

平成17年度修士論文

μ -PIC を用いた MeV
 γ 線カメラの高感度化

服部 香里

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

平成18年2月1日

概要

100keV から数十 MeV の領域のガンマ線を観測することによって、活動銀河核のジェットの解明、ブラックホール近傍の直接観測、初期ブラックホールの探査等重要な物理を明らかにすることが可能となる。しかし、この波長域は未開拓である。100keV から 0.75MeV では、全天探査はない。0.75~30MeV では、CGRO 衛星に搭載された COMPTEL の観測がある。この波長域でのガンマ線と物質の主な相互作用はコンプトン散乱である。COMPTEL はコンプトン散乱の散乱ガンマ線のみをとらえ、反跳電子の飛跡はとらえられなかったために、バックグラウンド除去が十分ではなく、他の波長域より 1 桁悪い感度しか達成できなかった。また、発見された定常的な天体は 32 個であり、同じく CGRO 衛星に搭載され GeV 領域を観測した EGRET が発見した天体の数より 1 桁少ない。

しかし、電子の飛跡をとらえると、光子毎に到来方向を一意に決定できるうえに、運動学的な解析により擬似的な Compton イベントを落とせる。そこで我々は反跳電子をとらえるために、ピクセル型電極構造を持つ二次元ガス検出器 Micro Pixel Chamber (μ -PIC) を読み出しとした、Time Projection Chamber (μ -TPC) を開発している。 μ -TPC 中のガスを Compton 散乱の散乱体とし、 μ -TPC を囲んだシンチレーターで散乱 γ 線をとらえる MeV γ 線カメラを製作した。そして、イベント毎の完全な再構成に成功した。このような MeV γ 線カメラはコリメータが必要ないので、全天探査に向いている。

光子の角度分解能向上のためには、反跳電子の反跳方向を正確にとらえることが必要不可欠である。したがって、 μ -TPC で反跳電子の詳細な飛跡を得ることが必要である。反跳電子のガス中のエネルギー損失は、最小電離粒子 (MIP) の数倍程度である。これらの粒子をとらえるには、ガス利得を現在の利得 (6×10^3) の数倍 ($\sim 2 \times 10^4$) にする必要がある。現在は、放電のため利得が 10^4 以上での長期安定性動作は難しい。

そこで、電極構造改良などの根本的な改良と、前置増幅器と組み合わせて動作させる方法の二通り行い、性能評価した。電極構造改良としては、anode と cathode の間を絶縁しているポリイミドを取り除いた μ -PIC を試作した。また、前置増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) を組み合わせ、MIP の飛跡を得るのに十分なガス利得 ($> 2 \times 10^4$) を達成した。宇宙線ミューオンの飛跡から位置分解能は $370 \mu\text{m}$ と求められた。

我々は、COMPTEL の 10 倍の感度を目指している。10cm 角 μ -TPC を用いた MeV γ 線カメラを開発してきたが、目標とする感度を到達するには不十分である。感度を上げるためには、 μ -TPC を大型化する必要がある。 μ -TPC 中で Compton 散乱する光子の数は、 μ -TPC の体積に比例する。光子毎の到来方向の決定には反跳電子のエネルギーを知る必要があり、 μ -TPC 中で反跳電子が完全にエネルギーを落とさないといけない。現在は μ -TPC のサイズは $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 8\text{cm}$ であるが、体積が 30 倍になれば、現在よりも 4 倍高いエネルギーの反跳電子を μ -TPC 中で完全に止めることができる。threshold などを考慮すれば、 μ -TPC 中で完全にエネルギーを落とす電子の数は、現在の 3 倍になる。結果として、100 倍近く感度が向上する。

そこで、まず 30cm 角の μ -PIC を製作し (これまででは 10cm 角)、性能評価を行った。30cm 角 μ -PIC 単体では MIP の飛跡を得るのに十分なガス利得を達成できなかったため、大型 GEM ($23\text{cm} \times 28\text{cm}$) を前置増幅器として組み合わせて動作させた。その結果、MIP の飛跡を得るのに十分なガス利得をほぼ達成した。そして、 $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 15\text{cm}$ (将来的には $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$) の μ -TPC がシステムとして動作することを確認した。この μ -TPC をシンチレーターと組合せることで、より感度の高い MeV γ 線カメラとなることが見込まれる。

目次

第 1 章	MeVγ 線天文学	3
1.1	γ 線全天観測	3
1.1.1	ガンマ線放射天体	3
1.1.2	銀河面全体に広がるガンマ線放射	3
1.2	γ 線領域における天体現象	3
1.2.1	銀河系外からの一様に広がったガンマ線放射	3
1.3	各天体からの MeV ガンマ線	4
1.3.1	超新星残骸	4
1.3.2	パルサー	4
1.3.3	恒星質量ブラックホール	4
1.3.4	宇宙初期に形成されたブラックホール	5
1.3.5	銀河中心	5
1.3.6	活動銀河核	6
1.3.7	太陽フレア	6
1.3.8	ガンマ線バースト	6
第 2 章	γ 線と物質の相互作用	7
2.1	光電効果	7
2.2	Compton 散乱	8
2.3	電子・陽電子対生成	9
第 3 章	MeVγ 線のイメージの取得	12
3.1	Coded Aperture Imaging	12
3.1.1	原理	12
3.1.2	IBIS, SPI(INTEGRAL)	13
3.2	ガンマ線レンズ	13
3.3	コンプトンイメージング	14
3.3.1	古典的コンプトン法	14
3.3.2	多重コンプトン [18]	16
3.3.3	電子飛跡取得型 コンプトンイメージング	16
3.4	COMPTEL	17
3.4.1	COMPTEL の性能と結果	17
3.4.2	COMPTEL のバックグラウンド	19
第 4 章	μ-PIC を用いた γ 線カメラ	20
4.1	検出原理	20
4.1.1	ガンマ線再構成	20
4.1.2	バックグラウンド除去	21

4.2	MeV γ 線カメラ	23
4.3	μ -PIC	24
4.3.1	μ -PIC (Micro Pixel Chamber)	24
4.3.2	μ -PIC の性能	26
4.3.3	X線イメージング	27
4.4	μ -TPC	27
4.4.1	μ -TPC の構造・原理	27
4.4.2	μ -TPC に求められる性能	28
4.5	シンチレーション検出器	29
4.6	測定誤差	31
4.6.1	ARM	31
4.6.2	SPD	33
4.6.3	ARM, SPD ともに影響を及ぼす誤差	36
第 5 章	μ-TPC の高性能化	41
5.1	ざぐり μ -PIC	41
5.2	Gas Electron Multiplier(GEM)	46
5.2.1	GEM	46
5.2.2	GEM+ μ -PIC	47
5.3	μ -PIC の大型化	52
5.4	30cm 角 μ -PIC +GEM	53
5.5	30cm 角 μ -TPC の動作試験	55
5.6	μ -TPC の大型化による高性能化	57
5.6.1	感度	57
5.6.2	角度分解能	61
第 6 章	まとめ	65
付録 A	TERAS による 30cmMeVγ線カメラの性能評価	68
A.1	TERAS	68
A.2	レーザー逆 Compton 散乱 γ 線ビームの特性 [41]	68

第1章 MeV γ 線天文学

100keV から数十 MeV の領域のガンマ線を観測することによって、活動銀河核のジェットの解明、ブラックホール近傍の直接観測、初期ブラックホールの探査等重要な物理を明らかにすることが可能となる。しかし、この領域のガンマ線は天体から大気の外までは吸収をほとんど受けずに到達できるが、地球大気を通過することはできない。このため、観測するには大気の外へ出る必要がある。また、X線や可視光に比べ光子数は少なく、逆に透過力が強い上、銀河面全体に広がったガンマ線放射や宇宙線と衛星本体との相互作用などによるバックグラウンドが存在するために観測が非常に困難な領域でもある。

1.1 γ 線全天観測

1.1.1 ガンマ線放射天体

CGRO 衛星によって観測されたガンマ線放射天体は、COMPTEL により約 30 個 [1]、EGRET では約 270 個 [2] 存在する。ガンマ線を放射する天体には、コンパクト星や AGN といったものだけでなく、太陽のような身近なものも含まれている。さらに、他波長では観測されていない未特定天体が数多くあり、EGRET による観測では 170 個にも及ぶ。

1.1.2 銀河面全体に広がるガンマ線放射

ガンマ線を放射する点源が多数観測される一方で、銀河面全体からのガンマ線放射も観測されている。COMPTEL や EGRET の全天マップにより、銀河面に広くガンマ線の放射が存在する。

sub MeV \sim MeV の領域においては、電子による制動放射と逆コンプトン散乱により、その放射が成り立つとされ、そのスペクトルが良く説明されている。

また、銀河面に広がる放射は連続的なスペクトルを持つものだけではなく、1.8MeV のガンマ線が広く分布していることが観測された。これは、超新星爆発の際に元素合成により生じた ^{26}Al (半減期 $\sim 10^6$ 年) によるものと考えられている。この 1.8MeV の強い領域の中には Cygnus のような星生成の活発な領域も含まれており、超新星爆発と星生成との関係を知る手がかりの一つとされている。

一方で、銀河面全体に広がりを持つガンマ線放射は、銀河面に近い天体の MeV 領域のガンマ線観測においてはバックグラウンドとなってしまう。

1.2 γ 線領域における天体現象

1.2.1 銀河系外からの一様に広がったガンマ線放射

ガンマ線は銀河系内だけでなく、銀河系外からも到来する。これらは、非常に遠くの AGN と Ia 型超新星爆発によるものとされ、特に MeV 領域においては Ia 型超新星爆発由来のガンマ線が卓

越しているとされる [3]。

この銀河系外からのガンマ線背景放射も、MeV ガンマ線観測におけるバックグラウンドとなる。

1.3 各天体からの MeV ガンマ線

1.3.1 超新星残骸

超新星爆発時では、普通の星では作られない Fe よりも重い元素が作られると考えられ、重要な元素合成の現場とされている。この元素合成の際に放射性同位体も作られるため、大量に生産された放射性同位体からの核ガンマ線が観測される。

白色矮星が恒星と連星系を成していると、恒星から白色矮星へと物質が流れ込み、白色矮星に物質が降り積もる。このとき、白色矮星の内部では次第に圧力が高くなっていき、あるとき熱核反応が起り爆発する (Ia 型超新星爆発)。この Ia 型超新星爆発が起こると、 $\sim 0.6M_{\odot}$ の ^{56}Ni が生成される [4]。この ^{56}Ni は、



という崩壊をすることが知られており、Ia 型超新星の光度曲線はこの反応により説明されている。一方、非常に重い星の中心にある Fe のコアが重力崩壊することにより起きる II 型超新星爆発においても、Ia 型ほど多くはないが ^{56}Ni が作られる。事実、II 型超新星と考えられている SN1987A の光度曲線は ^{56}Co によって説明され、また、SN1987A から ^{56}Co の崩壊に伴う核ガンマ線が観測されている。

ところで、超新星爆発が起こると、星の中心部から大量の中性子が放出されるため、星の外縁部の原子は崩壊する間もなく、次々と中性子を吸収し、中性子過多の原子核となる。このような原子核は不安定であるため、 β 崩壊を繰り返し安定な原子核になろうとする。このような過程は反応が急激に進むことから r 過程と呼ばれ、Fe よりも重い元素はこの過程により生成される [4]。

これまでの核ガンマ線の観測から、超新星残骸に放射性同位体が存在することが確認されている。特に ^{26}Al は銀河面全体に広がった分布も観測されており、この強度分布から、どのような元素合成が起きているかの推定も試みられている。

1.3.2 パルサー

パルサーは電波や可視光で非常に短い周期のパルスを出している天体であり、高速で自転する質量 $\sim 1.4M_{\odot}$ ・半径 $\sim 10\text{km}$ の中性子星と考えられている。中性子星は強い磁場 ($\sim 10^{12}\text{G}$) を持っており、磁極付近での放射が自転により見え隠れすることでパルスになる。このようなパルサーのうち、ガンマ線を放射しているものが幾つか見つかった。

1.3.3 恒星質量ブラックホール

太陽の 30 倍以上の質量を持つような非常に重い星は、II 型超新星爆発の後、ブラックホールになると考えられている。ブラックホールには「事象の地平線」という境界線があり、その内側に入ってしまうと電磁波さえも外には出られない。従って、ブラックホール自身を観測することはできない。しかし、ブラックホールが恒星と連星系を成していると、恒星から物質がブラックホールの方へと流れ込み降着円盤が形成され、この降着円盤により X 線やガンマ線が放射される。

現在のところ、ブラックホール特有の決定的な証拠が存在しないため、‘ブラックホール’と同定された天体はないが、その質量と大まかな大きさから‘ブラックホール候補天体’と呼ばれる天体が幾つか存在し、中でも Cyg X-1 は恒星質量のものとしては最も知られている。

Cyg X-1 をはじめ、ブラックホール候補天体は激しい時間変動をすることが知られている。また、時間変動に伴いスペクトルも大きく変化し、数 keV の X 線で明るくなる Soft State と数百 keV にピークを持つ Hard State の 2 状態の間を行き来する。Hard State では、熱的な電子とのコンプトン散乱による成分が卓越し、Soft State のスペクトルでは、降着円盤からの黒体放射と、非熱的な電子によるコンプトン散乱が卓越する。また、どちらの状態においても、X/ガンマ線が冷たいディスクでコンプトン散乱 (Compton reflection) する成分が存在するとされる [5]。

降着円盤の内側では 100MeV 程度のエネルギーを獲得した陽子同士が衝突し、生成された π^0 の崩壊により、70MeV 付近にピークを持つような熱的なガンマ線の放射があるとされる。 π^0 による放射はブラックホール近傍の強い重力場を必要とするため、ブラックホールであることの強い証拠になりうる。

1.3.4 宇宙初期に形成されたブラックホール

ブラックホールは重力のみを考えると、物質を吸い込むばかりで何も出さない。しかし量子論を考えに入れると、ブラックホールから放射があっても良いということが S.Hawking により提唱された (Hawking 放射)。この Hawking 放射は

$$kT = \frac{c^3 \hbar}{8\pi GM} \quad (1.2)$$

という温度でブラックホールが熱放射しその質量を減らす、というものである [6]。しかし、星の進化によってできたようなブラックホールでは温度が低く、観測は困難である。

一方で、宇宙の初期には物質密度の揺らぎにより、非常に小さなブラックホールができたと考えられている (primordial black hole)。Hawking 放射によるブラックホールの寿命は

$$\tau \sim \frac{G^2 M^3}{\hbar c^4} \sim 10^{10} \text{yr} \left(\frac{M}{10^{15} \text{g}} \right) \quad (1.3)$$

となる [6] が、宇宙年齢が $\sim 10^{10} \text{yr}$ なので 10^{15}g 以下の質量のものは既に消滅していることになる。従って、現在残っている宇宙初期に生成されたブラックホールで最も軽いものは 10^{15}g ということになり、この質量のブラックホールの Hawking 放射は $\sim 100 \text{MeV}$ 程度の熱放射になる。よって、MeV-ガンマの領域にピークを持つ熱的なスペクトルを示し、他波長においては特徴のない点源が存在すれば、現在のところ発見されていない宇宙初期のブラックホールの候補となる。

1.3.5 銀河中心

電子とその反物質である陽電子とが出会うと、ガンマ線を放出して消滅する。このときガンマ線を 2 つ放出することが多く、そのエネルギーは電子の静止質量 511keV である。OSSE などによる銀河中心方向の観測から、電子・陽電子対消滅が起きていることを示すスペクトルが得られている。

この 511keV ガンマ線は銀河面に広く分布し、銀河中心が特に強く放射している。511keV の放射はすなわち陽電子の存在を示すが、この陽電子は、超新星爆発や重い星での核融合などにより生じた β^+ 崩壊をする放射性同位体によるものと考えられている。

また、銀河中心には $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ の大質量ブラックホールがあるとされている。従って、質量降着があれば、降着円盤による放射も期待できる。

1.3.6 活動銀河核

銀河の中には、中心が異様に明るく輝いているものがある。これらは活動銀河と呼ばれ、その中心 (Active Galactic Nuclei) には $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ という大きな質量を持った巨大なブラックホールが存在しているとされている。多くの AGN では、中心核から細く絞られたジェットが放出されていることが電波により観測されている。このジェットからの放射が強く、降着円盤やその周りの熱放射を凌駕するような AGN からは、シンクロトロン放射 (周波数の低いほうのピーク) と逆コンプトン散乱 (周波数の高いほうのピーク) で説明できるような非熱的なスペクトルが得られている。しかし、ジェットはその形成機構などわかっていない事も多い。AGN は、COMPTEL で 10 個・EGRET では 94 個が同定されており、sub MeV \sim MeV 領域 ($1\text{MeV} \simeq 10^{20}\text{Hz}$) のガンマ線においても重要な観測可能な天体の一つである。

1.3.7 太陽フレア

太陽からも MeV ガンマ線は放射される。1970 年代から既に、太陽フレアに伴い核ガンマ線がときおり放射されることが知られている。観測から、フレアの起きる領域では中性子や陽電子が大量に生成されると考えられている。また、太陽フレアに伴いコロナ中のプラズマ粒子の加速・加熱も起こり、高いエネルギーまで加速された電子からは制動放射により X 線やガンマ線を放射する。この X 線やガンマ線を観測することにより、電子が磁力線に沿ってどのように伝播するかということも調べられている。太陽は宇宙で最も近い恒星であるため、最も詳しく調べるとこのできる、非常に重要な天体である。

1.3.8 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは、1970 年代初めに大気圏核実験監視衛星 Vela により発見された、ある方向から突然ガンマ線が爆発的に放射される現象であり、ミリ秒程度の短く激しい時間変動を示し、バーストの継続時間も数十秒と短い。

これまでのガンマ線の観測や X 線・赤外線等による残光の観測から、宇宙論的な距離の遠方で起こる非常に大きな爆発である、所属する銀河があるらしい、といったことが判明している。また、非常に強く偏光していたという RHESSI の観測結果 [7] も報告されており、sub MeV \sim MeV の領域においてはシンクロトロン放射と考えられているスペクトルも観測されている。CGRO 衛星の BATSE では 2700 個もの GRB が発見され、その分布は非常に等方的である。しかし、現在でもその正体や放射機構がわかっていない未知の現象であり、観測・研究が進められている。

第2章 γ 線と物質の相互作用

X線やガンマ線は電荷を持たないため、荷電粒子のように物質を直接電離することはない。しかし、X線やガンマ線は検出器を構成する物質と相互作用を起こすことで、電子や陽電子を放出する。これらが周囲の物質を電離することにより、X線・ガンマ線の検出が可能になる。X線・ガンマ線と物質との相互作用は、光電効果・Compton散乱・電子陽電子対生成の3つが主である。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・図2.2)。

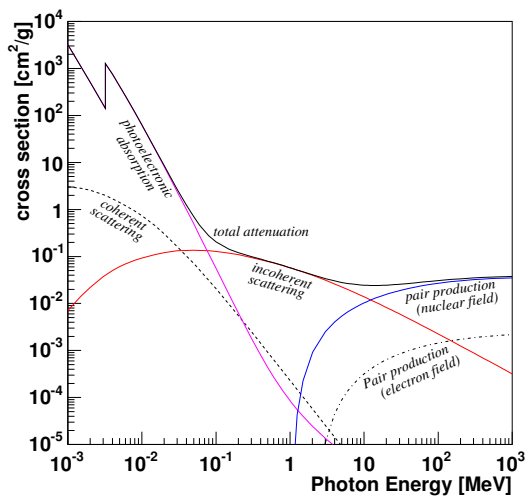


図 2.1: ガンマ線と物質との相互作用の断面積 (Ar)[8]

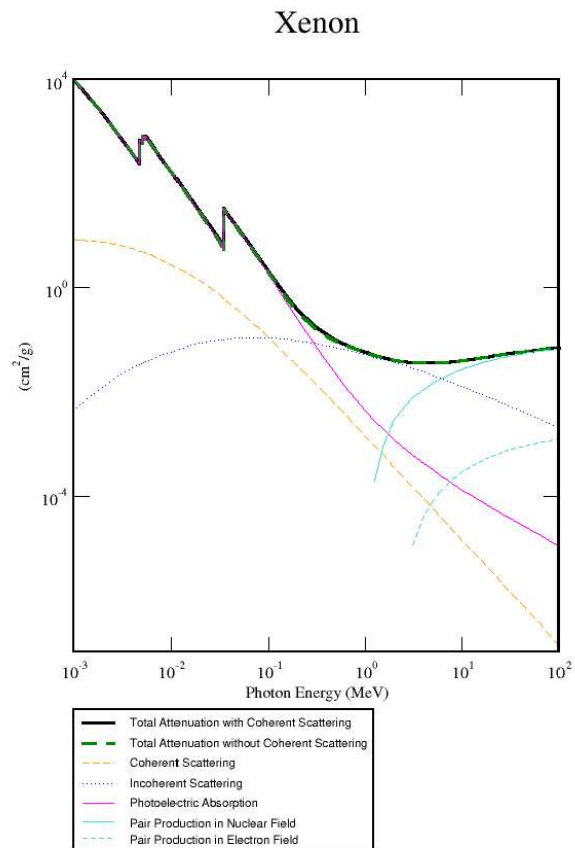


図 2.2: ガンマ線と物質との相互作用の断面積 (Xe)[8]

2.1 光電効果

100keV 以下のエネルギーの X 線と物質との相互作用は光電効果が支配的である。光電効果と

は、光子が物質中の電子に全てのエネルギーを与え、その結果物質から電子が弾き飛ばされるとい現象であり、電子のエネルギー K_e は、

$$K_e = E_\gamma - E_{\text{bind}} \quad (2.1)$$

と表される。ここで、 E_γ は X 線のエネルギー、 E_{bind} は原子の束縛エネルギーとする。 E_γ が K 殻の束縛エネルギーよりも大きい場合、K 殻の電子と反応する確率が最も高くなり、その断面積は、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_0^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2} \quad (2.2)$$

と表され、物質の原子番号 Z の 5 乗に比例し、X 線のエネルギー E_γ の 7/2 乗に反比例する。ただし、 m_e は電子の質量、 r_0 は電子の古典半径で $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ である。また、 E_γ が K 殻の束縛エネルギーよりも小さい場合には、L 殻の電子と反応する確率が高くなるため、図 2.1 のように K 殻の束縛エネルギー付近で不連続なエッジができる。

ところで、光電効果により弾き飛ばされた電子の準位は空になっているため、より高いエネルギー準位にある電子が X 線を放出し遷移してくる。このときに放出される X 線のエネルギーは、2つの準位のエネルギー差に等しく、多くの場合、この蛍光 X 線も検出器内で光電吸収される。また内部転換によって、同程度のエネルギーの電子が放出されることがあり (Auger 効果)、この電子を Auger 電子と呼ぶ。

2.2 Compton 散乱

数百 keV~10MeV にかけての領域では、ガンマ線と電子の弾性散乱である、Compton 散乱が優位になる。ガンマ線が Compton 散乱を起こすと、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、自身は電子に与えた分エネルギーを失い散乱される。

ところで、この領域のガンマ線のエネルギーは原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_γ のガンマ線が Compton 散乱を起こすと、散乱角を ϕ として、散乱された後のガンマ線のエネルギー E'_γ は、

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} \quad (2.3)$$

と表される。

偏光がないとき

ガンマ線の偏光がないとき、散乱ガンマ線の角度分布は σ を散乱断面積・ Ω を立体角として微分散断面積により与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - \sin^2 \phi\right) \quad (2.4)$$

ただし、 r_0 は電子の古典半径で $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ である (m_e は電子の質量)。散乱断面積は、電子の数密度に比例するので、 Z に比例する。また、この角度分布は図 2.3 のようになり、 E_γ が大きいほど前方散乱が卓越する。

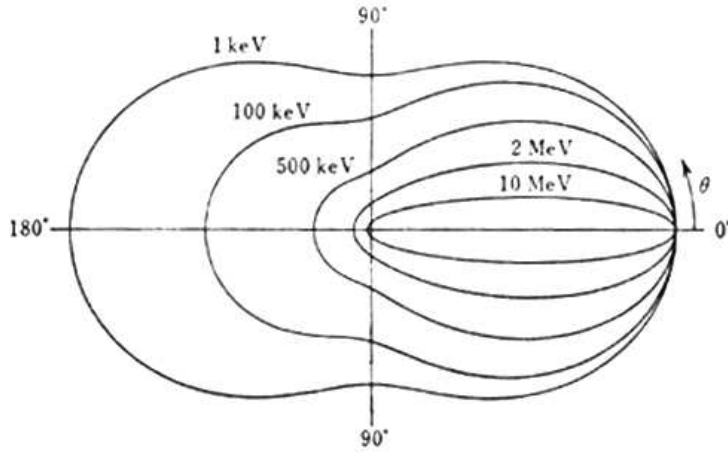


図 2.3: 散乱角 ϕ の単位立体角内へ Compton 散乱される光子数を極座標で示したもの (偏光なし)[9]

偏光しているとき [11]

ガンマ線が偏光しているとき、散乱ガンマ線の角度分布は以下のように与えられる [10]。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - 2 \sin^2 \phi \cos^2 \eta \right) \quad (2.5)$$

ここで、 η は、散乱ガンマ線の運動方向を、入射ガンマ線の運動方向に垂直な面に射影したベクトルと、入射ガンマ線の電場ベクトルのなす角である。式 2.5 を ϕ について積分すると、 η に散乱する確率 $P(\eta)$ が求められる。

$$P(\eta) = P_0 + A \cos(2\eta) \quad (2.6)$$

検出器の偏光に対する応答を表わす量として、100%偏光ビームに対する応答を表わす量、modulation Q がある。

$$Q = \frac{P(max) - P(min)}{P(max) + P(min)} = \frac{d\sigma(\eta = 90) - d\sigma(\eta = 0)}{d\sigma(\eta = 90) + d\sigma(\eta = 0)} = \frac{A}{P_0} \quad (2.7)$$

散乱 γ 線の散乱方向には、式 2.5 より、以下のような特徴がある。

- $\eta = 90^\circ$ で $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は極大となる。
- 前方、後方散乱で modulation は極小となり、 $\phi \approx 90^\circ$ で極大となる。
- 入射ガンマ線が低エネルギーであるほど、 90° に散乱する確率が増加するので、modulation は大きくなる。

図 2.4, 2.5 はそれぞれ、 Q 因子と散乱 γ 線の散乱角 θ の関係、 Q_{max} と γ 線の間接関係を示している。これらの図からもわかるように、低エネルギー γ 線になるほど、 Q が大きくなり、偏光を検出しやすくなる。

2.3 電子・陽電子対生成

電子の静止質量の 2 倍以上のエネルギーを持ったガンマ線が原子核近傍の電場を通ると、電子と陽電子が対になって生成されることがあり、この現象を電子・陽電子対生成と呼ぶ。10MeV 以

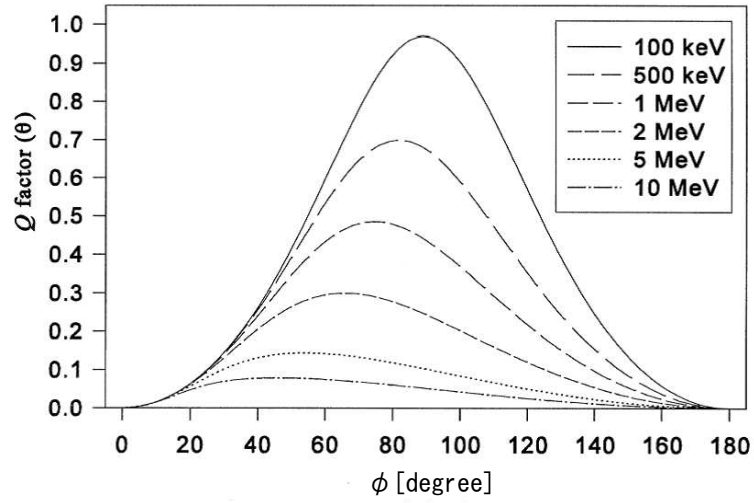


図 2.4: Q 因子と散乱 γ 線の散乱角 ϕ の関係 [11]

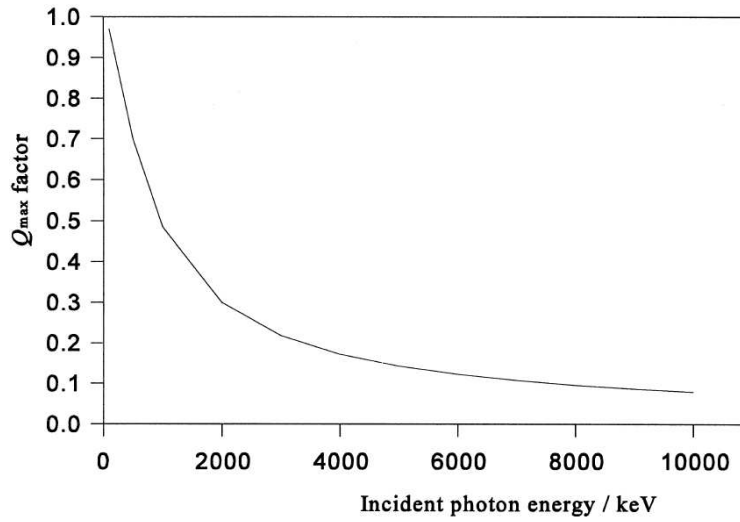


図 2.5: Q_{\max} と γ 線の関係 [11]

上におけるガンマ線と物質との相互作用は、この電子・陽電子対生成が優位である。入射したガンマ線のエネルギー E_γ と、電子・陽電子のエネルギー E_-, E_+ とには、

$$E_\gamma = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (2.8)$$

の関係が成立する。また、電子・陽電子対生成の断面積は Z の 2 乗に比例する。

第3章 MeV γ 線のイメージの取得

sub MeV \sim MeV の領域のガンマ線は、コンプトン散乱が優位であるため検出器や衛星の筐体で散乱されるものも多く、その他にも宇宙線と筐体との相互作用によって生じるガンマ線などもあるため、観測を妨げるバックグラウンドが非常に多い。従って、このようなバックグラウンドに強いイメージング方法が望まれる。

現在は、sub MeV \sim MeV 領域のガンマ線のイメージング方法として、

- Coded Aperture Imaging (統計的手法)
- Compton Imaging (運動学による再構成)
- Gamma-Ray Lens (Bragg 反射による集光)

といった方法があり、様々な研究が進められている。

3.1 Coded Aperture Imaging

3.1.1 原理

現段階で最も高い角度分解能を達成している方法が Coded Aperture Imaging であり、ガンマ線観測衛星 INTEGRAL やガンマ線バースト観測衛星 Swift 等で採用されている。Coded Aperture Imaging の検出器は、位置検出型検出器と、到来方向と影の絵が 1:1 対応しているような coded mask によって構成される。マスクは検出するガンマ線にとって透明な物質と不透明な物質とを組み合わせて構成され、

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{透明な部分} \\ 0 & \text{不透明な部分} \end{cases} \quad (3.1)$$

という行列で表せる。

j という方向から s_j という強度で到来したガンマ線は、このマスクを通ることにより到来方向は影の絵に変換され、検出器の i 番目の要素に $M_{ij}s_j$ 個の光子が到達する (図 3.1)。よって、検出器の i 番目の要素には

$$d_i = \sum_j M_{ij}s_j + b_i \quad (3.2)$$

で表される数の光子が観測される。ここで、 b_i は視野外から到来したガンマ線などのバックグラウンドとする。検出器で得られた積分イメージ d_i から、解析により s_j を推定することでガンマ線イメージが得られる。但し、不定なパラメータは s_j と b_i の 2 つあり、バックグラウンド b_i の見積りが重要になってくる。

角度分解能はマスクの要素の大きさとマスク-検出器間の距離で決まり、視野も検出器とマスクの配置によって決められるため、広い視野と高い位置分解能を実現でき、INTEGRAL の IBIS では、 $9^\circ \times 9^\circ$ の視野 (full coded) と 0.2° (FWHM) の角度分解能が実現されている [13]。

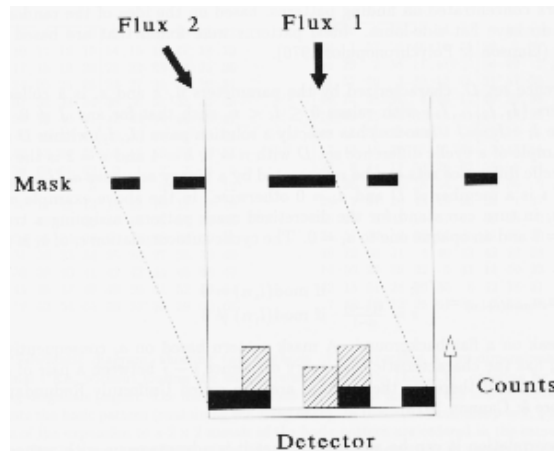


図 3.1: Coded mask によるガンマ線到来方向のコード化 [12]

その一方で、その解析方法から光子毎の到来方向は全く知りえず、方向の特定には少なくとも (検出器の要素数) × (マスクの開口率) 程度の光子数が必要になる。また、特定の天体のスペクトルを得るにはエネルギー帯域毎にイメージングしてガンマ線強度分布を知る他にないので、スペクトルの細かい構造はわからない。

ところで、マスクの不透明部分は一層のコリメータと考えることができ、到来するガンマ線を完全に吸収することが望まれる。しかし、光電吸収の断面積は光子のエネルギーの $-\frac{7}{2}$ 乗で急激に減るため、基本的には透過力の強い高エネルギー光子のイメージングには向かない。高エネルギーの光子に対してはマスクを厚くしなければならない。しかし、マスクでコンプトン散乱を起こし到来方向とエネルギーの情報を失ったガンマ線が、バックグラウンドとして観測されてしまうという問題点が残る。

3.1.2 IBIS, SPI(INTEGRAL)

INTEGRAL 衛星 (2002 年打ち上げ) に搭載された IBIS, SPI は、上記の Coded Aperture Imaging を用いている。IBIS (15keV ~ 10MeV) では 1.7cm 厚、SPI (INTEGRAL: 18keV ~ 10MeV) では 3cm 厚のタングステンマスクを用いている [13]。IBIS はイメージング検出器であり、読出しは、ISGRI, PICsIT の二つがある。ISGRI は、半導体検出器 CdTe:Cl を γ 線検出に使い、15keV-1MeV を観測する。一方、PICsIT は、シンチレーター CsI(Tl) とフォトダイオードを γ 線検出に使い、175keV-10MeV を観測する。どちらも ASIC を用いて読み出す。一方、SPI は分光用の検出器である。Ge 半導体で γ 線を検出する。それぞれの性能を表 3.1 に示す。

3.2 ガンマ線レンズ

X 線のように全反射で集光することのできないガンマ線であるが、Bragg 反射を利用することで集光することは可能である。このようなガンマ線集光系はガンマ線レンズと呼ばれる。集光によるイメージングは可視光や X 線など他波長で既に用いられている最も実績のある方法であり、今後高い位置分解能が期待できる。

しかし、MeV ガンマ線においては Bragg 反射を利用するために、特定の狭い範囲のエネルギーにしか感度を持たず、広い範囲のスペクトルは取得できない。また、他の方法に比べ視野が狭い

表 3.1: IBIS, SPI の性能 [15]

Parameter	SPI	IBIS
Energy range	18keV-8MeV	15keV-10MeV
Detector	19 Ge dets, cooled at 85K	16384 CdTe dets, each (4×4×2) mm 4096 CsI dets, each (8.4×8.4×30) mm
Detector area(cm ²)	500	2600(CdTe), 2980(CsI)
Spectral resolution (FWHM)	3 keV at 1.7 MeV	8 keV at 100 keV
Continuum sensitivity (Photons cm ⁻² s ⁻¹ keV ⁻¹) ($\Delta E = E/2.3\sigma$, 10 ⁶ s)	5.5 × 10 ⁻⁶ at 100 keV 1.2 × 10 ⁻⁶ at 1 MeV	6 × 10 ⁻⁷ at 100 keV 5 × 10 ⁻⁷ at 1 MeV
Line sensitivity (Photons cm ⁻² s ⁻¹) (3 σ , 10 ⁶ s)	3.3 × 10 ⁻⁵ at 100 keV 2.4 × 10 ⁻⁵ at 1 MeV	1.9 × 10 ⁻⁵ at 100 keV 3.8 × 10 ⁻⁴ at 1 MeV
Field of view(fully coded)	16°(corner to corner)	9° × 9°
Angular resolution (FWHM)	2.5°(point source)	12'

という欠点もある。実際に2001年に気球実験が行われたCLAIREのレンズは、視野45″、エネルギー帯域169～171keV、焦点距離～3mというものである[14]。

3.3 コンプトンイメージング

MeVガンマ線と物質との相互作用において最も優位であるのはコンプトン散乱である(図2.1)が、検出器中でコンプトン散乱を起こすとガンマ線の一部のエネルギーしか検出されないために通常の検出器ではあまり歓迎されない。

しかし、コンプトン散乱に関した反跳電子と散乱ガンマ線の両方の情報が得られれば、エネルギーと到来方向の2つの情報を同時に得る事ができる。このコンプトン散乱を利用する手法をコンプトンイメージングと呼んでいる。コンプトンイメージングは、基本的にコリメータを必要としないため広い視野を実現でき、COMPTEL(GRO)では1strという大きな視野が実現された[16]。

sub MeV～MeVの領域において、スペクトルを取ると同時に、ガンマ線の到来方向も光子毎に制限できる唯一の方法であるため、現在、MeVガンマ線イメージングにおいて最も注目されている手法であり、MEGA・ACT・TIGRE・LXeGRIT・狭視野コンプトンカメラといった数々の検出器が開発されている。

3.3.1 古典的コンプトン法

COMPTELで用いられた古典的コンプトン法とは、一度だけコンプトン散乱させる方法であり、原子番号 Z の異なる2つの位置検出可能な検出器を組み合わせで行う。図3.2のように、前段に Z の小さな検出器をおきコンプトン散乱させ、後段の Z の大きな検出器で散乱ガンマ線を光電吸

収させる。

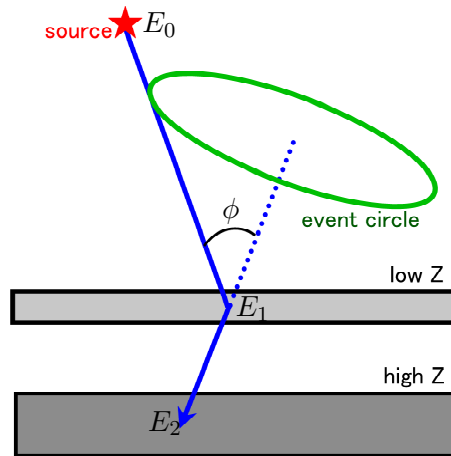


図 3.2: 古典的コンプトン法概念図

このとき、2つの検出器からは、

- 前段の検出器：反跳電子のエネルギー E_1 、コンプトン点 (散乱点)
- 後段の検出器：散乱ガンマ線のエネルギー E_2 、散乱ガンマ線の吸収点

という情報が得られる。よって、エネルギー情報から入射ガンマ線のエネルギー E_0 とガンマ線の散乱角 ϕ は

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (3.3)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (3.4)$$

となる。一方、コンプトン点と散乱ガンマ線の吸収点から、散乱ガンマ線の方向が分かる。但し、電子の反跳方向という2自由度は捨てられてしまう。以上の情報から、図 3.2 のように入射ガンマ線の到来方向を円 (event circle) の形に限定することができる。但し、得られる情報の自由度が1つ足りないため、円状の何処からガンマ線が到来したのかまでは分からない。

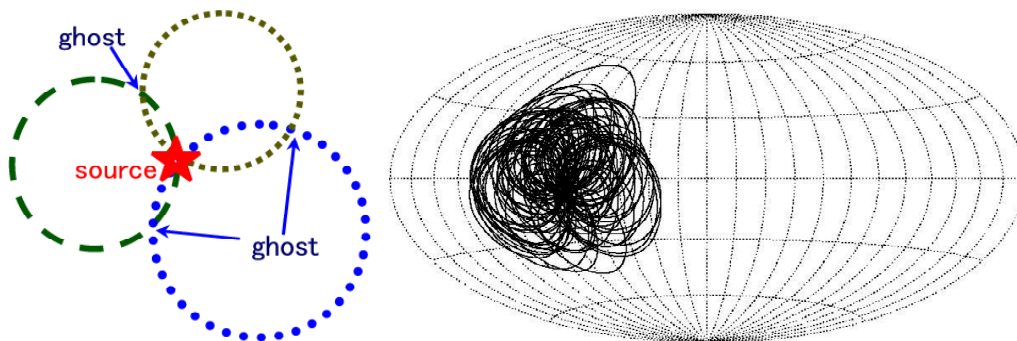


図 3.3: 古典的コンプトン法によるイメージングと COMPTEL での実際の観測 (GRB910505[17])

この古典的コンプトン法でガンマ線源の方向を知るには、図 3.3 のように最低でも3つの光子が必要になる。また、バックグラウンドの除去は、2つの検出器の time of flight (TOF) のみによる

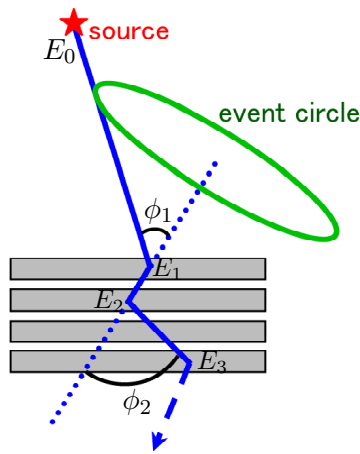


図 3.4: 多重コンプトン概念図

[16]. 従ってバックグラウンド除去能力は弱く、COMPTEL は様々なバックグラウンドに悩まされた。

3.3.2 多重コンプトン [18]

古典的コンプトン法では、前段の検出器でコンプトン散乱、後段の検出器で光電吸収することを期待している。しかし、後段の検出器でもう一度コンプトン散乱する可能性は十分に考えられる。ところが古典的コンプトン法では、後段検出器において吸収されたのか散乱したのかを判定する術がない為、バックグラウンドとなってしまう。

この古典的コンプトン法を少し改良した方法が多重コンプトン法である。検出器の構成は図 3.4 のようになっており、CdTe や Si strip といった、薄型の位置検出可能な半導体検出器でコンプトン散乱させるようにしている。このとき、コンプトン散乱を 2 回以上要求すると、

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (3.5)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (3.6)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (3.7)$$

となり、ガンマ線のエネルギーの一部が検出器からもれてしまっても、入射ガンマ線のエネルギーを推定することが可能になる。さらに、幾何学的な角度情報と運動学的なエネルギー情報とを比較することで、ある程度、バックグラウンドを落とすことができる。

一方で、再構成により得られるのは、古典的コンプトン法の時と同様の event circle であり、到来方向を決定するには少なくとも 3 つの光子が必要であることに変わりはない。ガンマ線再構成においても、複数回起きた散乱の順番をどう考慮するかという大きな問題があり、検出効率を大きく損なう原因になっている。

3.3.3 電子飛跡取得型 コンプトンイメージング

古典的コンプトン法から、エネルギー情報の向上を図った多重コンプトン法に対し、ガンマ線の到来方向の決定精度の向上を図ったのが電子飛跡取得型コンプトン法である。古典的コンプトン法や多重コンプトン法では、コンプトン散乱における反跳電子の情報は、エネルギーのみであったため、event circle 上の何処からガンマ線が来たのか知ることができなかった。

この反跳電子の飛んだ方向の情報も得ることで、コンプトン散乱を完全に再現し、光子毎に到来方向とエネルギーを決定可能にしようというのが電子飛跡取得型コンプトン法である。検出器は、反跳電子の飛跡とエネルギーを得るための飛跡検出器と、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを得る散乱ガンマ線検出器とで構成される (図 3.5)。

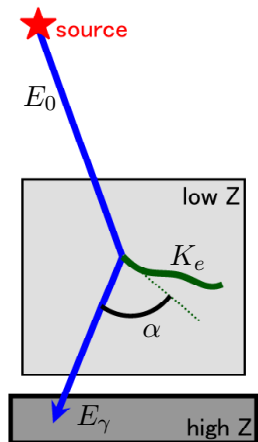


図 3.5: 電子飛跡取得型 Compton 概念図

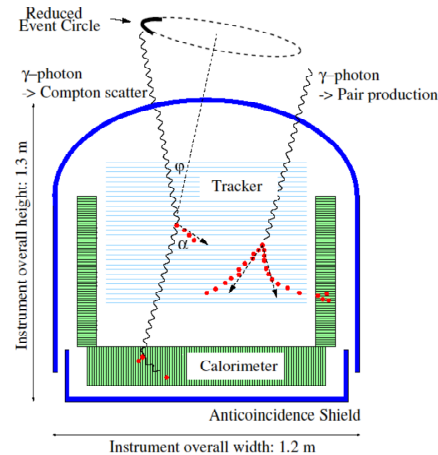


図 3.6: MEGA 検出器概念図 [19]

ここで、ガンマ線の散乱方向と電子の反跳方向との間の角 α は、幾何学的な測定値とコンプトン散乱を仮定したときの運動学的な値の、完全に独立な 2 通りの方法から求めることができる。従って、この角 α により、幾何的情報と運動学的情報とに矛盾のない事象のみを選び出すことが可能になり、アンチカウンターを用いずともバックグラウンドを落とすことができる。

光子毎にエネルギーと到来方向の情報が得られるコンプトンイメージングの中でも、電子飛跡取得型コンプトン法は、到来方向を一意に特定でき、他の検出器を使わずに強力なバックグラウンド除去が可能という、大きな特徴を持つ。

この電子飛跡取得型コンプトン法を用いる検出器として、MEGA (Medium Energy Gamma-ray Astronomy) がある (図 3.6)。MEGA では Si strip を重ねた飛跡検出器 (Tracker) と CsI(Tl) シンチレーション検出器 (Calorimeter) を組み合わせ、2MeV 以下では古典的コンプトン法 (図 3.7)、2 ~ 8MeV において電子飛跡取得型コンプトン法 (図 3.8) によりイメージを得ている [19]。但し、Si による多重散乱の効果が大きいため、 α の精度は低く、電子飛跡取得型コンプトン法としては不完全である。

3.4 COMPTEL

3.4.1 COMPTEL の性能と結果

現在のところ、MeV 領域のガンマ線の観測で最も成果を挙げているのは COMPTEL (図 3.9) である。COMPTEL は宇宙より到来する 1~30MeV のガンマ線を捉えるように設計されたコンプトン望遠鏡であり、OSSE・EGRET・BATSE と共に GRO 衛星に搭載され、1991~2000 年の間観

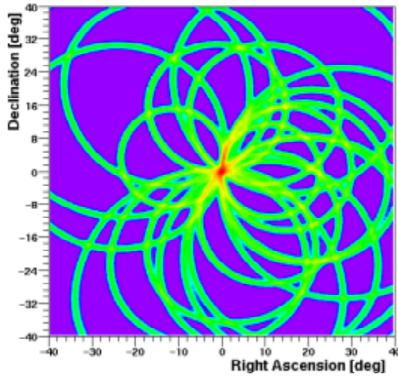


図 3.7: MEGA による古典的コンプトン法を用いたイメージ ($\leq 2\text{MeV}$:シミュレーション)[20]

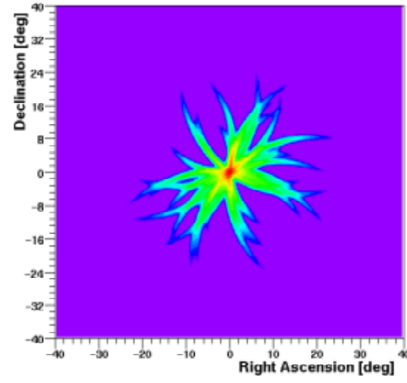


図 3.8: MEGA による電子飛跡取得型コンプトン法を用いたイメージ ($2 \sim 8\text{MeV}$:シミュレーション)[20]

測を行った。COMPTEL は、古典的コンプトン法を用いている。COMPTEL の検出器は主に二つあり、上段の液体シンチレーターで Compton 散乱させ、反跳電子のエネルギーと Compton 散乱の起った場所を測定する。下段の NaI で散乱 γ 線の位置とエネルギーをとらえる。COMPTEL の主なパラメータを表 3.2 にまとめる。

この COMPTEL により観測された定常天体は 32 個である。同じ衛星に搭載された EGRET が約 270 個の天体を検出した [2] のに対し、COMPTEL で検出された天体は 1 桁少ない。また、その他にも系内外の Diffuse Galactic Gamma-ray Emission、31 の gamma-ray burst、太陽フレアを観測した。

sub MeV \sim MeV の領域では、銀河面全体に広がったガンマ線の放射があることが知られており、銀河系外においても AGN などによるガンマ線背景放射が存在する。従って、観測はこれらのバックグラウンドによって制限されてしまう。その上、この領域では、衛星本体でのコンプトン散乱や宇宙線と衛星本体との相互作用によるガンマ線バックグラウンドなど、この領域での観測を妨げるバックグラウンドも非常に多いため、観測自体も困難である。COMPTEL は TOF によるバックグラウンド除去が難しく、十分にバックグラウンドを落せなかったために、有効面積から期待される感度より一桁悪い感度しか達成できなかった。

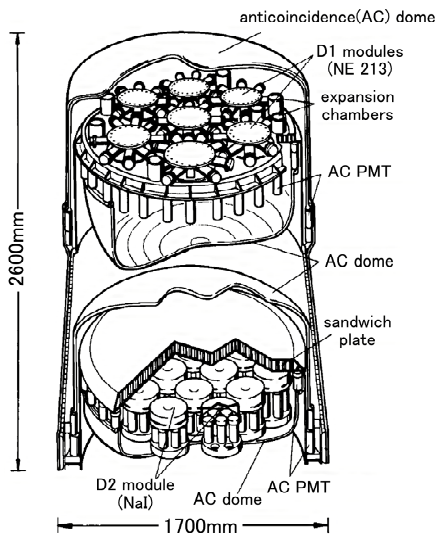


図 3.9: COMPTEL 概観 [16]

表 3.2: COMPTEL の性能 [16],[21]

上段の検出器	NE213A (有機液体シンチレーター) 4188cm ² , 50keV \sim 20MeV
下段の検出器	NaI 8744cm ² , 500keV \sim 30MeV
energy band	0.7 \sim 30MeV
energy resolution	5 \sim 10 % (FWHM)
separa 表 angle	$\geq 3\sim 5^\circ$
angular resolution (ARM)	1.2 \sim 3 $^\circ$ (σ)
effective detection area	20 \sim 50cm ²
FOV	1str

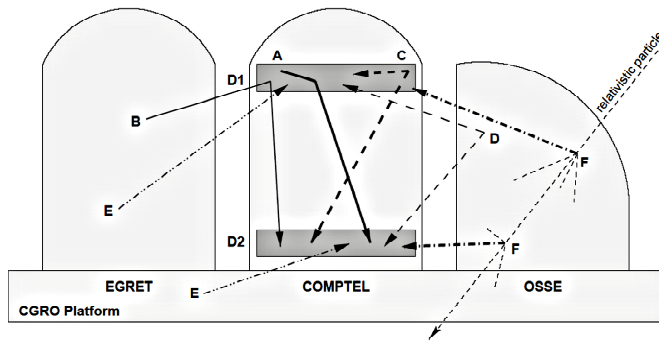


図 3.10: COMPTEL におけるバックグラウンド (D1・D2 は検出器)[22]

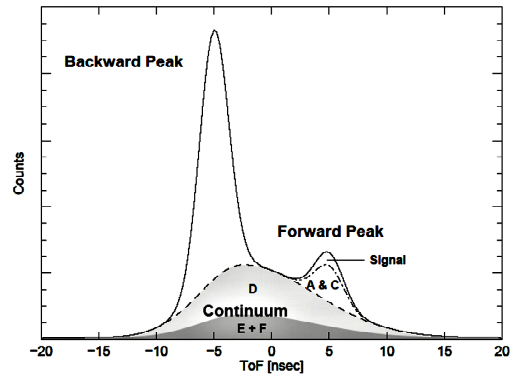


図 3.11: COMPTEL のバックグラウンドの内訳 [22]

3.4.2 COMPTEL のバックグラウンド

MeV ガンマ線の領域においては、様々な過程によりバックグラウンドが生み出される。COMPTEL では図 3.10 に挙げるようなバックグラウンドがあったと考えられている [22]。

- A 内部からのガンマ線: 検出器内部で陽子の中性子捕獲に伴うガンマ線や ^{40}K などの放射性同位体などにより生じたガンマ線が、上段の検出器 D1 でコンプトン散乱、下段の検出器 D2 で光電吸収を起こしたもの。
- B 外部からのガンマ線: 他の検出器や衛星本体でコンプトン散乱したガンマ線や同位体によるガンマ線が、D1 でコンプトン散乱、D2 で光電吸収されたもの。
- C 2 ガンマ崩壊 (内部): 検出器内部で $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ や $^{27}\text{Al}(n; n', \gamma, \dots)^{27}\text{Al}$ といった、2つ以上のガンマ線が放出されるような反応が起こり、2つのガンマ線がそれぞれ D1・D2 に入射、相互作用を起こしたもの。
- D 2 ガンマ崩壊 (外部): 他の検出器や衛星本体で C と同様の崩壊があり、2つのガンマ線がそれぞれ D1・D2 に入射、相互作用を起こしたもの。
- E 偶然同時計数によるもの。
- F 宇宙線による放射: 相対論的速度を持った宇宙線が他の検出器や衛星本体に入射、宇宙線と物質との相互作用により生じたガンマ線が D1・D2 に入り検出されたもの。

また、これらガンマ線バックグラウンドの他に中性子・電子や地球大気からのガンマ線がバックグラウンドとして存在する。

COMPTEL では、これらのバックグラウンドを落とすのに使える情報は上下の検出器の時間差 (TOF) しかなく、この TOF によりこれらを落としていた [16]。この TOF の分布とその内訳を図 3.11 に示す。最も多い D2 で散乱した後 D1 で相互作用したようなイベントは、TOF 分布の前方ピーク (Forward peak) を取り出すことでカットできる。しかしながら、D・E・F といったイベントは広く連続的な TOF 分布になっており、前方ピークを取り出しても 1/3 程度は残る。さらに、A や B は期待すべき相互作用を起こしたガンマ線であるので、元々落としようのないバックグラウンドでありカット後も全て残る。また、C についても D1 で崩壊が起こればガンマ線イベントと区別がつかない。従って、図 3.11 にあるように、前方ピークを取り出しても、そのほとんどはバックグラウンドであり、よほど明るい天体でない限り観測が難しかったことが伺える。

第4章 μ -PIC を用いた γ 線カメラ

4.1 検出原理

4.1.1 ガンマ線再構成

μ -PIC を用いた γ 線カメラでは、散乱ガンマ線の方向とエネルギー・反跳電子の方向とエネルギーを得ることで、入射ガンマ線の方向とエネルギーを得る。以下では、図 4.1 のように、散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーを K_e 、反跳方向を \vec{e} 、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α とする。但し、 \vec{g}, \vec{e} はいずれも単位ベクトルとする。

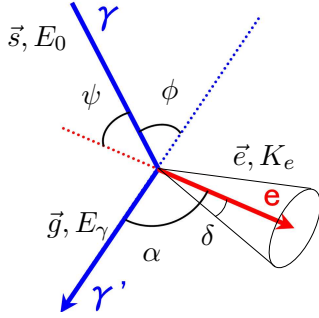


図 4.1: 変数定義

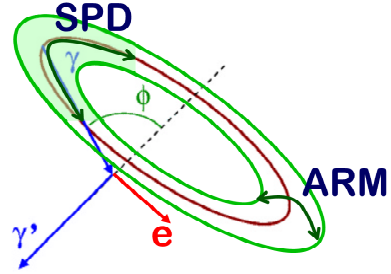


図 4.2: ARM と SPD

このとき、入射ガンマ線の到来方向 \vec{s}_{rcs} 、エネルギー E_0 は

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (4.1)$$

$$\vec{s}_{\text{rcs}} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (4.2)$$

と一意的に表される。ここで、散乱角 ϕ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (4.3)$$

である。

一方、 \vec{g} と \vec{e} の離角 α は \vec{g}, \vec{e} のなす角なので、 \vec{g}, \vec{e} から得られる α を α_{geo} と定義すると、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (4.4)$$

一方、 E_γ と K_e から運動学的に得られる α を α_{kin} と定義すると、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (4.5)$$

と表すこともできる。

ところで、 α には最小値が存在し、入射ガンマ線のエネルギー E_0 の関数として、

$$\cos \alpha_{\text{lim}} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad k = \frac{E_0}{m_e c^2} \quad (4.6)$$

と与えられる。

一方、Advanced Compton 法において、イベント毎の角度分解能は、以下の2方向に分けて定義される (図 4.2)。

- ARM (Angular Resolution Measure) : 散乱角 ϕ の決定精度

$$\text{ARM} = \phi_{\text{geo}} - \phi_{\text{kin}} \quad (4.7)$$

- SPD (Scatter Plane Deviation) : \vec{g} と \vec{e} の張る散乱平面の決定精度

$$\text{SPD} = \left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \times \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right)}{\left| \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \times \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \right|} \right) \right) \arccos \left(\left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \cdot \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \right) \quad (4.8)$$

但し、 \vec{s} は入射ガンマ線の本来の到来方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた方向である。また、 $\phi_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{s}$ 、 ϕ_{kin} は式 4.3 の ϕ の値である。

なお、ARMは古典 Compton 法に基いて定義されている。古典 Compton 法では、電子の飛跡は測定しない (\vec{e} は未知) ので、イベント毎の到来方向 \vec{s}_{rcs} は知りえない。したがって、 \vec{s} が既知 (線源を用いた測定等) のとき、既知の値 \vec{s} と測定で得られた \vec{g} のなす角を ϕ_{geo} に用いるのである。

しかし、電子飛跡取得型 Compton 法では、電子の反跳方向 \vec{e} を測定する。したがって、イベント毎に \vec{s}_{rcs} と \vec{g} の張る平面が定義できる。この平面の誤差を表したものが、SPD である。また、 \vec{s}_{rcs} がイベント毎に得られるので、新しい ARM が以下のように定義できる。 \vec{g} と \vec{s}_{rcs} のなす角 ϕ_{rcs} は、

$$\phi_{\text{rcs}} = \arccos \left(\vec{g} \cdot \frac{\vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \quad (4.9)$$

$|\vec{s}_{\text{rcs}}| = 1$ となるが、測定量に誤差があるとき、1にならない。したがって、 $|\vec{s}_{\text{rcs}}|$ で割っている。新しい ARM は、 ϕ_{rcs} と真の ϕ の差 $\Delta\phi_{\text{rcs}}$ として、以下のように定義できる。

$$\Delta\phi_{\text{rcs}} = \phi_{\text{rcs}} - \phi \quad (4.10)$$

古典 Compton 法との比較のため、通常は旧来の ARM を誤差の評価に用いる。

4.1.2 バックグラウンド除去

ガンマ線の散乱方向 \vec{g} と電子の反跳方向 \vec{e} とのなす角 α は、Compton 散乱を用いたイメージングの他の方法にはない固有の情報であり、この α によりコンプトン散乱のイベントを取り出すことが可能になる。

角 α は (4.4)、もしくは (4.5) により求められるが、(4.4) は幾何的な情報のみに依存し、(4.5) は運動学的な情報のみに依存するため、得られる2つの α は互いに独立である。

従って、

$$\alpha_{\text{geo}} \simeq \alpha_{\text{kin}} \quad (4.11)$$

という条件を要求することで、飛跡検出器でコンプトン散乱・散乱ガンマ線検出器で光電吸収という事象のみが選り出される。

4.1.1 に述べた方法ではこの α による強力なカットがある為、コンプトン散乱ではないバックグラウンドについては、veto counter を使わずに取り除くことができる。

4.2 MeV γ 線カメラ

Advanced Compton 法を用いる MeV γ 線カメラを構成する、飛跡検出器と散乱 γ 線検出器については、以下の性能が要求される。まず、飛跡検出器については大容量であることが必要である。なぜなら、飛跡を検出するためには、多重散乱の問題から、検出器の物質密度が低いガスがよいが、そうすると Compton 散乱する確率が落ちるため、感度を稼ぐためには、大容量にしないといけない。また、反跳電子は多重散乱をして、すぐに反跳時の情報を失ってしまうので、高い位置分解能が必要である。さらに、反跳電子のエネルギー損失は MIP(minimum ionizing particle) の数倍程度なので、MIP の測定が可能でなければならない。そして、コンプトン散乱優位なガス検出器がよい。散乱 γ 線検出器についても、飛跡検出器と同様に、大面積が要求される。しかしながら、一般的な飛跡検出器であるワイヤーチェンバーは大容量と細かいサンプリングを同時に達成することはできず、エネルギー分解能の高い半導体検出器は大面積化にコストがかかるため散乱 γ 線検出器としては使いにくい。

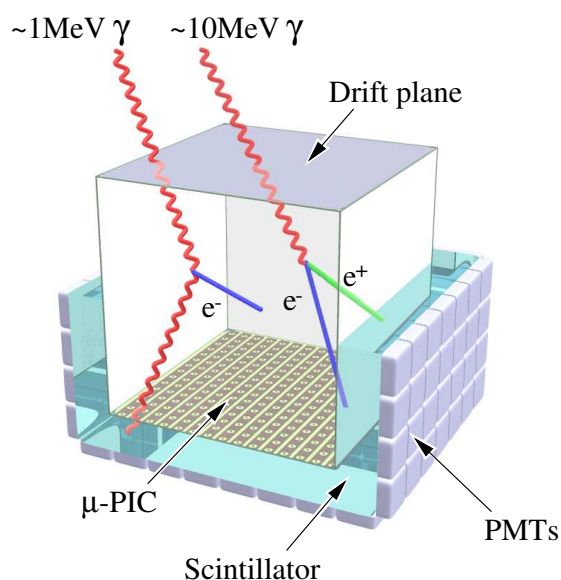


図 4.3: MeV γ 線カメラ概念図

そこで、独自に開発する μ -TPC を飛跡検出器とし、位置検出型シンチレーション検出器を散乱 γ 線検出器とするような Advanced Compton カメラ (図 4.3) を現在開発中である。 μ -TPC の基本となっている μ -PIC は、 $100\mu\text{m}$ 程度の高い位置分解能を持っていながら、大きな面積を持った検出器である。また、微細な構造を持つ検出器としては高いガス増幅率を得ることもできる。シンチレーション検出器は、半導体検出器に比べればエネルギー分解能の点で劣るが、半導体よりも安価であるため、飛跡検出器を囲う面積を大きくでき、厚みのあるものも作れるので、散乱 γ 線を効率良く捉えることができる。

この μ -TPC と位置検出型シンチレーション検出器を用いた Advanced Compton カメラにより、sub MeV \sim MeV のエネルギー領域において COMPTTEL の 10 倍の感度を目指す。一方、電子の飛跡を捉えられる為、電子・陽電子対生成によるイメージングも可能であり、10MeV 以上のエネルギー領域にも感度を持つことができる。

4.3 μ -PIC

Advanced Compton Imaging の検出器において、鍵となるのは反跳電子の飛跡をどれだけ正確に捉えられるかという点である。電子は質量が小さく電荷を持っているために、多重散乱によって方向の情報を失いがちである。従って、電子の反跳方向を正確に得るには、高い位置分解能を持った飛跡検出器が必要になる。このような飛跡検出器として μ -TPC を開発しており、その基本となっているのが μ -PIC である。

4.3.1 μ -PIC (Micro Pixel Chamber) [29]

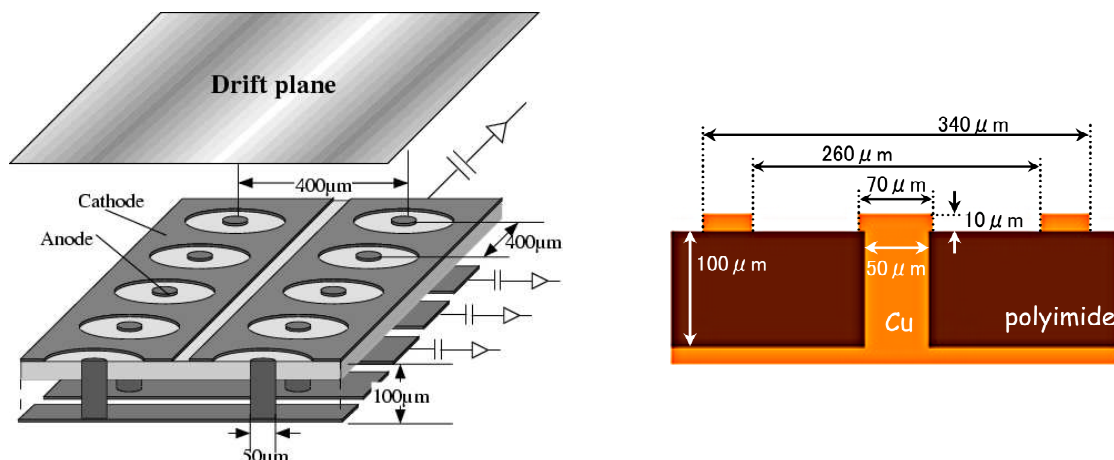


図 4.4: μ PIC の構造

1999 年から開発が始められた μ -PIC は、微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の 1 種であり、図 4.4 のように比例計数管を輪切りにして縦横に並べたような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をメッキしたものになっている。各ピクセルは $400\mu\text{m}$ 間隔で並んでおり、アノードとカソードは直交する方向に strip となっている。これにより、高い位置分解能で 2 次元読み出しが可能である。またピクセル型の電極構造にしたことで、Micro Strip Gas Chamber (MSGC) で問題になっていた放電による電極破壊は起きなくなり、 μ -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、avalanche が起きるのはアノードのごく近傍のみであるので、 $\sim 10^7 \text{count}/(\text{sec} \cdot \text{mm}^2)$ というような大強度入射に対しても強い。製造に関しても、 μ -PIC はプリント基板の技術で作られているため、安価に大きなものを作りやすいという特徴があり、現在は $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ というものが稼動中である (図 4.5)。

また、 μ -PIC の読み出し回路も既に開発されている。プリアンプには、CERN LHC ATLAS 実験の Thin Gap Chamber 用に開発された時定数 16nsec の ASD (Amplifier Shaper Discriminator) chip が開発され、図 4.6 のような基盤に実装して用いている。このプリアンプボードからはプリアンプの出力のアナログ信号と ON/OFF のデジタル信号の両方を同時に取り出せる。デジタル信号はエンコーダー (図 4.7) へと送られ、FPGA により座標に変換され時間情報とともに VME 上のメモリーボードへと送られる。エンコーダーは、1 枚で 1536ch の入力が可能であり、 100MHz のクロックでパイプライン方式の高速演算を行う。この図 4.8 のシステムにより、 μ -PIC のヒット位置情報が得られる。

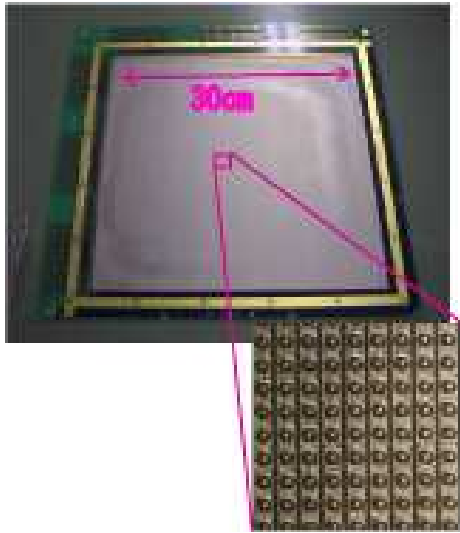


図 4.5: 30cm 角 uPIC と検出部の顕微鏡写真

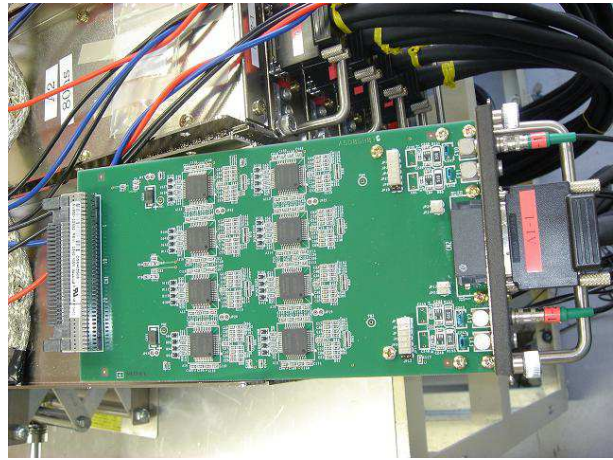


図 4.6: ASD プリアンプボード



図 4.7: エンコーダー

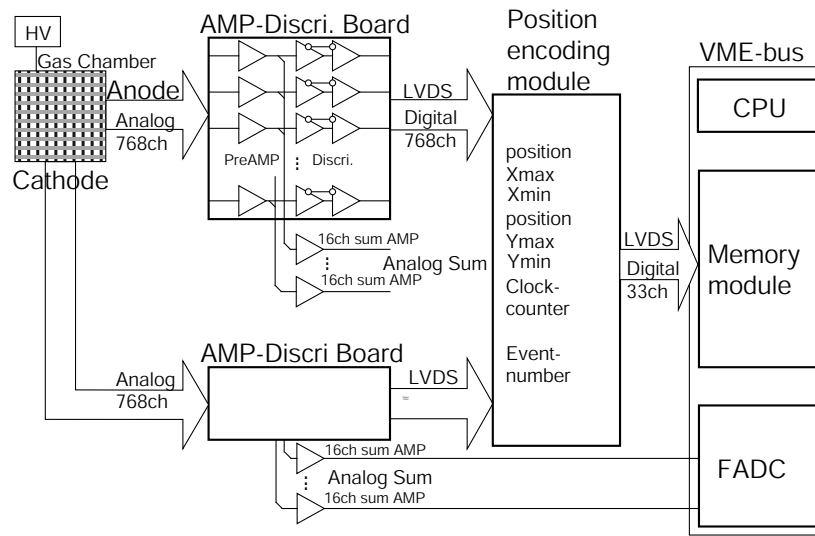


図 4.8: 30cm μ -PIC の場合の μ -PIC データ収集システム。10cm 角もチャンネル数が異なる以外は全く同じである。

4.3.2 μ -PIC の性能

ガス増幅率

μ -PIC は比例計数管のようにガス増幅によって信号を得る検出器である。従ってガス増幅率がどのくらい得られるかというのは、検出器の性能を示す重要な指数である。 μ -PIC を含めた微細電極構造を持つガス検出器は、アノード-カソード間の距離が数百 μm と非常に近いため、放電が問題になる。特にガスと電極と絶縁物とが集まっている場所 (三重点) が、放電を起こしやすいと考えられており、マイクロパターン検出器の場合、構造上このような三重点は避けられない [30]。よって、一般的にマイクロパターン検出器は放電によりガス増幅率を制限され、単体ではあまり大きな増幅率が得られない。例えば、MSGC では 1000 くらいが限界であった。

しかし、 μ -PIC は、図 4.9 のように “単体で” $\sim 2 \times 10^4$ というガス増幅率を達成している。これはマイクロパターン検出器としては、非常に大きい。また、安定性という面についても、ガス増幅率を 6000 程度に保ったまま約 1000 時間以上もの連続安定動作が実現されている。このように μ -PIC は、安定かつ高いガス増幅率が得られる検出器である。

一様性

10cm \times 10cm の面積を 400 μm 間隔でピクセルを配置しているため、ピクセル数は $256 \times 256 = 65536$ pixels にもなる。それぞれのピクセルが比例計数管のようにガス増幅をおこなすが、高電圧は全てのピクセルに共通に与えているため、ピクセルの形状の不揃いなどがあるとガス増幅率は場所により異なってしまい、大面積であることを生かしきれなくなってしまう。

μ -PIC について、その一様性を調べた結果が図 4.10 である。これから、検出器全面で RMS で $\pm 7\%$ という非常に一様なガス増幅率が得られていることが解る。

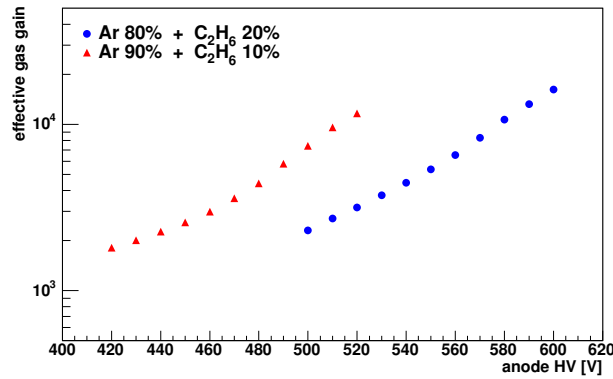


図 4.9: アノードに供給した HV に対するガス増幅率

4.3.3 X線イメージング

μ -PIC に薄めのガスパッケージを取り付けることで、高い位置分解能で X 線イメージングができる。

X 線ジェネレータを用いて得られた X 線透過イメージを図 4.11 に示す。プローブの X 線透過イメージでは、プローブ内部のバネや端子の構造がはっきりと見て取れる。電極間隔は $400\mu\text{m}$ であるので、位置分解能の理論値は $\frac{400\mu\text{m}}{\sqrt{12}} \approx 115\mu\text{m}$ となるが、このテストチャートの端の部分から、位置分解能は $120\mu\text{m}$ と理論値に近い値が得られている。また、2.0 本/1mm のスリットが分離できていることが確認できる。

4.4 μ -TPC

4.4.1 μ -TPC の構造・原理

荷電粒子がガス中を走り抜けると、その飛跡に沿って電子が電離される。この電子雲を緩やかな電場をかけ一定の速度で検出器へと移動させると、電子が検出器に到着する時刻は、電離された位置から検出器までの距離に応じてずれてくる。従って別個にトリガー用検出器を設け、トリ

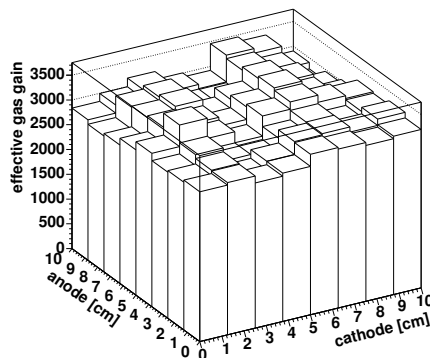


図 4.10: ガス増幅率の場所依存性

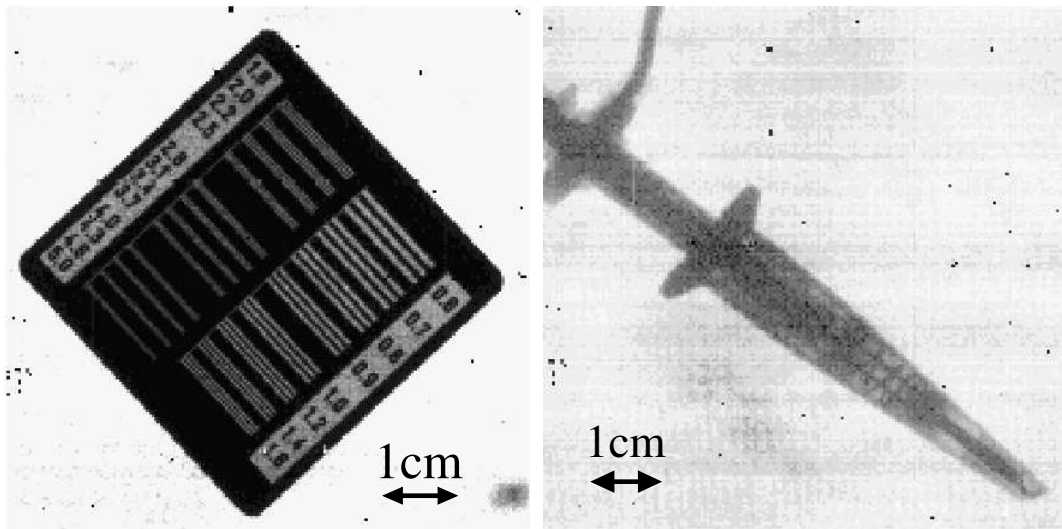


図 4.11: X線イメージ (ガス: Xe 1mm厚 左: テストチャート 右: プローブ)[32]

ガーから実際に信号が得られるまでの時間を測定すると、電離された位置から検出器までの距離を測ることができ、2次元情報が得られる Multiwire Proportional Counter (MWPC) や MSGC などを検出器として用いれば、荷電粒子の3次元飛跡を測定できることになる。このようなシステムを Time Projection Chamber (TPC) と呼ぶ。

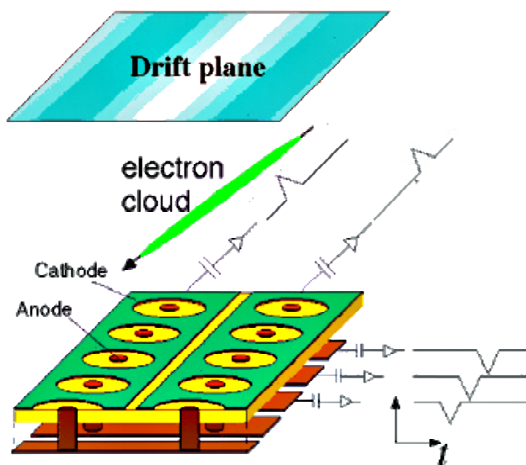


図 4.12: μ -TPC の概念図

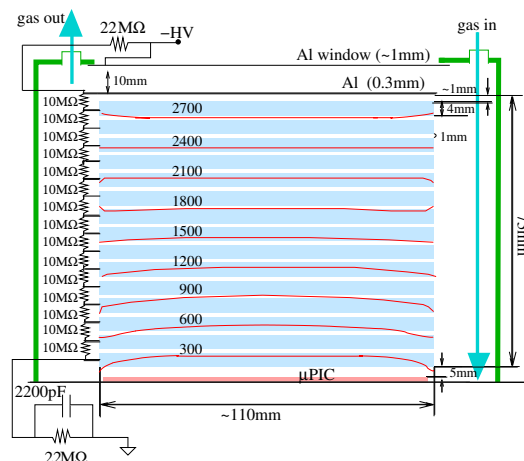


図 4.13: drift 領域に与えられる電場

μ -PIC は2次元情報を得ることのできるガス検出器であるので、TPC の検出部として使用することができ、 μ -PICを用いる TPC を μ -TPC (micro-Time Projection Chamber) と呼んでいる (図 4.12)。MeV ガンマ線カメラにおいては、シンチレーション検出器で散乱 γ 線をとらえ、この信号をトリガーとして、 μ -TPC は反跳電子の飛跡とエネルギーを捕らえる。

4.4.2 μ -TPC に求められる性能

荷電粒子が物質中を通過すると、物質中の電子を電離する。これらの電子のうち、物質のイオン化ポテンシャル以上のエネルギーを持つものは、さらに周囲の物質を電離させ、二次イオンペ

アを作る。これら二つの過程で作られたイオン-電子ペアの総数 n_T は便宜的に、

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (4.12)$$

と書ける。ただし、 ΔE は物質中のエネルギー損失、 W_i は一つのイオンペアを作るのに必要な平均エネルギーである。

我々が検出を目指しているエネルギー領域における Compton 反跳電子は、エネルギー損失は MIP の数倍程度である。したがって、MIP で作られるイオンペアについて考える。1atm における Ar, Xe の 1cm 当たりのイオンペアの数 $n_{T,Ar}$, $n_{T,Xe}$ は、

$$n_{T,Ar} = \frac{2440}{26} = 94 \quad (4.13)$$

$$n_{T,Xe} = \frac{6760}{22} = 310 \quad (4.14)$$

ただし、それぞれの MIP のエネルギー損失は、2.44keV/cm, 6.76keV/cm, W_i は、26eV, 22eV である [33]。μ-PIC の一つの電極あたりの電子数は、電極のピッチが 400μm であることから、 n_T に 0.04 をかければよい。したがって、一つの電極あたり電子数は、Ar で 4 個、Xe で 12 個となる。これらを検出するためには、読出し回路のノイズを考慮すると gain が 2×10^4 程度必要である。

4.5 シンチレーション検出器

散乱γ線は、図 4.14 のような、ピクセルシンチレーターで検出する。一つのピクセルのサイズは 6mm×6mm×13mm である。結晶シンチレーター GSO:Ce(Gd₂SiO₅:Ce) を用いている。8×8 個のピクセルを、有感面積 49mm×49mm のマルチアノード光電子増倍管 (浜松ホトニクス社製 H8500) で読み出す。この光電子増倍管は、49mm×49mm の正方形光電陰極に対して、64 チャンネルのアノードが用意されている。各ピクセルで各アノードを読み出す。64 チャンネルのアノードの読出しは抵抗チェーンで行う。アノード数個を抵抗でつなぎ、抵抗チェーンの両側から信号を読みだす。読出した信号の重心演算で、発光の中心点を求める。この 8×8 アレイをいくつも並べて、μ-TPC の底面や側面を覆う。位置分解能は、≈6mm、エネルギー分解能は 9%(662keV, FWHM) である。

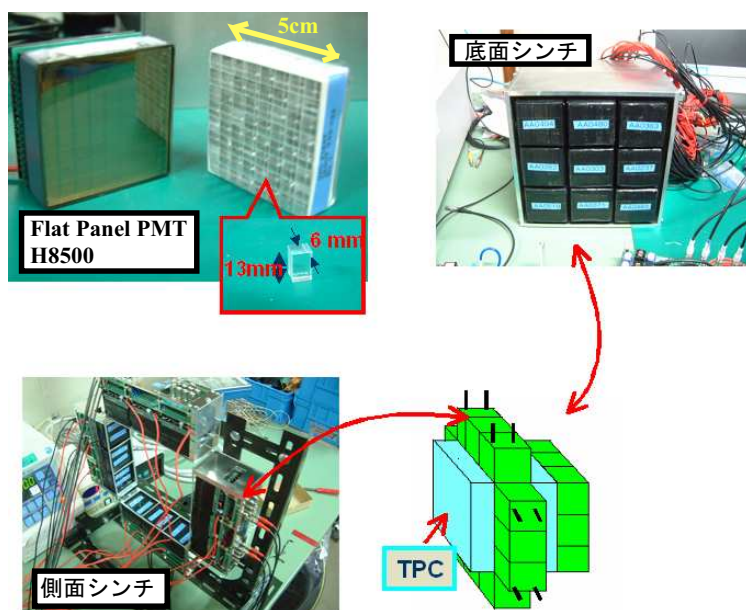


図 4.14: GSO ピクセルシンチレーターアレイ

4.6 測定誤差

次に、MeV γ 線カメラの測定誤差で、原理上生じるのは不可避である誤差について述べる。そのうち、まずARMに寄与する誤差を述べ、次にSPDに寄与する誤差を述べる。また、どちらにも寄与するものとして、電子のドリフト、拡散による誤差、シンチレーターの位置分解能について述べる。

4.6.1 ARM

ARMの原理限界を作るのは、Doppler broadeningと、検出器のエネルギー分解能である。

Doppler broadening

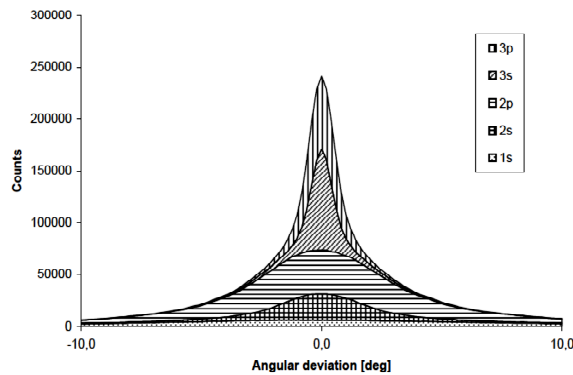


図 4.15: 電子準位の ARM への寄与 ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [23]

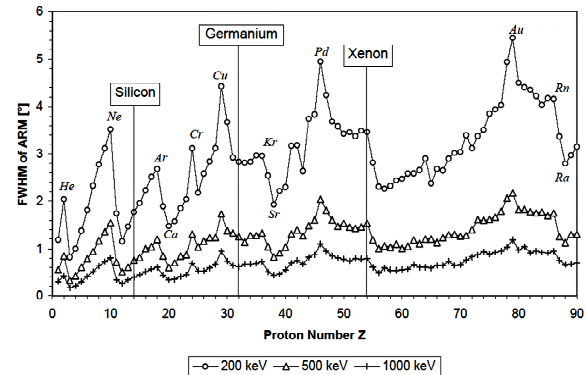


図 4.16: Z による ARM の広がり [23]

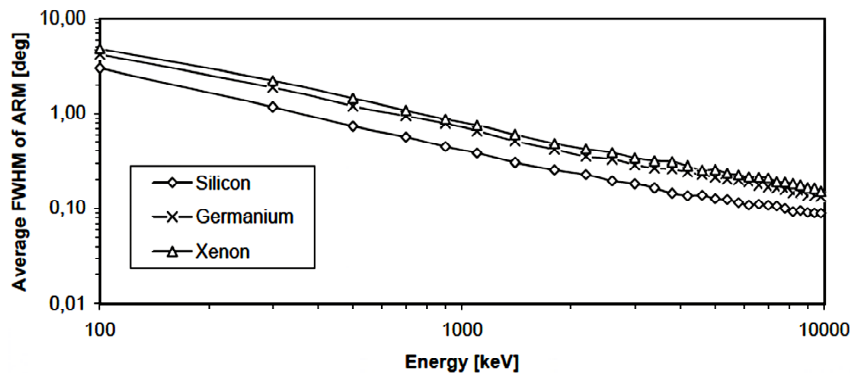


図 4.17: Doppler broadening のエネルギー依存性 [23]

これまで考えてきたコンプトン散乱は、完全に静止した電子との相互作用として考えてきたものである (unbound Compton)。しかし、実際の検出器においては、電子は原子核や分子軌道のポテンシャルに捕らわれており、あるエネルギーを持って運動しているため、観測できるコンプトン散乱 (bound Compton) では、以下のような点において違いが出てくる [23]。

- 散乱断面積: 特に 100keV 以下の低エネルギーの光子に対する散乱断面積がわずかに増加。
- 散乱角の分布: Klein-仁科の式から得られる角度分布に比べ、前方・後方散乱がわずかに抑えられる。
- 散乱ガンマ線・反跳電子のエネルギー分配: 散乱前の電子のエネルギーが0ではなく有限の値を持つため、単一エネルギー線源からある決まった角度に散乱されるガンマ線のエネルギーが一定の値にならず、unbound Compton から予想される値の周辺で狭い分布を持つ (Doppler broadening)。

Compton Imaging では、ガンマ線の散乱角を散乱ガンマ線のエネルギーと反跳電子のエネルギーから得る。従って、ガンマ線の散乱角の決定精度 (ARM) は Doppler broadening の影響が大きく効き、ARM の原理限界となっている。

Doppler broadening は散乱前の電子の運動に起因するものなので、どの電子軌道の電子を弾き飛ばしたかにより、散乱ガンマ線のエネルギーのゆらぎは変化する。図 4.15 に Doppler broadening による ARM の広がりを示す。より外殻の電子のほうが持っているエネルギーが小さくなるため、Doppler broadening の効果も小さく、ARM の広がりも押さえられていることが分かる。また、原子番号 Z に対する ARM の推移を図 4.16 に示す。これより、 Z が大きいものほど Doppler broadening の影響も大きくなるという傾向があることが分かる。さらに、図 4.17 のように、入射ガンマ線のエネルギーが高い程、ARM の広がりが押さえられている。これは、入射ガンマ線のエネルギーが高くなるほど、電子の運動エネルギーを無視できるようになるため、Doppler broadening の効果が薄れていくためと考えられる。

エネルギー分解能による誤差

検出器のエネルギー分解能による、ARM への寄与を考える。式 4.3 より、

$$\frac{\partial \phi}{\partial E_\gamma} = -m_e c^2 \frac{K_e(2E_\gamma + K_e)}{E_\gamma^2(E_\gamma + K_e)^2 \sin \phi} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial K_e} = \frac{m_e c^2}{(E_\gamma + K_e)^2 \sin \phi} \quad (4.16)$$

$$(4.17)$$

よって、 E_γ, K_e の error を $\Delta E_\gamma, \Delta K_e$ とすると、 ϕ の error $\Delta \phi$ は、

$$\begin{aligned} \Delta \phi &= \sqrt{\left(\frac{\partial \cos \phi}{\partial E_\gamma}\right)^2 \Delta E_\gamma^2 + \left(\frac{\partial \cos \phi}{\partial K_e}\right)^2 \Delta K_e^2} \\ &= \frac{m_e c^2}{(E_\gamma + K_e)^2 \sin \phi} \sqrt{\frac{K_e^2(2E_\gamma + K_e)^2}{E_\gamma^4} \Delta E_\gamma^2 + \Delta K_e^2} \end{aligned} \quad (4.18)$$

となる。誤差は検出器の分解能のみとすると、 $\Delta \phi$ は ARM に等しい。

図 4.18 は、左は μ -TPC、右はシンチレーターのエネルギー分解能のみを考慮したときの ARM を示している。エネルギー 300, 500, 700keV, 1MeV の入射 γ 線について計算した。エネルギー分解能については、現在実験で得られている値を用いた。 μ -TPC については、10%@22.2keV, HWHM であるが、エネルギー分解能はエネルギーの平方根に反比例するので、 $\Delta K_e = 0.471\sqrt{K_e}$ とした。同様に、シンチレーターについては、4.5%@662keV, HWHM より、 $\Delta E_\gamma = 1.16\sqrt{E_\gamma}$ とした。図 4.18 より、反跳電子のエネルギーが高くなるにつれ、ARM は大きくなることがわかる。また、入射 γ 線のエネルギーが高いほど、ARM は小さくなる。また、Compton edge 付近で ARM が発散

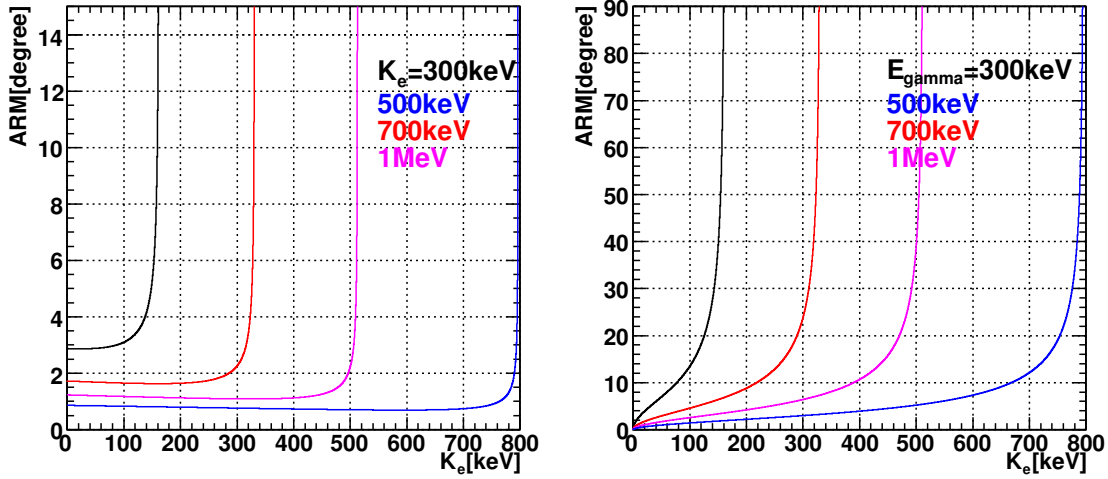


図 4.18: 300, 500, 700keV, 1MeV の入射 γ 線に対する ARM。左は μ -TPC、右はシンチレーターのエネルギー分解能のみを考慮している。エネルギー分解能としては、 μ -TPC は $\Delta K_e = 0.471\sqrt{K_e}$ (10% @ 22.2keV, HWHM)、シンチレーターは $\Delta E_\gamma = 1.16\sqrt{E_\gamma}$ (4.5% @ 662keV, HWHM) とした。

するのは、 $\sin\phi$ が 0 になることによる。一方、反跳電子のエネルギー $K_e \approx 0$ でも $\sin\phi$ は 0 になるが、エネルギーの誤差も 0 になるので、ARM は発散しない。

シンチレーターによるエネルギー分解能は、 μ -TPC よりも ARM に影響を及ぼす。図 4.18 の値は、エネルギーの誤差に比例することから、シンチレーターのエネルギー分解能を改善することが、ARM の改善に欠かせない。

4.6.2 SPD

SPD の原理限界を作るのは、反跳電子の多重散乱である。反跳電子の多重散乱により、反跳電子の運動方向に誤差が生じ、Compton 散乱の起った平面に誤差が生じるのである。

多重散乱

Advanced Compton 法では、コンプトン散乱の散乱平面の決定が可能のため、ガンマ線の到来方向を一意に決定できる。この散乱平面を決定するのは、ガンマ線の散乱方向 \vec{g} と電子の反跳方向 \vec{e} である。 \vec{g} の精度は 2 つの検出器の位置分解能と、検出器間の距離による。しかし、 \vec{e} の方は、反跳電子が検出器中を走るときに、小角度散乱を多数回受け、Compton 散乱時の運動方向の情報を失ってしまう。従って、SPD 方向の角度分解能の原理的限界は電子の多重散乱ということになる。

電子の散乱の多くは、物質中の原子核による Coulomb 散乱である。小角度散乱 (散乱角 $< 30^\circ$) は、Moliere 理論 [24] によって、よく説明でき、散乱角は Gauss 分布になる。しかし、実際は大角度散乱まで tail を引いている。厚さ x における電子の散乱角の rms を $\theta_{\text{space}}^{\text{rms}}$ と定義すると、それを一次元に射影した rms, $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ は、

$$\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_{\text{space}}^{\text{rms}} \quad (4.19)$$

となる。一方、 $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ は、

$$\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (4.20)$$

と近似される [25]。ここで、 $\beta c, p$ は電子の速度と運動量、 X_0 は radiation length とした。

大角度散乱は Moliere 理論理論に従わない。従って、実際は、小角度散乱では Gauss 分布になるが、大角度方向へ tail を引く。そこで、GEANT4 を用いて、散乱角の分布をシミュレーションした。GEANT4 は多重散乱を計算するにあたって、Lewis 理論 [26] に基いた新しいモデル (MSC model) を用いている。GEANT4 で計算した、電子の散乱角分布を示す。Ar 90%, C₂H₆ 10% と Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6% (質量比 80:18:2) の場合について GEANT4 で計算した。

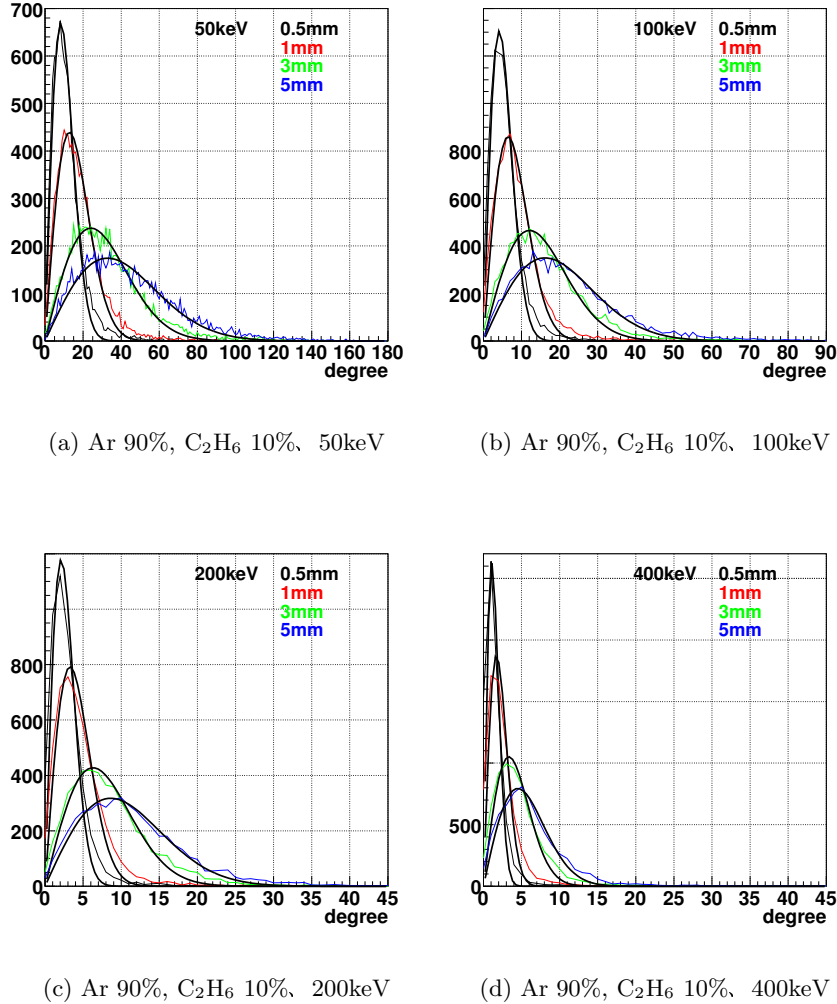
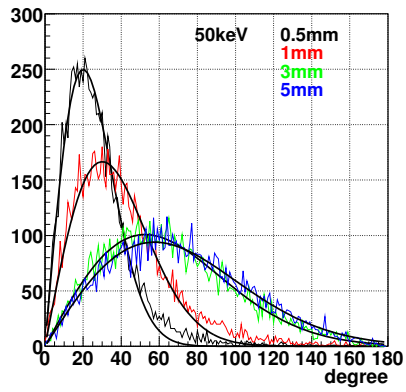


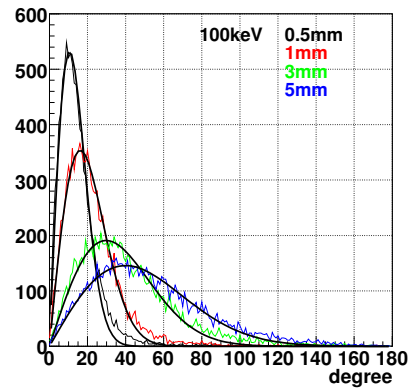
図 4.19: 多重散乱による散乱角。Ar 90%, C₂H₆ 10% におけるエネルギー 50keV, 100keV, 200keV の電子について、発射点から直線距離 0.5mm, 1mm, 3mm, 5mm の散乱角を示す。式 4.21 でフィットした。

Moliere 理論より、角度 θ_{space} に散乱される確率 $P(\theta_{\text{space}})$ は以下のような Gauss 関数で表される。

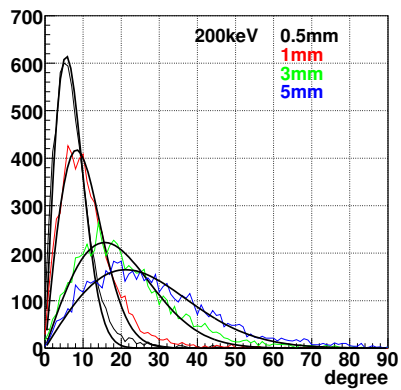
$$P(\theta_{\text{space}}) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma} \exp\left(-\frac{\theta_{\text{space}}^2}{2\sigma^2}\right) \theta_{\text{space}} d\theta_{\text{space}} \quad (4.21)$$



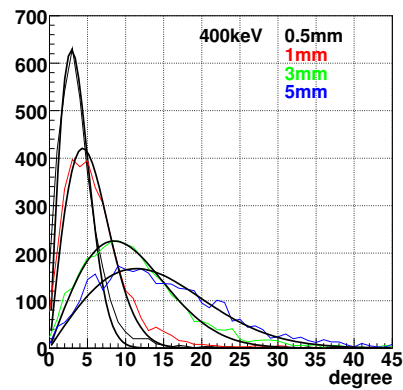
(a) Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2)、50keV



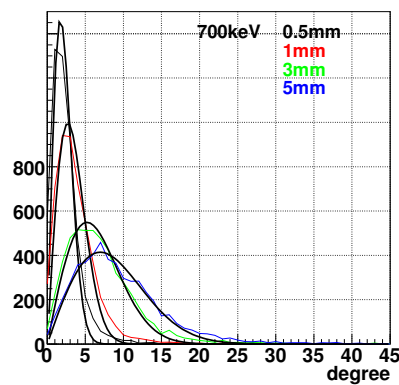
(b) Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2)、100keV



(c) Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2)、200keV



(d) Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2)、400keV



(e) Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2)、700keV

図 4.20: 多重散乱による散乱角。Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2) の場合について GEANT4 で計算した結果を示す。エネルギー 50keV, 100keV, 200keV, 400keV, 700keV の電子について、発射点から直線距離 0.5mm, 1mm, 3mm, 5mm の散乱角を示す。式 4.21 でフィットした。

小角度散乱なので、 $d\Omega \approx 2\pi\theta_{\text{space}}d\theta_{\text{space}}$ と近似した。散乱角 $\theta_{\text{space}}^{\text{rms}}$ は、 $\int \theta_{\text{space}}^2 P(\theta_{\text{space}})d\Omega$ を $\theta_{\text{space}} = 0$ から ∞ まで積分して得られたものの平方根である。したがって、 $\theta_{\text{space}}^{\text{rms}} = \sqrt{2}\sigma$ となる。また、 $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \sigma$ となる。

フィットの結果、tail 部分は Gauss 分布とずれているが、小角度散乱ではよくフィットしている。図 4.21, 4.22 は、 $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ を電子の運動エネルギー毎にプロットしたものである。これは式 4.20 とほとんど一致している。しかし、低エネルギー側では、式 4.20 からずれている。これは、散乱角が大きいので、Moliere 理論からずれるためである。

通常、飛跡数 mm 分を用いて、反跳電子の飛跡から反跳方向を求める。なぜなら、ガス中の電子は、荷電粒子によって電離され、ドリフトするが、その際、多重散乱を受け、拡散し、飛跡の距離が短過ぎると、拡散による誤差が大きくなるからである。拡散の rms は、Magboltz の計算によると、295K、ドリフト電場 400V/cm で Ar 90%, C₂H₆ 10% は $450\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ 、Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2) は $520\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ となる。ドリフト長は、数センチから数十センチなので、拡散は数 mm 程度になる。したがって、飛跡が短いほど、反跳電子の多重散乱の影響は少ないが、ドリフトした電子の拡散が効くため、飛跡は数 mm 程度とらないといけない。

しかし、飛跡の長さが数 mm 程度になると、図 4.21, 4.22 からわかるように、多重散乱が効いてくる。そこで、より高エネルギーの反跳電子を検出することが、SPD 向上に必要である。

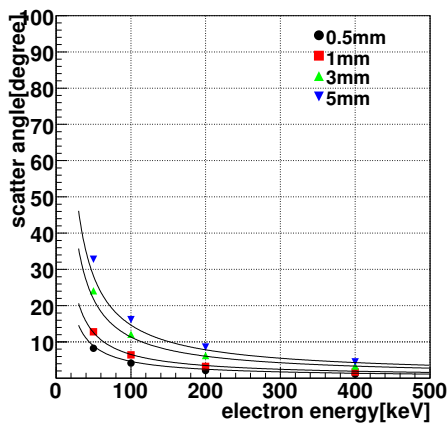


図 4.21: Ar 90%, C₂H₆ 10% の $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ と電子の運動エネルギーの関係。プロットした点は図 4.20 のフィットで求めた値、曲線は式 4.20 である。

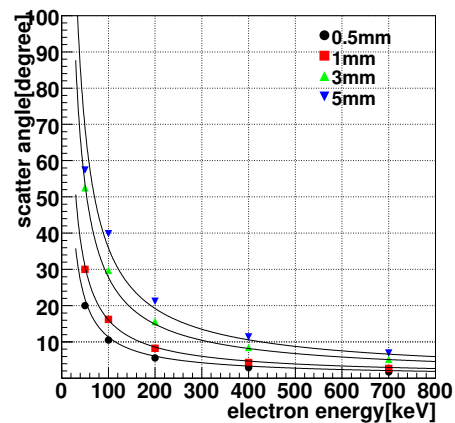


図 4.22: Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2) の $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ と電子の運動エネルギーの関係。プロットした点は図 4.20 のフィットで求めた値、曲線は式 4.20 である。

4.6.3 ARM, SPD とともに影響を及ぼす誤差

次に、反跳電子の飛跡を得る際に生じる、原理上不可避な誤差について述べる。これには、電子のドリフト速度が有限であることから生じる誤差と、拡散による誤差がある。これらの誤差により、Compton 散乱を起した場所に不定性が生じ、散乱 γ 線の散乱方向に誤差が伝播する。すなわち ARM に影響を及ぼす。また、反跳電子の方向の誤差にも寄与し、SPD に影響を及ぼす。

電子のドリフト

荷電粒子による電離でガス中に生じた電子・イオン対に緩やかな電場をかけると、一定の速度

v でドリフトする。イオンのドリフト速度 v_+ は、電場強度 E とガスの圧力 P により、 $v_+ = \mu_+ \frac{E}{P}$ と表される。ここで、比例定数 μ_+ は移動度 (mobility) とよばれ、ガスにより決まる定数である。

一方、電子のドリフトについてはイオンのように一定の移動度がなく、複雑である。電場 E のもと、電子のドリフト速度 v_- はガス分子との衝突平均時間間隔を τ として

$$v_- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (4.22)$$

と表される。図 4.23 に電場 E に対する電子のドリフト速度の変化を示す。

ここで、 τ は $\frac{E}{P}$ に依存するので、結果として v_- も $\frac{E}{P}$ に依存することになる。また、図 4.23 に示されるように、同じ $\frac{E}{P}$ においてもガスの種類や混合比により v_- は大きく変化する。

トリガーをかけてから、電離された電子がドリフトして、 μ -PIC に到達するまでの時間から、電子のドリフト長を求める。 μ -PIC に到達した時間は、encoder によって測定される。encoder はデジタルで時間を測定する。つまり、あるクロックの間に電子が μ -PIC に到達し、信号が検出された場合、そのクロックを記録する。encoder のクロック数は 100MHz なので、ドリフト長は、最大ドリフト速度 $\times 10$ ns 程度の誤差が生じる。

電子の拡散

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、

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (4.23)$$

と表される。ここで、 D は拡散係数とする。

これより、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。拡散係数 D は、ガスの種類や組成に依存するが、電子の場合は電場にも依存する。また、電場に平行な方向 (transverse) と垂直な方向 (longitudinal) では、拡散計数の値が異なる。図 4.24 に 1cm ドリフトさせたときの、transverse, longitudinal 成分のそれぞれの電子の拡散 (σ_{xy}) を示す。これらは、Magboltz[28] によって計算された。

TPC において、電子の拡散は検出器の位置分解能を決定する量となり、拡散が小さい条件程位置分解能は良くなる。さらに、同時に n 個の電子が測定されたとき、標準偏差は σ/\sqrt{n} となるので、検出器に到達する電子が多いほど、拡散の影響は抑えられる。

シンチレーターの位置分解能による誤差

シンチレーターはピクセルであるため、どのピクセルに散乱 γ 線が入射したかは知りえても、ピクセル内の位置はわからない。したがって、シンチレーターの位置分解能は、ピクセルのサイズで制限される。現在は 6mm 角のピクセルシンチレーターが使われている。このシンチレーターの誤差が、ARM, SPD にどのように伝播するかをみていく。

簡単のため誤差は、シンチレーターの位置分解能だけ考え、他には誤差はないものとする。シンチレーターを 30cm 角 μ -TPC から 10cm 離れた場合について考えた。簡単のため、シンチレーターの厚さは 0 とする。このとき、Compton 散乱をした場所がシンチレーターに最も近く、散乱 γ 線が垂直に入射したとき、最も \bar{g} の誤差が大きくなる。したがって、Compton 散乱をした場所が μ -TPC の端、つまりシンチレーターとの距離が 10cm のとき、最も誤差が大きくなる。また、

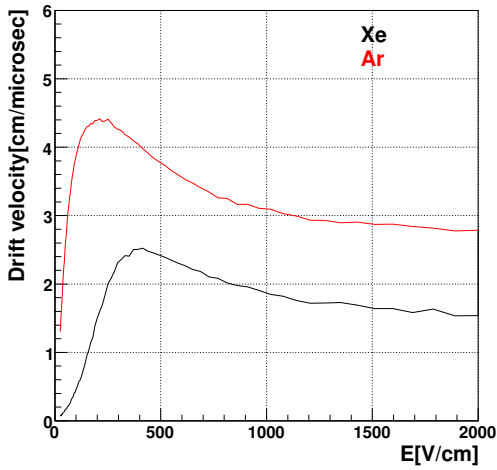


図 4.23: Magboltz によって得られた電子のドリフト速度。Ar 90%, C₂H₆ 10% と Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6% (質量比 80:18:2) の場合について計算した。

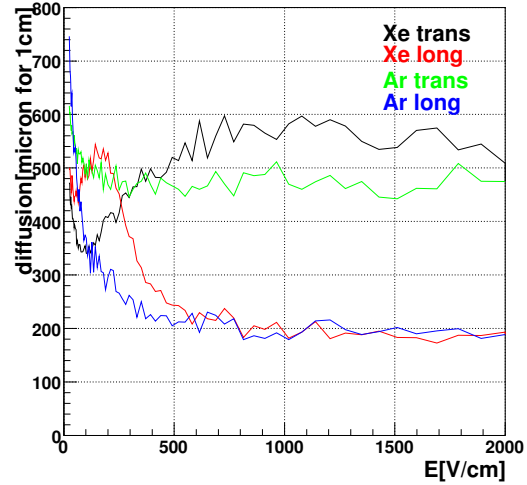


図 4.24: Magboltz によって得られた電子の拡散。Ar 90%, C₂H₆ 10% と Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6% (質量比 80:18:2) の場合について計算した。

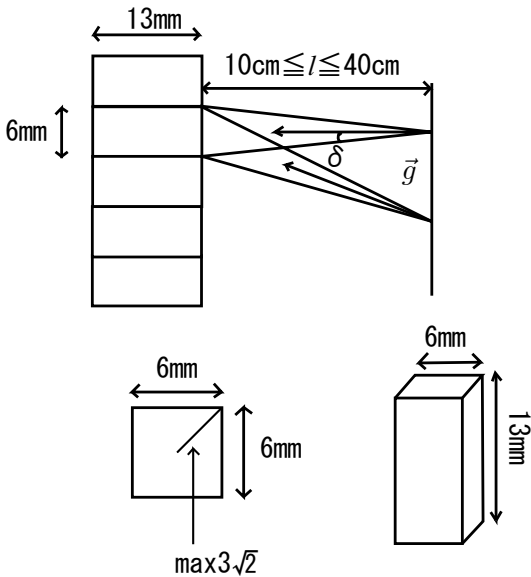


図 4.25: 6mm 角のピクセルシンチレーターによる位置分解能。シンチレーターを 30cm 角 μ -TPC から 10cm 離れた場合について考えた。シンチレーターの厚さが 0 のとき、Compton 散乱をした場所がシンチレーターに最も近く、散乱 γ 線が垂直に入射したとき、最も \vec{g} の誤差が大きくなる。また、シンチレーターの端に入射した場合が最も位置のずれが大きく、 $3\sqrt{2}$ mm ずれる。

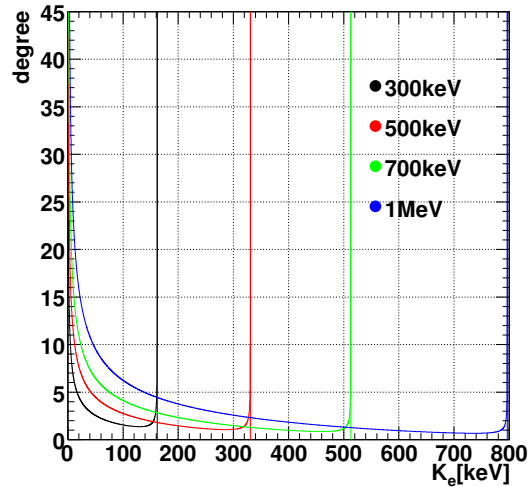


図 4.26: 散乱 γ 線の散乱方向 \vec{g} に誤差 $\delta = 2.3^\circ$ をつけたときの、エネルギー K_e の反跳電子に対する SPD の最大値。入射 γ 線のエネルギー 300, 500, 700, 1000keV の場合について求めた。

シンチレーターの端に入射した場合が最も位置のずれが大きく、 $3\sqrt{2}\text{mm}$ ずれる。したがって、 \vec{g} のずれの最大値 δ は

$$\tan \delta = \frac{3\sqrt{2}}{100} \quad (4.24)$$

$$\delta \approx 2.3^\circ \quad (4.25)$$

となる。実際はシンチレーターに厚さがあるので、 \vec{g} のずれは、厚さ 0 のときよりも大きくなる。しかし、シンチレーターの厚さ 16mm に対して、シンチレーターと μ -TPC の距離は 10cm と大きく、さらに μ -TPC のサイズも大きいので、シンチレーターに厚さをもたせたときの \vec{g} のずれは、 \vec{g} のずれが最大であるときを考える。それ以外の場合の ARM, SPD とも、 \vec{g} のずれが最大であるときの値を超えない。入射 γ 線の到来方向を X 軸とする、すなわち $\vec{s} = (1, 0, 0)$ とおき、Compton 散乱の起った平面上に Y 軸をとると、 $\vec{g} = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$ となる。 \vec{g} に誤差 δ をつけると、 \vec{g} のずれは式 4.25 と同じオーダーである。

$$\vec{g} = (\cos \phi \cos \delta + \sin \phi \sin \delta \cos \varphi, -\sin \phi \cos \delta + \cos \phi \sin \delta \cos \varphi, \sin \delta \sin \varphi) \quad (4.26)$$

となる。簡単のため、誤差は等方的であると仮定し、azimuthal angle φ は 0° から 360° までとる。反跳電子のエネルギー K_e が決れば、式 4.3 より、 ϕ 等のジオメトリーに関するパラメーターも全て決まる。したがって、 K_e が与えられたときの自由度は φ だけである。 φ を 0° から 360° までとったときの、SPD の最大値を図 4.26 に示した。SPD は $K_e = 0$ と Compton edge 付近で極大となる。その理由を以下に示す。

真の \vec{g} を $\vec{g}_0 = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$, $\vec{g} = \vec{g}_0 + \delta\vec{g}$ とおくと、SPD は式 4.2 より、

$$\begin{aligned} SPD &= \arccos \left(\left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \cdot \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \right) \\ &= \arccos \left(\left(\frac{(\vec{g}_0 + \delta\vec{g}) \times \left(\left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g}_0 + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \right)}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \right. \\ &\quad \left. \cdot \left(\frac{(\vec{g}_0 + \delta\vec{g}) \times \left(\left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g}_0 + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \right)}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \right) \\ &= \arccos \left(\left(\frac{\delta\vec{g} \times \vec{s} + \vec{g}_0 \times \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \cdot \left(\frac{\vec{g} \times \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \right) \end{aligned} \quad (4.27)$$

となる。 $K_e \approx 0$ で $\vec{e} \approx (0, 1, 0)$, $\vec{g}_0 \approx (1, 0, 0)$ となり、

$$\vec{g}_0 \times \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \approx 0 \quad (4.28)$$

となり、4.27 より、SPD は大きくなる。一方、Compton edge 付近では、 $\alpha \approx 180^\circ$ となり、 \vec{e} と \vec{g} はほぼ平行になる。SPD は、真の \vec{g}, \vec{e} の張る平面と、測定により得られた \vec{g}, \vec{e} の張る平面のなす角である。したがって、真の \vec{e} と \vec{g} がほぼ平行のとき、 \vec{g} に誤差 φ をつけると、SPD は geometry 的に φ とほぼ等しくなる。 φ は、 0° から 360° までとるので、必然的に SPD は大きくなる。

しかし、実際は Compton edge 付近のイベントは検出しない。なぜなら、反跳電子のエネルギーが高く μ -TPC で検出できなかつたり、散乱 γ 線は後方散乱するので、シンチレーターでとらえられないからである。また、反跳電子の低エネルギー側でも SPD は大きくなるが、その領域では電子の多重散乱が優位であり、シンチレーターによる誤差の影響は小さい。シンチレーターによ

る誤差が電子の多重散乱と同程度になるのは、反跳電子のエネルギーが十分高く (数百 keV 以上)、Compton edge よりも低い場合である。それ以外では、電子の多重散乱による寄与が優位である。

それに対して ARM は、式 4.7 より、

$$\text{ARM} = \arccos (\cos \phi \cos \delta + \sin \phi \sin \delta \sin \varphi) - \phi \quad (4.29)$$

となる。式 4.29 の最大値は、数値計算より γ 線のエネルギーに依存せず、 $\delta (= 2.3^\circ)$ となる。したがって、ARM はシンチレーターの位置分解能にのみ依存する。

4.6.4 まとめ

以上より、ARM に最も影響を及ぼすのはシンチレーターのエネルギー分解能である。反跳電子の運動エネルギーが上昇するにしたがって、ARM への寄与が大きくなる。したがって、 μ -TPC を大型化し、高い反跳電子をとらえるとき、同時にシンチレーターのエネルギー分解能も向上させる必要がある。

シンチレーターのエネルギー分解能の向上が必要である。SPD に最も影響を及ぼすのは電子の多重散乱であり、反跳電子の反跳方向に誤差が生じることによる。これは、 μ -TPC を大型化し、高い反跳電子をとらえることによって、SPD を向上できる。

第5章 μ -TPC の高性能化

この章では、 γ 線カメラの心臓部でもある μ -TPCの開発について述べる。 γ 線カメラの感度上昇のためには、 μ -TPCの検出効率を上げることが必要である。そのためには、飛跡を検出する μ -PICの性能向上、 μ -TPCの有感領域の向上の両方が必要である。

まず、 μ -PICの性能向上から説明する。反跳電子やMIPを捉えるためには、ガス利得を 2×10^4 程度にしないと行けない。現在の安定動作利得は 6×10^3 程度である。これを実現するためには、 μ -PICの電極構造の改良などの根本的な改良を行わないといけな。もしくは前置増幅器と組み合わせれば、目標の利得が得られる。この場合、前置増幅器は低い利得(~ 10)で動作させる。この章では、まず μ -PICの高利得化として、根本的な解決方法としての電極構造の改良(ざぐり μ -PIC)を述べる。次に、手っ取り早い方法としての前置増幅器との組み合わせ(Gas Electron Multiplier) [34]について述べる。

続いて、 μ -TPCの有感領域増加のための、 μ -TPCの大型化について説明する。 μ -TPCを大きくするためには、 μ -PICを大型化しないと行けない。今迄は10cm角 μ -PICでMeV γ 線カメラの開発を進めてきたが、TPC大型化のために、面積が9倍である30cm角 μ -PICを製作した。その性能評価について述べる。そして、30cm角 μ -PICを読み出しに用いた大型 μ -TPCの動作試験の結果を示す。

5.1 ざぐり μ -PIC

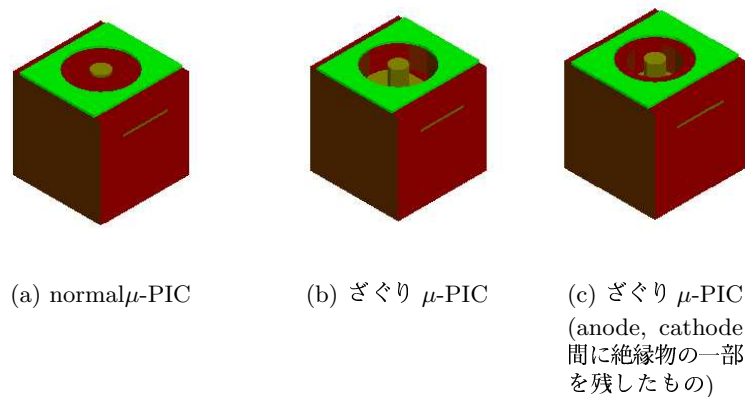


図 5.1: ざぐり μ -PIC と通常の μ -PIC

μ -PIC 単体で利得を上げるためには、 μ -PIC の anode と cathode の電位差を大きくする必要がある。しかし、電位差が大きくなると、anode、cathode 周辺の電場が強くなり、放電する。特に、cathode 周辺に生じる強電場により、cathode から電子が飛び出す(Field emission) のが、放電の原因であると考えられている。cathode から飛び出した電子は、電場に従って anode に引き寄せ

られ、anode 付近の強電場で、電子雪崩を起す。このようにして、anode と cathode が電氣的につながり、電子の流れ (stream) が生じる。これが放電の原因となると考えられている。

そこで、耐放電性を上げるためには、cathode 付近の電場を弱くする必要がある。しかも、anode-cathode の電位差を一定に保つために、cathode 付近の電場が弱くなると、anode 付近の電場が強くなり、結果としてガス増幅率が上がる。

そのためには、図 5.1 のように、anode と cathode の間にある絶縁物を取り除くと、cathode の電場が弱くなる。3次元電場計算ソフト Maxwell を用いて、図 5.1 のそれぞれの形状の μ -PIC について、電場強度分布を計算した結果を示したのが図 5.2 である。図 5.2 中の赤い領域は電場が 100kV/cm を越え、townsend 係数が ~ 10 以上 (Ar C₂H₆ 90:10) ので、ガス増幅が起こる領域とみなせる。ざぐり μ -PIC (図 5.2(b)(c)) では、通常の μ -PIC に比べて、cathode 付近の電場が弱くなり、anode 付近の電場が強くなっている。

anode, cathode 間の絶縁物を取り去ると、なぜ電場が弱くなるのかを説明する。図 5.3 は cathode edge 付近の等電位面の様子を示している。ガスとポリイミドでは、誘電率が異なるため、境界面では接方向成分は連続だが、法線方向の成分は不連続になる。比誘電率 κ_1, κ_2 の物質の境界では、法線方向は以下の式に従う。

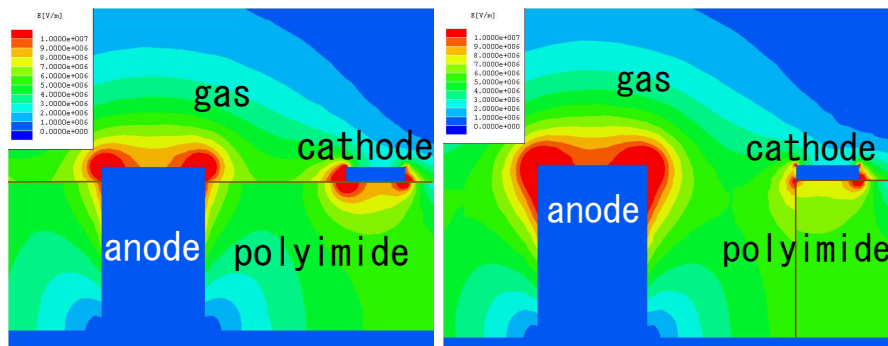
$$\kappa_1 E_{1n} = \kappa_2 E_{2n}$$

ポリイミドはガスに比べて、誘電率は大きいので、 E_n は小さくなる。これらの境界条件と、電極の形状が、cathode edge 付近での電場強度を決める。

図 5.3(a) より、通常の μ -PIC では、等電位面が cathode edge に差し迫るかたちになっている。一方、図 5.3(b) のように、ポリイミドを取り除くと、等電位面の cathode edge への集中が緩和される。図 5.3(c) のように、anode, cathode 間のポリイミドを一部残すと、図 5.3(a) のような、等電位面の cathode edge へのせりだしの傾向が見られるが、それでも図 5.3(a) よりは緩和されている。さらに、ポリイミドとガスの境界付近で電場が弱くなっており、anode, cathode 間に電場の弱い領域を作ることによって、anode 周辺の電場が強くすることができる。

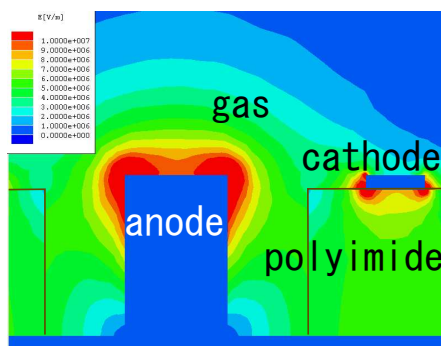
図 5.4 のようなざぐり μ -PIC を製作し、ガス利得を測定した結果が図??である。用いたガスは、Ar C₂H₆ 90:10 である。図 5.1(c) のようなざぐり μ -PIC は同じ印加電圧に対して、通常の μ -PIC よりも利得は大きいだが、放電に対する耐性が弱くなっているため、高い利得は得られなかった。これは、ざぐり μ -PIC の製作方法もある。まず normal 型の μ -PIC を作り、そこからレーザーで anode, cathode 間のポリイミドを取り除く。このときにレーザーが cathode edge を傷付け、放電の原因となるからである。実際に、光学顕微鏡により、cathode edge から放電しているのが確認された。

そこで、cathode edge を傷付けないように、cathode 周辺のポリイミドを残したタイプ (図 5.1(c))、図 5.5 を製作した。直径 170 μ m にしぼったレーザーを用いた。径の小さいレーザーを用いるのは、cathode edge の損傷を抑えるためである。cathode 周辺のポリイミドを残したタイプは、全て削ったタイプに比べてガス利得は低いが、放電に対する耐性は増した。また、通常の μ -PIC と比較すると、同じ anode 電圧に対して、ガス利得は増加した。しかし、通常の μ -PIC と比べると、放電に対して弱い。レーザーの径をしぼっても、cathode edge の損傷が完全には抑えられていないためであると考えられる。したがって、新たな電極構造の改良が必要である。



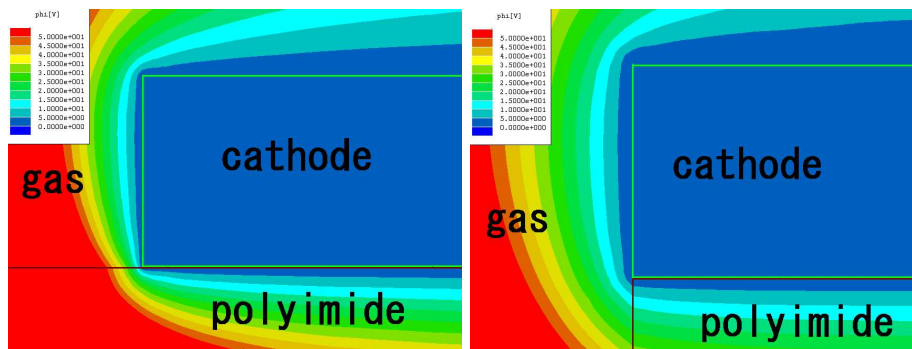
(a) normal μ -PIC

(b) ざぐり μ -PIC



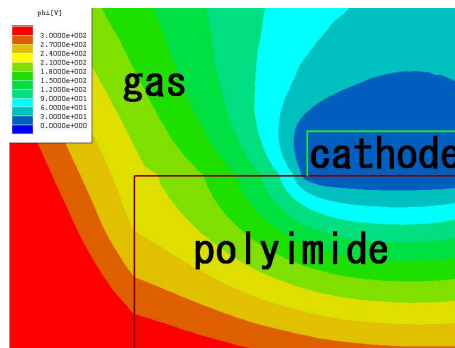
(c) ざぐり μ -PIC (anode,cathode 間の絶縁物を一部残したもの)

図 5.2: 電場強度分布 (赤い部分は電場が 100kV/cm 以上、ガス増幅が起こる領域)



(a) normal μ -PIC

(b) ざぐり μ -PIC



(c) ざぐり μ -PIC (anode, cathode 間の絶縁物を一部残したもの)

図 5.3: cathode edge 付近の電位の様子

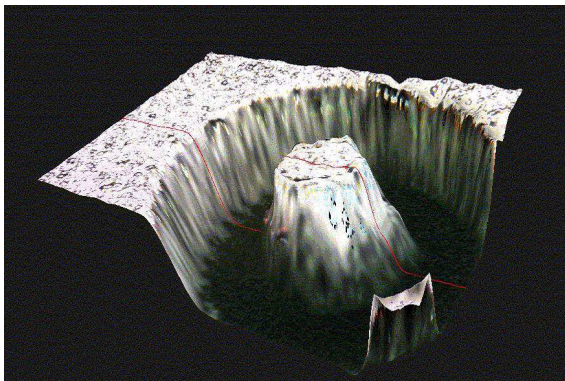


図 5.4: cathode, anode 間を完全にざぐった μ -PIC。3次元立体光学顕微鏡で撮影した3次元イメージ。

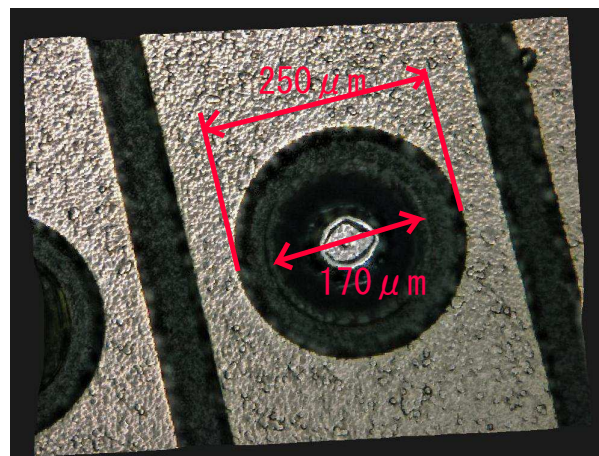


図 5.5: cathode 周辺のパリイミドを残したざぐり μ -PIC。3次元立体光学顕微鏡で撮影した。

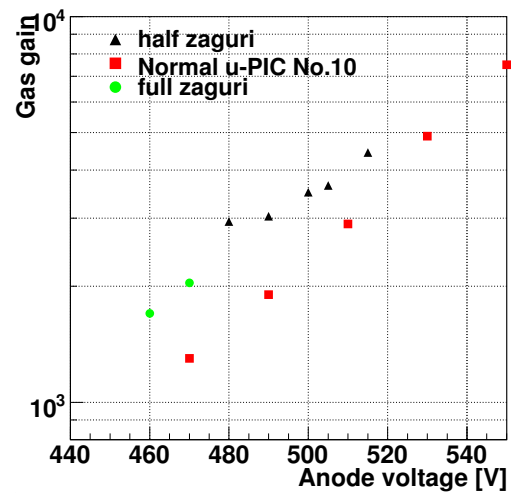


図 5.6: ざぐり μ -PIC のガス利得 (Ar C₂H₆ 90:10)

5.2 Gas Electron Multiplier(GEM)

次に、前置増幅器として GEM(Gas Electron Multiplier) と μ -PIC を組合せて動作させた結果を示す。

5.2.1 GEM

今回、東京大学 CNS で開発された GEM を用いた [35]。2次元のジオメトリーは、CERN と同じであり [36]、 $50\mu\text{m}$ のカプトンフィルムに両側に $5\mu\text{m}$ の銅を蒸着させたものに、 $70\mu\text{m}$ の穴を $140\mu\text{m}$ ピッチで六角状に開けたものである (図 5.7)。上下の電極に電位差を持たせると、図 5.8 のように、電気力線は穴を通るので、穴に強電場が発生し、穴で電子雪崩が生じ、増幅させるのである。また、有感領域は μ -PIC の大きさに合わせて、 $10\text{cm}\times 10\text{cm}$ のものを用いた。

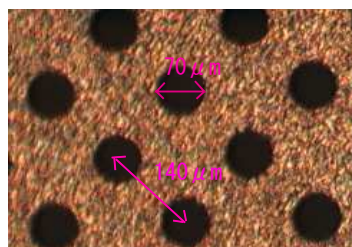


図 5.7: GEM(光学顕微鏡写真、 $\times 11$)

GEM を作る際、カプトンフィルムに穴を開けるが、穴が円柱状で滑らかであると、チャージアップを防ぐことが報告されている [37]。CERN 製の GEM は、ウェットエッチングを用いており、穴の形状は図 5.8 のとおり、滑かではない。一方、CNS の GEM は、プラズマエッチング法で作られ、穴は円柱状である。

GEM は μ -PIC のすぐ上に取り付けられた。図 5.9 は、実験のセットアップ図であり、パラメータの定義が示されている。このセクション 3.2 の測定は、全て Ar- C_2H_6 (90:10) をフローで行った。まず最初に、 μ -PIC + GEM の基礎特性を測定した。なお、このときのパラメータは、ドリフト領域の厚さ $L_D = 7.5\text{mm}$ 、induction field の厚さ $L_I = 5.1\text{mm}$ 、ドリフト電場 $E_D = 0.5\text{kV/cm}$ 、induction field の電場 $E_I = 2\text{kV/cm}$ である。

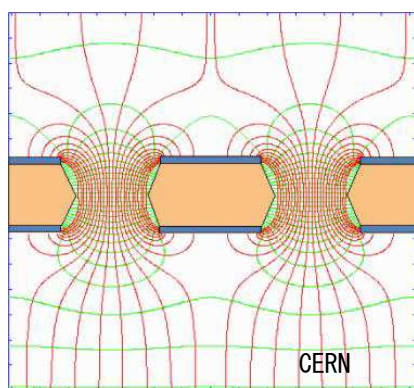


図 5.8: 電場の様子 [38]

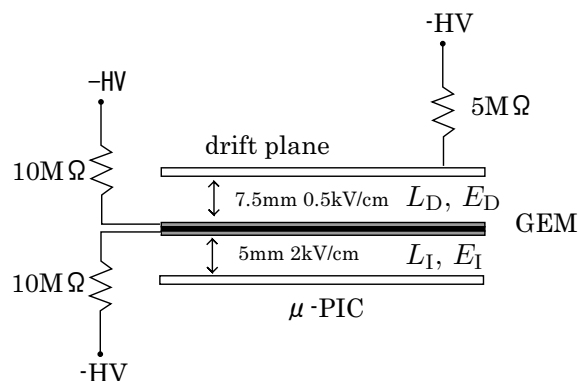


図 5.9: セットアップ

測定は、 μ -PIC の gain を 2.6×10^3 に固定して、GEM の電圧を変えた。結果を図 5.10 に示す。GEM の gain は、全ガス利得から μ -PIC の gain を割って求めた。最大 gain は 10^5 を達成した。こ

これは、MIP の飛跡を見るのに必要な gain の 5 倍である。

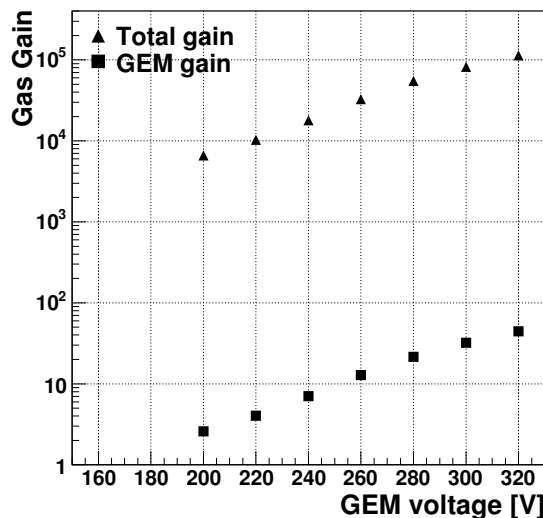


図 5.10: GEM, GEM+ μ -PIC の gain curve

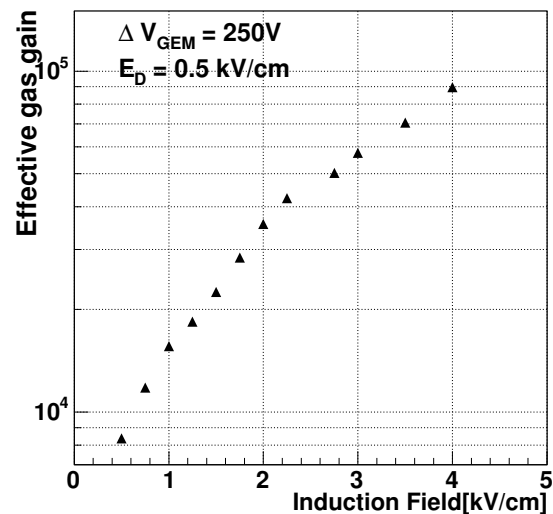


図 5.11: induction field と gain

次に、全ガス利得の induction field における電場強度 (E_I) 依存性をテストした。結果は図 5.11 の通りである。既に確かめられている通り、induction field が大きくなるにつれ、実効的なガス利得も増加した [37]。induction field が大きくなるにつれ、GEM で増幅された電子の収集効率が上がり、ほとんど全ての電子が集められるようになると、ある電場より上ではガス利得は一定となることが期待される。(さらに電場強度を上げると、 μ -PIC と GEM の間でガス増幅が起こり、再びガス利得が増加することが予想される)。しかし、plateau はみられなかった。これは、全ガス利得が 10^5 を越えると、 μ -PIC の放電レートが増え、不安定になるため、plateau になる電圧に到達出来なかったためと考えられる。

図 5.12 は、検出器の一部 ($1.28\text{cm} \times 1.28\text{cm}$, gain 3.3×10^4) から得られた、 ^{55}Fe のスペクトルである。5.9keV のピークと、Ar ガスの escape peak がはっきりと得られた。エネルギー分解能は 1.2keV (21%) FWHM @5.9keV である。

GEM は、drift 領域への positive ion feedback を抑えることが知られている [37]。positive ion feedback とは、ガス増幅の際に発生した陽イオンが、電場によって、drift 領域へ戻る現象である。陽イオンが drift 領域にあると、荷電粒子によって電離された一次電子と再結合する。この現象は、レートが低い場合は問題にならないが、高レートでは問題となる。したがって、ガス増幅で発生した陽イオンを、drift 領域に到り着くまでに、吸収してやればよい。 μ -PIC の上に GEM を配置すれば、GEM が陽イオンを吸収してくれる。

図 5.13 は、 ^{90}Sr を照射して、 μ -PIC の anode 電流 I_A と、drift plane の電流 I_D の比 I_D/I_A を求めたものである。ここで、 I_A はガス増幅によって発生した陽イオン、 I_D は drift 領域に到達した陽イオンとみなせる。図 5.13 より、GEM の gain が上るにつれ、 I_D/I_A は抑えられることがわかる。GEM の gain が 10 のとき、 I_D/I_A は 10% である。一方、GEM の gain が 1 のときの I_D/I_A は 30% であり、これは μ -PIC 単体のときと一致している。これより、GEM は ion feedback を μ -PIC 単体のときの 3 分の 1 に抑えることができ、高いレートの照射でより鮮明に荷電粒子の飛跡を取ることが期待できる。

5.2.2 GEM+ μ -PIC

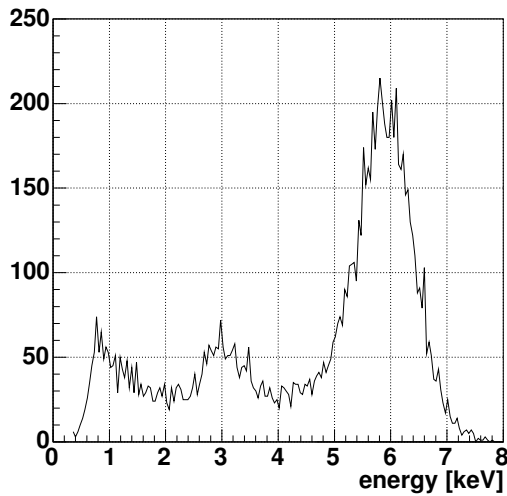


図 5.12: ^{55}Fe のスペクトル (全ガス利得 3.3×10^4 , $\mu\text{-PIC}$ gain 2.6×10^3 , $1.28\text{cm} \times 1.28\text{cm}$ 使用) 5.9keV(MnK α) と、escape peak(MnK α -ArK α) が見える

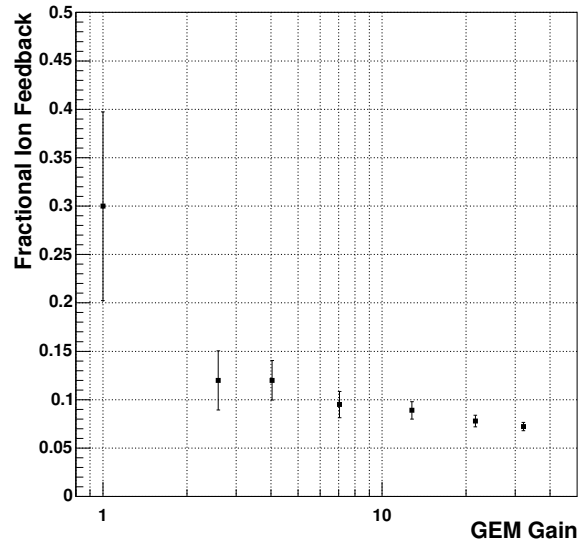


図 5.13: ion feedback する割合。プロットした点は、 $\mu\text{-PIC}$ の anode 電流 I_A と、drift plane の電流 I_D の比 I_D/I_A である。

今までは $\mu\text{-PIC} + \text{GEM}$ システムに薄いガス層を取り付けて測定を行った結果を示したが、次は厚いガス層を取り付けて、TPCとして動作させた結果を示す。宇宙線ミュオンで評価を行った。コインシデンスをとるために、 $\mu\text{-TPC}$ の上下にプラスチックシンチレーターを置き、トリガーとした。測定は以下の条件で行った: gas gain 2×10^4 , $L_D = 776[\text{mm}]$, $L_I = 2.0[\text{mm}]$, $E_D = 0.4[\text{kV/cm}]$, $E_I = 2.45[\text{kV/cm}]$ 。 $\mu\text{-TPC}$ のサイズは $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 8\text{cm}$ である。

典型的なミュオンイベントを図 5.15 に示す。x 軸は天頂方向である。ミュオンの飛跡のほとんどは直線として扱え、3次元直線でフィットした。track efficiency(ヒットが3以上の飛跡の割合)は97%となった。

次に位置分解能を測定した。位置分解能は $\mu\text{-TPC}$ で求められた位置と、飛跡のフィットで得られた3次元直線との距離で定義される(residual)。ミュオンの飛跡は常に一本の直線であるわけではなく、 $\delta\text{-ray}$ が走るなどして、枝わかれした飛跡も得られる。このような飛跡を除くため、 $\chi^2 < 2$ のイベントを用いた。加えて、ヒットが $\mu\text{-PIC}$ の複数の電極にまたがるイベントは、長い tail の原因となるので、カットし、一つの電極にヒットしたイベントだけ用いた。その結果を図 5.16 に示す。

residual の分布について、Gauss 分布を仮定すると、d次元微小体積中に飛跡が得られる確率は、rms を σ とすると、

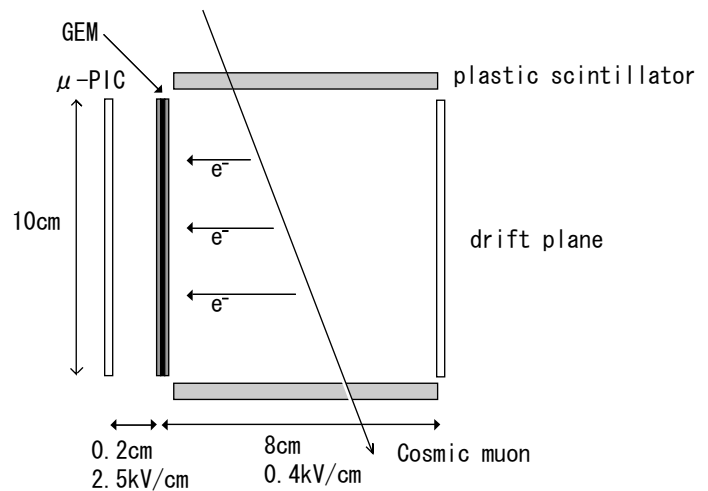


図 5.14: セットアップ

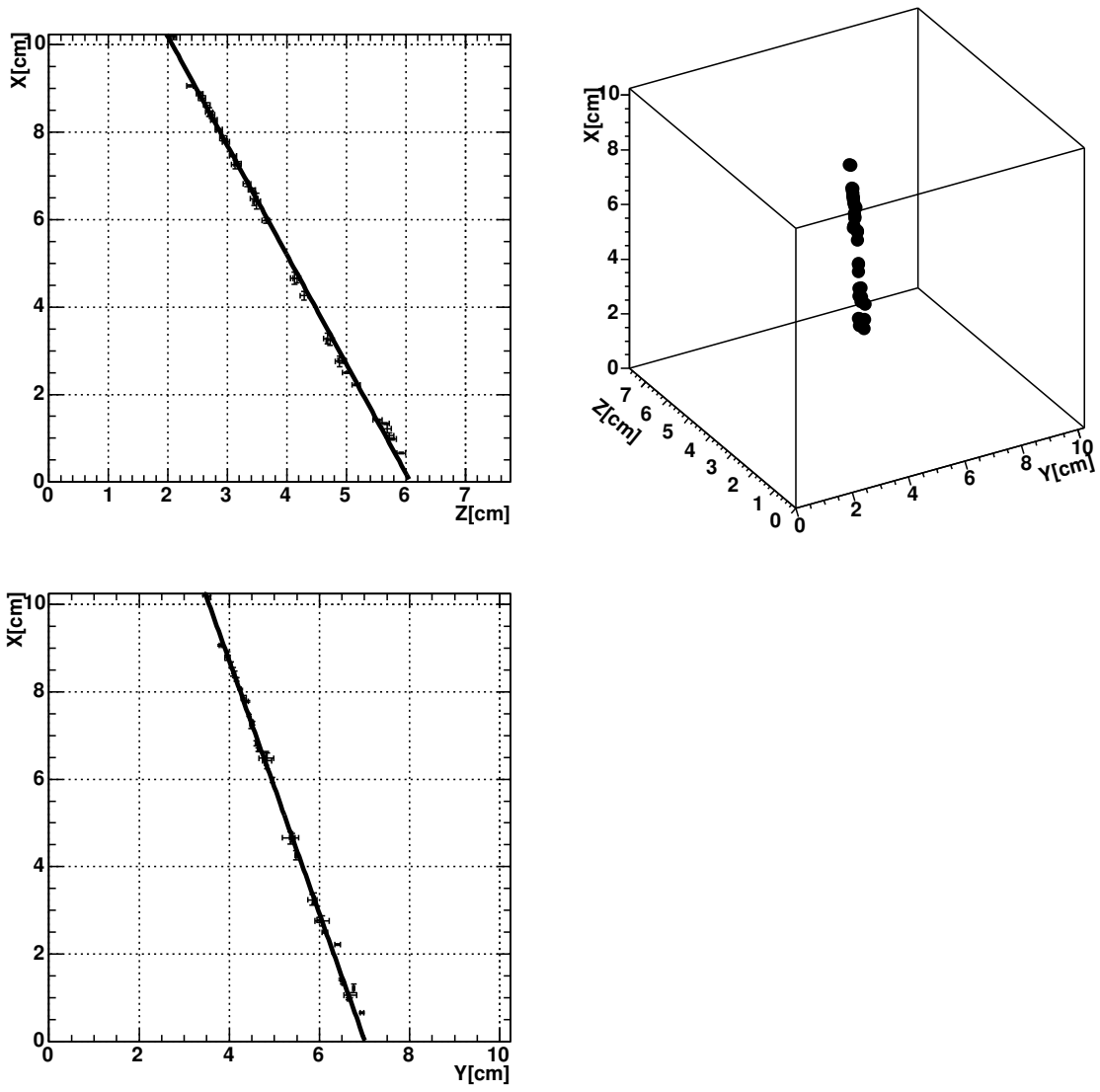


図 5.15: 典型的なミュオンイベント

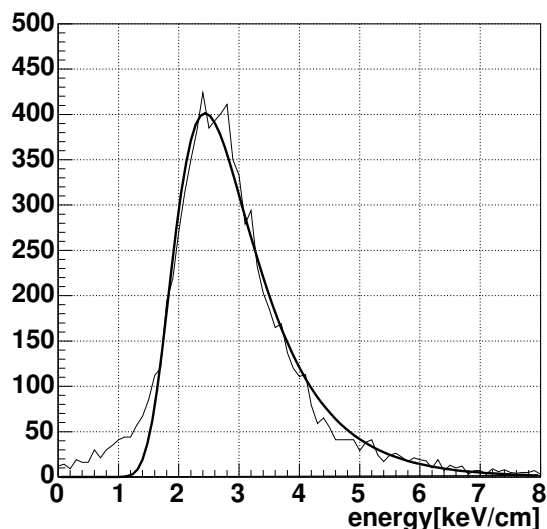
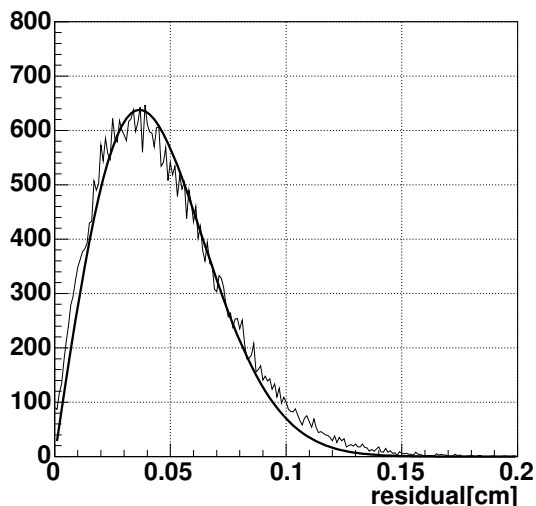


図 5.16: μ -TPC で求められた位置と、飛跡のフィットで得られた 3 次元直線との距離。 $\chi^2 < 2$ 、一つの電極にヒットしたイベントのみ用いた。 図 5.17: 宇宙線ミュオンエネルギー損失。 Landau 分布でフィットした。

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{r}{2\sigma^2}\right) d^d x$$

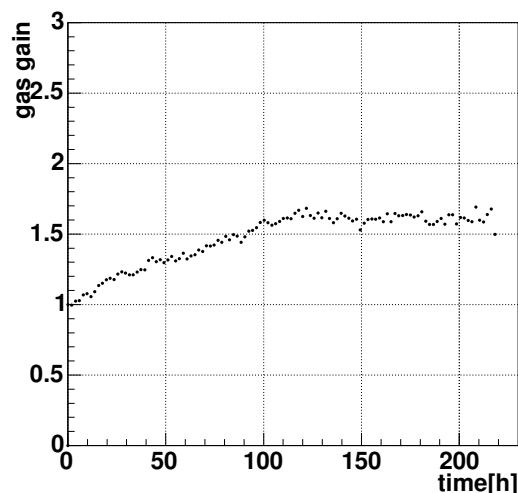
となる。今、3次元直線方向の真の位置とのずれは考えていないので、 $d = 2$ となる。residual を r とすると、 $[r, r + dr]$ に residual が得られる確率は、以下のような、二次元 Gauss 分布で表される。

$$\frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma} r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr$$

理想的には residual の分布は Gauss 分布になるはずだが、tail のために、わずかに Gauss 分布からずれている。図 5.16 より、residual の典型的な値は、数百 μm から 1mm 程度である。この程度かそれ以上の距離の range を持つ、低エネルギーの δ -ray が発生する確率は、 $0.1[\text{cm}^{-1}]$ 程度である [33]。一方、1cm 当りのヒット数は 1 程度であった。したがって、residual の Gauss 分布からのわずかのずれは、 δ -ray によるものであると考えられる。

フィットの結果、 $\sigma = 370\mu\text{m}$ となったが、これは図 5.16 のピークとほぼ同じである。encoder のクロックによる誤差は $400\mu\text{m}$ であり (1 クロックは 10ns、drift 速度は $E_D = 0.4[\text{kV}/\text{cm}]$ で $4.0[\text{cm}/\mu\text{m}]$)、transverse diffusion は $460\mu\text{m}/\text{cm}$ であることから、 σ の値は妥当である。

エネルギー損失 dE/dx は、飛跡の長さとして TPC 中でミュオンが落としたエネルギーから求めることができる。図 5.17 は、ミュオンの dE/dx のスペクトルを示している。荷電粒子のエネルギー損失は Landau 分布に従うことが知られている。Landau 分布は近似的に [39]、



50 図 5.18: dE/dx より求められた gain の変化 (218 時間)

$$const. \exp(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}))$$

と書ける。図 5.17 より、ミューオンの dE/dx のスペクトルは、Landau 分布になっていることがわかる。

図 5.18 は、gain の長期安定性を示している。測定は 218 時間続けて行った。gain はミューオンの dE/dx から求めた。gain は測定開始後 120 時間で 50% 増え、その後安定になった。一方、 μ -PIC 単体では、gain 変動は 70 時間で 6% にとどまっている。

以上より、 μ -PIC と GEM の組み合わせにより、MIP の飛跡を得るのに十分な gain におけるシステムの安定動作を達成することができ、MIP の鮮明な飛跡が得られた。この複合システムを用いれば、 μ -PIC 単体のときよりも、 μ -PIC のヒットが増え、より高い位置分解能で、電子の飛跡が得られることが期待できる。

5.3 μ -PIC の大型化

μ -TPC の感度を向上させるためには、 μ -TPC の体積を増やすことは必要不可欠である。体積増加による μ -TPC の感度の向上については、セクション 3.6 でふれる。体積増加は、ドリフトケージの高さを高くすることと、 μ -PIC の面積を増やすことで実現できる。そこで、10cm μ -PIC から 30cm μ -PIC に大型化した。

30cm 角 μ -PIC [40]



図 5.19: 30cm μ -PIC 性能評価のセットアップ

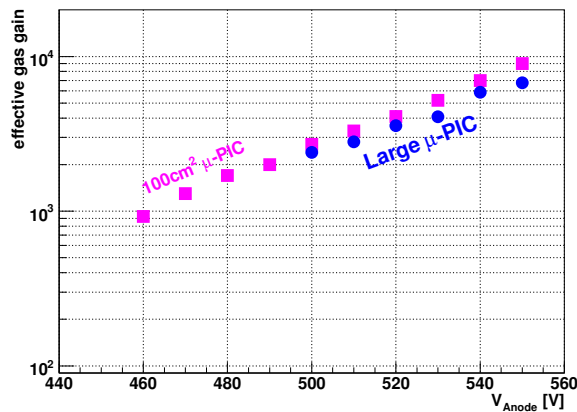


図 5.20: 30cm μ -PIC の gain curve (Ar 90% C₂H₆ 10%)

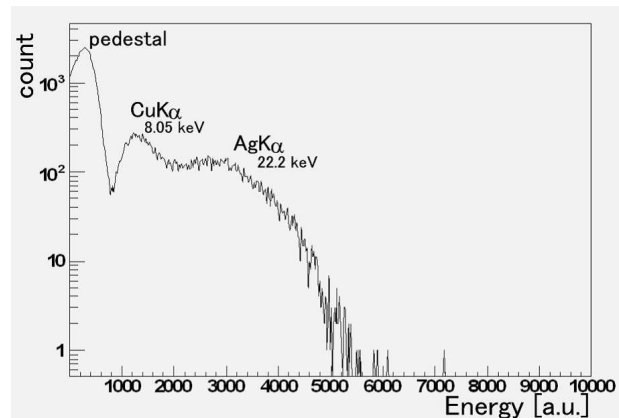


図 5.21: ¹⁰⁹Cd のスペクトル

まず、30cm μ -PIC について述べる。30cm μ -PIC の構造は、従来の 10cm のものと一緒である (図 4.5)。ピクセル数は 9 倍に増え、768×768 ピクセルである。ただし、読み出しはストリップ毎に行っているため、読み出しは 3 倍に増加するにとどまる。検出面積は ~944cm² である。測定

セットアップを図 5.19 に示す。μ-PIC に厚さ 1cm のガス層を取り付けて測定を行った。図 5.20 は、Ar 90% C₂H₆ 10 % のガスを用いたときの 10cm, 30cm μ-PIC それぞれの gas gain を示している。以下、このセクションの測定は全て Ar 90% C₂H₆ 10 % のガスを用いて測定した。10cm と 30cm μ-PIC では、gas gain はほぼ同じである。電極の構造は全く同じなので、これは妥当な結果である。

最高 gain は～7,000、安定動作する gain は～3,000 である。図 5.21 は、¹⁰⁹Cd のスペクトルを示している。AgKα(22.2keV) と、μ-PIC の電極の銅に X 線が当たって生じた特性 X 線 CuKα(8.1keV) がみえる。

また、μ-PIC の gain の場所依存性は図 5.22 のようになった。gain の最大値と最小値の比は 1:2.2、RMS/Mean は 16.7% となった。従来の 10cm μ-PIC よりも、得られる gain は低く、gain にもばらつきがある。これは μ-PIC の製作工程の改良によって、改善すると考えられる。図 5.23 は X 線イメージである。¹⁰⁹Cd を使用した。モンキースパナ、半田ごて、ニッパーのイメージが得られた。SN 比が 10cm μ-PIC に比べて良くないため、低エネルギーの X 線を照射してイメージをとることができなかった。高いエネルギー (22.2keV) の X 線を照射したところ、物質の吸収率が低いので、10cm μ-PIC に比べて、ぼけたイメージしか得られなかった。また、μ-PIC に取り付けたガス層が 1cm と厚かったのも、イメージがぼけた要因の一つである。なお、イメージに筋が入っているのは、信号読出し線 (フレキシブル基板) の接続不良や、cathode ストリップの断線に依るものである。

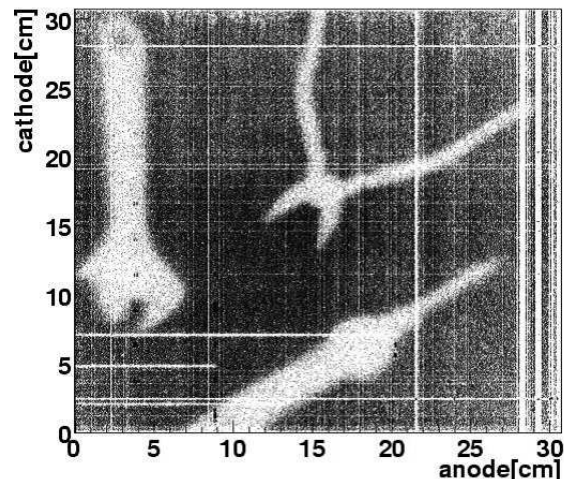
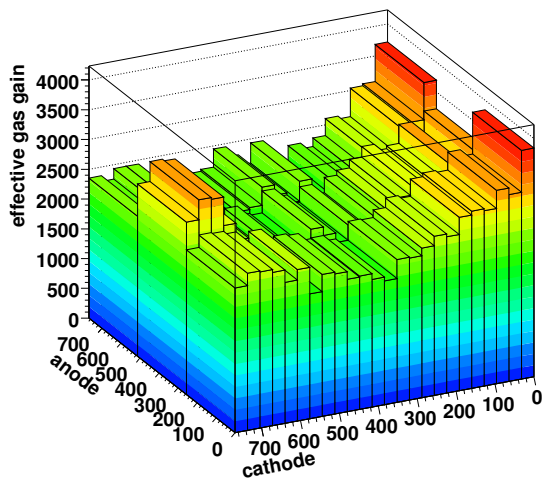


図 5.22: 30cm μ-PIC の gain map (Ar 90% C₂H₆ 10%). Minimum:Maximum=1:2.2, RMS/Mean=16.7%

図 5.23: X 線イメージ (¹⁰⁹Cd 使用, gain 1×10^3)
モンキースパナ、半田ごて、ニッパーのイメージ

5.4 30cm 角 μ-PIC + GEM

30cm μ-PIC 単体の gain は、MIP の飛跡を得るのに必要な gain (2×10^4) に到達していない。そこで、前置増幅器として GEM を組合わせて動作させた。μ-PIC が大型化するに伴って、GEM も大型化する必要がある。検出部の面積 23cm × 28cm の GEM (サイエナジー製) を、独自にマスクをつくり、製作した。GEM の構造は 10cm のものと全く同じである。このセクションでは、図 5.25 に示すようなセットアップで測定を行った。なお、このときのパラメータは、 $L_D = 15\text{mm}$, $L_I = 5\text{mm}$, $E_D = 0.5\text{kV/cm}$, $E_I = 2\text{kV/cm}$ である (図 5.9 参照)。また、ガスは Ar 90% C₂H₆ 10% を



図 5.24: 30cmGEM(検出部 23cm×28cm)

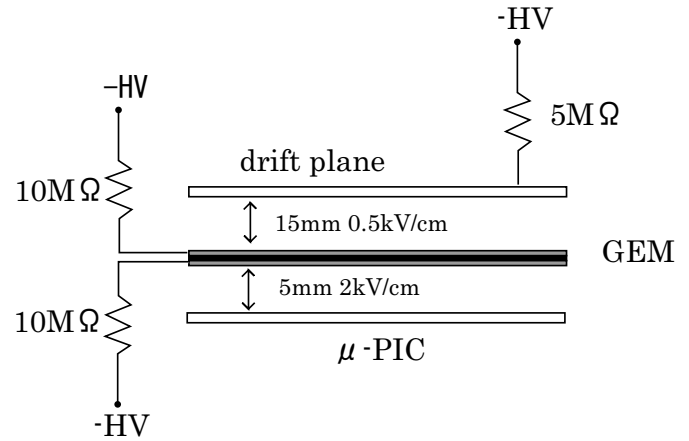


図 5.25: 30cmGEM のセットアップ

使用した。

μ -PIC の gain を 1.2×10^3 に固定して、GEM に与える電圧を変化させた際の gain の変化を示したのが、図 5.26 である。比較として、10cm μ -PIC の gain も与えた。30cmGEM を μ -PIC と組み合わせることで、最高 gain 5.8×10^4 を得ることができた。また、 2.7×10^4 での安定動作を達成できた。これより、MIP の飛跡検出に必要な gain をほぼ達成できたといえる。10cm と 30cmGEM の比較であるが、 μ -PIC の gain が異なるため、total gain は 10cm と 30cm で異なるが、GEM の gain はほぼ同じである。これは、構造が同じなので、当然の結果である。ただし、30cmGEM は、放電耐性が落ちている。国産の 30cmGEM の製作は、今回が初めてであり、今後の製作過程の改良で、gain も向上するであろう。

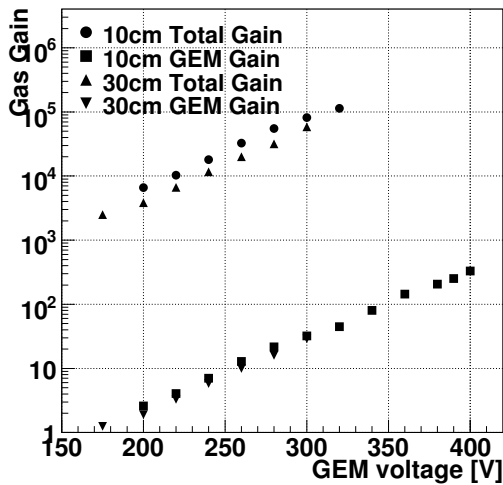


図 5.26: 30cmGEM と 10cmGEM の gain の比較 (Ar 90% C₂H₆ 10%)

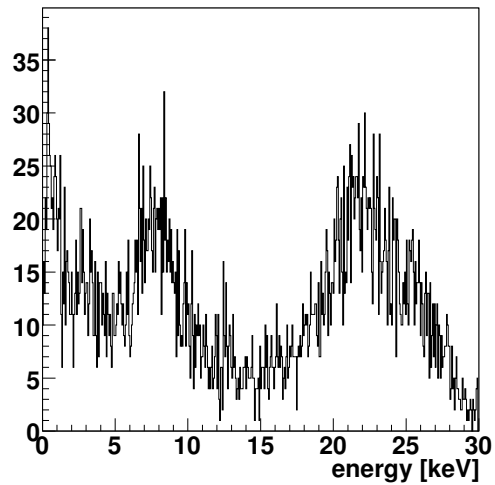


図 5.27: ¹⁰⁹Cd のスペクトル。(total gain 1.6×10^4 , $1.28\text{cm} \times 1.28\text{cm}$ 使用) 22.2keV (AgK α) と、銅の特性 X 線 8.05keV (CuK α) のピークが見える

図 5.27, 5.28 は、検出器の一部 ($1.28\text{cm} \times 1.28\text{cm}$) を使用し、total gain 1.6×10^4 で ¹⁰⁹Cd, ⁵⁵Fe をそれぞれ照射して得られたスペクトルである。10cm μ -PIC +GEM システムよりも SN 比が悪

いため、図 5.12 よりもエネルギー分解能が悪いが、gain が上がったことで、30cm μ -PIC 単体よりもエネルギー分解能が上がった (図 5.21)。図 5.29 は、 ^{55}Fe を照射して得られた二次元 X 線イメージである。gain の上昇に伴い SN 比が上がったので、 μ -PIC 単体のときよりも低エネルギーの線源を照射してのイメージングが可能になった。したがって、物質に対する透過度の低い低エネルギーの X 線を照射でき、 μ -PIC 単体のときよりも鮮明なイメージを得ることができた。イメージに入っている筋は、信号読出し線 (フレキシブル基板) の接続不良や、cathode ストリップの断線によるものである。フレキシブル基板は、繰り返しの使用によって断線やコネクタ部分の破損が生じやすい。したがって、次節以降の測定においては、フレキシブル基板の使用は止め、新しい読出し基板を開発した。

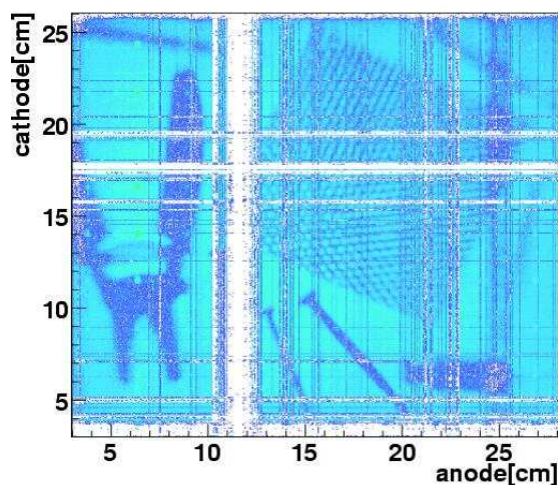
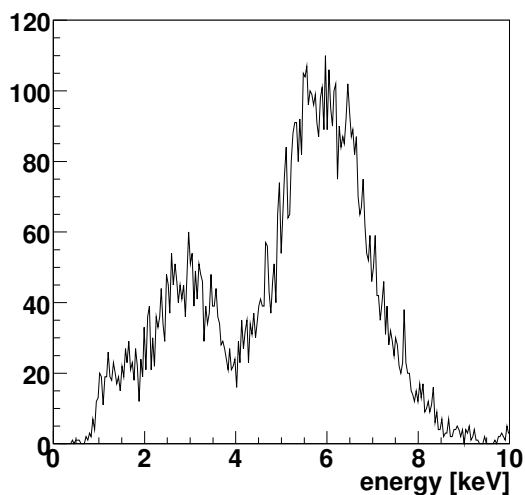


図 5.28: ^{55}Fe のスペクトル。(total gain 1.6×10^4 , $1.28\text{cm} \times 1.28\text{cm}$ 使用) $5.9\text{keV}(\text{MnK}\alpha)$ と、escape peak($\text{MnK}\alpha - \text{ArK}\alpha$) が見える

図 5.29: 30cm μ -PIC で得られた二次元 X 線イメージ (^{55}Fe 照射)

5.5 30cm 角 μ -TPC の動作試験

30cm μ -PIC にドリフトケージを取り付け、 μ -TPC の動作試験を行った。ドリフトケージの高さが高くなると、かける電圧が上がるので、放電の問題からまずは、高さ 15cm のドリフトケージを用いた。将来的には、高さ 30cm にする予定である。

図 5.30 のようなセットアップで動作試験を行った。 μ -TPC を真空槽に入れ、中に Ar 90%, C_2H_6 10% を封じ込め、線源は真空槽の外から照射した。真空槽の材質は、強度と X, γ 線の吸収率から、アルミニウムを用いた。読出し回路は真空槽の外に配置し、 μ -PIC の HV 供給、信号読出しは図 5.32 のような基板で行った。

図 5.33 は ^{252}Cf 照射を照射して得られた、中性子による反跳陽子の飛跡である。30cm μ -TPC で飛跡が検出できることが実証された。前述のとおり、30cm μ -PIC だけでは gain が足りないので、GEM と組合せ、シンチレーターと組合せて、 γ 線カメラとして動作させる予定である。

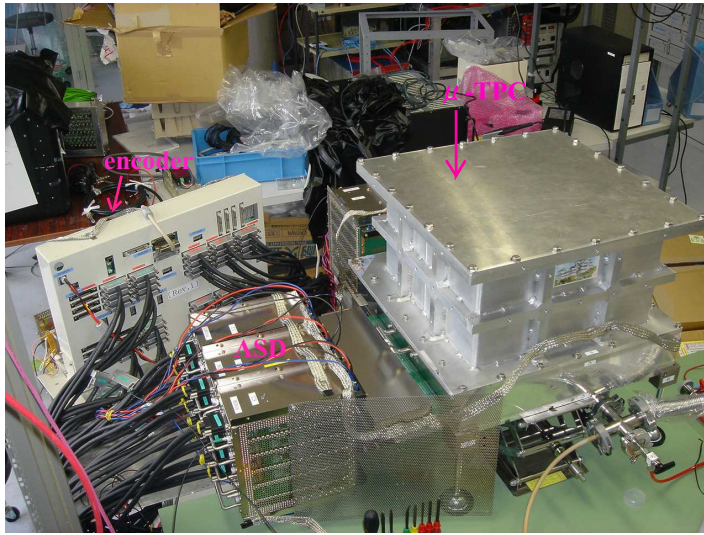


図 5.30: セットアップ

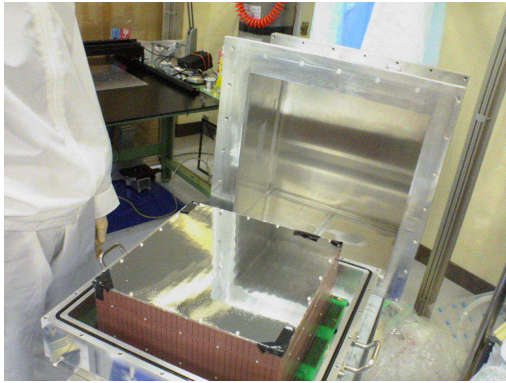


図 5.31: ドリフトケーブを 30cm μ -PIC に取り付け
けたもの。

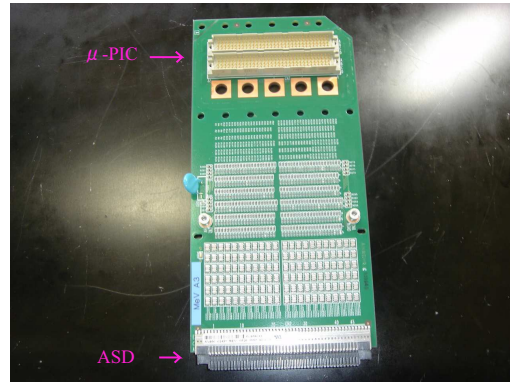


図 5.32: μ -PIC と ASD を接続する基板

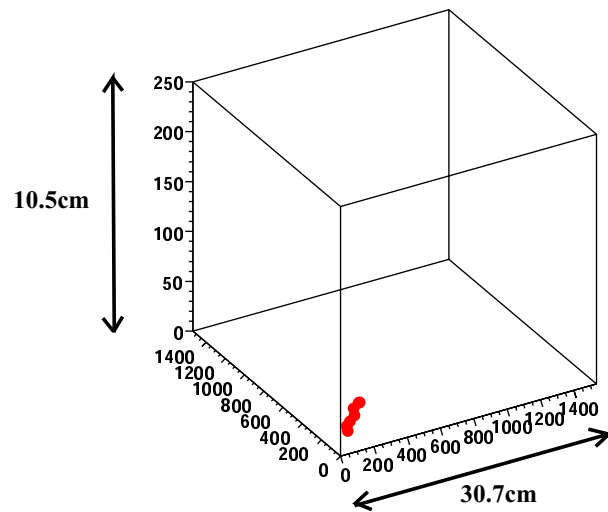


図 5.33: the first track(^{252}Cf 照射、中性子による反跳陽子)

5.6 μ -TPC の大型化による高性能化

μ -TPC の大型化によって、感度や角度分解能がどのように向上するかを考察する。

5.6.1 感度

まず、感度がどれほど向上するかを述べる。 μ -TPC の体積が増加すれば、少なくとも体積倍だけ感度は上がる。しかし、実際には体積の増加分以上に感度は上がる。その理由を以下に述べる。

まず、エネルギー E_0 の光子が γ 線カメラで検出される確率を考える。以下、 μ -TPC のガス中で2回以上相互作用するイベントは無視する。なぜなら、そのようなイベントが起こる確率は低いからである。光子が μ -TPC を経路 L で横切ったとき検出される確率 $P_{\text{total}}(E_0, L)$ は、

$$P_{\text{total}}(E_0, L) = P_{\text{Compton}}(E_0, L_0) \int_0^{K_{e,\text{max}}} dK_e \int_0^{L_0} dl \int_0^{2\pi} d\theta P_{\text{TPC}}(\vec{x}, K_e, \theta) P_{\text{sc}}(\vec{x}, E_\gamma, \theta) \quad (5.1)$$

で書ける。ただし、 $P_{\text{Compton}}(E_0, L_0)$ は、 μ -TPC 中で Compton 散乱する確率、 $P_{\text{TPC}}(\vec{x}, K_e, \theta)$ は運動エネルギー K_e の反跳電子が μ -TPC 中で吸収される確率、 $P_{\text{sc}}(\vec{x}, E_\gamma, \theta)$ はエネルギー $E_\gamma (= E_0 - K_e)$ の散乱 γ 線がシンチレータで吸収される確率である。 L_0 は、入射 γ 線から見た μ -TPC のガスの厚さである。 \vec{x} は、Compton 散乱が起きた場所であり、入射 γ 線の経路 L と、Compton 散乱が起きた場所のガスの厚さ l で決まる。 $K_{e,\text{max}}$ は、反跳電子の最大エネルギーであり、 E_0 で決まる。 θ は、散乱面の azimuthal angle である。Compton 散乱のジオメトリーは、Compton 散乱の起きた場所 \vec{x} 、 E_0 、 K_e 、 θ で決まる。なぜなら、 θ で Compton 散乱が起きる平面が決まり、 E_0 、 K_e で、電子の反跳方向 \vec{e} 、 γ 線の散乱方向 \vec{g} と、入射 γ 線の到来方向 \vec{s} のなす角が決まるからである (3章参照)。そして、 μ -TPC、シンチレータで吸収される確率はこのジオメトリーで決まる。したがって、 P_{TPC} 、 P_{sc} の変数は、 E_0 、 K_e 、 θ である。

入射 γ 線を各入射経路毎に考えるのは複雑なので、近似する。まず入射 γ 線が一様であると仮定する。また、入射 γ 線から見た μ -TPC のガスの厚さは一定 ($L_0 = \text{const.}$) とし、 μ -TPC の一辺の長さと同じとする。散乱 γ 線から見たシンチレータの厚さは、シンチレータへの入射角で異なるが、簡単のため、常にシンチレータの厚さも一定であるとする。シンチレータの覆う立体角は 4π であるとする。これは、 μ -TPC に対して十分大きい径を持つ球状のシンチレータの中心に、 μ -TPC を配置し、等方的な γ 線を照射したときと同じである。このとき、シンチレータで吸収される確率は、散乱 γ 線のエネルギー E_γ だけで決まる。これを $\overline{P_{\text{sc}}}(E_\gamma)$ とおく。実際は、 γ 線が μ -TPC に入射する前に Compton 散乱するのを防ぐため、シンチレータで全方位を覆うことはせず、入射窓を作る。したがって、シンチレータの覆う立体角は、 2π 程度である。10cm 角 μ -TPC、30cm 角ともに、シン

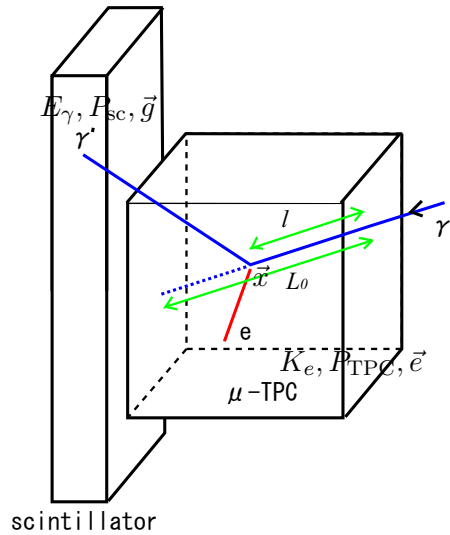


図 5.34: 変数定義

チレータの覆う立体角が同じであれば、 4π 覆うときと増加率は同じである。

シンチレータの覆う立体角は 4π であるとき、エネルギー E_0 の光子が γ 線カメラで検出される確率 $\overline{P_{\text{total}}}(E_0)$ は、

$$\overline{P_{\text{total}}}(E_0) = P_{\text{Compton}}(E_0, L_0) \int_0^{K_e, \text{max}} dK_e \overline{P_{\text{TPC}}}(K_e) \overline{P_{\text{sc}}}(E_\gamma) \quad (5.2)$$

ただし、 $\overline{P_{\text{TPC}}}(K_e)$ は、入射 γ 線の到来方向が一様であるときの、反跳電子が μ -TPC で吸収される確率である。

まず、 $\overline{P_{\text{TPC}}}(K_e)$ について考える。入射 γ 線の到来方向が一様であるとき、 γ 線は μ -TPC 中の任意の場所で Compton 散乱を起こし、反跳電子は任意の方向へ反跳される。したがって、 μ -TPC 中の任意の場所から任意の方向へ電子を飛ばし、その電子のうち何割が μ -TPC 中で止まったかを求めれば、 γ の到来方向が一様な場合の、反跳電子が止まる確率に等しくなる。したがって、これを GEANT4 によって計算した。

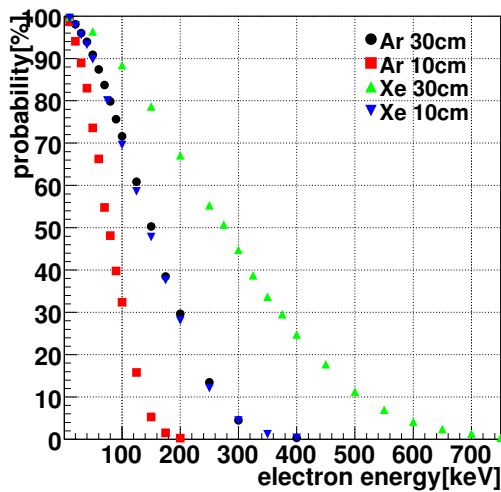


図 5.35: γ の到来方向が一様な場合の、反跳電子が全エネルギーを落とす割合 $\overline{P_{\text{TPC}}}(K_e)$. μ -TPC 中の任意の場所、任意の方向へ電子を放射させた場合の、 μ -TPC 中で電子が全エネルギーを落とす割合と等しくなる。Ar 90%, C_2H_6 10% と Xe 54%, Ar 40%, C_2H_6 6% (質量比 80:18:2) の場合について計算した。

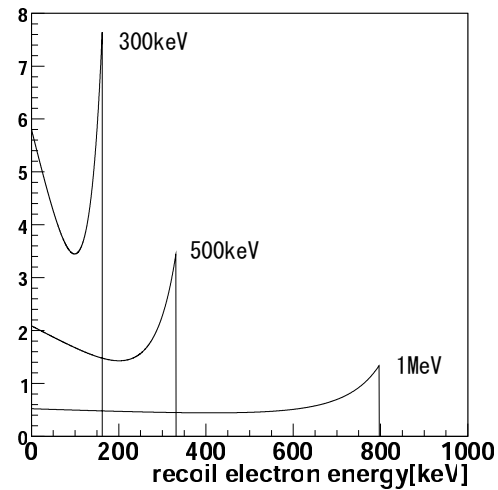


図 5.36: 300keV, 500keV, 1MeV の γ 線に対する反跳電子のエネルギー分布。

図 5.35 に、反跳電子の運動エネルギーと、止まる確率を示す。ガスは、Ar 90%, C_2H_6 10% と Xe 54%, Ar 40%, C_2H_6 6% (質量比 80:18:2) の二種類について計算した。Ar 90%, C_2H_6 10% は 100keV で range が $\sim 10\text{cm}$ 、200keV で $\sim 30\text{cm}$ であり、ちょうどその付近で、確率が落ちている。Xe 54%, Ar 40%, C_2H_6 6% は 130keV で range が $\sim 10\text{cm}$ 、270keV で $\sim 30\text{cm}$ であり、こちらも同様にその付近で確率が落ちているが、Ar に比べて、緩やかに落ちている。これは、Xe は Ar に比べて、反跳電子が Coulomb 多重散乱をより多く受けるため、飛跡がジグザグになり、直線距離に直すと短い距離でエネルギーを完全に落とすことができるからである。

次に、あるエネルギー E_0 の入射 γ 線に対して、 μ -TPC で何割の反跳電子が止まるかを考える。これは、 $P_e(E_0) \equiv \int_0^{K_e, \text{max}} dK_e \overline{P_{\text{TPC}}}(K_e)$ に等しく、 $\overline{P_{\text{sc}}}(E_\gamma) = 1$ 、つまりシンチレータの吸収率が 1 のときと等しい。

図 5.36 は反跳電子の運動エネルギースペクトルである。反跳電子の低エネルギー側では、エネルギーの分布はほぼ一様である。したがって、反跳電子の μ -TPC で止められる確率は、 μ -TPC で検出できるエネルギー領域にほぼ比例する。検出できるエネルギーの最大値は、 μ -TPC の一辺の長さと同程度の range になるエネルギーである。反跳電子の threshold は、シンチレータ (BSO) の特性 X 線 (GdK α 43.0keV) 以上のエネルギーであること、SN 比、多重 Coulomb 散乱を考慮すると、50keV 程度が望ましい (このとき、入射 γ 線の threshold は 140keV になる)。したがって、 μ -TPC を 10cm 角から 30cm 角へ大型化すると、Ar, Xe いずれも有感エネルギー領域は約 3 倍に増える。高エネルギー γ 線では、低エネルギー側の反跳電子のエネルギー分布がほぼ一様であるため、 μ -TPC で止めることのできる反跳電子の数は約 3 倍、つまり $P_e(E_0)$ は 3 倍になる。また、入射 γ 線のエネルギーが高くなればなるほど、低エネルギー反跳電子の割合が減少するので、 μ -TPC で止まる確率も減少する。一方、threshold より少し上のエネルギーを持つ入射 γ 線の場合、反跳電子の大部分が 50keV 以下になるので、検出効率が悪くなる。これら二つの効果により、図 5.37 のように、反跳電子の検出効率 $P_e(E_0)$ は threshold より少し上のエネルギーで最大値をとる。反跳電子の検出効率は、入射 γ 線のエネルギーに依るが、 μ -TPC を 10cm 角から 30cm 角にすることで、およそ 2~3 倍大きくなる。さらに、ガスを Ar からより dE/dx の大きい Xe に変えることで、検出効率はさらに 2 倍程度向上する。

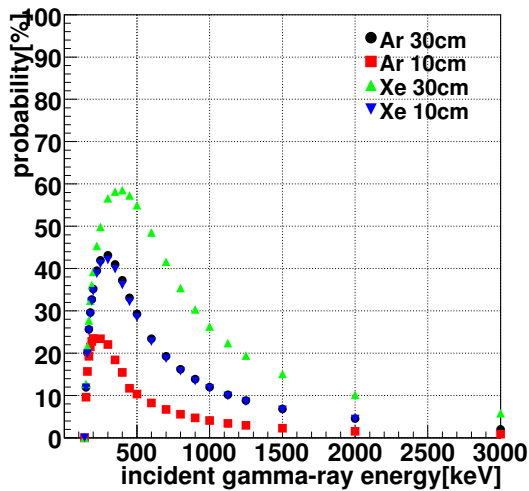


図 5.37: $P_e(E_0)$:シンチレーターで全ての散乱 γ 線を止められると仮定したときの、 μ -TPC での反跳電子の検出効率。Ar 90%, C_2H_6 10% と Xe 54%, Ar 40%, C_2H_6 6%(質量比 80:18:2) の場合について計算した。

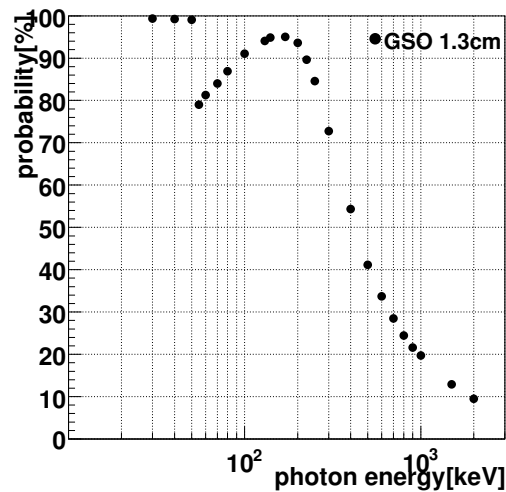


図 5.38: 厚さ 1.3cm のシンチレーター (GSO) で全エネルギーが吸収される γ 線の割合。

しかし、実際はシンチレーターの厚さは有限であり、全ての γ 線を止めることは不可能である。高エネルギー γ 線は、シンチレーター中で相互作用をせずに通り抜けたり、一部のエネルギーしか落さない確率が上がる。したがって、あるエネルギーの入射 γ 線に対して、反跳電子のエネルギーが高いイベントほど、散乱 γ 線のエネルギーが低いので、検出できる確率が上がる。したがって、高いエネルギーの反跳電子をとらえることで、さらに感度が上がる。

図 5.38 に、GEANT4 によって得られた、厚さ 1.3cm のシンチレーター (GSO) で全エネルギーが吸収される γ 線の割合を示す。GSO で吸収される割合は、単純に光電吸収による吸収係数だけでは求められない。なぜなら、GSO は密度が高いために、 γ 線が GSO 中で二回以上相互作用する確率は無視できないからである。例えば、Compton 散乱を起して、散乱された γ 線が光電吸収

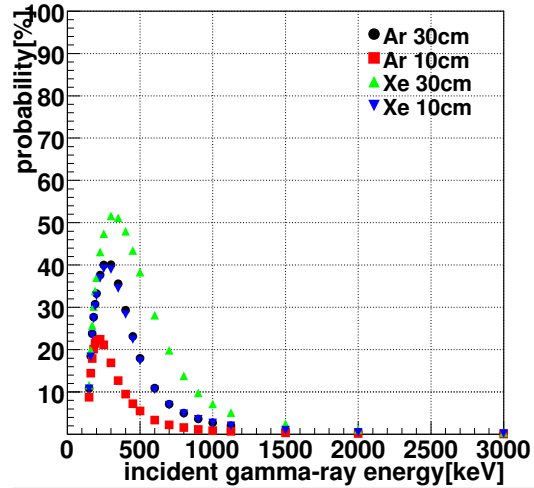


図 5.39: Ar 90%, C₂H₆ 10% と Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2) の場合について、 $\int_0^{K_e, \max} dK_e \overline{P_{\text{TPC}}}(K_e) \overline{P_{\text{sc}}}(E_\gamma)$ を計算した結果。Compton 散乱を起して散乱された γ 線がシンチレーターで吸収され、かつ μ -TPC で反跳電子が吸収される確率。横軸は入射 γ 線のエネルギーである。

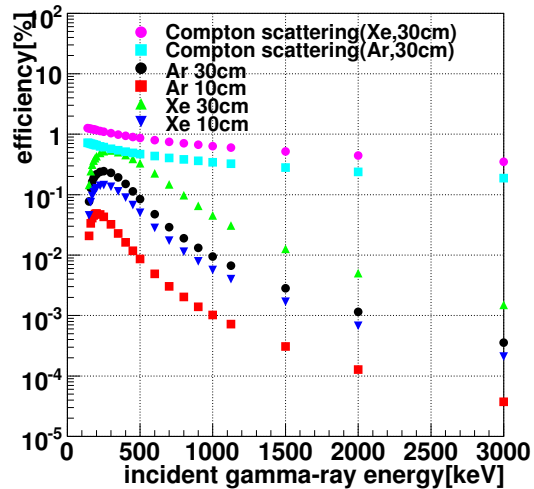


図 5.40: 等方的に γ 線が入射した場合の感度 $\overline{P_{\text{total}}}(E_0)$ 。散乱 γ 線が見込む GSO の厚さは常に 1.3cm であり、GSO の覆う立体角は 4π であると仮定している。ピンクと水色のマーカーは、それぞれ厚さ 30cm の Xe, Ar 混合ガス中を γ 線が走った際に、Compton 散乱をする確率である。

を起こす。したがって、GEANT4を用いて、全エネルギーが吸収される γ 線の割合を求めたのである。図 5.38 より、150keV 付近で極大になるが、これは 60keV 付近に Compton 散乱のピークがあり、低エネルギーなので後方散乱が起こる確率が高いため、 γ 線が GSO から逃げるためである。50keV 付近に光電ピークがあるので、50keV 以下になると急激に吸収率が上昇する。以後、図 5.38 の値を $\overline{P_{sc}}(E_\gamma)$ に採用する。

これらの値を用いて $\int_0^{K_e, \max} dK_e \overline{P_{TPC}}(K_e) \overline{P_{sc}}(E_\gamma)$ を求めたのが、図 5.39 である。

図 5.40 は、 $\overline{P_{total}}(E_0)$ を示している。これは、図 5.39 の値に、30cm 角 TPC なら厚さ 30cm のガスで Compton 散乱する確率をかけたものになり、10cm 角なら厚さ 10cm のガスで Compton 散乱する確率をかけたものになる。ピンクと水色のマーカーは、それぞれ厚さ 30cm の Xe, Ar 混合ガス中を γ 線が走った際に、Compton 散乱をする確率である。10cm 角 TPC で Compton 散乱する確率は、30cm 角の約 3 分の 1 になる (散乱確率が低いためガスの厚さに比例する)。原理的に、 γ 線カメラで完全にとらえることのできる確率は、 μ -TPC 中で Compton 散乱される確率を超えることはできない。図 5.40 より、TPC のサイズを 27 倍にすることにより、1つの光子に対して検出できる確率 $\overline{P_{total}}(E_0)$ は、約 10 倍程度向上する。

図 5.41 は、有効面積を示している。有効面積は、感度 $\overline{P_{total}}(E_0)$ と検出器の面積の積である。体積を 27 倍にすると、単純に考えると有効面積は 27 倍になる。しかし、より高エネルギーの反跳電子をとらえることができるため、さらに有効面積は増加し、約 100 倍になる。このように、体積を増加すると、体積倍以上に有効面積を増加させることができる。

5.6.2 角度分解能

μ -TPC を大型化すると、より高エネルギーの反跳電子を吸収できるが、エネルギーが高くなると、多重散乱による散乱角が小さくなる。これがどのように角度分解能の向上に寄与するかを考察する。反跳電子の反跳方向の誤差が、どのように入射 γ 線の到来方向の誤差に伝播するかをみる。

反跳電子の反跳方向の誤差による入射 γ 線の到来方向決定精度

前述の通り、反跳電子はガス中を多重散乱を受け、Compton 散乱時の情報を失ってしまう。そこで、反跳方向の誤差が、入射 γ 線の到来方向決定精度にどれくらい影響を及ぼすかを求める。

以下、 \vec{e} による誤差のみ考えるため、 \vec{g} は真の値であると仮定する。また、 K_e 、 E_γ も誤差がないものとする。 ϕ 、 α はエネルギーから求めるとすると、式 4.2 より、今の場合誤差を考えるのは \vec{e} だけになる。

通常、到来方向の誤差の評価は、SPD と古典的 Compton 法に基いた ARM で行う。しかし、この ARM は \vec{e} とは独立な量である。そこで、 \vec{e} の誤差がどれほど ϕ に伝播するかを調べるため、新

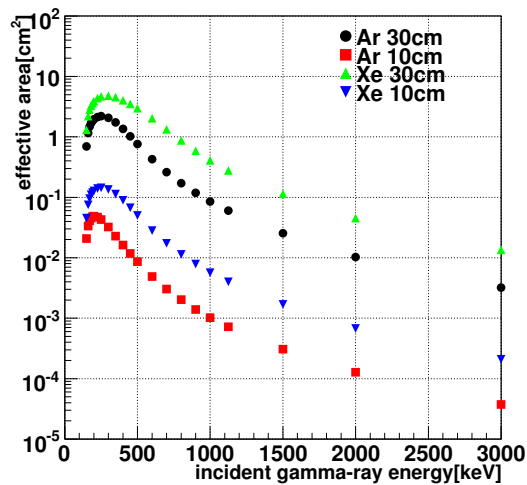


図 5.41: 等方的に γ 線が入射した場合の有効面積。散乱 γ 線が見込む GSO の厚さは常に 1.3cm であり、GSO の覆う立体角は 4π であると仮定している。

しい $\text{ARM}\Delta\phi_{\text{rcs}}$ (式 4.10) で評価する。

図 4.1 のように、真の反跳方向 \vec{e} を軸として誤差 δ をつけてやる。入射 γ 線の到来方向を X 軸とする、すなわち $\vec{s} = (1, 0, 0)$ とおき、Compton 散乱の起った平面上に Y 軸をとると、 $\vec{e} = (\cos\psi, -\sin\psi, 0)$ となる。 \vec{e} に誤差 δ をつけると、 \vec{e} は、

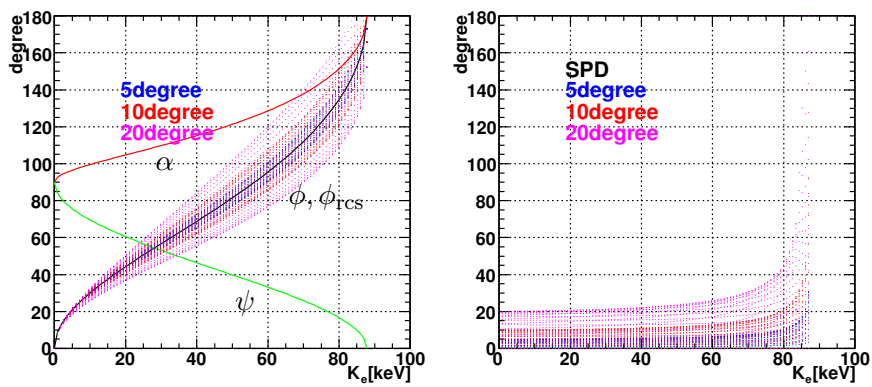
$$\vec{e} = (\cos\psi \cos\delta + \sin\psi \sin\delta \cos\varphi, -\sin\psi \cos\delta + \cos\psi \sin\delta \cos\varphi, \sin\delta \sin\varphi) \quad (5.3)$$

となる。このとき、散乱は等方的なので、azimuthal angle φ は 0° から 360° までとる。

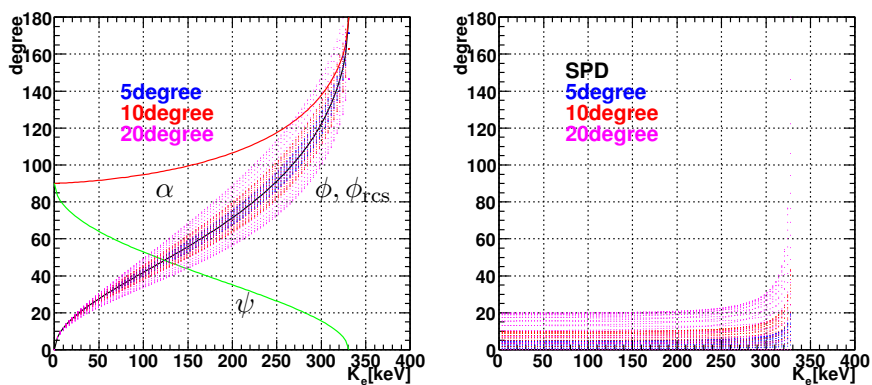
図 5.42 は、エネルギー 200keV, 500keV, 1MeV の γ 線に対する ϕ, ψ, α の分布を示している。また、 \vec{e} に $\delta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ の誤差をつけたときの、 $\phi_{\text{rcs}}, \text{SPD}$ もプロットした。SPD は絶対値をとっている。 $\phi_{\text{rcs}}, \text{SPD}$ ともに、反跳電子のエネルギーが高くなるにつれ、多重散乱による誤差が効いてくる。なぜなら、低エネルギー側では、 ϕ が小さく、式 4.2 より、 \vec{e} の誤差の寄与は小さくなる。したがって、 ϕ_{rcs} の誤差は低エネルギー側で小さくなる。また、同じ K_e で比べると、入射 γ 線のエネルギーが高いほど、 ϕ が小さく、 ϕ_{rcs} の誤差は小さくなる。一方、Compton edge 側でも ϕ は小さくなるが、 $\phi \approx \alpha$ となるので、 \vec{e} の係数は消えず、 ϕ_{rcs} の誤差は小さくならない。一方、数値計算の結果、SPD は Compton edge 付近を除いて、SPD の最大値は δ 程度である。Compton edge 付近では、 $\alpha \approx 180^\circ$ となり、 \vec{e} と \vec{g} はほぼ平行になる。SPD は、真の \vec{g}, \vec{e} の張る平面と、測定により得られた \vec{g}, \vec{e} の張る平面のなす角である。したがって、真の \vec{e} と \vec{g} がほぼ平行のとき、 \vec{e} に誤差 φ をつけると、SPD は geometry 的に φ とほぼ等しくなる。 φ は、 0° から 360° までとるので、必然的に SPD は大きくなる。このように、反跳電子の運動エネルギーが大きくなると、 \vec{e} の誤差が効いてくるが、逆に多重散乱による散乱角は小さくなるので、上記の効果はキャンセルされる。

実際には、反跳電子のエネルギーによって、 δ の値が変化する。そこで、 δ の値は、図 4.19, 5.44 のフィットで得られた $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ のうち、距離 3mm のものを用いて、 $\phi_{\text{rcs}}, \text{SPD}$ の絶対値の最大値を求めたのが、図 5.43, 5.44 である。

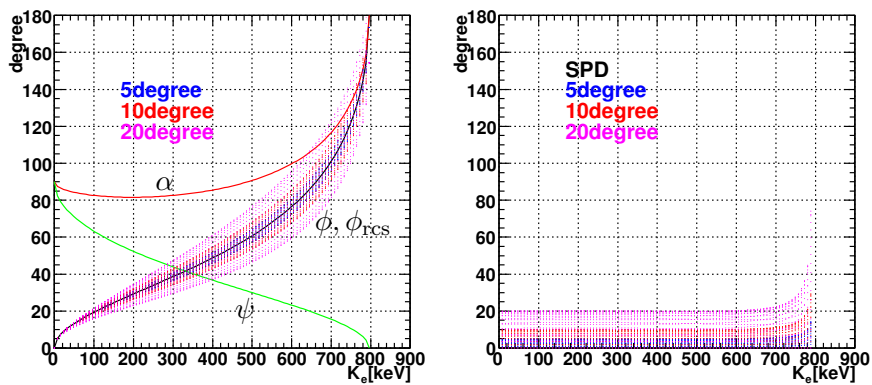
図 5.42 より、 δ が一定の場合、反跳電子の運動エネルギーが小さくなるほど、 $\Delta\phi_{\text{rcs}}$ は良くなる。しかし、反跳電子のエネルギーが高いほど、多重散乱の散乱角が小さくなるので、上記の効果がキャンセルされ、 $\Delta\phi_{\text{rcs}}$ は反跳電子のエネルギーにかかわらず、ほぼ一定となる。また、SPD は Compton edge 付近を除けば、各反跳電子の運動エネルギーに対する SPD の最大値は、 δ 程度である。反跳電子のエネルギーが高いほど、 δ が抑えられるので、SPD も向上する。以上より、 $\mu\text{-TPC}$ を大型化して、より高エネルギーの反跳電子をとらえると、感度が上がるだけでなく、角度分解能も良くなる。



(a) 200keV



(b) 500keV



(c) 1MeV

図 5.42: エネルギー 200keV,500keV,1MeV の γ 線に対する ϕ, ψ, α の分布。横軸は反跳電子の運動エネルギーである。また、 \vec{e} に $\delta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ の誤差をつけたときの、 $\phi_{\text{rcs}}, \text{SPD}$ もプロットした。

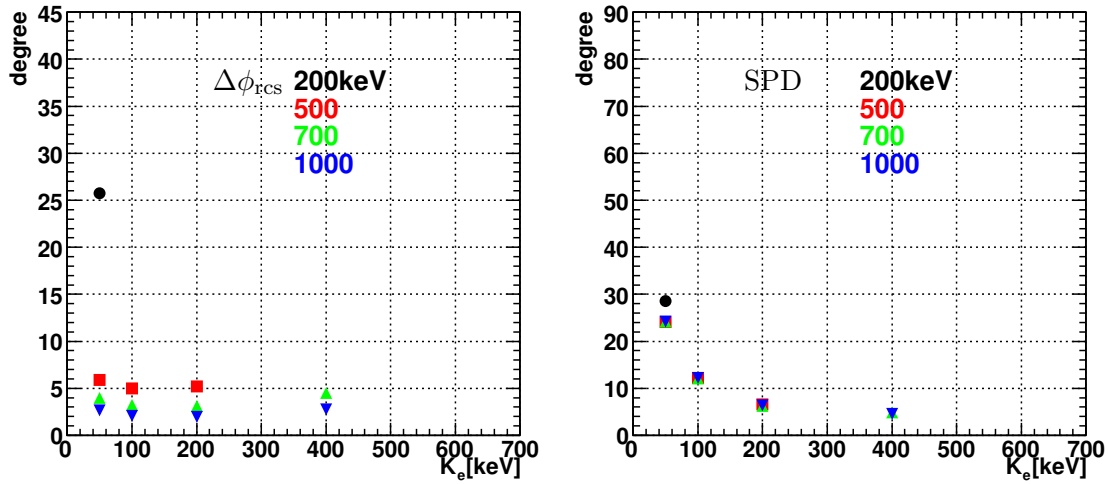


図 5.43: Ar 90%, C₂H₆ 10%において、200, 500, 700, 1000keV の γ 線に対する、 ϕ_{rcs} , SPD の絶対値の最大値を反跳電子のエネルギー毎にプロットしたものの。ただし、反跳電子のエネルギーが、Compton edge を超えるものは除いている。 δ の値は、図 4.19 のフィットで得られた $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ のうち、距離 3mm のものを使用した。

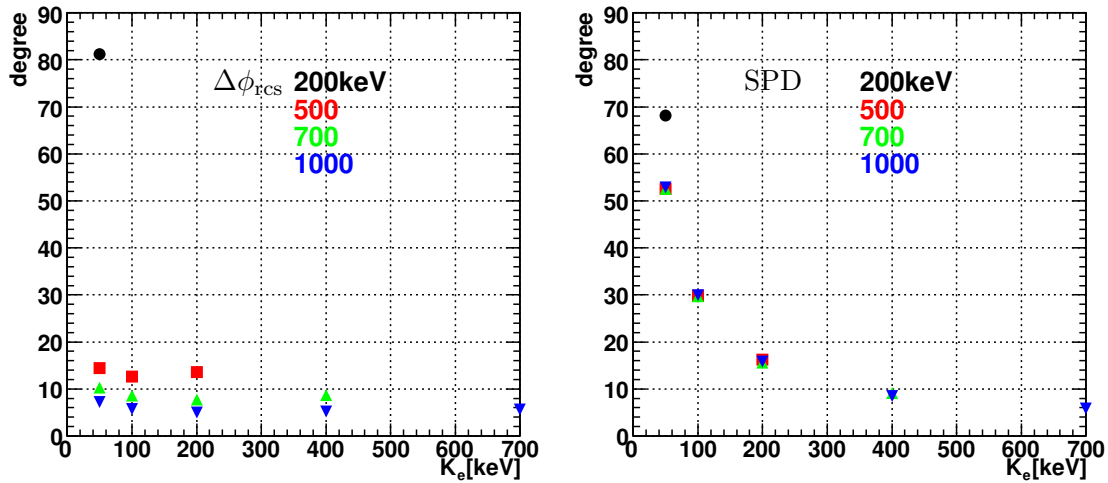


図 5.44: Xe 54%, Ar 40%, C₂H₆ 6%(質量比 80:18:2)において、200, 500, 700, 1000keV の γ 線に対する、 ϕ_{rcs} , SPD を反跳電子のエネルギー毎にプロットしたものの。ただし、反跳電子のエネルギーが、Compton edge を超えるものは除いている。 δ の値は、図 4.20 のフィットで得られた $\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}}$ のうち、距離 3mm のものを使用した。

第6章 まとめ

μ -PIC のガス利得の向上

MeV γ 線カメラの高性能化には、 μ -TPC において Compton 散乱による反跳電子の詳細な飛跡を得、角度分解能を上げる必要がある。2次元位置読出し検出器 μ -PIC の長期安定動作ガス利得は、反跳電子をとらえるのに不十分 (6×10^3) である。反跳電子の飛跡を得るのに必要なガス利得は 2×10^4 である。したがって、以下の方法でガス利得を上げた。

- 電極構造の改良

μ -PIC の anode, cathode を絶縁しているポリイミドを取り除くと (ざぐり μ -PIC)、cathode edge の電場が弱くなるのが3次元電場シミュレーションソフト Maxwell で示された。したがって、放電に対する耐性が増すことが期待される。また、cathode edge の電場が弱くなるぶん、anode 付近の電場は強くなり、ガス利得は上がることも期待される。

実際にざぐり μ -PIC を試作した。結果、ガス利得は上昇した。また、放電に対する耐性は落ちたため、従来のものより高いガス利得を達成できなかった。したがって、新しい改良が必要である。

- 前置増幅器との組み合わせ (GEM)

前置増幅器として GEM と組合せて動作させた。この場合、GEM のガス利得は低く (10 倍程度) 設定する。GEM との組み合わせにより、反跳電子を得るのに必要なガス利得、 2×10^4 を超えるガス利得での安定動作を達成した。そして、MIP である宇宙線ミュオンを、位置分解能 $370\mu\text{m}$ という高い精度でとらえることができた。

μ -TPC の大型化

MeV γ 線カメラの高感度化には、 μ -TPC を大型化する必要がある。数値計算によると、10cm 角の μ -TPC から 30cm 角にすると、感度は約 100 倍になる。そこで、従来の 10cm 角の μ -TPC に代わるものとして、30cm 角 μ -PIC を製作し、それに高さ 15cm の drift cage を組合せて、 $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 15\text{cm}$ の μ -TPC の動作試験を行って、TPC として動作することを確認した。

将来計画

今後は、シンチレータと組合せて MeV γ 線カメラを立ち上げる。さらに、ドリフトケージも大型化し、 $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$ の μ -TPC にする予定である。そして、TERAS による逆 Compton 散乱ビームを照射して、性能評価を行う予定である。

将来的には、50cm 角 μ -TPC を製作し、Xe 混合ガス 2 気圧程度で動作させる予定である。30cm 角 μ -TPC を 50cm 角にするだけで、体積は 5 倍近く増加する。また、反跳電子の range より、Xe 1atm の 30cm μ -TPC では、300keV 程度の電子しか吸収できないが、Xe 2atm の 50cm μ -TPC では 650keV 程度の電子まで吸収できる。したがって、有効面積は最低 10 倍は増加し、COMPTEL と同程度になる。COMPTEL は、バックグラウンド除去が不十分であったため、有効面積から期

待される感度の10分の1も達成できなかった。しかし、 μ -PICによるMeV γ 線カメラは、反跳電子をとらえることにより、バックグラウンド除去がCOMPTELと比べて優れている。したがって、50cm角 μ -TPCにより、COMPTELの10倍の感度を達成できるであろう。今後は、50cm角 μ -TPCのシミュレーション、製作なども行っていく。

謝辞

この論文の作成にあたり、谷森達京都大学教授に御指導して頂きました事、深く感謝致します。また、実験・解析等において幅広く助言して下さった窪利秀京都大学助手・身内賢太郎京都大学助手・竹田敦東京大学助手・関谷洋之東京大学助手、共同で実験を行った、早稲田大学の永吉勉博士・神戸大学の折戸玲子博士、京都大学の土屋兼一博士・株木重人博士・高田淳史様・岡田葉子様・西村広展様・上野一樹様、その他様々な場面でお世話になった京都大学宇宙線研究室の方々に厚く御礼申し上げます。

付録A TERASによる30cmMeV γ 線カメラの性能評価

今後、30cm μ -TPCは、シンチレーターと組合せて、大型 γ 線カメラを立ち上げる予定である。検出感度、角度分解能の測定、シミュレーションとの比較などの、基本的な性能評価は、実験室で放射性同位元素を照射して行う。しかし、放射性同位元素は使えるエネルギーが離散的であり、MeV以上のものはほとんどない(^{88}Y でも2MeV程度)。我々はMeV領域における γ 線の観測を目指しているため、MeV γ 線による試験が必要である。また、宇宙からの γ 線は平行光なので、実験室においても、できるだけ線源を遠ざけて、平行光で性能評価を行いたい。しかし、弱い線源しか用いることができないので、遠ざけておくに性能評価に時間がかかり、現実的ではない。さらに、高計数率に対する応答も調べたい。したがって、以上の要件を満すような、MeV程度の γ 線ビームによる試験が必要である。我々は、TERASによる逆Compton散乱ビームによる性能評価試験を計画している。

A.1 TERAS

産業技術総合研究所の電子蓄積リングTERASは、電子LINACより310MeVの電子ビームを入射し、通常760MeVまで加速するが、用途に応じて300-800MeVまで可変である。電流量は200-300mA程度である。蓄積電流量100mAに対し8時間の寿命を持つ。図A.1は、蓄積リングTERASの概観図である。

A.2 レーザー逆Compton散乱 γ 線ビームの特性 [41]

レーザー逆Compton散乱 γ 線ビームは、図A.2のように、加速された電子ビームとレーザーを正面衝突させて、発生させる。まず、レーザー逆Compton散乱 γ 線ビームの特性について述べる。図A.3のように、エネルギー ϵ_L のレーザーに、 E_e の電子を衝突させると、散乱光子のエネルギー E_γ は近似的に

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2\epsilon_L}{1 + (\gamma\theta)^2 + 4\gamma\epsilon_L/(mc^2)} \quad (\text{A.1})$$

のように畫ける。ここで、 m は電子の質量、 θ は光子の散乱角である。式A.1より、 $\theta = 0$ で散乱光子のエネルギーは最大となる。レーザーの波長263.5nm, 527nmに対するレーザー逆Compton散乱 γ 線の最大エネルギーの測定結果は、図A.4のようになった。

散乱光子はエネルギーと散乱角 θ に相関があるので、コリメータで散乱角を制限することで、単色性の高いビームを得ることができる。例えば、散乱 γ 線のコリメータを0.1mradで切る場合は、300MeVの入射電子に対して、0.8%(標準偏差 σ)のエネルギー広がりレーザー逆Compton散乱 γ 線が得られる。散乱 γ 線の収量 Y は、図A.5のようになった。3.19MeVで $Y = 2.5$ [photon/s/mA/mW]となった。したがって、蓄積電流量300mA、レーザーの電力20Wでは、入射光子数は 4×10^7 [ph/s]となる。一方、通常実験室で用いている線源は、1MBq程度であり、この線源を50cm離して、30cm

800 MeV electron storage ring, "TERAS"

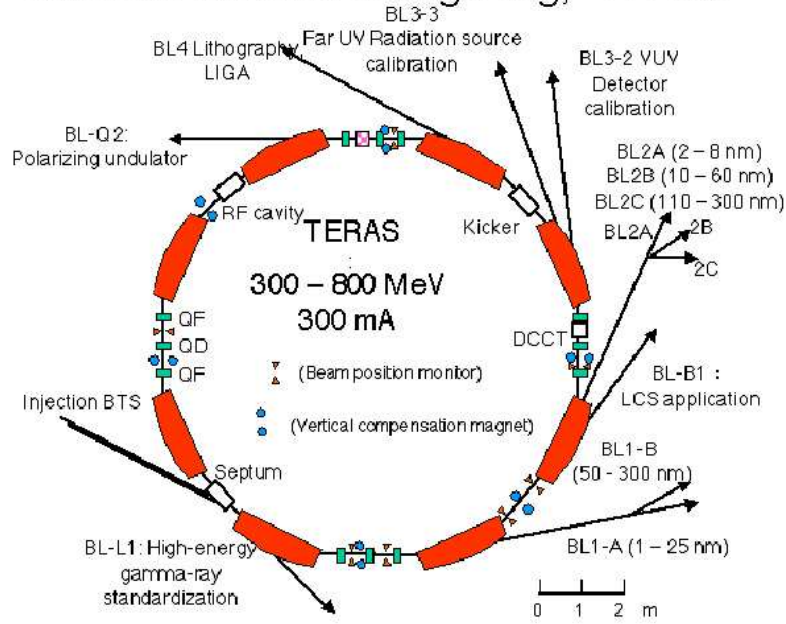


図 A.1: 蓄積リング Teras 概観図 [41]

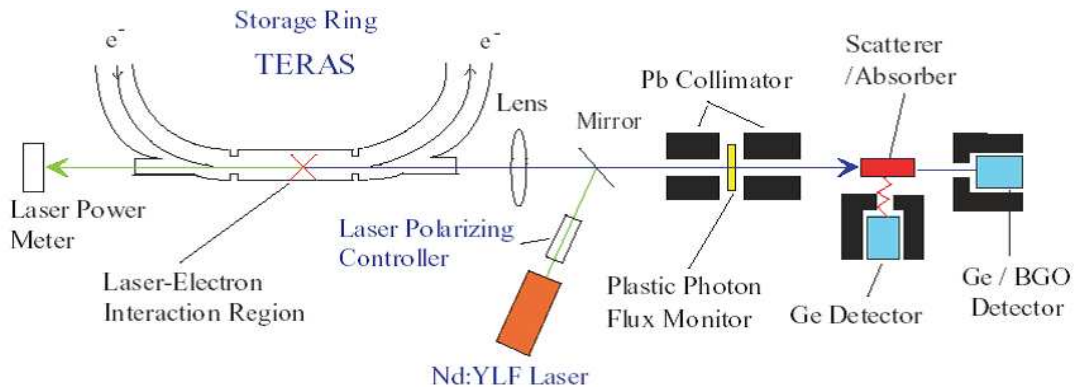


図 A.2: 産総研レーザー逆 Compton 散乱 γ 線発生装置の概略図 [42]

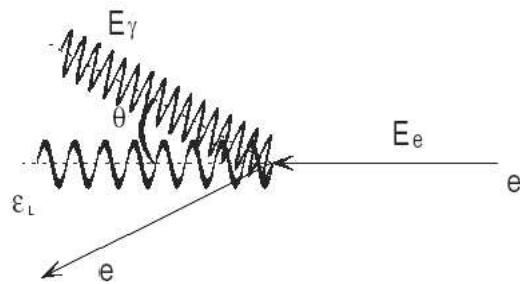


図 A.3: レーザー逆 Compton 散乱発生の模式図

角 μ -TPC に照射すると、入射光子数は 10^4 [ph/s] 程度である。したがって、レーザー逆 Compton 散乱 γ 線ビームを照射すると、実験室系の 10^3 倍の flux を得ることが期待される。

また、レーザーの光子を偏光させると、散乱光子も偏光する。原子核共鳴散乱実験により、100%直線偏光した入射光子に対して、ほぼ 100%の偏光 γ 線が得られることがわかっている。したがって、この偏光 γ 線を MeV γ 線カメラに照射し、散乱 γ 線の散乱方向を測定すれば、modulation が求められ、偏光 γ 線に対する検出器の応答がわかる。

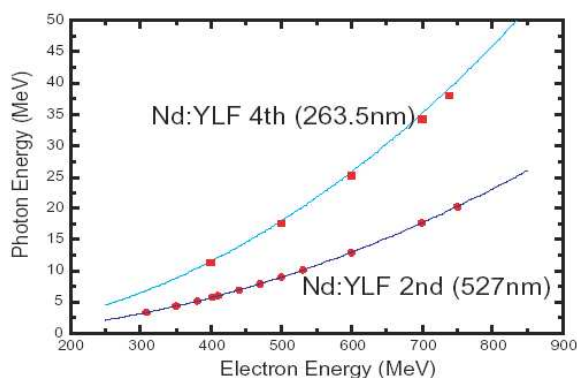


図 A.4: レーザーの波長 263.5nm, 527nm に対するレーザー逆 Compton 散乱 γ 線の最大エネルギーの測定結果。[41]

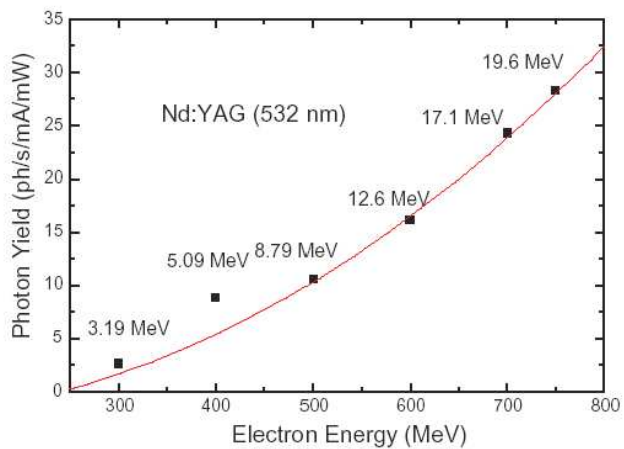


図 A.5: 逆 Compton 散乱 γ 線の収量の測定結果。

関連図書

- [1] V.Schönfelder, et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143** (2000) 145.
- [2] R.C.Hartman, et.al., *ApJS* **123** (1999) 79.
- [3] P.Sreekumar, et.al., *ApJ* **494** (1998) 523.
- [4] 高原文郎, “宇宙物理学” 朝倉書店 (1999).
- [5] M.L.McConnell, et al., *ApJ* **572** (2002) 984.
- [6] private communication with H.Yamaguchi.
- [7] W.Coburn, S.E.Boggs, *Nature* **423** (2003) 415.
- [8] XCOM, Photon Cross Section Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>).
- [9] 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).
- [10] R.D.Evans, *The Atomic Nucleus* McGraw-Hill, New York (1995).
- [11] F.Lei, *Space Sci.Rev.* **82** (1997) 309.
- [12] Jean in't Zand, “Coded Aperture Imaging in High-Energy Astronomy”

- [13] C.Winkler, et.al., *A&A* **411** (2003) 1.
- [14] P.v.Ballmoos, *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
- [15] C.Winkler, *New Astronomy Reviews* **48** (2004) 183.
- [16] V.Schönfelder, et al., *ApJS* **86** (1993) 657.
- [17] J.M.Ryan, *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan_1.pdf).
- [18] T.Kamae, et.al., *NIM* **A260** (1987) 254.
- [19] P.F.Bloser, et.al., *New Astronomy Reviews* **46** (2002) 611.
- [20] A.Zoglauer, *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/Zoglauer.pdf>).
- [21] V.Schönfelder, et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97** (1993) 27.

- [22] G.Weidenspointner, et al., *A&A*, **368** (2001) 347.
- [23] A.Zogauer, G.Kanbach, *Proceeding of SPIE* **4851** (2003) 1302.
- [24] H.A.Bethe, *Phys.Rev.* **89** (1953) 1256.
- [25] G.R.Lynch, O.I.Dahl, *NIM* **B58** (1991) 6.
- [26] G.R.Lynch, H.W.Lewis,x *Phys.Rev.* **78** (1950) 526.
- [27] 高田敦史, 修士論文 京都大学 (2004).
- [28] S.F.Biagi, MAGBOLTZ, program to compute gas transport parameters, Version2, CERN.
- [29] A.Ochi: *NIM* **A471** (2001) 264.
- [30] T.Nagayoshi: Ph.D. Thesis, Kyoto Univ.(2004).
- [31] 植野優:修士論文 京都大学 (2001).
- [32] A.Takeda, et.al., *IEEE Transactions on Nuclear Science* **51** (2004) 2140.
- [33] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, *CERN 77-09* (1977).
- [34] F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth. A* **386** (1997) 531.
- [35] M. Inuzuka et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **525** (2004) 529.
- [36] S. Bachimann et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **438** (1999) 376.
- [37] F. Sauli, et al., *IEEE Nuclear Science Symposium, Norfolk, November 12-14, 2002*.
- [38] <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [39] S.Behrens, A.C.Melissinos, *Univ of Rochester Preprint UR-776*(1981).
- [40] A. Takada, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*.
- [41] S. Goko, et al., *Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan* (2004) 203.
- [42] H. Ohgaki, et al., “電子技術総合研究所彙報” **63** (1999) 419.