

平成 29 年度（2017 年度） 修士論文

電子飛跡検出型コンプトンカメラにおける
充填ガスの改良とガス純化システムの開発

提出日 平成 30 年 1 月 25 日
所属 京都大学大学院
博士前期課程 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻

中村 優太

目次

第 1 章	MeV ガンマ線天文学	1
1.1	銀河面拡散核ガンマ線	2
1.2	Ia 型超新星の爆発機構	3
第 2 章	MeV ガンマ線観測手法の現状	7
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	7
2.2	コーデッドマスク法 (SPI/INTEGRAL)	10
2.3	コンプトン法 (COMPTEL/CGRO)	12
2.4	多重コンプトン法 (COSI/気球、SGD/ASTRO-H)	15
2.5	ETCC	18
第 3 章	ETCC と SMILE 計画	21
3.1	ETCC の角度分解能	21
3.2	ETCC の雑音除去能力	25
3.3	ETCC の構成	27
3.3.1	μ -PIC	27
3.3.2	GEM	28
3.3.3	TPC 読み出し	28
3.3.4	PSA	30
3.4	気球観測実験：SMILE-2+ と将来計画	31
第 4 章	TPC の基礎	37
4.1	電子のドリフトと拡散	37
4.2	電子増幅過程	40
第 5 章	TPC の最適動作条件の調査	45
5.1	セットアップと変数定義	45

5.2	Δ GEM と μ -PIC HV の調整	47
5.3	インダクション電場とドリフト電場の調整	47
第 6 章	充填ガスの改良	49
6.1	ガス混合セットアップ	51
6.2	ガス混合精度の評価	52
6.3	CF ₄ 比の調整	53
6.4	Ar 比の調整	55
第 7 章	ガス浄化システムの開発	57
7.1	HARPO 実験におけるガス純化試験	57
7.2	吸着剤の特性	58
7.3	Oxisorb を用いたガス純化試験	62
7.4	ゼオラムを用いたガス純化試験と SMILE2+ 用 ETCC への搭載	63
7.5	Ne + Ar + CF ₄ ガス純化試験	65
7.6	純化システムの課題	68
第 8 章	SMILE-2+ の有効面積シミュレーション	69
8.1	on axis での有効面積	70
第 9 章	まとめ	75
付録 A	水分量測定の基礎	77
A.1	飽和蒸気圧	77
A.2	露点	78
謝辞	79
参考文献	81

notation

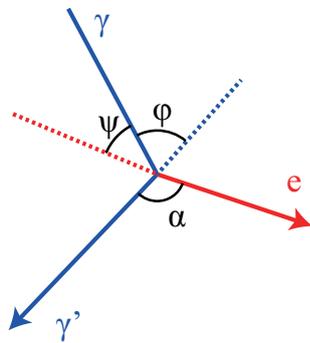


図1 コンプトン散乱事象に対する変数定義

c : 光速

α : 微細構造定数

m_e : 電子質量

r_0 : 古典電子半径

$\beta = v/c$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Z : 原子番号

(1)

コンプトン散乱事象について

ϕ	: ガンマ線の散乱角	
ψ	: 電子の反跳角	
α	: 散乱ガンマ線と反跳電子のなす角	
E_0	: 入射ガンマ線のエネルギー	
E_γ	: 散乱ガンマ線のエネルギー	(2)
K_e	: 反跳電子の運動エネルギー	
\vec{s}	: 入射ガンマ線の運動方向	
\vec{g}	: 散乱ガンマ線の運動方向	
\vec{e}	: 反跳電子の運動方向	

と変数を定義する 1。

常用対数は \log_{10} 、自然対数は \ln で表記する。

第 1 章

MeV ガンマ線天文学

重元素は恒星内核融合または超新星爆発・中性子星合体といった爆発現象に伴う核融合によって生成されると考えられている。生成された重元素は恒星風や爆発の衝撃により星間へ放出され、その生成物質が放射性同位体である場合には崩壊の過程で数百 keV から数十 MeV 程度のエネルギーを持ったガンマ線を放出する。このガンマ線を観測することにより超新星の爆発機構や元素合成の物理機構、星間での物質移動についての情報を直接得ることができる。放射性同位体は表 1.1 に示すように核種ごとに固有の寿命を持つ。短寿命核種からは元素合成が行われた位置や生成機構についての情報が直接得られる。X 線や赤外線といった他の帯域でも元素の特定は可能であるがこれらは軌道電子の状態遷移を利用しており、周辺環境の影響を受けるため、間接的な情報である。また、 ^{26}Al や ^{60}Fe のように拡散のタイムスケールとほぼ等しい 10^6 年程度の長い寿命を持つ核種からのガンマ線強度は核種ごとの寿命差のために星間へ放出されてから徐々に変化するため、物質の移動の様子が時間情報も含めて取得可能であり、この情報は星間領域での星生成の理解において重要な意味を持つ。

全天にわたって広く分布するガンマ線成分として銀河系外拡散核ガンマ線と銀河面拡散核ガンマ線が存在する。銀河系外拡散核ガンマ線は全天にほぼ一様に分布しており、銀河系より遠方の無数に存在する活動銀河核と Ia 型超新星爆発からの放射の重ね合わせであると考えられている。銀河面拡散ガンマ線の観測では ^{26}Al に由来する 1.809 MeV 線や ^{60}Fe の 1.173、1.332 MeV 線、電子・陽電子対消滅による 0.511 MeV 線が検出されている。

宇宙での原子核反応を直接見ることができる媒体としてはニュートリノも存在する。しかし、SN1987A でカミオカンデが観測したニュートリノの個数がわずか 11 個であったこと [1] からわかるようにニュートリノ観測銀河近傍に限られる。超新星爆発の個々の性質によらない一般的な観測や十分な統計を要する観測ができるのはガンマ線観測のみである。Ia 型超新星は爆発機構のモデルにより MeV ガンマ線放射強度の時間変化に明白な差

が存在しており、MeV ガンマ線観測により判別可能である。

本章では長寿命核種についての天文学として銀河面拡散核ガンマ線の現状の理解、短寿命核種についての天文学として Ia 型超新星の爆発機構の特定について述べる。

表 1.1 主な放射性核種の平均寿命とガンマ線エネルギー [2, 3]

同位体	寿命	崩壊	ガンマ線エネルギー [keV]
${}^7\text{Be}$	77 d	${}^7\text{Be} \longrightarrow {}^7\text{Li}^*$	478
${}^{56}\text{Ni}$	111 d	${}^{56}\text{Ni} \xrightarrow{8.8\text{d}} {}^{56}\text{Co}^* \xrightarrow{111\text{d}} {}^{56}\text{Fe}^* + e^+$	158, 812; 847, 1238
${}^{57}\text{Ni}$	390 d	${}^{57}\text{Ni} \xrightarrow{52\text{h}} {}^{57}\text{Co} \xrightarrow{390\text{d}} {}^{57}\text{Fe}^*$	1370; 122
${}^{22}\text{Na}$	3.8 y	${}^{22}\text{Na} \longrightarrow {}^{22}\text{Ne}^* + e^-$	1275
${}^{44}\text{Ti}$	85 y	${}^{44}\text{Ti} \longrightarrow {}^{44}\text{Sc}^*$	76, 68; 1157
${}^{26}\text{Al}$	1.04×10^6 y	${}^{26}\text{Al} \longrightarrow {}^{26}\text{Mg}^* + e^+$	1809
${}^{60}\text{Fe}$	3.8×10^6 y	${}^{60}\text{Fe} \xrightarrow{3.8 \times 10^6\text{y}} {}^{60}\text{Co}^* \xrightarrow{7.6\text{y}} {}^{60}\text{Ni}^*$	59, 1173, 1332
e^+	$\sim 10^5$ y	$e^+ + e^- \longrightarrow \text{Ps} \longrightarrow 2\gamma, 3\gamma$	511, < 511

1.1 銀河面拡散核ガンマ線

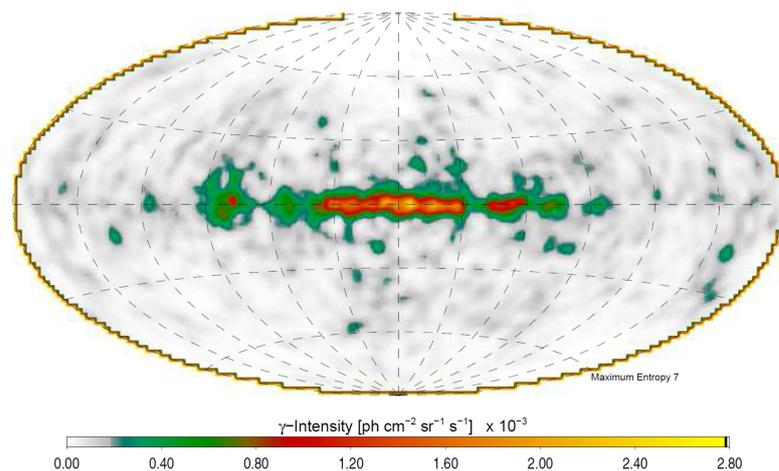


図 1.1 COMPTEL の 9 年間の観測による ${}^{26}\text{Al}$ (1.809 MeV) の銀河面分布 [4]

${}^{26}\text{Al}$ は ${}^{25}\text{Mg}$ の陽子捕獲反応によって生成されるため、陽子が豊富な H 層または ${}^{25}\text{Mg}$ の生成場である Ne-O 層で合成される。 ${}^{26}\text{Al}$ からのガンマ線が観測されるためには星間へ放出される必要があるため、恒星風や爆発現象による質量放出がなくてはならない。銀河面に拡散される ${}^{26}\text{Al}$ の生成源候補天体としては赤色巨星、ウォルフ-ライエ星

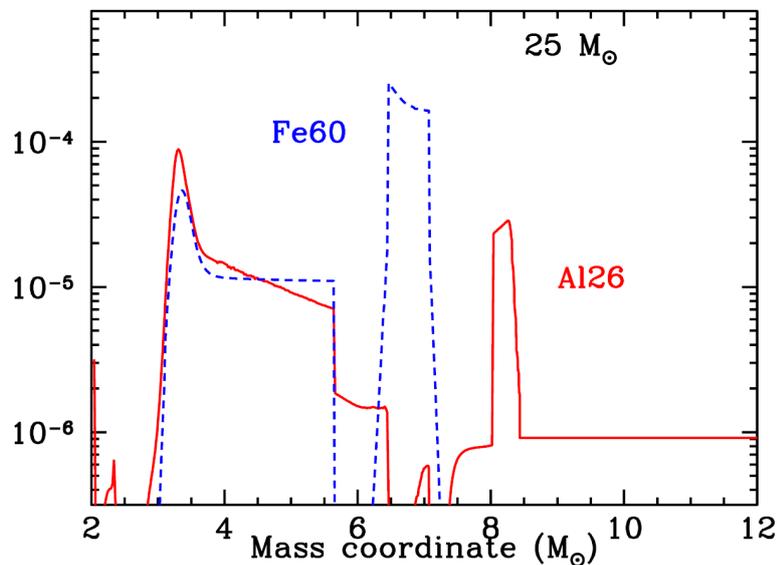


図 1.2 大質量星内部の ^{26}Al 、 ^{60}Fe 分布 [5]。縦軸は質量比を表している。

(Wolf-Rayet 星), II 型超新星, 新星のアウトフローが上げられる。これらの天体で生成された ^{26}Al が恒星風や爆発現象によって天体外部へ放出され、星間領域で ^{26}Mg へ崩壊する際に 1.809 MeV のガンマ線が放射される。図 1.1 に示すように ^{26}Al の分布は銀経 -30° から 30° 付近で最も強度が高く、銀河面以外にも局所的に高い領域が見受けられる。COMPTEL の観測から銀河系内に存在する ^{26}Al の存在量は 3 太陽質量程度と導出されている [6]。図 1.2 に示すように ^{60}Fe は ^{58}Fe や ^{59}Fe の中性子捕獲によって ^{26}Al よりもより深い層で生成されるため恒星風では星間へ放出することはできず、超新星爆発によってのみ放出される。また、超新星爆発の際の r 過程では He 層においても ^{60}Fe が生成される。星間へ放出可能な天体が異なるため、 ^{60}Fe と ^{26}Al のガンマ線分布を比較することで ^{26}Al の生成源となっている天体についての制限が得られる。SPI の観測では $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ は $14.8 \pm 6.0\%$ と報告されており、理論計算の $18.5 \pm 6.25\%$ と無矛盾である [7]。しかし、放射強度の理論値の不定性と共にイメージングの性能も不十分であり、 ^{26}Al の生成源の同定には至っていない。

1.2 Ia 型超新星の爆発機構

Ia 型超新星は連星系を成している白色矮星の質量が電子のフェルミ縮退圧によって恒星を支えることができる限界であるチャンドラセカール質量 (1.44 太陽質量) を上回った際に起きるとされる爆発現象である。現状、質量がチャンドラセカール質量を上回るための機構については意見が分かれおり、伴星である巨星や赤色巨星からの質量降着に

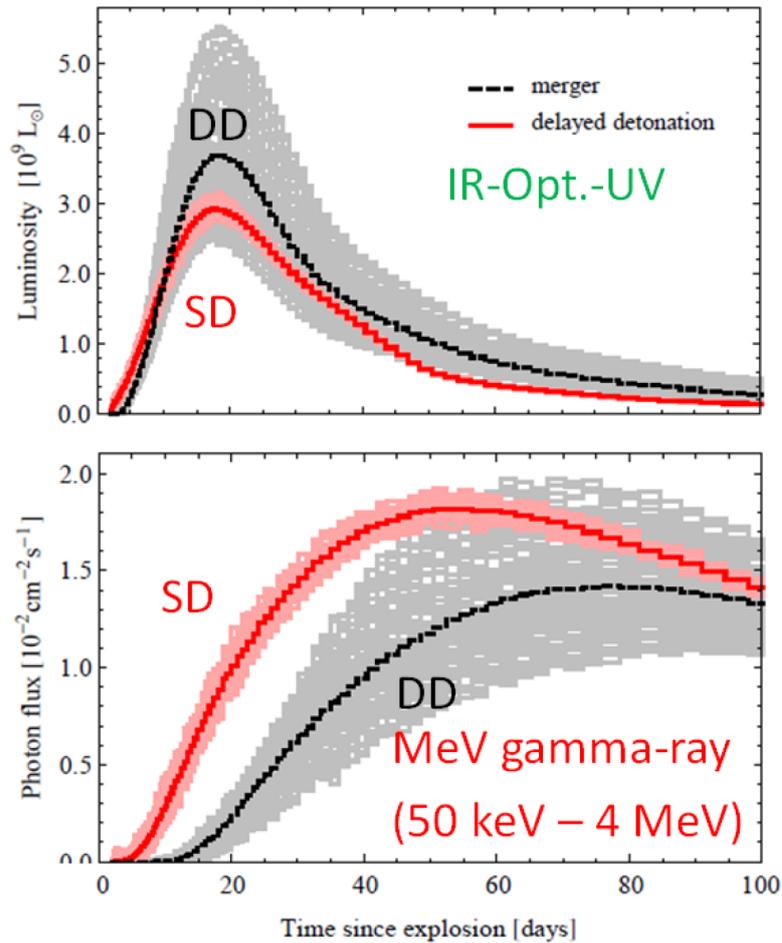


図 1.3 1 Mpc での Ia 型超新星爆発からのガンマ線と可視光の光度曲線 [8]

由来とする Single Degenerate モデル (SD モデル) [9] と白色矮星同士の合体に由来する Double Degenerate モデル (DD モデル) [10] が存在する。これら 2 つのモデルには図 1.3 に示すようにガンマ線の光度曲線に明白な違いがみられる。図中の可視光と 50 keV から 4 MeV までのガンマ線についての光度曲線である。黒線が DD モデル、赤線が SD モデルを表しており、各薄色領域は観測する角度による違いを表している。超新星爆発における主要な熱源は ^{56}Ni の崩壊である。SD、DD のいずれのモデルでも 0.6 太陽質量程度の ^{56}Ni が生成される [8]。 ^{56}Ni は $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ の反応鎖でそれぞれ 8.8d、111d である。これらのモデルでの観測の違いとしてはガンマ線強度の時間変化が上げられる。可視光での光度は ^{56}Co からのガンマ線が外層を熱することによる熱的放射に由来するため、 ^{56}Co の寿命によって光度曲線が決まってしまうモデルによる有意な違いは見られない。一方、ガンマ線では図 1.3 のように光度曲線に明確な違いが見られる。これはモデルによる初期質量の違いのために、ガンマ線が透過する必要がある物質

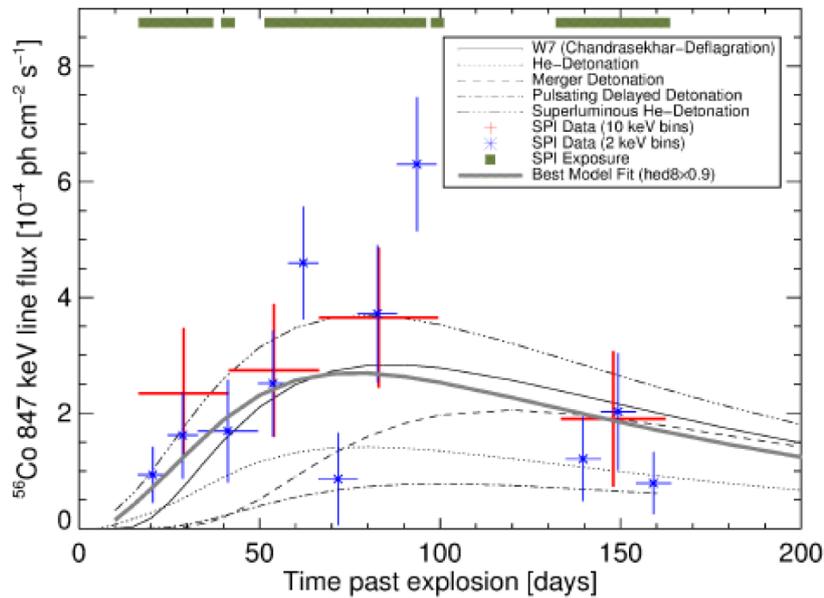


図 1.4 SPI/INTEGRAL によるガンマ線光度曲線 [?]

に違いが生じるためである。Ia 型超新星は天体によらず光度が一定であるとされ標準光源として用いられており、遠方宇宙での探査のための距離梯子に組み込まれているが、DD モデルが正しいとすると Ia 型超新星はチャンドラセカール質量を大きく上回る質量での爆発の可能性もあり、光度に不定性が生じてしまう。先述の結果からわかるように、天文学にとって重要課題である Ia 型超新星の爆発機構の解明には MeV ガンマ線観測が有効である。

超新星爆発：SN2014J は 3.5 Mpc の 40 年に 1 度程度のかなり近傍での Ia 型超新星であり、INTEGRAL(2.2 節) による観測から ^{56}Ni と ^{56}Co に由来するガンマ線が 4σ の有意度で検出された [11]。しかし、2 章で解説するように検出器の特性のために雑音が多く、図 1.4 に示すように光度曲線の誤差が大きくなってしまいモデルの特定には至っていない [?]。爆発機構の解明のためにはより雑音に強い検出器の開発が必要である。

第 2 章

MeV ガンマ線観測手法の現状

天文学では観測された光子の放射源を特定する必要があり、検出器のイメージング性能が重要となる。また、宇宙線や衛星筐体からの放射などによる多量の雑音の除去の観点からも鋭利な Point Spread Function(PSF) が検出器に求められる。X 線や可視光では鏡やレンズを駆使することにより、この要求を達成している。しかし、MeV ガンマ線は粒子性が強いため、こういった集光技術を用いることはできない。そのため、MeV ガンマ線では独自のイメージング手法が必要となる。本章ではガンマ線の基本的な相互作用について解説した後、主要な MeV ガンマ線観測手法をその手法が実際に用いられている検出器の具体例と合わせて解説する。

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線と物質の相互作用には光電吸収・コンプトン散乱・電子-陽電子対生成が存在する。本節ではこれらの相互作用の基本的な性質について確認する。

入射光子が原子に吸収され軌道電子が放出される反応を光電吸収という。放出される電子の軌道によって光電吸収断面積は異なる。K 殻電子の場合には

$$\sigma_K = \frac{32\sqrt{2}\pi}{3} Z^5 \alpha^4 r_0^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} \quad (2.1)$$

となる。相対論を考慮すると

$$\sigma_K = 4\pi\alpha^4 Z^5 r_0^2 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^5 \left[\frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma-2)}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2-1}} \ln \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2-1}} \right) \right] \quad (2.2)$$

となる。光子のエネルギーが電子の束縛エネルギーに満たない場合、電子を電離することができないため、各軌道の束縛エネルギーに対応して断面積のエネルギー依存性には図 2.1 のようにエッジが存在する。放出される電子の軌道によって若干 Z 依存性が変化し、

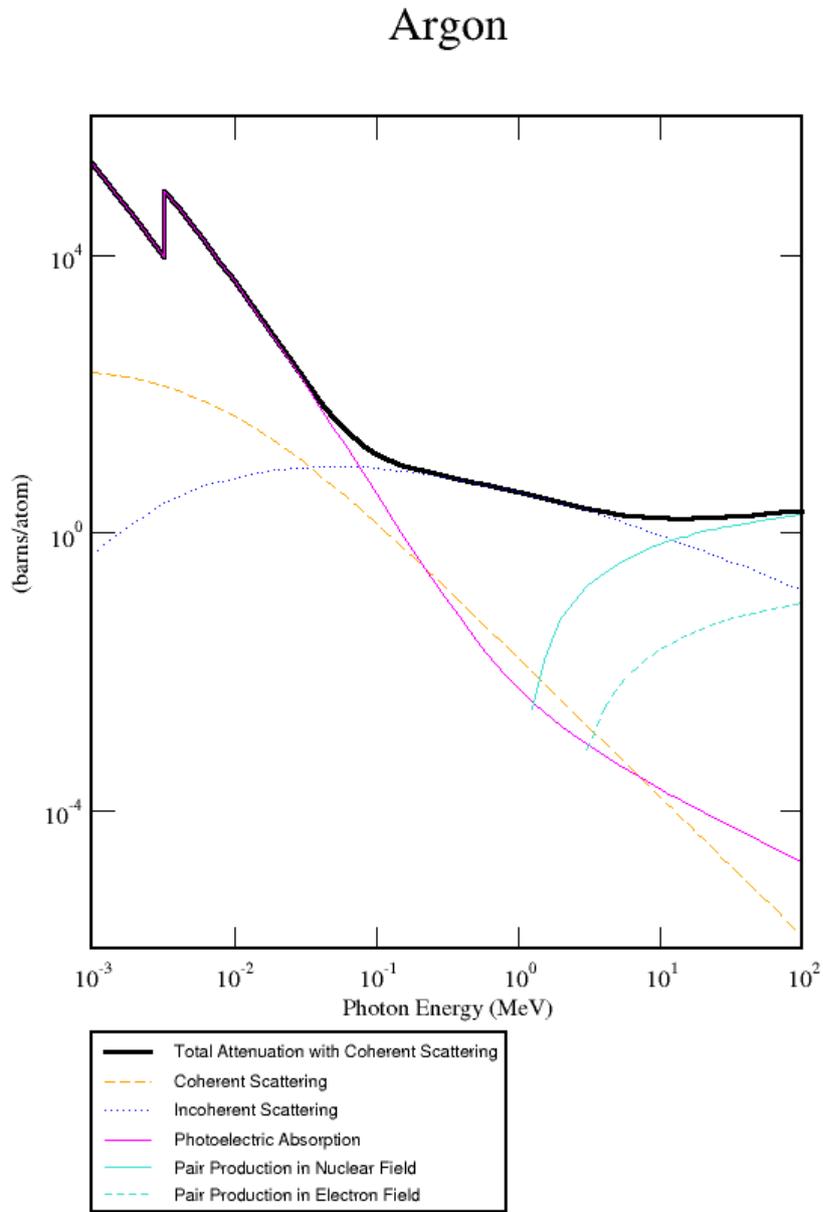


図 2.1 アルゴンに対する光子の反応断面積 [12]

一般的には4から5乗に比例する。原子核の作る電場が重要となるため、同じ電子数のガス分子であっても核電荷の小さな原子で構成されているほど光電吸収が起きにくくなる。

ガンマ線と電子の散乱をコンプトン散乱という。散乱ガンマ線のエネルギーは散乱角 ϕ

$$E_{\gamma} = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.3)$$

とすると、束縛を受けていない自由な電子によるコンプトン散乱の微分断面積はクライン

(Klein)-仁科の式：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_e \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^2 \left[\frac{E_0}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E_0} - \sin^2 \phi \right] \quad (2.4)$$

で表される。低エネルギー極限ではトムソン散乱の断面積：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (2.5)$$

と一致する。全断面積は

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad E_0 \ll m_e c^2 : \text{トムソン散乱} \quad (2.6)$$

$$\sigma = \pi r_0^2 \frac{m_e c^2}{E_0} \left(\ln \frac{2E_0}{m_e c^2} + \frac{1}{2} \right) \quad E_0 \gg m_e c^2 \quad (2.7)$$

となる。

エネルギーが電子質量 511 keV の 2 倍である 1022 keV を超える γ 線は原子核の電場と相互作用することにより電子-陽電子対生成を起こすことができる。原子核の作るクーロンポテンシャルの深さにより断面積が決まり、 $\sigma \propto Z^2$ となる。 $E_\gamma \ll 1/\alpha Z^{1/3}$ では

$$\sigma_{pair} = \alpha Z^2 r_0^2 \left[3.1 \ln \frac{2k}{m_e c^2} - 8.1 \right] \quad (2.8)$$

であり、 $E_\gamma \gg 1/\alpha Z^{1/3}$ の領域では相対論的効果のために

$$\sigma_{pair} = \alpha Z^2 r_0^2 \left[3.1 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - 0.07 \right] \quad (2.9)$$

へ漸近する。

光電吸収や電子-陽電子対生成は原子核によるクーロンポテンシャルとの相互作用であるため物質を構成する原子の原子番号によって断面積の大きさが決まった。一方、コンプトン散乱は電子との相互作用であるため単純に、物質中の電子数によって決定される。ガスは体積当たりの分子数が一定となるため、ガス分子ひとつ当たりの断面積によって検出器の有効面積が決まる。よって、ガスをコンプトン散乱の散乱体として使用する場合には軽元素によって構成される多原子分子ガスが最適となる。

相互作用	物質依存性	エネルギー依存性	典型的な帯域 [MeV]
光電吸収	$\propto Z^{4-5}$	$\propto E^{-7/2}$	-0.1
コンプトン散乱	$\propto N_e$	$\propto E^{-1}$	0.1-10
電子-陽電子対生成	$\propto Z^2$	$\propto \ln(E_\gamma)$	10-

2.2 コーデッドマスク法 (SPI/INTEGRAL)

表 2.1 SPI の性能 [13]

ダイナミックレンジ	18 keV - 8 MeV
エネルギー分解能	2.2 keV FWHM 1.33 MeV
有効面積	
視野	14° (flat to flat)
角度分解能	2.5°(FWHM)

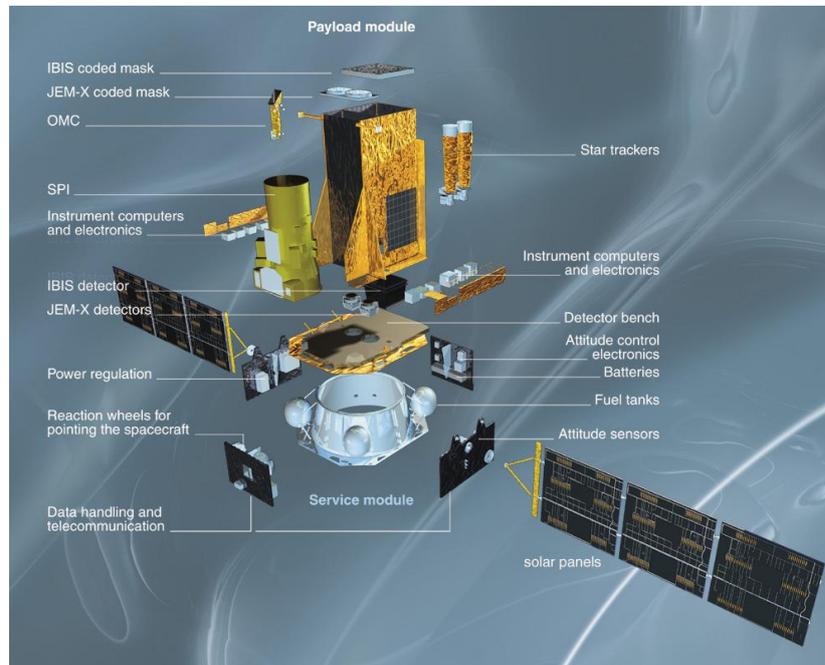


図 2.2 INTEGRAL 衛星 [13]

もっとも単純なガンマ線イメージング手法はピンホールカメラである。極小さな口径のコリメーターを用意し、そこを通過してきたガンマ線を検出することでガンマ線の到来方向を知ることができる。しかし、この手法で鋭い PSF を実現するためには口径を絞る必要があり、十分な有効面積が得られないという問題がある。

コーデッドマスク法とは上記のようなコリメータの代わりに図 2.4 の上部のようなマスクパターンを用いることで多孔式ピンホールカメラを実現し有効面積の問題を解決する手法である。図 2.3 のように、検出層にできるマスクの文様によってガンマ線の到来方向を推定できる。 i を検出層でガンマ線が吸収された位置を表す添え字、 j をガンマ線の到来

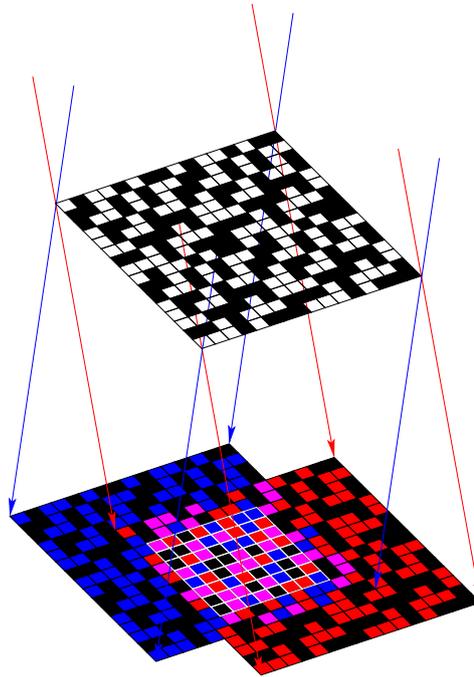


図 2.3 コーデッドマスク法の概念図 [13]

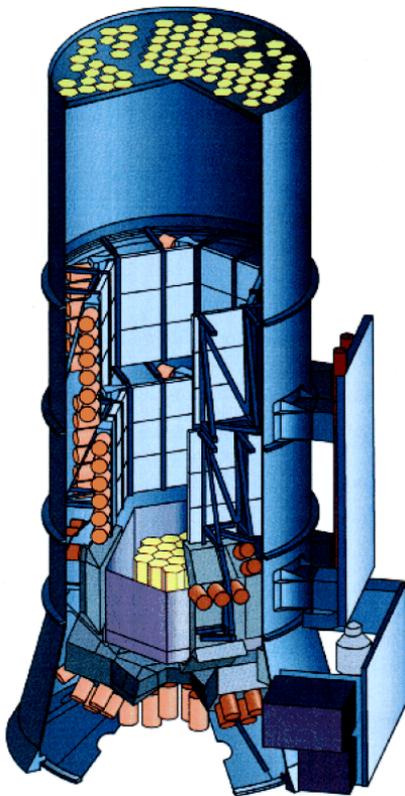


図 2.4 SPI 全体図 [13]

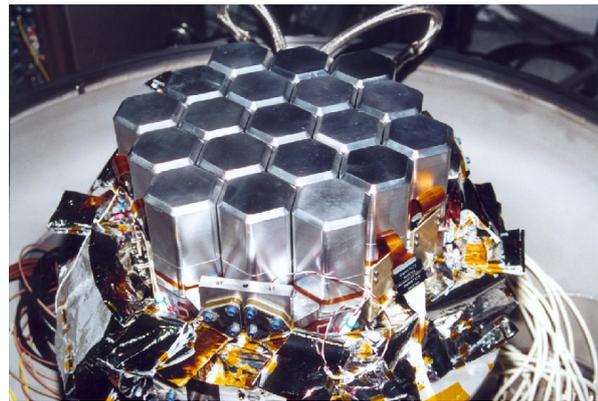


図 2.5 SPI のシンチレータ部分 [13]

方向を表す添え字とする。また、 M_{ij} をマスクにおけるガンマ線の透過 (=1)、不透過 (=0) を成分とするマスクパターン行列とする。検出層での位置 i での計数は

$$d_i = M_{ij}s_j + b_i \quad (2.10)$$

となる。ここで s_j は j 方向から到来したガンマ線の個数、 b_i は位置 i におけるバックグラウンド計数である。ガンマ線イメージは (2.10) を s_i について解くことで得られる。鮮明なイメージを得るためには $s_j \gg b_i$ でなくてはならないのでバックグラウンド除去が特に重要となる。硬 X 線観測では多くの成果を上げている手法であるが MeV ガンマ線観測に応用するために当たって、光電吸収断面積がガンマ線のエネルギーの $-7/2$ 乗に比例することから非常に分厚いマスクが必要となる。しかし、分厚いマスクはガンマ線のコンプトン散乱も引き起こすため、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なるというジレンマに陥る。

コーデッドマスク法を利用したガンマ線望遠鏡として INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) 衛星に搭載された SPectrometer for INTEGRAL (SPI) が上げられる。SPI ではマスクとして 3 cm 厚のタングステン製コリメータが、検出層として 85 K まで冷却された Ge シンチレータが 19 個設置されており、各々のシンチレータ結晶に 9 個の光電子増倍管が接続されている。また、周囲には衛星筐体空のバックグラウンド除去を目的とした反同時計数用の BGO シンチレータが取り付けられている。Ge シンチレータを用いているため、1 MeV のガンマ線に対して 2 keV の非常に良いエネルギー分解能を持っており、ラインガンマ線の観測に限れば衛星に搭載された MeV 帯域のガンマ線望遠鏡の中で最も高い感度を持つ。一方で、SPI はマスクの重量が 150 kg、反同時計数検出器が 500 kg、Ge シンチレータが 20 kg 全体としては 1309 kg と非常に重い検出器である。これほど多量の反同時計数検出器を備えていながら、バックグラウンドの除去は不十分であり、600 keV 以上で観測された定常天体は 4 例しか報告されていない [14]。

2.3 コンプトン法 (COMPTEL/CGRO)

表 2.2 COMPTEL の性能 [15]

ダイナミックレンジ	1 MeV - 30 MeV
エネルギー分解能	8.8% 1.27 MeV (FWHM)
有効面積	10 - 50 cm ²
視野	~1 str (FWHM)
角度分解能	1°-2°

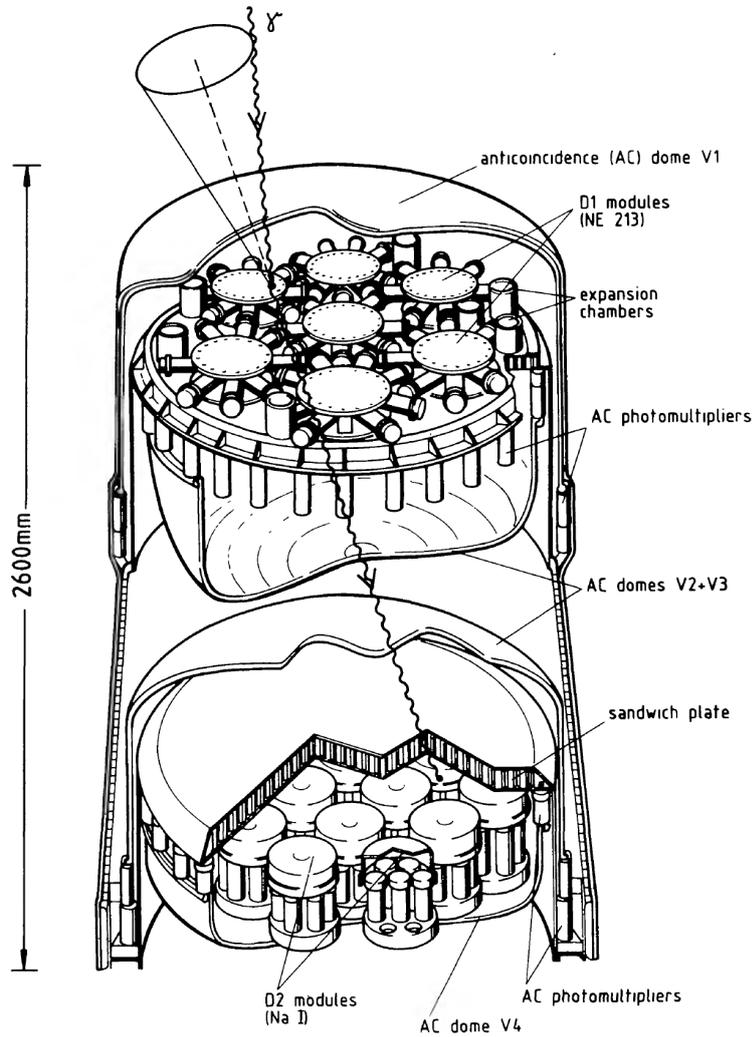


図 2.6 COMPTEL の構成図とコンプトン法によるガンマ線の検出 [15]

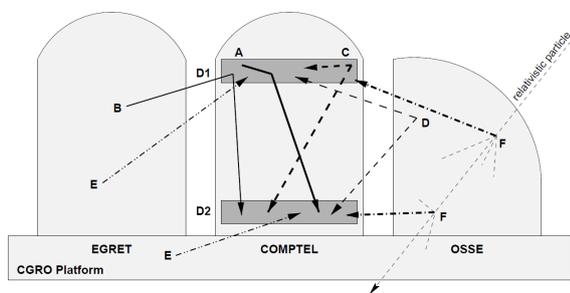


図 2.7 COMPTEL におけるバックグラウンドの概念図 [16]

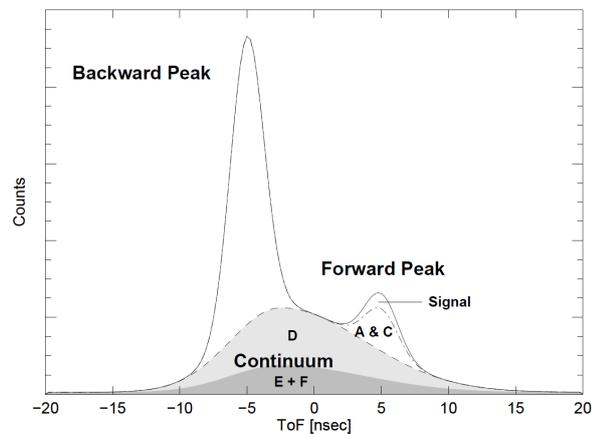


図 2.8 COMPTEL における TOF 分布 (シミュレーション) [16]

コンプトン法とは入射ガンマ線が検出器内で起こしたコンプトン散乱の散乱点・反跳電子の運動エネルギー・散乱ガンマ線の散乱方向とエネルギーを測定することにより入射ガンマ線のエネルギーと到来方向を計算機上で再構成する手法である。この手法では散乱体として固体や液体を使用するため電子の反跳方向は観測量ではない。観測量からの再構成は以下の計算式によって行われる。

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (2.11)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{K_e + E_\gamma} \right) \quad (2.12)$$

ここで ϕ はガンマ線の散乱角である。しかし、この手法では入射・散乱ガンマ線の運動方向ベクトルが張る散乱平面を決定することができないため、到来方向は円環状の領域 (event circle) のどこかであるという推定ができるに過ぎない。そのため、コンプトン法による到来ガンマ線のイメージングでは event circle の重ね書きによる統計的手法が必要となる。event circle の最も密に重なる領域がガンマ線源の位置であるが線源位置以外にも多数の交点が存在し、偽の像 (ghost) が現れるという問題もある。

コンプトン法を利用したガンマ線望遠鏡の例として Imaging Compton Telescope (COMPTEL) が上げられる。COMPTEL は Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) 衛星 (1991-2000) に搭載された 1 MeV から 30 MeV までの帯域に感度を持つガンマ線望遠鏡であり、MeV 帯域における衛星に搭載された望遠鏡としては最高の感度を誇っている。CGRO 衛星に同時に搭載された Burst and Transient Source Experiment (BATSE)、Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE)、Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET) を組み合わせることで衛星全体としては 20 keV から 30 GeV の帯域を観測することができた。

COMPTEL の構成は (図 2.6) のようになっており、コンプトン散乱の散乱体 (D1 module) として 7 個の円柱型有機液体シンチレータ : NE 213 (直径 27.6 cm、厚さ 8.5 cm) を有し、シンチレータそれぞれに 8 個の光電子増倍管が接続されており発光場所も計測することができる。また、散乱ガンマ線の吸収体 (D2 module) として NaI シンチレータ (直径 28 cm、厚さ 7.5 cm) 14 個を有し、こちらはそれぞれ 7 個の光電子増倍管が接続されている。これらは電子数が多いほどコンプトン散乱が起きやすく、核電荷の大きな元素で構成されてるほど光電吸収が起きやすい性質を利用した検出器の配置である。CGRO は上空 450 km を周回する低軌道の衛星であるため、宇宙線と地球大気の影響によって発生するガンマ線がバックグラウンドの一つとなる。COMPTEL では D1 と D2 を 1.58 m 離すことで信号発生タイミング差 (Time of Flight: TOF) を発生させている。TOF によりを用いることで大気ガンマ線バックグラウンドを軽減している。V1-4 は反同時計数用の

プラスチックシンチレータ : NE110 で、宇宙線などの荷電粒子によるバックグラウンドを除去している。

このように TOF や反同時計数検出器によるバックグラウンド除去機構を備えていたが衛星搭載時の COMPTTEL の検出感度は地上試験よりも一桁悪い結果となってしまった。そのため、定常天体の検出も 32 天体にとどまっている [17]。その原因としては衛星筐体から発生する多量のガンマ線が上げられる。筐体由来のバックグラウンドの詳細を示したのが図 2.7 である。COMPTTEL 内部または衛星筐体、相乗りしている検出器での中性子捕獲、放射性同位体の崩壊、検出器外部でのガンマ線散乱がバックグラウンドを生成する。また、COMPTTEL でのヒットの生成方法として単発のガンマ線が D1 で散乱を起こし D2 で相互作用する場合と複数のガンマ線が発生する現象で別々のガンマ線が D1、D2 で相互作用する場合とがある。その他に次に上げる偶然同時計数や宇宙線由来事象等が存在する。

- A:内部からの単発ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊
- B:外部からの単発ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊、ガンマ線散乱
- C:内部からの複数ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊（複数ガンマ線過程）
- D:外部からの複数ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊（複数ガンマ線過程）
- E:偶然同時計数
- F:宇宙線由来事象
- その他 中性子・電子・大気ガンマ線

これらのバックグラウンドにおける TOF のシミュレーション結果が 2.8 である。真の信号のピークが 5 ns 付近であるが A や C に由来するピークも同じ TOF を持つため TOF によるカットだけではバックグラウンドを除去しきれないことがわかる。また、前方ピークだけを取り出した場合でも計数のほとんどがバックグラウンドであるため、十分に明るい天体でなければ検出できなかった。

2.4 多重コンプトン法 (COSI/気球、SGD/ASTRO-H)

多重コンプトン法とは Silicon Strip Detector(SSD) と呼ばれる位置に感度を持つ半導体検出器を複数枚重ね、多数回コンプトン散乱した事象を検出する手法である。この手法には 3 回以上コンプトン散乱を起こした事象について、散乱ガンマ線が検出器内部で光電吸収を起こさなかったとしても入射ガンマ線のエネルギーが完全に決まるという利点がある。これは連続する 3 回のコンプトン散乱点の位置関係から 2 回目の散乱における散乱角が決定できるためである。3 回コンプトン散乱を起こし、検出器外部へとガンマ線が抜

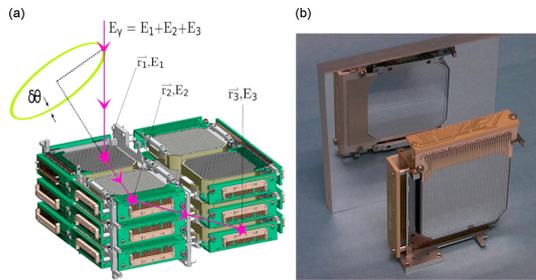


図 2.9 COSI の構成図

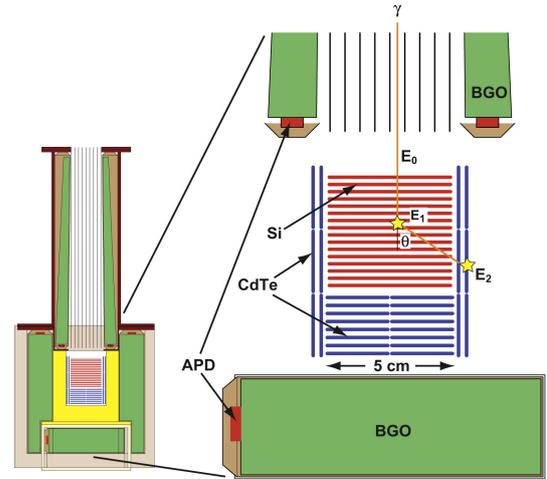


図 2.10 SGD の構成図 [15]

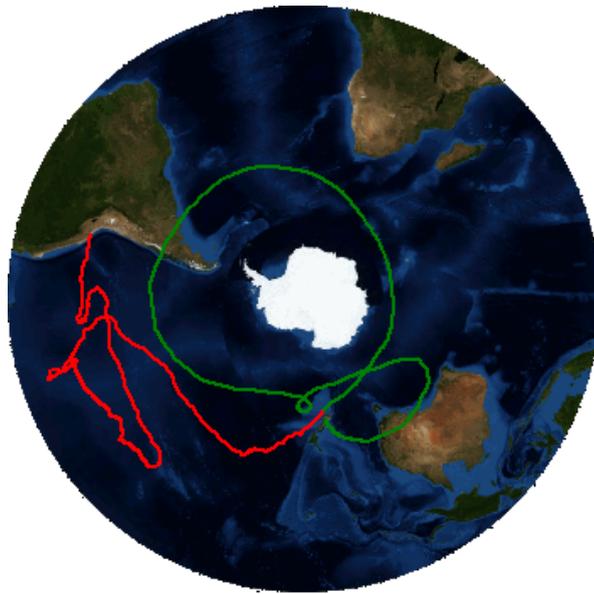


図 2.11 COSI による 2016 年観測時の飛行航路

けた事象についての再構成は

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (2.13)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (2.14)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (2.15)$$

となる。ここで K は反跳電子のエネルギー、 ϕ はガンマ線散乱角であり、添え字は何回目のコンプトン散乱における物理量であるかを表している。しかし、1 回目のコンプトン散乱についてはコンプトン法同様に散乱平面を決定することはできないため、依然として再構成された入射ガンマ線の像は円環状になってしまう。また、コンプトン散乱点が増えるにしたがって、その散乱順序の候補は散乱点の個数の階乗で増えていくため散乱順序の判定が困難である。そのため、実際に解析可能な事象は 3 回散乱程度までである。加えて、1 層の検出器では止まらない高エネルギー電子とガンマ線の区別も解析の上で問題となる。

多重コンプトン法を用いた検出器としては気球観測の Compton Spectrometer and Imager (COSI) や ASTRO-H 衛星(2016 年 2 月-4 月)に搭載された Soft Gamma-ray Detector(SGD) が存在する。COSI は核ガンマ線放射天体とガンマ線偏光の観測を目的とした検出器であり、0.2 MeV から 10 MeV までの領域を対象としている気球観測実験であり、2014 年以前は Nuclear Compton Telescope(NCT) と呼称していた。2.9 図のように Ge 半導体検出器と CsI を用いた反同時計数用検出器から構成されている。検出器ひとつ当たりの寸法が 8 cm × 8 cm × 1.5 cm と非常にコンパクトである。NCT としては米国 Fort Sumner にて 2005 年と 2009 年の 2 回気球観測に成功している。2009 年の観測では上空約 40 km での 7 h 時間のデータを用いて Maximum Likelihood Expectation Maximization(MLEM 法) による解析を行うことで Crab(Nebula+Pulsar) を 6σ の有意度で検出することに成功している。COSI としては 2016 年にニュージーランドの Wanaka を放球地とする高度 33 km、観測期間 46 日間の南極域周回長期観測を行っており、ガンマ線バーストの観測に成功している。

SGD は 60 keV から 600 keV までの領域を観測対象としている。散乱体として Si 半導体検出器、吸収体として CdTe 半導体検出器を用いており、周囲を BGO の反同時計数検出器で覆っている (図 2.10)。これによる狭視野可化のために、再構成された円環領域の中から本来の到来方向を決定することができる。ASTRO-H には図 2.10 に示す検出器が 3 台セットで 2 組搭載された。

表 2.3 COSI の性能

ダイナミックレンジ	0.2 MeV - 5 MeV
エネルギー分解能	0.2-1%
有効面積	
視野	全天の 25%
角度分解能	

2.5 ETCC

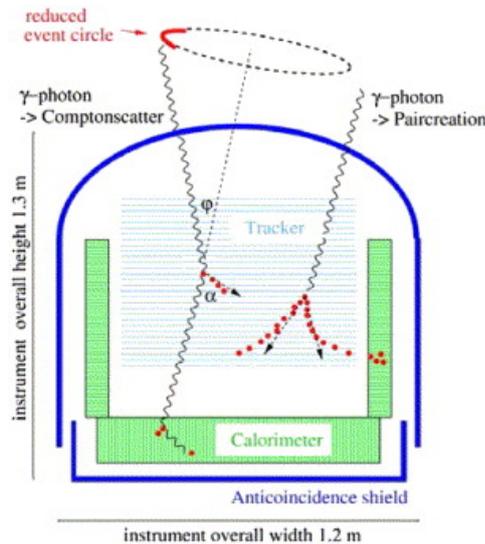


図 2.12 MEGA の概念図 [18]

電子飛跡を検出することにより電子の反跳方向を取得し、コンプトン事象を完全に再構成する手法およびこの手法を採用した検出器を電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton camera : ETCC) という。到来方向が完全に決まることで統計的手法に頼ることなくイメージングが可能となる。ETCC におけるガンマ線再構成は

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (2.16)$$

$$\vec{s} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (2.17)$$

によって行われる。ここで \vec{s} は入射ガンマ線、 \vec{g} は散乱ガンマ線、 \vec{e} は反跳電子の運動方向を表している。散乱体としては我々が採用しているガス以外に Si を使った検出器の開発が進められている。散乱体による最も大きな違いは電子飛跡検出の際に要求される位置分解能にある。500 keV のガンマ線が 45° の散乱角で散乱された際の反跳電子の運動エネルギーは 100 keV 程度である。100 keV の電子は散乱体に用いている物質による多重クーロン散乱のために Ar 1 気圧中では 1 mm 程度で本来の運動方向の情報を失う。Si 中での飛程は 100 μm 程度あるが、反跳方向を 20° 程度の精度で得るためには少なくとも 1 μm 程度の位置分解能が要求される。

散乱体の材質として我々が採用しているガス以外に半導体を用いる手法も存在する。Si 半導体検出器を用いた ETCC では多数枚の Si 層を用意しそれらを通じた電子を 3 次元

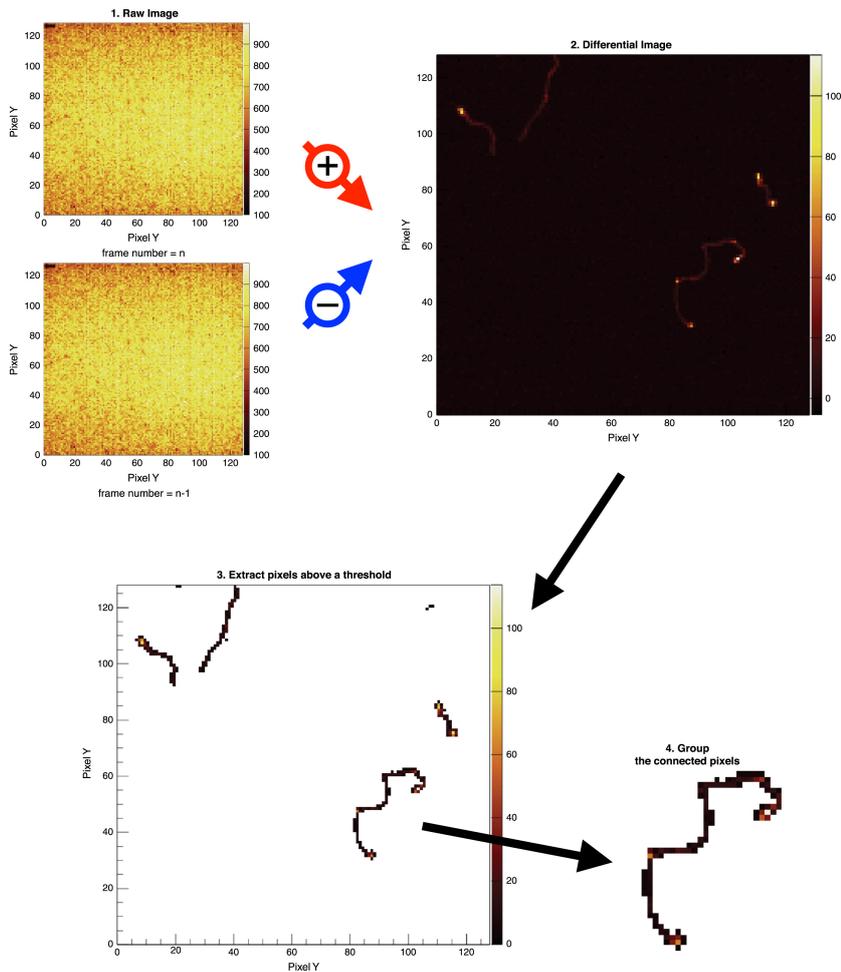


図 2.13 Si-CMOS 試作機における電子飛跡検出 [19]

的に捉える手法と Si 層 1 枚の中に留まった電子を二次元的に捉える手法の 2 種類の開発が進められている。前者の例としては Medium Energy Gamma-ray Astronomy (MEGA) が上げられ、0.4 から 50 MeV の観測を目指している [18]。図 2.12 に示すようにコンプトン散乱事象と電子-陽電子対生成事象の両方を一台の検出器で検出する。100 keV の反跳電子でも $100\ \mu\text{m}$ で 20° 程度のクーロン多重散乱を受けるため、Si 層の極薄化と読み出しピクセルの微細化を行う必要がある。後者の例としては ISAS の高橋研究室で開発されている Si-CMOS 検出器が上げられる。検出部全体の寸法が $2.56\ \text{mm} \times 2.56\ \text{mm}$ で、 $20\ \mu\text{m}$ ピッチのピクセルを持つ試作機において図 2.13 に示すように電子飛跡の取得が実現されている [19]。検出部の厚みは反跳電子のエスケープを防ぐために $500\ \mu\text{m}$ となっている。電荷積分を行い、読み出し時刻ごとの差分を取ることでその間に走行した電子の飛跡が得られる。この解析手法にはリセットノイズや固定パターンノイズが差分を取ることで除去できるというメリットがある。このようにして取得されるのは二次元飛跡のみであるが、コンプトン法の抱えていた円環状の入射ガンマ線像の問題に関しては散乱ガンマ線方向に

対して垂直な平面上での運動量保存からの制限により入射方向を一意に決定できるため、解消できている。ただし、現状の読み出しピッチでは入射ガンマ線再構成時の角度分解能が 100° 程度となってしまうため、天文用としての性能は不十分である。今後、散乱ガンマ線の吸収体となる検出器と組み合わせることで ETCC のとしての動作が期待される。

我々が開発しているガスを用いる ETCC については3章で細説する。

第 3 章

ETCC と SMILE 計画

Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment 計画 (SMILE 計画) はガスをを用いた ETCC の開発を進めることで MeV 帯域が抱える「感度ギャップ」の問題を解消することで MeV ガンマ線天文学を躍進させることを目的としている (図 3.20)。コンプトン法やコーデッド・マスク法などの従来の観測技術は入射光子について事象ごとに到来方向を決定することができず、統計処理を行うことでイメージングを行っていた。こういった手法では可視光や X 線での光学との差異が大きく、イメージング性能の定量的評価が困難であった。また、本来の到来方向以外からの漏れ込みが発生してしまうため、宇宙のような高雑音環境では十分なイメージング性能を発揮することができないという問題もある。そこで、到来ガンマ線方向を事象ごとに決定する光学に基づくイメージングを行う検出器が必要となる。ETCC では検出器内で起きたコンプトン事象を再構成することで到来ガンマ線方向を事象ごとに決定することができる。また散乱体としてガスをを用いることで固体や液体に比べ反跳電子が受けるクーロン多重散乱の影響が少なく、また、3 次元的に電子飛跡替が捉えられるため、コンプトン事象と他の雑音となる事象との判別能力、荷電粒子判別能力を兼ね備えており高い雑音除去能力を持ち、他の MeV ガンマ線検出器と比較して格段に高い雑音耐性を誇る。

3.1 ETCC の角度分解能

可視光や X 線といった光学に基づくイメージングが一般的なエネルギー帯域では点源のに対する像である Point Spread Function (PSF) を用いて方向決定精度が議論される。従来までの MeV ガンマ線イメージングは統計的手法に頼っていたために PSF の定義が不明確であった。しかし、ETCC によるイメージングでは 1 事象毎に到来方向の細孔性が可能であるため、MeV ガンマ線に対しても PSF を定義することが可能である。ETCC の PSF は Angular Resolution Measurement (ARM) と Scatter Plane Division (SPD) の 2 成分

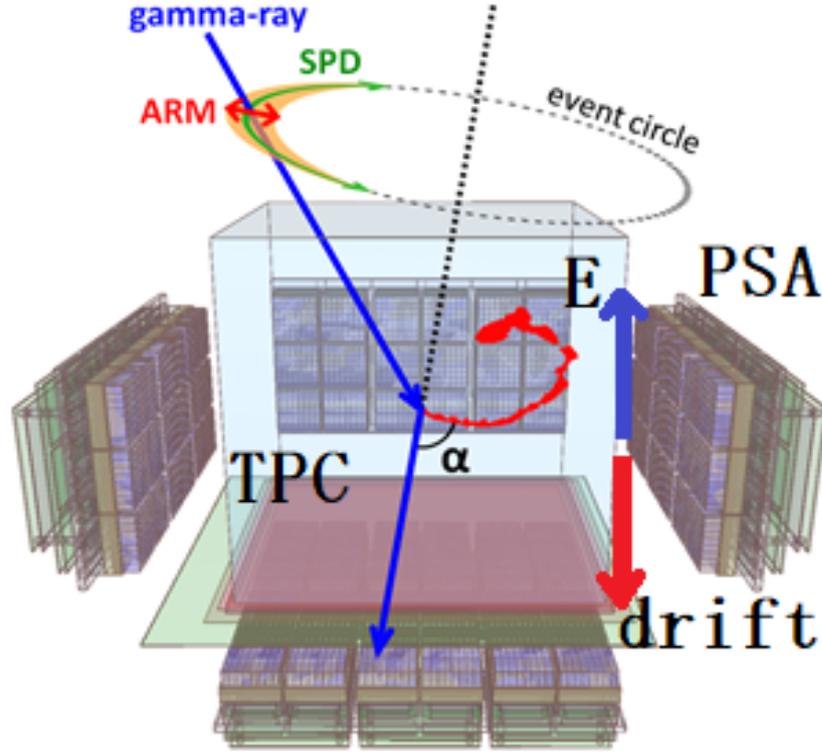


図 3.1 ETCC の概念図

によって決定される (図 3.1)。

ARM は散乱角の決定精度を表しており、

$$ARM \equiv \arccos \vec{s} \cdot \vec{g} - \phi \quad (3.1)$$

で定義される。ここで \vec{s} と \vec{g} は入射ガンマ線の真の運動方向と散乱ガンマ線の真の運動方向、 ϕ は測定から求まる散乱角である。 ϕ はエネルギー測定から

$$\phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (3.2)$$

となる。そのため、各検出器のエネルギー分解能によって ARM が決定される。ガンマ線検出器のエネルギー分解能を $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ 、電子検出器のエネルギー分解能を $\Delta K_e / K_e$ とおくところあるコンプトン事象に対して

$$\Delta \phi^2 = \frac{1}{2 \frac{E_\gamma E_0}{m_e c^2 K_e} + 1} \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^2 \left\{ \left(\frac{\Delta K_e}{K_e} \right)^2 + \left(1 + \frac{E_0}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \right\} \quad (3.3)$$

となる。散乱角を変数とした際の ARM の確率分布はコーシー分布で近似できる。

SPD は散乱平面の決定精度を表しており、

$$SPD = \vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|} \right) \quad (3.4)$$

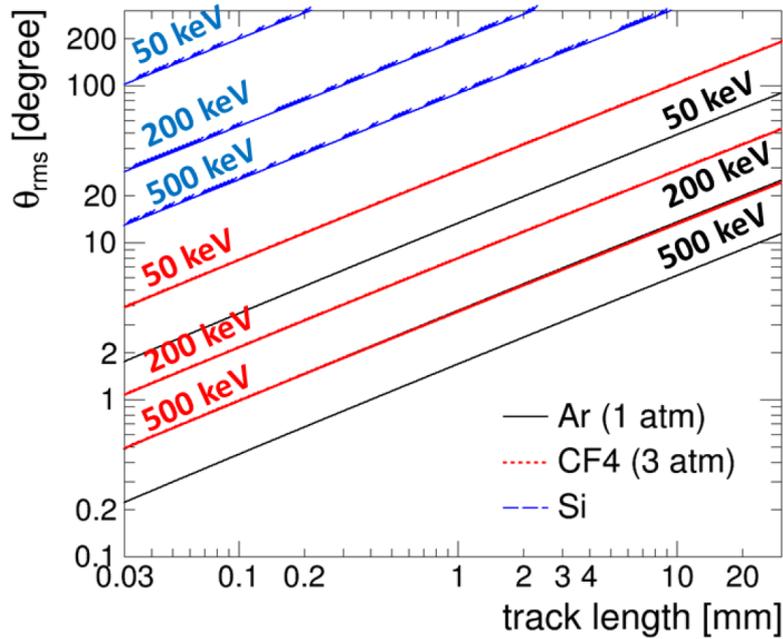


図 3.2 多重クーロン散乱による運動方向の忘却

で定義される。ここで \vec{s}_{rcs} は再構成により求めた入射ガンマ線の運動方向である。SPD の原理限界を与える要因としては反跳電子のクーロン多重散乱による拡散が考えられる。 $\beta < 0.05$ の遅い電子や原子番号の大きな原子が散乱体である場合を除いて、 $\theta \approx 30^\circ$ 程度まではモリエール理論 (Moliere 理論) が実験結果と良い一致を示す。微小角散乱成分についてはガウス関数でよく近似されるが、 θ^{-4} に比例するテイルが存在し、後方散乱成分も無視することはできない。モリエール理論を簡便化した式として

$$\theta_0 = \frac{14.1 \text{ MeV}}{p\beta c} Z \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left\{ 1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{L}{L_R} \right) \right\} [\text{rad}] \quad (3.5)$$

が用いられる [20]。ここで L は電子の行程、 L_R は電子が通る物質の放射長である。

散乱平面は電子反跳方向のみに依存しているため、SPD の改善には電子飛跡解析手法の改良が必須である。現在の解析手法では散乱体検出器での信号の波形を考慮することによる生信号における電子飛跡を細線化するアルゴリズムが組み込まれており、図?? に示すように SPD は 90° 程度となっている。

PSF の Half Power Radius と ARM・SPD の関係は図 3.3 のようになっており、両者をバランスよく改善することが PSF の性能向上において重要となる。

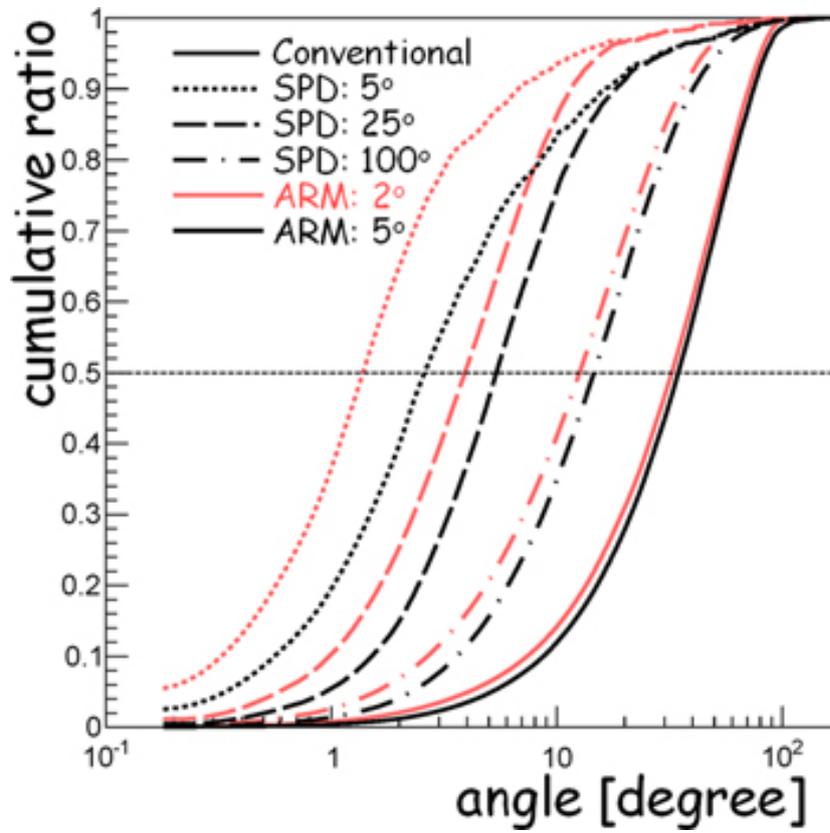


図 3.3 ARM・SPD と PSF の関係 [21]

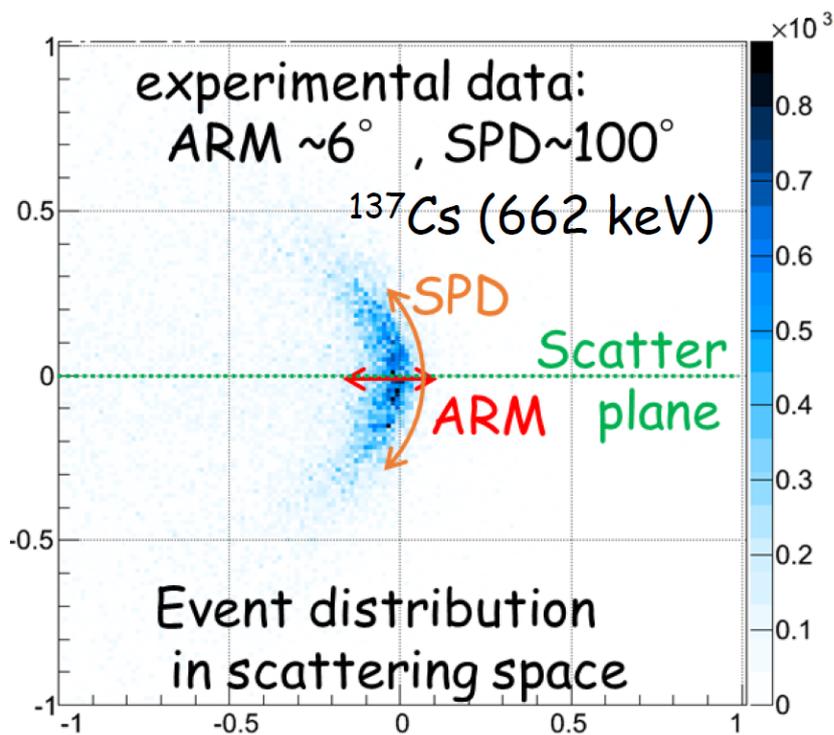


図 3.4 ARM・SPD と PSF の関係 [21]

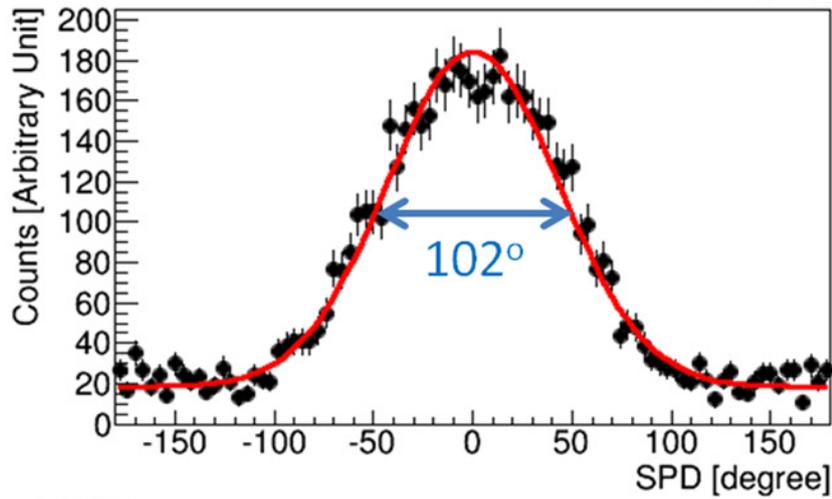


図 3.5 SPD(10 から 80 keV)[21]

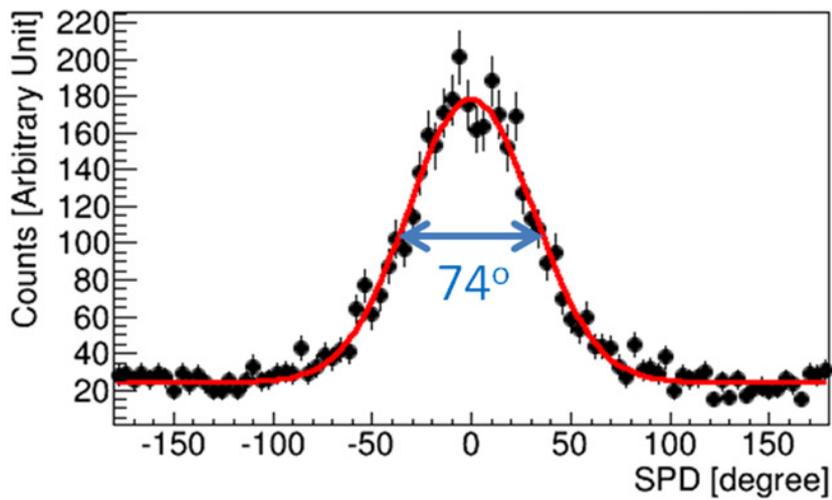


図 3.6 SPD(> 80 keV)[21]

3.2 ETCC の雑音除去能力

ETCC は電離損失率による粒子判別や α 角によるコンプトン事象判別といった雑音除去能力を兼ね備えている。

荷電粒子がガス中を運動する際の電離損失率は Bethe-Bloch の式：

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e c^2 \beta^2} N Z \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.6)$$

であらわされる。ここで Z は物質の原子番号、 z は荷電粒子の電荷の価数である。飛程中の電離損失率の変化は荷電粒子の電荷・質量によって固有であるため、検出された飛跡の

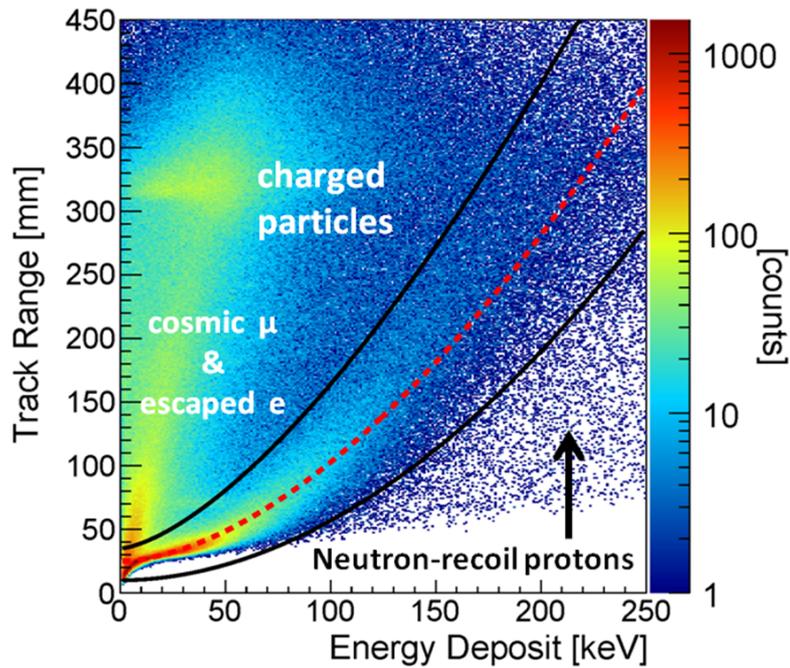


図 3.7 電離損失の違いを用いた荷電粒子判別

電離損失率を見ることで荷電粒子の判別が可能となる。地球上層・宇宙環境では大量の宇宙線バックグラウンドが存在するため電離損失率による粒子判別を用いた雑音除去が重要となる。

散乱平面内のみ注目すると入射ガンマ線再構成に関する ETCC の測定量は E_γ と K_e 、電子飛跡とガンマ線吸収点から求まるガンマ線散乱方向と電子反跳方向のなす角： α の 3 つである。また、推定すべき物理量は散乱角： ϕ と入射ガンマ線のエネルギー E_0 の 2 つである。一方、これら 5 つの変数の間の関係式は運動量保存則が 2 式とエネルギー保存則が 1 式、合計 3 式存在するため方程式が 1 つ余分となる。この余分な自由度を用いて上述の幾何情報から求まる α (以下、 α_{geo}) とは別に E_γ と K_e を用いて α を計算することもでき、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (3.7)$$

となる。 α_{kin} と α_{geo} の一致をみることでバックグラウンド事象とコンプトン事象の判別が可能となる。

3.3 ETCC の構成

ETCC は Time Projection Chamber(TPC) と Pixel Scintillator Array(PSA) の 2 種類の放射線検出器から構成される。ETCC で用いられる TPC は Micro Pixel Chamber (μ -PIC) と Gas Electron Multiplier(GEM) の 2 つの電極を用いることで電子の増幅・検出を行っている。この節ではそれぞれの詳細について述べる。

3.3.1 μ -PIC

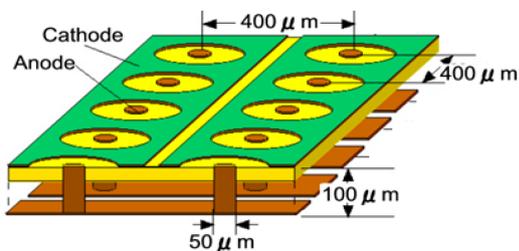


図 3.8 μ -PIC の模式図 [22]

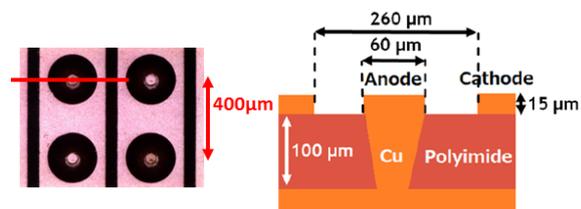


図 3.9 μ -PIC の断面図 [23]

μ -PIC とは谷森達らによって考案された二次元読み出し可能なガス検出器である [22]。同じく位置に感度を持つ検出器である MSGC で問題となった放電耐性の低さを解決すべく開発された。直径 $60 \mu\text{m}$ の柱状のアノード電極と直径 $250 \mu\text{m}$ の穴を有するストリップ状のカソード電極から構成されている。微細加工技術を用いて制作された検出器である Micro-Pattern Gas Detector(MPGD) の内、位置に感度を持つ検出器として 1998 年に A. Oed により考案された Micro Strip Gas Chamber (MSGC) が存在する [24]。MSGC はストリップ状のアノード電極 (幅 $10 \mu\text{m}$) とカソード電極 (幅 $100 \mu\text{m}$) が $200 \mu\text{m}$ 周期で並行かつ交互に並ぶ構造をしている。ストリップと垂直な方向に対して $30 \mu\text{m}$ の位置分解能を持つ。しかし、カソード周りの電場が強くなりすぎるために放電耐性が低く、1000 以上のガスゲインを安定に得ることが困難であるという問題を持つ。 μ -PIC は図 3.8 に示す電極構造を用いることでカソード周りの電場を弱めることで MSGC が抱えていた放電耐性の問題を解決している。現在使用している μ -PIC は Printing Circuit Board (PCB) 技術により作成されたものであるが、Micro Electro Mechanical Systems(MEMS) 技術を用いることにより、より微細で高精度な加工が可能となり、高ゲインでピクセル毎のゲインの一様性の高い μ -PIC が製作可能である [23]。

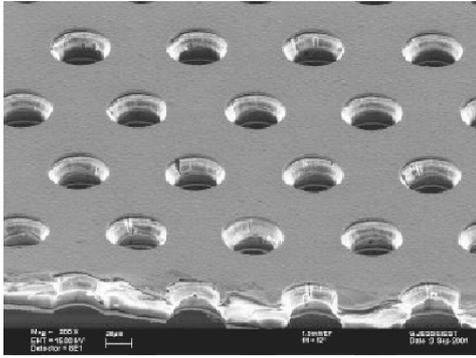


図 3.10 GEM の電子顕微鏡写真 (50 μm 厚、孔径 70 μm 、ピッチ 140 μm) [25]

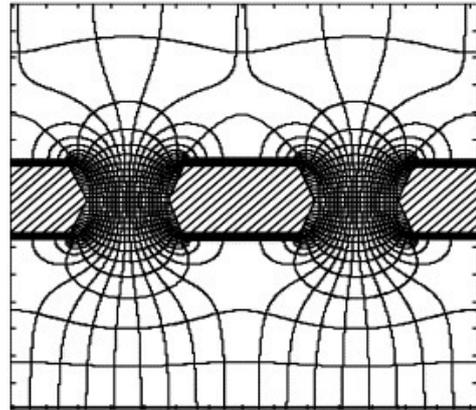


図 3.11 GEM の典型的な電場構造 [26]

3.3.2 GEM

GEM とは F.Sauli らによって 1997 年に考案されたガス電子増幅器である [27],[28]。両面を金属コーティングされた絶縁体製の薄膜に無数の孔をあけた構造をしており、絶縁体としてはポリイミドや液晶ポリマー (LCP) などが用いられ、典型的な孔密度は $50\text{-}100 \text{ mm}^2$ である。両面に電位差を生じさせることで位置情報を保ったまま一次側から二次側へ電子を輸送しつつ増幅させることができる。一般的には他の Micro-Pattern Gas Detector (MPGD) や読み出しパッドと位置分解能を持つ検出器と組み合わせて用いられ、電荷読み出しを行わない前段の電子増幅器の役割を担う。GEM を用いない MPGD 単体での運用では、まれに発生する高エネルギー事象によって生じる電子-イオン対の数密度が Reather 限界 ($\sim 10^7/100\mu\text{m}$) を超えることでストリーマを形成し放電が起きることが問題となる。GEM との組み合わせにより電子増幅を分割し、局所的に発生する最大の電荷密度を抑えることで放電を抑制することができる。また、MPGD での電離によって発生したイオンが GEM で吸収されることでドリフト領域へのイオンフィードバックを抑える効果もあり、ドリフト電場を安定化させることができる。現在、SMILE 実験では直径 70 μm の円形孔がピッチ幅 140 μm の三角格子状に開けられた LCP 製 100 μm 厚 GEM を使用している。

3.3.3 TPC 読み出し

SMILE では $\mu\text{-PIC}$ と GEM の 2 つの電子増幅用の電極を組み合わせ TPC として動作させている。図 3.12 は $\mu\text{-PIC}$ の電荷読み出しボードとそのブロックダイアグラムである。現在使用している $\mu\text{-PIC}$ では 400 μm ピッチで電極が並んでいる。しかし、これらを 2 本ずつまとめて 800 μm ピッチでまとめて読み出しを行っても信号/雑音比の違いのために

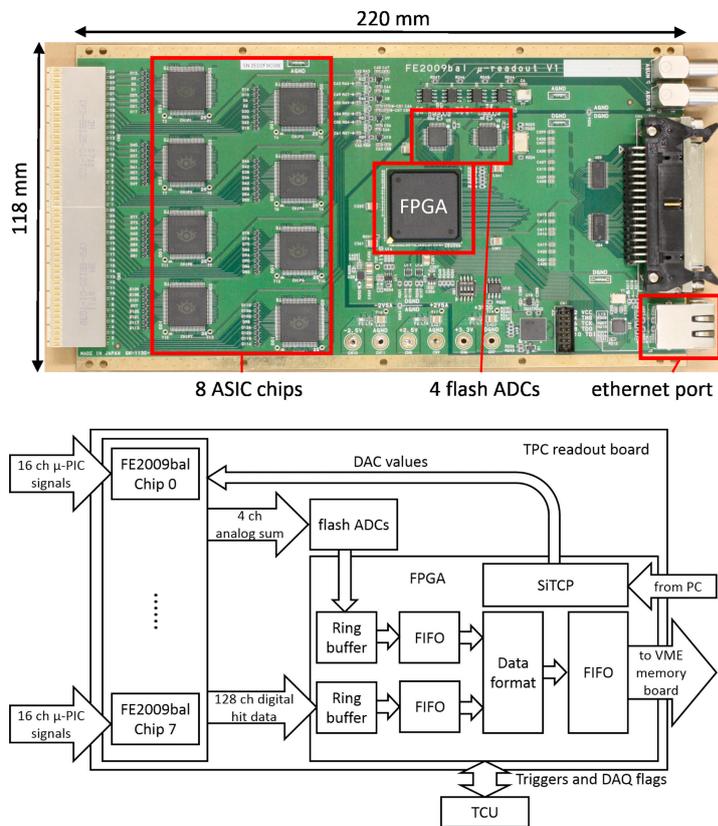


図 3.12 TPC 読み出しボード [29]

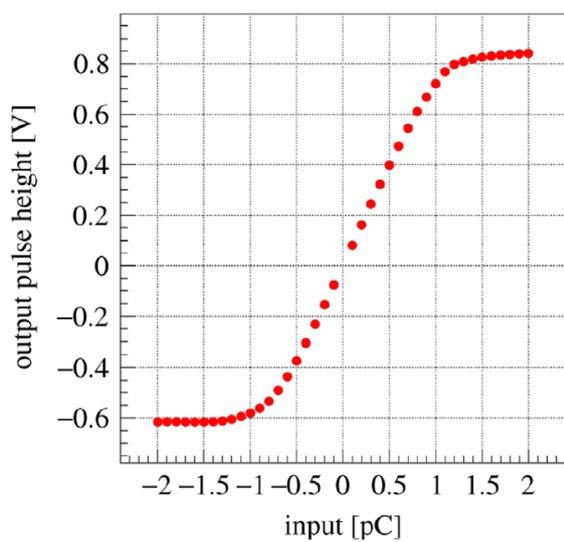


図 3.13 FE2009bal のアナログサム出力のピーク値と入力電荷の対応 [29]

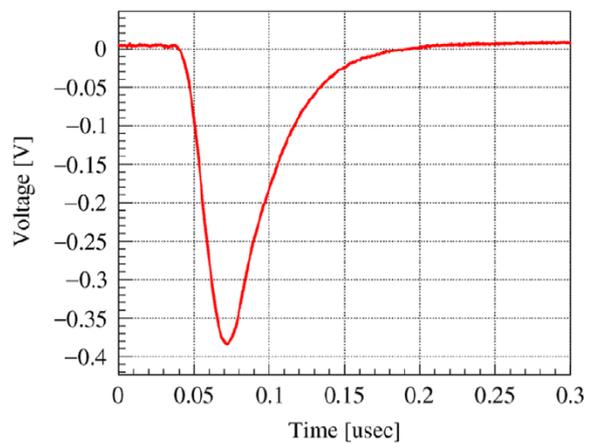


図 3.14 FE2009bal のアナログサム出力波形 [29]

電子飛跡の位置分解能に差が見られない。そのため、より消費電力の少ない $800 \mu\text{m}$ ピッチでの読み出しを採用しており、TPC 読み出し回路での消費電力は 45 W ($30 \text{ mW}/\text{strip}$) となっている。8つの ASIC チップ (FE2009bal)、4つの flash ADC、FPGA が組み込まれている。ASIC チップの出力 2つずつが足し合わされ A-D 変換されるため、一枚の読み出しボードでは 64 ストリップごとに区切られた 4 領域の電荷量がデータとして出力される。

表 3.1 FE2009bal の性能 [29]

プロセス	$0.5 \mu\text{m}$ CMOS
入力数	16 ch
プレアンプゲイン	$0.6 \text{ V}/\text{pC}$
ピーキングタイム	30 ns
サムアンプゲイン	$0.8 \text{ V}/\text{pC}$
ダイナミックレンジ	$-1 \sim +1 \text{ pC}$
クロストーク	$<0.5 \%$
タイムウォーク	$\sim 6 \text{ ns}$ (10 fC to 1 pC)
ENC($C_d=100 \text{ pF}$)	$\sim 6000e^-$
消費電力	$18 \text{ mW}/\text{ch}$

3.3.4 PSA

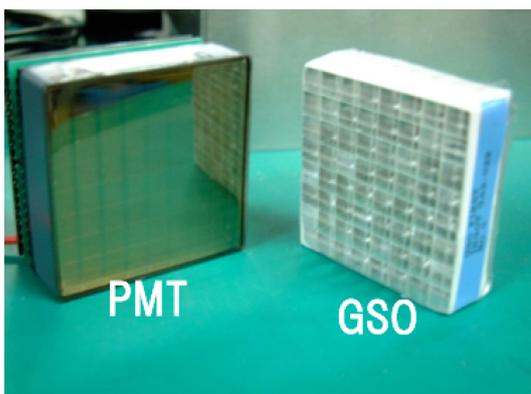


図 3.15 PMT(H8500) と GSO 結晶 [29]

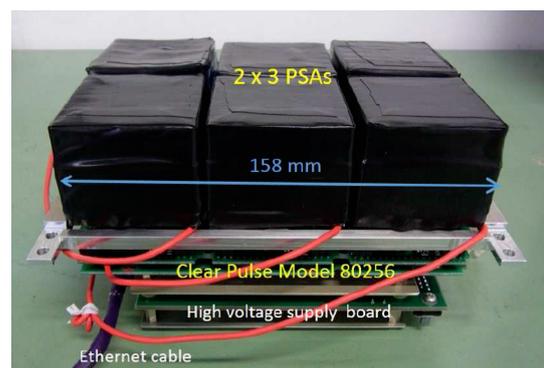


図 3.16 ヘッドアンプ [29]

PSA とは多数のピクセル状シンチレータから構成される位置に感度を持つ放射線検出器である。ETCC では吸収体として使用しているため核電荷の大きな原子からなる物質を用いる必要がある。散乱体検出器とのコインシデンスを取るために吸収体に使用するシンチレータ材には減衰時間が数十 ns 程度以下であることが求められる、SMILE 実験では現

在、シンチレータ材として GSO(Ce) (化学式: $Gd_2SiO_5 : Ce$) を使用している。GSO(Ce) は 30 から 60 ns の短い減衰時間を持ち、高い放射線耐性、潮解性を持たないといった性能を有しており、ETCC 用のシンチレータ材として優れている。Suzaku 衛星に搭載された Hard X-ray Detector (HXD) での使用実績もあり、また、アレイ化した際のエネルギー分解能も表 3.2 にあるように 11% (662 keV, FWHM) と、申し分ない。結晶寸法は側面用が $6 \times 6 \times 13$ mm、底面用が $6 \times 6 \times 26$ mm としている。底面のシンチレータを厚くしているのは数 MeV 程度のガンマ線は前方散乱の確率が大きいためである。光検出には光電子増倍管:H8500(浜松ホトニクス)を使用している。H8500 には 6×6 mm² のピクセル上の光電子増倍管が 8×8 個、組み込まれており利得は 10^6 程度であるが、ピクセル毎の最大利得と最小利得の比が 3 倍程度となっており利得の一様性には難がある。SMILE- II I 以降では、省電力化や利得一様性、省スペース化の観点から Multi-Pixel Photon Counte (MPPC) への変更を予定している [30]。

表 3.2 GSO(Ce) シンチレータの性能

ピクセル数	6912 ピクセル (底面 : 2304 ピクセル、側面 : 1152 ピクセル)
材質	GSO(Ce)
寸法	底面: $6 \times 6 \times 13$ 、側面 : $6 \times 6 \times 26$
エネルギー分解能	11% (662 keV, FWHM)
消費電力	~60 W (0.6 W / PMT)

3.4 気球観測実験：SMILE-2+ と将来計画

SMILE-I の観測により宇宙線や大気ガンマ線といった高バックグラウンド下における ETCC を用いたガンマ線フラックス測定の実証は成されたがイメージング性能については実証されていない。2018 年 4 月に予定されている気球観測実験：SMILE-2+ では銀河中心からの電子-陽電子対消滅 511 keV ガンマ線分布やかに星雲の観測を通して ETCC のイメージング性能の実証を行う。ETCC の光学に基づくイメージング手法と高い雑音除去能力によって、COMPTEL で問題となった地上較正実験からの予想検出感度と上空での実際の検出感度の食い違いの解消が期待される。観測時間は 36 時間程度を予定しており、この間の主な観測対象の高度は図 3.19 のようになっている。銀河中心・かに星雲ともに 5 時間以上の観測時間が確保できる見込みであり、 5σ 以上の有意度での検出が期待される。SMILE-2+ 用 ETCC では充填ガス圧を 1 気圧から 2 気圧へ変更し、底面用シンチレータを 13mm から 26mm へ厚みを変更した。さらに、従来まではシンチレータがガス容器外部に設置されていたがこれを容器内部へ配置変更することで図 3.21 のように電

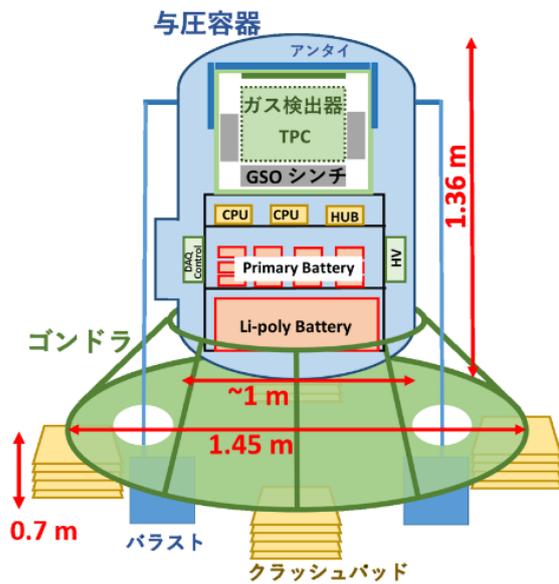


図 3.17 SMILE-2+ システムの概略図

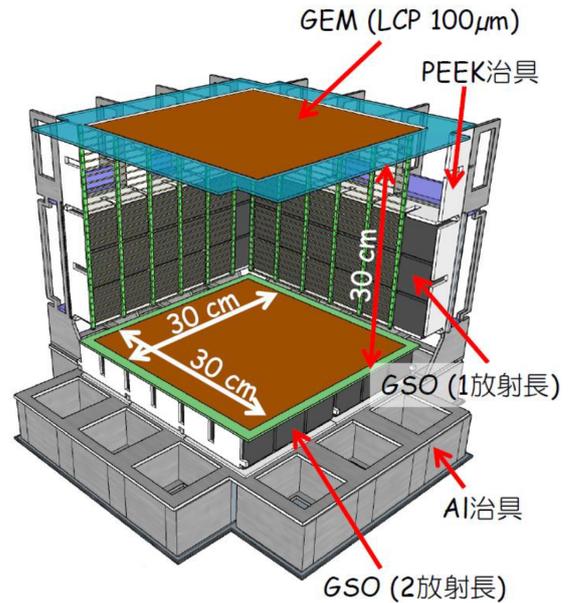


図 3.18 SMILE-2+ ガス容器内部の構造

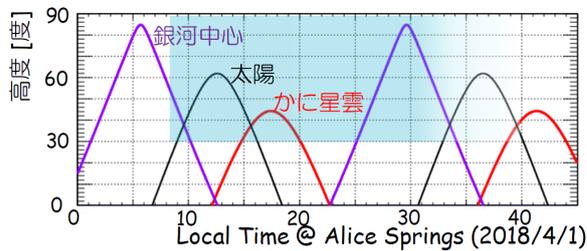


図 3.19 SMILE-2+ で観測される天体の高度

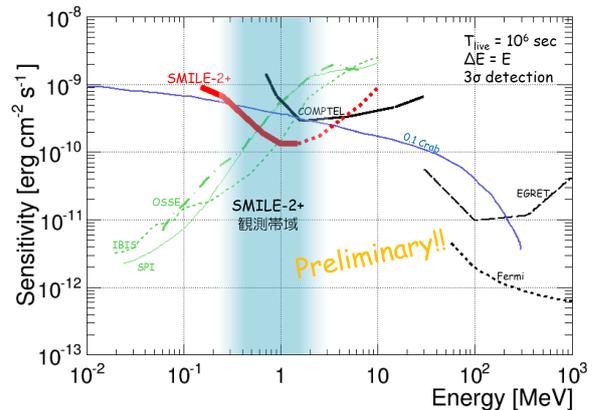


図 3.20 SMILE-2+ の検出感度

子が TPC 有感領域内で止まらない事象も検出できるようになった。これらの設計変更による性能向上については 8 章で詳細に述べる。図 3.20 に示すように同じ観測時間を想定すると COMPTEL よりも良い検出感度が達成できる見通しである。

また、直近の将来計画として 2021 年頃の実施を目標に MeV ガンマ線による本格的な科学観測を目的とする SMILE-III を予定している。SMILE-III では Ar メインから CF₄ メインへと充填ガスの種類を変更するとともに 40 × 40 × 40 cm³ へとガス体積を増やすまたは SMILE-2+ 相当の検出器を 2 台同時運用することにより、有効面積・検出感度の向上を図る (図 3.22)。充填ガスの改良については 6 章で述べる。概算では衛星に搭載された COMPTEL を上回る検出感度を 1 ヶ月程度の長期気球観測により達成できる見通しであ

表 3.3 SMILE 用 ETCC の構成 (※ 4 台での運用を想定)

ETCC	ガス体積	充填ガス	シンチ
SMILE-I	10 × 10 × 15cm ³	Xe(80%)Ar(18%)C ₂ H ₆ (2%)(1 atm)	GSO (1 放射長 底面ののみ)
SMILE-II	30 × 30 × 30cm ³	Ar(95%)CF ₄ (3%)isoC ₄ H ₁₀ (2%)(1 atm)	GSO (1 放射長 底面 + 側面)
SMILE-2+	30 × 30 × 30cm ³	Ar(95%)CF ₄ (3%)isoC ₄ H ₁₀ (2%)(2 atm)	GSO (底面:2 放射長 + 側面:1 放射長)
SMILE-III	40 × 40 × 40cm ³ ?	CF ₄ × イン (3 atm) ?	GSO (3 放射長) ?
SMILE-satellite ※	50 × 50 × 50cm ³ ?	CF ₄ × イン (3 atm) ?	GSO (10 放射長) ?

表 3.4 SMILE 用 ETCC の性能

ETCC	有効面積	視野	エネルギー分解能	PSF	ARM	SPD
SMILE-I	1 mm ²	3 str				
SMILE-II	0.5 cm ² @300 keV	3 str		6°@662 keV		
SMILE-2+	2 cm ² @300 keV(シミュレーション)	3 str				
SMILE-III	10 cm ² @300 keV(シミュレーション)	3 str				
SMILE-satellite	200 cm ² @300 keV(シミュレーション)	3 str				

表 3.5 SMILE 実験内容

実験名	主目的	実験地	観測日時	観測高度 [km]	観測時間 [h]	ガンマ線事象数
SMILE-I	強度測定技術の実証	東北・三陸沖	2006/9/1	32-35	3	420
SMILE-2+	撮像技術の実証	豪州 Alice Springs	2018/4	38	36 程度	
SMILE-III	本格科学観測	極周回?	2021?	数百		

第 4 章

TPC の基礎

TPC では有感領域を通過した荷電粒子の飛跡情報を 3 次元的にとらえることができるガス検出器である。TPC に充填されたガス中を荷電粒子が運動することにより、荷電粒子の飛跡に沿って多数の電離電子が発生する。図 3.1 のように検出器内部にドリフト電場が設けられているため電子が一方向へドリフトされる。そして、 μ -PIC や GEM などの MPGD を用いてドリフト電子の二次元分布を検出する。電子のドリフト速度はほぼ一定とみなせるため電荷が読みだされた時刻から電極に垂直な方向 (以下、 z 方向) についての発生電荷分布も再構成することができる。ただし、上記のようにして得られる z 方向の位置情報は TPC のトリガーとなった位置を基準とした相対的なものである。絶対位置を決定するためには付加的な情報が必要になる。ETCC では散乱ガンマ線が吸収体で相互作用を起こした時刻を用いることで絶対位置を決定している。その他の絶対位置決定手法としては陰イオンのドリフト時間差を用いる手法も存在しており、ダークマターのように散乱粒子をとらえることが困難な場合に利用される。本章では相互作用一の決定において重要となる電子のドリフトとドリフト中の拡散現象、エネルギー測定で重要となる電子増幅過程について解説する。

4.1 電子のドリフトと拡散

ガス中で発生した電荷は一様なドリフト電場によって一方向へ加速され、ガス分子との散乱を経て一定のドリフト速度に収束する。温度一定の場合、ドリフト速度 v_d とガス圧 p 、ドリフト電場 E の間には

$$v_d = g \left(\frac{p}{E} \right) \quad (4.1)$$

の関係が成り立つことが知られている。関数 g の形状はガスお種類によって変化するが、一般には電場が弱い範囲では一次関数、電場が強い範囲ではほぼ一定値となる。ドリフト領域における電子の典型的な運動エネルギーは数 eV 程度である。この

エネルギースケールでは電子波がガス分子のポテンシャルのために干渉を起こし、散乱断面積に特殊な構造が見られることがある。その例がラムザウアー-タウンゼンド効果 (Ramsauer-Townsend 効果) である。He と Ne を除く希ガスでは数 eV 付近に弾性散乱断面積の鋭い極小がみられる。希ガス以外には CH_4 や CF_4 など球形に近い分子構造を持つガスでも同様の現象がみられる。ラムザウアー-タウンゼンド効果が寄与する場合、電場の強さによってドリフトに寄与するガス分子が変化するためドリフト速度の電場依存性は複雑なふるまいを示す。図 4.1 に本研究で試験を行った $\text{Ar}(95\%)\text{CF}_4(3\%)\text{isoC}_4\text{H}_{10}(2\%)$ と $\text{Ne}(59.7\%)\text{Ar}(0.3\%)\text{CF}_4(40\%)$ のドリフト速度の比較を示す。Ar メインガスでは 300 V/cm/atm 付近にドリフト速度の極大の構造がみられるのに対して、 CF_4 メインガスではより高い電場範囲まで単調に増加している。

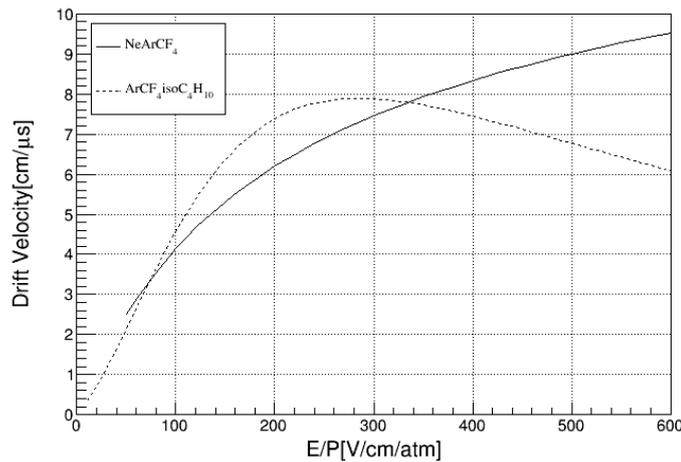


図 4.1 Ar メインガス・ CF_4 メインガスのドリフト速度

電子はドリフト中に起こすガス分子との散乱によって拡散されることで重心位置からの広がりが徐々に大きくなる。電場が弱い場合には熱運動が支配的であり等方的に拡散する。熱的極限の拡散係数 D_{therm} は次式に従う。

$$D_{\text{therm}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{eE}} \quad (4.2)$$

電場が強くなるにしたがって電場と垂直な方向により拡散しやすくなる異方性が現れる。拡散は電場と垂直な方向でより大きくなる傾向にある。Magboltz[31] を用いた実際の計算例が図 4.2、4.3 である。TPC におけるドリフト電場と並行な方向の位置分解能はドリフト電場が弱すぎる場合にはドリフト電子の縦拡散によって、ドリフト電場が強すぎる場合には電荷読み出しのクロック数によって律速され、次式で表される。

$$\sigma_z(z) = \sqrt{D_L^2 z + \frac{1}{12} \frac{v_d}{f_{\text{clk}}}} \quad (4.3)$$

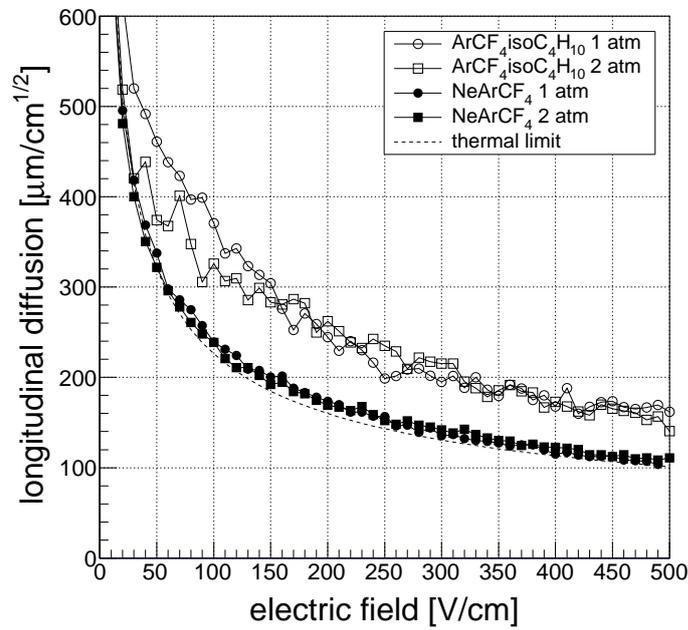


図 4.2 縦拡散係数の電場依存性

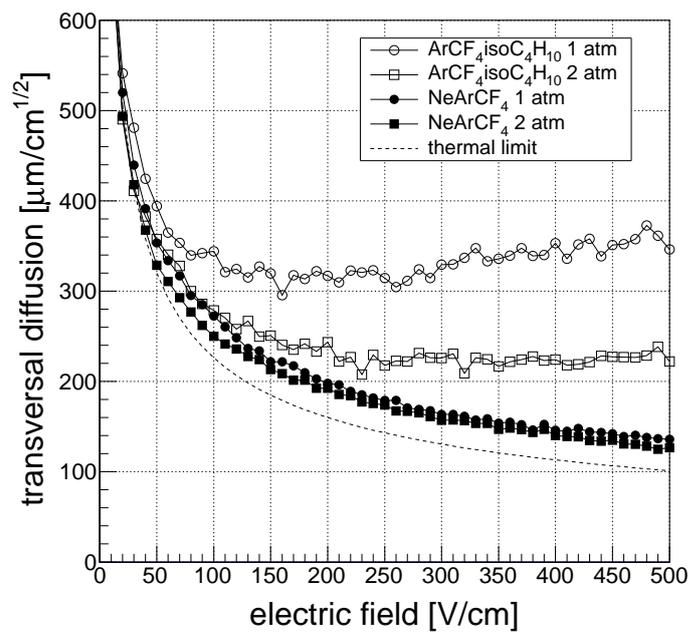


図 4.3 横拡散係数の電場依存性

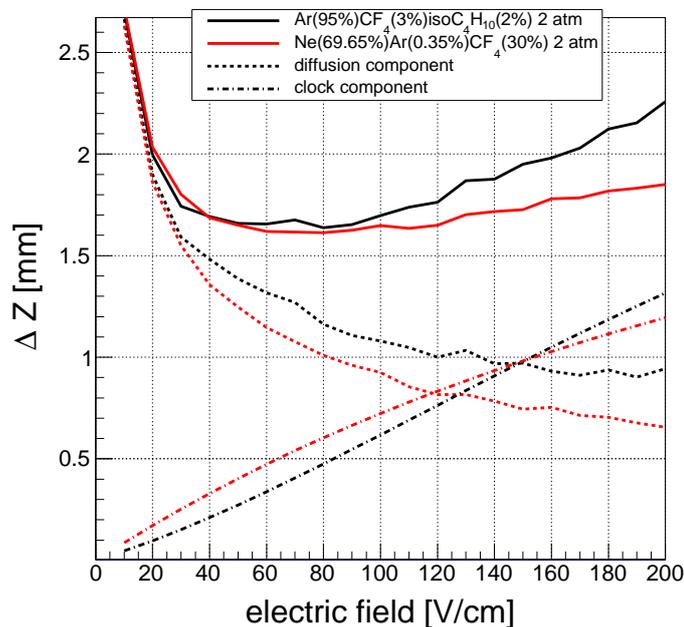


図 4.4 $z = 15$ cm における縦方向位置分解能のドリフト電場依存性

$z = 15$ cm、 $f_{\text{clk}} = 100$ MHz における横方向位置分解能については横拡散と μ -PIC・GEM の位置分解能 ($\sim 120 \mu\text{m}$) から次のようになる [32]。

$$\sigma_z(z) = \sqrt{D_T^2 z + \sigma_{\mu\text{-PIC}}^2} \quad (4.4)$$

ここで、実際の D_L 、 D_T は [32] の測定結果にもあるようにガスの拡散係数よりも 2 から 3 倍程度小さな値にできることを注意しておく。これは電子の拡散による広がりを関数でフィットすることにより重心位置を決定することで重心位置の決定精度を電子の広がりよりも良くすることができるためである。

4.2 電子増幅過程

ガス放射線検出器における電子増幅過程はもっとも単純にはタウンゼント理論 (Townsend 理論) によって理解される。タウンゼント理論ではガス増幅は単位距離当たりの電子増幅率であるタウンゼント係数 α により記述される。 $n(x)$ を電子数、 $E(x)$ を電場として

$$dn = n(x)\alpha(E(x)) dx \quad (4.5)$$

の関係が成り立つ。並行板電極の場合には電極間距離を d として利得は

$$G \equiv \frac{n(d)}{n(0)} = \exp(\alpha d) \quad (4.6)$$

となる。 α はガス圧・電場に対して

$$\frac{\alpha(E,p)}{p} = f\left(\frac{E(x)}{p}\right) \quad (4.7)$$

を満たすことが知られている。ここで f が充填ガスによって決まる関数である。 f の関数形として

$$f(E/P) = A \left(\frac{E}{p} - B\right)^2 \quad (4.8)$$

$$f(E/P) = C \exp\left(-D \frac{p}{E}\right) \quad (4.9)$$

などがよく用いられる。ただし、 A 、 B 、 C 、 D は実験から求まる定数である。

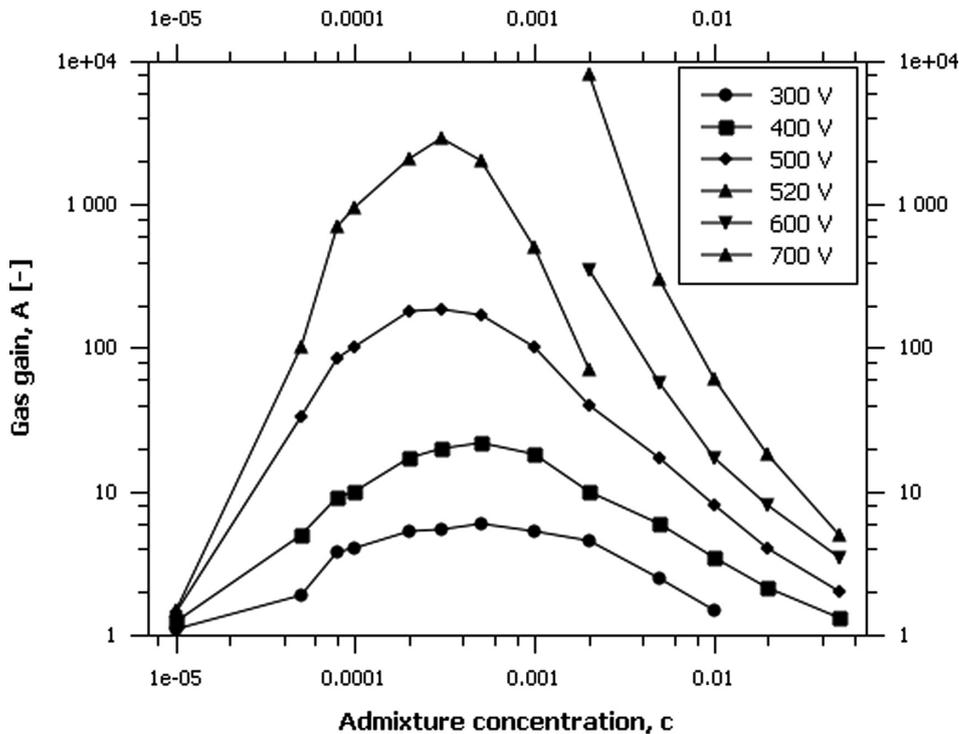


図 4.5 Ar+isoC₅H₁₂ 混合ガスにおけるガスゲインの isoC₅H₁₂ 添加量に対する依存性 (比例計数管) [33]

微量の添加ガスによって大きく利得が増加する現象が知られており、これをペニング効果 (Penning effect) という。ペニング効果は以下の 3 種類の相互作用によって本来、ガス分子の励起に使われていたエネルギーを用いて電離が起きることによる。1 つ目は添加ガス分子と励起されたガス分子が直接衝突することによる 2 体衝突である。添加ガスの電子が励起されたガス分子の空席となっている軌道にトラップされオージェ放出 (Auger 放出) により励起軌道にある電子が放出される現象である。ガス分子同士が分子

サイズまで近接する必要があるため、反応レートは低く常圧では実質、脱励起が禁制遷移となる準位のみ作用する。2つ目は励起電子の存在によって発生する双極子モーメントとの相互作用によって添加ガスが電離される直接遷移である。相互作用を媒介する粒子が電子ではなく光子であるためポテンシャルが冪でしか減少しないため、2体衝突と異なり遠距離の相互作用である。最後はエキシマの生成である。希ガスの励起状態の電子配置はアルカリ金属原子と同等であり、高い化学反応性を示す。そのため、励起状態の希ガスと基底状態にある希ガスとが結合しエキシマと呼ばれる二量体を生成することがある。エキシマが添加ガスと衝突した際にエキシマの解離が発生し、脱励起により余ったエネルギーによって添加ガスの電離が発生する。ペニング効果における添加ガスへのエネルギー輸送効率はこれらの反応の断面積と励起準位の脱励起のタイムスケールのバランスによって決まる。

ペニング効果を用いた混合ガスにおけるガス利得の添加ガス依存性は添加量を広範囲で操作すると図4.5のようになる。ある添加量までは励起分子から添加ガス分子へのエネルギー輸送による電離の効果により利得が上昇する。しかし、ある添加量を超えると添加ガスとドリフト電子の散乱による冷却効果が大きくなり利得が下がり始める [33]。そのため、ペニング効果を応用するにあたり、この最適な混合比を把握する必要がある。

本研究では充填ガスの成分の一つとして CF_4 を用いているが CF_4 は非弾性散乱断面積が大きいので、 CF_4 を添加すると同じ印加電圧であってもドリフト電子の平均運動エネルギーが低下する。そのため、ガス分子の電離が起きにくくなり電子増幅率が低下する。また、 CF_4 の電子吸着も問題となる。電離による電子増幅とは逆に電子数が減少する過程として電子吸着がある。電子吸着は負のタウンゼント係数として理解することができ、 $-\eta$ で表される。電子吸着が問題になる場合の有効タウンゼント係数は

$$\alpha^* = \alpha - \eta \quad (4.10)$$

で表される。 CF_4 の電子吸着は解離性吸着であり、



などの反応を起こす。解離性吸着は通常の吸着と異なり、エネルギー・運動量保存のための光子放出を必要としないため比較的大きな反応断面積を持つ。これらの反応には図4.6に示すようなポテンシャル構造のために反応を起こす電子のエネルギーに閾値が存

在する。(4.11) の反応は 4.65 eV、(4.12) の反応は 5.4 eV、(4.13) の反応は 6.2 eV である [34]。ドリフト領域では電子のエネルギーが反応の閾値以下であるため問題ないが増幅領域では電子増幅率に影響を与える。印加可能な電圧値は連続放電の開始電圧によって律速される。CF₄ はクエンチングガスとしても機能するため、連続放電の開始電圧が ArCF₄isoC₄H₁₀ よりも高いことが予想される。そのため、実際に到達可能なゲインについては実験で決定する必要がある。

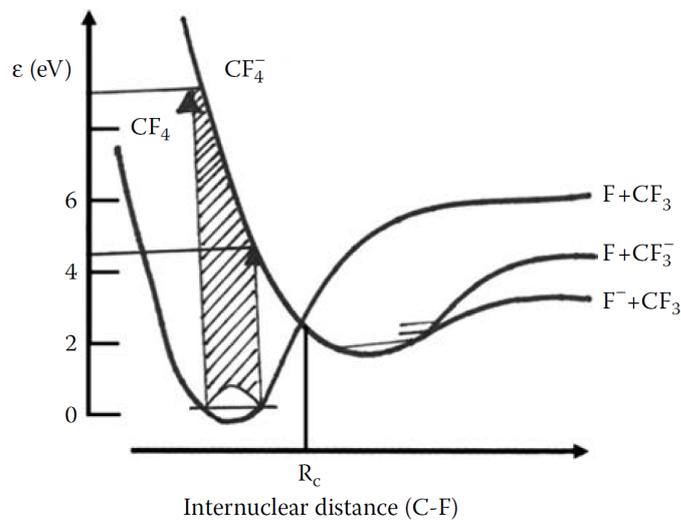


図 4.6 CF₄ の解離性吸着に関するポテンシャル構造 [35]

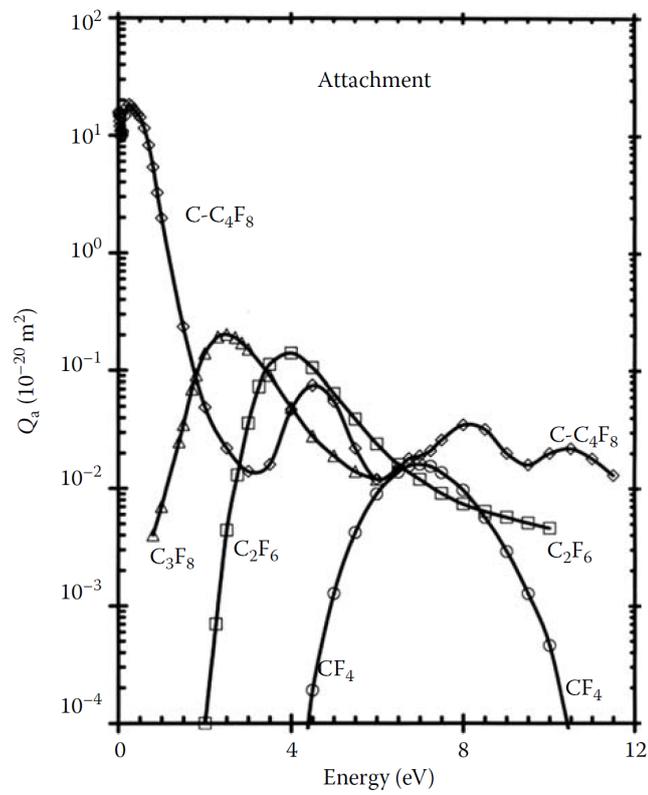


FIGURE 70.12 Total attachment cross sections for CF_4 . Data for selected fluorocarbons added for comparison.

図 4.7 CF_4 の全吸着断面積 [35]

第 5 章

TPC の最適動作条件の調査

SMILE-2+ では充填ガスとして 2 気圧の $\text{Ar}(95\%)\text{CF}_4(3\%)\text{isoC}_4\text{H}_{10}(2\%)$ を使用する。このガスに対して TPC の最適動作条件の調査した。本章での実験結果の定性的なふるまいは次章以降に扱う混合ガスについても成り立つと考えられる。

5.1 セットアップと変数定義

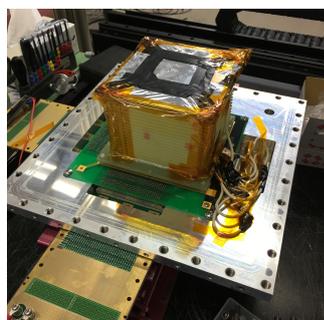


図 5.1 10 cm 小型試験機の内観

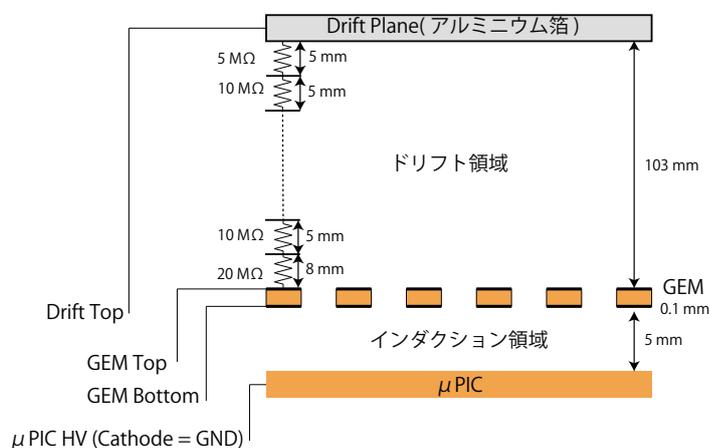


図 5.2 10 cm 小型試験機ドリフトケーシングのジオメトリー

本試験では SMILE-2+ 用の 30 cm 角 TPC の代わりに小型の 10 cm 角 TPC を用いて特性評価を行った。TPC のドリフトケーシング内部は図 5.2 に示すように GEM を境に 2 つの領域に分けることができ、 μ -PIC 側をインダクション領域、ドリフトプレーン側をドリフト領域と呼称する。使用したガス容器は耐圧：0.25 MPa のアルミニウム製であり、GEM は LCP 製の三角格子型に直径 $70 \mu\text{m}$ 、ピッチ幅 $140 \mu\text{m}$ の穴の空けられた $100 \mu\text{m}$ 厚の物を使用した。以後、ドリフトプレーン、GEM 上面、GEM 下面、 μ -PIC アノード電極への

印加電圧をそれぞれ Drift Top、GEM Top($V_{GEM T}$)、GEM Bottom($V_{GEM B}$)、 μ -PIC HV ($V_{\mu\text{-PIC}}$) と呼称する。また、GEM Top と GEM Bottom の差を $\Delta\text{GEM}(V_{\Delta\text{GEM}})$ 、Drift Top と GEM Top の差を Drift HV (V_d) とする。さらに、ドリフト電場：

$$E_d = V_d \cdot l_d \quad (5.1)$$

インダクション電場

$$E_{id} = V_{GEM B} \cdot l_{id} \quad (5.2)$$

を定義しておく。ここで l_d はドリフト領域の長さ、 l_{id} はインダクション領域の長さである。

ガス利得: G は検出された電荷量: Q 、回路系での増幅率: $A = 700$ 、入射光子のエネルギー: E_0 、充填ガスの W 値: W 、電気素量: e を用いて

$$G = \frac{Q W}{eA E_0} \quad (5.3)$$

と表される。本試験および次章以降の試験では混合ガスの W 値を

$$\frac{1}{W} = \sum_i \frac{a_i}{W_i} \quad (5.4)$$

とみなして計算を行う。ここで W_i 、 a_i は各成分の W 値、分圧比である。ただし、ペニング効果によってガス分子の励起に用いられたエネルギーの一部が電離を引き起こすために実際の W 値は計算値よりも小さいと考えられる。使用した成分ガスと関連するガス成分についてのデータを表 5.1 にまとめておく。希ガスでは原子番号が大きくなるにしたがって W 値が大きく、有機ガスでは炭素数が増えるにしたがってわずかに W 値が小さくなる傾向にある。

表 5.1 本実験と関連するガスの特性 [36, 37, 38]

ガス種	ρ [g/L]	E_I [eV]	W [eV]	dE/dx_{min} [keV/cm]
He	0.17985	24.6	41.3	0.32
Ne	0.900	21.6	37	1.45
Ar	1.784	15.7	26.4	2.53
Xe	5.887	12.1	22	6.87
CF ₄	3.78	16.0	54	6.38
isoC ₄ H ₁₀	2.49	10.6	26	5.67
C ₂ H ₆	1.356	11.5	26	2.91
CH ₄	0.717	12.6	30	1.61

5.2 Δ GEM と μ -PIC HV の調整

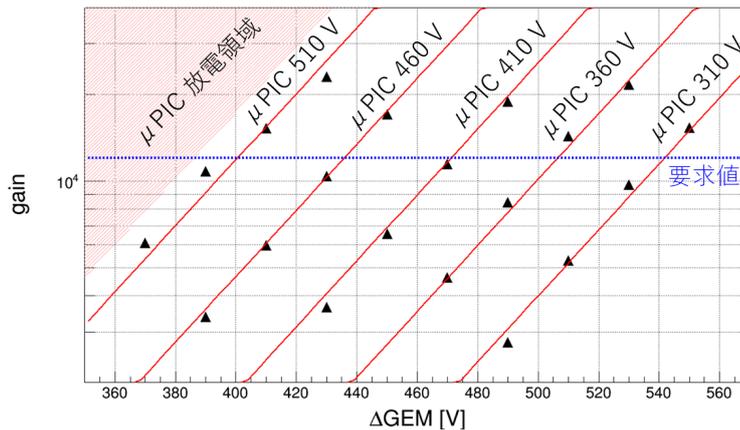


図 5.3 ガス利得の Δ GEM, μ -PIC HV 依存性

まず、ガス利得への寄与が最も大きい Δ GEM と μ -PIC HV への調整を行った。ドリフト電場を 200 V/cm 、インダクション電場を 2000 V/cm に固定し、ガス利得の Δ GEM と μ -PIC HV に対する依存性を調べた結果が図 5.3 である。この測定結果を

$$\log_{10} G = A \cdot V_{\Delta\text{GEM}}[\text{V}] + B \cdot V_{\mu\text{-PIC}}[\text{V}] - C \quad (5.5)$$

でフィットした結果が

$$\log_{10} G = 1.14 \times 10^{-2} V_{\Delta\text{GEM}}[\text{V}] + 0.81 \times 10^{-2} V_{\mu\text{-PIC}}[\text{V}] - 4.63 \quad (5.6)$$

である。目的のガス利得を得るにあたって Δ GEM と μ -PIC HV の間の印加電圧の割り振りの自由度が存在するが、ガス利得が同じであればエネルギー分解能に大きな差は見られなかったため、(5.6) をもとに放電電圧から余裕を持たせて GEM と μ PIC へ電圧を割り振ればよいことになる。本測定では μ -PIC HV が 530 V を超えた付近から放電が始まった。そのため、放電電圧に 100 V の余裕を持たせた μ -PIC HV が 430 V 程度となる電圧が適値となる。

5.3 インダクション電場とドリフト電場の調整

次にインダクション電場依存性について調査した。ガス利得はインダクション電場を変数にとると 1500 V 付近で極大となった。インダクション電場の最適値は 1500 V 程度である。最適値はドリフト電場には依存しないことがわかる。

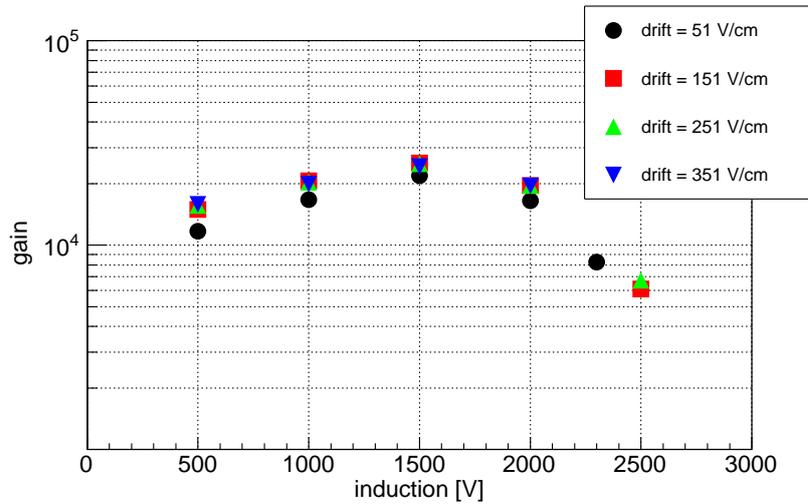


図 5.4 ガス利得のインダクション電場依存性

インダクション電場が弱すぎると GEM で増幅された電子の μ -PIC への輸送が十分に行われなためガス利得が低下したと考えられる。一方、インダクション電場が強すぎる場合にはガス利得が低下する現象は GEM だけの運用における研究では見られない [39, 40] ので、 μ -PIC の電場構造への影響が原因として考えられる。

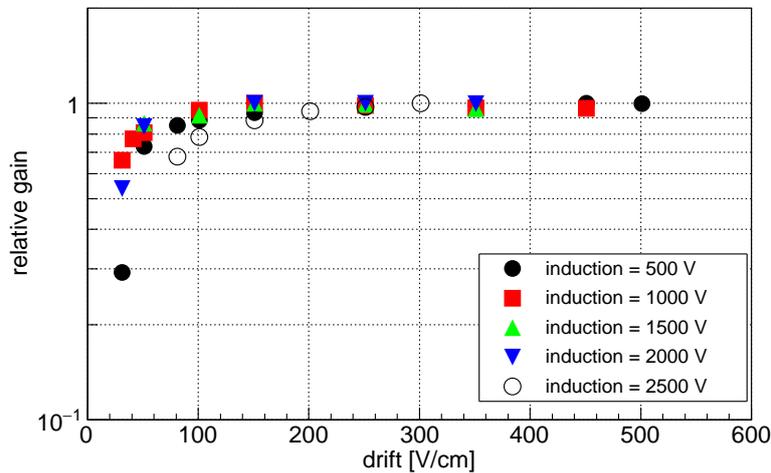


図 5.5 ゲインのドリフト電場依存性

測定点の内、ゲインが最大となった点が 1 となるように相対ゲインを定義し、ドリフト電場を変えた場合の相対ゲインの変化を測定した。絶対ゲインへの換算は図 5.4 の対応するインダクション電場での値を乗じることにより求まる。約 100 V/cm 以上のドリフト電場ではゲインは一定となった。

第 6 章

充填ガスの改良

SMILE-3 では ETCC 用に最適化されたガスを選出するにあたり、まず、コンプトン散乱体となるメインのガスを考える。光電吸収を抑えるため、できるだけ核電荷の小さな元素からなるガス分子が必要だが第一周期までの元素からなるとガスは H_2 と He のみなので多電子化が実現できない。そのため、第二周期までの元素を許容することにする。コンプトン散乱体となるガスの添加量を上げるためにはそのガス自身である程度のガス増幅が起きる必要がある。ガス放射線検出器の充填ガスとして使用実績ガスの内、上記の条件を満たすガスで電子数の最も多いガス分子は CF_4 である。単純に電子数のみを考えると C_2F_6 や C_3F_8 など候補となるがこれらは CF_4 と比較すると図 6.1 に示すように電子吸着が起きやすく十分な利得が得られない。ただし、ガンマ線検出用としては CF_4 単体ではゲイン不足となるため、希ガスと組み合わせる必要がある。 CF_4 と同程度の添加量が必要になることが予想されるのでガス全体での光電吸収確率を抑えるために添加する希ガスについても第二周期までから選出する必要がある、 He と Ne の 2 つが選択肢となる。それぞれのタウンゼント係数が、

$$\frac{\alpha_{\text{He}}}{N} = F \exp\left(-\frac{GN}{E}\right) \quad (6.1)$$

$$F = 2.48 \times 10^{-21} \text{ m}^2, G = 77.6 \text{ Td}$$

$$\frac{\alpha_{\text{Ne}}}{N} = C \exp\left[-D \left(\frac{N}{E}\right)^{1/2}\right] \quad (6.2)$$

$$C = 2.547 \times 10^{-20} \text{ m}^2, D = 29.95 \text{ Td}^{1/2}$$

であり、必要となるであろう添加量にあまり差がないのに対して電子数が 2 と 10 であり、コンプトン散乱断面積が 5 倍も違う。そのため Ne を用いるのが適切となる。さらに、比例計数管用充填ガスとして Ne に微量の Ar を添加した $\text{Ne}(99.5\%)\text{Ar}(0.5\%)$ がペニング効果により高ゲイン・高エネルギー分解能 ($11.6\% @ 5.9 \text{ keV}$) を達成できるという報

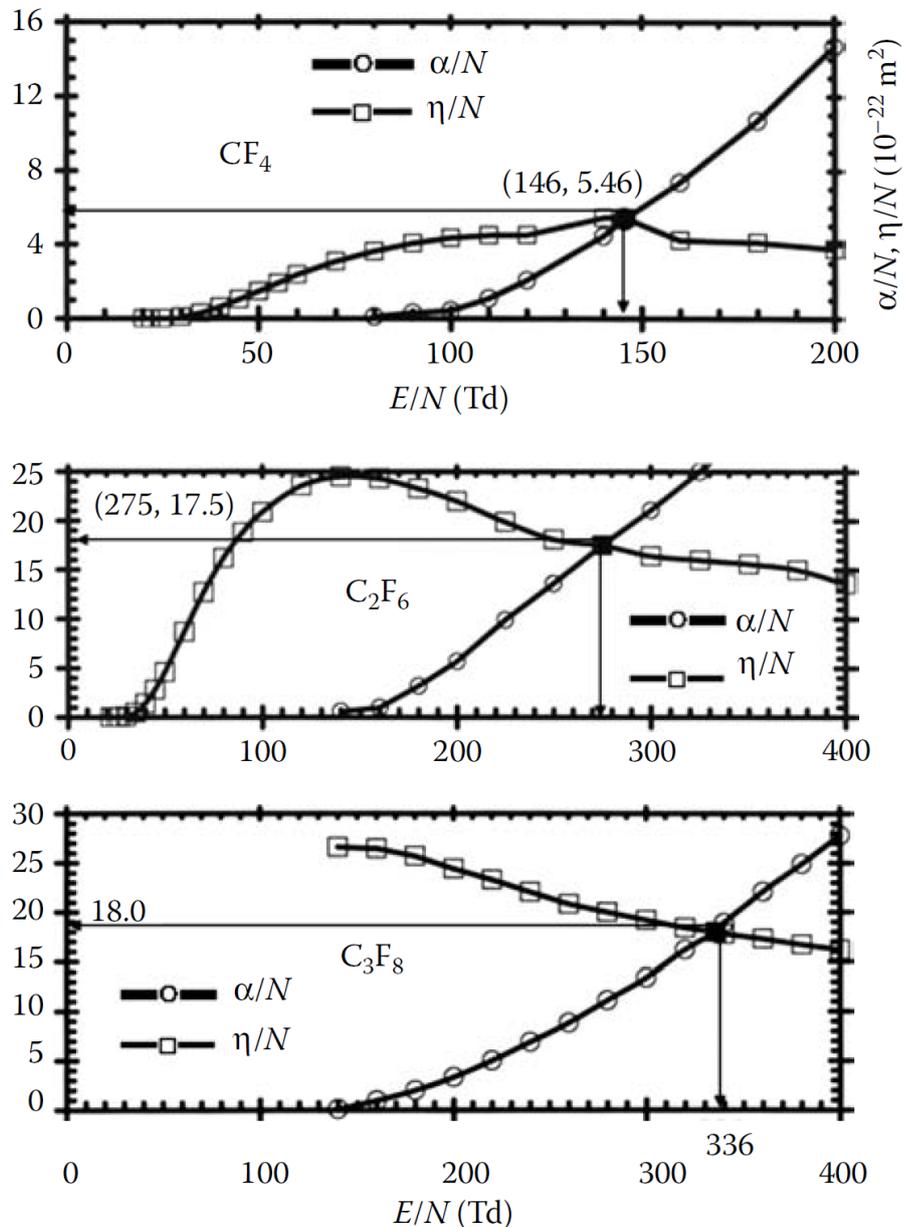


図 6.1 C_nF_{2n+2} の Townsend 係数の比較 [35]

告がある [41]。そのため、ETCC 用最適ガスは $\text{Ne} + \text{Ar} + \text{CF}_4$ であると考えられる。この ETCC 用ガスの候補と比較すると現在使用している $\text{Ar}(95\%)\text{CF}_4(3\%)\text{isoC}_4\text{H}_{10}(2\%)$ は核電荷が大きく光電吸収を起こしやすい Ar が多量に含まれており、コンプトン散乱を起こしやすい CF_4 の添加量が少ない点が問題である。本試験ではこのコンプトン散乱優位のガスとなることが期待される $\text{Ne} + \text{Ar} + \text{CF}_4$ 混合ガスの実用性の確認・成分比最適化を行った。

6.1 ガス混合セットアップ

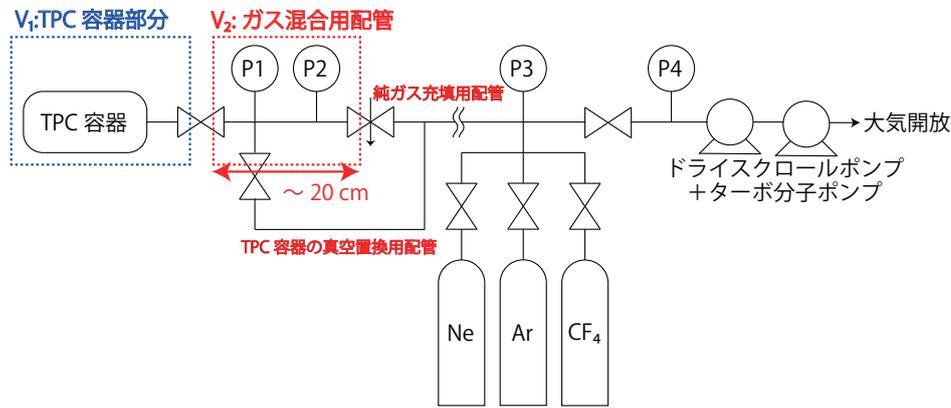


図 6.2 ガス混合用配管

図 6.2 がガス混合を行った際のガスフロー図である。図中の P1、P2 はガス混合時に各成分の充填量を確認するために用いた圧力計であり、それぞれ高圧用のピエゾゲージ圧力計 APR265 (Pfeiffer Vacuum)、低圧用のキャパシタンス・ダイヤフラムゲージ圧力計 CMR361 (Pfeiffer Vacuum) である。ピエゾゲージはガス圧による素子の変形によって発生する分極を、キャパシタンス・ダイヤフラムゲージは変形による静電容量の変化を検出する方式であり、いずれも力学的な測定方法であるため、ガスの種類に依存せずに圧力測定が可能である。

本試験ではガス混合時に攪拌を行っていないため、成分が一様になるまでのガスの拡散時間が重要となる。長さ L の混合用配管を用いた場合の拡散時間 T_{dif} は拡散ガスの拡散係数 D を用いて

$$T_{dif} = \frac{L^2}{D} \quad (6.3)$$

で見積もられる。 D の値は拡散ガスと媒質となっているガスの両方に依存するが典型的には 10^{-5} から 10^{-4} m²/s 程度である。そのため、混合用配管の全長を 20 cm 程度に抑える必要がある。混合時には流量調整用バルブを通して一成分毎に充填していく。この際、逆流を抑えるために純ガス用配管側の圧力が混合用配管側の圧力より数割高くなるよう、流量を調節しながら混合を行った。ガス保管場所と実験室が離れているために混合用配管と TPC 容器を切り離す必要があり、両者の間に仕切りバルブを設けている。TPC 容器内のガス成分の不均一・室温の違いによる温度の不均一については混合後一時間程度おいてから測定を開始することで解消される。各成分の混合誤差は混合用配管と TPC 容器間での成分比の差によって決まると考えられる。そこで、拡散係数の差を無視すると各成分の分圧の相対誤差はこれらの体積比 V_1/V_2 が一定であれば変わらないとして誤差を見積

る。例えば相対誤差が 20% であるとする $\text{Ne}(\text{balance})\text{Ar}(0.5 \pm 0.1\%)\text{CF}_4(20 \pm 4\%)$ となる。

6.2 ガス混合精度の評価

本試験で行うガス混合の精度を実験的に評価するためにガス中での電子のドリフト速度の測定を行った。ドリフト速度は使用するガスによっては高い成分依存性を示す場合がある。その一例が Ar ベースのガスに CF_4 を添加した場合である。Ar は単原子のガスであるために分子構造に由来する励起準位を持たず、弾性散乱が主な散乱となる。電子の運動エネルギーは維持されるもののドリフト方向と逆方向へと散乱される場合もあり、Ar 単体では十分なドリフト速度が得られない。数 % 程度の CF_4 を添加することでドリフト速度が向上することが知られている。

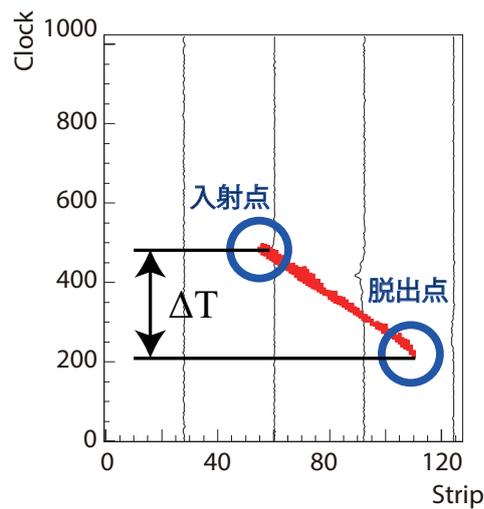


図 6.3 ミューオン事象を用いたドリフト速度の算出

TPC 容器内での電子のドリフト速度を測定するにあたり、宇宙線ミューオン事象を利用する方法を採用した。宇宙線ミューオンは GeV 領域の高いエネルギーを持つため、図 6.3 で示すように TPC 有感領域内では止まらずに貫通する。ミューオン飛跡に沿って電離が起き、ドリフト電場によって $\mu\text{-PIC} \cdot \text{GEM}$ からなる電子増幅部へと電離電子が輸送される。 $\mu\text{-PIC} \cdot \text{GEM}$ に近いところで発生した電子ほど輸送にかかる時間が短い。そのため、GEM 直上で発生した電子がトリガーを作り、ドリフトプレーン直下で発生した電子が最後のヒットを作る。その時間差 ΔT が TPC 有感領域を縦断するのに電子が要した時間となるため、以下の式によってドリフト速度 v_d が計算される。

$$v_d = \frac{L}{\Delta T} \quad (6.4)$$

ここで L はドリフト領域の長さ (=10 cm) である。

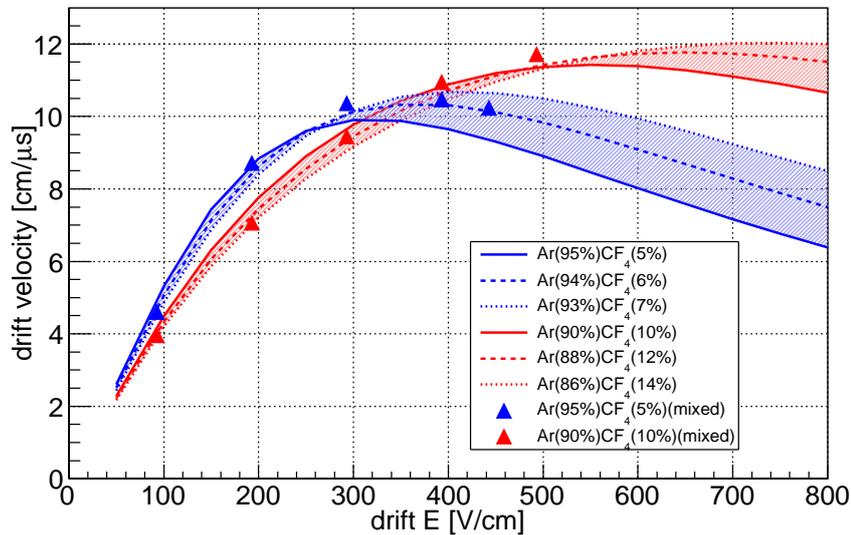


図 6.4 混合ガスのドリフト速度とシミュレーション結果との比較

本試験では Ar(90%)CF₄(10%) および Ar(95%)CF₄(5%) を 1 気圧を用いた。これらのガスはエネルギー測定用としては利得が不十分であるものの、ドリフト速度の混合比誤差に対する依存性が大きく混合精度の試験に適したガスである。図 6.4 の実線は目的の混合比、長点線は混合したガスとよく一致する混合比、短点線は目的の混合比とよく一致する混合比の差を倍にした場合の混合比でのシミュレーション結果である。この結果から約 20% 程度の精度で混合できていることがわかる。

6.3 CF₄ 比の調整

Ne、Ar、CF₄ の一分子当たりの電子数はそれぞれ 10、18、42 である、CF₄ の添加量が多いほどコンプトン断面積が大きくなる。Ar(95%)CF₄(3%)isoC₄H₁₀(2%)(平均電子数 19.04) よりもコンプトン散乱断面積を大きくするためには CF₄ の添加量を 28% よりも多くする必要がある。一方で CF₄ は電子吸着を起こすためゲインやエネルギー分解能の低下が予想される。

図 6.6 は換算ガスゲインとエネルギー分解能の CF₄ 添加量に対する依存性を表している。ガスゲインの CF₄ 添加量に対する依存性が非常に大きいため、同じ設定電圧での測定が困難であったため、 Δ GEM=610V、 μ -PIC HV:620V で動作した仮定してとしてゲイン曲線を外挿することで比較を行っている。ゲイン曲線は図 6.5 のように μ -PIC HV および Δ GEM を動作範囲内で変化させてゲインをフィットすることで求めている。インダク

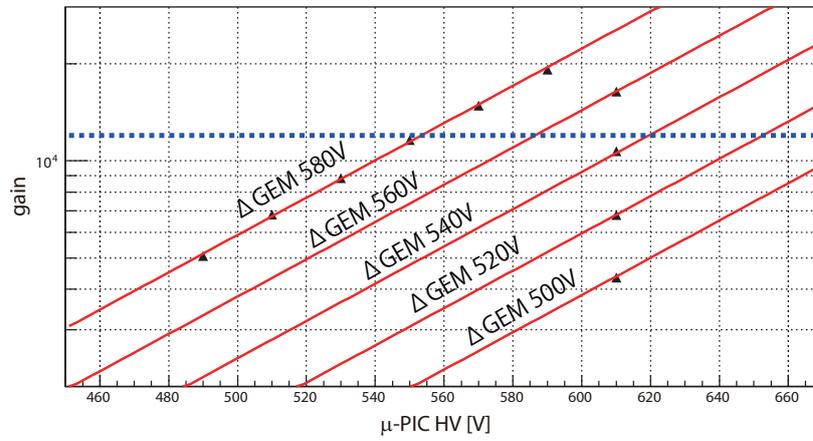


図 6.5 Ne(59.65%)Ar(0.35%)CF₄(40%) 混合ガスにおけるゲイン曲線測定例

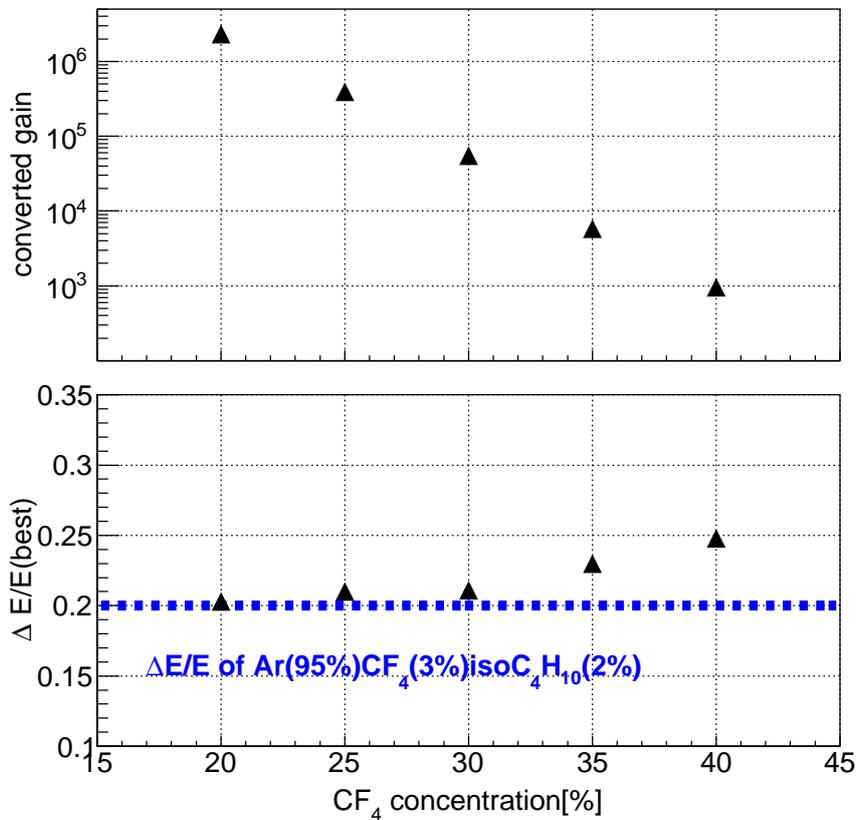


図 6.6 換算ガスゲイン(上)とエネルギー分解能(下)の CF₄ 添加量に対する依存性
(※ ΔGEM=610V、μ-PIC HV:620V 換算値)

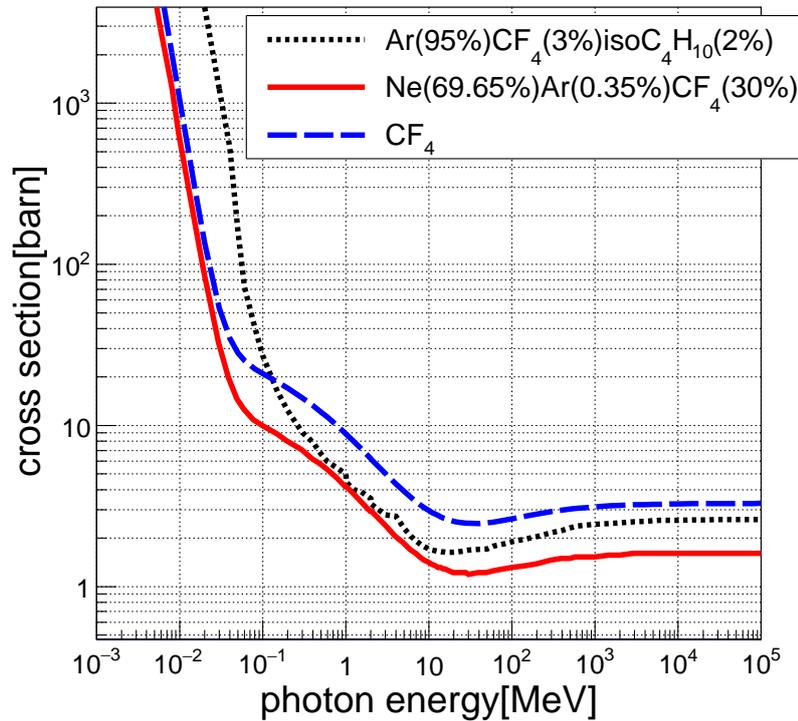


図 6.7 各混合ガスの光子に対する全断面積の比較

ションは 1200 V、ドリフト電場は 300 V/cm に設定し測定を行った。

いずれの CF_4 添加量においても電圧値を調整することで要求ゲインは達成できた。しかし、図 6.6 に示すように CF_4 添加量が 35% を超えたあたりからエネルギー分解能の低下が見られるとともに、測定中、時折放電が見られるようになり取り扱いが難しくなってきた。特に SMILE-2+ 用の $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \mu\text{-PIC}$ で 30% 添加のガスを試験した際には試験用の $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \mu\text{-PIC}$ よりも低い電圧で放電が見られた。これは面積が 9 倍になることによるピクセル作成精度悪いピクセル数の増加であると考えられる。

以上から CF_4 の添加量は 30% が適切である。添加量：30% では図 6.7 に示すように 50 keV から 20 MeV の範囲でコンプトン散乱優位となっている。従来の $\text{Ar}(95\%)\text{CF}_4(3\%)\text{isoC}_4\text{H}_{10}(2\%)$ と比較すると光電吸収の断面積を一桁近く削減できており、ETCC 用ガスとして使用した際に低雑音化が期待される。

6.4 Ar 比の調整

CF_4 を含まない Ne-Ar 混合ガスにおける Ar の最適な添加量は 0.5% である。 CF_4 の存在によって適切な添加量が変わる可能性があり、調査を行った。図 6.8 (上) はイン

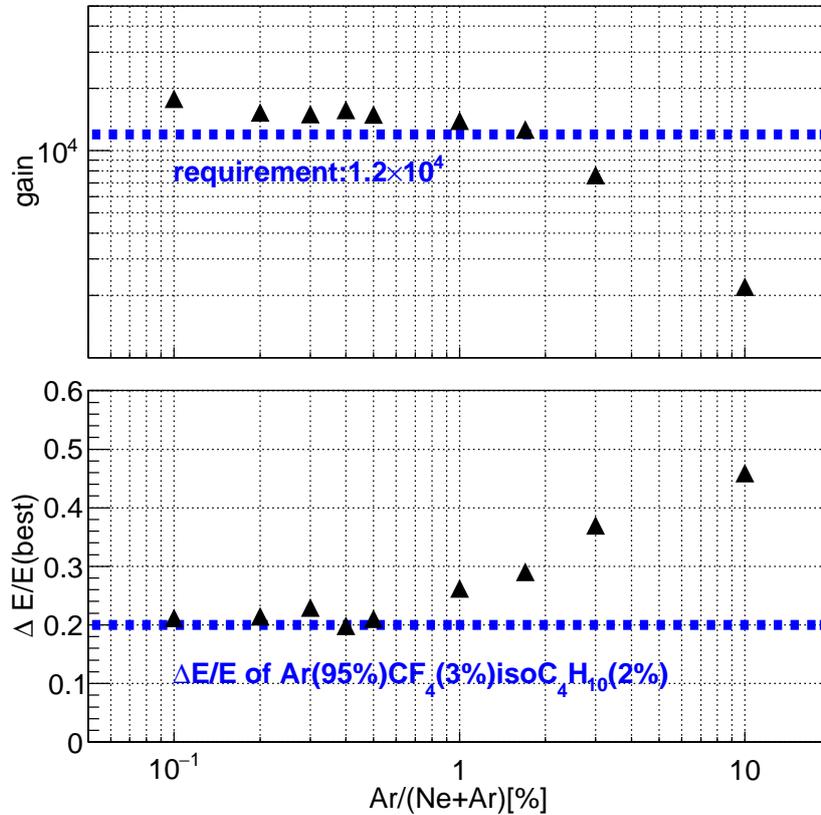


図 6.8 ガスゲイン (上) とエネルギー分解能 (下) の Ar 添加量に対する変化 ($\Delta GEM=550$ V、 μ -PIC HV:620 V)

ダクシオン：1200 V、ドリフト電場:300 V/cm での測定結果をもとに各ガスのゲインを $\Delta GEM=550$ V、 μ -PIC HV:620 V に換算しプロットしたものである。Ar 10% 未満の測定を行ったガスについては μ -PIC HV と ΔGEM を調節することによって要求ゲインである 1.2×10^4 を達成することができたが、Ar 10% についてはゲイン 7000 付近から放電頻度が高く、安定動作させることができなかった。ゲインについては Ar 1% 以下で、エネルギー分解能は Ar 0.5% でほぼ横ばいとなった。図 4.5 と比較すると本実験での測定範囲は Ar によるドリフト電子冷却が優勢となる領域に属することがわかる。数 % 程度の微量の添加量にもかかわらずドリフト電子冷却優勢となる原因としては Ne と Ar の電子に対する断面積の大きな隔たりが上げられる。

第 7 章

ガス浄化システムの開発

3.4 節で述べたように SMILE-2+ では高エネルギー領域での有効面積拡大を目的に従来、ガス容器外周に設置されていたシンチレータをガス容器内部に設置するよう設計変更を行った。一方で、シンチレータ結晶や読み出し基板からの徐々に脱離する水分や酸素分子による充填ガスの急速な劣化が予想され大きな問題となる。従来設計においてもガス劣化によりドリフト速度の低下が 2 週間程度のスケールで発生していた。後はさらに劣化が早まることが予想される。気球実験においてガスボンベの搭載は困難であるためガスフロー型ではなくガス封じ切りのシステムでなくてはならず、約 1 ヶ月間ガス交換を行うことができないため、その影響は甚大である。また、今後の長期気球観測や衛星観測では観測期間中にガスの純化を行う必要があり、今回の SMILE-2+ 観測での純化システム搭載は将来の観測での運用に向けた試験運用でもある。

本試験では従来ガス・改良ガスそれぞれに対して、シリカゲル系吸着材である Oxisorb (Spectron) とゼオライト系吸着材であるゼオラム (東ソー) を用いたガス浄化システムの構築・評価試験を小型システムによって行った。ただし、Oxisorb は 2017 年 9 月 11 日をもって製造停止となった。Oxisorb については HARPO 実験において Ar(95%)CF₄(5%), 2 気圧, 20°C でゲイン・ドリフト速度の回復が確認されていること [42] を受けての試験である。いずれにおいてもガス中の水分量の減少・ドリフト速度の回復が小型システムにおいて確認できた。

7.1 HARPO 実験におけるガス純化試験

SMILE-2+ 用 ETCC のガス純化システムを開発するにあたって、まず参考にしたのが HARPO 実験におけるガス純化システム：Circulation And Purifi

cation System (CAPS) の試験 [42] である。HARPO 実験はガス TPC により電子-陽電子対生成事象を検出することで活動銀河核やガンマ線バーストから放射される 10 MeV

から 100 GeV までのガンマ線の観測をする実験である。対生成を利用しているため有効面積だけを考えれば核電荷の大きい物質が TPC に充填する材質として適しているように思えるが核電荷の大きな物質はクーロン多重散乱や原子核反跳の影響が大きいため角度分解能を低下させるという問題があり、使用する材質の選定は複雑である [43]。CAPS 試験では 2 気圧の Ar(95%)CF₄(5%) ガスが充填され、吸着剤としてはシリカゲル系の Oxisorb(Spectron) が使用された。CAPS 試験の結果が図 7.1 である。図中の 1 から 4 の点線はガスのサンプリングを行った日時を表しており、点線 5 が CAPS の循環開始日時を表している。点線 5 の直前とその後を比較すると TPC にとって重要な性能値であるドリフト速度とガス利得が回復していることがわかる。表 7.1 の#1 は図 7.1 のライン 3 に対応している。#2、#3 はそれぞれ CAPS の循環開始であるライン 5 から 5 週間後と 8 週間後に対応している。CAPS はターボ式のポンプによりガスを循環させており、流量が 1.4 L/h と微量であるため純化に時間を要しているものの、循環開始から 5 週間後には isoC₄H₁₀ の量をほぼ保ったまま O₂ を測定限界以下まで除去することに成功している。このガス純化システムにより HARPO の TPC は衛星搭載時に数年間にわたる安定した性能での運用が期待できる。

表 7.1 CAPS によるガス成分の変化

サンプル番号 [#]	1	2	3
サンプリング日時	July. 08	Aug. 27	Sept. 17
isoC ₄ H ₁₀ [%]	5.10	4.42	4.49
O ₂ [ppm]	180	<20	<20
CO [ppm]	190	250	130
CO ₂ [ppm]	120	160	130
N ₂ [ppm]	620	890	850

7.2 吸着剤の特性

吸着剤の吸着機構には物理吸着と化学吸着の 2 種類が存在する。物理吸着は吸着剤と吸着質間のファンデルワールス力による結合に由来する吸着であり、多孔質吸着剤で必ず発生する吸着機構である。結合が弱いため、可逆な吸着であり、使用済みの吸着材を加熱することで容易に再利用することができる。一方、化学吸着は極性を持つ分子構造による強い結合に由来する吸着現象である。物理吸着よりも結合が強いため、基本的には不可逆な吸着である。また、物理吸着と異なり結合のしやすさが吸着材の官能基と吸着分子との配位に依存する。

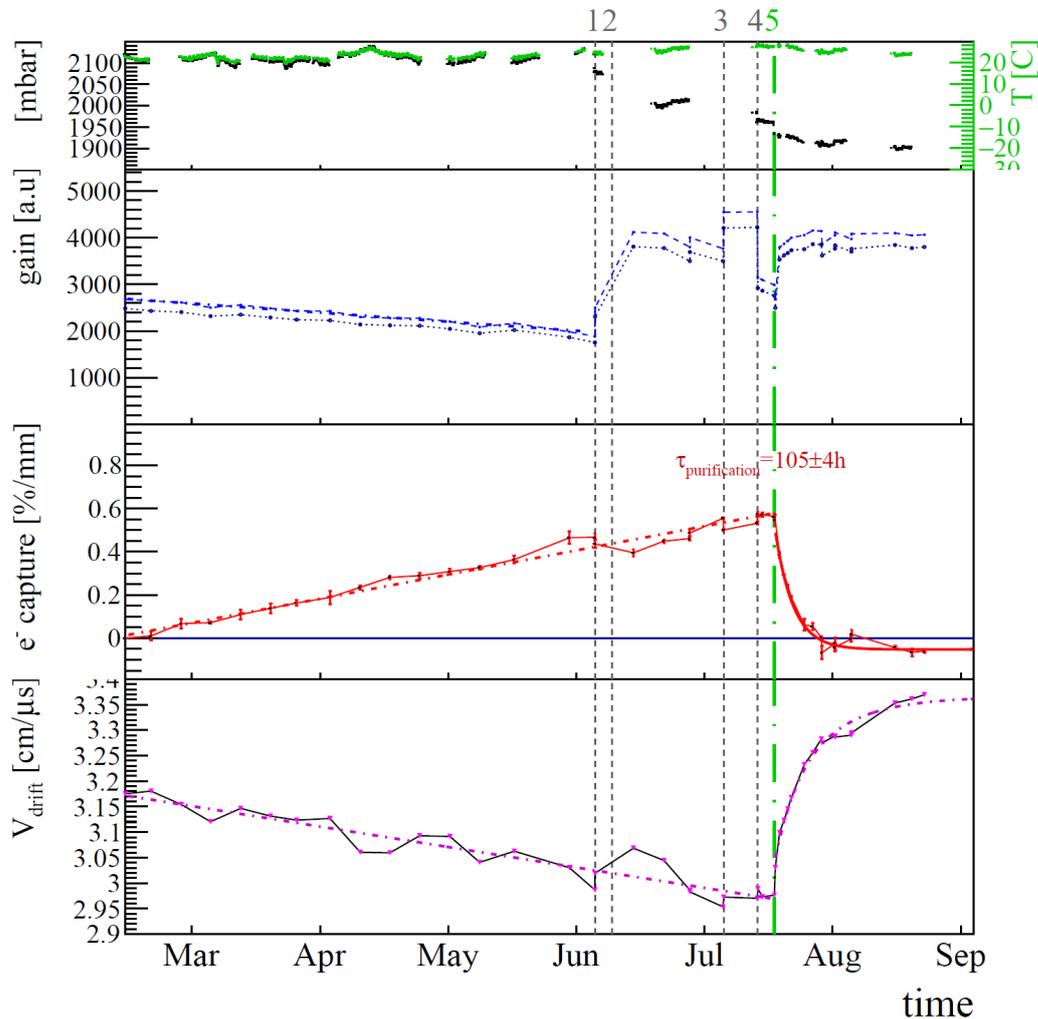


図 7.1 CAPS による TPC 性能の回復 [42]

シリカゲルのバルク部分は SiO_2 から構成されるが表面にはシラノール基 (SiOH) が存在する。通常の物理吸着に加えて、シラノール基を介した水素結合によって O_2 を化学吸着できる点がシリカゲルの強みである。化学吸着とは極性を持つ分子構造による強い結合に由来する吸着現象である。ヒドロゾルのゲル化や乾燥における温度・湿度・時間といった条件の違いにより細孔径の分布に違いが発生するため、用途に合ったシリカゲルの選定が必要となる。本試験で使用した Oxisorb (Spectron) はシリカゲルに酸化クロムが添加された吸着剤である。化学吸着により O_2 を、物理吸着により H_2O を吸着することができる。吸着容量は O_2 が 0.1 L、 H_2O が 0.5 L である。

ゼオライトは $\text{M}_{2/n}\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot x\text{SiO}_2 \cdot y\text{H}_2\text{O}$ (n は陽イオン M の価数) から成り、 SiO_4 と AlO_4 の二種類の四面体が O を共有し規則的に連結することで結晶構造をなしている。ゼオライトの特徴としては添加される陽イオンの種類によって細孔径を任意に調節可能で

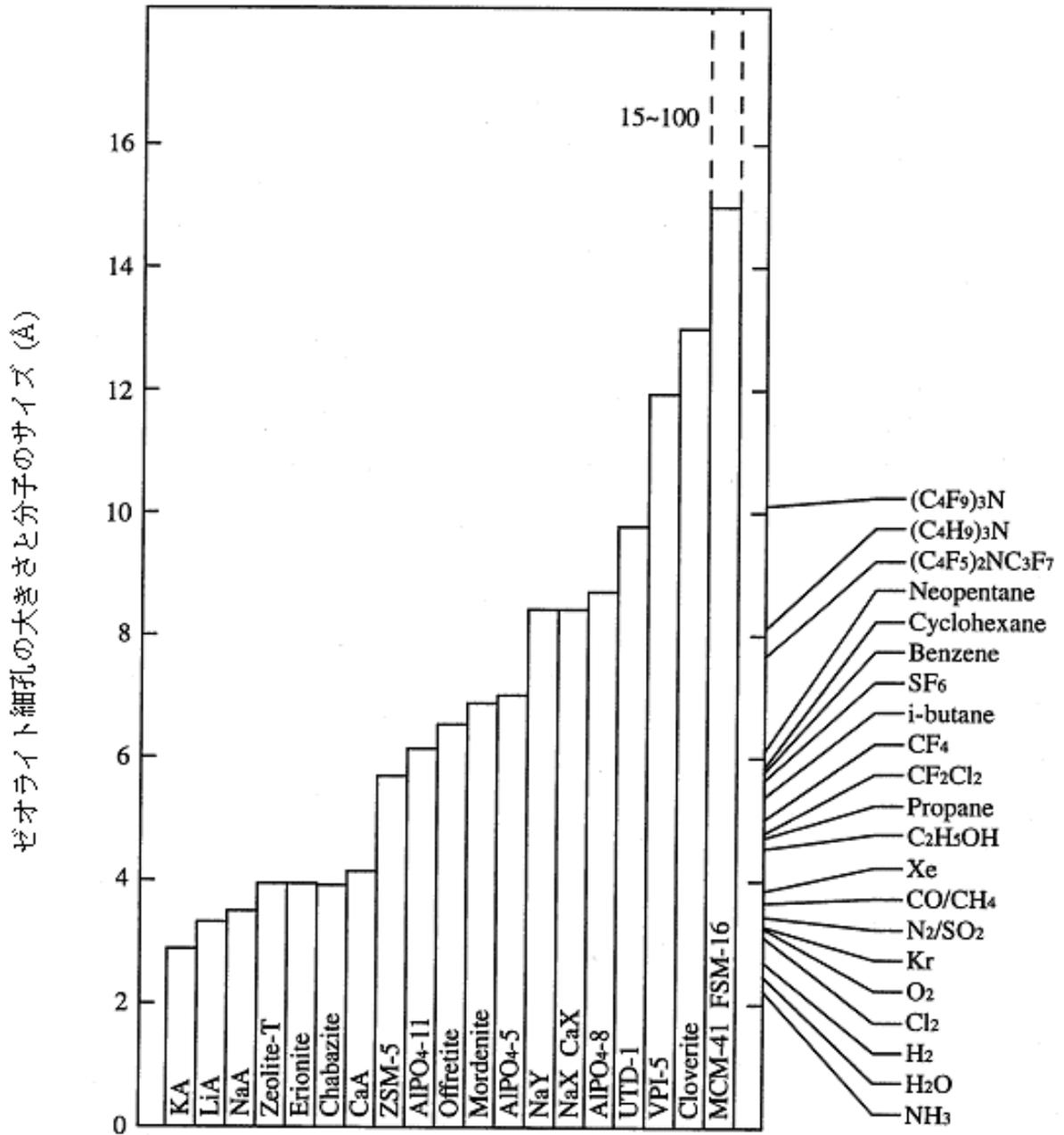


図 7.2 ゼオライトの種類と細孔径および吸着されるガス分子 [44]。使用したゼオライトは KA に対応する。

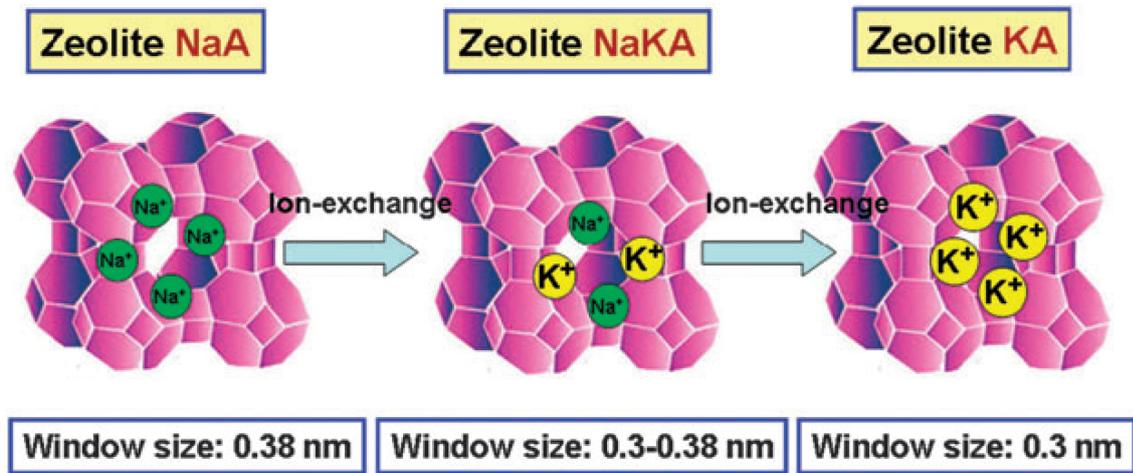


図 7.3 A 型ゼオライトへのイオン添加による細孔径の調整 [45]

ある点、シリカゲルがガラス質であるために細孔径が不ぞろいであるのに対して結晶性多孔質であるために細孔径がよくそろっている点、細孔径が3 から 10Å と非常に小さい点が上げられる。均質で Å オーダーの微細な孔のために molecular sieve (分子ふるい) として用いられ、細孔径より小さなガス分子を吸着し、除去することができる。ゼオライトの結晶の幾何構造は International Zeolite Association (IZA) によってまとめられており 180 種以上が登録されており、この内の 10 種類程度が吸着剤や触媒剤として工業利用されている。実際にはこの分類に加え、 $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ 比・添加される陽イオンの違いが存在する。 $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ 比は親・疎水性に影響し、 $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ 比が大きいほど疎水性が高くなる。そのため脱水目的では $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ 比の小さい物が適している。また、図 7.3 のようにイオンを細孔内に添加することによって細孔径を調整することができ、物理吸着する分子のサイズをコントロールすることができる。本試験で使用したゼオラム A-3 8-10# (東ソー・ニッケミ) はカリウムイオンを添加した A 型ゼオライトであり、細孔径は約 3Å である。図 7.2 に示すように 3Å より分子サイズの小さい H_2O の除去が期待できる。

中空糸膜を用いた浄化も ETCC の地上での運用では有用な可能性がある。中空糸膜とは円筒状の糸の表面に無数の微細孔が空けられたフィルターである。中空糸膜を用いた純化方法は多様であり、ゼオラムとは逆にサイズの大きな分子のみを取り除く運用方法も存在する。吸着剤を用いた純化システムに組み込むことにより、より精度よくアウトガスを除去できることが期待される。しかし、そのような運用方法ではガス循環のためにはより高出力のポンプを搭載する必要があるため、今回は試験を見送った。



図 7.4 Ar + CF₄ + isoC₄H₁₀ 浄化試験のセットアップ

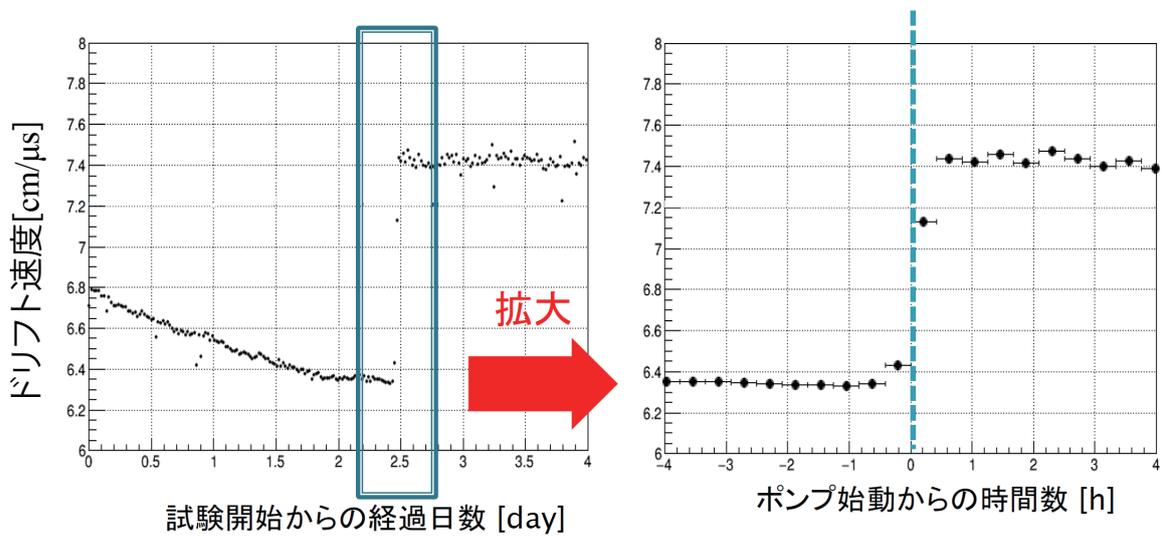


図 7.5 ドリフト速度の時間変化 (Ar+CF₄+isoC₄H₁₀/Oxisorb)

7.3 Oxisorb を用いたガス純化試験

まず、SMILE-2+ で使用する Ar(95%)CF₄(3%)isoC₄H₁₀(2%) の Oxisorb による純化試験を 10 cm 小型 TPC を用いて行った。図 7.4 に試験のセットアップを示す。SMILE-II+ での充填ガス圧は 2 気圧であるが図中のベローズ式循環ポンプ：MX-808ST-S(EMS)

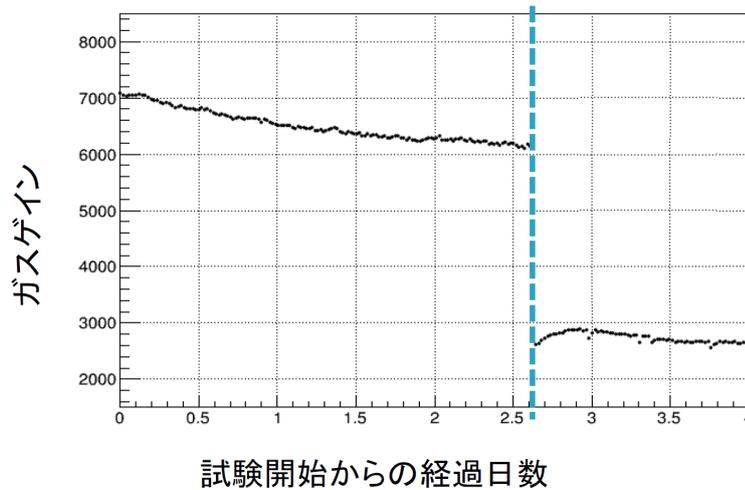


図 7.6 ガス利得の時間変化 (Ar+CF₄+isoC₄H₁₀/Oxisorb)

では 2 気圧のガスを充填した際に、ポンプにかかる負荷のために静止状態からの始動が困難であったため、1 気圧で試験した。試験ではガス利得とドリフト速度の時間変化を測定しガス状態を評価した。ガス利得の測定には ¹³³Ba の 31 keV 線 (CsK_α) を用いた。ドリフト速度の測定方法は 6.2 節と同様である。ドリフト速度の測定結果については図 7.5 のように循環を開始すると同時に改善が見られたが、ガス利得については図 7.6 のように循環開始後、むしろ下がってしまう結果となってしまった。

HARPO 実験と比較すると試験用の小型 TPC の容積が 5 L であり小さい点、本試験に使用したポンプの最大吐出流量が > 25 L/min と大きい点からこのような結果に至った原因はガス中に含まれる成分が Oxisorb にわずかながら吸着されてしまいガスの混合比が変わってしまったためではないかと推察した。実際、Ar(95%)CF₄(3%)isoC₄H₁₀(2%) は Ar と isoC₄H₁₀ との間でペニング効果が生じるため、isoC₄H₁₀ の割合が減少するとガス利得が下がりえる。

7.4 ゼオラムを用いたガス純化試験と SMILE2+ 用 ETCC への搭載

前節の結果を受けて isoC₄H₁₀ のようなサイズの大きいガス分子を吸着しないゼオライトを用いることを考えた。Ar、CF₄、isoC₄H₁₀ が吸着されず、H₂O のみが吸着される K⁺ が添加された A 型ゼオライトであるゼオラム A-3 を吸着材として採用し SMILE-2+ 用 ETCC で長期の試験運用を行った。

SMILE-2+ 用 ETCC では充填ガス圧が 2 気圧であるため、試験機で使用していた循環用ポンプを用いることができない。そのため、循環用ポンプをピストン式コンプレッサー

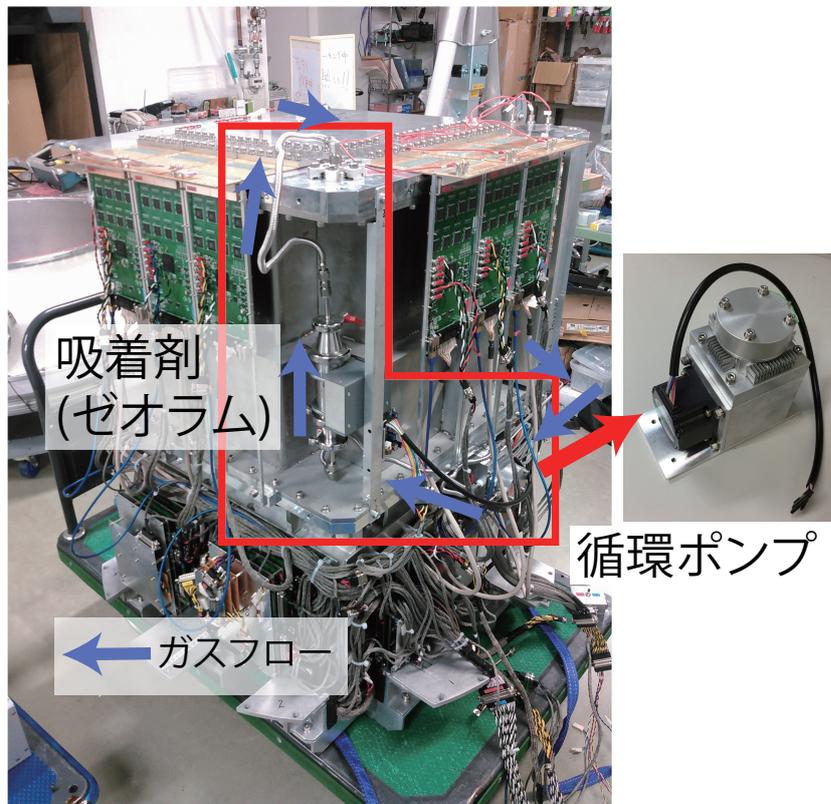


図 7.7 SMILE-2+ 用 ETCC への純化システムの搭載

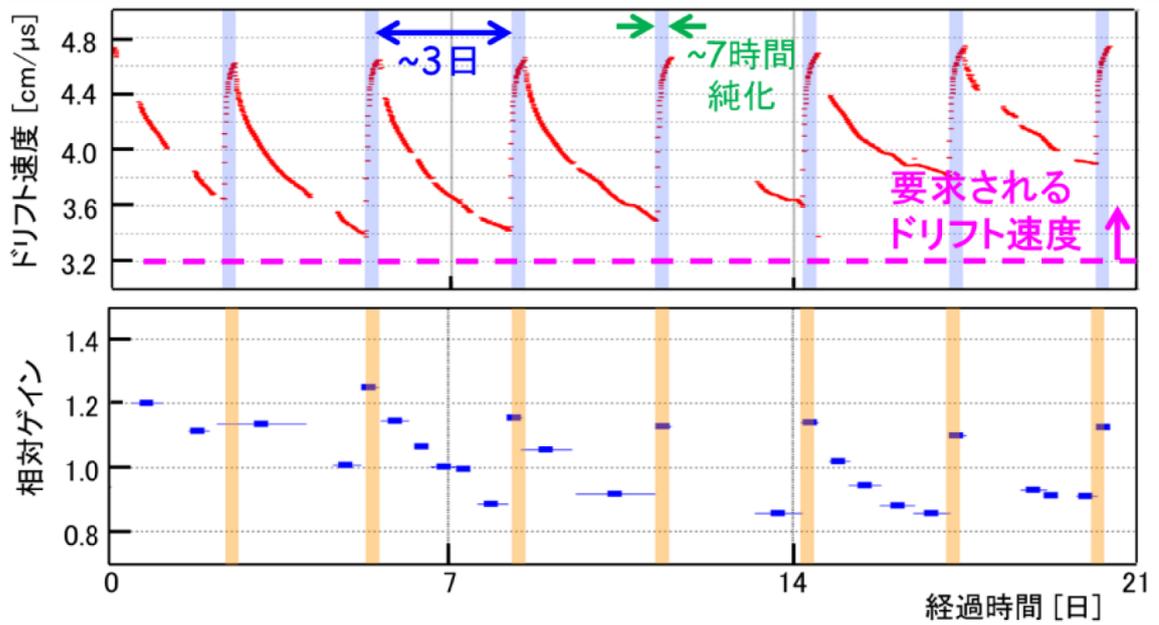


図 7.8 SMILE-2+ 用 ETCC でのガス純化 (ゼオラム)

NKCV1S1P3203-30（中央技研）に変更して搭載した（図 7.7 右）。ピストン式のポンプはベローズ式と比較して高い出力が得られる一方、可動部分でガスのシールを行っているためガス漏れが起きやすいというリスクが伴う。当初、低温対策のためにシャフト部分とピストン部分のシール材として Ecorubber 3 EPDM(ECONOMOS) を使用していた。しかし、このゴムは摩耗しやすく、可動部のシール材としては不適當であったため、数時間程度の運転でガス漏れが発生した。シリコンゴム S740(NOK) へ変更することでこの問題は解消できた。試験運用時のドリフト速度・ガス利得の変化が図 7.8 である。約 3 日毎に 7 時間のガス純化を行うことによりガスの交換を行うことなく 3 週間運転し続けることに成功した。また、純化作業を経るごとにドリフト速度の劣化が緩やかになる傾向もみられ、ガス容器内の構造物から放出されるアウトガス自体も減少していると考えられる。本試験の結果を受けてゼオラムを用いたガス純化システムが SMILE-2+ 用 ETCC に搭載されることになった。

7.5 Ne + Ar + CF₄ ガス純化試験

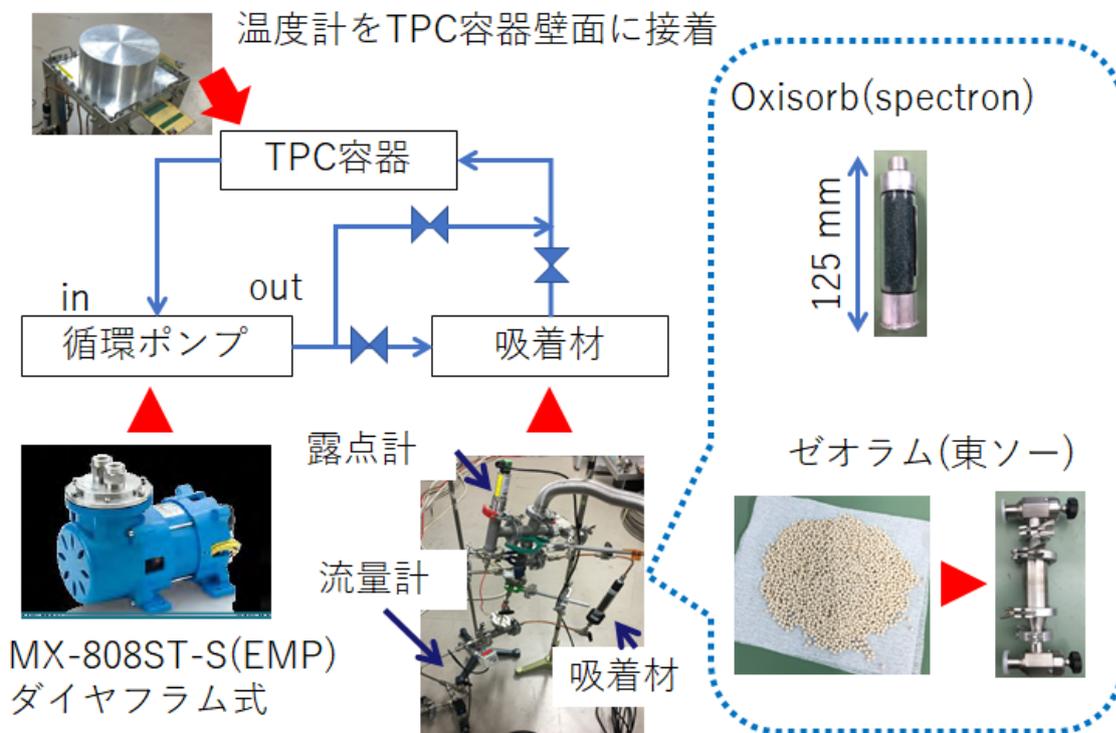


図 7.9 吸着剤試験のセットアップ

SMILE- III 以降で使用する Ne + Ar + CF₄ 混合ガスの浄化試験を 10 cm 小型 TPC を用いて行った。本試験で用いた充填ガスの混合比は Ne(59.7%)Ar(0.3%)CF₄(40%) であ

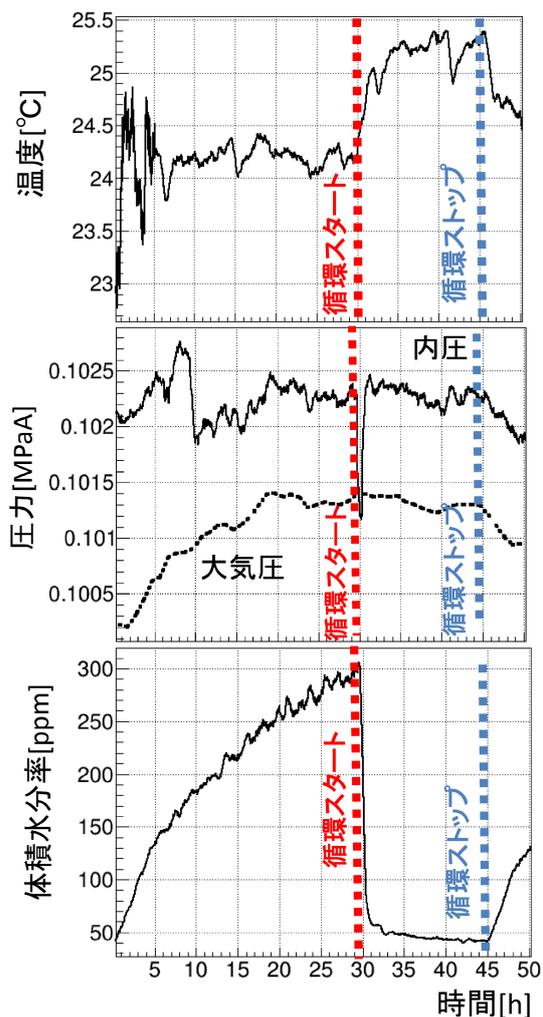


図 7.10 温度・圧力・水分量の変化
(Ne + Ar + CF₄/Oxisorb)

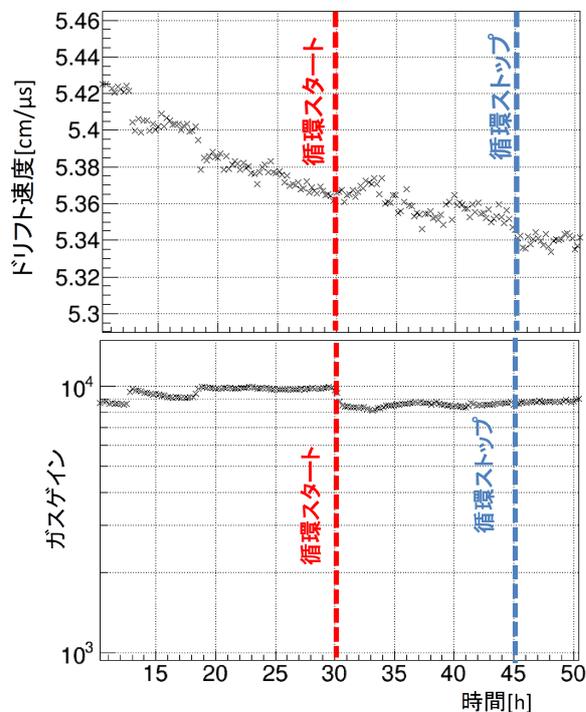


図 7.11 ドリフト速度と利得の変化
(Ne + Ar + CF₄/Oxisorb)

る。図 7.9 に示すように圧力計・温度計・露点計を試験用システムに追加した。使用した半導体蒸着型ダイヤフラム圧力計：GC61-174(長野計器)の出力がゲージ圧なので、絶対圧に換算するために気象庁の公開している京都市の大気圧データ(1h 毎)を利用した。静電容量式露点計：Easidew Online(michell)は充填ガス中の体積水分率をモニターするために取り付けた。露点から体積水分率への換算については Magnis-Tetens の式を用いた。詳細は Appendix で述べる。

Oxisorb を用いた Ne + Ar + CF₄ 混合ガスの純化では水分量はガス循環の前後で図 7.10 のように 300 ppm から 50 ppm へと大幅に減少した。ガスの循環開始時にわずかにゲインの低下(図 7.11)が見られたもののゲイン・ドリフト速度に大きな変化は見られなかった。

ゼオラムを用いた純化ではガス循環の前後で図 7.12 のように 120 ppm から 10 ppm ま

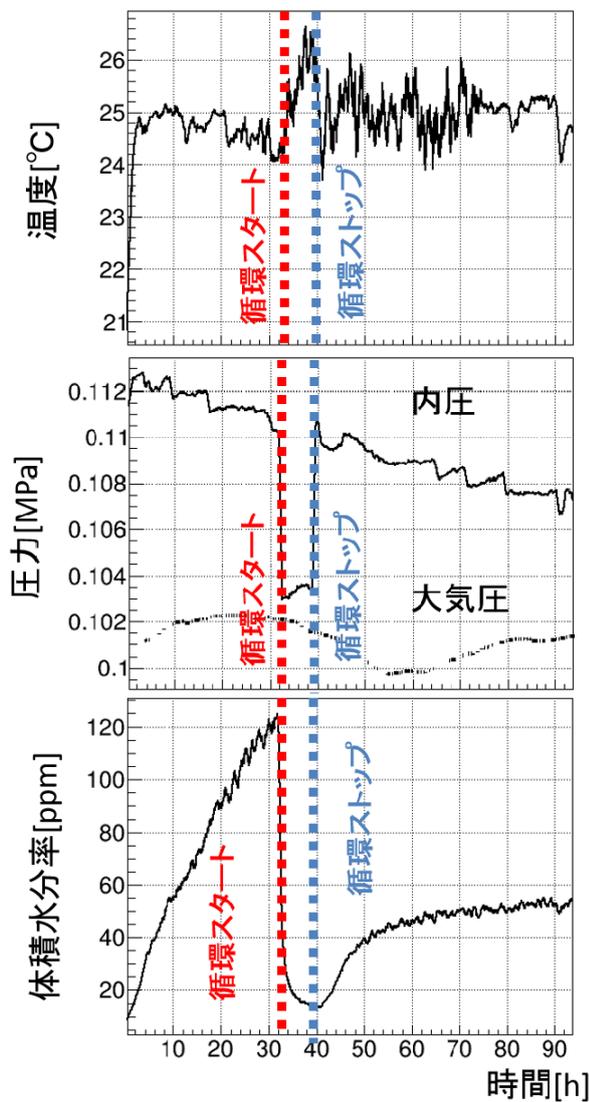


図 7.12 温度・圧力・水分量の変化
(Ne + Ar + CF₄/ゼオラム)

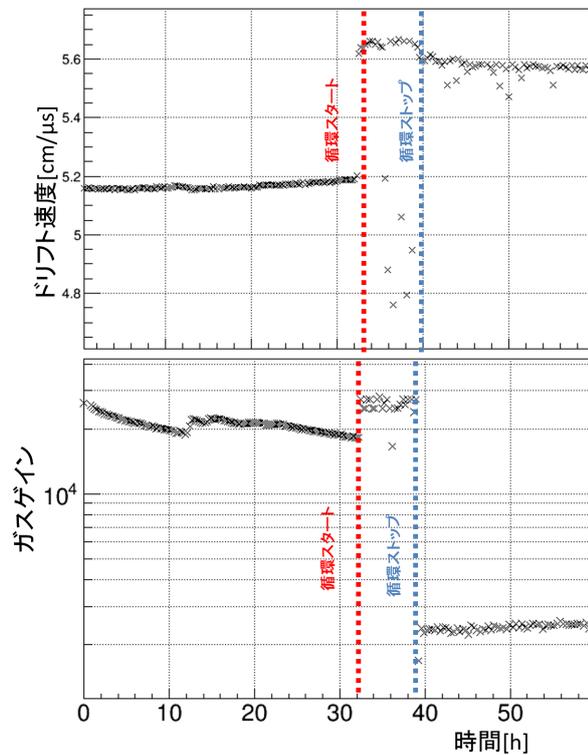


図 7.13 ドリフト速度と利得の変化
(Ne + Ar + CF₄/ゼオラム)

で水分量が減少することが確認できた。また、ドリフト速度も図 7.13 のように $5.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ から $5.6 \text{ cm}/\mu\text{s}$ へと回復した。一方、ゲインは 2×10^4 から 2×10^3 へ減少してしまった。図 7.12 より、本測定では 60 h までに約 3% のリークがみられるが、ドリフト速度への影響は有効電場 E/P との関係から $+0.15 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 以下と見積もられるため、結論に影響はない。

いずれの吸着剤においても芳しくない結果となってしまった。その原因としてはごく微量に添加されている Ar の吸着が考えられる。Ar は使用したゼオラムの細孔径より大きなガスであるが図 7.2 からわかるように、その差はわずかであるため、結晶構造に欠陥があ

るサイトでは吸着される可能性がある。今後、Ne + Ar + CF₄ の純化に適した吸着剤の選定が必要である。

7.6 純化システムの課題

SMILE- III 以後の長期観測では観測期間中に上空でガス純化を行う必要が発生する。上空における外気温は-40 °C 近くまで冷え込むこともあり、純化システムも冷却を受けることになる。そういった環境下でも正常に純化可能であるかについては検証が必要である。

危惧される内容としてはまず、吸着剤のガス吸着率の温度依存性による浄化効率の低下・一度除去された不純物の解離があげられる。特に物理吸着は化学吸着に比べてガス分子と吸着剤との結合が弱いため、化学吸着の結合エネルギーより高い温度における温度依存性が強くなる。こういった問題が発生した場合には積極的な温度調整や吸着剤の再検討が必要になる可能性がある。

次に低温下でポンプを運転した際のガス漏れ量の増加が上げられる。低温ではゴムの弾性が低下することによりシール材としての機能も低下する。低温環境でポンプを稼働させた場合の漏れについては今回は検討していないので調査が必要である。可動部でのシールを必要とせず、2 から 3 気圧程度まで循環可能なポンプがあれば理想であるが、今回は市販品で、この条件を満たすポンプを見つけることができなかった。可動部全体がガス経路内に含まれていればよいだけであるのでこういったポンプに技術的困難は特にはない。

第 8 章

SMILE-2+ の 有効面積シミュレーション

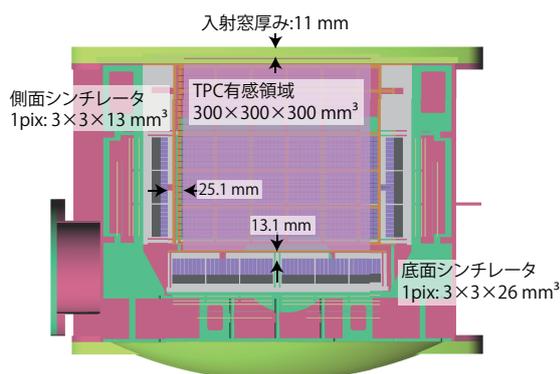


図 8.1 SMILE-2+ 用 ETCC の断面図

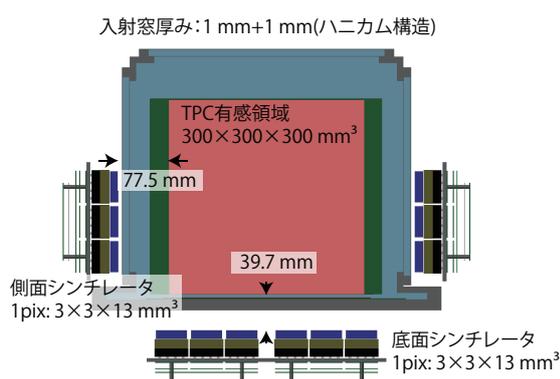


図 8.2 SMILE-II 用 ETCC の断面図

SMILE-2+ 実験へ向けた正確な性能評価を行うため、完成した SMILE-2+ 用 ETCC の正確なジオメトリを作成し、Geant4.10.03[46] を用いたモンテカルロ法によるシミュレーションを行うことで有効面積の算出を行った。Geant4 では目的とする物理現象・エネルギー帯域に合わせた Physics List の選定が必要である。本シミュレーションでは電磁相互作用の精度を重視し、Physics List として Shielding 2.1 を使用した。Shielding は元々は中性子透過やイオン-イオン衝突についての研究を目的として開発された Physics List であるが高エネルギー実験におけるエネルギー測定や地下実験のような低バックグラウンド環境での実験のためのシミュレーションにも使用される。光子の相互作用として電子陽電子対生成、コンプトン散乱、光電吸収、光核反応、電子に対しては多重散乱、イオン化、制動放射、電子核反応が盛り込まれている。TPC の有感領域については粒子飛跡の頂点間距離である Step の最大長を $40 \mu\text{m}$ に設定変更した。これは電子飛跡の位置精度を重視したた

めである。3.4 で述べた SMILE- II 用 ETCC から SMILE-2+ 用 ETCC への設計変更に伴う重要なパラメーターの変化を上げておく。まず、TPC 有感領域のシンチレータに被覆される面積が変化した。シンチレータの配置変更により TPC 有感領域とシンチレータとの間の距離が底面で 39.7 mm から 13.1 mm、側面で 77.5 mm から 25.1 mm となり、間の距離が半分以下になった。次に、ガスの高圧化によりガス容器上板の厚みが 2 mm (ハニカム構造の上板・下板の和) から 11 mm へと厚くなった。

8.1 on axis での有効面積

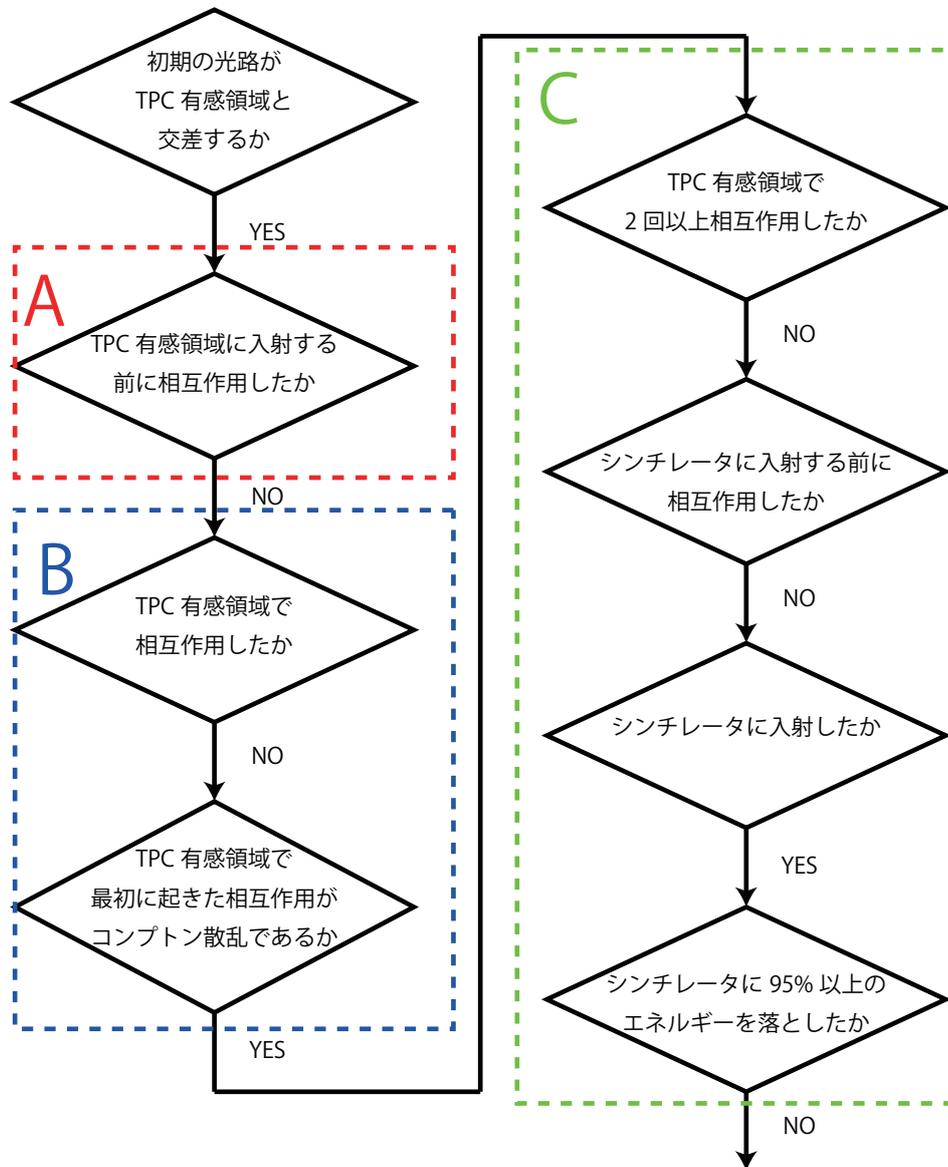


図 8.3 イベント解析のフロー図 (ガンマ線)

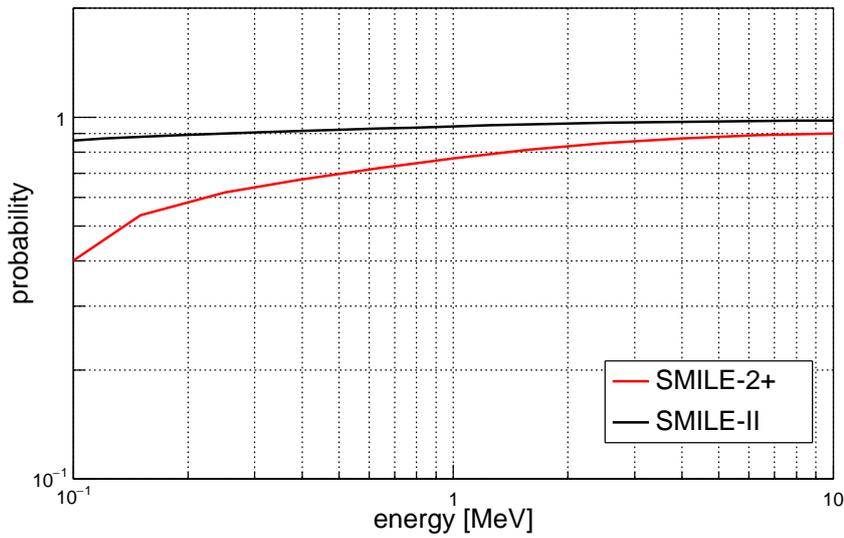


図 8.4 ガンマ線が上板を透過し TPC 有感領域へ到達する確率 (A)

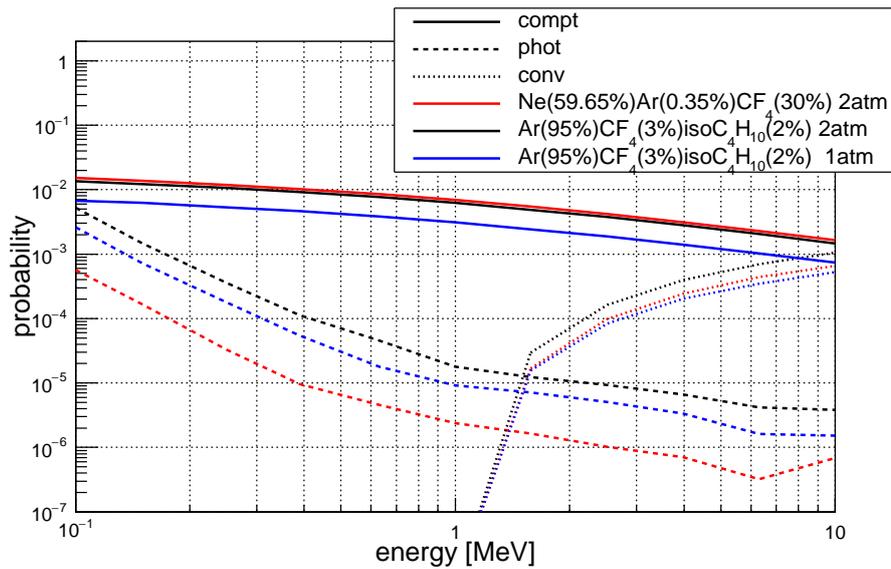


図 8.5 上板透過ガンマ線に対する TPC 有感領域での相互作用確率 (B)

ETCC 視線方向から到来したガンマ線に対して有効面積は次のように書ける。

有効面積 = 幾何面積 (30 cm × 30 cm)

- × A : 入射ガンマ線の TPC 有感領域までの透過確率
 - × B : TPC 有感領域でのコンプトン散乱確率
 - × C : 散乱ガンマ線がシンチレータで吸収される確率
 - × D : 反跳電子飛跡が解析可能条件を満たす確率
- (8.1)

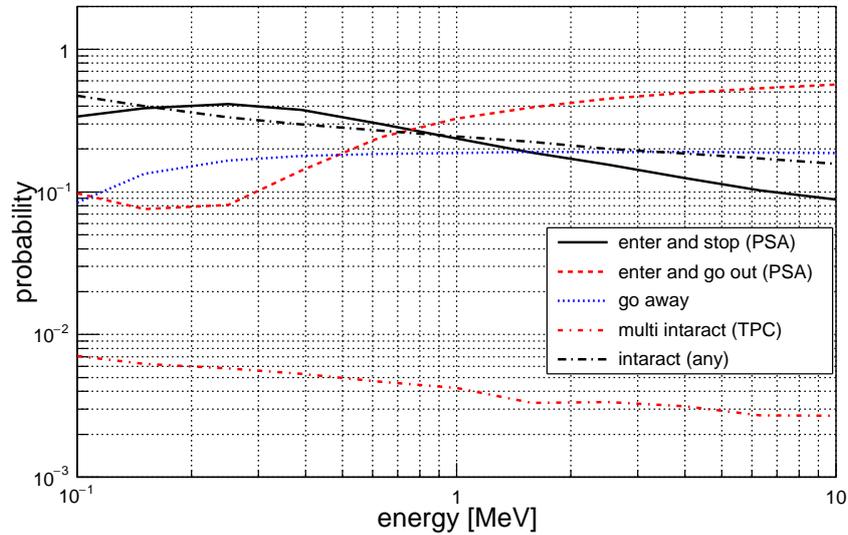


図 8.6 SMILE-2+ におけるコンプトン散乱後のガンマ線の行方 (C)

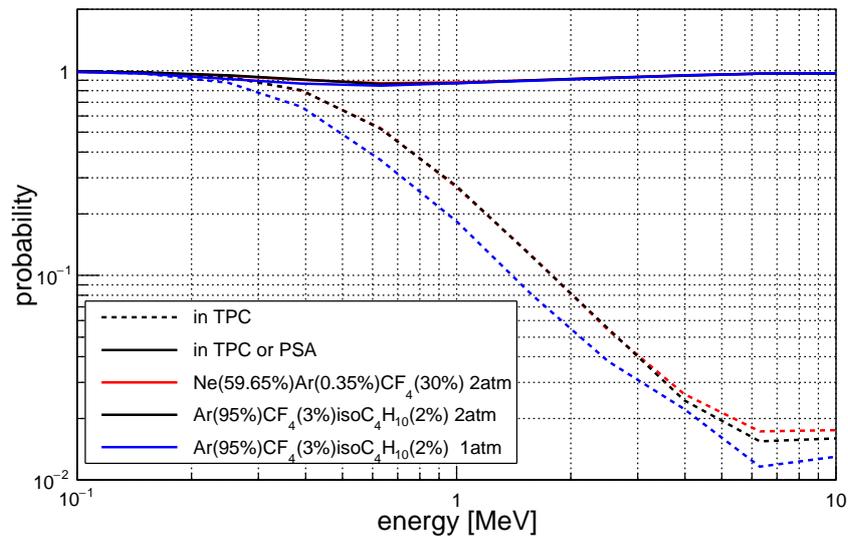


図 8.7 反跳電子解析 (D)

そこで、入射ガンマ線の検出まで上記の A から D までの 4 段階に分類して解析を行った。

(A) はほぼガス容器の設計だけから決まる因子である。最も影響の大きい構造物はガス容器の上板である。図 8.4 に示すように SMILE- II 用 ETCC ではハニカム構造を用いることで厚みを抑えていたのでガンマ線の減衰はほぼ無視できたが、SMILE-2+ 用 ETCC では低エネルギー側での減衰が目立つ。ただし、今回の観測で主な対象となる 500 keV 以上では減衰は 3 割以下に抑えられている。ガス圧を倍にすることで同じ体積でありながら

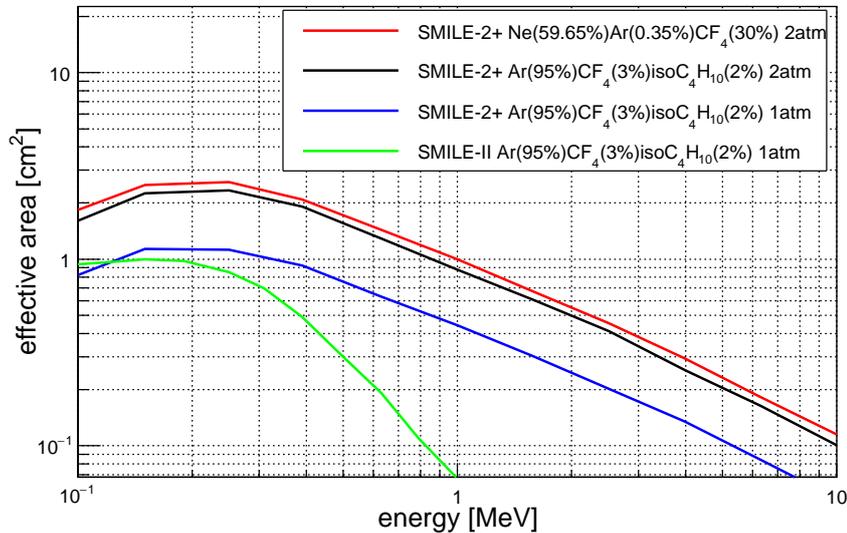


図 8.8 ETCC 構造・充填ガスごとの有効面積の比較

散乱体の物質量を倍にすることができるものの、ガス容器に要求される耐圧も大きくなるため、より入射窓の厚い容器が必要になる。そのため、散乱体でコンプトン散乱を起こす段階までだけを考慮した有効面積は単純には

$$\Sigma(p) = \Sigma(p_0) \frac{p}{p_0} \exp(-\sigma_{Al} t_{Al}(p)) \quad (8.2)$$

と表される。肉厚が十分薄いなら必要な肉厚は耐圧に比例するため、充填ガス圧 p 用の容器の肉厚は

$$t_{Al}(p)[\text{cm}] \approx 0.5 \times p[\text{atm}] \quad (8.3)$$

と表される。厚肉の場合の冪も有限であるため、最大値が存在するという構造は変わらない。アルミニウムのガンマ線 (1 MeV) に対する断面積は $6.15 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$ なのでガス容積を同じにした場合には 12 気圧で最も有効面積が大きくなる。薄肉の近似を行わない場合にはべき指数は 1 より大きくなるため実際の最適圧力はより小さくなる。

(B) はほぼ充填ガスのみによって決まる因子である。TPC 有感領域での反応は光電吸収・コンプトン散乱・電子陽電子対生成が考えられる。TPC 有感領域で初めて起こす相互作用がコンプトン散乱である確率はガス性質と有感領域の視線方向の長さによって決まる。SMILE-II と SMILE-2+ では TPC 有感領域の大きさに差はないため、図 8.5 の結果はどちらの ETCC においても適用できる。有感領域でコンプトン散乱する確率は 10^{-2} から 10^{-3} 程度であることがわかる。

(C) はコンプトン散乱した後の散乱ガンマ線についての条件を表しており、図 8.6 での「enter and stop」はシンチレータに入射し 95% 以上のエネルギーを落とした事象、

「enter and go out」はシンチレータに入射したものの上記の条件を満たさなかった事象、「go away」は検出器のどこにも相互作用することなく検出器外へとエスケープした事象、「multi interact」は TPC 有感領域内で 2 回目以後の相互作用が発生した事象、「interact」はシンチレータ以外の検出器のいずれかの構造物と相互作用を起こした事象を表している。2 回以上相互作用する確率はシンチで吸収されるイベントと比較して数 % 程度であるためほとんど影響しない。700 keV 以上ではシンチレータに十分なエネルギーを落とさない事象が最も多くなっており、有効面積拡大のためにはシンチレータの厚みの増強が重要であることがわかる。

(D) について、SMILE- II 用 ETCC の解析では飛跡が TPC 有感領域内に収まっていること、SMILE-2+ 用 ETCC の解析では飛跡が TPC 有感領域内に収まっているまたはシンチレータへ入射したことを解析可能な条件とした。このように緩い条件にしたのは ETCC における電子飛跡解析では電子反跳方向が決まることが第一であり、検出器外で落としたエネルギーについては飛跡やシンチレータのヒット点といった情報からシミュレーションによりある程度見積もれるためである。図 8.7 の実線は SMILE-2+ 用 ETCC の解析において電子飛跡が解析可能である確率、点線は SMILE-2+ 用 ETCC のジオメトリで SMILE- II の解析手法を用いた場合の解析可能確率を表している。1 MeV 付近に谷が見られるのは有感領域とシンチレータの間で電子が止まる事象によるものだと考えられる。途中で電子が止まった場合、不感領域で落としたエネルギーの見積もりが困難となる。

最終的な有効面積は図 8.8 のようになり、数百 keV 付近から SMILE- II とエネルギー依存性の構造が大きく変化していることが見て取れる。これは高エネルギー事象が検出可能となったことに起因している。

SMILE-2+ 用 ETCC において ETCC では Compton 法と異なり、ガンマ線の到来方向を一意に決定できるため、点源観測では周辺環境からのバックグラウンドは最小限に抑えられるが銀河面のように分布を持つ天体の観測ではバックグラウンドの評価をより正確に行う必要がある。SMILE-2+ での銀河面拡散ガンマ線観測へ向けて、宇宙線と筐体との相互作用によって発生するバックグラウンドを求める予定である。

第 9 章

まとめ

本研究によりガンマ線気球観測計画 SMILE-2+ における ETCC 充填ガス：Ar(95%)CF₄(3%)isoC₄H₁₀(2%) の純化システムとしてゼオライトを用いた吸着剤であるゼオラム (東ソー・ニッケミ) が有効であることが分かった。この成果によりガス劣化による充填ガスの寿命が 3 日程度である SMILE-2+ 用 ETCC であっても、ガス交換なしに数週間以上の長期運用が可能となった。本システムは今年 2018 年 4 月からの実際の観測において搭載が決まっている。

将来計画 SMILE-III へ向けた ETCC 充填ガスとして Ne(69.65%)Ar(0.35%)CF₄(30%) が妥当であることが分かった。要求ゲインである 1.2×10^4 で安定動作しており、エネルギー分解能も 20%@31 keV と従来から用いている Ar(95%)CF₄(3%)isoC₄H₁₀(2%) と同様の値となった。このガスはガンマ線と物質との相互作用の内、コンプトン散乱が優位となるガスであり、特に ETCC における雑音となる TPC でのガンマ線光電吸収の確率を 1/10 に抑えることができる。また、Ar(95%)CF₄(3%)isoC₄H₁₀(2%) と異なり不燃性ガスであるため管理上の負担も軽減される。

このガスに対する浄化システムの吸着材としてシリカゲルを用いた Oxisorb(Spectron) が有効であることが小型システムにおける実験により確かめられた。近年のウクライナ情勢による Ne ガス価格の高騰への対応策にもなっている。しかし、Oxisorb の製造停止を受けて今後、代替となる吸着剤の選定を行う必要がある。代替の吸着材としてゼオライトを用いた FT400(サエス) の試験を予定している。

本論では Genat4 シミュレーションにおいて有効面積の導出のみを行ったが SMILE-2+ の観測での正確なガンマ線フラックスの算出を行うにあたって宇宙線と筐体との相互作用によって発生するバックグラウンドの評価が不可欠となる。今後は SMILE-2+ 相当の環境での宇宙線に対する検出器の応答について調べる予定である。

付録 A

水分量測定的基础

本研究では水分量測定のために露点計を用いた。露点から水分量を導くためには充填ガス圧における飽和蒸気圧を知る必要がある。

A.1 飽和蒸気圧

飽和水蒸気圧について温度範囲や精度、使用目的に合わせた多数の計算式が考案されている。ここではその中で特に重要なもののみを紹介する。

Clausius-Clapeyron の式：

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_g - V_l)} \quad (\text{A.1})$$

は熱力学から導かれた理論式である。ここで、 L は気化熱、 V_g は蒸気体積、 V_l は液体体積である。残念ながら実測値との一致は悪い。 $V_g \ll V_l$ 、蒸気は理想気体、 L は T によらず一定と近似すると

$$P = P_0 \exp\left(\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (\text{A.2})$$

となる。ここで、 $P_0: T_b$ における飽和水蒸気圧 6.11[hPa] R : 水蒸気の気体定数 461.70[J/(kg · K)] L : 水の蒸発潜熱 2.5×10^6 [J/kg] $T_b = 273.15$ [K] である。

Magnis-Tetens の式：

$$P_E[\text{hPa}](T[^\circ\text{C}]) = 6.11 \times 10^{aT[^\circ\text{C}]/(b+T[^\circ\text{C}])} \quad (\text{A.3})$$

は温度の関数としての飽和水蒸気圧の式を簡素にまとめた近似式である。 $T > 0^\circ\text{C}$ では $a = 7.5, b = 273.3$ 、 $T < 0^\circ\text{C}$ では $a = 9.5, b = 265.5$ となる。

Wagner の式：

$$P_E[\text{hPa}](T[\text{K}]) = P_c \exp\left(\frac{Ax + Bx^{3/2} + Cx^3 + Dx^6}{1 - x}\right) \quad (\text{A.4})$$

は相図の臨界点付近でも成立する式である。ここで $P_c = 221200[\text{hPa}]$ (臨界圧) $x = a - (T/T_C) T_C = 647.3[\text{K}]$ (臨界温度) $A = -7.7645$ $B = 1.45838$ $C = -2.7758$ $D = -1.2303$ である。

A.2 露点

露点 (dew point) は水分を含むガスを冷却していった際に初めて結露が起きる温度として定義される。ガス中の水分量が少ない領域では冷却していった際に露ではなく霜が発生することから露点を特に霜点 (frost point) と呼ぶことがあるがここでは両者を区別せず「露点」と呼ぶことにする。冷却中、ガス中に含まれる水分量は一定であると考えられる。よって、露点とは飽和水蒸気量がガス中の水分量と一致する温度 (T_E) であると言い換えることができる。露点とガスの全圧 P が分かっているとき、ガス中の体積水分量を $A[\text{ppm}]$ は、

$$A = \frac{P_E(T_E)}{P} \times 10^6 \quad (\text{A.5})$$

となる。本論で求めた露点は Magnis-Tetens の式 (A.3) を用いて計算した値である。

謝辞

本論文の執筆にあたり、谷森達京都大学教授には忙しい中ご指導いただき、深く感謝しております。高田淳史京都大学助教には実験を進めていくにあたって直接助言をいただく機会も多く、大変お世話になりました。水村好貴さんには実験の基礎から物理・天文に限らない話題まで親身に議論に付き合ってください感謝しています。水本哲也さんは2年前私が初めて TPC に触れた際、TPC の仕組みや扱い方について一から教えていただいた研究室で最初の師匠でした。園田真也さん、古村翔太郎さんには随所で助言いただきました。岸本哲朗さんには私が実験で上手くいかず気が滅入っているときに激励いただき励みになりました。竹村泰斗さんには TPC での実験をもとに修論を書いた直近の先輩であることもあり、意見をうかがうことが多かっただけでなく、SMILE-2+ 実験へ向けての測定中に失敗を犯した際にわざわざ休日に復旧作業を手伝うためにご足労頂くなど迷惑をお掛けしてしまったことも多く、本当に頭が上がりません。吉川慶さんには先輩であるにもかかわらず私の要領の悪さから計算機関連の仕事やその他の雑務で手を煩わせてしまうこともありました。同期の谷口幹幸には修士論文へ向けての研究において互いに関連し合う問題も多く、頻繁に議論に付き合ってくださいました。後輩の小野坂健君、齋藤要君には直向きに実験に取り組む姿に感化されることも多く、また、SMILE-2+ 実験準備ではいつも二つ返事で快く手伝いを引き受けてくれて助かりました。研究室でのこれまでの2年間を振り返ると慌ただしくはありましたが学ぶことも多く、有意義だったと感じております。最後に、お世話になった研究室の皆様方に心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] K. Hirata and et al. Observation of a neutrino burst from the supernova 1987A. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1490–1493, 1987.
- [2] V. Schönfelder. *The Universe in Gamma Rays*. Springer, 2001.
- [3] R. Diehl. Cosmic gamma-ray spectroscopy. *Astronomical Review*, Vol. 8, pp. 19–65, 2013.
- [4] S. Plüschke and et al. The COMPTEL 1.809 MeV survey. *ESA SP*, Vol. 459, p. 55, 2001.
- [5] R. Diehl, N. Prantzos, and P. Ballmoos. Astrophysical constraints from gamma-ray spectroscopy. *Nucl. Phys.*, Vol. A777, pp. 70–97, 2006.
- [6] N. Prantzos and R. Diehl. Radioactive ^{26}Al in the galaxy: observations versus theory. *Phys. Rev.*, Vol. 267, pp. 1–69, 1996.
- [7] W. Wang and et al. SPI observations of the diffuse ^{60}Fe emission in the Galaxy. *A&A*, Vol. 469, pp. 1005–1012, 2007.
- [8] A. Summa and et al. Gamma-ray diagnostics of type Ia supernovae predictions of observables from three-dimensional modeling. *A&A*, Vol. 554, p. A67, 2013.
- [9] A. M. Khokhlov. Delayed detonation model for type Ia supernovae. *A&A*, Vol. 245, pp. 114–128, 1991.
- [10] R. Pakmor and et al. Normal type Ia supernovae from violent mergers of white dwarf binary. *ApJL*, Vol. 747, p. L10, 2012.
- [11] E. Churazov and et al. Cobalt-56 γ -ray emission lines from the type Ia supernova 2014J. *Nature*, Vol. 512, p. 406, 2014.
- [12] Xcom. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [13] <http://www.isdc.unige.ch/integral>.
- [14] L. Bouchet and et al. INTEGRAL SPI all-sky view in soft gamma rays: A study of point-source and galactic diffuse emission. *ApJ*, Vol. 679, pp. 1315–1326, 2008.
- [15] V. Schönfelder and et al. Instrument description and performance of the imaging gamma-

- ray telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *ApJS*, Vol. 86, pp. 657–692, 1993.
- [16] G. Weidenspointer and et al. The COMPTEL instrumental line background. *A&A*, Vol. 368, pp. 347–368, 2001.
- [17] V. Schönfelder and et al. The first COMPTEL source catalogue. *A&AS*, Vol. 143, pp. 145–179, 2000.
- [18] G. Kanbach and et al. Development and calibration of the tracking Compton/Pair telescope MEGA. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A541, pp. 310–322, 2005.
- [19] H. Yoneda and et al. Development of Si-CMOS hybrid detectors towards electron tracking based Compton imaging in semiconductor detectors. *Nucl. Instr. Meth. A*, in press, doi.org/10.1016/j.nima.2017.11.078.
- [20] G.R. Lynch and O.I. Dahl. Approximations to multiple coulomb scattering. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. B58, pp. 6–10, 1991.
- [21] T. Tanimori and et al. An Electron-Tracking Compton Telescope for a survey of the deep universe by MeV gamma-rays. *ApJ*, Vol. 810:28, p. 12, 2015.
- [22] A. Ochi and et al. A new design of the gaseous imaging detector: Micro pixel chamber. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A471, pp. 264–267, 2001.
- [23] 竹村泰斗. 高角度分解能 MeV ガンマ線望遠鏡にむけた高ゲイン・高位置分解能ガス検出器の開発. Master's thesis, 2015 年度.
- [24] A. Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A263, pp. 351–359, 1988.
- [25] F.Sauli. Development and applications of gas electron multiplier detectors. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A505, pp. 195–198, 2003.
- [26] F.Sauli. Progress with the gas electron multiplier. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A522, pp. 93–98, 2004.
- [27] A. Bressan and et al. Two-dimensional readout of GEM detectors. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A425, pp. 254–261, 1999.
- [28] R. Chechik and et al. First results on the GEM operated at low gas pressures. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A419, pp. 423–428, 1998.
- [29] T. Mizumoto. New readout and data-acquisition system in an electron-tracking compton camera for MeV gamma-ray astronomy (SMILE-II). *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A800, pp. 40–50, 2015.
- [30] 中増勇馬. MeV ガンマ線望遠鏡に向けた高エネルギー分解能 MPPC シンチレーションカメラの開発. Master's thesis, 2016 年度.
- [31] Magboltz. <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>.

-
- [32] 高橋慶在. 電子飛跡検出型 MeV γ 線コンプトンカメラに用いるガスの組成最適化と高圧化. Master's thesis, 2009 年度.
- [33] T. Kowalski. Manifestation of the Penning effect in gas proportional counters. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A735, pp. 528–531, 2014.
- [34] P. W. Harland and et al. Partitioning of excess energy in dissociative resonance capture processes. *J. Chem. Phys.*, Vol. 61, p. 1621, 1974.
- [35] G. G. Raju. *Gaseous Electronics Table, Atoms, and Molecules*. CRC Press, 2012.
- [36] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. WILEY, 2001.
- [37] 国立天文台. 理科年表平成 22 年. 丸善出版, 2010.
- [38] W. P. Jesse and J. Sadauskis. Ionization in pure gases and the average energy to make an ion pair for alpha and beta particles. *Phys. Rev.*, Vol. 97, pp. 1668–1670, 1955.
- [39] F. Sauli. The gas electron multiplier (gem): Operating principles and application. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A805, pp. 2–24, 2016.
- [40] 門松宏治. GEM を用いたガス検出器の基礎研究、および応用開発. Master's thesis, 2006 年度.
- [41] H. Sipilä. Energy resolution of the proportional counter. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. 133, pp. 251–252, 2014.
- [42] M. Frotin and et al. Sealed operation, and circulation and purification of gas in the HARPO TPC. 2015.
- [43] D. Bernard. TPC in γ -ray astronomy above pair-creation threshold. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A701, pp. 225–230, 2013.
- [44] 日本ゼオライト学会. <https://jza-online.org/>.
- [45] Q. Liu and et al. NaKA sorbents with high CO₂-over-N₂ selectivity and high capacity to adsorb CO₂. *Chem. Comm.*, Vol. 46, pp. 4502–4504, 2010.
- [46] S. Agostinelli and et al. Geant4-a simulation toolkit. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A506, pp. 250–303, 2003.