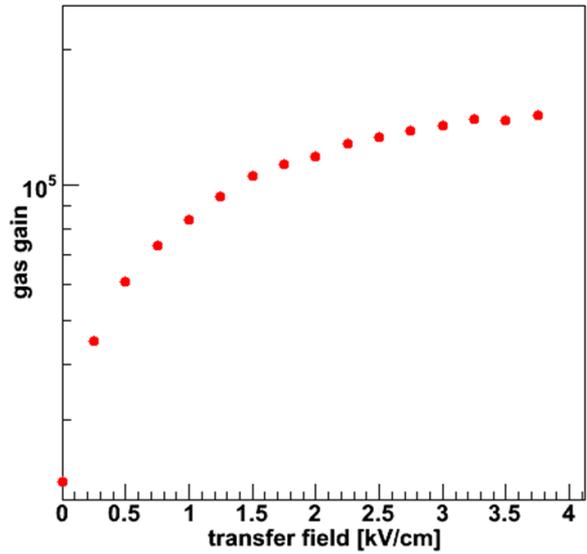


図 6.19: ガス増幅率のトランスファー電場依存性

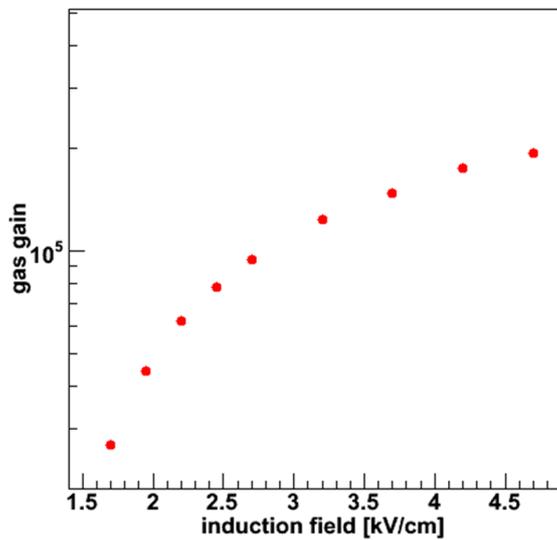


図 6.20: ガス増幅率のインダクション電場依存性

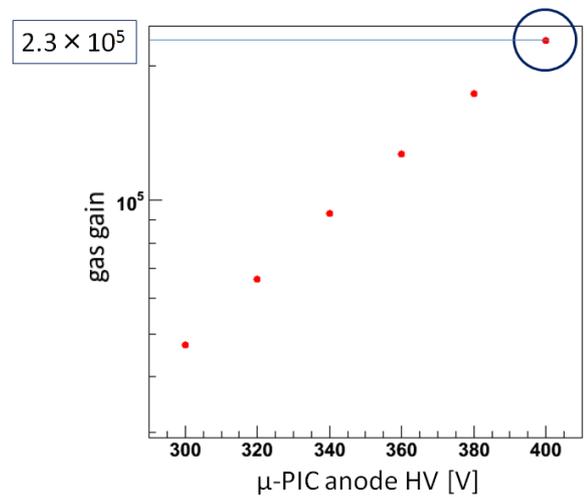


図 6.21: ガス増幅率の  $\mu$ -PIC アノード電圧依存性

## 第7章 透過型光電面を用いた放射線イメージング検出器

内部を真空に保つ従来のPMTと同様にガスPMTも透過型光電面と反射型光電面のセットアップが可能である。まずセットアップの簡易性と検出器の安定性を考えて透過型光電面を採用した。透過型光電面は入射窓に光電面物質が蒸着されている。 $\phi 54\text{mm}$ の $\text{MgF}_2$ の片面にCsIと周囲10mm部分にドリフト電場を与えるためのNi電極を浜松ホトニクス社に依頼して蒸着した(図7.1)。したがってこの入射窓のCsI蒸着部分の有効径は34mmである。蒸着されたCsIの厚みは数十nm程度である。<sup>1</sup>比較のため、3種類の異なる厚さ(5mm、3mm、1mm)の入射窓を用意した。CsIは潮解性を持っているため入射窓を容器に取り付ける作業はクリーンルーム内で短時間で行ない、CsIの劣化を防ぐためにすぐに真空を引いた。1mm厚の入射窓は強度が弱く、容器に取り付ける際に割れてしまったため、本論文では5mm厚と3mm厚での評価をした。この検出器の概念図を図7.2に示す。

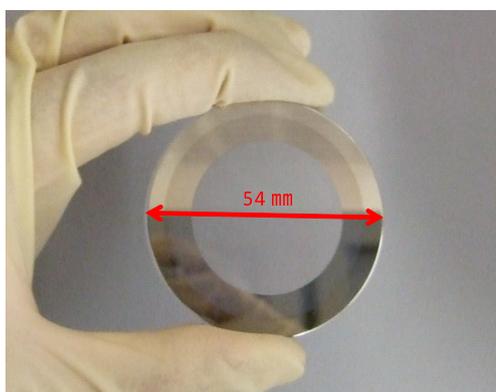


図 7.1: CsI と Ni 電極が蒸着された $\text{MgF}_2$ (5mm厚)

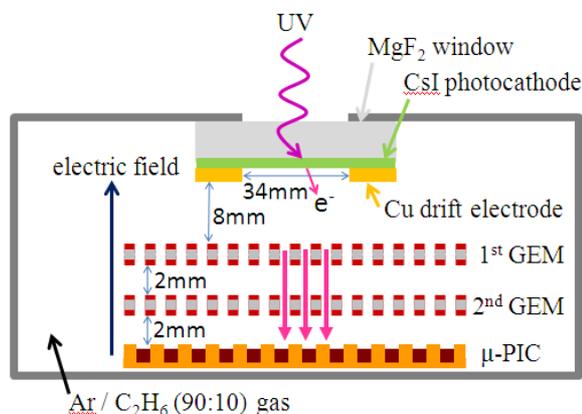


図 7.2: 透過型光電面を用いたガスPMT(入射窓5mm厚)の概念図

### 7.1 電場の最適化

イメージングを行なう前に、イオンフィードバックの影響をできるだけ抑え、電子を効率良く $\mu\text{-PIC}$ に到達させるためにドリフト電場、トランスファー電場、インダクション電場の最適な値を求める実験を行なった。紫外線光源として浜松ホトニクス社の高輝度VUV

<sup>1</sup>具体的なCsIの厚みは浜松ホトニクス社の企業秘密

光源ユニット L10366series を用いて、これをガス PMT に照射したとき  $\mu$ -PIC に流れる電流が大きくなるような電場値をそれぞれの領域で探した。なお、この光源の発光スペクトルは図 7.3 に示したとおりで、窓は  $\text{MgF}_2$  であり、発光点のサイズは  $\phi 0.5\text{mm}$  である。この光源は傾けることができないので図 7.4 のように検出器を傾けてセットした。光源と入射窓の間は紫外線が空気に吸収されないように真空状態にした。また光源の強度を調節するために穴の径が 1mm のコリメータを光源と入射窓の間に 2 つ挿入した。この光源を用

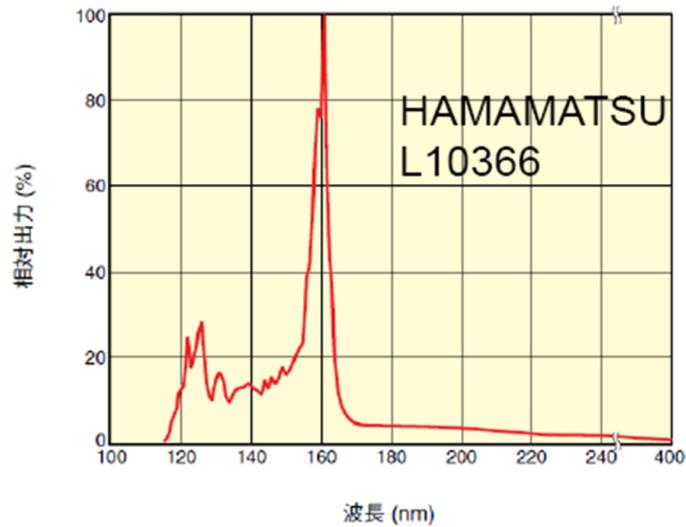


図 7.3: 紫外線光源の発光スペクトル

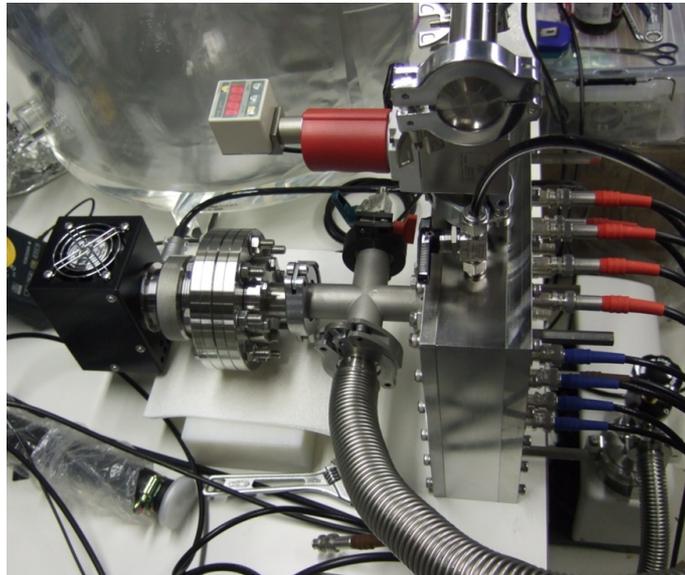


図 7.4: 紫外線光源を検出器にセットした様子

いて検出器の入射窓に紫外線を入射させたときにドリフト電極、初段 GEM 上、初段 GEM

下、後段 GEM 上、後段 GEM 下、 $\mu$ -PIC アノードおよび  $\mu$ -PIC カソードに流れる電流を富士ダイヤモンド社の微小電流モニター 0812A で測定した。ただし、 $\mu$ -PIC カソードの電流は KEITHLEY 社のピコアンメーターで測定した。ドリフト電場、トランスファー電場およびインダクション電場を変化させたときの各電極に流れる電流を示したのが、それぞれ図 7.5、図 7.6 および図 7.7 である。電流の符号は電子が電極に入るとき正になる。ただしピコアンメーターで測定した  $\mu$ -PIC カソードは逆で、陽イオンが電極に入るとき正になる。これらの図全体から、各電極に流れる電荷の収支が 0 になっていることが確認で

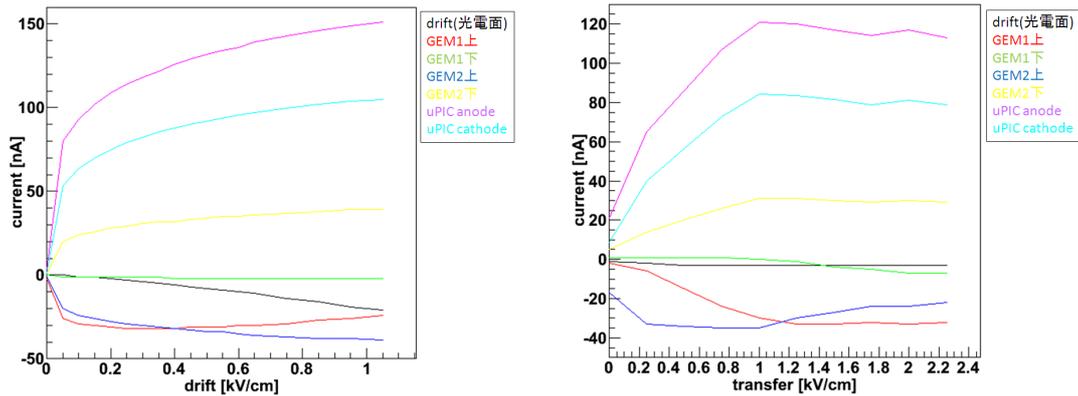


図 7.5: 各電極に流れる電流のドリフト電場依存性 図 7.6: 各電極に流れる電流のトランスファー電場依存性

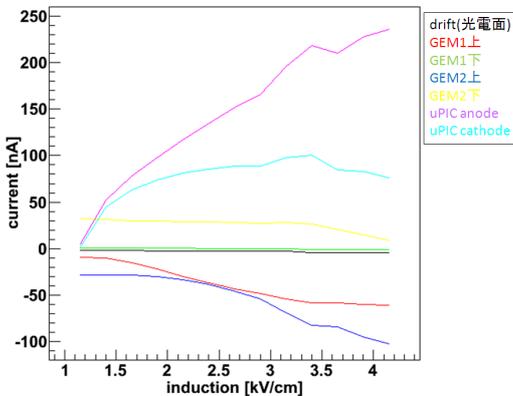


図 7.7: 各電極に流れる電流のインダクション電場依存性

きた。よって、検出器外部との電荷のやりとりはないので、検出器内で発生した電荷のふるまいを考察することができる。図 7.5 よりドリフト電場を強くすると初段 GEM で増幅される際に発生した陽イオンがドリフト電極に到達しやすくなる。この現象はドリフト電場が 0.25 kV/cm 以上で数 nA (絶対値) の電流がドリフト面に流れ始め、イオンフィードバックが無視できないということが示唆された。一方、ドリフト電場が小さいと  $\mu$ -PIC に集まる電子の量が少なくなってしまった。図 7.6 よりトランスファー電場は 1kV/cm 以上では各電流値は安定し、逆にそれ以下では  $\mu$ -PIC に集まる電子の量がトランスファー電場の値に大きく依存してしまい、電子の収集効率が場所や時間によって大きく異なってしま

う可能性が分かった。図 7.7 より、インダクション電場は強いほど  $\mu$ -PIC に集まる電子は多くなった。

上記のことから今後の実験ではドリフト電場 0.25kV/cm とした。また、トランスファー電場およびインダクション電場は放電の危険性も考慮して、それぞれ 1 および 3kV/cm を採用した。

## 7.2 放射線イメージングの評価とスペクトル解析

各領域の電場は、ドリフト電場 0.25kV/cm、トランスファー電場 1kV/cm、インダクション電場 3kV/cm に設定してイメージングを行なった。GEM にかける電圧差は初段 GEM(100 $\mu$ m 厚) が 400V、後段 GEM(50 $\mu$ m 厚) が 300V とし、 $\mu$ -PIC アノードには 400V をかけた。なお、ガス増幅に 2 枚の GEM を用いた場合、安定に高いガス増幅率を得るためには初段に 100 $\mu$ m 厚、後段に 50 $\mu$ m 厚を使用するのが適しているという研究成果がある (KEK、宇野氏) ので、我々もその組み合わせを採用した。このときの全体のガス増幅率は第 6 章で行なった測定からおよそ  $2.0 \times 10^5$  である。用意した入射窓は MgF<sub>2</sub> 窓 5mm 厚と 3mm 厚、LuLiF<sub>4</sub> 窓 5mm 厚と 3mm 厚の 4 種類である。それぞれの入射窓を用いたセットアップでの評価を行なう。

### 7.2.1 MgF<sub>2</sub> 窓

LaF<sub>3</sub>(Nd) を用いたイメージング

まずは入射窓として 5mm 厚の MgF<sub>2</sub> を用いたセットアップでイメージングを行なった。図 7.2 のようなガス PMT の入射窓に Krytox16350 を用いて LaF<sub>3</sub>(Nd)(20 $\times$ 20 $\times$ 20mm<sup>3</sup>) を接着させ、その上に 5.5MeV の  $\alpha$  線源である <sup>241</sup>Am (8kBq) を置いて取ったイメージが図 7.9 である。このときの計数率は 124Hz であった。

次に、LaF<sub>3</sub>(Nd)(20 $\times$ 20 $\times$ 20mm<sup>3</sup>) と入射窓の間にブラックシートを挿入して LaF<sub>3</sub>(Nd)(20 $\times$ 20 $\times$ 20mm<sup>3</sup>) が発光する紫外線を遮断して結晶に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射した (図 7.10)。このとき取れたイメージは <sup>241</sup>Am が出す 59.5keV の X 線あるいは環境ガンマ線がガスを電離したことによるものと考えられる。このときの計数率は 77Hz であった。図 7.9 と図 7.10 を比較することでシンチレータが発光した紫外線によるイメージが取れていることが確認できた。シンチレータが発光した紫外線による計数率は 124-77=47Hz となる。これ以降のイメージと計数率はブラックシートを挿入しなかったときと挿入したときの差を取ってシンチレータが発光する紫外線に由来するものだけを示す。

LaF<sub>3</sub>(Nd)(20 $\times$ 20 $\times$ 20mm<sup>3</sup>) を 45 度回転させたときのイメージも取得した (図 7.12)。シンチレータの置き方でイメージが変わっているのでこの結果からもシンチレータ由来の紫外線でイメージングできていることが分かった。

$\alpha$  線照射時の位置分解能評価

次に、この検出器の位置分解能を評価するために LuF<sub>3</sub>(Nd)(10 $\times$ 10 $\times$ 1mm<sup>3</sup>) に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射してイメージングをした。このときのイメージが図 7.13 である。図 7.13 の



図 7.8: 入射窓に  $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  結晶を取り付けた様子

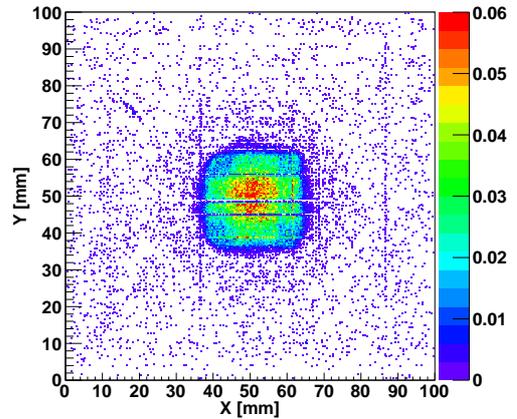


図 7.9: 透過型  $\text{MgF}_2(5 \text{mm 厚})$  窓に  $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  を置き、 $5.5 \text{MeV}$  の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ

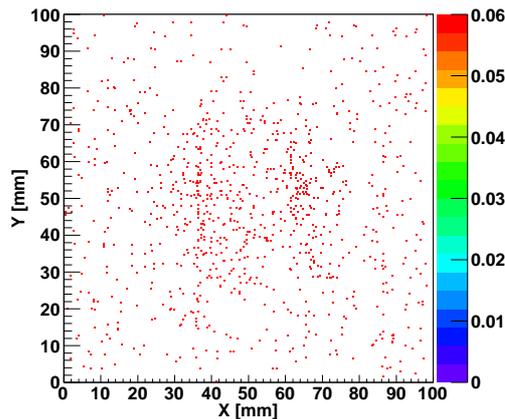


図 7.10:  $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  が出す紫外線をブラックシートで遮断して  $5.5 \text{MeV}$  の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ

$44 \leq Y \leq 55$  の部分をスライスすると図 7.14 のようになる。図 7.14 をガウシアンでフィッティングし、イメージの広がりを求めると  $\sigma = 6.2 \pm 0.1 \text{mm}$  と求めた。 $\alpha$  線はシンチレータのすぐ表面でエネルギーを落としきるので紫外線はシンチレータ上面表面で広がり、かつ入射窓中でも広がる。つまりこの  $\sigma$  はシンチレータ内・入射窓中での紫外線の広がり・ガス中での電子の拡散の 3 つの影響をみていることになる。電子の拡散については図 4.2 を参考にすると  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90:10)$  ガス中では、電場の強さが  $0.25 \text{kV}/\text{cm}$  のとき  $500 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  だけ水平方向に拡散する。入射窓から  $\mu\text{-PIC}$  までおよそ  $12 \text{mm}$  あるのでその間に電子は  $0.5 \text{mm}$  程度拡散する。

#### X 線照射時の位置分解能評価

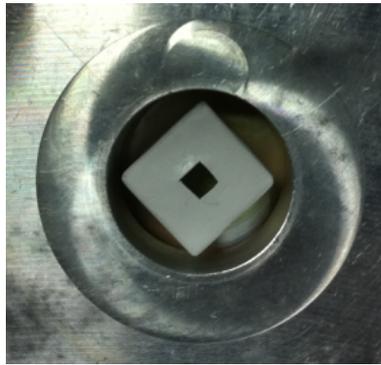


図 7.11: 入射窓に  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ ) を 45 度回転させて取り付けた様子

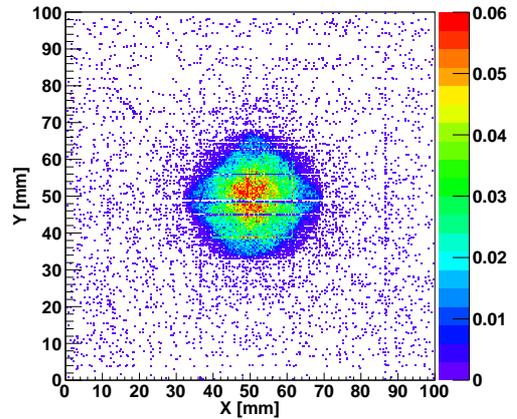


図 7.12:  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ ) を 45 度回転させて 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ

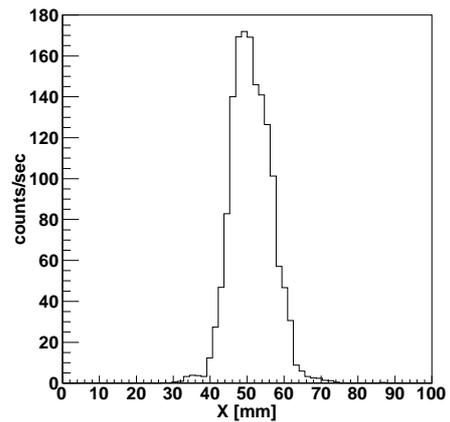
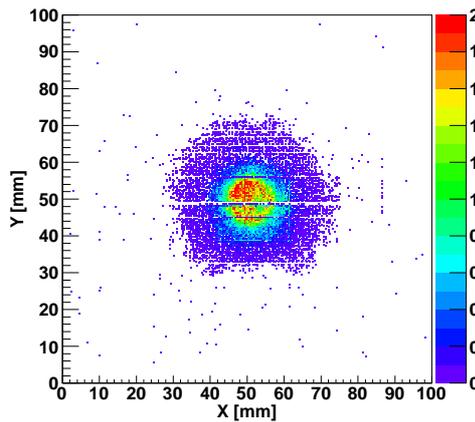


図 7.13:  $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ ) に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ  
図 7.14: 図 7.13 の  $44 \leq Y \leq 55$  の X 軸へのプロジェクション

次に、X線に対する位置分解能を評価するために、 $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ ) に図 7.15 のようなコリメータを用いて 122keV の X 線 ( $^{57}\text{Co}$   $7.7 \times 10^5 \text{Bq}$ ) を入射させた。コリメータによる立体角の制限を考慮すると実際に結晶に向かう X 線の強度は 245Bq 程度になる。このときのイメージが図 7.16 であり、計数率は 33Hz であった。この結果から  $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ ) を用いたとき、122keV の X 線に対する検出効率は  $33/245 \sim 13\%$  と求められる。図 7.16 の  $44 \leq Y \leq 55$  の部分をスライスすると図 7.17 のようになる。図 7.17 からイメージの広がり方は  $\sigma = 3.8 \pm 0.5 \text{mm}$  と求まった。 $\alpha$  線照射のときと同様、この  $\sigma$  もシンチレータ内・入射窓中での紫外線の広がり・ガス中での電子の拡散の 3 つの影響をみていることになる。ただし X 線がシンチレータのどの部分でエネルギーを落とすのかはイベント毎に異なるので、シンチレータのすぐ表面で紫外線を発生させる  $\alpha$  線の場合とは、シンチ

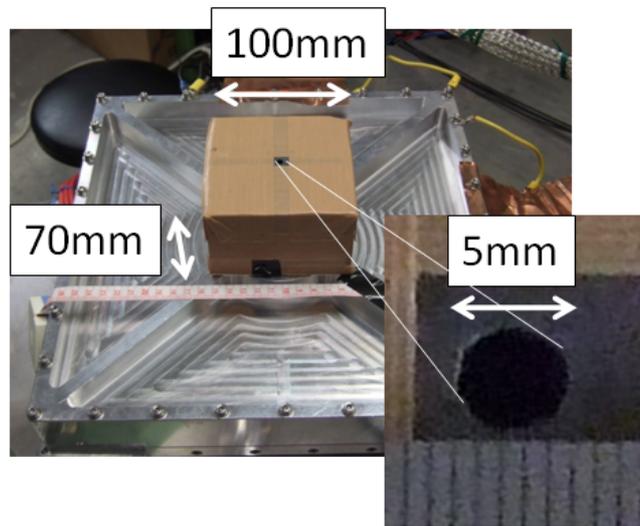


図 7.15: 122keV の X 線のコレリメータ

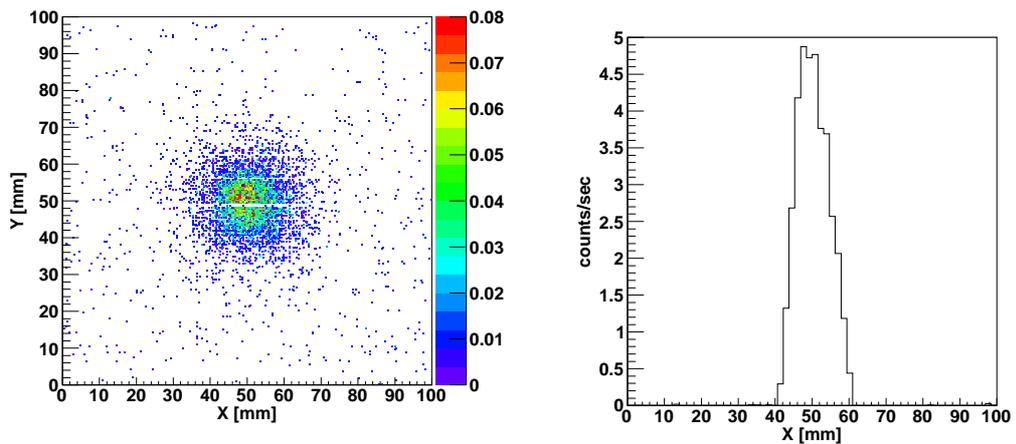


図 7.16:  $\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3)$  に 122keV の X 線を垂直入射させたときのイメージ

図 7.17: 図 7.16 の  $44 \leq Y \leq 55$  の X 軸へのプロジェクション

レータ内での広がり方が異なる。

#### ガス PMT の位置分解能評価

次に、シンチレータ内での紫外線の広がり方に依存しない「ガス PMT としての位置分解能」を評価するために、 $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  と入射窓の間に  $\phi 1 \text{mm}$  の穴を空けたブラックシートを挿入し、シンチレータの上面中央に  $\alpha$  線を照射した。こうすることでシンチレータ内で発光した紫外線のうち、入射窓にほぼ垂直に入射した紫外線のみを検出できる。紫外線を入射窓にできるだけ垂直に入射させるために、用意した結晶の中で最も厚

い20mm厚のLaF<sub>3</sub>(Nd)を使用した。また、結晶の側面で反射した紫外線が入射窓に到達しないように結晶の側面にブラックテープを巻いて反射しないようにした。このときのイメージが図7.18である。図7.18のY=50の部分のスライスすると図7.19のようになる。図7.19からイメージの広がり $\sigma=0.7\text{mm}$ と求まった。この実験で求まるイメージの広が

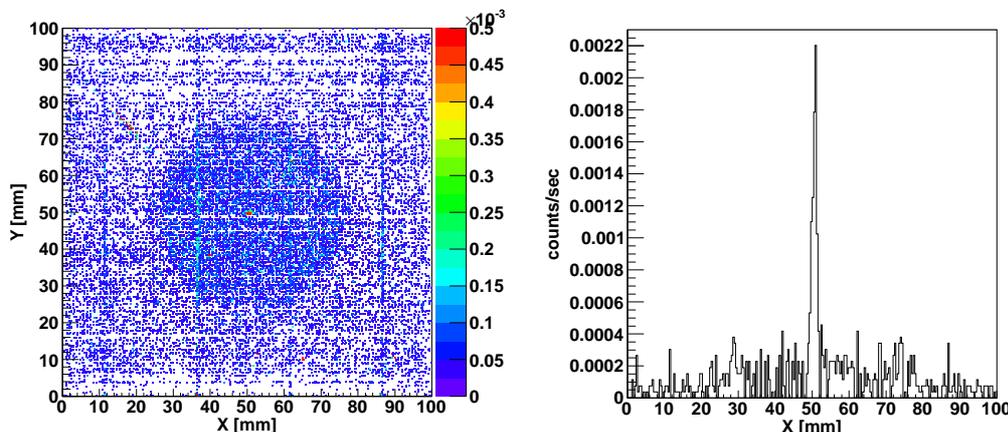


図 7.18: 入射窓に垂直に入射した紫外線によるイメージ (コリメータの穴径は 1mm) 図 7.19: 図 7.18 の Y=50 の X 軸へのプロジェクション

り $\sigma$ は入射窓での紫外線の広がり $\sigma$ とガス中での電子の拡散の2つの影響をみていることになる。本論文ではこの $\sigma$ を「ガスPMTの位置分解能」と定義する。

これら位置分解能の実験結果からイメージの広がり $\sigma$ はほとんどシンチレータ内での紫外線の広がりによるものであり、ガスPMTそのものの位置分解能はサブミリレベルであることが分かった。

### スペクトル測定

次に、 $\mu$ -PICからのアナログ信号のスペクトルを解析した。信号の読み出しには時定数80nsのASDを用いており、アノードの中央128チャンネルのストリップの信号を足し合わせて反転した信号の波形データをFADCで取得した。アノード・カソードそれぞれの中央付近128チャンネルsumの信号を閾値10mVに設定したディスクリミネーターに通してコインシデンスをとったものをトリガーとした。スペクトル測定時のセットアップを図7.20に示す。LaF<sub>3</sub>(Nd)(20×20×20mm<sup>3</sup>)に5.5MeVの $\alpha$ 線を照射したときのスペクトルは図7.21のようになった。このスペクトルからもシンチレータが出す紫外線による信号を取得できていることが確認できた。

以上の測定を他のシンチレータでも行なった。その結果を表7.1にまとめる。ただし、\*印の欄は測定していない。 $\alpha$ 線は結晶に入射するとほぼ100%の確率でエネルギーを落としきるが、同じ強度の $\alpha$ 線を用いても結晶ごとに計数率が異なることが分かった(表7.1のA欄)。まず、ガスPMTのガス増幅率 $2.0 \times 10^5$ から、イベントを検出するには2個以上の光電子が発生する必要がある。ポアソン確率を考慮すると、発生する光電子数の平均が10個程度であれば、ほぼ確実に2個以上の光電子が発生し、イベントを検出できる。現状ではシンチレータの発光量が少なく量子効率も悪いので、発生する光電子は数個である

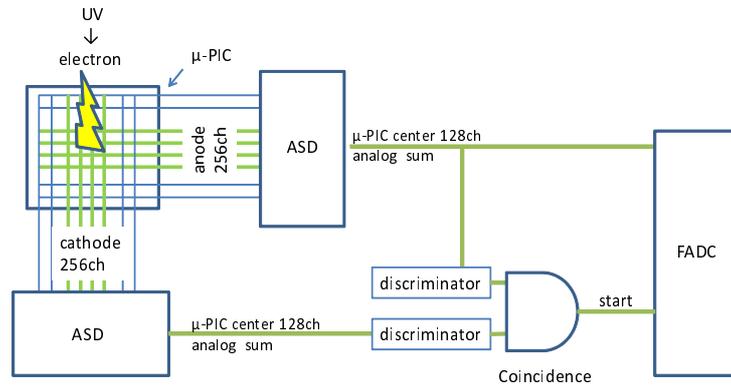


図 7.20:  $\mu$ -PIC からのアナログ信号取得の概念図

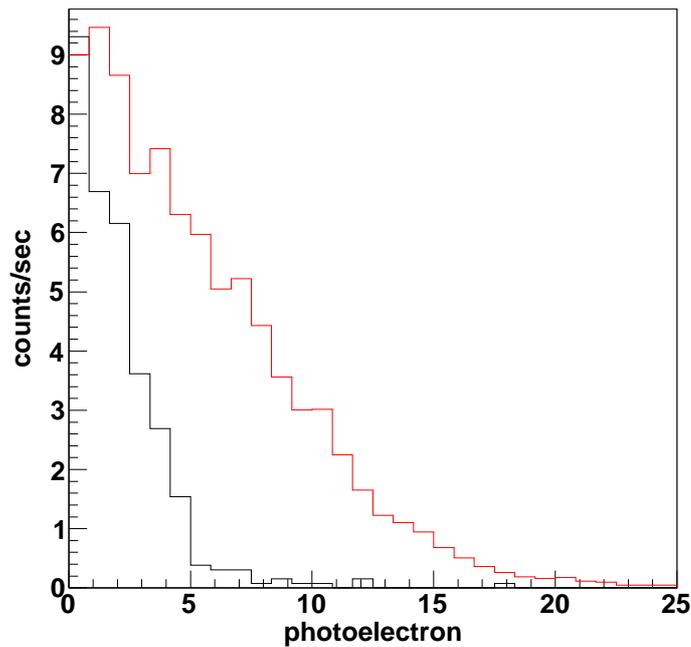


図 7.21:  $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  に  $5.5 \text{MeV}$  の  $\alpha$  線を照射したときのスペクトル (赤) と紫外線を遮断したときのスペクトル (黒)

(詳しくは後のスペクトル解析で説明する)。したがって、 $\alpha$  線がエネルギーを落としきっても 2 個以上の光電子が発生しない場合があるため、計数率はシンチレータの発光量に依存することになる。

$\text{MgF}_2$  窓 3mm 厚

結晶名	A	B	C	D	E
LaF <sub>3</sub> (Nd)(20×20×20mm <sup>3</sup> )	47	1050	*	*	*
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(15×15×15mm <sup>3</sup> )	65	711	*	*	*
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	1555	9137	49	*	*
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	2236	12064	33	6.2±0.1	3.8±0.5

表 7.1: 透過型 MgF<sub>2</sub>(5mm 厚) 窓での計数率と位置分解能 A:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] B:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] C:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) をコリメートして結晶に当てたときの計数率 [Hz] D:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの位置分解能 [mm] E:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) をコリメートして結晶に当てたときの位置分解能 [mm]

次に、MgF<sub>2</sub> 入射窓を 5mm 厚から 3mm 厚にすることで計数率や位置分解能がどう変わるかを調べた。8 個全ての結晶について調べた結果が表 7.2 である。透過型 MgF<sub>2</sub> 入射窓 3mm 厚の場合、ガス PMT の位置分解能は  $\sigma=0.8$ mm であった。5mm 厚のときよりも 14% 程度位置分解能が悪くなってしまったが、これは入射窓が 2mm 薄くなった分だけ逆にドリフト領域の長さが 2mm 増えたため電子の拡散による効果が大きくなったことが考えられる。実際にドリフト領域が 12mm から 14mm に長くなると拡散の影響は  $\frac{\sqrt{1.4}}{\sqrt{1.2}} \sim 1.08$ 、つまり 8% 大きくなる。表 7.2 の A 欄をみると、LuF<sub>3</sub>(Nd)(10×10×1mm<sup>3</sup>) に 5.5MeV の  $\alpha$  線

結晶名	A	B	C	D	E
LaF <sub>3</sub> (Nd)(20×20×20mm <sup>3</sup> )	179	2473	*	*	*
LaF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	294	1732	17	*	*
LaF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	331	1258	2	3.0±0.1	3.8±0.7
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(15×15×15mm <sup>3</sup> )	154	1895	*	*	*
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	423	3177	18	*	*
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	526	2957	0	3.2±0.1	3.1±0.5
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	4923	24941	147	*	*
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	6043	29039	78	3.7±0.0	3.1±0.2

表 7.2: 透過型 MgF<sub>2</sub> 窓 3mm 厚での計数率と位置分解能 A:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] B:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] C:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) をコリメートして結晶に当てたときの計数率 [Hz] D:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの位置分解能 [mm] E:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) をコリメートして結晶に当てたときの位置分解能 [mm]

(8kBq) を照射したときの計数率は 6043Hz となり、MgF<sub>2</sub> 窓 5mm 厚のときよりも 2.7 倍向上した。これは入射窓を薄くすることで MgF<sub>2</sub> による紫外線の吸収が抑えられたためと考えられる。図 3.7 を参考にすると MgF<sub>2</sub> 1mm 厚に対する紫外線の透過率はおよそ 90% である。5mm 厚を通過すると紫外線は 0.9<sup>5</sup>~59% に減衰し、3mm 厚では 0.9<sup>3</sup>~73% に減衰するので、光電面まで届く紫外線の数は 3mm 厚の方が 5mm 厚よりも 73/59~1.2 倍多く

なる。この違いが計数率の違いに反映されていると考えられる。

次に、透過型  $\text{MgF}_2$  窓 (3mm 厚) での量子効率を評価する。 $\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3)$  に 5.5MeV の  $\alpha$  線を当てたときのスペクトルを図 7.22 に示す。表 6.2を見ると、 $\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3)$  は 5.5MeV の  $\alpha$  線に対しおよそ 565 個の紫外線を出す。入射窓での紫外線の減衰を考えると、実際に光電面まで届く紫外線は  $565 \times 0.9^3 \sim 412$  個と考えられる。図 7.22 から、およそ 4 個の光電子が発生しているので、透過型 CsI 光電面の量子効率は

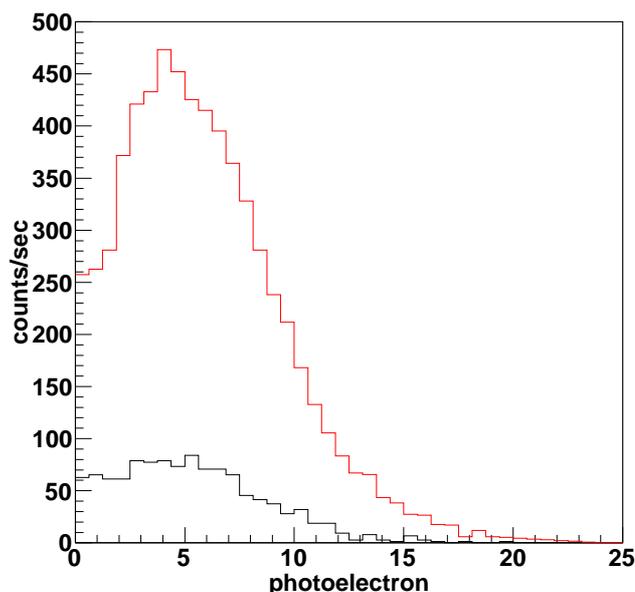


図 7.22:  $\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3)$  に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのスペクトル (赤) と紫外線を遮断したときのスペクトル (黒)

4/412 $\sim$ 1.0%であることが分かる。

## 7.2.2 $\text{LuLiF}_4$ 窓

$\text{MgF}_2$  は紫外線をよく透過するとはいえ、透過率は 100%ではない (図 3.7)。また入射窓を通過する際に紫外線が広がるので位置分解能が悪くなる。そこでシンチレータから出る紫外線をさらに効率良く光電面に到達させるために、シンチレータそのものを入射窓にしてイメージングを行なった。今回用いたシンチレータ入射窓は  $\text{LuLiF}_4$  である。材質が  $\text{MgF}_2$  から  $\text{LuLiF}_4$  に変わっただけで、サイズや CsI・Ni の蒸着の仕方は同じである。以降では、CsI が蒸着されている  $\text{LuLiF}_4$  窓を CsI- $\text{LuLiF}_4$  窓と表記する。

### $\alpha$ 線照射イメージング

まず、CsI- $\text{LuLiF}_4$  (5mm 厚) 窓の中央に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射してイメージングをした。線源部分のサイズは  $\phi 2.5 \text{mm}$  である。このときのイメージが図 7.23 であり、計数率は 1070Hz

であった。表 7.2 の A 欄を見ると、 $\text{MgF}_2$ (3mm 厚) 窓に  $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})(10 \times 10 \times 5\text{mm}^3)$  を置いたときの計数率は 423Hz であったので、 $\text{MgF}_2$ (3mm 厚) 窓を取り除いた効果で計数率が 2.5 倍向上したことが分かる。図 7.23 の  $44 \leq Y \leq 55$  の部分をスライスすると図 7.24 のようになった。比較のため、 $\text{MgF}_2$ (5mm 厚) 窓の中央に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのイメージを図 7.25 に示す。図 7.23 と図 7.25 を比較することで確かに CsI- $\text{LuLiF}_4$  窓

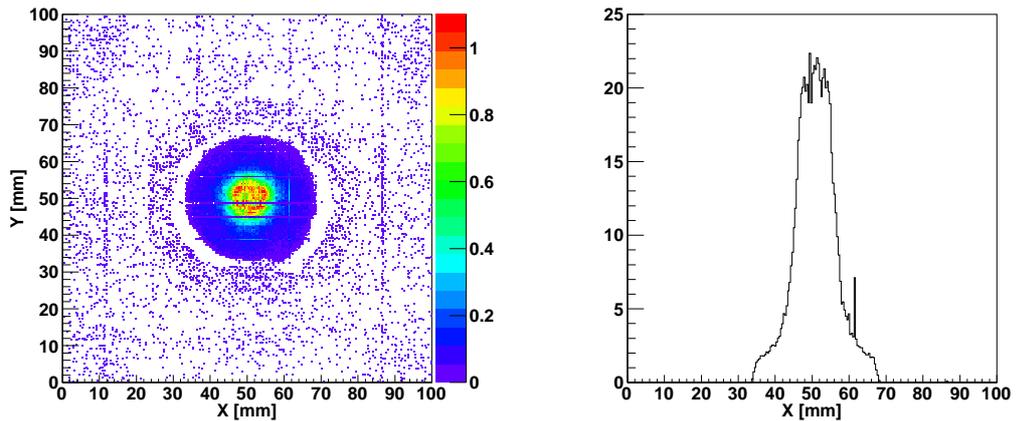


図 7.23: CsI- $\text{LuLiF}_4$ (5mm 厚) 窓に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ  
 図 7.24: 図 7.23 の  $44 \leq Y \leq 55$  の X 軸へのプロジェクション

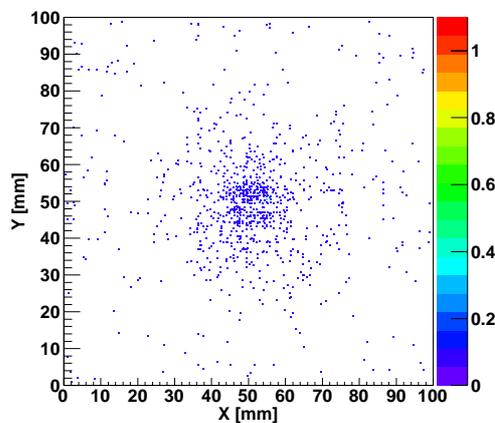


図 7.25:  $\text{MgF}_2$ (5mm 厚) 窓に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ

が発光した紫外線でイメージできていることが分かる。図 7.24 からイメージの広がりは  $\sigma = 5.2 \pm 0.2\text{mm}$  と求まった。図 7.24 のカウントは  $34\text{mm} \leq X \leq 68\text{mm}$  の部分に集中しているが、この範囲は CsI が蒸着されている範囲 34mm とちょうど一致している。このことから CsI から出た光電子は  $\mu$ -PIC に到達するまでミリスケールでは広がっていないことが分かる。つまりドリフト領域の電気力線は外向き(放射状)には広がっておらず、イメージは主に入射窓による拡散で広がっていると考えられる(図 7.26)。

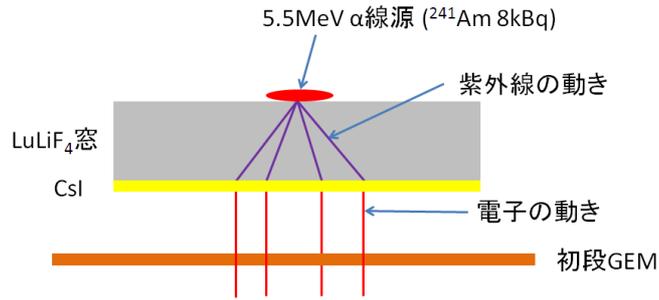


図 7.26: CsI-LuLiF<sub>4</sub> 窓に 5.5MeV の  $\alpha$  線 (線源部分  $\phi$ 2.5mm) を照射したときの紫外線と電子の動き

### X 線照射イメージング

次に、LuLiF<sub>4</sub>(5mm 厚) 窓の中央に 122keV の X 線をコリメートして入射させた。このときのイメージが図 7.27 である。図 7.27 の  $44 \leq Y \leq 55$  の部分をスライスすると図 7.28 のようになった。図 7.28 からイメージの広がりは  $\sigma = 5.1 \pm 2.1$ mm と求まった。

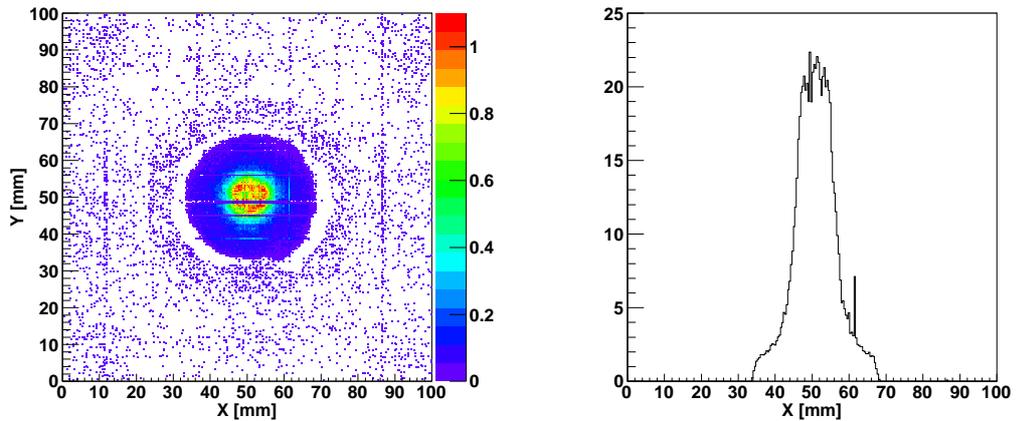


図 7.27: CsI-LuLiF<sub>4</sub> 窓に 122keV の X 線を 図 7.28: 図 7.27 の  $44 \leq Y \leq 55$  の X 軸へのプロジェクション  
照射したときのイメージ

### LuLiF<sub>4</sub> 窓 3mm 厚

次に、LuLiF<sub>4</sub> 窓を 5mm 厚から 3mm 厚に変えて中央に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射してイメージングをした。このときのイメージが図 7.29 であり  $44 \leq Y \leq 55$  の部分をスライスしたものが図 7.30 である。計数率は 1653Hz となり、5mm 厚の場合のおよそ 1.5 倍になった。これは LuLiF<sub>4</sub> 窓が 2mm 薄くなることで紫外線の自己吸収の影響を抑えることができたためと考えられる。図 7.30 からイメージの広がりは  $\sigma = 3.4 \pm 0.1$ mm と求まり、5mm 厚の場合のおよそ 33% 向上した。このことからシンチレータ入射窓厚を薄くすればするほどシン

チレータ入射窓での紫外線の広がりを抑えることができ、位置分解能が良くなることが分かる。

#### 放射線入射位置感度

次に、 $\text{LuLiF}_4$  窓の放射線入射位置感度を調べるために、 $\alpha$  線源を置く位置を中心から 3.5mm だけ右にずらしてイメージングをした。図 7.30 のピーク位置は  $X=50.9\text{mm}$ 、図 7.32 の

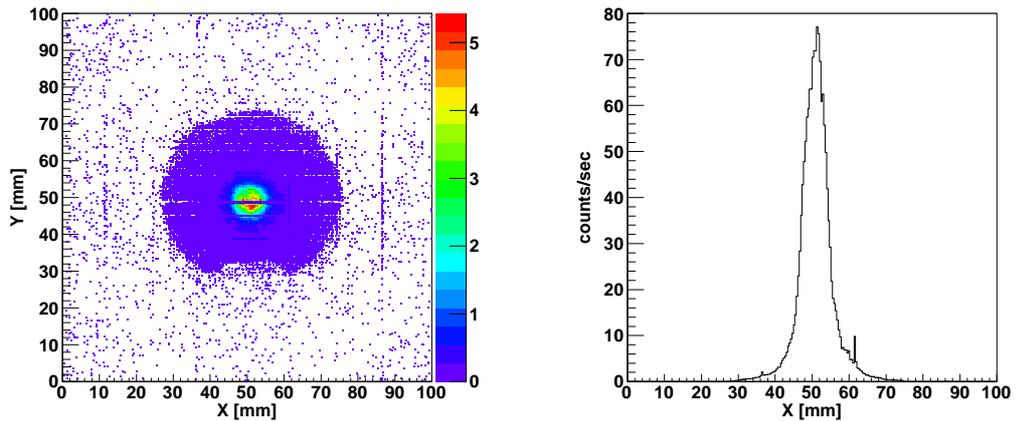


図 7.29:  $\text{CsI-LuLiF}_4$  (3mm 厚) 窓の中央に図 7.30: 図 7.29 の  $44 \leq Y \leq 55$  の X 軸への  $5.5\text{MeV}$  の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ プロジェクション

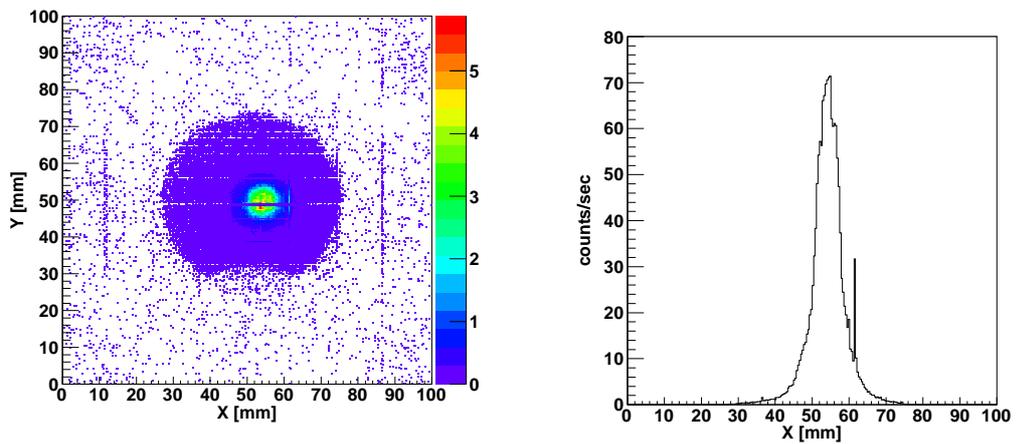


図 7.31:  $\text{CsI-LuLiF}_4$  (3mm 厚) 窓の中央から紙面向かって 3.5mm 右に  $5.5\text{MeV}$  の  $\alpha$  線を照射したときのイメージ  
図 7.32: 図 7.31 の  $44 \leq Y \leq 55$  の X 軸への プロジェクション

ピーク位置は  $X=54.3\text{mm}$  となり、確かに 3.5mm 程度ピーク位置が移動したことが分かる。この結果から  $\text{CsI-LuLiF}_4$  窓を用いた検出器が良い位置感度を持っていることが分かる。

## 第8章 反射型光電面を用いた放射線イメージング検出器

光電面に CsI を用いた、内部を真空に保つタイプの PMT の紫外領域での量子効率<sub>0</sub>は透過型光電面よりも反射型光電面の方が 2 倍程度優れている (図 3.4、図 3.5)。そこで反射型光電面を用いたセットアップでもイメージングを行なった。透過型では入射窓に光電面物質が蒸着したが、反射型では初段 GEM の入射窓に近い面に蒸着した。この蒸着も浜松ホトニクス社に依頼した (図 8.1)。入射窓には CsI や Ni 電極が蒸着されていない  $\phi 54\text{mm}$  の  $\text{MgF}_2$  を用いた。今回も比較のため、5mm 厚と 3mm 厚の入射窓を用意した。

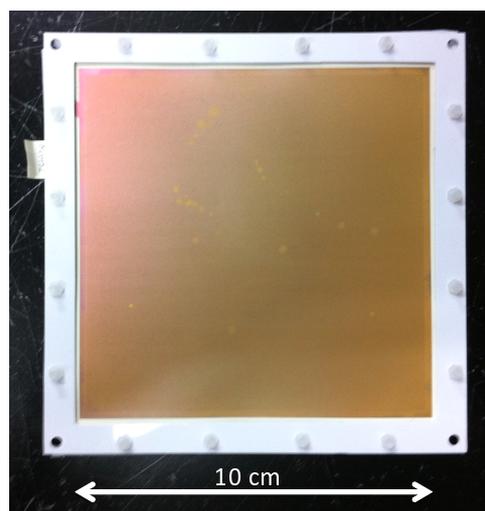


図 8.1: CsI が蒸着された GEM の写真

この検出器の概念図を図 8.2 に示す。

### 8.1 電場の最適化

第 7 章で行なった方法で反射型光電面のセットアップでも電場の最適化を行なった。ドリフト電場、トランスファー電場およびインダクション電場を変化させたときの各電極に流れる電流を示したのが、それぞれ図 8.3、図 8.4 および図 8.5 である。電流の符号は電子が電極に入るとき正になる。ただしピコアンメーターで測定した  $\mu$ -PIC カソードは逆で、陽イオンが電極に入るとき正になる。図 8.3 より、ドリフト電場を強くした場合、透過型とは異なり、ドリフト電極に流れる電流が大きくなる現象は見られなかった。これは、光電

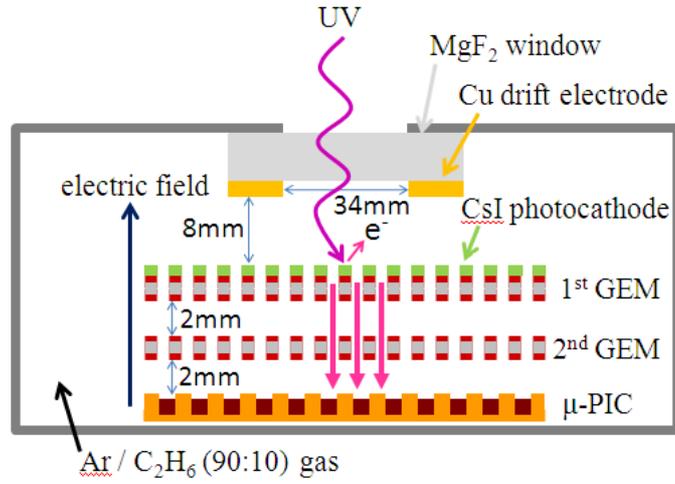


図 8.2: 反射型光電面を用いたガス PMT(入射窓 5mm 厚) の概念図

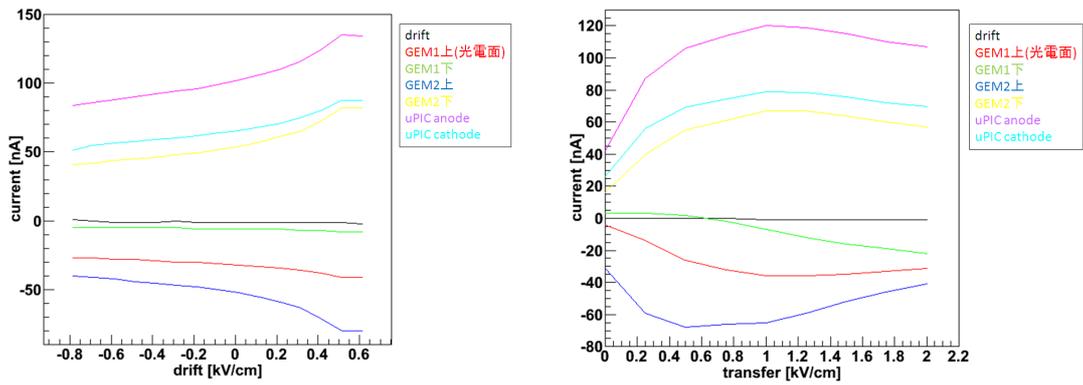


図 8.3: 各電極に流れる電流のドリフト電場依存性 図 8.4: 各電極に流れる電流のトランスファー電場依存性

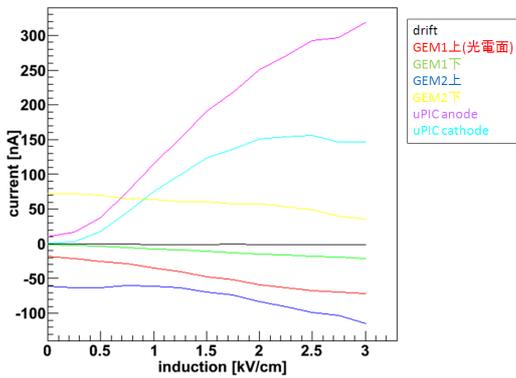


図 8.5: 各電極に流れる電流のインダクション電場依存性

子が発生する場所が透過型ではドリフト電極であるのに対して、反射型では GEM 上であるためと考えている。ここで GEM で発生した陽イオンがどのように移動しているのかについては現在より詳細な電場計算などで調査中である。図 8.4 からトランスファー電場は  $1\text{kV/cm}$  程度で  $\mu\text{-PIC}$  に流れる電流値が極大になり、それよりも電場が強いときはほぼ一定の電流値になった。この結果は透過型と同じであり、トランスファー電場が約  $1\text{kV/cm}$  よりも弱いと、光電子がうまく  $\mu\text{-PIC}$  に向かって輸送されないことが分かった。インダクション電場に関しても、透過型と同じ結果が得られ、電場が強いほど  $\mu\text{-PIC}$  に集まる電子が多くなることが分かった。

上記のこと、および強い電場での放電の危険性を考えて、各領域の電場は、ドリフト電場  $0.25\text{kV/cm}$ 、トランスファー電場  $1\text{kV/cm}$ 、インダクション電場  $3\text{kV/cm}$  が最適であるとした。

## 8.2 放射線イメージングの評価とスペクトル解析

各領域の電場を最適化した結果、透過型光電面のセットアップのときと同じであったので、透過型と同じ電場設定にしてイメージングを行なった。GEM にかける電圧差や  $\mu\text{-PIC}$  アノードにかける電圧も透過型のセットアップのときと同じであり、全体のガス増幅率も透過型のセットアップのときと同程度でおよそ  $2.0 \times 10^5$  である。用意した入射窓は  $\text{MgF}_2$  窓  $5\text{mm}$  厚と  $3\text{mm}$  厚の 2 種類である。それぞれの入射窓を用いたセットアップでの評価を行なう。

### LaF<sub>3</sub>(Nd) を用いたイメージング

透過型のときと同じように、まずは入射窓として  $5\text{mm}$  厚の  $\text{MgF}_2$  を用いたセットアップでイメージングを行なった。図 8.2 のようなガス PMT の入射窓に Krytox16350 を用いて  $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20\text{mm}^3)$  を接着させ、その上に  $5.5\text{MeV}$  の  $\alpha$  線源である  $^{241}\text{Am}$  ( $8\text{kBq}$ ) を置いて取ったイメージが図 8.6 である。 $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20\text{mm}^3)$  を  $45$  度回転させたときのイメージが図 8.7 である。この図から分かるように反射型でもシンチレータからの紫外線によるイメージングに成功した。

### 位置分解能評価

第 7 章で行なった計数率や位置分解能を調べる実験を反射型  $\text{MgF}_2(5\text{mm}$  厚) 窓のセットアップでも行ない、その結果を示したのが表 8.1 である。ただし、\*印の欄は測定していない。ガス PMT の位置分解能は  $\sigma=1.0\text{mm}$  であった。

### MgF<sub>2</sub> 窓 3mm 厚

次に、 $\text{MgF}_2$  入射窓を  $5\text{mm}$  厚から  $3\text{mm}$  厚にすることで計数率や位置分解能がどう変わるかを調べた。8 個全ての結晶について調べた結果が表 8.2 である。反射型  $\text{MgF}_2$  入射窓  $3\text{mm}$  厚の場合、ガス PMT の位置分解能は  $\sigma=1.0\text{mm}$  であり、 $5\text{mm}$  厚のときと比べて位置分解能はほとんど変わらなかった。透過型  $\text{MgF}_2$  入射窓  $3\text{mm}$  厚の場合のガス PMT の位置分解能は  $\sigma=0.8\text{mm}$  であったので、反射型のガス PMT の位置分解能は透過型よりも

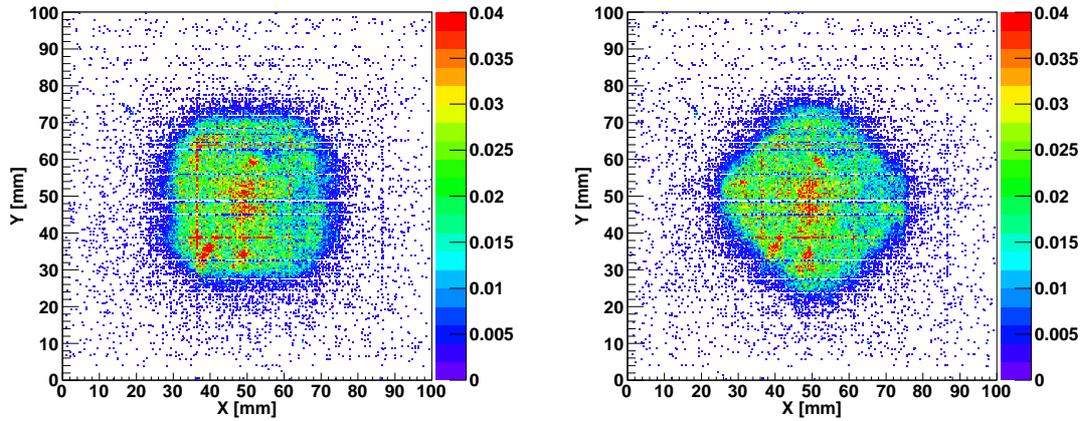


図 8.6: 反射型  $\text{MgF}_2$  (5mm 厚) 窓に図 8.7:  $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  を 45 度  $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  を置き、5.5MeV 回転させて 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときの  $\alpha$  線を照射したときのイメージ

結晶名	A	B	C	D	E
$\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$	148	2346	*	*	*
$\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3)$	3335	1461	96	*	*
$\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3)$	4738	34185	34	$10.3 \pm 0.2$	$7.3 \pm 1.1$

表 8.1: 反射型  $\text{MgF}_2$  窓 5mm 厚での検出率と位置分解能 A:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] B:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5 \text{Bq}$ ) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] C:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5 \text{Bq}$ ) をコリメートして結晶に当てたときの計数率 [Hz] D:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの位置分解能 [mm] E:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5 \text{Bq}$ ) をコリメートして結晶に当てたときの位置分解能 [mm]

25%悪くなった。これは、反射型の場合は紫外線が CsI に届くまでにガス中を通過しなければならず、その間に紫外線のビームが広がってしまうためと考えられる。さらに紫外線に対する入射窓の屈折率とガスの屈折率が大きく異なるため、入射窓とガスの境界面で紫外線が屈折してしまうことが考えられる。 $\text{LaF}_3(\text{Nd})(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3)$  に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射させたときのイメージが透過型 (図 7.9) よりも反射型 (図 8.6) の方が拡大しているのは光電子が発生する位置の違いと、入射窓とガスの境界面での紫外線の屈折によるものと考えられる。

次に、透過型と反射型の量子効率を比較するために  $\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3)$  に 5.5MeV の  $\alpha$  線を当てたときのスペクトルを図 8.8 に示す。図 8.8 から反射型ではおよそ 6 個の光電子が発生しているため、反射型 CsI 光電面の量子効率は  $6/412 \sim 1.5\%$  であり、透過型よりも 1.5 倍高いことが分かった。ただし反射型のセットアップの場合、発生した紫外線は入射窓だけではなくガス中も通過するのでガスでの吸収も考慮しなければならない。しかし  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90:10)$  の真空紫外線吸収係数が不明であったため、ここでは考慮していない。

結晶名	A	B	C	D	E
LaF <sub>3</sub> (Nd)(20×20×20mm <sup>3</sup> )	252	3022	*	*	*
LaF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	156	2150	8	*	*
LaF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	436	1553	10	7.4±0.3	6.9±2.1
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(15×15×15mm <sup>3</sup> )	240	2531	*	*	*
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	351	3645	17	*	*
LuLiF <sub>4</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	586	3272	4	8.8±0.4	8.0±1.8
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×5mm <sup>3</sup> )	5427	28687	141	*	*
LuF <sub>3</sub> (Nd)(10×10×1mm <sup>3</sup> )	6282	35713	54	9.2±0.2	6.7±0.9

表 8.2: 反射型 MgF<sub>2</sub> 窓 3mm 厚での計数率と位置分解能 A:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] B:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) を直に結晶に当てたときの計数率 [Hz] C:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) をコリメートして結晶に当てたときの計数率 [Hz] D:5.5MeV の  $\alpha$  線 (8kBq) を直に結晶に当てたときの位置分解能 [mm] E:122keV の X 線 ( $7.7 \times 10^5$ Bq) をコリメートして結晶に当てたときの位置分解能 [mm]

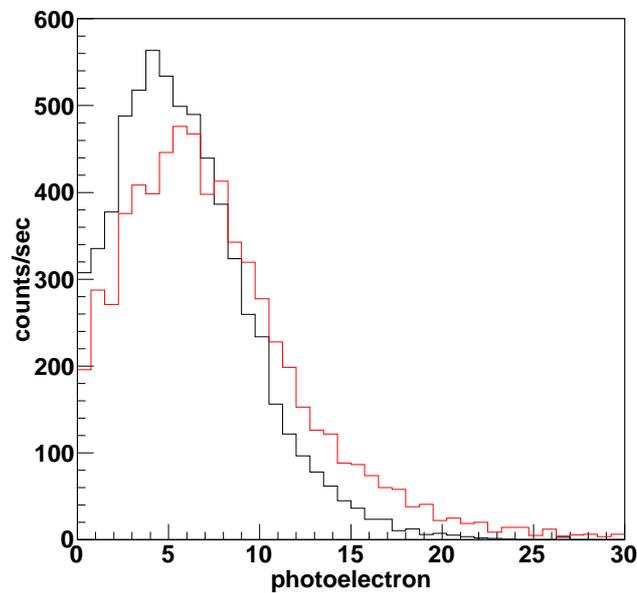


図 8.8: 反射型 (赤) と透過型 (黒) のセットアップで LuF<sub>3</sub>(Nd)(10×10×1mm<sup>3</sup>) に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのスペクトル

## 第9章 まとめと今後

### まとめ

我々は紫外線を出すシンチレータとガス PMT を組み合わせた放射線イメージング検出器を東京大学・東北大学・株式会社トクヤマと共同で開発した。特にシンチレータの開発は東北大学・株式会社トクヤマ、ガス PMT の開発は京都大学と東京大学が行なった。

まず、種類やサイズの異なる紫外発光シンチレータの発光量を PMT で測定した。サイズの異なる  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  で発光量を比較すると、 $(20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3) : (10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3) : (10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3) = 1.0 : 1.7 : 2.3$  となり、薄い結晶の方が多くの紫外線を取り出せることが分かった。これは結晶の自己吸収と結晶側面での紫外線の減衰によるものと考えられる。同じサイズ  $(10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3)$  の種類の違う結晶で発光量を比較すると、 $\text{LaF}_3(\text{Nd}) : \text{LuLiF}_4(\text{Nd}) : \text{LuF}_3(\text{Nd}) = 1.0 : 2.1 : 2.6$  となった。したがって、用意した結晶の中では  $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ ) が最も発光量が多い結果となった。

本論文では透過型光電面のセットアップと反射型光電面のセットアップでイメージングを行なった。ガス PMT は、ガス増幅に 10cm 角  $\mu$ -PIC と 10cm 角 GEM2 枚を用いて、全体として  $2.0 \times 10^5$  のガス増幅率で動作させた。イオンフィードバックの影響をできるだけ抑え、安定して  $\mu$ -PIC に効率良く電子を収集できる最適な電場構造を、紫外線を照射したときの各電極（ドリフト電極、GEM、 $\mu$ -PIC）に流れる電流を調べることによって決定した。結果、透過型および反射型ともにドリフト電場 0.25kV/cm、トランスファー電場 1kV/cm、インダクション電場 3kV/cm を最適値とした。ここでガスは  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(90:10)$  を使用し 1atm で封じ切った。透過型および反射型両方のセットアップで紫外線によるイメージングに成功し、量子効率、検出効率および位置分解能を評価し、透過型と反射型の比較、入射窓 (5mm 厚) と入射窓 (3mm 厚) の比較をした。

透過型のセットアップで  $\text{MgF}_2$  入射窓を 5mm 厚から 3mm 厚に薄くすることで  $\text{LuF}_3(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ ) に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときの検出効率が 2.7 倍向上した。これは  $\text{MgF}_2$  入射窓での紫外線の吸収を減らすことができ、効率良く光電面に紫外線を届けることができたためと考えられる。

紫外線がさらに効率良く光電面に到達できるように、入射窓そのものを  $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  シンチレータにすることで、 $\text{MgF}_2$  窓に  $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  ( $10 \times 10 \times 5 \text{mm}^3$ ) を置いたときよりも検出効率が 2.5 倍向上し、 $\text{MgF}_2$  窓を取り除くことに効果があることが分かった。シンチレータ入射窓の厚さを 5mm から 3mm に薄くすることで、シンチレータの自己吸収を抑えることができ、検出効率がさらに 1.5 倍向上した。また、入射窓での紫外線の広がり小さくなり、位置分解能が 33% 向上した。全体として、透過型では従来使用してきた  $\text{MgF}_2$  窓 (5mm 厚) に  $\text{LaF}_3(\text{Nd})$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{mm}^3$ ) を置いたセットアップに比べて  $\text{LuLiF}_4(\text{Nd})$  シンチレータ入射窓 (3mm 厚) を導入したことにより、5.5MeV の  $\alpha$  線に対する検出効率はおよそ 43 倍に向上した。放射線の入射位置を変えてイメージングを行なうことにより、この

検出器が良い位置感度をもっていることを確認した。5.5MeV の  $\alpha$  線をシンチレータに照射したときの位置分解能は透過型 5mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 6.2mm、透過型 3mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 3.7mm、反射型 5mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 10.3mm、反射型 3mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 9.2mm となり、反射型にすると透過型よりも位置分解能が悪くなった。これは、反射型の場合は紫外線が CsI に届くまでにガス中を通過しなければならず、その間に紫外線のビームが広がってしまうためと考えられる。さらに紫外線に対する入射窓の屈折率とガスの屈折率が大きく異なるため、入射窓とガスの境界面で紫外線が屈折してしまうことが考えられる。

ガス PMT としての位置分解能 (紫外線を 1mm にコリメートして入射窓に垂直に入射させたときのイメージの広がり) は透過型 5mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 0.7mm、透過型 3mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 0.8mm、反射型 5mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 1.0mm、反射型 3mm 厚  $\text{MgF}_2$  窓では 1.0mm となり、シンチレータを含んだ検出器の位置分解能は、シンチレータ内での紫外線の広がりへの寄与が 99% 以上悪くさせていることが分かった。

$\text{LuF}_3(\text{Nd})(10 \times 10 \times 1 \text{mm}^3)$  に 5.5MeV の  $\alpha$  線を照射したときのスペクトルを解析することで、透過型光電面の量子効率はおよそ 1.0%、反射型光電面の量子効率はおよそ 1.5% となり、反射型にすると透過型よりも 1.5 倍量子効率が向上した。ただしガス中の紫外線の吸収を考慮していないため、実際には反射型光電面ではこの値以上の量子効率があると考えられる。

## 今後

紫外線イメージング検出器を実用的にするにはまず多くの光電子が発生する必要がある。ガス PMT の安定性を考えても、出来るだけ低いガス増幅率でイメージングを行なうためにもシンチレータから取り出す紫外線の光量とガス PMT の量子効率を向上させることは必須である。具体的にシンチレータ関係でしなければいけないことは以下のようなことがある。

- 発光量の多いシンチレータの開発。
- 自己吸収の少ないシンチレータの開発。多くの紫外線を発光しても自己吸収が大きければ結晶から取り出せる紫外線は少なくなってしまう。シンチレータに  $\alpha$  線を照射した場合は紫外線が結晶のすぐ表面で発生するので入射窓に届く紫外線はイベントごとに同程度の距離を通過することになり同程度の吸収を受ける。しかし硬 X 線の場合、紫外線が結晶のどこで発生するかはイベントごとに異なる。すると発生場所によって紫外線が入射窓に届くまでに吸収される割合が変わってしまいエネルギー分解能が悪くなる。
- 原子番号・密度の大きいシンチレータの開発。紫外線の自己吸収の影響を抑えるためにはシンチレータをできる限り薄くすればよいが、硬 X 線がシンチレータと相互作用するためには、高い阻止能をもった結晶が必要である。
- シンチレータに巻く最適な反射材の調査。
- 発光波長の短いシンチレータの開発。図 3.4 や 3.5 を参照すると CsI の量子効率は反射型では 120nm の光に対して最大となり、透過型では 130nm の光に対して最大と

なる。今回用いたシンチレータの発光波長は 170nm 以上なのでこれより短い波長の紫外線を出すシンチレータであれば発光量が少なくとも量子効率が良くなり光電子が多く発生する可能性がある。

また、ガス PMT の量子効率を向上させるために必要なことは以下のようなことがある。

- ドリフト電極に正の電圧をかける。我々の検出器は容器を接地してドリフト電極に負の高電圧をかけている。このため透過型光電面に用いる入射窓の内部には下向きの電場ができており電子は上方向に力を受けることになる。すると光電子が放出されにくくなるのが考えられる。逆にドリフト電極に正の電圧をかければ光電子が放出されやすくなる可能性がある。
- CsI に導電性をもたせる。CsI は半導体であるため、接触しているドリフト電極に電圧を与えても CsI には電圧が一様にかかっていないことが考えられる。すると CsI への電荷の供給が起こりにくくなり光電子が発生しにくくなる可能性がある。
- 使用するガスを最適化する。光電面と接触しているガスの種類・圧力によっても量子効率は変化する。その際、ガス増幅率が十分に稼げるかどうかも考慮しなければならない。

反射型光電面のセットアップで調査すべき点を挙げる。

- ガス中での紫外線の吸収を抑える。反射型光電面のセットアップでは紫外線がガス中を通過してから CsI に当たるためそこで紫外線が減衰する可能性がある。特にクエンチャーとしてガスに混入させているエタンは紫外線を吸収するためのものであるため、シンチレータからの紫外線も同時に吸収してしまう。
- CsI を蒸着する GEM の穴径・ピッチを最適化する。上で述べたように紫外線が効率良く CsI 面に当たる必要がある。

## 付 録 A    ガス光電子増倍管の設計図面及び 写真

$\mu$ -PIC を取り付ける容器の底面部分には図 A.1 に示されるアルミ製のものを用いた。

この底面部分に取り付けるものとして  $\mu$ -PIC の他に、 $\mu$ -PIC に高電圧を供給するための中継基板がある（図 A.2）。この基板と  $\mu$ -PIC をガス封じ切り容器に取り付けるときの概念図を図 A.3 に示す。底面部分に取り付けるものとして GEM とドリフト電極に高電圧を与えるための SHV 端子を取り付けられるフランジ（図 A.5）と真空を引いたりガスを導入するためのバルブがある。

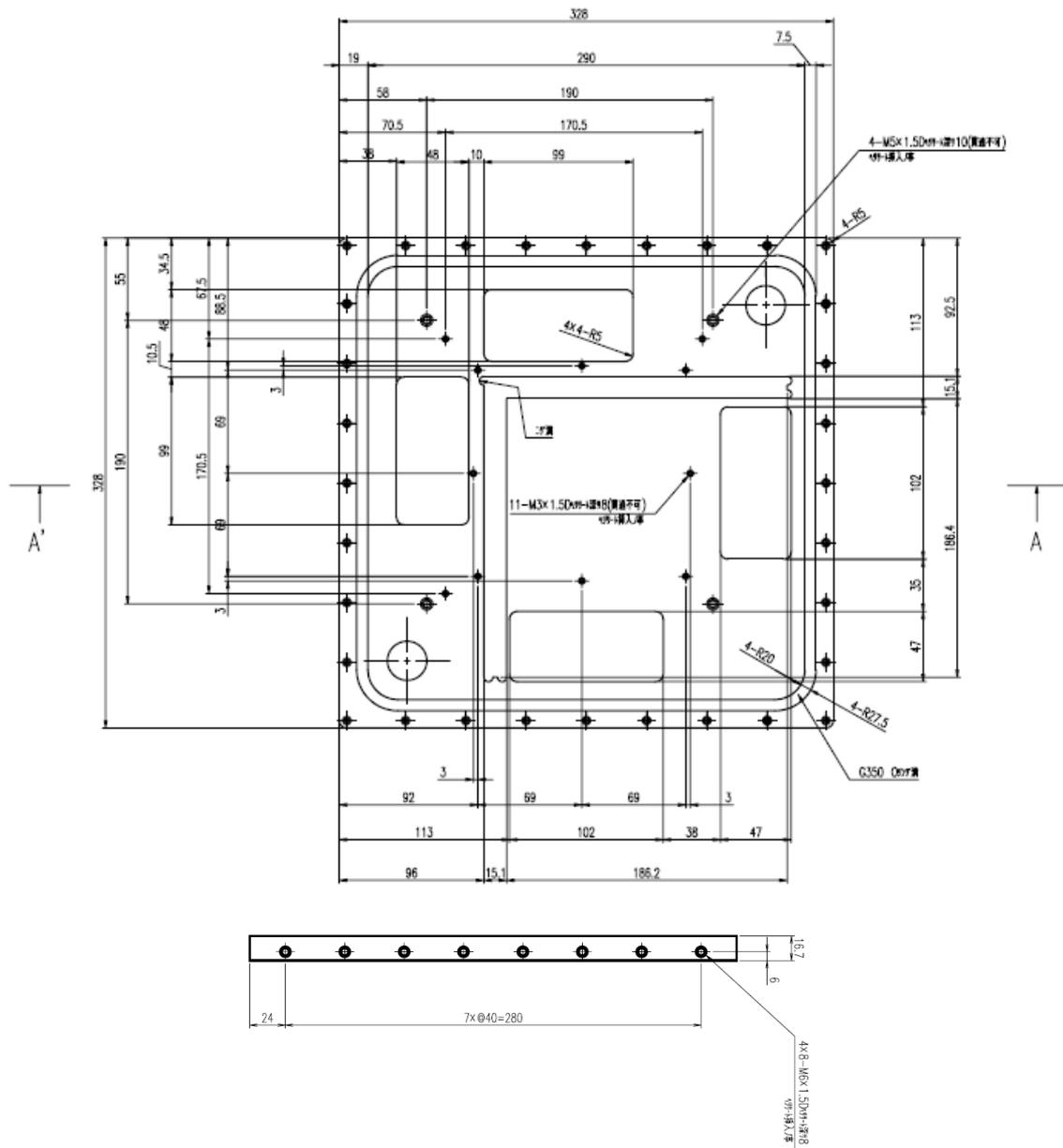


図 A.1: ガス封じ切り容器底面部分 (製作図面)

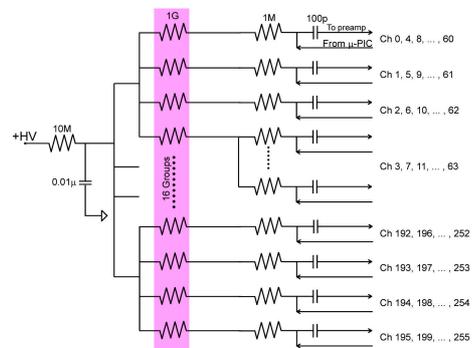
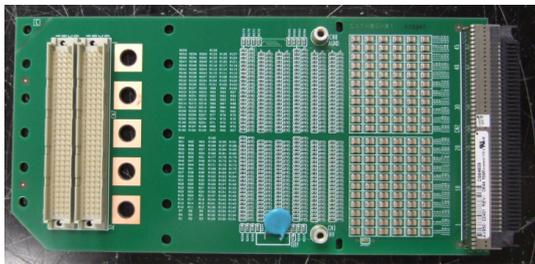
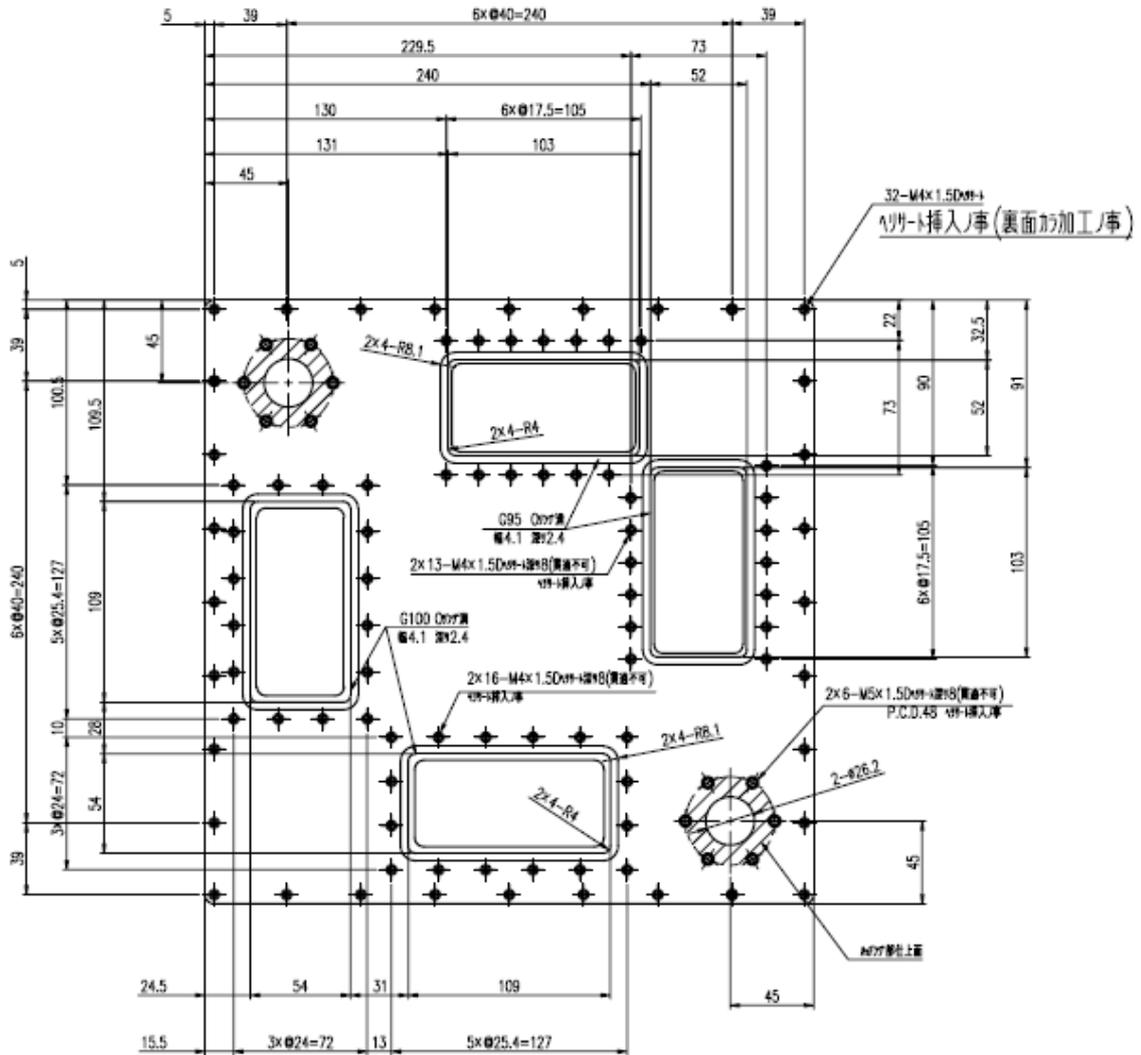


図 A.2: 高電圧供給基板の写真と回路図

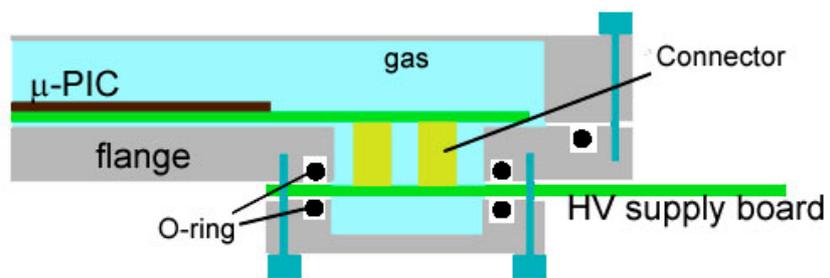


図 A.3:  $\mu$ -PIC と高電圧供給基板の接続概念図

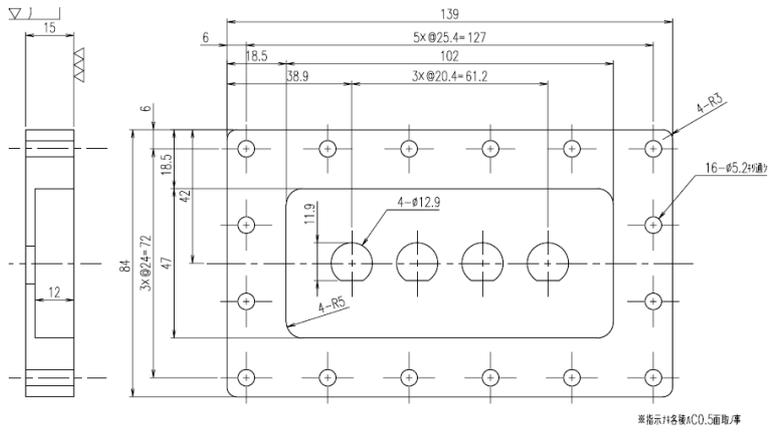


図 A.4: SHV 端子を取り付けるフランジ (製作図面)



図 A.5: SHV 端子を取り付けるフランジ (写真)

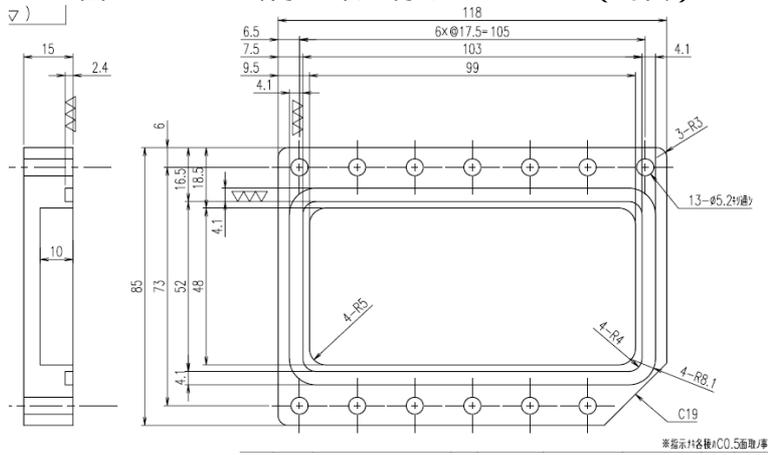


図 A.6: SHV 端子を取り付けるフランジ 2 (製作図面)

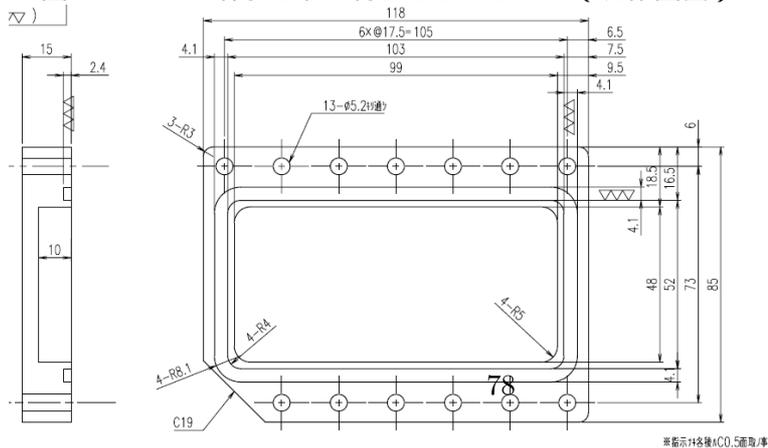


図 A.7: SHV 端子を取り付けるフランジ 3 (製作図面)

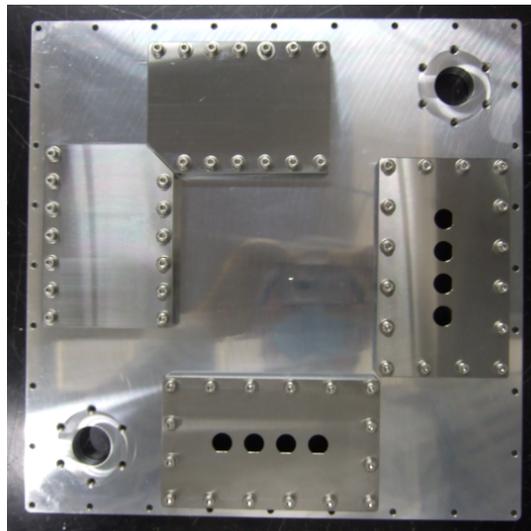
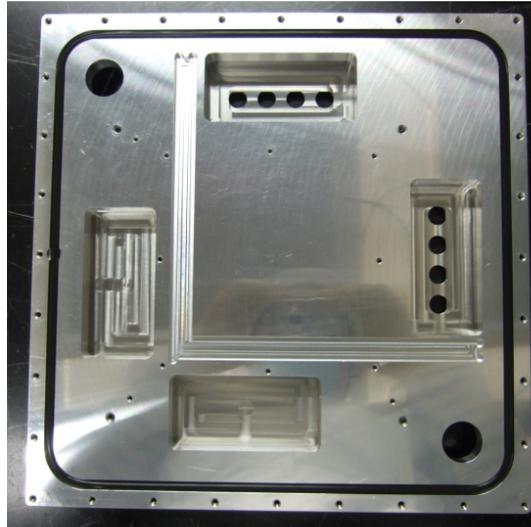


図 A.8: ガス封じ切り容器底面の内側と外側の様子

これらのものを全て容器底面に取り付けた様子が図 A.8 である。GEM の電極とドリフト電極にそれぞれ独立に電圧を与えることができるように SHV 端子を計 8 個と多めに配置している。この容器底面に  $\mu$ -PIC と GEM2 枚を取り付けた様子が図 A.9 である。

次に入射窓を取り付けるアルミ製のフタを製作した(図 A.12)。窓を取り付けるための O リングの規格は V40 となっており、入射窓の大きさが  $\phi 54\text{mm}$  であるが、この O リングの規格からフタに空けた穴径は  $34\text{mm}$  とした。入射窓に圧力が加わって割れてしまうのを防ぐために、入射窓の内外で同時に排気できるようにした。容器のフタにティーを取り付けられるように図 A.10 のようなフタを用意した。またドリフト電極は  $1\text{mm}$  厚の銅リング(図 A.17)を入射窓に接触させ、この銅リングに電圧を与えることにした。入射窓を押しやるための治具は図 A.18 のようなポリ塩化ビニル製のものを用了。図 A.17 と A.18

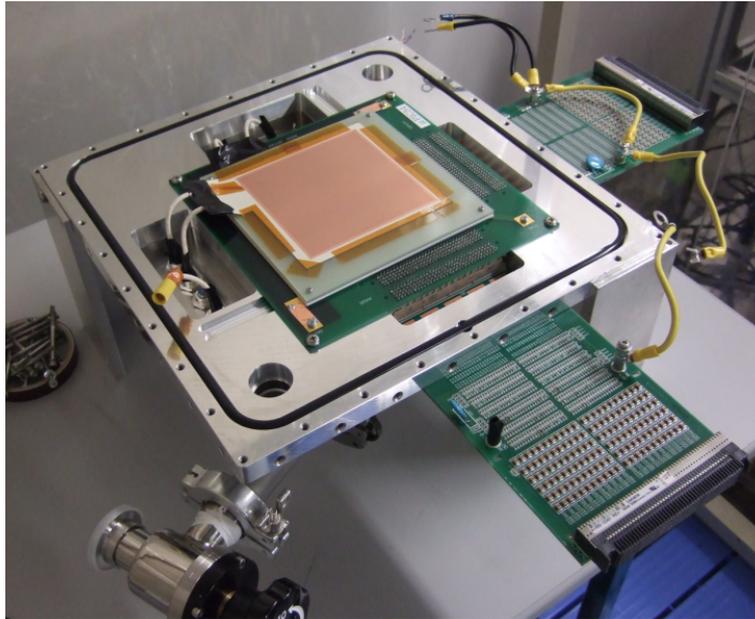


図 A.9: ガス封じ切り容器底面の内側 ( $\mu$ -PIC と GEM を取り付けた様子)

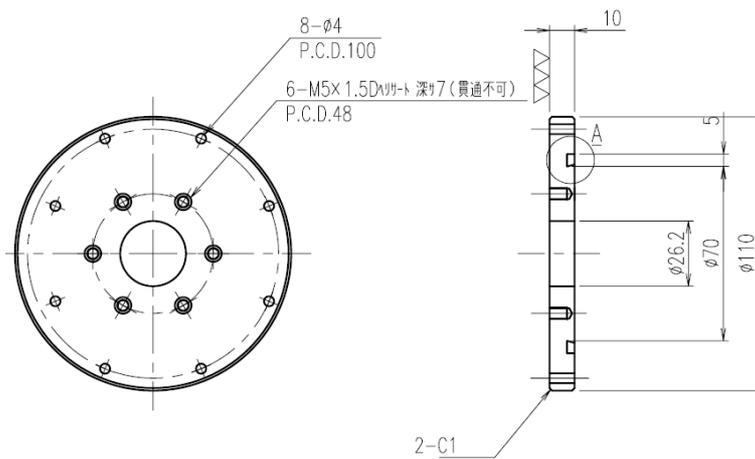


図 A.10: 入射窓保護フランジ (製作図面)

と入射窓をフタに取り付けた様子が図 A.19 である。



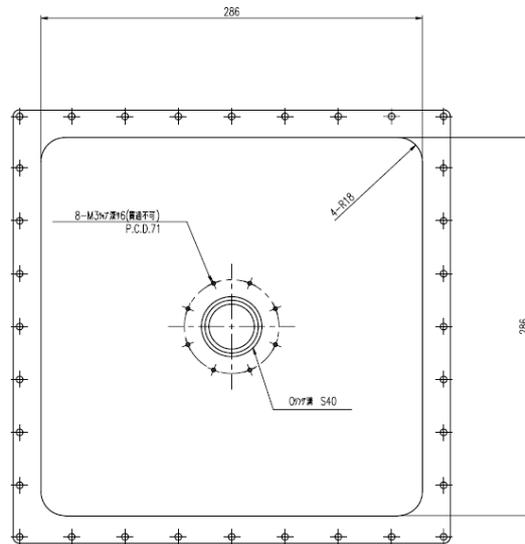


図 A.14: 入射窓を取り付ける蓋（製作図面）

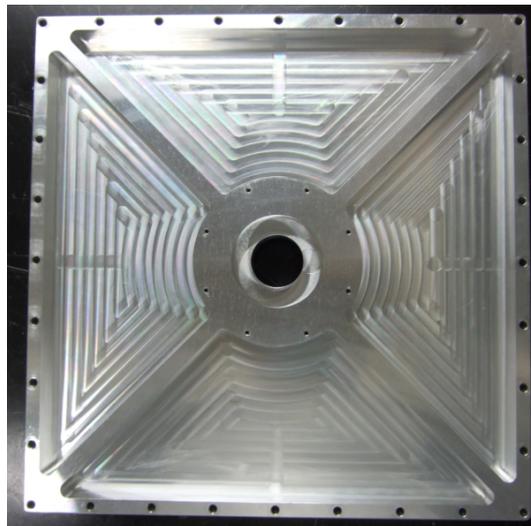


図 A.15: 入射窓を取り付ける蓋（写真）上から

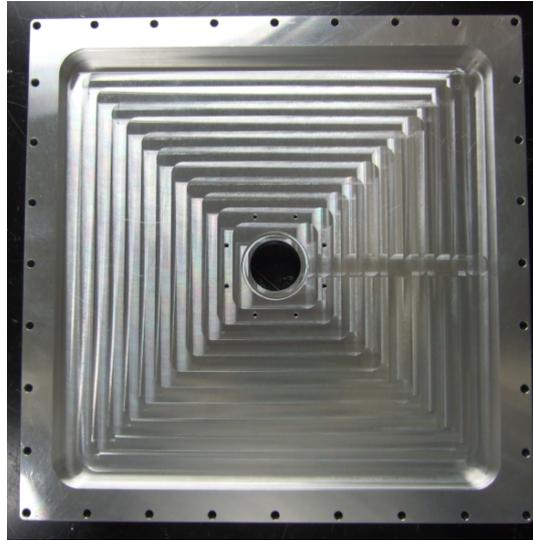


図 A.16: 入射窓を取り付ける蓋 (写真) 下から

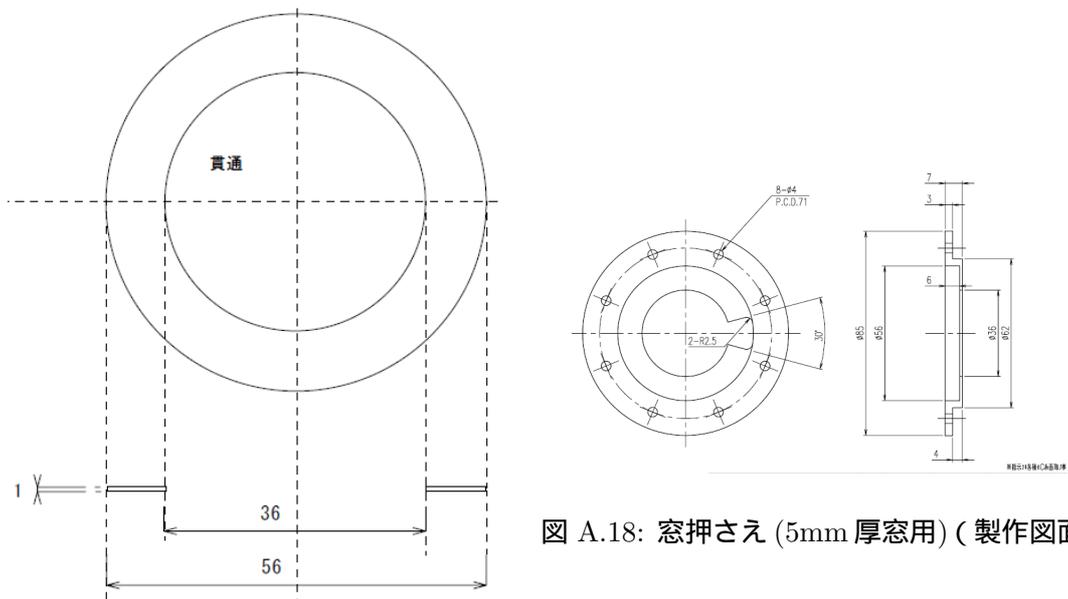


図 A.18: 窓押さえ (5mm 厚窓用) (製作図面)

図 A.17: ドリフト電場を与えるための銅リング (製作図面)

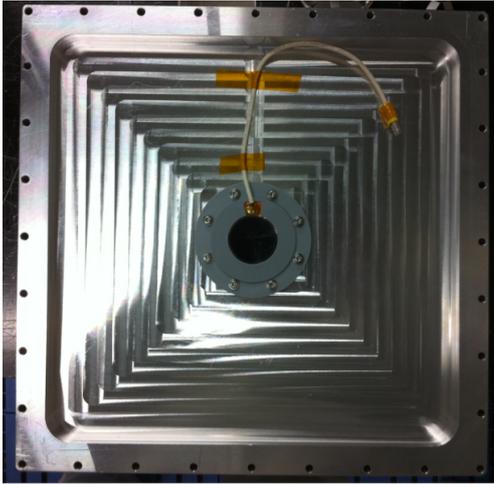


図 A.19: 入射窓を容器の内側に取り付けた様子

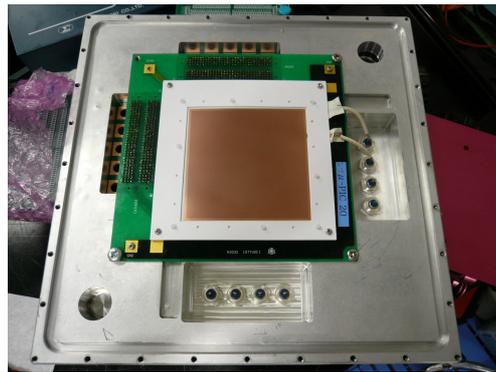


図 A.20:  $\mu$ -PIC と GEM を底面に取り付けた様子

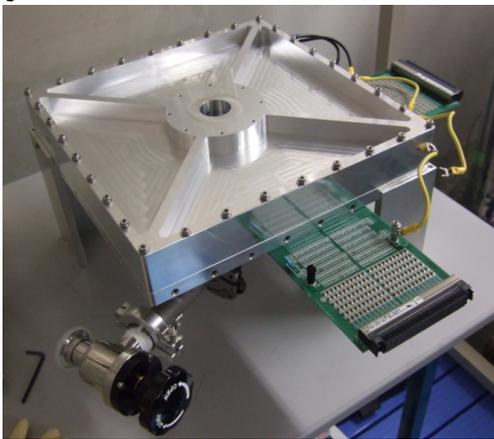


図 A.21: 完成した容器の写真

## 関連図書

- [1] G.F.Knoll 「放射線計測ハンドブック 第3版」 日刊工業新聞社 (2001)
- [2] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [3] M.Kobayashi "Introduction to scintillators" Proceedings of KEK-RCNP International School and Mini-workshop for Scintillating Crystals and their Application in Particle and Nuclear Physics
- [4] H.Hofstadter, Phys. Rev. **74**(1948)100
- [5] H.Hofstadter, Phys. Rev. **74**(1948)628
- [6] E.Dafni, NIM **A254**(1987)54
- [7] Y.Kurata et al., IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record **3**(1994)1367
- [8] M.Tashiro et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **49**(2002)1893
- [9] E.V.D. van Loef et al., NIM **A486**(2002)254
- [10] <http://jp.hamamatsu.com>
- [11] 「UBA(Ultra Bialkali) SBA(Super Bialkali) PMT Series」浜松ホトニクス株式会社
- [12] E.Sarantopoulou et al., Microelectronic Engineering **57-58**(2001)93
- [13] P.Dorenbos et al., IEEE Tran. Nucl. Sci. **37**(1990)119
- [14] P.Schotanus et al., NIM **A284**(1989)531
- [15] R.Visser et al., J.Phys.:Condens. Matter **5**(1993)8437
- [16] P.Dorenbos et al., Journal of Luminescence **69**(1996)229
- [17] A.Takada, Doctoral Thesis Kyoto University(2007)
- [18] A.V.Zarubin, NIM **A283**(1989)409
- [19] F.Sauli "Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers" CERN Report **77-09**(1977)
- [20] G.Charpak et al., NIM **62**(1968)262

- [21] 永吉勉 修士論文 東京工業大学 (2001)
- [22] G.Charpak et al., NIM **148**(1978)471
- [23] A.Oed, NIM **A263**(1988)351
- [24] T.Nagayoshi Doctoral Thesis Kyoto University(2004)
- [25] S.F.Biagi, T.J.Jones, NIM **A361**(1995)72
- [26] S.F.Biagi et al., NIM **A366**(1995)76
- [27] F.Sauli, NIM **A386**(1997)531
- [28] <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [29] Y.Giomataris et al., NIM **A376**(1996)29
- [30] Y.Giomataris NIM **A419**(1998)239
- [31] V.Peskov et al., NIM **A392**(1997)89
- [32] A.Ochi, NIM **A471**(2001)264
- [33] O.Sasaki, M.Yoshida, IEEE Trans. Nucl. Sci. **46**(1999)1871
- [34] R.Orito et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **51**(2004)1337
- [35] H.Kubo, NIM **A513**(2003)94
- [36] A.Takeda et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **51**(2004)2140
- [37] K.Hattori et al., Journal of Synchrotron Radiation **16**(2009)
- [38] K.Hattori, Doctoral Thesis Kyoto University(2009)
- [39] E.Shefer et al., NIM **A419**(1998)423
- [40] 服部香里 修士論文 京都大学 (2006)
- [41] C.L.Melcher, NIM **A537**(2005)6
- [42] F.Angelini et al., NIM **A335**(1993)69
- [43] J.van der Marel et al., NIM **A410**(1998)229
- [44] M.Gruwé & S.Tavernier NIM **A311**(1992)301
- [45] W.Kononenko et al., NIM **A396**(1997)172
- [46] J.M.Maia et al., NIM **A580**(2007)373
- [47] J.Va'vra et al., NIM **A370**(1996)352

- [48] P.Schotanus et al., NIM **A272**(1988)913
- [49] 井田知宏 修士論文 京都大学 (2008)
- [50] ニコラス ツルファニデス 放射線計測の理論と演習 (上巻)
- [51] H.Sekiya et al., NIM **A18**(2010)
- [52] M.Inuzuka et al., NIM **A525**(2004)2140

## 謝辞

本修士論文は著者が京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻修士課程に在籍中の研究成果をまとめたものです。本論文を作成するにあたり、多くの方のご指導とご協力を賜りました。同専攻教授谷森達先生には研究者としての物理に対する考え方を根本から学びました。同専攻助教窪秀利先生は私の2年間の研究生生活に全て関わっていただき、常に気にかけてくださいました。研究内容のご指導はもちろんのこと、仕事の取り組み方など、これから社会人となる上で大切なことを学びました。同専攻助教身内賢太郎先生は会う度に私を笑顔にしてくださり、研究しやすい環境を作ってくださいました。実験結果に対する非常に鋭い考察は大変参考になりました。株木重人博士にはどんなにささいな質問でも非常に丁寧なご指導をいただき、出来の悪い私にとってはとても頼りになりました。大変後輩思いの方で、研究者としても人間としても尊敬しております。パーカージョセフ博士には主にデータ取得や解析の方法をご指導いただきました。イベントの際には私の稚拙な英語でのやりとりにつき合ってください英語の勉強にもなりました。岸本祐二博士は本当に穏やかな方で、私との共通の趣味である魚釣りの話題でいつも楽しく接することができました。博士課程3年の黒澤俊介さんは私が大学院に入学してから最も身近な存在であり、私の研究生生活の土台を作ってくれました。多大なご迷惑をおかけしたときもありましたが私を見捨てずに最後まで面倒を見ていただきました。博士課程2年の岩城智さんは最も気軽に話しかけることができる先輩で、普段から仲良くさせていただきました。私の至らない実験知識をたくさん補っていただきました。同期の澤野君、中村君、東君とは非常に多くの時間を共有しました。幾度となく実験に行き詰った時も同期の存在があったからこそ乗り越えられたと確信しています。感謝してもしきれません。後輩の青野君、松岡君からも学ぶことは多くありました。X線グループの鶴先生、信川さん、澤田さん、劉さん、大西君、中島君にも優しく接していただき大変お世話になりました。東京大学宇宙線研究所助教関谷洋之先生には本当にお世話になりました。私の研究の何から何まで面倒を見てくださり私の研究生生活を充実させてくださいました。私が神岡に出向いた際も非常に丁寧に案内してくださり、こういう方に出会えて本当によかったと思います。京大生存圏研の高田淳史博士は不勉強な私に嫌な顔一つせず丁寧にアドバイスをくださいました。博識で穏やかな高田さんのような研究者になりたいと思います。株式会社トクヤマ様、東北大学からは結晶に関して様々なデータを提供していただき私の研究をスムーズに行なうことができました。私と関わってくださった全ての皆様に改めて感謝いたします。最後に、私をここまで育ててくれた両親、そしていつも私を支え続けてくれた妻祥世に感謝いたします。