

博士学位論文

ATLAS Thin Gap Chamber の中性子に対する動作特性の研究

02TH104D

大下 英敏

概要

2008 年より稼働予定の Large Hadron Collider (LHC) は TeV 領域までの新粒子探索を可能にする世界で唯一の大型加速器である。LHC でおこなわれる ATLAS 実験では標準理論で存在が予言され、唯一未発見のヒッグス粒子の探索を目的としている。この目的のためには膨大なバックグラウンドの中から興味ある崩壊事象を選別するトリガーと呼ばれる役割が非常に重要となる。特に終状態として μ 粒子などのレプトンに崩壊する事象はバックグラウンドが少ないため、ヒッグス粒子の存在を決定づける有力な崩壊過程として知られている。Thin Gap Chamber (TGC) は ATLAS 検出器のエンドキャップ領域で μ 粒子トリガー検出器として用いられるガス検出器である。TGC は ATLAS 環境下で高頻度の γ 線、中性子に曝されるので、安定動作や長期的な検出器劣化の点で深刻な影響を受ける可能性がある。特に中性子との相互作用で生成する反跳原子核は電子などの荷電粒子に比べて検出器内で大きなエネルギーを損失するだけでなく、放電のような異常動作の原因となる。本研究では dD 反応、dT 反応による中性子を照射して、TGC の中性子に対する動作特性を測定し、長期的な検出器劣化現象の有無を評価した。また、ATLAS 実験用の大型 TGC を使用して、高頻度中性子環境下における動作安定性も評価した。

目次

1	LHC における物理	5
1.1	素粒子の標準模型	5
1.2	LHC 加速器の概要	6
1.3	ヒッグス粒子の発見	8
1.4	標準模型を越える物理	11
2	ATLAS 検出器	12
2.1	内部検出器	12
2.2	カロリメーター	13
2.3	ミュオンシステム	14
2.4	ATLAS 検出器のトリガーシステム	15
2.4.1	エンドキャップ領域における L1 トリガー	16
3	Thin Gap Chamber	17
3.1	構造と性能	17
3.2	ATLAS 実験における放射線環境	18
4	研究の動機	21
5	中性子源	23
5.1	核融合反応	23
5.1.1	dD 反応、dT 反応の反応断面積と散乱エネルギー	24
5.2	Fusion Neutronics Source (FNS)	26
5.2.1	施設の特徴	26
5.2.2	TRI における中性子発生量の見積り	27
5.2.3	ビーム孔の特徴	29
6	^{90}Sr-β 線を用いた試験と宇宙線試験	30
6.1	研究の目的と概要	30
6.2	実験セットアップ	30
6.2.1	TGC	30
6.2.2	アンプキャリブレーション	32
6.2.3	宇宙線試験のセットアップ	37
6.2.4	^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (外部トリガーモード)	39
6.2.5	^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (セルフトリガーモード)	39
6.3	実験結果	40
6.3.1	^{90}Sr - β 線による出力電荷量と宇宙線による出力電荷量の比較	40
6.3.2	出力電荷量の印加電圧依存性、チェンバーガス温度依存性	43
6.3.3	^{90}Sr - β 線の一粒子当りの出力電荷量	45
6.4	議論と考察	47
6.4.1	地上に到来する宇宙線 μ 粒子の運動量	47
6.4.2	GEANT4 シミュレーションによる実験結果の考察	48
6.4.3	出力電荷量に対する印加電圧依存性と温度依存性	51
6.5	^{90}Sr - β 線を用いた試験と宇宙線試験のまとめ	52

7	dD 中性子と dT 中性子に対する TGC の応答特性	53
7.1	研究の目的と概要	53
7.2	実験セットアップ	53
7.2.1	TGC、DAQ、ガスシステム	53
7.2.2	中性子場	54
7.3	実験結果	58
7.3.1	14.22 MeV 中性子による出力電荷量	58
7.3.2	3.3 MeV 中性子による出力電荷量	61
7.3.3	^{90}Sr - β 線による出力電荷量との比較	66
7.4	議論と考察	67
7.4.1	TGC 中性子照射試験の GEANT4 シミュレーション	67
7.4.2	dD 中性子、dT 中性子照射試験における中性子の消失	68
7.4.3	中性子反応の発生位置とマルチプリシティ	68
7.4.4	GEANT4 シミュレーションによる TGC の中性子感度	72
7.4.5	出力電荷量とガス中におけるエネルギー損失量	75
7.4.6	ガス中のエネルギー損失量に対する反跳原子核の寄与	76
7.4.7	放射長当りのエネルギー損失量	77
7.5	dD 中性子と dT 中性子に対する TGC の応答特性のまとめ	79
8	大型 TGC を用いた動作安定性の研究	80
8.1	研究の目的と概要	80
8.2	実験セットアップ	80
8.2.1	TGC、アンプキャリブレーション	80
8.2.2	中性子場	81
8.2.3	DAQ、ガスシステム	83
8.3	実験結果	85
8.3.1	チェンバーカレント	85
8.3.2	出力電荷量	85
8.3.3	^{60}Co 線源を用いた測定	88
8.4	議論と考察	89
8.4.1	中性子感度の見積り	89
8.4.2	チェンバーカレントから導出した出力電荷量	90
8.4.3	チェンバーカレントへの放射化 γ 線による寄与	90
8.4.4	動作条件の見積り	91
8.4.5	中性子照射量の見積り	93
8.5	大型 TGC を用いた動作安定性の研究のまとめ	97
9	dT 中性子を用いた TGC の加速劣化試験	98
9.1	研究の目的と概要	98
9.2	実験セットアップ	98
9.2.1	TGC、アンプキャリブレーション	98
9.2.2	加速劣化試験のセットアップ	98
9.3	実験結果	99
9.3.1	出力電荷量の中性子入射頻度依存性	99
9.3.2	加速劣化試験中の動作条件	101
9.3.3	加速劣化試験中のチェンバーカレント	103
9.3.4	加速劣化試験中の出力電荷量	105

9.3.5	加速劣化試験前後の出力電荷量	107
9.3.6	加速劣化試験後の宇宙線に対する基本特性	108
9.4	議論と考察	110
9.4.1	中性子照射量の見積り	110
9.4.2	電極表面の観察	110
9.5	dT 中性子を用いた TGC の加速劣化試験のまとめ	112
10	まとめ	113

1 LHCにおける物理

1.1 素粒子の標準模型

自然界には電磁気力、弱い力、強い力、重力の4つの基本的な力が存在する。また、自然界を構成する基本的な粒子は素粒子とよばれ、現在、図1に示すような素粒子がある。素粒子は物質を構成する粒子 (matter particles) と力を伝達する粒子 (gauge particles) に大別できる。前者はスピン 1/2 を持つフェルミオンで、強い相互作用をするクォークと、しなないレプトンに分類される。クォークは6つの種類があり、電荷+2/3(素電荷 e を単位として) を持つ u(アップ)、c(チャーム)、t(トップ) の3つと、電荷-1/3 を持つ d(ダウン)、s(ストレンジ)、b(ボトム) の3つがある。レプトンも同様に6種類存在し、電荷-1 を持つ電子 e、ミューオン μ 、タウレプトン τ と、電荷を持たない3種類のニュートリノ ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ が存在する。クォーク、レプトン共に同じ電荷を持つ粒子が3種類ずつあり、世代を構成する。これらの粒子には、それぞれ電荷の異なる反粒子が存在する。ゼロでない電荷を持つ粒子は電磁相互作用をおこない、ニュートリノを含めた全ての粒子が弱い相互作用をおこなう。力を伝達する粒子として、電磁相互作用を媒介する光子 γ 、弱い相互作用を媒介する W^\pm と Z、強い相互作用を媒介するグルーオン g がある。力を伝達する粒子は全てスピン 1 を持ち、ゲージ対称性¹に付随するゲージボソンとして理解される。なお、重力を媒介するゲージボソンとして、グラビトンが予言されているが、素粒子の標準模型の範囲を越えるので割愛する。

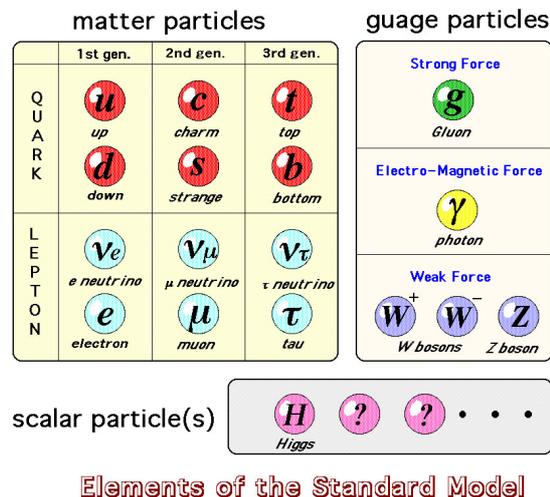


図 1: 標準理論における素粒子

ゲージ対称性の要請は理論のくりこみ可能性を保証し、高次の量子効果の項が無限大に発散するのを避ける。ゲージ対称性を持つスピン 1 の粒子はゲージ理論に現れるゲージボソンで、普遍的なゲージ結合定数 α に依存した強さで他の粒子と相互作用する。ゲージ理論において、ゲージ対称性が破れると対応するゲージボソンが質量をもつ。電磁相互作用が無限遠方まで寄与する長距離力であり、その媒介粒子である光子の質量がゼロであることはゲージ対称性によって保証される。

ハドロンはクォークの複合粒子であり、クォーク間には強い力が働く。強い力はゲージボソンであるグルーオンによって媒介される。クォークやグルーオンはカラー電荷という量子数を持ち、ゲージ変換に対して不変である。ゲージ理論に基づく強い相互作用の理論を QCD (Quantum Chromodynamics) と呼ぶ。クォークやグルーオンはカラーの閉じ込めという現象のため、単独で存在することができない。グルーオンは質量ゼロで、その媒介する力は長距離力と考えられるが、カラーの閉じ込めのために直接測定することができない。

弱い相互作用は電荷 ± 1 を持つ W^\pm 粒子と中性の Z 粒子によって媒介される。これらはスピン 1 の粒子で、普遍的なゲージ結合定数を持つ。この事実は W^\pm 粒子と Z 粒子がゲージボソンであることを示唆する。また、W 粒子が電荷を持つことは、電磁相互作用することを意味する。W 粒子が電磁相互作用するためには光子と同じ対称

¹時空の任意の地点で状態の位相を変更しても運動方程式が不変であること。

性に属するゲージボソンの時にのみ可能となる。このことは電磁相互作用と弱い相互作用が共通の起源を持つことを意味する。その一方で、W 粒子は 80.4 GeV、Z 粒子は 91.2 GeV の質量を持ち、ゲージ対称性の要請に矛盾する。この問題は Glashow、Weinberg、Salam による電弱統一理論として解決された。電弱統一理論では、自発的対称性の破れ (Spontaneous Symmetry Breaking; SSB) のためにゲージボソンが質量を獲得する。SSB は量子場の最低エネルギー状態 (真空) が対称性を破った状態で達成するために起こる。この場合、その真空の上に励起された粒子は見かけ上、本来の理論の対称性を失う。

SSB はヒッグス機構とも呼ばれる。電弱相互作用の対称性の破れを起こす簡単なモデルとして、クォーク、レプトンとゲージ場以外に、弱アイソスピン²_{1/2} を持つ未知のスカラー場の存在を仮定する。このスカラー場が負の質量項を持ちさえすれば、電弱相互作用の対称性は自発的な破れを起こし、電磁相互作用の対称性だけが残る。このスカラー場をヒッグス場と呼ぶ。

W 粒子、Z 粒子の質量を説明するために導入した上述のヒッグスメカニズムを使って、クォークやレプトンの質量起源を説明することもできる。電弱統一理論と QCD をまとめて素粒子の標準理論と呼ぶ。素粒子物理学の研究において、標準理論は非常に高い精度で実験事実と矛盾しないことが確認されているが、ヒッグス機構を説明するヒッグス粒子は未だに発見されていない。このヒッグス機構の解明が LHC における物理の主目的の 1 つである。

1.2 LHC 加速器の概要

CERN(欧州合同原子核研究機構) で建設されている LHC(Large Hadron Collider) は重心系で 14 TeV の衝突エネルギーと $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のルミノシティを達成することで、TeV 領域までの新粒子探索を可能にする陽子-陽子衝突型の大型加速器である。表 1 に LHC の主要パラメーターを示す。

主リング周長	26.7 km
陽子ビームエネルギー	7 TeV
ルミノシティ (pp)	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
重イオンエネルギー	2.76 TeV
ルミノシティ (重イオン)	$10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
バンチ数、衝突間隔	2808, 25 ns

表 1: LHC 加速器の主要パラメーター

LHC は LEP [1] で使われた周長 27 km のトンネルを流用して建設された。陽子ビームは最大 7 TeV まで加速される。LHC では陽子を構成するクォークやグルーオンなどのパートン同士が衝突反応を起こすので、新粒子生成に使用できるエネルギーは $\sqrt{x_1 x_2} \times 14 \text{ TeV}$ であらわされる。ここで、 x_1 、 x_2 はそれぞれのパートンが担っている運動量の陽子の運動量に対する割合である。 x_1 、 x_2 が同程度の衝突事象は衝突点付近で観測されるが、 x_1 、 x_2 がかけ離れている場合、前後方向にブーストしたイベントとなる。粒子の生成断面積は、素過程の断面積に各パートンの確率分布関数 (PDF) を掛けて積分したものになる。重い質量を持つ粒子の生成には大きな $\sqrt{x_1 x_2}$ が必要となり、必然的に x_1 と x_2 は同程度となる。重い粒子を含む事象は中央で観測され、軽い粒子は前後方向にブーストしたイベントとなる。

図 2 に LHC における主要な物理過程を示す。この図は生成粒子の質量の関数としてあらわされている。PDF が主に生成断面積を決めるので、生成粒子の質量とその生成断面積の関係は素過程によらず同じような振舞いをする。物理的な価値のない minimum bias event と呼ばれる非弾性散乱の全断面積は約 100 mb である。一方でヒッグス機構の解明の鍵を握るヒッグス粒子 H の生成断面積は 10 fb から 10 pb 程度であり、バックグラウンドから 10 桁以上も小さい。

²弱い相互作用する素粒子だけが持つ量子量であり、弱い相互作用において相互転換する 2 つの素粒子の状態をあらわす。

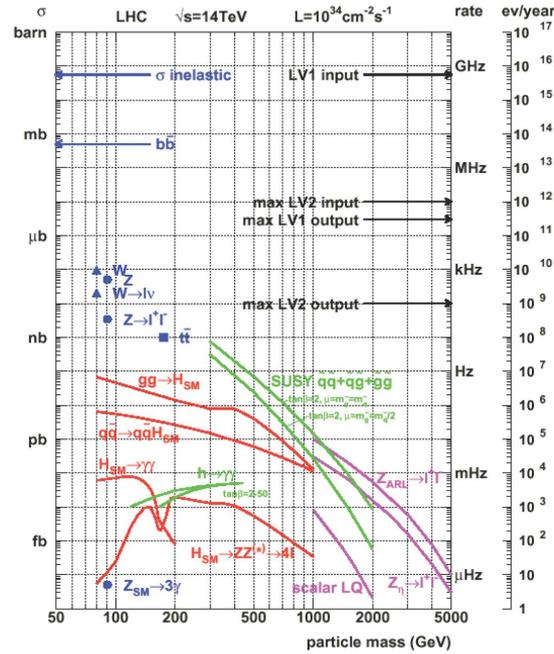


図 2: LHC における主要な物理過程

LHC でヒッグス粒子を発見するためには高いルミノシティが必要である。ルミノシティ L は加速器実験において衝突事象の数をあらわすパラメーターであり、以下のように定義されている。

$$L = \frac{f \times N_B^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \approx \frac{40 \times 10^6 \times (10^{11})^2}{4\pi \times 16\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}} \approx 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

ここで、 f はビームバンチの衝突頻度、 N_B はバンチ内の陽子数、 σ_x および σ_y は衝突点におけるバンチの横広がりである。 $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ は 10^{11} 個の陽子で構成されるバンチが 40 MHz で衝突することを意味する。LHC では陽子のほか、重イオンを 2.76 TeV まで加速することができる。この時のルミノシティは $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。

図 3 に示すように、LHC のビーム衝突点には ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)、CMS (Compact Muon Solenoid)、ALICE (A Large Ion Collider Experiment)、LHCb の検出器が設置され様々な物理の研究がおこなわれる。これらの検出器は地下 100 m に掘られた LEP トンネル内に建設される。各検出器の概要と目的を以下に示す。

- ATLAS 実験

標準理論ヒッグス粒子の探索や標準理論を超える物理の探索を目的とする。 μ 粒子の運動量測定のため、巨大なトロイダルマグネットを使用することが特色である。 γ 線や電子のエネルギーは放射線耐性に優れた液体アルゴンカロリメーターを用いて測定する。内部検出器として、超伝導ソレノイドマグネット内に 3 種類の飛跡検出器が設置される。

- CMS 実験

ATLAS 実験同様に標準理論ヒッグス粒子の探索を主な目的とする。超伝導ソレノイドマグネット内では、荷電粒子の運動量が測定される一方で、外側の鉄ヨークのリターン磁場によって、 μ 粒子の軌跡を曲げ、その運動量を測定する。電磁カロリメーターには PbWO_4 の結晶が使用され、高い耐放射線特性と高エネルギー分解能を実現する。

- ALICE 実験

クォーク、グルーオンプラズマ (QGP) などの超高エネルギー重イオン衝突現象の研究をおこなう。原子核

特有の現象であるジェットの抑制と形状変化、 J/ψ 生成の抑制などを測定することで、宇宙の初期発展段階の現象の解明を進める。検出器は LEP の L3 実験 [2] で使用した大型マグネット内に体積 88 cm^3 を持つ TPC(Time Projection Chamber) を設置し、1000 を越える飛跡を測定する。

- LHCb 実験

B 中間子の CP 非保存の観測を通して、間接的に標準理論を超える新しい物理の影響を研究する。この研究分野は flavor physics と呼ばれる。B 中間子に特有な二次崩壊点を選択的に同定する VELO(VERTEX LOcator、シリコン検出器から構成される) と呼ばれるトリガー装置をもつ。

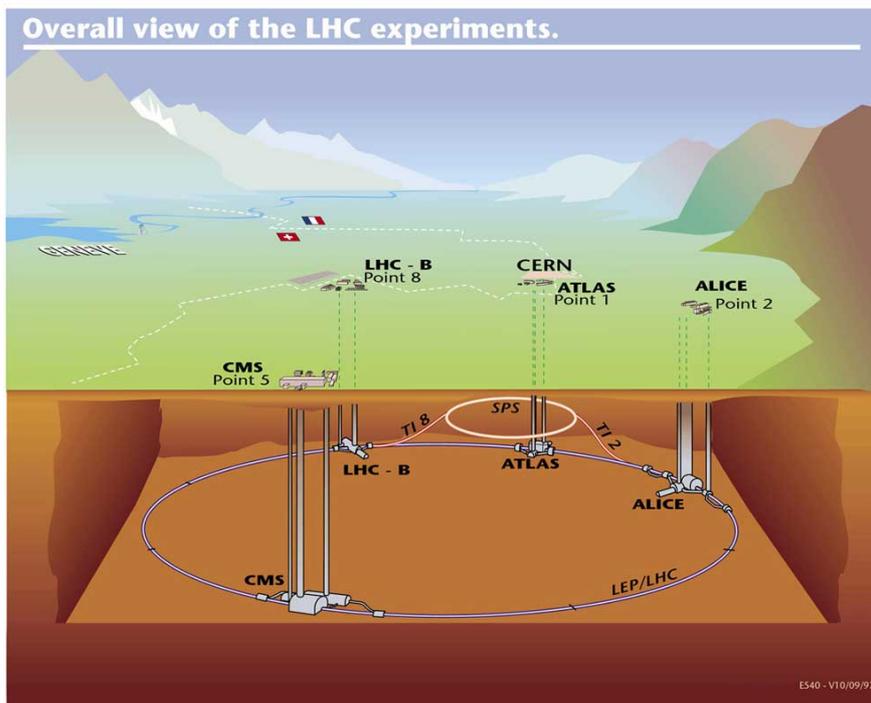


図 3: LHC リングと LHC に設置される検出器

1.3 ヒッグス粒子の発見

ここでは、標準理論で予言され唯一未発見の粒子である標準理論ヒッグス粒子 H_{SM} の発見に向けた研究について述べる。ヒッグス場はクォーク、レプトンおよび W 粒子、Z 粒子の質量の起源である。ヒッグス粒子はこれらの粒子と特徴的な相互作用をおこない、その結合の強さは相手の粒子の質量に比例する。このため、ヒッグス粒子の生成、崩壊過程は重い粒子に片寄った傾向をしめす。LHC における H_{SM} の生成過程を図 4 に示す。

- $gg \rightarrow H_{SM}$
この過程はグルーオン融合過程と呼ばれ、グルーオン同士が反応し、 t クォークのループを介して H_{SM} を生成する。
- $qq \rightarrow H_{SM}qq$
この過程はベクターボソン融合過程と呼ばれる。クォークから放出された W^\pm 粒子や Z^0 粒子を介して H_{SM} が生成される。LHC はクォーク同士の反応の起こりやすい陽子陽子加速器であるので、反応断面積が大きい。この過程では、クォークが W^\pm 粒子や Z^0 粒子との散乱によって大きく反跳するので、横方向運動量 (P_T 、第 2 章で定義される) の大きなジェットが 2 本観測される。
- $q\bar{q} \rightarrow H_{SM} (W/Z)$
この過程は W/Z 随伴生成過程と呼ばれる。粒子・反粒子コライダーで有望な生成過程である。
- $gg \rightarrow H_{SM} t\bar{t}$
この過程は t クォーク随伴生成過程と呼ばれる。対生成された t クォークから H_{SM} が放出される過程である。断面積は小さいが 2 つの t クォークを含む特徴的なイベントとして観測される。

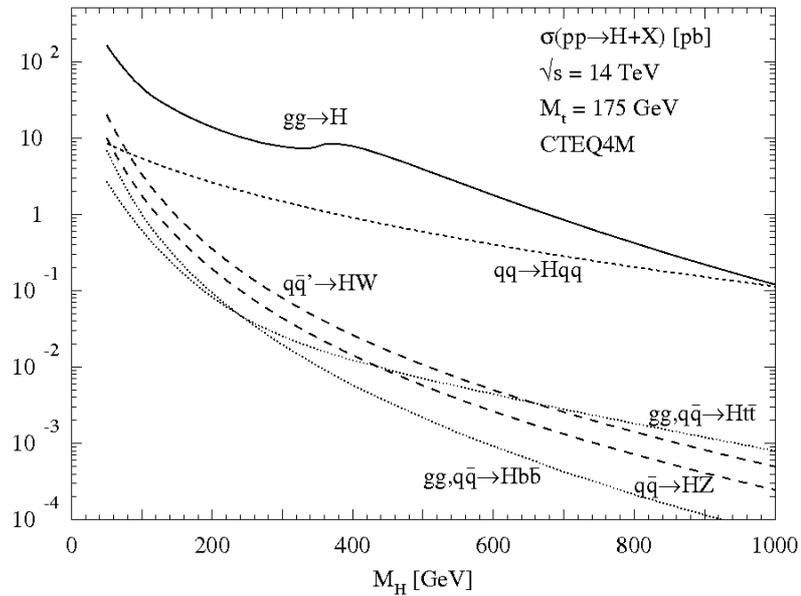


図 4: ヒッグス粒子の生成過程

生成された H_{SM} は瞬時に強く結合している重い粒子へ崩壊する。LHC における H_{SM} の崩壊過程を図 5 に示す。 H_{SM} が 140 GeV より軽い場合、 b クォーク対 ($b\bar{b}$) もしくは t クォーク対 ($t\bar{t}$) が主要な崩壊モードである。検出の容易さから分岐比は小さいが、 $\gamma\gamma$ への崩壊も重要である。したがって、グルーオン融合過程もしくはベクターボソン融合過程で生成した H_{SM} が $\gamma\gamma$ へ崩壊するチャンネルとベクターボソン融合過程で生成した H_{SM} が t クォーク対に崩壊するチャンネルのいずれかが最初の発見チャンネルになると期待されている。

H_{SM} が 140 GeV より重い場合、主な崩壊モードはゲージボソン対 (W^+W^- , Z^0Z^0) となる。特に、最終的に 4 レプトン ($l^+l^-l^+l^-$) に崩壊した際には明瞭なシグナルとして観測できる。この他、 $H_{SM} \rightarrow WW \rightarrow l^+\nu l^-\nu$ も重要な発見モードである。レプトンの横方向の運動量と ν に対応する失われた横方向の運動量の情報から H_{SM} の質量を求めることができる。

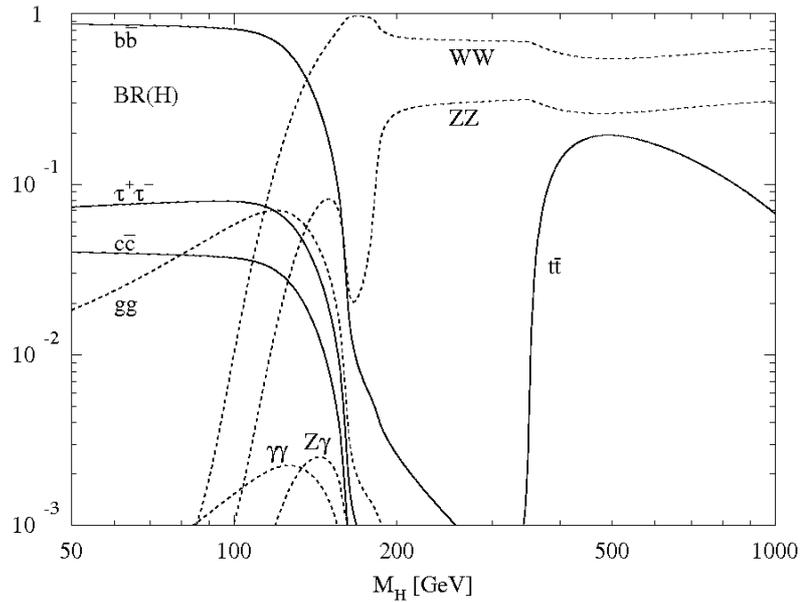


図 5: ヒッグス粒子の崩壊過程

図 6 に積算ルミノシティ 30 fb^{-1} における H_{SM} の発見能力を示す。Signal significance は $\frac{N_{\text{signal}}}{\sqrt{N_{\text{background}}}}$ で定義され、発見の確度を示す。横軸は H_{SM} の質量をあらわす。114 GeV 以下の領域は LEP の結果によって既に排除されている。 H_{SM} の質量が 170 GeV のとき、 $H_{SM} \rightarrow W^+W^-$ の分岐比がほぼ 100% になるため、 $H_{SM} \rightarrow ZZ$ の感度が落ちる。なお、 30 fb^{-1} の積算ルミノシティは LHC 開始後 2~3 年で予定されるデータ量である。したがって、ATLAS 検出器において、実験開始後 2~3 年で 5σ 以上の確度で H_{SM} の発見が期待できる。

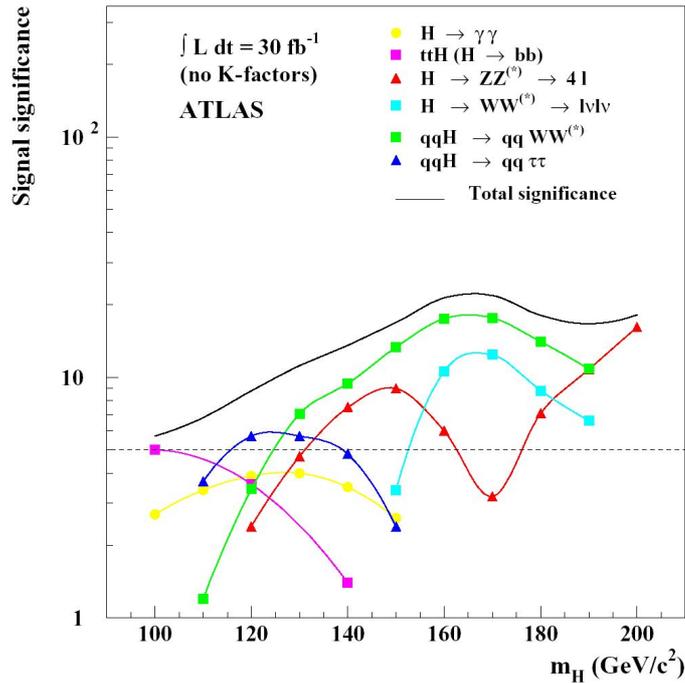


図 6: ATLAS 検出器の H_{SM} 発見能力

1.4 標準模型を超える物理

標準理論は最終的な理論でないことは、flavor physics の研究や宇宙線の研究における観測事実によって示唆されている。また、超高エネルギー領域では、標準理論は階層性問題によって、ヒッグス粒子の質量が不安定となる。この問題を回避する有効な理論として、超対称性理論がある。超対称性とは、スピンを $1/2$ だけ変える変換のもとでの対称性であり、ボソンとフェルミオン間の対称性である。超対称性を導入することで、強い力、弱い力、電磁力の 3 つの力が 10^{16} GeV 付近で大統一されることが示される。このことは超対称性が自然界を説明する有望な理論の傍証として注目されている。超対称性粒子は 1 TeV 領域までに存在することが予言されており、標準理論を超える物理に対しても LHC で検証可能である。

2 ATLAS 検出器

図 7 に ATLAS 検出器の概念図を示す。ATLAS 検出器は全長 44 m、高さ 25 m、総重量 7000 t の巨大な汎用測定器である。衝突点から外側に向かって、内部検出器、電磁カロリメーター、ハドロンカロリメーター、ミューオン検出器の順に配置されている。各検出器は衝突点から見て、超前方を除き全立体角を覆うように配置される。

ATLAS 検出器内の位置を特定するため、次のように座標系と擬ラピディティ (pseudorapidity) を定義する。ビーム軸に沿って z 軸をとり、それに垂直な平面として xy 平面が定義される。周回リングの中心方向に x 軸の正をとり、上方を y 軸の正とする。ATLAS 検出器の z 軸の正側を A サイド、負側を C サイドと呼ぶ。 yz 平面において、ビーム軸 (z 軸) との仰角を θ とする。 xy 平面内における極座標として、ビーム軸からの距離 r と角度 ϕ が定義される。擬ラピディティ η は以下のように定義される。

$$\eta \equiv -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

xy 平面内のパラメーターとして、横方向の運動量 P_T (transverse momentum) とエネルギー E_T (transverse energy) が定義される。また、検出器の z 方向の両端をエンドキャップ領域と呼び、ビーム軸に沿った円筒部分をパレル領域と呼ぶ。

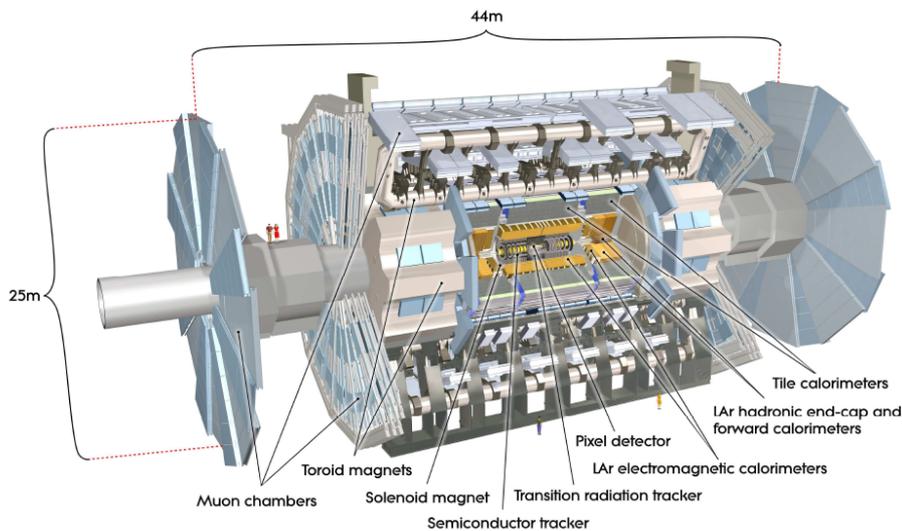


図 7: ATLAS 検出器の概念図

2.1 内部検出器

内部検出器の概念図を図 8 に示す。内部検出器は超伝導ソレノイドマグネットの内側に設置され、その大きさは半径約 1 m、全長約 6 m である。ビームパイプに近い側からピクセル (Pixel) 検出器、シリコンストリップ検出器 (SCT) の 2 種類の半導体検出器が設置される。その外側に Transition Radiation Tracker (TRT) が置かれる。TRT は遷移放射による電子識別を可能にしたストロー型検出器 (直径 4 mm のドリフトチューブ) である。内部検出器では、反応直後の粒子の飛跡を検出することで、反応パターン識別、運動量やパーテックスの測定、電子の識別をおこなう。

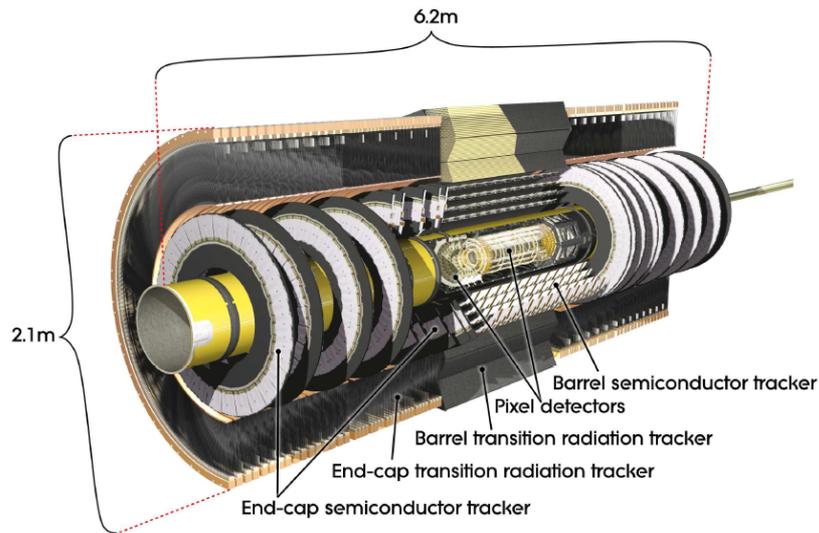


図 8: 内部検出器の概念図

2.2 カロリーメーター

カロリーメーターの概念図を図9に示す。内部検出器と超伝導ソレノイドマグネットの外側に電磁カロリーメーターとハドロンカロリーメーターが設置される。電磁カロリーメーターは鉛と液体アルゴンのサンプリングカロリーメーターである。ハドロンカロリーメーターとして、バレル領域に鉄とシンチレーターをタイル状に並べたタイルカロリーメーターを使用する。エンドキャップ領域には銅と液体アルゴンによるもの、タングステンと液体アルゴンによるものを使用する。カロリーメーターでは電子と光子の粒子識別やカスケードシャワーの位置、エネルギー測定をおこなう。

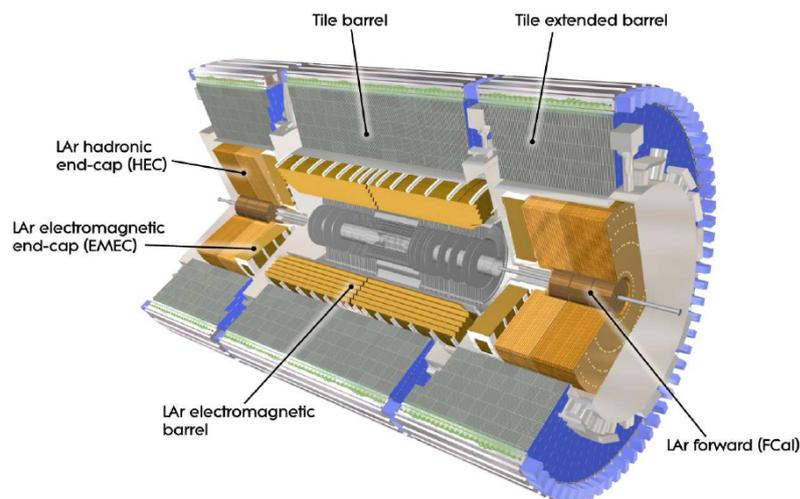


図 9: カロリーメーターの概念図

2.3 ミューオンシステム

ミューオンシステム概念図を図 10 に示す。ミューオンシステムは μ 粒子の軌跡を曲げるための超伝導トロイダルマグネットに加えて、運動量を精密に測定する検出器とトリガー検出器から構成される。 $|\eta| < 1.4$ の領域の磁場はバレルトロイダルマグネットによって形成され、 $1.6 < |\eta| < 2.7$ の領域はエンドキャップトロイダルマグネットによって形成される。 $1.4 < |\eta| < 1.6$ の領域は両者の合成磁場となる。いずれの領域においても μ 粒子の軌跡に対して垂直に磁場が掛かるように配置される。これらのマグネットは多重散乱による影響を避けるために空芯構造となっている。

ミューオンシステムでは 4 種類のガス検出器によって、運動量の測定とトリガー検出がおこなわれる。 η 領域のほとんどで運動量の精密測定のために Monitored Drift Tube (MDT) が使用される。MDT は約 $35 \mu\text{m}$ の位置分解能を持つ円筒同軸型のドリフトチェンバーである。入射粒子頻度の高い $2.0 < |\eta| < 2.7$ 領域では、Cathode Strip Chamber (CSC) によって運動量の精密測定がおこなわれる。CSC は Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) と呼ばれる形状をしており、陰極に設置されたストリップパッドを用いて二次元の位置検出が可能であり、 $40 \mu\text{m}$ 程度の位置分解能を持つ。

トリガー検出器として、バレル領域 ($|\eta| < 1.05$) では Resistive Plate Chamber (RPC) が使用され、エンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) では Thin Gap Chamber (TGC) が使用される。RPC は平行平板型のガス検出器で、約 1.5 ns の時間分解能を持つ。TGC は MWPC 型に似た構造で、約 4 ns の時間分解能を持つ。これらのトリガー検出器は 40 MHz の衝突バンチの同定に加えて、MDT に横方向の位置情報を提供する。

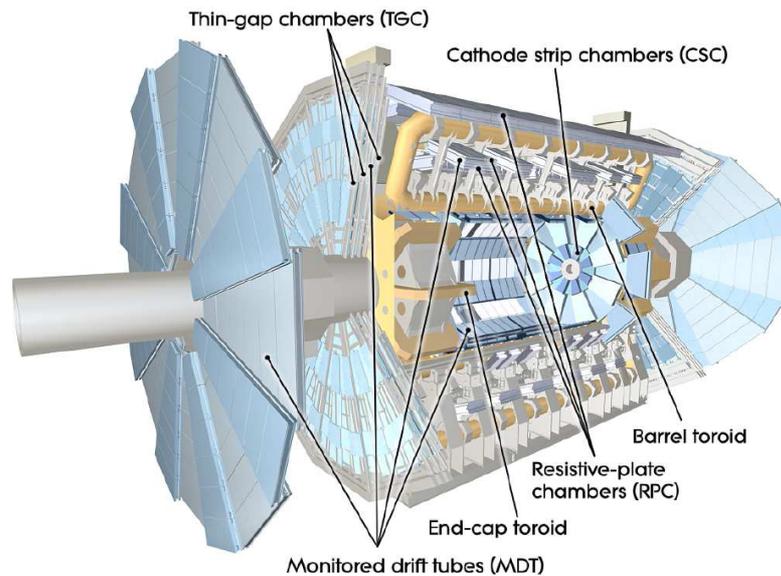


図 10: ミューオンシステムの概念図

2.4 ATLAS 検出器のトリガーシステム

ATLAS 検出器は L1、L2、Event filter の 3 段階のトリガーレベルを持ち、興味あるイベントの選別をおこなう。L2、event filter ではそれぞれ前段のトリガー情報が参照される。図 11 にトリガーシステムの概念図を示す。L1 ではカロリメーターとミュオン検出器からの情報だけが使用される。各検出器からのトリガー情報は Central Trigger Processor (CTP) に集められ、 $2.5 \mu\text{s}$ 以内にイベントの選別をおこなう。この間のデータは L1 Buffer と呼ばれるパイプライン・メモリで保持される。L1 では 40 MHz のイベントレートが 75 kHz まで落とされる。L2 では内部検出器の情報を加え、より厳密なイベント選別をおこなう。物理的に興味のあるヒットを含む領域を Region of Interest (ROI) と呼ぶ。L2 ではこの ROI だけにアクセスしてデータ処理効率を高める。10 ~ 100 ms の間にイベントレートは 1 kHz まで落とされる。L2 で選別されたイベントは、Event builder を通して Event filter に送られる。Event filter に送られたデータは完全なイベントの再構成が可能で、これらのデータはオフ・ライン用のデータとして記録される。記録されるデータ容量は約 1.3 Mbyte である。Event filter に要する時間は約 1 s である。

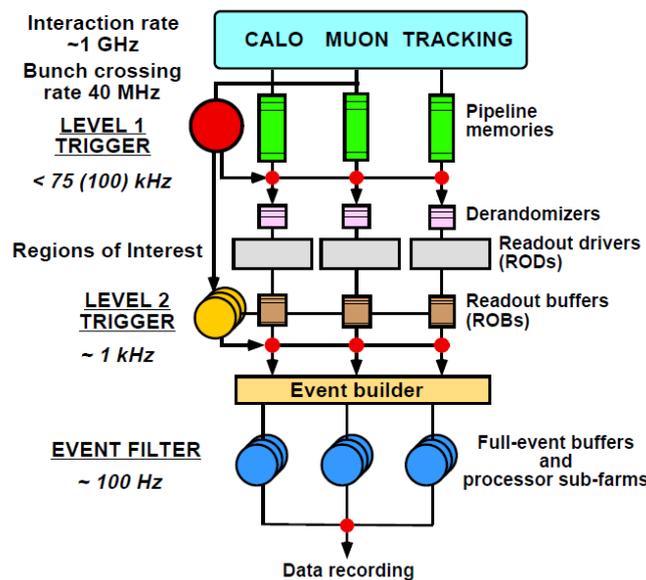


図 11: トリガーシステムの概念図

2.4.1 エンドキャップ領域における L1 トリガー

ここでは本研究の主題である TGC に関連したエンドキャップ領域における L1 トリガーについて述べる。TGC はエンドキャップ領域において L1 トリガーをおこなう。ATLAS 検出器における TGC の設置位置を図 12 に示す。衝突点から約 14 m の位置に M1、M2、M3 の各ステーションが設置される。これらを middle station と呼ぶ。M1 には 3 層の TGC モジュールが使用され、M2 と M3 では 2 層の TGC モジュールが使用される。M3 は pivot plane と呼ばれ、トリガーコインシデンスの基準となる。M3 のヒット位置に対して、トリガーのしきい値となる P_T に依存した ROI が M1、M2 上に設定される。ROI のヒットを確認することでコインシデンスが取られる。M1、M2、M3 のステーションには約 3400 台の TGC が設置される。この他、衝突点から約 7 m の位置 (inner station と呼ぶ) に 180 台の TGC が設置される。inner station の TGC はトリガーロジックに組み込まれず、MDT に横座標の情報を提供するだけである。TGC がおこなうミュオントリガーは μ 粒子の持つ P_T に対して、low- P_T と high- P_T と呼ばれる 2 段階の弁別を与えるようになっている。low- P_T は M2 と M3 の 4 層の TGC に対して 3 層以上のヒットを要求する。low- P_T は $P_T > 6$ GeV の μ 粒子をトリガーする。この条件に加えて、M1 の 3 層の TGC のうち 2 層以上のヒットを要求したものが high- P_T である。high- P_T では $P_T > 20$ GeV の μ 粒子をトリガーする。いずれのトリガー条件においても、しきい値の P_T に対して 90%以上のトリガー効率が出せるように設計されている。

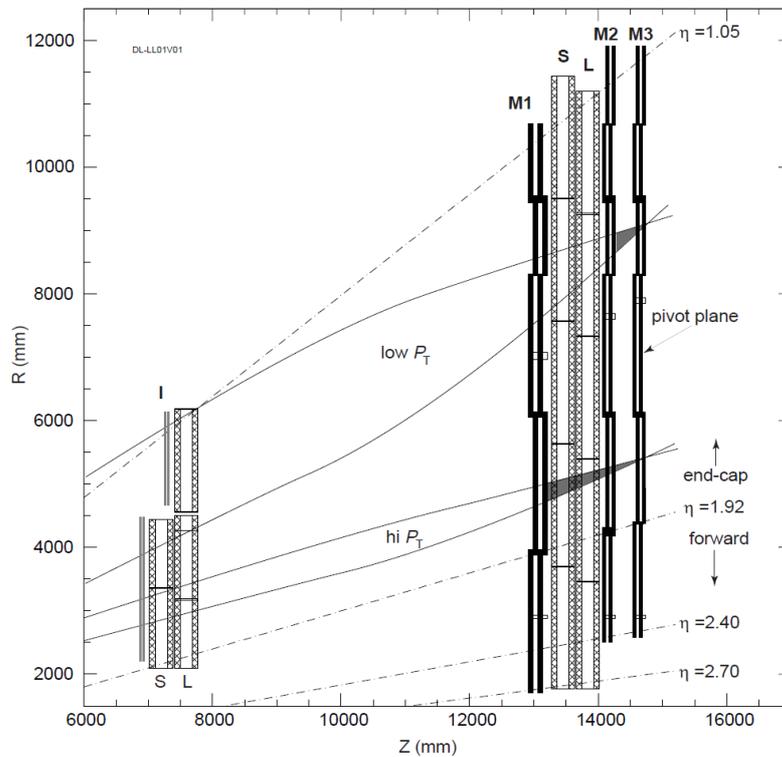


図 12: TGC の設置位置

3 Thin Gap Chamber

3.1 構造と性能

TGC は ATLAS 検出器のエンドキャップ領域でミュオントリガー検出器として使用される。ATLAS 検出器のミュオントリガー検出器として、次のような性能が要求される。

- 検出効率
荷電粒子に対して、100%に近い検出効率が要求される。
- 時間分解能と反応時間特性
LHC の 25 ns の衝突バンチを同定するために、速い時間分解能が求められる。また、L1 トリガーで使用するためにシグナルのほとんどを 1 つのバンチ内 (25 ns 以内) で出力できなければならない。
- 運動量の弁別
ATLAS 検出器のミュオントリガーでは、 μ 粒子に対して low- P_T (> 6 GeV) と high- P_T (> 20 GeV) と呼ばれる 2 つの運動量弁別をおこなう。運動量の測定はトロイダル磁場によって曲げられた μ 粒子の軌跡を測定しておこなう。この要求のため、 r 方向 (ワイヤー方向) に 1 cm オーダーの位置分解能が要求される。
- ϕ 方向座標測定
 μ 粒子の精密な運動量測定は MDT と CSC によっておこなわれるが、MDT は構造的な特性上、 r 方向の位置測定だけしかおこなえない。 ϕ 方向の位置情報はトリガー検出器から MDT に提供される。精密な運動量測定のために、 ϕ 方向に 2~3 mrad の位置分解能が要求される。
- 放射線耐性
LHC の高頻度入射粒子環境下でも安定して動作する放射線耐性が求められる。特に、より衝突点に近い inner station においても安定に動作しなければならない。

図 13 に TGC の断面図を示す。TGC は MWPC に似た構造を持ち、陽極陰極間の間隔に比べて陽極ワイヤー間の間隔の方が大きいという特徴を持つ。陽極陰極間の間隔と陽極ワイヤー間の間隔はそれぞれ 1.4 mm と 1.8 mm である。陽極ワイヤーは 50 μm 径の金メッキタングステンワイヤーである。陰極面は難燃性に優れたガラスエポキシ基板である FR4 (Flame Resistant 4) を使用している。陰極表面上にはシグナルを局在化するために、1 M Ω / \square でカーボンが塗布されている。カーボン面の反対側の表面には、銅ストリップが張られていて、陰極面のシグナルを検出することができる。

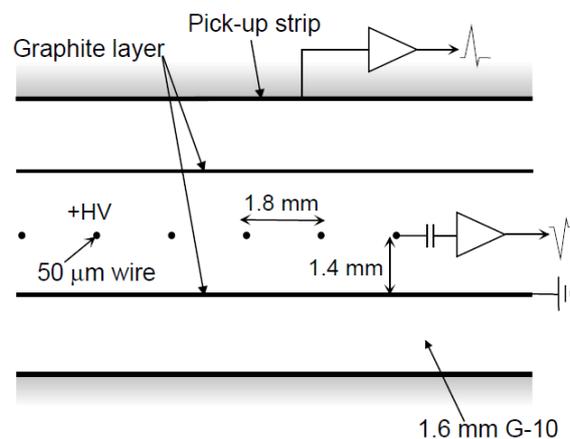


図 13: TGC の断面図

チェンバーストとして高い紫外線吸収能力(クエンチ能力)を持つ $\text{CO}_2/\text{n-C}_5\text{H}_{12}$ (55:45) を使用する。典型的な動作電圧は 2.9 kV であり、制限比例モードで動作する。

TGC は荷電粒子に対して、99%以上の検出効率を持ち、そのシグナルのほとんどを 25 ns 以内に出力することができる。また、ガスギャップ間隔 (2.8 mm) が狭いために、耐入射粒子特性にも優れている。これらの特徴により TGC は ATLAS 検出器のエンドキャップ領域でミュオントリガー検出器として使用される。図 14 にミュオントリガー検出器として使われる TGC モジュールを示す。TGC を 2 枚重ね合わせたものをダブルレット、3 枚重ね合わせたものをトリプレットと呼ぶ。TGC を積層して使用することで S/N の良いトリガー出力を可能にする。TGC はエンドキャップ領域で円盤上に設置されるため、台形の形状を持つ。陽極ワイヤーは台形の底辺に平行に張られていて、 r 方向の位置検出をおこなう。銅ストリップは ϕ 方向を等分するように切られている。

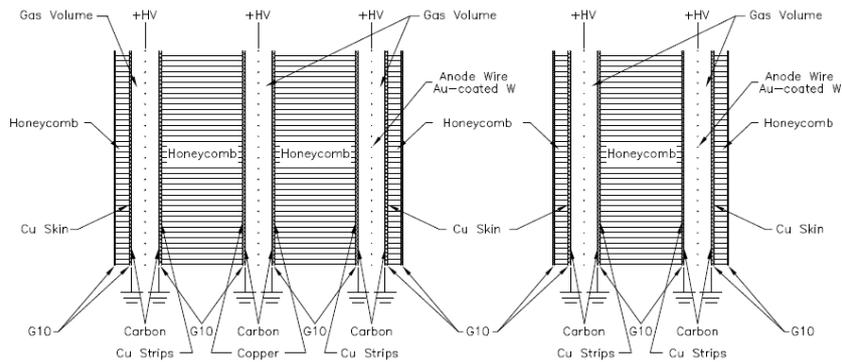


図 14: TGC モジュール

3.2 ATLAS 実験における放射線環境

ATLAS 実験ホールでは膨大な中性子、 γ 線バックグラウンドが予想されている。中性子バックグラウンドは陽子陽子衝突で生成した大量のハドロンが様々な構造体と相互作用することで発生する。これらの中性子は散乱を繰り返し、エネルギーを消費して熱中性子になる。 γ 線バックグラウンドはこのような熱中性子が原子核に吸収され、励起エネルギーを放出する過程で生成される。図 15 に ATLAS 実験ホールにおける中性子バックグラウンドの入射頻度を示す。エンドキャップトロイダルマグネットの上部は遮蔽材が少ないために、中性子が染み出している。また、同じ理由で、エンドキャップ領域の最外殻(衝突点から 19~24 m の位置)の領域で中性子の染み出しが確認できる。図 16 に ATLAS 実験ホールにおける γ 線バックグラウンドの入射頻度を示す。エンドキャップ領域の最外殻の領域では、熱中性子の吸収反応に起因した γ 線バックグラウンドの増加が見られる。一方、エンドキャップトロイダルマグネット周辺はビームラインに平行に緩やかに染み出している。この領域では、ビームライン周辺で発生したカスケードシャワーによる二次粒子が γ 線バックグラウンドの原因となる。

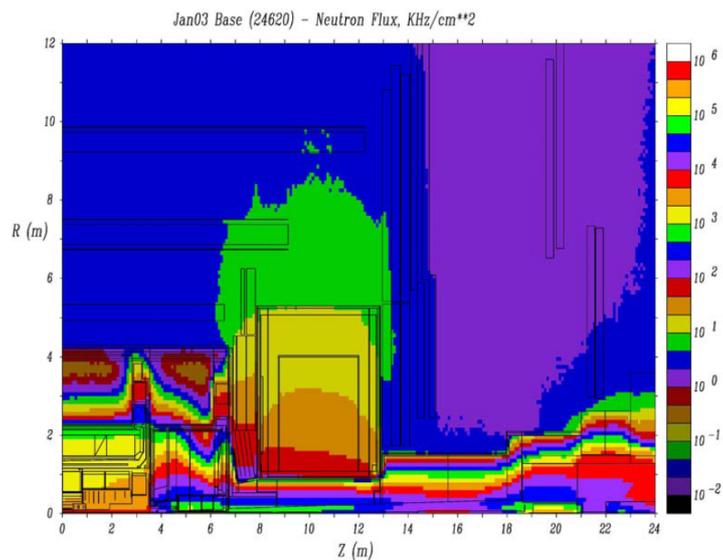


図 15: 中性子バックグラウンドの入射頻度

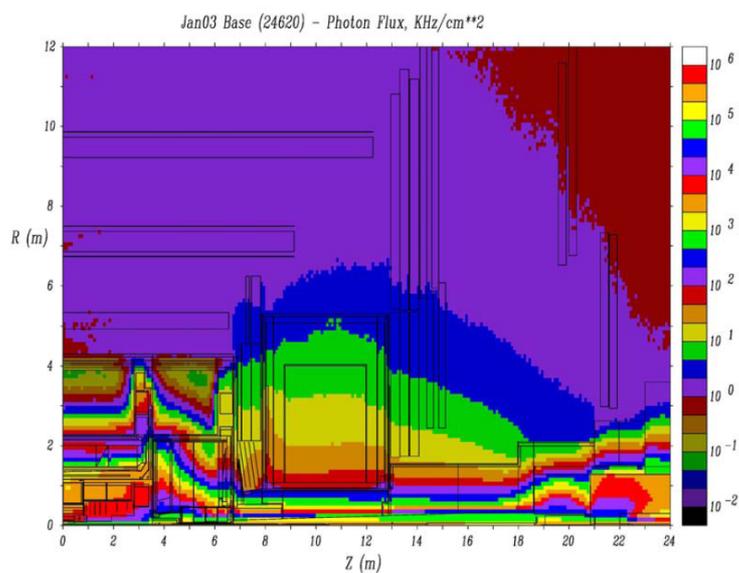


図 16: γ バックグラウンドの入射頻度

図 17 に ATLAS 実験ホールにおける入射粒子頻度を示す。TGC はエンドキャップトロイダルマグネットの前方にある SW (Small Wheel = inner station) と後方にある LW (Large Wheel = middle station) 付近に設置される。TGC の設置位置における中性子バックグラウンドの入射頻度は SW で 37 kHz/cm^2 、LW で $3 \sim 4 \text{ kHz/cm}^2$ と予想されている。

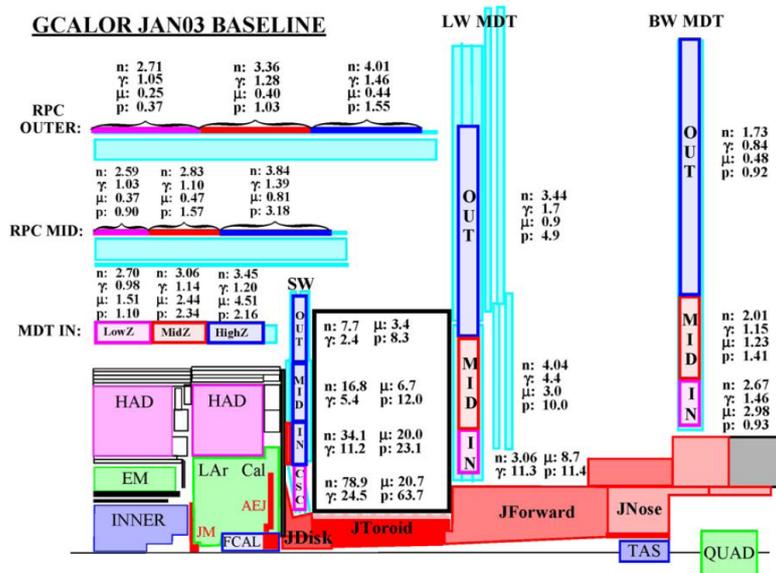


図 17: ATLAS 実験ホールにおける入射頻度

図 18 に TGC 設置位置における中性子バックグラウンドのエネルギースペクトルを示す。中性子のエネルギーは熱中性子領域から 2~3 GeV 領域まで広範囲に分布する。熱中性子領域から 10 keV までの中性子は 10 keV のピンに含まれている。2~3 MeV 付近のピークは evaporation peak と呼ばれ、カスケードにより生じた励起残留原子核が基底状態に戻る際に放出する中性子 (蒸発中性子) が原因である。また、100 MeV 付近のピークは quasi-elastic peak と呼ばれ、核破砕反応過程で生成した中性子が原因である。

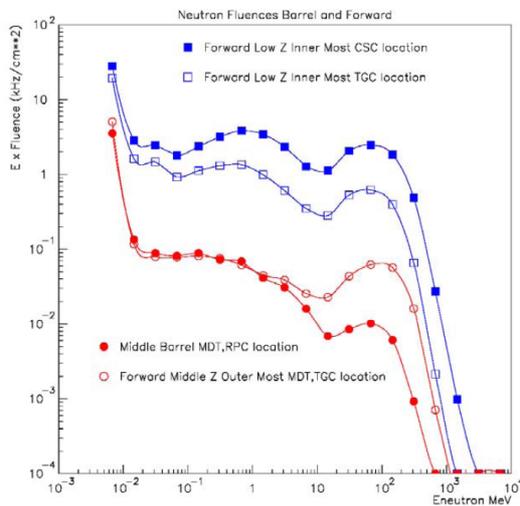


図 18: TGC バックグラウンドのエネルギースペクトル

4 研究の動機

ここで、本研究の動機を述べる。TGC は ATLAS 実験環境下で膨大な中性子バックグラウンドに曝される。その入射頻度は middle station で 4 kHz/cm^2 、inner station で 37 kHz/cm^2 である。入射中性子のエネルギーは熱中性子領域から $2 \sim 3 \text{ GeV}$ 領域まで広範囲に分布する。中性子との弾性散乱で生成した反跳原子核は TGC のガス有感領域で最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle; MIP) に比べて、はるかに大きなエネルギー損失をおこなう。このため、中性子バックグラウンドは偽トリガーの原因となるだけでなく、TGC の検出器劣化や放電現象といった不安定動作に大きな影響を与える可能性がある。40 MHz で発生するイベントの中から興味あるイベントを選別するトリガー検出器は ATLAS 実験において必要不可欠な要素であり、実験の成否を左右する。したがって、TGC の中性子バックグラウンドの動作特性を研究することは非常に重要である。

過去の研究において、 2.5 MeV および 14 MeV 中性子に対する TGC の中性子感度は既に測定されており、その結果はそれぞれ 5×10^{-4} と 1.3×10^{-3} であった。さらに、実測された中性子感度は GEANT4 を用いたシミュレーションの結果と良く一致した [3]。中性子感度を考慮した偽トリガーレートの見積りは既におこなわれており、 $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ における偽トリガーレートは μ 粒子のトリガーレートに比べて 5 桁程度小さいので、トリガー性能に影響を与えない [4]。長期的な放射線耐性の研究として、 ^{90}Sr 線源を使用した加速劣化試験が既におこなわれおり、 1 C/cm の収集電荷量に対して動作特性の低下は観測されなかった [5]。表 2 に inner station に設置された TGC に入射する粒子頻度を示す。

Neutrons	Photons	Protons ($> 10 \text{ MeV}$)	μ^\pm ($> 10 \text{ MeV}$)	e^\pm ($> 10 \text{ keV}$)
37 kHz/cm^2	10 kHz/cm^2	18 Hz/cm^2	21 Hz/cm^2	93 Hz/cm^2

表 2: inner station に設置された TGC に入射する粒子頻度

1 C/cm の収集電荷量が ATLAS 実験の何年分の照射量に相当するか見積るために、以下のような仮定をおこなった。

- TGC の陽極ワイヤーに収集される電荷量として、中性子と陽子は 100 pC 、その他の粒子は 10 pC とする
- 中性子感度は 0.1% 、 γ 線感度は 0.5% とする
- 年間の LHC の運転時間は 10^7 sec とする

TGC の単位面積当りに収集される電荷量は $71.4 \text{ mC/cm}^2/\text{year}$ となり、単位長さ当りのワイヤー長に換算すると $12.8 \text{ mC/cm}^2/\text{year}$ となる。したがって、 1 C/cm の収集電荷量は ATLAS 実験の約 78 年分に相当する照射量である。

その一方で、以下のような問題を確認する研究は未だにおこなわれていない。

- 入射エネルギーの異なる中性子に対する TGC の動作特性の確認
ATLAS 実験では、熱中性子領域から $2, 3 \text{ GeV}$ まで広範囲に分布する入射エネルギーを持つ中性子が入射する。中性子の入射エネルギーに依存して、TGC の動作特性が変化する可能性があるため、入射エネルギーの異なる中性子に対する照射試験をおこなう必要がある。特に MeV 程度の入射エネルギーを持つ中性子は TGC のガス有感領域で最も大きなエネルギーを損失することがわかっており、検出器劣化現象や不安定動作を引き起こす可能性がある。したがって、このエネルギー領域の中性子に対する動作特性の理解が必要である。
- 実際の ATLAS 実験で使用する大型 TGC を用いた動作安定性の確認
これまでの研究のほとんどは小型の試作機を用いておこなわれており、実際の ATLAS 実験で使用する大型 TGC に対する中性子照射試験は未だにおこなわれていない。高い入射頻度が予想される inner station において、大型 TGC が安定に動作することを確認する必要がある。
- 中性子に対する検出器劣化現象の有無の確認
TGC は β 線を用いた加速劣化試験において、その安定動作が確認されているが、中性子や陽子などのガス

有感領域でエネルギー損失量の大きいハドロンに対する加速劣化試験はおこなわれていない。これらのハドロンに起因するエネルギー損失量は β 線などの電子に比べて 10 倍以上大きいので、その違いによる検出器の損傷が懸念される。したがって、中性子に対する加速劣化試験をおこなって、検出器劣化現象の有無を確認する必要がある。

本研究では、これらの問題を確認するために、TGC の中性子照射試験をおこなった。

5 中性子源

アトラス実験で予測される中性子バックグラウンドのエネルギーは熱中性子領域から 2~3 GeV 領域まで分布する。中性子に対する影響を評価するためにはアトラス実験と同じ中性子環境で試験をおこなうことが理想であるが、現実には不可能である。TGC の安定動作の観点からみれば、問題になるのは弾性散乱によって反跳原子核を有感領域に叩き出す高速中性子である。最小電離粒子 (MIP) による有感領域へのエネルギー損失量は約 1 keV と見積られているので、それ以下のエネルギーを持つ中性子による影響は MIP と同程度であることが予想できる。

本研究では、高速中性子として、dD 反応中性子と dT 反応中性子を照射した。以下では、これらの核融合反応の特徴と照射施設である Fusion Neutronics Source (FNS) [6] について述べる。これらの中性子を照射することの妥当性については dD 中性子、dT 中性子照射試験の結果を踏まえて 7.3.3 で述べる。

なお、D は重水素、d は重水素イオン、n は中性子、T は三重水素 (トリチウム)、t は三重水素 (トリチウム) イオンを示す。

5.1 核融合反応

核融合反応は軽い原子同士が融合することで安定な原子核になる反応で、一般にエネルギーの放出や吸収を伴う。図 19 に核子 1 個当たりの結合エネルギーを示す。このエネルギーは ${}^2_1\text{H}$ 、 ${}^3_2\text{He}$ 、 ${}^6_3\text{Li}$ などの例外を除けば、核種によらず約 8 MeV で、Fe や Ni で最大となる。Fe や Ni の原子核は安定であり、これより軽い元素同士の融合反応ではエネルギーを放出し、重い元素同士ではエネルギーを吸収する。核分裂反応の逆反応である。反応前後の結合エネルギーの差を Q 値といい、 $Q > 0$ の場合は発熱反応、 $Q < 0$ の場合は吸熱反応である。吸熱反応の場合は外部からエネルギーを与える必要があるので、入射粒子の運動エネルギーに反応のしきい値が存在する。発熱反応の場合は入射粒子の運動エネルギーが 0 でも反応が起こる可能性がある。

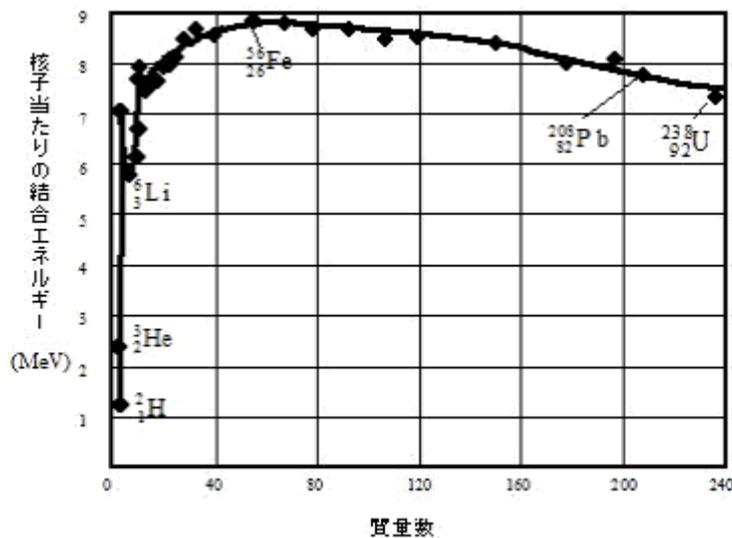
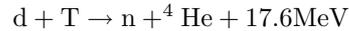
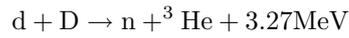


図 19: 核子 1 個当たりの結合エネルギー

以下に TGC の中性子照射試験で用いた dD 反応、dT 反応を示す。



d^+ イオンの入射エネルギーが 0 の場合、散乱粒子のエネルギーは Q 値を質量比で分配するので、dD 反応による中性子を 2.5 MeV 中性子、dT 反応による中性子を 14 MeV 中性子と呼ぶ³。実際の核融合反応では核力の作用する距離まで入射粒子がクーロン障壁を越えて標的核に近づく必要があるため、そのための入射エネルギーが必要となる。上記の dD 反応、dT 反応において、クーロン障壁の高さは約 800 keV となるが、量子力学的なトンネル効果のため、10 keV 程度でも反応が起こる。

5.1.1 dD 反応、dT 反応の反応断面積と散乱エネルギー

図 20 に入射粒子エネルギーに対する核融合反応の反応断面積を示す。dD 反応では、 ${}^2\text{D}(d,n){}^3\text{He}$ 反応と ${}^2\text{D}(d,p){}^3\text{T}$ 反応が 1:1 の割合で起こるので、2.5 MeV 中性子が生成する割合は図の半分になる。FNS では、350 keV の d^+ イオンがターゲットに打ち込まれた。350 keV d^+ イオンに対する dT 反応の反応断面積は約 1 barn であり、dD 反応の反応断面積は約 0.1 barn である。dD 反応における 2.5 MeV 中性子生成の分岐比が 50% であるので、14 MeV 中性子の反応断面積 (= dT 反応の反応断面積) は 2.5 MeV 中性子の反応断面積に比べて 20 倍大きい。

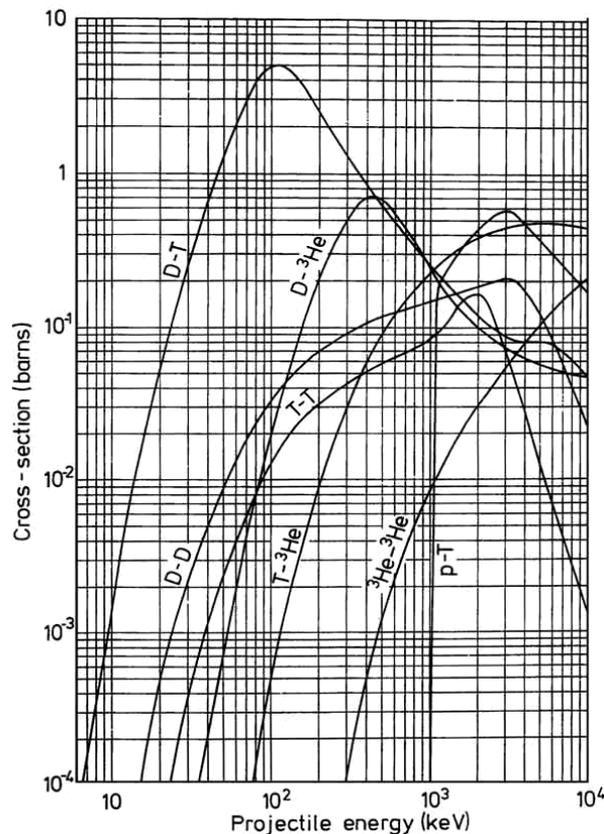


図 20: 入射粒子エネルギーに対する核融合反応の反応断面積

³散乱中性子のエネルギーより正確な値は、dD 反応で 2.45 MeV、dT 反応で 14.1 MeV である

原子核反応である dD 反応と dT 反応の微分散乱断面積と散乱中性子のエネルギーを図 21 に示す [7]。100 keV、350 keV、1 MeV の d^+ イオンについて示した。微分散乱断面積と中性子の散乱エネルギーは角度依存性を持つほか、 d^+ イオンの入射エネルギーによって変化する。中性子照射試験では、TGC の設置位置によって、入射中性子エネルギーと入射頻度が異なる。具体的な数値については第 7、8、9 章の各実験セットアップで述べる。

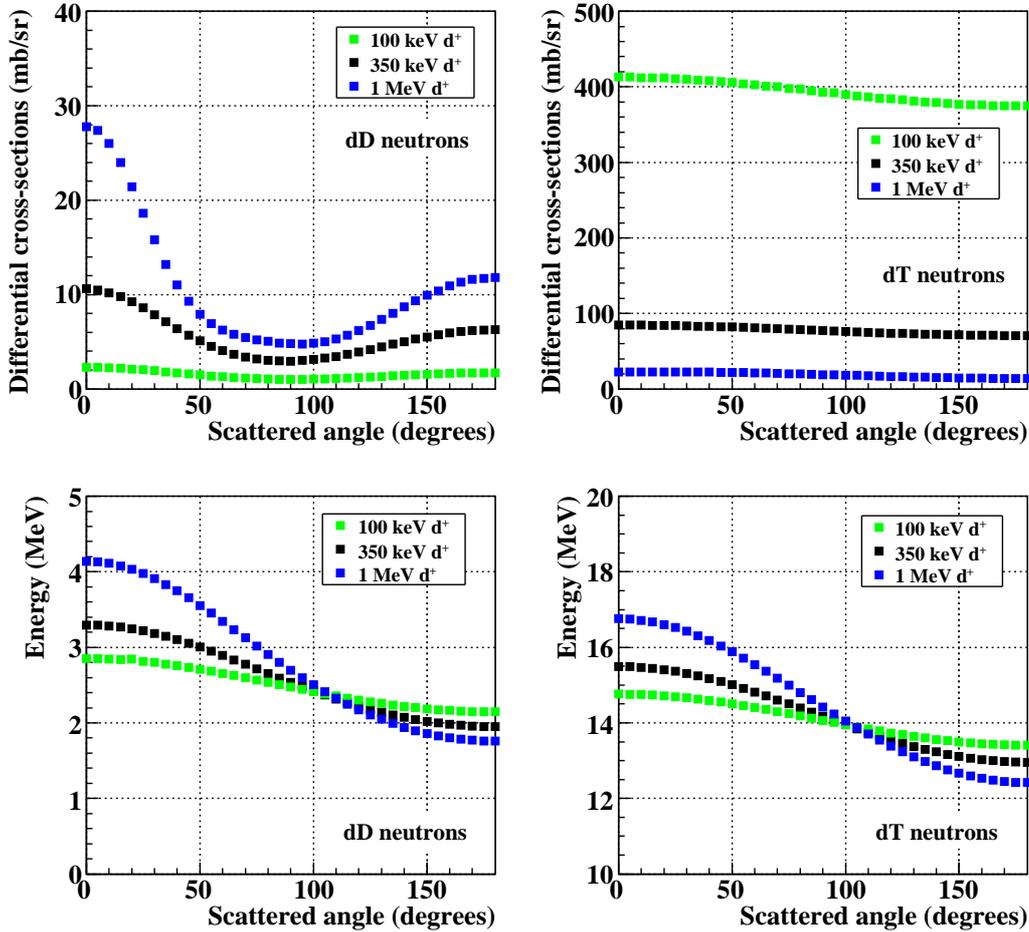


図 21: dD 反応と dT 反応の微分散乱断面積と散乱中性子エネルギー

入射した中性子による反跳原子核に移行するエネルギー E_R は単純な二体問題の解として、以下のように与えられる。

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2 \theta) E_n$$

ここで、 A は中性子の質量を 1 とした際の標的核の質量である⁴。 E_n は中性子の入射エネルギー、 E_R は反跳原子核の散乱エネルギーである。 θ は中性子の入射方向に対する反跳原子核の散乱角である。この式より $\theta = 90^\circ$ の場合、移行エネルギーは最小となり、 $\theta = 0^\circ$ の場合、移行エネルギーは最大となる。表 3 に中性子入射時における標的核別の最大移行エネルギーの割合を示す。TGC の材質には水素、炭素、酸素が多く含まれている。これらの元素の中では、水素原子への移行エネルギーの割合が際立っている。

⁴質量数に相当する

標的核	質量数	最大移行エネルギーの割合 (%)
${}^1_1\text{H}$	1	100
${}^2_1\text{D}$	2	88.9
${}^3_2\text{He}$	3	75.0
${}^4_2\text{He}$	4	64.0
${}^{12}_6\text{C}$	12	28.4
${}^{16}_8\text{O}$	16	22.1

表 3: 中性子との弾性散乱における最大移行エネルギーの割合

5.2 Fusion Neutronics Source (FNS)

5.2.1 施設の特徴

FNS は dT 反応を用いた大強度中性子照射施設として、日本原子力研究開発機構 (Japan Atomic Energy Agency; JAEA) 内に 1980 年建設された。図 22 に FNS の鳥瞰図を示す。FNS では Cockcroft-Walton 型加速器⁵により、 d^+ イオンを 400 keV まで加速できる。TGC の中性子照射試験では 350 keV に加速された。運転モードとして、 d^+ イオンをターゲットに定常的に打ち込む DC モードのほか、 d^+ イオンビームをチョッパによってバンチ化したパルスモードでの運転が可能である。パルスモードは Time of flight (TOF) 法の実験で使用する。FNS は 2 つのビームラインを持ち、固定ターゲットを備えた The First Target room (TRI) と回転ターゲットを備えた The Second Target room (TRII) へ d^+ イオンを打ち込むことができる。TRI では 3.7×10^{11} Bq の固定型トリチウムターゲットを使用して、最大 3×10^{11} n/s の中性子を発生することができる。TRII では 3.7×10^{13} Bq の円盤型トリチウムターゲットを使用して、最大 4×10^{12} n/s の中性子を発生することができる。この他、TRII からの漏れ中性子を TRI で照射するビーム孔 (Experimental Sleeve) と呼ばれるコリメーターシステムが存在する。TRI に d^+ イオンを打ち込んだ際には、ビームラインの構造上、TRI での単独実験となる。一方、TRII の場合には、TRII での実験とビーム孔を使用した実験が同時におこなえる。

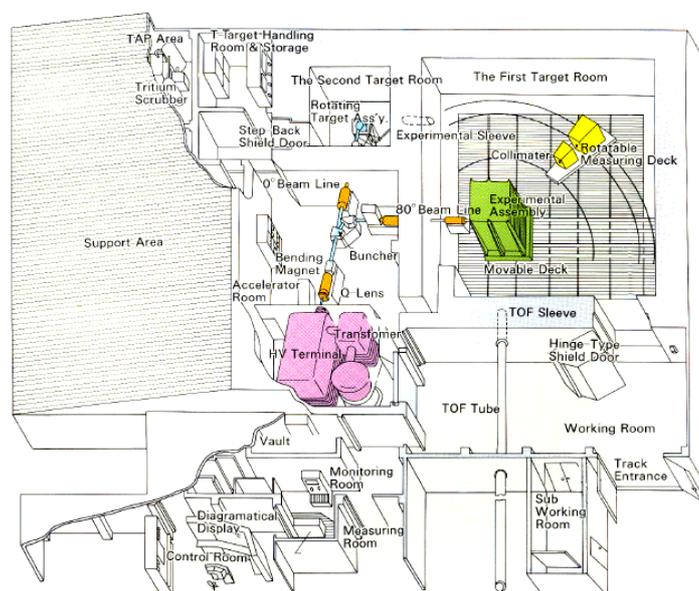


図 22: FNS 鳥瞰図

⁵高電圧を得るために、コンデンサとダイオードを多段式に組合わせた整流回路を備えた加速器

TRIにおける中性子の発生量はdT反応に伴って発生する α 粒子をシリコン表面障壁型半導体検出器 (Silicon surface barrier diode; SSD)⁶を使用して測定する。TRIIにおける中性子発生量は天井に設置されたフィッションチェンバー (CENTRONIC 製、FC480/300/U238)⁷によって測定する。また、TGCのdD中性子照射試験はトリチウムターゲットを重水素ターゲットに交換しておこなわれた。

以下では、中性子照射試験で使用した設備、ターゲット上における中性子発生量の見積り方法について述べる。

5.2.2 TRIにおける中性子発生量の見積り

TR1は15 m × 15 mの大きさをもつ中性子照射室である。床は散乱中性子の影響を軽減するためにグレーチング構造⁸になっている。ビームパイプの高さは180 cmである。TR1においてdT中性子の発生量は随伴 α 粒子法 (Associated α -particle method) を用いて測定される。随伴 α 粒子法はdT反応で生成する α 粒子を計数する方法であり、dT中性子の発生量が精度良く決定できる。SSDはビームパイプ内に設置されているため、実験セットアップの影響を受けない。

dT中性子照射試験におけるdT反応とそのバックグラウンド反応を表4 [8]に示す。ターゲット中の ^3He はトリチウムの崩壊によって生成し、重水素は打ち込んだ d^+ イオンの蓄積によって生ずる。宇宙線を含む環境放射線からの影響は無視できる。なお、散乱エネルギーおよび飛行時間はSSD設置位置における値である。

反応式	Q 値 (MeV)	生成粒子	散乱エネルギー (MeV) ($\theta = 179^\circ$)	飛行時間 (ns) ($l = 1.578 \text{ m}$)
$^3\text{T}(d,n)^4\text{He}$	17.6	n	13.32	31.8
		^4He	2.74	137.8
$^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$	18.35	p	13.90	30.6
		^4He	2.87	134.7
$^2\text{D}(d,n)^3\text{He}$	3.27	n	2.08	79.0
		^3He	0.45	294.9
$^2\text{D}(d,p)^3\text{T}$	4.03	p	2.61	70.6
		^3T	0.59	257.0
ラザフォード散乱		d^+		

表 4: dT 反応におけるバックグラウンド反応

随伴 α 粒子法では、以下に示す点を考慮することでバックグラウンド粒子の混入を低減している。

- ラザフォード散乱による d^+ イオンの影響の低減

d^+ イオンの多くは原子核反応せず、ラザフォード散乱する。ラザフォード散乱による d^+ イオンの数は随伴 α 粒子の $10^3 \sim 10^4$ 倍と見積られている。SSDの前方に薄いAl箔を置くことで d^+ イオンの影響を軽減できる。

- $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ 反応による α 粒子と陽子の影響の低減

この反応で生成する陽子は随伴 α 粒子とは異なる位置にエネルギーピークを生成するので、SSDのバイアス電圧を調整することでその影響を軽減できる。また同時に生成する α 粒子の分離は困難であるが、随伴陽子を計数することでその影響を類推することができる。パルス波高弁別をおこなうために、SSDの計数はマルチチャンネルアナライザ (Multi Channel Analyzer; MCA) を用いておこなわれる。

⁶半導体検出器はp-n結合に逆バイアスを掛けることで動作する。SSDはn型シリコン結晶の表面を酸化させ、p型の層を形成してp-n接合を実現する

⁷核分裂計数管、中性子の入射による核分裂反応で生成した核分裂片を検出するガス計数管。重荷電粒子である核分裂片はガス中に大きなエネルギーを損失するため、核分裂計数管は電離箱領域で動作させる

⁸道路の側溝部分にける金属製の蓋の構造としてよく見かける

- ${}^2\text{D}(d,p){}^3\text{T}$ 反応による陽子の影響の低減
 ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ 反応による陽子の場合と同様に SSD のバイアス電圧を調整することで、その影響を軽減できる。

これらの最適化によって、TRI における dT 中性子の発生量は $\pm 2\%$ の精度で測定できることが報告されている [8]。

中性子照射試験では、中性子発生量を求めるために SSD の計数データが提供される。SSD の計数データにパラメーターを掛けることでトリチウムターゲット上での中性子発生量を算出できる。SSD の計数データは 10 sec 毎に測定される。最適化された計数パラメーターは 5.77×10^7 n/10s である。このパラメーターは散乱中性子の微分反応断面積を平均化した値になっている。図 23 にトリチウムターゲット上における中性子発生量の典型例を示す。SSD の計数データに上記のパラメーターを掛けた値になっている。2005 年 8 月 4 日の大型 TGC 照射試験におけるデータで、入射条件を変えた測定を繰り返している。中性子発生量はトリチウムターゲットの劣化⁹を無視すれば、 d^+ イオンビーム電流に良く比例する。約 3×10^9 n/s の中性子発生量は $20 \mu\text{A}$ の d^+ イオンビーム電流で達成された。

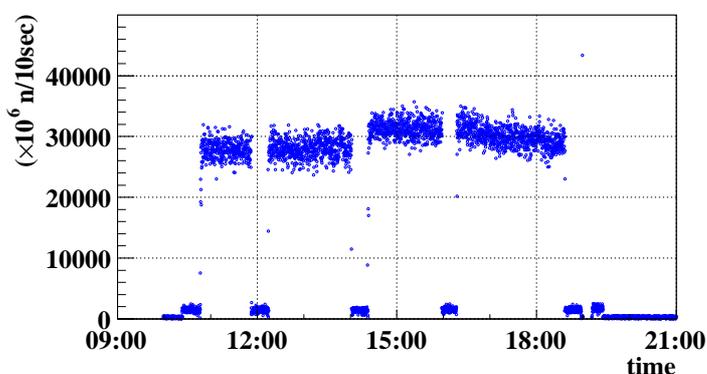


図 23: トリチウムターゲット上における中性子発生量 (2005 年 8 月 4 日)

単位時間当たりの TGC への中性子入射量 N_{in} を見積るためには、以下に示すように TGC の立体角を考慮する。

$$N_{in}(\text{n/s}) = \text{SSD の計数値} \times 5.77 \times 10^6 \times \Omega$$

ここで、 Ω は TGC の立体角である。

dD 中性子発生量も同様の方法で求められた。dD 反応では、 α 粒子の代わりに随伴する ${}^3\text{He}$ 粒子を測定する。重水素ターゲット内では d^+ イオンの入射によって、絶えず重水素が補給されるので、重水素ターゲットの劣化は起こらない。したがって、 d^+ イオンビーム電流に対する中性子発生量の再現性は良い。一方、トリチウムターゲットはそのような補間メカニズムが存在しないので、 d^+ イオンビーム電流に対する中性子発生量は照射時間に依存して低下する。

⁹ d^+ イオンビーム電流が 1 mA の場合、トリチウムターゲットの劣化による中性子発生量の減少は数時間の運転で約 20%と言われている

5.2.3 ビーム孔の特徴

ビーム孔 [9] は TRII で発生した漏れ中性子を TRI で照射するためのコリメートシステムである。図 24 にビーム孔の構造について示す。遮蔽材として、1.2 m の鉄、40 cm のポリエチレン、20 cm の鉛、カドミウム箔を使用し、TRII で発生した中性子を 20φ のビーム状にコリメートすることができる。コリメーターの設置位置は、 d^+ イオンの入射角に対して、 80° の散乱方向である。典型的な中性子束はトリチウムターゲットでの中性子発生量を 2×10^{12} n/s とした場合、ビーム孔出口から 50 cm の位置で約 1×10^6 n/cm²/s と見積られている。ビームの高さは床から 180 cm である。中性子ビームプロファイルの形状はほとんど円形であり、その大きさはターゲットを点線源とみなし、ビーム孔でコリメートされることを考慮した場合と良く一致する。ビーム孔から放出される中性子の 99.9% 以上が 14.22 MeV のエネルギーを持つことが確認されている。350 keV d^+ イオンが入射した場合、 80° の散乱中性子のエネルギーは 14.39 MeV と見積られ、実測された値とほぼ合っている。中性子の発生量は $\pm 2\%$ の精度で測定されている。データの取り扱いは TRI における方法と同様であり、フィッションチェンバーの計数から標的上での中性子発生量を求めるパラメーターは 2.3×10^9 n/10s である。

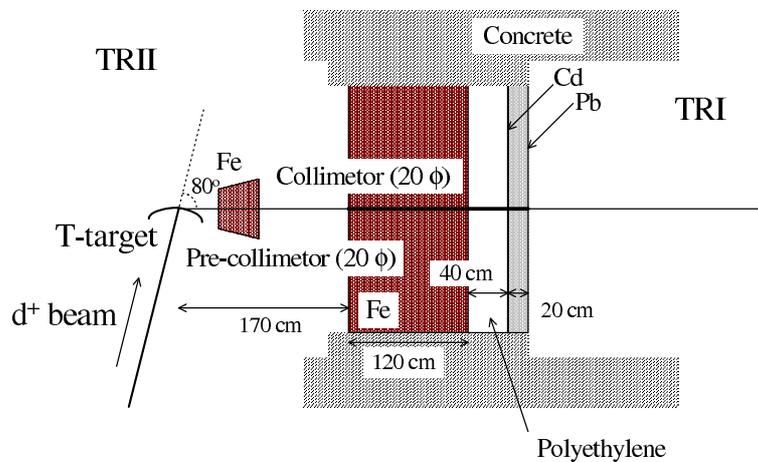


図 24: ビーム孔の構造

6 ^{90}Sr - β 線を用いた試験と宇宙線試験

6.1 研究の目的と概要

dD 中性子、dT 中性子照射試験における出力電荷量と MIP に対する出力電荷量を比較するために、MIP を用いた照射試験をおこなう必要がある。MIP である $0.3 \text{ GeV } \mu^\pm$ や $0.4 \text{ GeV } \pi^\pm$ だけを照射することができなかったので、 ^{90}Sr - β 線と宇宙線の照射試験をおこない、MIP に近い結果をもつ方を使用した。また、中性子照射試験中の実験室温度、大気圧変動を補正するための基礎データとして、 ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量の温度依存性を測定した。

これらの試験は 2007 年 9 月につくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) でおこなわれた。TGC の基本特性の評価試験としておこなわれた宇宙線を用いた検出効率の測定、反応時間特性の測定については 9.3.6 で述べる。実験結果は GEANT4 シミュレーションによって考察され、 ^{90}Sr - β 線による測定結果を MIP の代わりとして用いることに決めた。

6.2 実験セットアップ

6.2.1 TGC

^{90}Sr - β 線を用いた試験と宇宙線試験には、中性子照射試験と同一の小型 TGC を使用した。この小型 TGC は ATLAS 実験で使用する大型 TGC と同一の検出器構造を持つだけでなく、検出器材料¹⁰と製造工程もほとんど同じである。図 25 に小型 TGC 内部の概念図を示す。小型 TGC は $8 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ のガス有感領域を持ち、16 本のワイヤーが張られている。両端ワイヤーは他の 14 本のワイヤーに比べて、ドリフト領域が広く、高電場領域を持つ。GARFIELD [10] シミュレーションによれば、端ワイヤーの電場は他の 14 本のワイヤーに比べて約 1.1 倍高い。14 本のワイヤーはグルーピングされ、両端ワイヤーとは区別されて読み出された。陰極面として、両面共にストリップ構造のない厚さ 1.8 mm の FR4 を使用した。

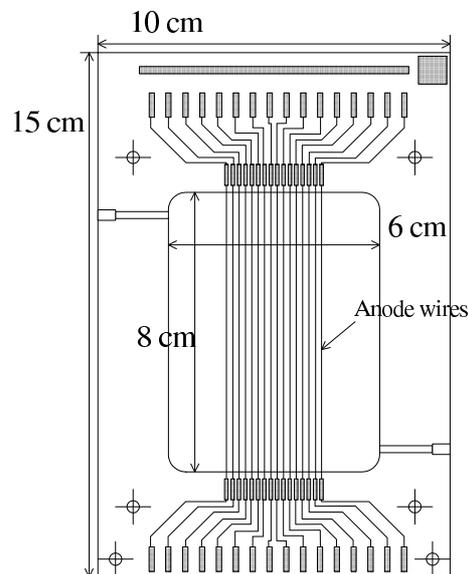


図 25: 小型 TGC 内部の概念図

¹⁰ギャップ間隔を一定に保つフレーム以外は大型 TGC と同一の材料を使用した

図 26 に小型 TGC の回路の概念図を示す。表 5 には各回路素子の機能を示す。一連の中性子照射試験において、TGC 周辺の回路素子の変更がおこなわれたが、その影響はアンブキャリブレーションによって補正された。

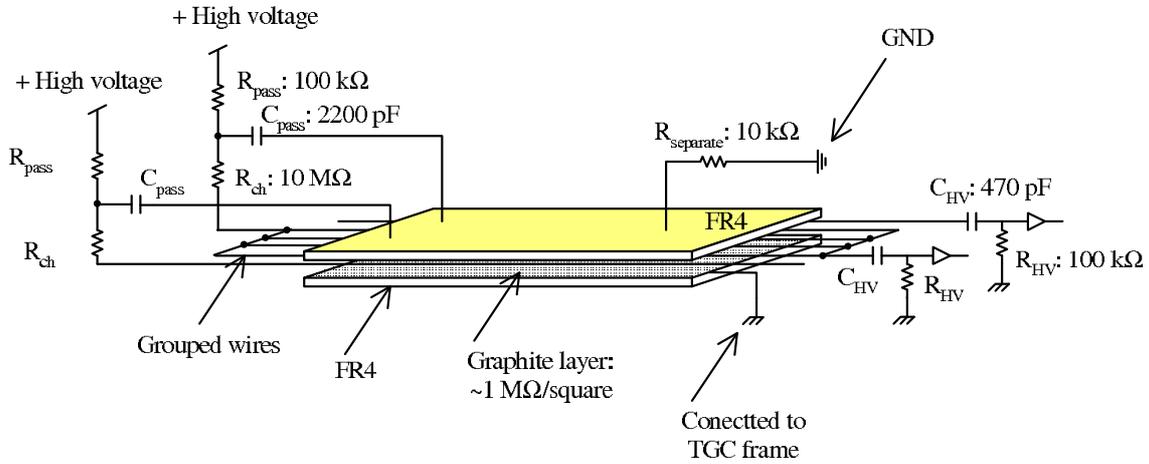


図 26: 小型 TGC の回路的な概念図

C_{pass}	2200 pF	RC 回路 ($= R_{pass} C_{pass}$) によるローパスフィルターを構成し、電源ノイズを除去する。
R_{pass}	100 kΩ	RC 回路 ($= R_{pass} C_{pass}$) によるローパスフィルターを構成し、電源ノイズを除去する。
R_{ch}	10 MΩ	放電によってチェンバーに大電流が流れた際に電圧降下を起こし、電極間の実効電場を弱くして、持続放電を防ぐ。 HV 側のインピーダンスを高くすることで、チャンネル間のクロストークを防ぐ。
$R_{separate}$	10 kΩ	TGC 表面と実験エリアにおけるグラウンドレベルを分離することで、実験エリアにおけるグラウンドのふらつきの影響を遮断する。
C_{HV}	470 pF	シグナルを取り出すためにインピーダンスを低くするとともに、電極間の電圧を維持する。
R_{HV}	100 kΩ	フロントエンド回路未接続時、コネクタ部分での信号線とグラウンド線間の放電を防止する。この抵抗へのシグナルの流れ込みはフロントエンド回路の入力インピーダンスを 50 Ω と仮定すると 0.1%未満である。

表 5: TGC 周辺の回路素子の機能

フロントエンド回路は差動ビデオアンプ μ A733 ((株) テキサス・インスツルメンツ製)、広帯域高精度オペアンプ OPA621 ((株) テキサス・インスツルメンツ製)、デュアル高速 ECL 出力コンパレータ MAX9687 ((株) マキシム製) から構成される。フロントエンド回路はアナログ出力と ECL デジタル出力が可能である。図 27 にフロントエンド回路の回路図を示す。 μ A733 のゲイン調整端子を開放して 10 倍、OPA621 の非反転増幅回路部分¹¹に $R_1 = 82 \Omega$ と $R_2 = 470 \Omega$ の抵抗を入れることで 6.7 倍の利得を稼いでいる。フロントエンド回路全体では 70 倍である。なお、フロントエンド回路は $\pm 5 \text{ V}$ で駆動する。

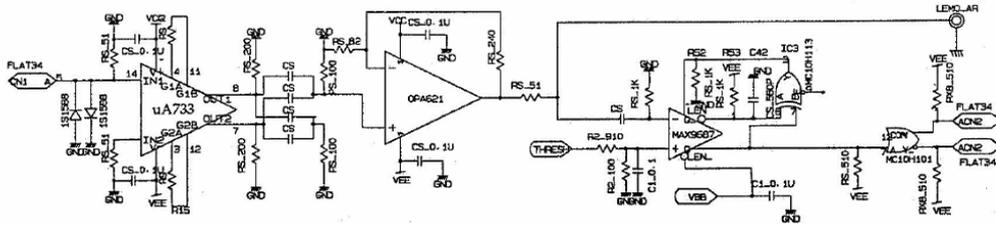


図 27: フロントエンド回路の回路図

6.2.2 アンブキャリブレーション

測定した ADC データは動作条件の他、TGC 周辺の回路素子やフロントエンド回路の利得によって影響を受けるので、アンブキャリブレーションが必要である。出力電荷量の相対的な関係を調べるだけならば、アンブゲインの補正だけおこなえば良い。本研究ではより詳細な議論をおこなうため、出力電荷量の絶対値を導出する。したがって、アンブキャリブレーションとして、アンブゲインの補正と弾道欠損の補正をおこなった。

図 28 にアンブゲインの測定方法を示す。パルスジェネレーター 8116A((株) ヒューレット・パッカード製) からステップ状パルスを 10 pF のコンデンサーに入力してインパルスを生じる。ステップパルスの波高が 1 V の場合、インパルスは 10 pC の電荷量を持つ。パルスジェネレーターの出力は 51Ω で終端され、入力パルスの反射を防いでいる¹²。パルスジェネレーターは外部トリガーモードで使用し、クロックジェネレーターからの入力に同期してステップ状パルスを出力する。インパルスはグルーピングした部分に入力され、実際のシグナルと同一の経路を通過して増幅される。アンブ出力は電荷積分型 ADC で測定される。ゲートシグナルはクロックジェネレーター出力をゲートジェネレーターに入力して生成した。DAQ の詳細については宇宙線試験のセットアップで述べる。得られた ADC 分布はガウス関数でフィットされ、最頻値が求められた。

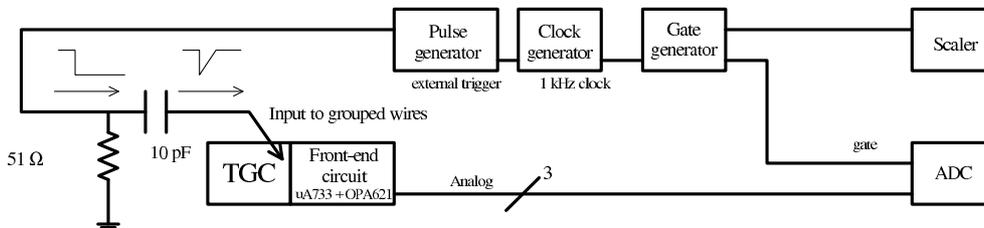


図 28: アンブゲインの測定方法

¹¹非反転増幅回路の増幅率 A は $A = 1 + \frac{R_2}{R_1}$ で与えられる

¹²終端抵抗がないと、反射のためパルスジェネレーター出力は倍になり、正確なキャリブレーションがおこなえない

図 29 に入力電荷量に対する ADC データを示す。入力電荷量が 25 pC より大きい領域では比例性が鈍化する。比例性が鈍化する前の倍率は約 20 であり、設計値より小さい。陽極ワイヤーには電荷の流れ出す静電容量結合が複数存在するために、入力した電荷の全てが読出しに流れ込まない。アンプゲインの補正をおこなうために測定値は 6 次の多項式でフィットされた。出力電荷量の絶対値を取扱うため、比例性が鈍化する前の領域だけを使用した。なお、鈍化した後のデータ (1900 以上の ADC データ) はオーバーフローとして扱った。オーバーフローの境界も図に示す。

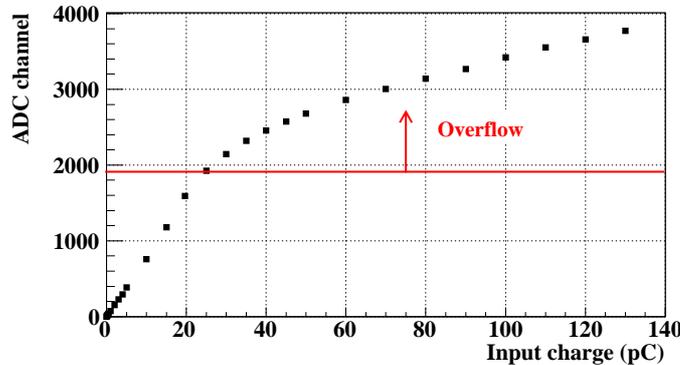


図 29: アンプキャリブレーション (入力電荷量に対する ADC データ)

弾道欠損 (ballistic deficit) はパルス整形回路において有限の時定数で入力に帰還 (フィードバック) がかかるため、無限大の時定数の場合に比べてパルス波高の一部が失われる現象である [11]。通常のパルス整形回路では、シグナルのパイルアップを避けるため有限の時定数で整形している。実際の ATLAS 実験で使用する ASD は 16 ns で帰還がかかるように設計されている。弾道欠損の補正は有限の時定数の場合と無限大の時定数の場合に予想される出力パルス波高の割合を導出しておこなう。出力パルスの予測は以下のような順序でおこなわれた。

1. 予測されるチェンバーカレントの出力関数を求める
2. インパルス入力に対する応答関数を実測して求める
3. チェンバーカレントに対して、インパルス入力で畳込み積分をおこなう
畳込み積分の結果が予測されるアンプ出力である
4. 応答関数が有限時定数の場合と無限大時定数の場合でパルス波高の比較をおこなう
弾道欠損の割合から元の出力電荷量を導出するための補正係数を求める
5. 出力電荷量に補正係数を掛け、出力電荷量の絶対量とする

図 30 に TGC の x 軸方向、y 軸方向¹³に沿った電場と同軸円筒型の動径方向に沿った電場を示す。両者は同じ 50 μm 径の陽極ワイヤーを持つ。TGC の印加電圧は 2.9 kV である。陽極表面上における電場が TGC と一致するように、同軸円筒型の印加電圧は 2.13 kV である。陽極中心から約 100 μm までは両者の電場構造が一致する。この領域では、シグナルの生成過程も同一であると考えられる。チェンバーカレントの出力関数の導出は簡単のために、TGC を同軸円筒型として見積もった。代用する同軸円筒型の半径は陰極表面上の電場が一致する 600 μm を使用した。8.4.2 で述べるように弾道欠損によって補正された出力電荷量は定常的に流れるチェンバーカレントから導出した出力電荷量と良く一致した。

¹³陰極面に沿って x 軸をとり、直交する方向に y 軸をとる

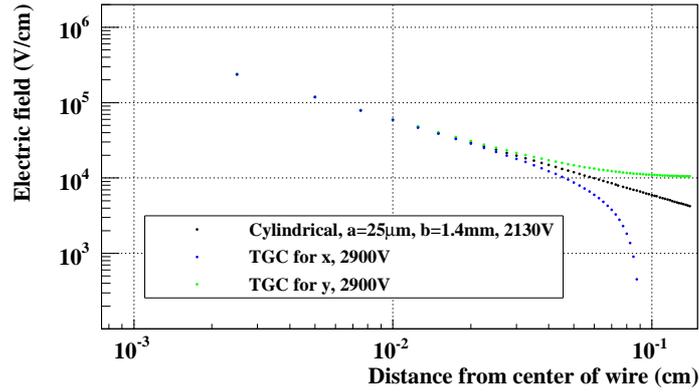


図 30: TGC と同軸円筒型の電場

同軸円筒型のチェンバーカレントは、陽イオンの流動で極板上に誘起された電荷の流れとして、次のように与えられる [12]。

$$i(t) = \frac{q}{2\ln(b/a)} \frac{1}{t + t_0}$$

$$t_0 = \frac{a^2 \ln(b/a)}{2V_0 \mu^+}$$

ここで、 a と b はそれぞれ同軸円筒型の内径と外径である。 q は荷電粒子通過後、ガス増幅過程において生成した全電荷量であり、 $q = 1$ として規格化する。 V_0 は極板間に印加されている電圧である。 μ^+ は陽イオンの流動度 (mobility) である。なお、陽イオンの流動度は標準状態を考慮している。なお、 t_0 はチェンバーシグナルの時間発展を決定づけるパラメーターであり、陽イオンが陰極まで到達する時間 T は次のように与えられる。

$$T = t_0 \times \left(\left(\frac{b}{a} \right)^2 - 1 \right)$$

内径 $25 \mu\text{m}$ 、外径 $600 \mu\text{m}$ 、印加電圧 2.13 kV の円筒同軸型のチェンバーカレントの出力関数は以下のように与えられる。

$$i_{\text{wire}}(t) = \frac{1}{2 \times 3.18} \left(\frac{1}{t + t_0} \right)$$

$$t_0 = 4.24 \times 10^{-9} \text{ s}$$

t_0 の導出には CO_2 の流動度を使用した。図 31 にチェンバーカレントの時間変化を示す。半径 $600 \mu\text{m}$ の場合、 CO_2 イオンが陰極表面上に到達するまでに約 $2.4 \mu\text{s}$ かかるが、チェンバーカレントの 80% は約 $0.6 \mu\text{s}$ までに流れる。この際、陽イオンは陽極中心から $300 \mu\text{m}$ 程度移動する。

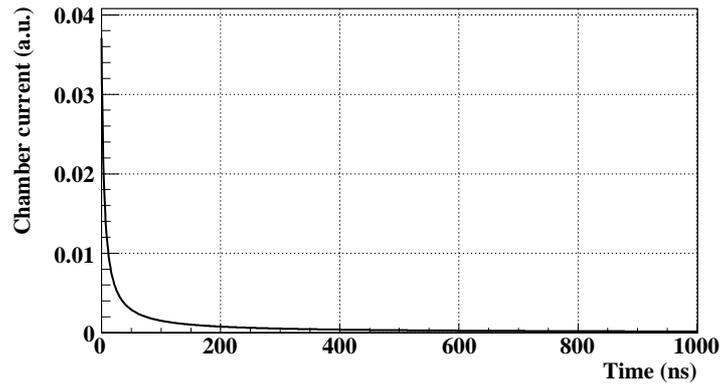


図 31: チェンバーカレントの時間変化

インパルス入力に対する応答関数はアンプゲインを測定するためのセットアップを流用して実測された。フロントエンド回路からの出力をデジタルオシロスコープ DS8812((株) 岩崎通信製) に入力して、波形の取込みをおこなった。フロントエンド回路の出力波形は検出器インピーダンスに依存して変化し、その値が大きい場合には鈍る。図 32 に 1 pC のインパルスを入力した際の応答波形を示す。パルス波高の最大値を 1 と規格化している。TGC の出力はチェンバーカレントに依存したパルス波高を持つ応答波形の重ね合わせと考えられ、この重ね合わせが畳込み積分に相当する。

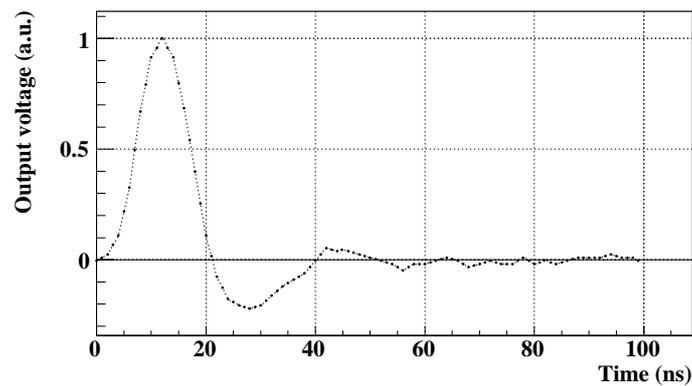


図 32: インパルス入力に対する応答関数

TGC からの出力は畳込み積分の公式を用いて、以下のように表される。

$$V_{\text{out}}(t) = \int i_{\text{wire}}(t')h(t-t')dt'$$

ここで、 $i_{\text{wire}}(t)$ はチェンバーカレントの出力関数、 $h(t)$ はインパルス入力に対する応答関数である。 $h(t)$ として、実測された応答波形の各点を補間して使用した。無限大の時定数を持つ場合、応答関数に帰還がかからないため、 $h(t) = 1 (t \geq 0)$ である。図 33 (a) に畳込み積分の時間変化を示す。 V_{out} の単位は arbitrary unit である。無限大の時定数 (infinite time constant) の場合、パルス波高は最終的に 1 に収束する。これは電極で収集した電荷の全てがフロントエンド回路から出力されることを示す¹⁴。図 33 (b) は 200 ns 付近までの拡大図である。一方、有限の時定数 (finite time constant) の場合、パルス波高は最大で約 0.18 であり、フロントエンド回路に流れ込む電荷の 80% を弾道欠損によって失う。⁹⁰Sr- β 線を用いた試験と宇宙線試験において、補正係数として 5.68¹⁵ を使用する。

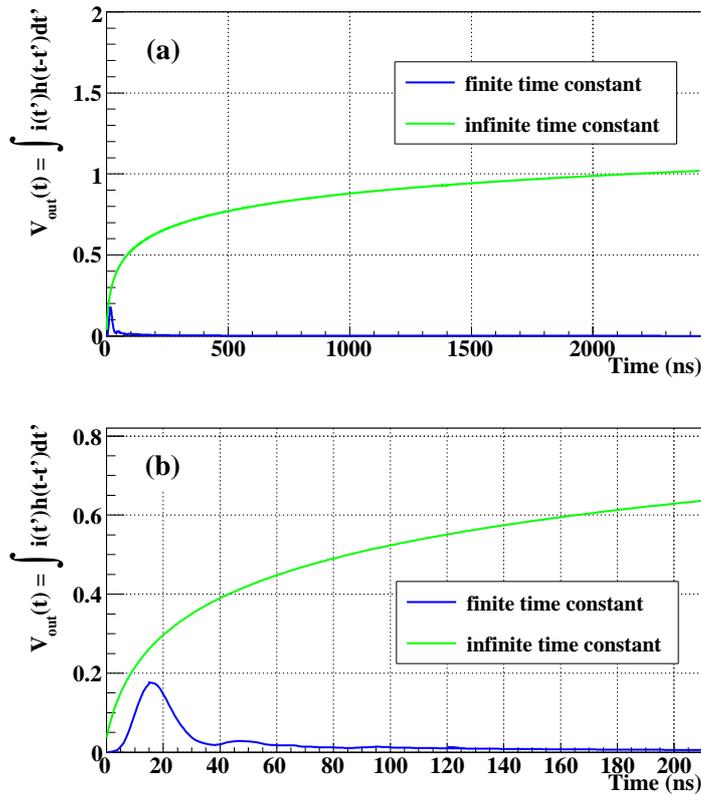


図 33: (a) 畳込み積分の時間変化、(b) 200 ns 付近までの拡大図

¹⁴実際には陽極ワイヤーに結合している静電容量のため、電極で収集した電荷の全てはフロントエンド回路に流れ込まない。この場合、フロントエンド回路に流れ込んだ全電荷を出力する

¹⁵(無限大時定数の場合のパルス波高)/(有限の時定数の場合のパルス波高) = $1/0.178 = 5.68$

6.2.3 宇宙線試験のセットアップ

図 34 に宇宙線試験のセットアップを示す。小型 TGC の上流に 2 枚のシンチレーター C1、C2(各 10 cm × 10 cm)、下流に 1 枚のシンチレーター C3(2 cm × 4 cm) を設置して、トリガー信号を生成した。トリガータイミングは最小のシンチレーターである C3 が決定する。C3 の上に厚さ約 6 cm の鉛ブロックを設置して、低エネルギーの宇宙線によるトリガーの生成を避けた。宇宙線による出力電荷量の測定をおこなった TGC の下流に別の TGC(T1) を設置して、実験のトリガー精度を上げるために使用した。T1 の情報はデータの解析中に使用し、測定中のトリガー信号の生成には何ら影響を与えない。

システムチェックのため、宇宙線のトリガーレートの実測と期待値の比較がおこなわれた。地表における宇宙線の飛来数は約 $90 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [13] であるので、宇宙線のトリガーレートの期待値は 41 events/hour ¹⁶ である。一方、トリガーレートの実測は $43 \pm 7 \text{ events/hour}$ であり、期待値と良く一致した。

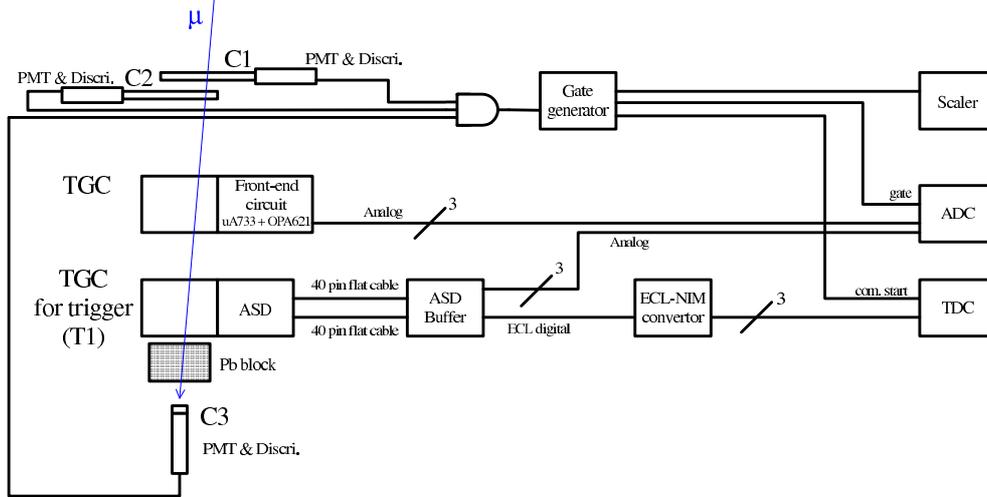


図 34: 宇宙線試験のセットアップ

トリガー信号は 3 枚のシンチレーターの同時計数信号で生成され、ADC のためのゲート信号の生成に使用された。ゲートの時間幅は 600 ns に設定した。フロントエンド回路からの出力はそのまま ADC に入力された。トリガー用の TGC(T1) の読出しには Amplifier Shaper Discriminator(ASD) [14] を使用した。ASD は ATLAS 実験で TGC に使用されるプリアンプユニットで、LVDS デジタルとアナログ出力が可能である。ASD Buffer は ASD に電源を供給するほか、デジタル信号については LVDS-ECL 変換をおこない、アナログ信号については 4 倍のポストアンプとして機能する。ASD のしきい電圧の設定も ASD Buffer においておこなう。T1 のしきい値は -50 mV に設定した。T1 の印加電圧は十分な検出効率を得るために 3.0 kV とした。ASD Buffer からの ECL 出力は NIM 変換した後、TDC に入力した。TDC では C3 のタイミングに対する T1 の反応時間が測定された。宇宙線試験を含めた一連の実験では、ゲート出力中に次のトリガー信号を禁止するロジックを組み込んだ。

¹⁶C3(2 cm × 4 cm) に対する立体角は 1.26×10^{-2} であるので、 $90 \times 0.02 \times 0.04 \times 4\pi \times 0.0126 = 0.0114 \text{ Hz} = 41 \text{ events/hour}$

図 35 にその機構を示す。下流側のゲートジェネレーターの veto 入力を使用することで、データ処理中における後続のトリガーシグナルの入力を禁止した。上流側のゲートジェネレーターはセカンドパルスや偶発的な連続入射によるトリガーを避けるために用いた。1 台目のゲートジェネレーターからの出力は下流側のゲートジェネレーターに送られる他、計数率を測定するためにスケーラーに入力された。下流側のゲートジェネレーターの出力は ADC のゲートシグナルの他、TDC のタイミングシグナル (com. start) としても使用した。

初めのトリガーシグナルの入力もしくはデータ取得プログラム開始時のアウトプットレジスターからの入力 veto は有効になる。veto の解除はデータ取得プログラム終了時にアウトプットレジスターの出力でおこなわれる。実験セットアップ図では、簡単のため、このロジックは表記せず、gate generator として表す。

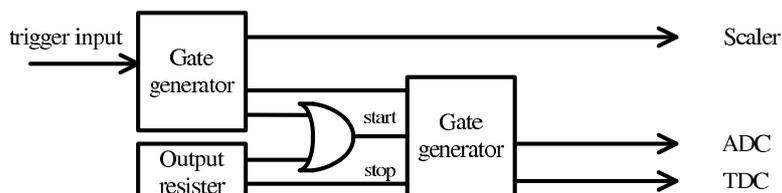


図 35: データ処理中における後続のトリガーシグナルの入力を禁止する機構

チェンバーガスである $\text{CO}_2/\text{n-C}_5\text{H}_{12}$ はバブリング法によって得られた。バブリング法は恒温槽内で保温した液体ペンタン中に CO_2 ガスを気泡にして通すことで、液体ペンタンの蒸気圧に依存した比率の混合ガスが得られる [15]。混合比は恒温槽の設定温度によって調節できる。図 36 に常圧付近における C_5H_{12} の蒸気圧曲線を示す [16]。 $\text{CO}_2/\text{n-C}_5\text{H}_{12}(55:45)$ の混合ガスを得るためには液体ペンタンを 14.55°C に保温する必要がある。混合比の確認はガスクロマトグラフィ GC-8A ((株) 島津製作所製) を用いておこなわれた。その結果、恒温槽は 14.7°C に設定された。ガス流量は約 10 cc/min であった。

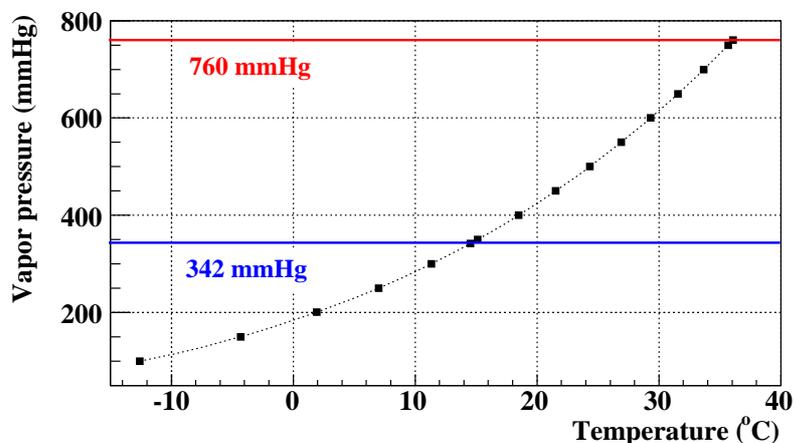


図 36: 常圧付近における C_5H_{12} の蒸気圧曲線

6.2.4 ^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (外部トリガーモード)

図 37 に ^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップを示す。コリメーター部分の拡大図も併せて示す。37 MBq の ^{90}Sr - β 線源が使用された。 β 線は 5 mm ϕ の鉛コリメーターによって絞られ、TGC 表面上では直径 5.7 mm の円形となる。コリメーターの中心と TGC の中心が一致するように設置された。TGC への入射頻度は 25 kHz と見積もられた。トリガー信号は下流に設置した 1 cm \times 1 cm のシンチレーターによって生成された。トリガーレートは 36 Hz であった。GEANT4 シミュレーションによれば、TGC に入射した β 線の 14% がガス有感領域まで到達し、0.4% の β 線が TGC 外部まで到達する。したがって、シミュレーション結果によるトリガーレートの期待値は約 90 Hz と見積もられた。実測とシミュレーション結果の違いは、シミュレーションにおいてシンチレーターを覆う遮光材等の存在を考慮していないためである。DAQ とガスシステムは宇宙線試験とほとんど同じである。フロントエンド回路からの出力特性が十分に速いので、ゲートの時間幅は 150 ns に設定した。出力電荷量の温度依存性を測定するために、実験室に備え付けられているエアコンでチェンバースの温度を変化させた。温度計を TGC のガス口付近のガス配管内に設置して、チェンバースの温度を測定した。大気圧変動による出力特性の変化を補正するために、大気圧が測定された。なお、チェンバースの温度の測定と大気圧の測定は他の ^{90}Sr - β 線を用いた試験や宇宙線試験においてもおこなわれた。

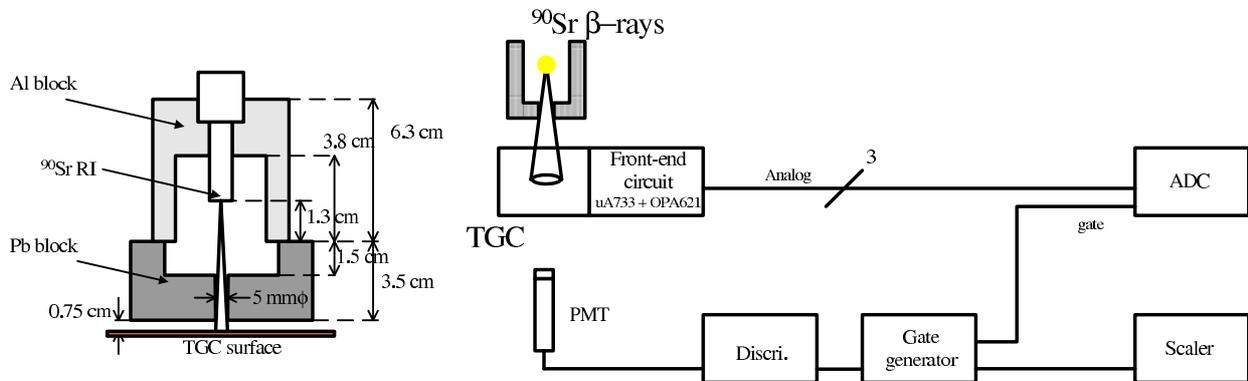


図 37: ^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (外部トリガーモード)

6.2.5 ^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (セルフトリガーモード)

セルフトリガーモードはチェンバースカレントから ^{90}Sr - β 線一粒子当りの出力電荷量を導出するためにおこなった。図 38 に実験セットアップを示す。チェンバースカレントを測定するために鉛コリメーターのサイズを変更した。変更した鉛コリメーターは外径 4.2 mm ϕ 、厚み 13.5 mm である。この場合、 β 線の TGC への入射頻度は 61 kHz と見積もられた。フロントエンド回路として、ASD を使用した。セルフトリガーモードでは出力電荷量が大きくなるのが予想されたので、アナログ出力は ASD Buffer を通さず ADC に入力した。Current drive circuit は ASD アナログ出力を 50 Ω で伝送するための回路である。ASD からのアナログ出力は入射粒子数に依存した出力電荷量の低下を確認するためだけに使用したので、アンプキャリブレーションと弾道欠損の補正はおこなわない。トリガー信号は ASD デジタル出力から生成した。また、トリガーチャンネルを同定するために ASD デジタル出力を TDC に入力した。セルフトリガーモードにおいて TDC 分布を測定した場合、常に同じタイミングでトリガーがかかるので、TDC 分布は鋭いピークを持つことが予想できる。ADC のゲート幅は 600 ns、Vth は 44 mV に設定した。Vth の設定値よりも十分に信号が大きくなるように、動作電圧は 3.0 kV で使用した。ASD のデジタル出力はトリガー信号を生成する他、スケーラーに入力してヒットレートの測定に使われた。チェンバースカレントは HV モジュールのカレントモニター出力を増幅して測定した。

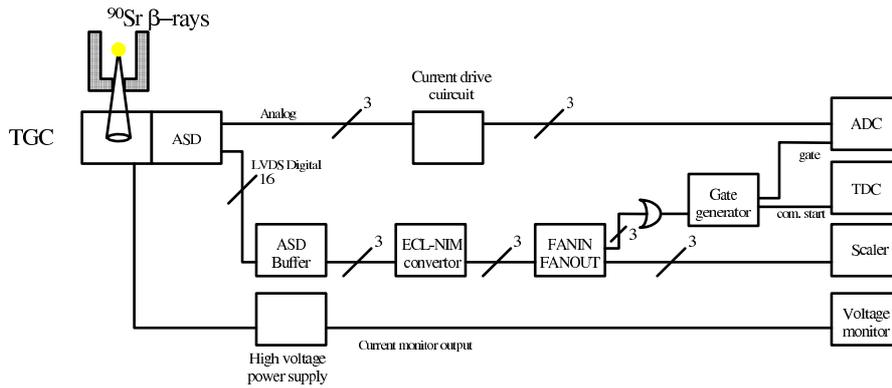


図 38: ^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (セルフトリガーモード)

6.3 実験結果

6.3.1 ^{90}Sr - β 線による出力電荷量と宇宙線による出力電荷量の比較

(1) 宇宙線試験

図 39 にヒットチャンネルプロファイルとそのマルチプリシティを示す。印加電圧は 3.0 kV である。ペDESTAL の影響しない 1.5 pC 以上の出力をヒットとした。マルチプリシティの分布にはヒット数ゼロのイベントを含んでいない。 ^{90}Sr - β 線を用いた試験と比べるとイベントのコリメートが困難であるために、ヒットチャンネル分布が広がっている。端チャンネルでトリガーする割合が 26% 含まれる。一方で、ほとんどのイベントのヒット数は 1 であり、グルーピングしたチャンネルを通過しない斜め入射が存在することを意味する。

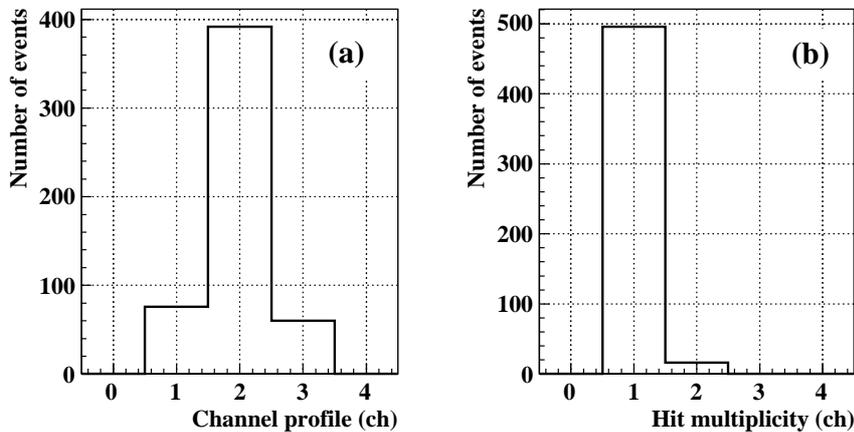


図 39: ヒットチャンネルプロファイルとそのマルチプリシティ

図 40 にトリガー用 TGC T1 における TDC 分布を示す。T1 のグルーピングしたチャンネルにおいて、宇宙線起源の鋭いピークが見られる。このピークの全幅は約 30 ns であり、TGC の反応時間特性に相当する。後方のイベントはクロストークによるヒットである。クロストークはチャンネル間の静電容量結合のため、ヒットチャンネルの隣りのチャンネルで発生する。クロストークによるヒットは正極側に振れ、立下がる際にオーバーシュートして負極側の V_{th} を越える可能性がある。このようなシグナルは宇宙線起源のシグナルに対して遅れてヒットする。 V_{th} を越えるタイミングはヒットチャンネルのシグナルの大きさに依存する。200 ns 以上のイベントはオー

バーフローイベントである。この到達時間情報を使用するとグルーピングしたチャンネルだけを通過するイベントを選別できる。到達時間情報によるカットとして、T1のグルーピングチャンネルに50~80 nsの間にヒットがあることを要求する。このカットを time window cut として定義する。

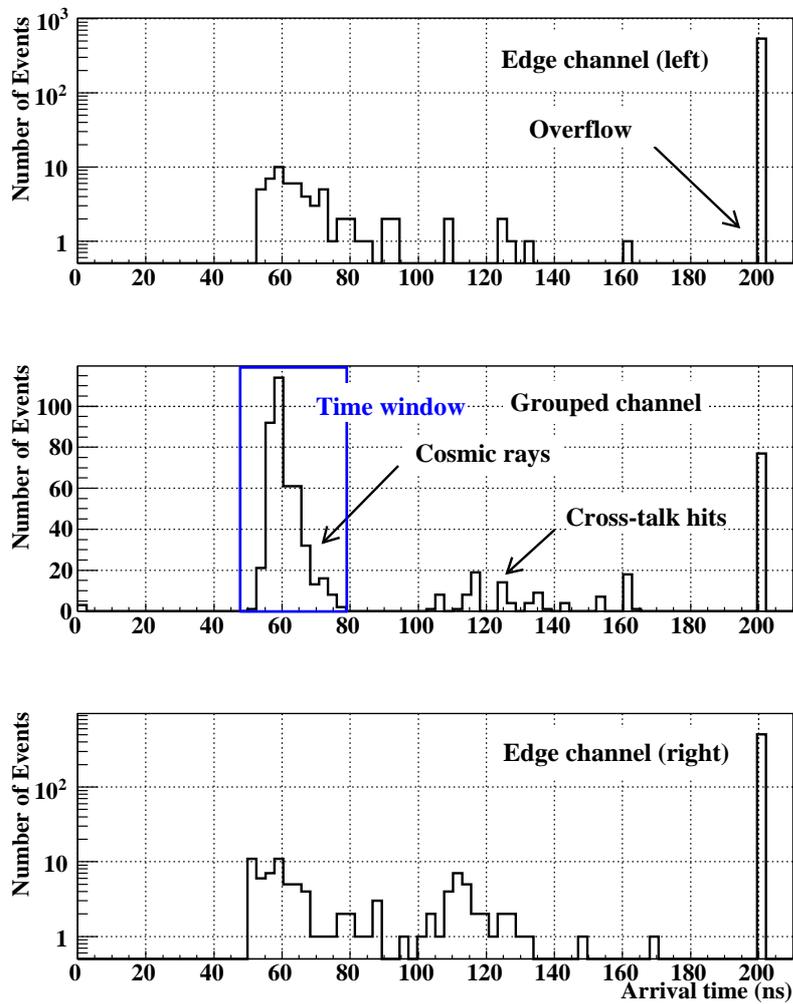


図 40: トリガー用 TGC T1 における TDC 分布

図 41 にグルーピングしたチャンネルの出力電荷量分布を示す。time window cut の分布が上記の到達時間によるカットを施したものである。このカットによって、不感イベント (Inefficient events) のほとんどが取り除かれる。time window cut は宇宙線の入射方向を制限することに相当する。不感イベントのほとんどは斜めに入射した宇宙線によってトリガーされたものである。その一方で、複数のチャンネルにエネルギーを落とすイベントはほとんど存在しないので、ピーク位置は変化しない。ランダウ関数によるフィットの結果、分布の最頻値は 6.07 ± 0.21 pC であった。

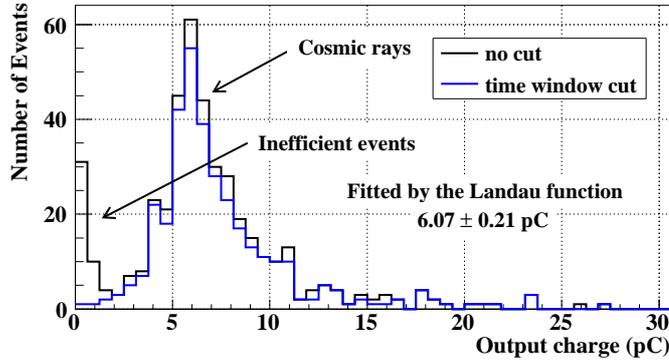


図 41: グルーピングしたチャンネルの出力電荷量分布

(2) ^{90}Sr - β 線を用いた試験

図 42 にヒットチャンネルプロファイルとそのマルチプリシティを示す。印加電圧は 3.0 kV である。データの取り扱いは宇宙線試験と同様である。 ^{90}Sr - β 線を用いた試験では、1.5 pC 以上の出力をヒットとした。 ^{90}Sr - β 線は十分にコリメートされ、グルーピングしたチャンネルだけにヒットする。マルチプリシティの分布にはヒット数ゼロのイベントを含んでいない。

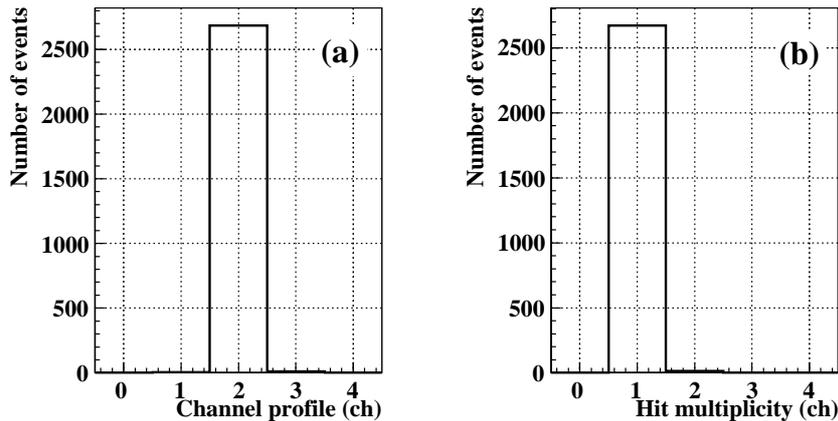


図 42: ヒットチャンネルプロファイルとそのマルチプリシティ

図 43 にグルーピングしたチャンネルの出力電荷量分布を示す。分布の最頻値を導出するために、ランダウ関数でフィットした。分布の最頻値は 4.37 ± 0.07 pC である。宇宙線に対する出力電荷量の最頻値と比べると $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線による結果は 0.72 倍であり、 $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線による出力電荷量の方が小さいという結果が得られた。 $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線を用いた試験では、1つのシンチレーションカウンターでトリガーシグナルを生成するために必ず不感イベント (Inefficient events) が存在する。不感イベントのほとんどはシンチレーションカウンターを構成する光電子増倍管内でのノイズヒットと考えられる。

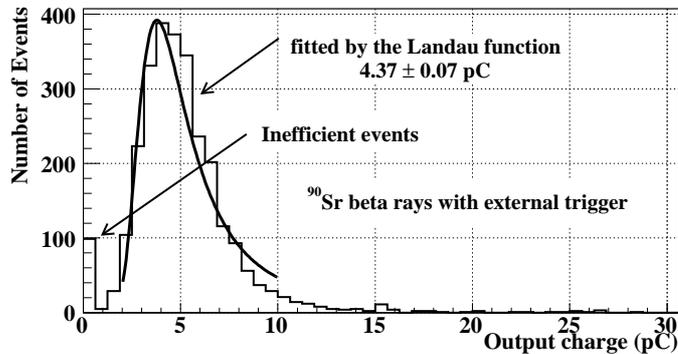


図 43: グルーピングしたチャンネルの出力電荷量分布

6.3.2 出力電荷量の印加電圧依存性、チェンバーガス温度依存性

図 44 に $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線に対する出力電荷量の印加電圧依存性を示す。各温度はチェンバーガス温度を示す。温度の変更は実験室のエアコンを調整しておこなわれた。データの取り扱いには他の $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線を用いた試験と同一である。TGC の動作は 3.0 kV 前後で比例領域から制限比例領域 [17] に移行する。制限比例領域ではガス増幅率の変化率が鈍化する。ATLAS 実験における動作電圧である 2.9 kV はちょうど動作モードの境界付近に相当する。

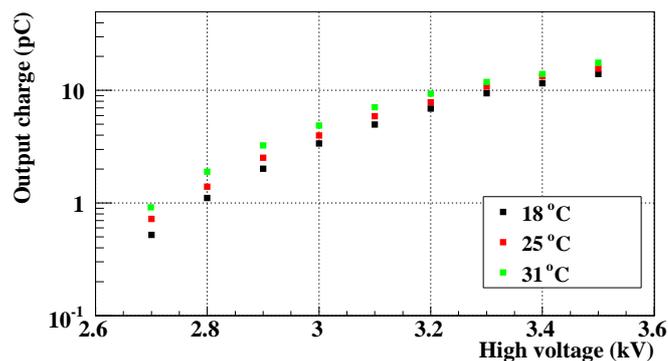


図 44: $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線に対する出力電荷量の印加電圧依存性

図 45 に ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量のチェンバーガス温度依存性を示す。3.0 kV より高い領域では動作モードが制限比例領域に移行するために、温度依存性の傾きが緩やかになる。ATLAS 実験ホールは 25 °C 前後に保たれる予定である。印加電圧 2.9 kV、チェンバーガス温度 25 °C における出力電荷量の変化率 $\frac{dQ}{Q}$ は以下のように表される。

$$\frac{dQ}{Q} = 16.1 \times \frac{dE}{E} = 10.7 \times \frac{dT}{T} \left(= \frac{dM}{M} \right)$$

ここで、 $\frac{dE}{E}$ は電場の変化率、 $\frac{dT}{T}$ はチェンバーガス温度の変化率である。温度は絶対温度である。出力電荷量の変化率はガス増幅率の変化率 $\frac{dM}{M}$ と同義である。 $\frac{dE}{E}$ 、 $\frac{dT}{T}$ の係数が異なるため、出力電荷量に与える影響は電場を変えた場合とチェンバーガス温度を変えた場合で異なる。同じ変化率の場合、電場を変えた方が出力電荷量に与える影響は大きい。印加電圧 2.9 kV、 $T = 25 \text{ }^\circ\text{C} (= 298 \text{ K})$ の場合、1 °C 当りの出力電荷量の変化は 3.6% と見積られる¹⁷。同じ条件下で 100 V 当りの出力電荷量の変化は 56% と見積られる。なお、 $\frac{dQ}{Q}$ の導出の際に $\frac{dE}{E}$ と印加電圧の変化率 $\frac{dV}{V}$ がほぼ等しいことを確認し、 $\frac{dE}{E}$ と $\frac{dV}{V}$ を置き換えて、上式を適用した。

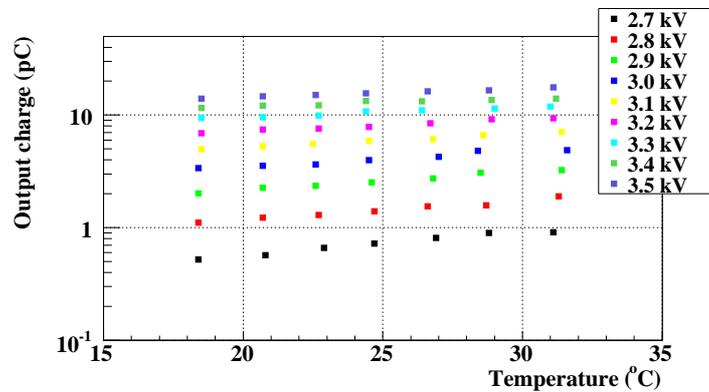


図 45: ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量のチェンバーガス温度依存性

¹⁷ $\frac{dQ}{Q} = \frac{10.7}{298} dT = 0.036 \times dT$

6.3.3 ^{90}Sr - β 線の一粒子当りの出力電荷量

チェンバーカレントから一粒子当りの出力電荷量を導出するために、コリメーターを変更して、TGC への入射頻度を増加させた。図 46 にコリメーターを変更する前後における ^{90}Sr - β 線に対する ADC 分布を示す。これらの分布はグルーピングしたチャンネルの結果で、セルフトリガーで測定した。印加電圧は 3.0 kV である。ペDESTアルは差引かれている。コリメーターを変更する前後で TGC への入射頻度は約 2.4 倍変化するが、ADC 分布に変化は見られない。したがって、コリメーター変更後の出力電荷量は変更前と同一である。

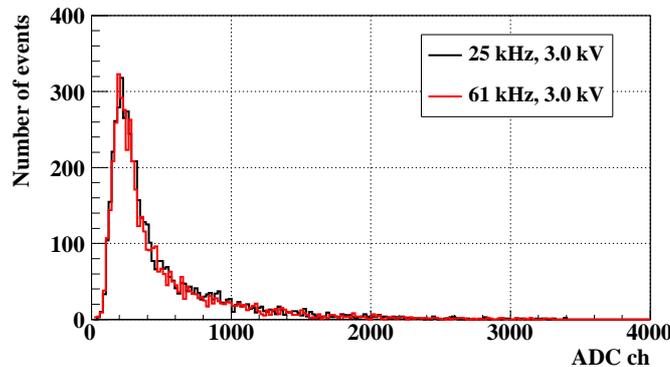


図 46: コリメーターを変更する前後における ^{90}Sr - β 線に対する ADC 分布

図 47 にセルフトリガーで測定した ^{90}Sr - β 線の ADC 分布と TDC 分布を示す。これらの分布はコリメーター変更後のグルーピングしたチャンネルの測定結果である。グルーピングしたチャンネルでトリガーした場合、それらのイベントは TDC 分布中で鋭いピークを形成する。このピークはほとんど 1 ns 以内に収まる。このピークに含まれるイベント以外は両端ワイヤーのチャンネルでトリガーしたイベントである。378 ns 付近に立つピークはオーバーフローイベントであり、スケーラーで計数されない。TDC 分布でオーバーフローしないという条件を課すことで、スケーラーで計数されたイベントだけを選別できる。これを便宜上、スケーラーカットと呼ぶ。ADC 分布はスケーラーカットを施した分布である。スケーラーカットによって、約 0.6% のイベントが取り除かれた。ADC 分布にはグルーピングしたチャンネルにエネルギーを落としたイベント (true hit) と両端ワイヤーのチャンネルのクロストークによるイベント (cross-talk hit) が含まれる。7.3.1 述べる cross-talk hit は、ノイズレベルよりも低い ADC 値を取る。したがって、cross-talk hit はチェンバーカレントに影響しない。一方、ADC 分布中で谷より大きなイベントは true hit と考えられ、チェンバーカレントに寄与する。スケーラーカットを施した ADC 分布の true hit の割合は 99.8% である。したがって、スケーラーの計数値はチェンバーカレントに影響を与える true hit のヒット数である。true hit のヒットレートは 5.62 kHz であった。線源を取り除いた場合のヒットレートは 1.3 Hz であるので、バックグラウンドの影響は無視できる。 ^{90}Sr - β 線を置いた際のチェンバーカレントの典型値は 48 nA であったので、一粒子当りの出力電荷量は 8.5 pC と見積られた。

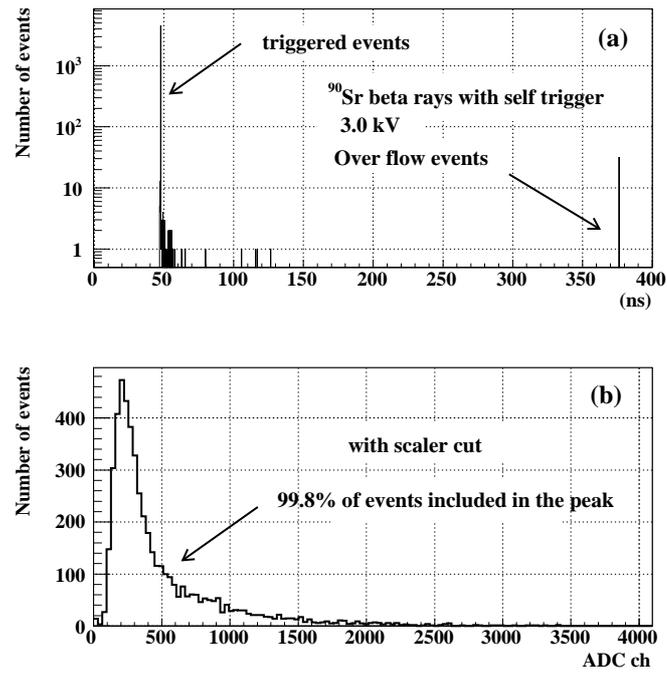


図 47: セルフトリガーで測定した ^{90}Sr - β 線、(a)ADC 分布、(b)TDC 分布

6.4 議論と考察

6.4.1 地上に到来する宇宙線 μ 粒子の運動量

地上に到達する宇宙線のほとんどは μ 粒子と考えられている。図 48 に海水面における宇宙線 μ 粒子の運動量分布を示す [13]。ピーク位置の小さい一群が入射角度 0° の μ 粒子、大きい一群が入射角度 75° の μ 粒子である。入射角度 0° の一群には複数の実験結果が含まれる (シンボルの違いとして表される)。縦軸の数値は宇宙線 μ 粒子の運動量の 1.7 乗を掛けたものである。

宇宙線試験では 3 枚のシンチレーションカウンターによる同時計数を要求するので、ほぼ真上から飛来する宇宙線だけを選別する。具体的な飛来数は図 49 の入射角度 0° のプロットについて、運動量の 1.7 乗根で割った値である。その結果を図 49 に示す。この図から測定した宇宙線 μ 粒子は $2 \sim 3$ GeV/c にピークを持つ。

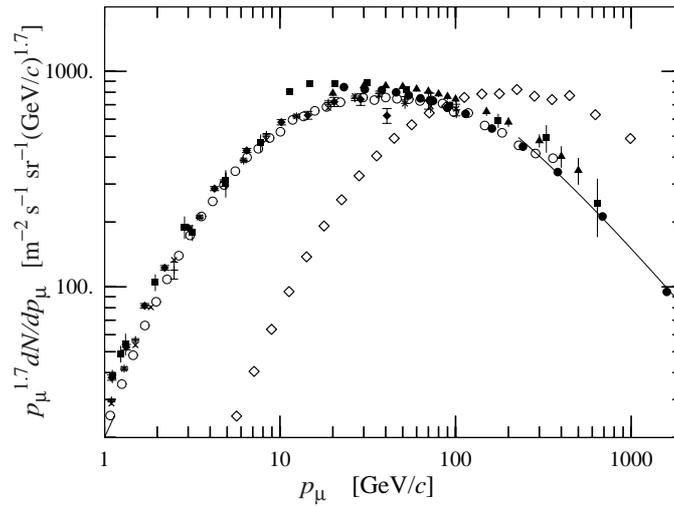


図 48: 海水面における宇宙線 μ 粒子の運動量分布 (1)

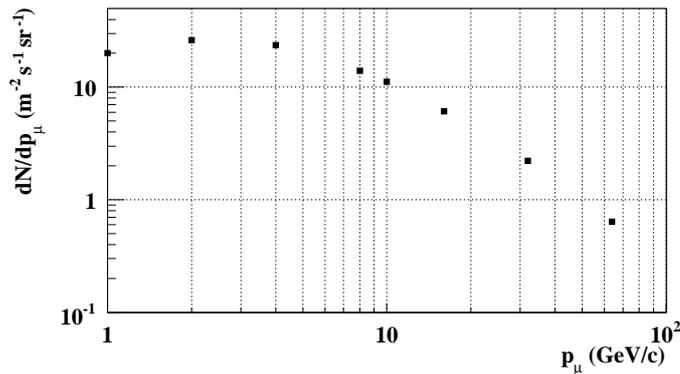


図 49: 海水面における宇宙線 μ 粒子の運動量分布 (2)

図 50 に μ 粒子、 π 粒子と陽子の運動量に対するエネルギー損失量を示す [13]。約 0.3 GeV の μ 粒子が MIP である。2~3 GeV/c の μ 粒子は MIP に対して、He ガス中で約 1.2 倍のエネルギーを損失する。したがって、宇宙線は MIP よりも大きなシグナルを出力することが予想できる。

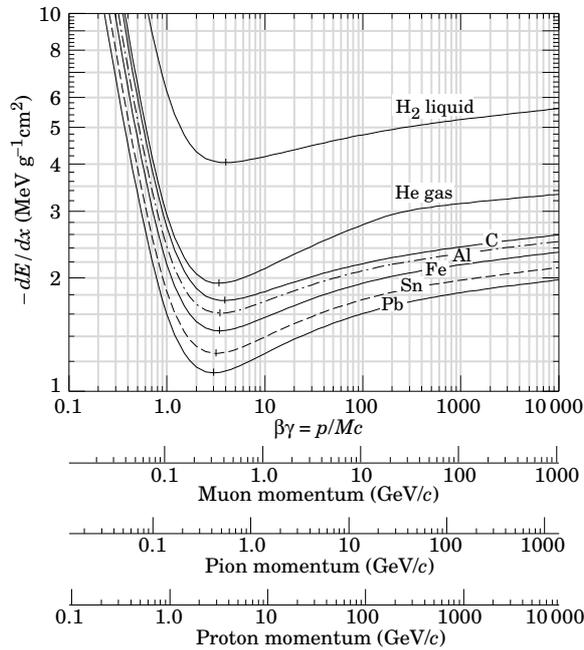


図 50: μ 粒子、 π 粒子と陽子の運動量に対するエネルギー損失量

6.4.2 GEANT4 シミュレーションによる実験結果の考察

実測の結果、宇宙線に対する出力電荷量は ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量よりも大きい。この結果を説明するために、GEANT4 シミュレーションをおこない、宇宙線、MIP と ^{90}Sr - β 線に対するエネルギー損失量を比較した。GEANT4 シミュレーションでは、小型 TGC の構造が再現された。表 6 に小型 TGC の材質と物量を示す。FR4 とカーボン塗料の組成はメーカーから提供された。カーボン塗料は炭素とアクリル系接着剤を調合して作成するので、炭素以外の元素を含んでいる。銅箔の厚さはデータベース [18] を参考にした。カーボン面の厚さは実測して求めた。

Cu plate	30 μm	Cu 100%
FR4	1.8 mm	C 27.6%, H 2.7%, O 9.7%, Si 15.2%, Al 4.7%, Ca 7.3%, Mg 2.3%, B 1.5%, Na 0.2%
Graphite layer	10 μm	C 59%, H 35%, O 6%
Wire	50 $\mu\text{m}\phi$	W + Au (0.6 μm thickness)

表 6: 小型 TGC の材質と物量

宇宙線として、2 GeV の μ^- 粒子を打ち込んだ。入射角度 θ は実際の実験セットアップを考慮して、 $0^\circ \leq \theta \leq 23^\circ$ の範囲でランダムに振った。MIP として、0.3 GeV の μ^- 粒子を垂直に入射させた。

^{90}Sr - β 線はあらかじめ用意した連続エネルギースペクトルを使って、垂直入射させた。 β 崩壊による連続エネルギースペクトルの導出は以下のようにおこなった。

1. $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 1\text{ m}$ の鉛ブロックの中心で β 崩壊を発生させ、鉛ブロック内に落とすエネルギー損失量を取得する
鉛ブロックの大きさは ^{90}Sr - β 線の飛程に対して、十分な大きさである
2. ^{90}Sr の β 崩壊は GEANT4 シミュレーションで定義されている G4 General Particle Source (GPS) クラス [19] を使用して再現した
崩壊元素として ^{90}Sr を指定することで、 $^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ の崩壊過程が再現できる¹⁸

図 51 に GEANT4 シミュレーションで得られた ^{90}Sr - β 線の連続エネルギースペクトルを示す。 ^{90}Sr の β 崩壊では、娘核の ^{90}Y の半減期が短いために放射平衡が成立する。 ^{90}Sr 線源から放出される β 線のエネルギーの高いものは ^{90}Y の β 崩壊で生成する。 β 線のエネルギー分布の平均値と最大値はそれぞれ、0.56 MeV と 2.28 MeV である。外部トリガーモードによる測定は GEANT4 シミュレーションにおいて、入射 β 線が TGC を通過したイベントを選択することで再現された。

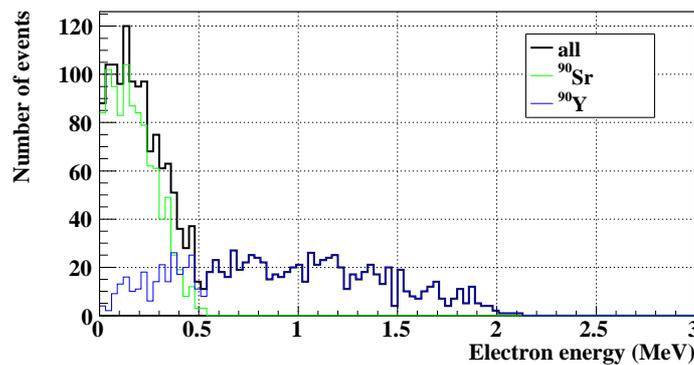
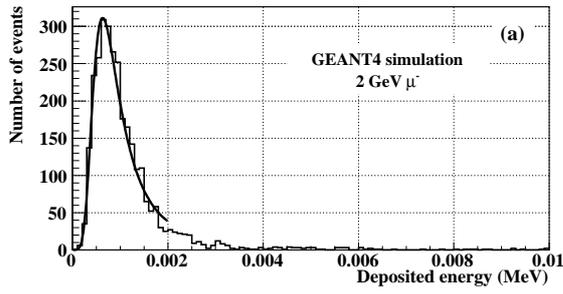


図 51: ^{90}Sr - β 線の連続エネルギースペクトル (GEANT4 シミュレーション)

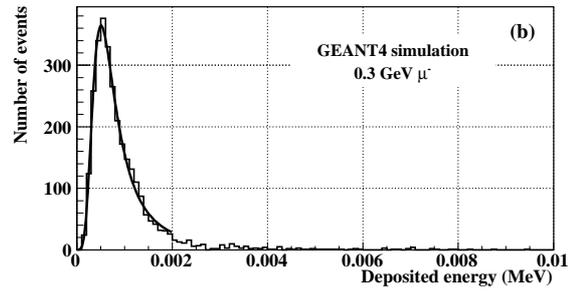
¹⁸マクロ実効ファイル中で以下のコマンドを入力した

```
/gps/particle ion  
/gps/ion 38 90  
/gps/position 0 0 0 mm  
/gps/energy 0 eV
```

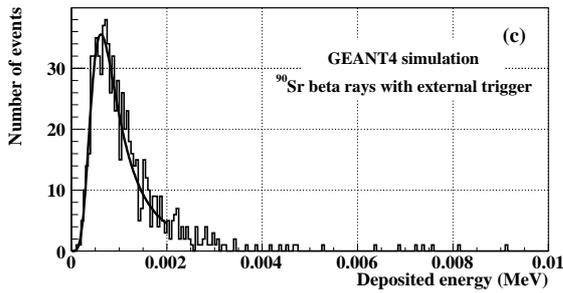
図 52 (a) - (d) に GEANT4 シミュレーションによる TGC のガス中におけるエネルギー損失量を示す。



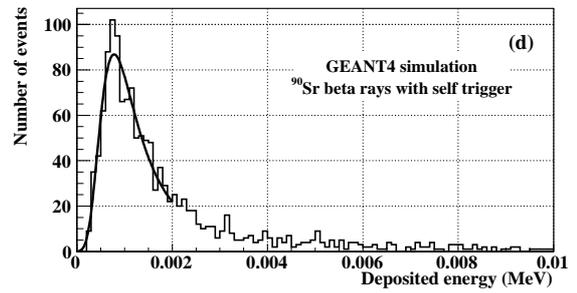
(a) 2 GeV μ^-



(b) 0.3 GeV μ^-



(c) ^{90}Sr - β 線 (外部トリガー)



(d) ^{90}Sr - β 線 (セルフトリガー)

図 52: 宇宙線、MIP、 ^{90}Sr - β 線に対する TGC のガス中におけるエネルギー損失量

各分布の最頻値はランダム関数でフィットして求めた。各分布の最頻値、平均値と実測で得られた最頻値を表 7 にまとめる。

	最頻値 (keV)	平均値 (keV)
宇宙線 (2 GeV μ^-)	0.75 ± 0.01	1.21
MIP (0.3 GeV μ^-)	0.56 ± 0.01	1.01
^{90}Sr - β 線 (外部トリガー)	0.70 ± 0.02	1.14
^{90}Sr - β 線 (セルフトリガー)	0.84 ± 0.02	2.74

表 7: 宇宙線、MIP、 ^{90}Sr - β 線に対するエネルギー損失量の最頻値と平均値

宇宙線 (2 GeV μ^- 粒子) と ^{90}Sr - β 線 (外部トリガー) を比較すると、宇宙線の方がガス中で大きなエネルギーを損失し、実測における相関と一致する。したがって、実測における出力電荷量の相関は TGC のガス中におけるエネルギー損失量の相関として説明できる。

これらの実測における出力電荷量の最頻値の比率は 1.39 である。一方、シミュレーションにおけるエネルギー損失量の最頻値の比率は 1.07 となり、ガス検出器の動作としては不適切である¹⁹。この原因は、宇宙線を 2 GeV μ^- 粒子で代用し、よりエネルギー損失量の大きい μ 粒子の影響を考慮していないためである。

MIP に近い結果を出す ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量を MIP の代用として使用する。なお、出力電荷量とガス中におけるエネルギー損失量に同じ比例性を仮定²⁰すると、外部トリガーモードによる ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量は MIP に比べて約 1.3 倍大きいと予想できる。

チェンバーカレントから導出した電荷量は出力電荷量分布の平均値に相当する。したがって、エネルギー損失量との比較においても平均値を用いる。 ^{90}Sr - β 線 (セルフトリガー) のガス中におけるエネルギー損失量は 2.74 keV であり、MIP のエネルギー損失量は 1.01 keV である。再びエネルギー損失量と出力電荷量の間の比例性を考慮すると、動作電圧 3.0 kV の場合、MIP の出力電荷量は 3.1 pC になると見積られる。

6.4.3 出力電荷量に対する印加電圧依存性と温度依存性

^{90}Sr - β 線を用いた試験の結果、印加電圧を変化させた場合とチェンバーガス温度を変化させた場合で、出力電荷量に対する影響が異なることがわかった。ガス増幅率の変化率 $\frac{dM}{M}$ に対する電場の変化率 $\frac{dE}{E}$ とチェンバーガス温度の変化率 $\frac{dT}{T}$ の係数が異なることはガス増幅率の式とタウンゼントの式を変形することで説明できる。ガス増幅をとまなうガス検出器はタウンゼント係数 α に依存して、指数関数的に電荷を増幅させることが知られている [12]。ガス増幅率 M とタウンゼント係数 α は次のように与えられる。

$$M = \exp(\alpha x)$$

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right)$$

ここで、 x は荷電粒子の流動する距離、 E は電場、 p はチェンバーガス圧、 A 、 B は定数である。タウンゼントの式はボイル・シャルルの法則 $\frac{p}{T} = \text{const.}$ (p はチェンバーガスの圧力、 T はチェンバーガスの温度、検出器の体積 V は一定とした) より、次のように変形できる。

$$\alpha T = C \exp\left(-\frac{D}{ET}\right)$$

ここで、 C 、 D は定数である。一方、ガス増幅率の式は次のように変形できる²¹。

$$\frac{dM}{M} = \left(\frac{C}{T} \exp\left(-\frac{D}{ET}\right) x\right)'$$

右辺を E について微分した場合と T について微分した場合を以下に示す。

$$\frac{dM}{M} = \frac{CD}{T^2 E} \exp\left(-\frac{D}{TE}\right) x \frac{dE}{E}$$

$$= \left(\frac{CD}{T^2 E} - \frac{C}{T^2}\right) \exp\left(-\frac{D}{TE}\right) x \frac{dT}{T}$$

上式が等価である条件は $C = 0$ または、 $T = 0$ である。ガス増幅を伴うガス検出器においては $C \neq 0$ かつ $T \neq 0$ である。したがって、ガス増幅率の変化率 $\frac{dM}{M}$ に対する電場の変化率 $\frac{dE}{E}$ とチェンバーガス温度の変化率 $\frac{dT}{T}$ の係数は異なる。

¹⁹ 通常のガス検出器の動作では、(ガス中におけるエネルギー損失量に対する比率) \leq (出力電荷量に対する比率)

²⁰ エネルギー損失量と出力電荷量の比例性が一致する比例領域での動作

²¹ 両辺の対数をとり、 $\log M = \alpha x$ となり、両辺を微分すると、 $\frac{dM}{M} = (\alpha x)'$ となる

チェンバーガス温度の変動と気圧の変動は、ガス増幅過程における粒子密度が変化するという点で同義である。チェンバーガス温度と気圧の関係はボイル・シャルルの法則によって表され、1%のチェンバーガス温度の変動は1%の気圧の変動に相当する。例えば、25 °C (= 約 300 K)、1013 hPa (= 1 気圧) の動作条件において、3 °C の温度変動は約 10 hPa の気圧変動に相当する。

6.5 ^{90}Sr - β 線を用いた試験と宇宙線試験のまとめ

中性子照射試験における出力電荷量と MIP に対する出力電荷量を比較するために、宇宙線試験と ^{90}Sr - β 線を用いた試験はおこなわれた。これらの試験には小型 TGC が使用された。

出力電荷量の導出にあたって、アンプキャリブレーションに加えて、弾道欠損の見積りもおこなった。

宇宙線 μ 粒子と ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量が測定された。その結果、外部トリガーモードで測定した ^{90}Sr - β 線の方が MIP に近い結果が得られることがわかった。この違いは TGC のガス中におけるエネルギー損失量の違いとして説明できることが、GEANT4 シミュレーションの結果からわかった。

一連の中性子照射試験における実験室温度や気圧の違いを補正するため、 ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量のチェンバーガス温度依存性が測定された。ATLAS 実験における動作条件では、1 °C 当りの出力電荷量の変化は 3.6% で、100V 当りの出力電荷量の変化は 56% と見積られた。印加電圧を変化させた場合とチェンバーガス温度を変化させた場合で、出力電荷量に対する影響が異なることが実験結果からわかった。このことはガス増幅過程をあらゆる経験式からも導ける。

チェンバーカレントの測定から ^{90}Sr - β 線一粒子当りの出力電荷量が導出され、3.0 kV の動作電圧で、8.5 pC/particle という結果が得られた。MIP における一粒子当りの出力電荷量を見積るため、GEANT4 シミュレーションがおこなわれた。TGC のガス中におけるエネルギー損失量は ^{90}Sr - β 線 (セルフトリガー) の場合で 2.74 keV であり、MIP の場合で 1.01 keV であった。エネルギー損失量と出力電荷量の間には比例性の存在を仮定すると、動作電圧 3.0 kV の場合、MIP の出力電荷量は 3.1 pC になると見積られた。

7 dD 中性子と dT 中性子に対する TGC の応答特性

7.1 研究の目的と概要

ATLAS 実験における中性子バックグラウンドに対する TGC の応答特性の基礎データを取得するために、dD 中性子、dT 中性子照射試験がおこなわれた。

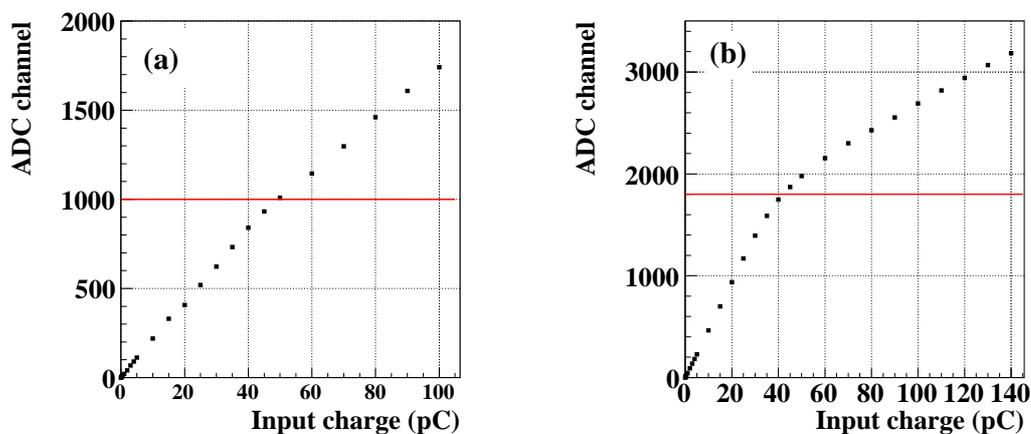
2004 年 9 月に JAEA にある FNS においてこれらの照射試験はおこなわれた。前者は名古屋大グループの相乗り実験として TRI でおこなわれ、後者は FNS グループの相乗り実験としてビーム孔でおこなわれた。dD 中性子照射試験では名古屋大グループの実験セットアップが巨大であったために、 γ 線バックグラウンドが増加し、有意なデータ取得ができなかった。その結果を補償するために、2005 年 5 月に再度、dD 中性子照射試験が単独でおこなわれた。これらの試験では、出力電荷量の測定、中性子感度の測定がおこなわれた。

TGC に入射した中性子は TGC の検出器材質やチェンバーストと相互作用し、反跳原子核を叩き出す。これらの反跳原子核がガス中で電離相互作用をすることで、TGC はシグナル出力する。出力電荷量分布の外形は dD 中性子入射の場合と dT 中性子入射の場合で大きく異なることがわかった。この理由を説明するために GEANT4 シミュレーションがおこなわれ、ガス中で電離相互作用する反跳原子核の振舞いに大きな違いがあることがわかった。なお、ATLAS 実験で予測される 10 keV 領域から 2~3 GeV 領域の中性子が入射した際の影響については 8.4.5 で述べる。

7.2 実験セットアップ

7.2.1 TGC、DAQ、ガスシステム

dD 中性子、dT 中性子照射実験では 6.2.1 で述べた小型 TGC を使用した。フロントエンド回路の倍率は約 30 倍 (uA733 で 10 倍、OPA621 で 3 倍) であった。図 53 (a)、(b) にこれらの試験で使用されたフロントエンド回路のアンプレインの測定結果を示す。TGC に付属する回路の違いのため、同程度の倍率のフロントエンド回路を使用したにも関わらず、アンプレインの測定結果は各試験で大きく異なる。これらの相関関係を用いて、測定した ADC データが出力電荷量に変換された。比例性を考慮して、2004 年 9 月の照射試験では 1000 より大きな ADC データをオーバーフローとし、2005 年 5 月の照射試験では 1800 より大きな ADC データをオーバーフローとした。さらに、出力電荷量の絶対値を導出するために弾道欠損の補正がおこなわれ、その補正係数は 2004 年 9 月の試験では 5.26 で、2005 年 5 月の試験では 5.38 であった。TGC から入力するチェンバーストは同軸円筒型を仮定しているため、両者の違いはインパルス入力に対する応答関数の違いから生じる。



(a) 2004 年 9 月照射試験

(b) 2005 年 5 月照射試験

図 53: 中性子照射試験で使用したフロントエンド回路のアンプレインの測定結果

図 54 に DAQ セットアップの概念図を示す。dD 中性子、dT 中性子照射試験では、出力電荷量とその計数率が測定された。これらの測定はセルフトリガーモードでおこなわれた。トリガーシグナルの生成はグルーピングしたチャンネルの ECL デジタル出力を使用した。この ECL 出力は ECL-NIM コンバーターで NIM レベルに変換された後、ゲートジェネレーターに入力される。ゲートの時間幅は 150 ~ 200 ns に設定された。ゲートジェネレーターにはデータ処理中に後続のシグナルの入力を禁止するロジックが含まれる。

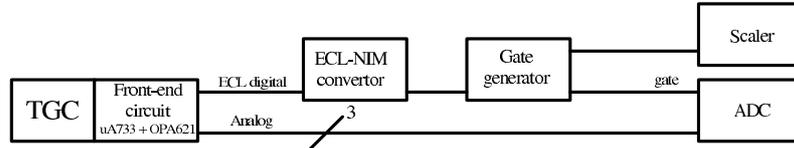


図 54: DAQ セットアップの概念図

ガスシステムは宇宙線試験と同一のものが使用された。ガス混合比はガスクロマトグラフィーによって測定され、CO₂ ガスの比率は 2004 年 9 月の試験で 55 ± 2 %、2005 年 5 月の試験で 55 ± 1 % であった。ガス流量はどちらの試験の場合も約 10 cc/min であった。

中性子照射試験中、実験室温度と気圧が測定された。2004 年 9 月の中性子照射試験における典型的な実験室温度と気圧は 28 °C と 1019 hPa であった。2005 年 5 月の中性子照射試験における典型的な実験室温度と気圧は 18 °C と 1020 hPa であった。実験室温度の ⁹⁰Sr-β 線に対する出力電荷量の温度依存性の相関関係を用いて補正する。

7.2.2 中性子場

図 55 (a)、(b) に 2004 年 9 月におこなわれた dD 中性子照射試験のセットアップを示す。2004 年 9 月の試験では小型 TGC は d⁺ イオンの入射方向に対して、 $\theta = 140^\circ$ の位置に置かれた。dD 中性子の散乱エネルギーは 2.1 MeV と見積もられた。名古屋大グループは地中に埋設された地雷を中性子照射によって探索する実験 [20] をおこなっており、実験セットアップは土壌成分、地雷模擬試料等から構成される。このような実験セットアップのため、 γ 線バックグラウンドが増加する。2004 年 9 月の dD 中性子照射試験では有意なデータの取得ができなかったため、出力電荷量分布だけ紹介する。

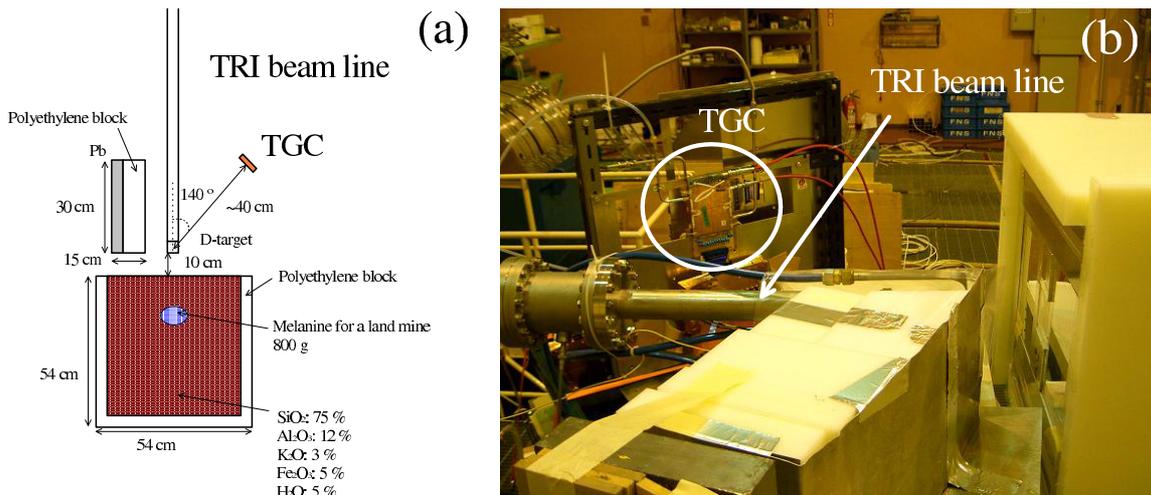


図 55: 2004 年 9 月におこなわれた dD 中性子照射試験のセットアップ

図 56 (a)、(b) に 2005 年 5 月におこなわれた dD 中性子照射試験のセットアップを示す。図 56 (a) にはターゲット周辺の物量と材質も併せて示す。これらのデータは GEANT4 シミュレーションで活用された。TGC は d^+ イオンビームラインと直交し、TGC の中心が一致するように設置された。重水素ターゲットからの距離は 13.7 cm であった。この位置における dD 中性子の散乱エネルギーは 3.3 MeV である。

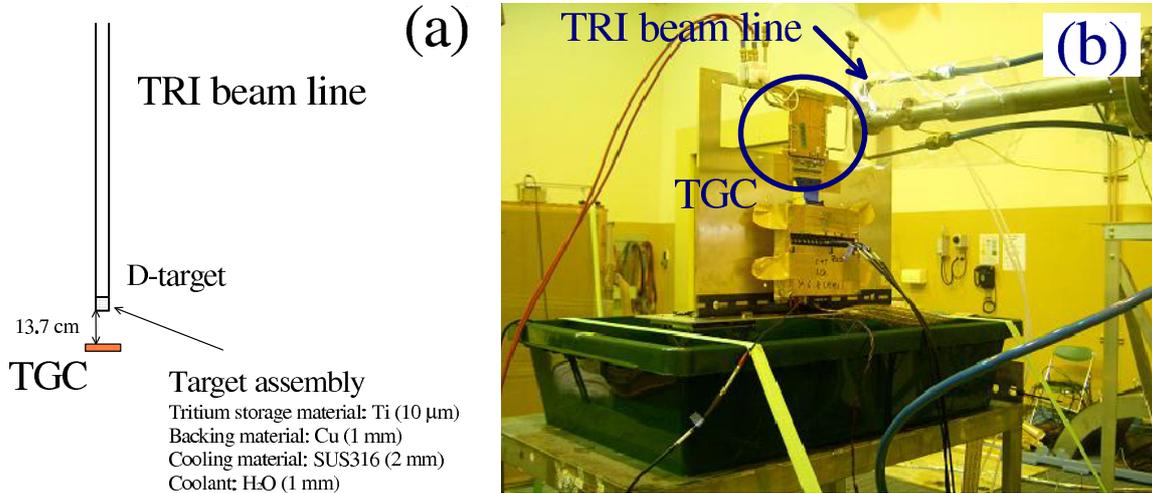


図 56: 2005 年 5 月におこなわれた dD 中性子照射試験のセットアップ

TGC に入射する中性子数を算出するために必要な検出器の立体角は以下のように求められた。なお、簡単のため、重水素ターゲットを等方点線源とみなした。長方形入射窓を持つ検出器と等方点線源の立体角 $\Omega_{\frac{1}{4}}$ は次式で与えられる [21]。

$$\Omega_{\frac{1}{4}} = \frac{1}{4\pi} \arctan \frac{ab}{d\sqrt{a^2 + b^2 + d^2}}$$

ここで、図 57 (a) に示すように a、b は検出器入射窓の長方形の各辺に対応し、検出器の一隅の真横の距離 d の場所に線源がある。TGC の中心位置に線源がある場合は上式を 4 倍すれば良く ($\Omega_{\text{total}} = 4 \times \Omega_{\frac{1}{4}}$)、その結果、ワイヤー 14 本分の有感領域に対する立体角は 8.40×10^{-3} となる。 d^+ イオンビームカレントが 0.1 mA の場合、TGC への入射中性子数は 2.26×10^5 n/s/cm² と見積もられた。なお、入射中性子数は散乱断面積の依存性とビームパイプ材質との相互作用による消失分が考慮された。重水素ターゲット上で発生した中性子の約 10% がビームパイプ材質との相互作用で消失すると見積もられた。この詳細は GEANT4 シミュレーションの結果とあわせて 7.4.2 で議論する。

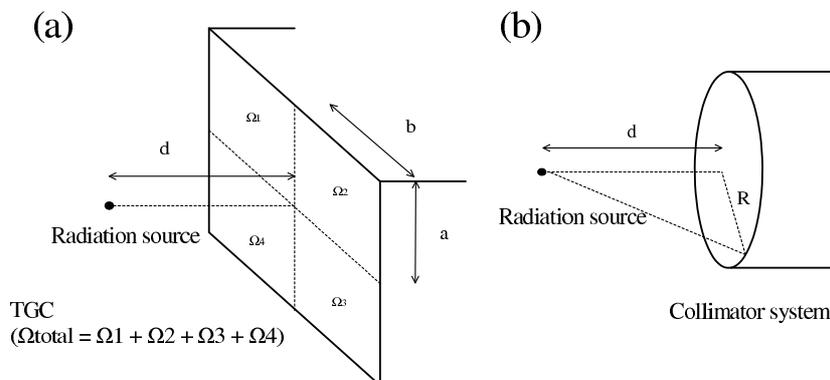


図 57: (a) 2005 年 5 月照射試験における TGC の立体角と (b) 2004 年 9 月照射試験におけるビーム孔の立体角

図 58 (a)、(b) に 2004 年 9 月におこなわれた dT 中性子照射試験のセットアップを示す。小型 TGC はトリチウムターゲットから約 9 m の位置 (ビーム孔出口からは約 5.5 m の位置) に設置され、散乱角 80° の中性子が TGC の表面に対して垂直に入射する。TGC の中心が中性子ビームの中心と一致するように設置した。ビーム孔の出口付近には dT 中性子に対する断面積を測定する研究 [6] をおこなうため、FNS グループの実験セットアップが置かれている。FNS グループの実験セットアップは物質量が少ないため、dT 中性子の多くが透過して、TGC まで到達する。GEANT4 シミュレーションによれば、トリチウムターゲットで生成した中性子の 81.8% が TGC まで到達する。ビーム材質、FNS グループの実験セットアップを考慮した中性子場の議論は GEANT4 シミュレーションの結果とあわせて 7.4.2 で議論する。

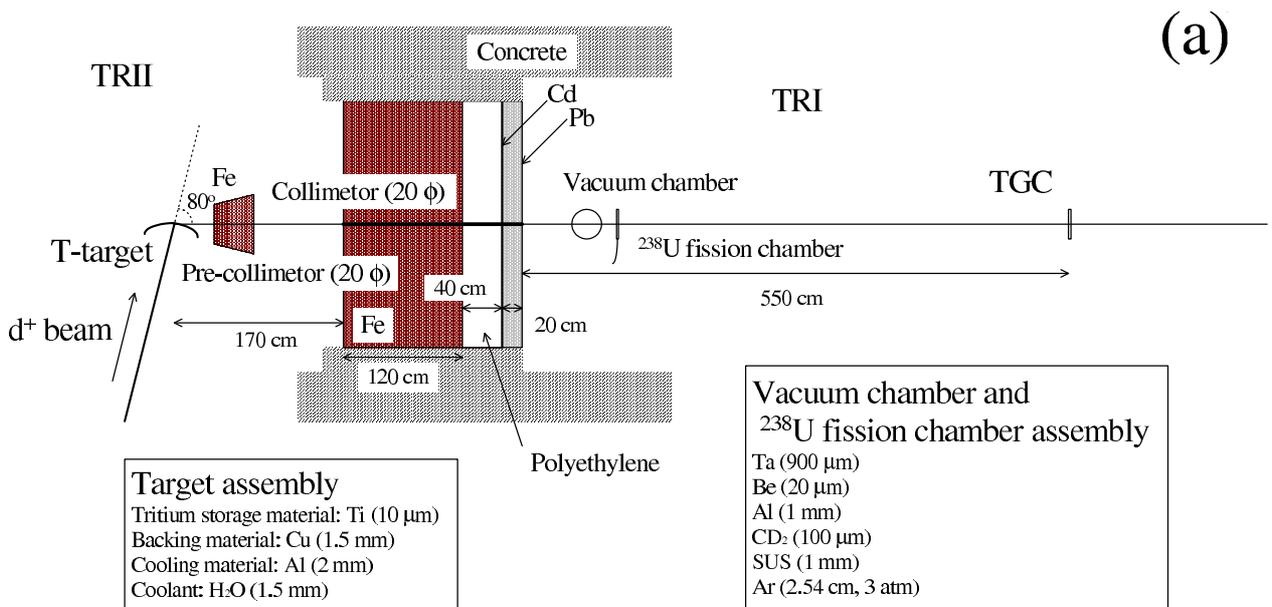


図 58: 2004 年 9 月におこなわれた dT 中性子照射試験のセットアップ

TGC 上における入射中性子数はトリチウムターゲットを点線源とし、20 mmφ のコリメーターから放出されるとみなして良い。等方点線源と円形状入射窓を持つ検出器の立体角 Ω は以下のように与えられる [21]。

$$\Omega = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + R^2}} \right)$$

ここで、図 57 (b) に示すように、R は円形状入射窓の半径とし、その中心から線源までの距離を d とする。ビーム孔出口を円形状入射窓とすると、ビーム孔における立体角は 2×10^{-6} となる。TGC 上における中性子ビームは等方点線源とビーム孔で形成される円錐の相似形として考えることができる。図 59 に示すように、中性子ビームのプロファイルは TGC 上で約 50 mmφ の円形となるため、ワイヤー 14 本分の有感領域に入射するのは一部の中性子だけである。この割合は角度 2θ を持つ扇型から円弧部分を差し引いて算出された。その結果、ビーム孔から放出された約 60 % の中性子がワイヤー 14 本分の有感領域を透過すると見積もられた。ワイヤー 14 本分の有感領域に対する立体角は 1.2×10^{-6} である。トリチウムターゲット上での中性子発生量が 1.2×10^{12} n/s の場合、上記の有感領域への入射中性子数は 5.81×10^4 n/s/cm² と見積もられた。なお、入射中性子数は TGC 以外の構造体との相互作用による中性子消失分が考慮された。dT 中性子の散乱エネルギーは 14.22 MeV であることが報告されている [9]。

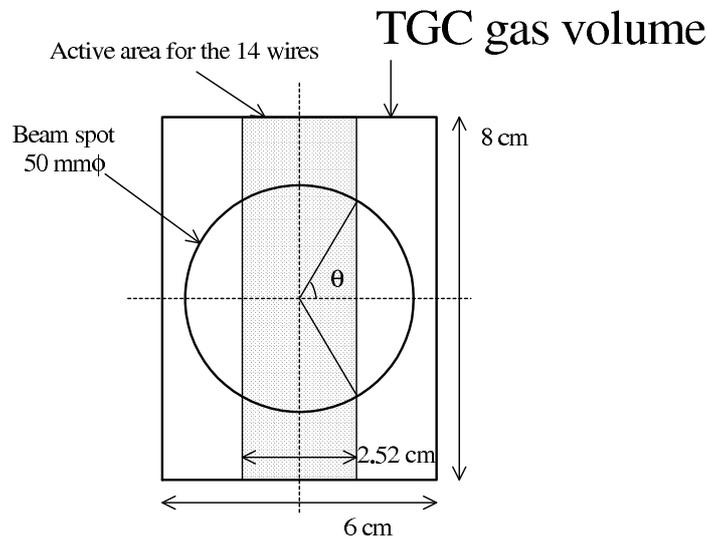


図 59: 中性子ビームスポットと TGC のガス有感領域の相関関係

7.3 実験結果

7.3.1 14.22 MeV 中性子による出力電荷量

14.22 MeV 中性子照射試験では、グルーピングしたチャンネルと両端のチャンネルからのシグナルを測定した。図 60(a)、(b) にグルーピングしたチャンネルと両端のチャンネルの ADC データの相関を示す。グルーピングしたチャンネルと端チャンネルの相関は左右に関わらず、ほぼ同一であったので、図 60 では、グルーピングしたチャンネルと片端のチャンネルの相関を示す。図 60(b) は図 60(a) の縦軸がログスケールの分布である。印加電圧は 3.2 kV である。いずれのデータもペDESTAL を差引いていない。ペDESTAL の値は約 80 である。図 60 (a) に示すように、ADC データは以下の 3 つのイベントに区別できる。

- クロストーク
クロストークは端チャンネルにおいて出力パルスの大きなイベントが生じた場合、ワイヤー間の静電容量結合を通して発生する
- ダブルヒット (マルチヒット)
ダブルヒットは斜めに入射した荷電粒子がグルーピングしたチャンネルと端チャンネルにエネルギーを落とすことで発生する
- シングルヒット
シングルヒットはグルーピングしたチャンネルだけに荷電粒子がエネルギーを落とすことで発生するほか、電気ノイズによってトリガーシグナルを生成した場合も含まれる

図 60(b) に示すように、両端のチャンネルの ADC データが 100 より低いという条件によって、シングルヒットだけを選別することができる。以下では、両端のチャンネルからの影響を受けないシングルヒットを使用して考察を進める。

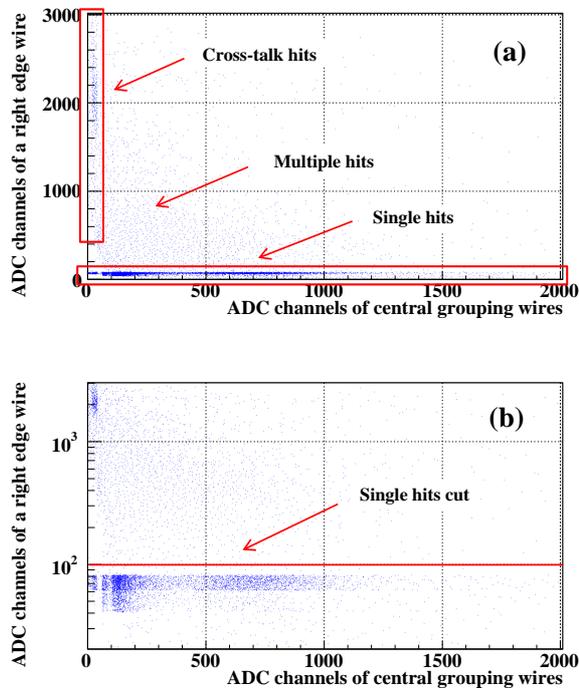


図 60: グルーピングしたチャンネルと片端のチャンネルの ADC データの相関関係。(b) は (a) の縦軸をログスケールにしたもの

図 61 にグルーピングしたチャンネルの Raw データ分布とシングルヒット分布の比較を示す。印加電圧は 3.2 kV である。シングルヒットカットによって、クロストークによるピークと γ 線起源のピーク周辺に分布するダブルヒットの寄与が取り除かれている。なお、図中の γ 線起源のピーク、中性子起源のピークは以下のような過程によって形成されることが GEANT4 シミュレーションによってわかっている。

- γ 線ピーク

- (1) 中性子が入射して検出器材質と非弾性散乱を起こす
- (2) この過程で複数の γ 線と原子核が生成する
- (3) γ 線が検出器材質と相互作用して荷電粒子を生成する (多くの場合、コンプトン電子)
- (4) 荷電粒子がガス中でエネルギーを損失する

なお、dD 中性子、dT 中性子による非弾性散乱で生成した原子核の多くは飛程が短いため、ガス中に到達できない

- 中性子ピーク

- (1) 中性子が入射して検出器材質と弾性散乱を起こす
- (2) この過程で生成した原子核がガス中でエネルギーを損失する

これ以後、便宜上、上記のような過程を経て生成されたピークをそれぞれ γ 線ピーク、中性子ピークと呼ぶ。

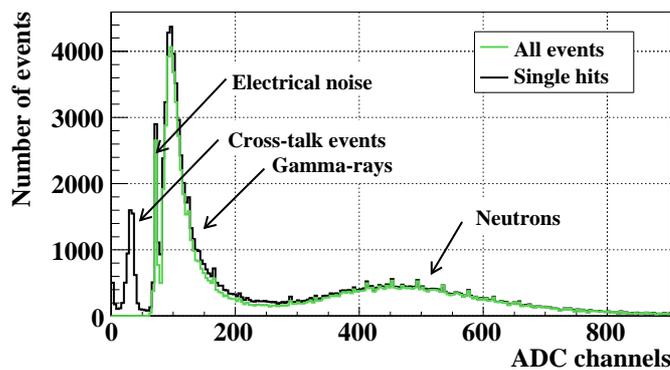


図 61: グルーピングしたチャンネルの Raw データ分布とシングルヒット分布の比較

次に図 62 (a)、(b) にヒット数のマルチプリシティ分布とそのチャンネルプロファイルを示す。印加電圧は 3.2 kV である。いずれの分布もヒットの条件として 100 以上の ADC データを持つことを要求した。電気ノイズでトリガー信号を生成した場合はヒット数ゼロとして加算される。14.22 MeV 中性子照射試験では、ほとんどのイベントがグルーピングしたチャンネルだけを鳴らすシングルヒットである。

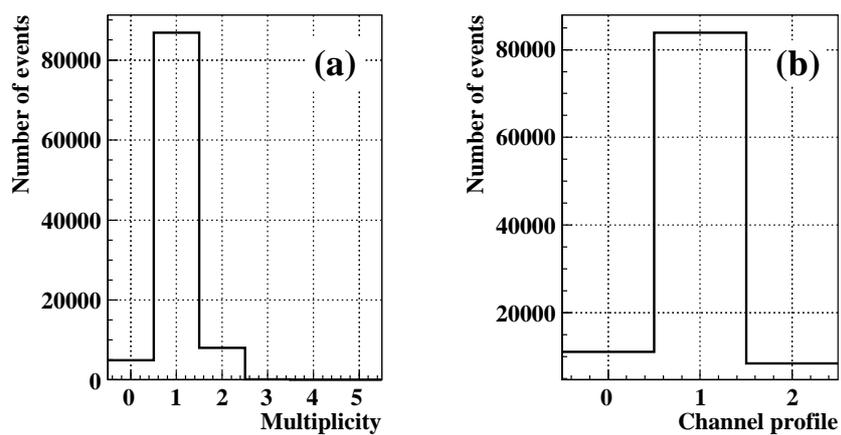
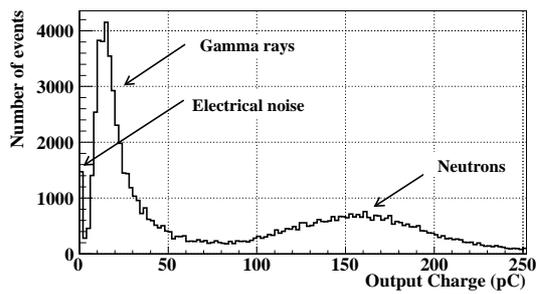
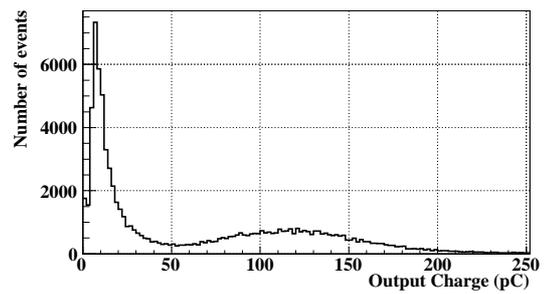


図 62: ヒットマルチプリシティ分布とそのチャンネルプロファイル

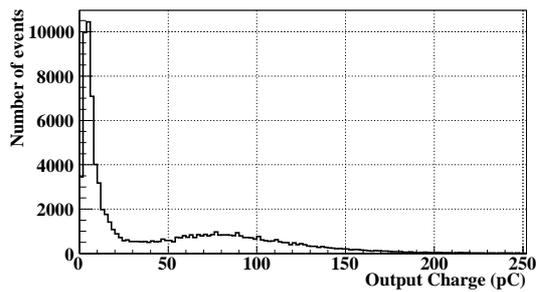
図 63 (a) ~ (e) に印加電圧を変えた場合の 14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量分布を示す。これらの分布の ADC データはペDESTAL 値が差引かれ、アンプキャリブレーションの結果を用いて、出力電荷量に変換された。3.5 kV 印加時には明確に電気ノイズによるピーク、 γ 線ピーク、中性子ピークに区別できる。0 pC 付近に立つピークが電気ノイズによるものである。また、2.7 kV 印加時を除けば、中性子ピークはガウス分布に似た外形を持つ。



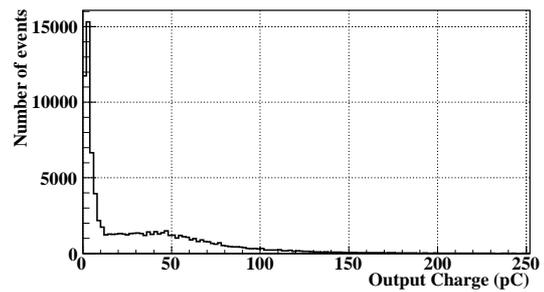
(a) 3.5 kV



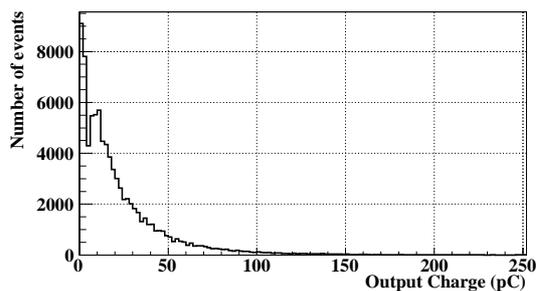
(b) 3.3 kV



(c) 3.1 kV



(d) 2.9 kV



(e) 2.7 kV

図 63: 14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量分布

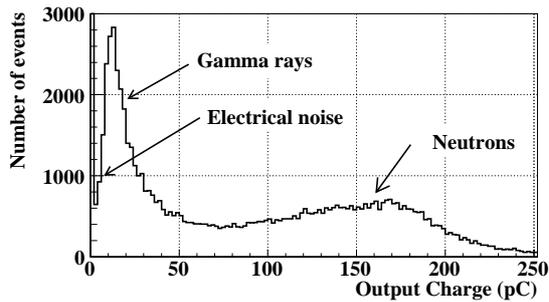
7.3.2 3.3 MeV 中性子による出力電荷量

3.3 MeV 中性子照射試験においても、14.22 MeV 中性子照射試験と同様のイベント選別が可能であった。14.22 MeV 中性子照射試験の結果と比較するため、3.3 MeV 中性子照射試験におけるシングルヒット分布に実験室温度の補正をおこなった。温度補正には ^{90}Sr - β 線を用いた出力電荷量の温度依存性の結果が使われた。約 10°C 分の出力電荷量の増加率を補正係数として元の値に掛けた。出力電荷量の温度依存性の結果はチェンバース温度の変動に対する依存性であるが、室温の変動にも同様に当てはまると仮定して使用した。表 8 に各印加電圧の補正係数を示す。補正係数は 3.0 kV 以下の比例領域では約 1.5 であるが、3.1 kV 以上の制限比例領域では約 1.2 となる。

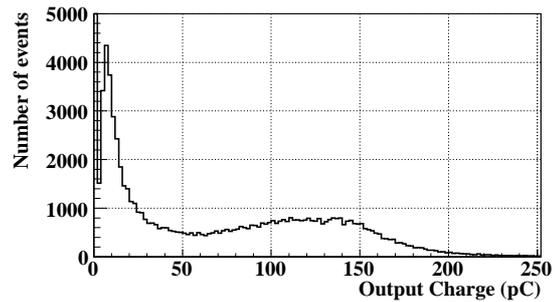
印加電圧 (kV)	2.7	2.8	2.9	3.0	3.1	3.2	3.3	3.4	3.5
補正係数	1.7	1.4	1.5	1.4	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2

表 8: 実験室温度の補正係数

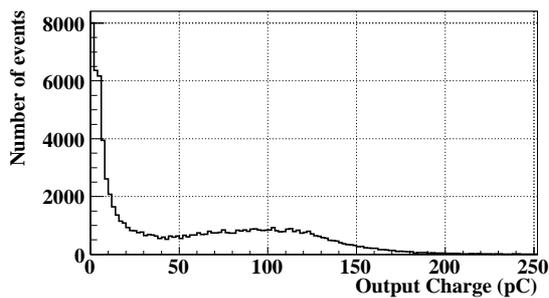
図 64 (a) ~ (e) に印加電圧を変えた場合の 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布を示す。これらの分布は温度補正済みである。3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布も 14.22 MeV 中性子に対する分布と同様に電気ノイズによるピーク、 γ 線ピーク、中性子ピークに区別できる。しかし、分布の外形は両者で大きく異なる。その特徴を際立たせるために、3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布から電気ノイズと γ 線ピークの影響を差引いた。



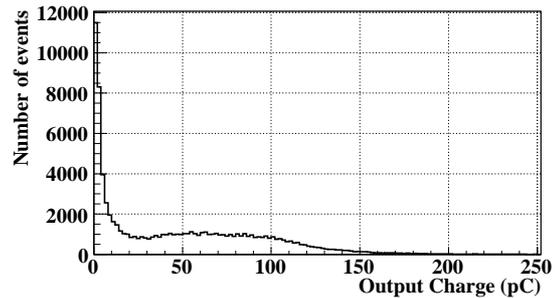
(a) 3.5 kV



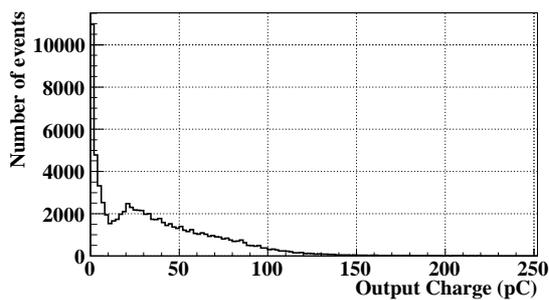
(b) 3.3 kV



(c) 3.1 kV



(d) 2.9 kV



(e) 2.7 kV

図 64: 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布

電気ノイズと γ 線ピークの差分は以下の順序でおこなわれた。

1. γ 線ピークに含まれるイベント数で規格化して差分をおこなうために、3.3 MeV 中性子照射時とバックグラウンド時の γ 線ピークがランダウ関数によってフィットされた (図 65 (a) 3.3 MeV 中性子照射時、(b) バックグラウンド照射時)
2. フィットされたランダウ関数に含まれるイベント数の割合が規格化定数に相当する
規格化定数は 11.5 である
3. 中性子照射時の分布からバックグラウンド時の出力電荷量に規格化定数を掛けた分布を引く
この差分によって、電気ノイズはほとんど取除かれる。
4. 印加電圧 3.2 kV 以上では中性子照射時とバックグラウンド時の出力電荷量の最頻値がわずかに異なるため、完全に γ 線ピークが消えない
残留する γ 線ピークと中性子ピークの間には完全にゼロになる領域が存在するので、印加電圧 3.2 kV 以上では 10 ~ 15 pC 以下のイベントを取り除いた (図 66、残留する γ 線ピークを residual gamma として示す)

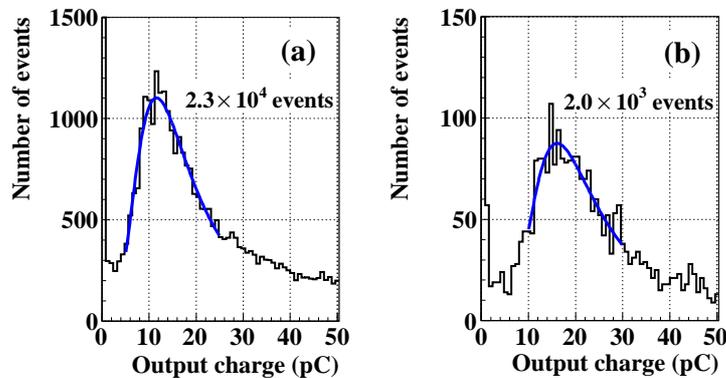


図 65: γ 線ピークに含まれるイベント数の導出、(a) 3.3 MeV 中性子照射時、(b) バックグラウンド照射時

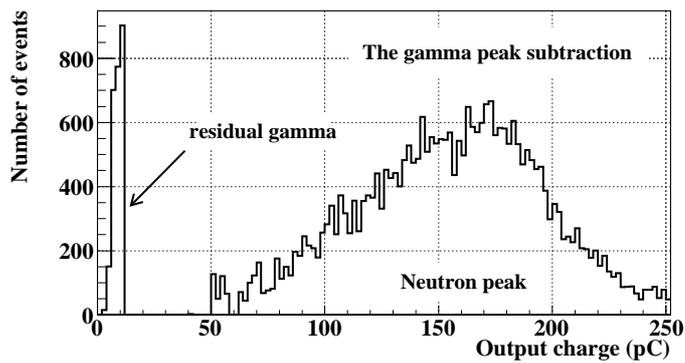


図 66: バックグラウンドの差引きで除去できないイベント (residual gamma)

図 67 (a) ~ (i) に電気ノイズと γ 線ピークの影響を差引いた 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量の分布を示す。

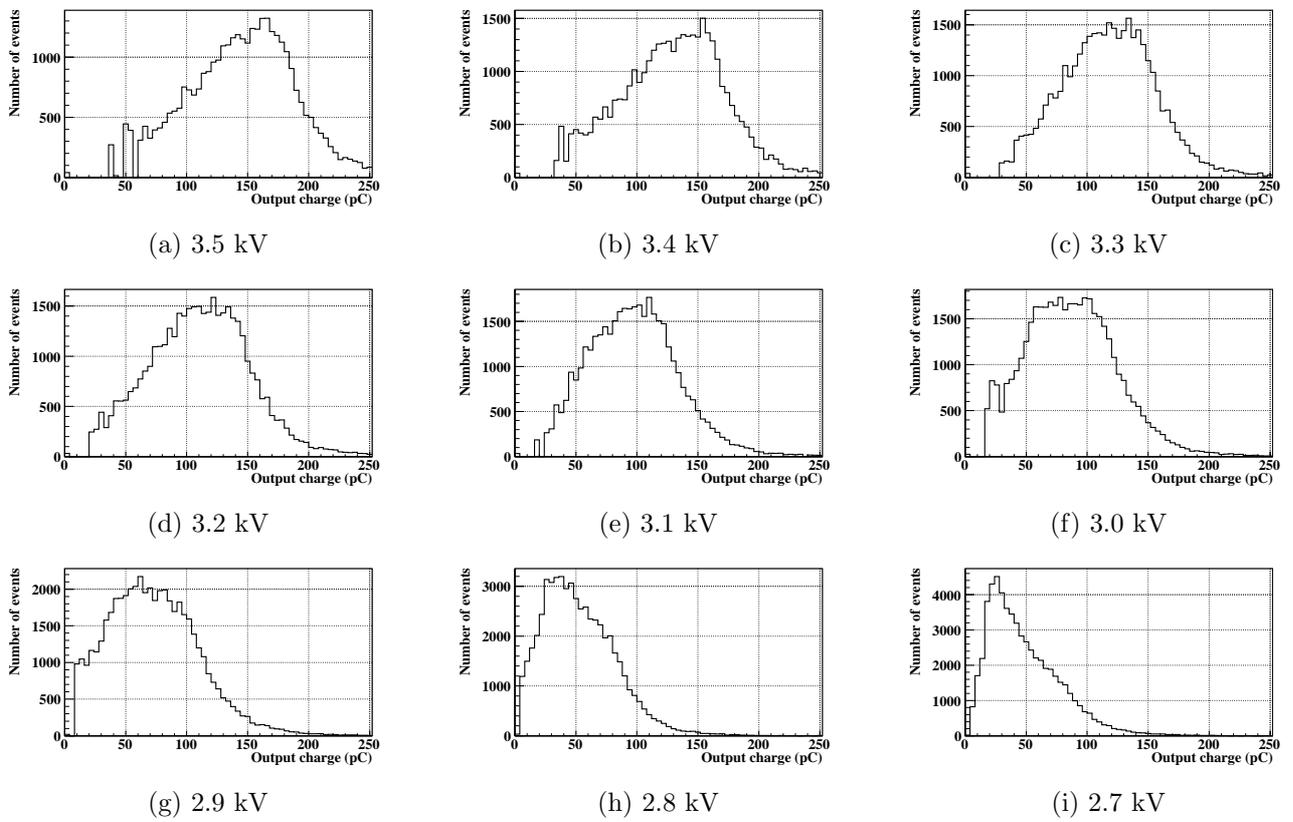


図 67: 電気ノイズと γ 線ピークの影響を差引いた 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布

電気ノイズと γ 線ピークの影響を差引いた分布をみると、中性子ピーク中の最頻値の位置が印加電圧と共にシフトしており、ガウス分布に似た外形を持つ 14.22 MeV 中性子の場合とは大きく異なる。その他にも、14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量に比べて、以下のような外形的特徴を持つ。

- 出力電荷量の最頻値は 14.22 MeV 中性子照射時よりも 3.3 MeV 中性子照射時の方が大きい
- 3.3 MeV 中性子照射時の中性子ピークは 14.22 MeV 中性子照射時の中性子ピークよりも広く分布している
- 14.22 MeV 中性子照射時の γ 線ピークと中性子ピークの間分離は 3.3 MeV 中性子照射時よりも明確に分離している
(3.3 MeV 中性子照射時の γ 線ピークと中性子ピークの間谷は 14.22 MeV 中性子照射時よりも浅い)
- 3.3 MeV 中性子照射時には中性子ピーク中の最頻値の位置が大きく変化する
- (7.3.3 で述べるように)3.3 MeV 中性子照射時ではガス増幅過程における飽和の影響が大きい

図 68 (a)、(b) に 2004 年 9 月におこなわれた 2.1 MeV 中性子照射試験の出力電荷量分布を示す。図 68 (b) は (a) の赤い長方形部分の拡大図である。印加電圧は 3.1 kV である。2005 年 5 月におこなわれた 3.3 MeV 中性子照射試験の結果 (図 64 (c)) と比較すると、 γ 線ピークを形成するバックグラウンドが増加している。また、中性子ピーク中の最頻値の値も 2004 年 9 月におこなわれた 2.1 MeV 中性子照射試験の方が大きい。この理由は、2.1 MeV 中性子入射時における反跳原子核は 3.3 MeV 中性子入射時に比べて、ガス有感領域におけるエネルギー損失量が大いいためである。

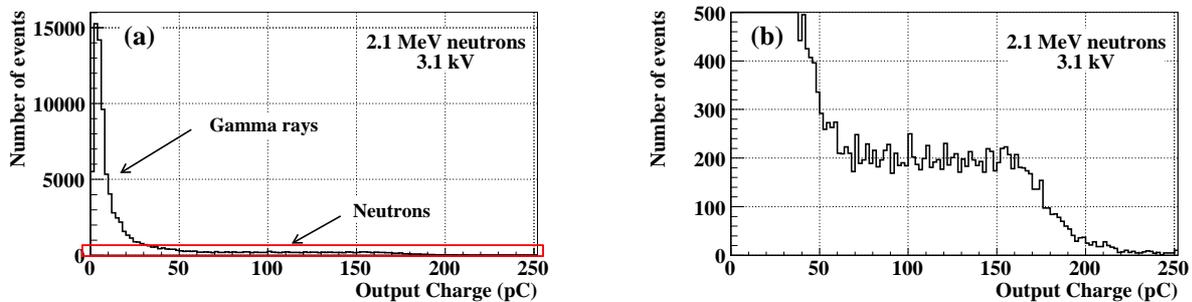


図 68: 2.1 MeV 中性子に対する出力電荷量分布、(a) 印加電圧 3.1 kV、(b) その拡大図

7.3.3 ^{90}Sr - β 線による出力電荷量との比較

図 69 に ^{90}Sr - β 線、3.3 MeV 中性子、14.22 MeV 中性子による出力電荷量の印加電圧依存性を示す。 ^{90}Sr - β 線によるデータはシンチレーションカウンターを用いた外部トリガーモードによって測定された。3.3 MeV 中性子、14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量として、中性子ピークの最頻値がフィッティングによって同定された。 ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量はランダウ関数によるフィッティングの最頻値を採用した。2.7~3.5 kV の領域において、中性子ピークの出力電荷量は ^{90}Sr - β 線の出力電荷量に比べて 10 倍以上大きい。ガス増幅過程における飽和の影響は 3.3 MeV 中性子の場合で大きく、3.1 kV 以上の制限比例領域では特にその影響が顕著である。TGC の動作電圧である 2.9 kV において、3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量は ^{90}Sr - β 線の出力電荷量に比べて約 20 倍大きく、14.22 MeV 中性子の場合 ^{90}Sr - β 線に対して約 11 倍大きい。8.4.5 で述べるように、2 MeV 付近の中性子は ATLAS 環境下で予測される中性子の中で最大のエネルギー損失をする。したがって、この領域の中性子に対する動作特性を研究することは耐中性子特性の観点から大変、意義深い。一方、14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量は 3.3 MeV 中性子に対して 55%程であるが、 β 線に比べて 10 倍以上の出力電荷量を持つので、照射試験をおこなう意義は十分にある。

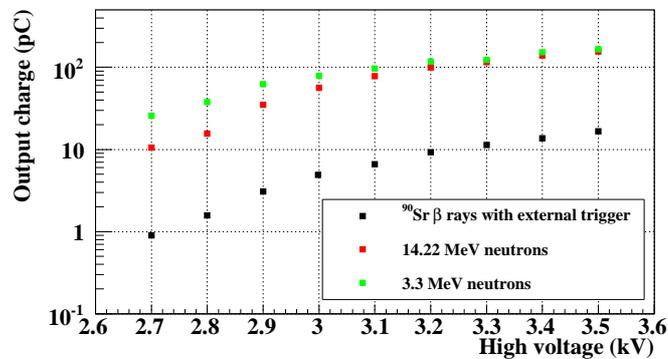


図 69: ^{90}Sr - β 線による出力電荷量との比較

7.4 議論と考察

7.4.1 TGC 中性子照射試験の GEANT4 シミュレーション

3.3 MeV 中性子、14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量の外形的特徴を説明するために GEANT4 シミュレーションをおこなった。GEANT4 シミュレーションでは小型 TGC の構造が再現された。d⁺ イオンビームパイプと他の実験セットアップについては同じ材質と物量を持つ板状の構造物で代用した。これらの構造物は実際の実験環境と同様に配置された。小型 TGC、d⁺ イオンビームパイプ、他の実験セットアップの材質と物量については実験セットアップの図に示している。これらの構造物が正しく配置されていることは、仮想粒子 geantino を打ち込んで確認した。20 MeV 以下の中性子の相互作用をシミュレーションするために、High precision hadron モデルを導入した。なお最終的には ATLAS 環境における中性子バックグラウンドの影響を評価するため、熱中性子領域から 10 GeV 領域までシミュレーション可能な物理モデルとして、LHEP_BIC_HP パッケージを導入した。中性子は TGC の陰極面に対して垂直に入射した。また、図 70 に示すようにワイヤー 1 本分の有感領域内でランダムに入射位置を変更した。TGC の中性子感度は二項分布に従う。TGC の中性子感度に含まれるヒットの条件として、以下のようなことを要求した。

- 入射した中性子が TGC 内で中性子反応を起こすこと
- TGC 内の中性子反応で生成した二次粒子がチェンバーストック中でエネルギーを落とすこと
- TGC 外から入射する γ 線との相互作用で生成した荷電粒子がチェンバーストック中でエネルギーを落とす場合は該当しない

なお、ガス中でエネルギーを損失した粒子があれば、TGC はヒットし、シグナル出力するとした。

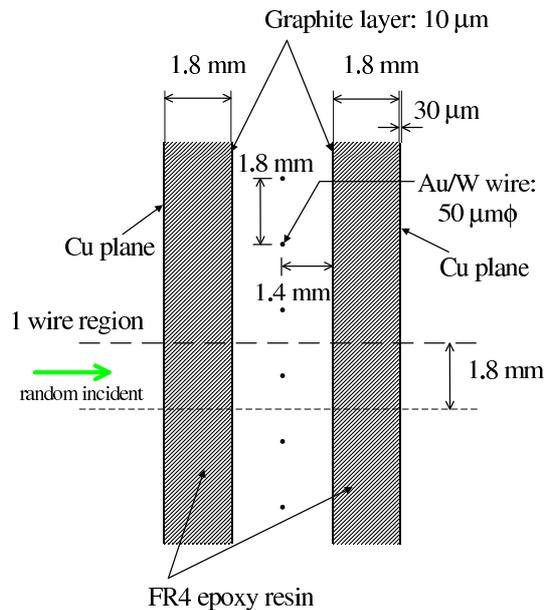


図 70: GEANT4 シミュレーションにおける垂直入射の条件

7.4.2 dD 中性子、dT 中性子照射試験における中性子の消失

図 71 に dD 中性子、dT 中性子照射試験で TGC 表面上に到達した際の中性子のエネルギー分布を示す。TGC に入射した中性子のほとんどが 3.3 MeV と 14.22 MeV 中性子である。

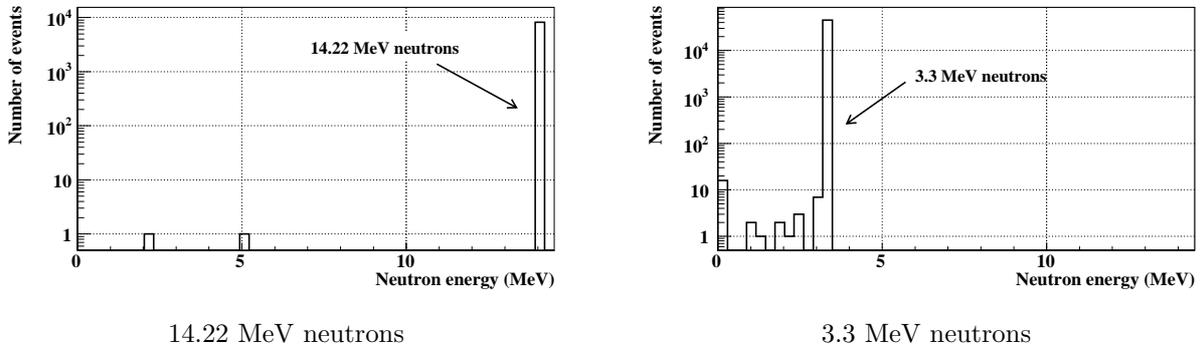


図 71: TGC 表面上に到達した際の中性子のエネルギー分布

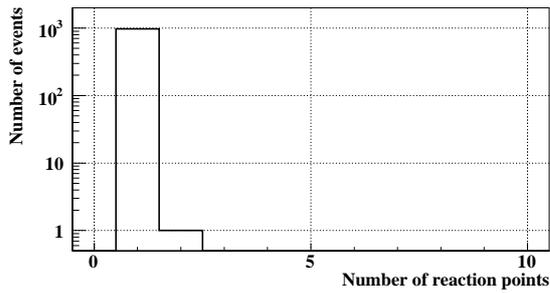
これらのエネルギーより低い中性子は TGC 以外の材質 (d⁺ イオンビームパイプ、他の実験セットアップ、空気) で相互作用してエネルギーを失った中性子である。TGC に到達する前に相互作用して消失する中性子の割合はそれぞれ 9.9%と 18.3%である。中性子感度を導出する際には、これらの中性子の消失分を考慮する。なお、その内訳を表 7 に示す。

	d ⁺ イオンビームパイプ	他の実験セットアップ	AIR	Total
dD 中性子照射試験	9.6	0	0.3	9.9
dT 中性子照射試験	7.0	5.8	5.6	18.3

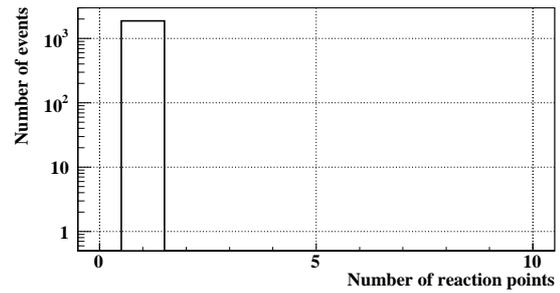
表 9: TGC 以外で相互作用して消失する中性子の割合 (%)

7.4.3 中性子反応の発生位置とマルチプリシティ

図 72 に TGC をヒットさせる二次粒子を生成する中性子反応のマルチプリシティを示す。二次粒子として、ガス中のエネルギー損失に関与する反跳原子核やコンプトン電子等を生成する γ 線が該当する。中性子反応は TGC 内で起こることを要求し、他の構造物との相互作用で生成した γ 線による寄与は取除いている。いずれの中性子照射試験の場合も TGC のヒットに関与する中性子反応は 1ヶ所がほとんどである。



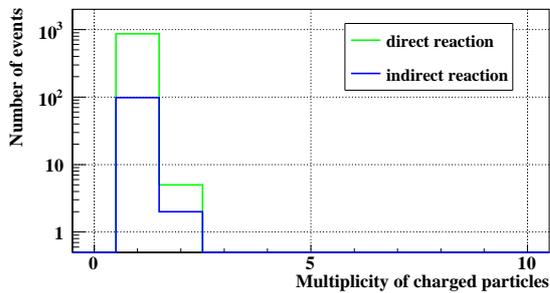
14.22 MeV neutrons



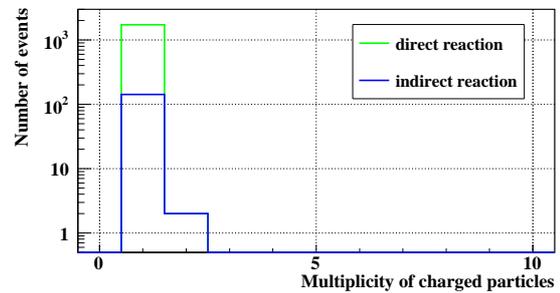
3.3 MeV neutrons

図 72: TGC をヒットさせる二次粒子を生成する中性子反応数

図 73 にガス中のエネルギー損失に關与する荷電粒子の数を示す。direct reaction は 1 つの中性子反応で生成し、ガス中でエネルギーを落とす反跳原子核 (主に反跳陽子) の数を示す。indirect reaction は中性子反応による γ 線との相互作用で生成し、ガス中でエネルギーを落とす荷電粒子 (主に電子) の数を示す。いずれの場合も 1 つの反跳原子核もしくは荷電粒子だけがガス中のエネルギー損失に關与し始めるイベントがほとんどである。direct reaction において複数の反跳原子核が關与する例としては、ガス中で中性子非弾性散乱反応を起こし、複数の原子核を生成する場合が当てはまる。indirect reaction においては複数の荷電粒子を生成する場合や 2 つの γ 線によって複数の荷電粒子を生成する場合が当てはまる。なお、これらの反跳原子核や荷電粒子がガス中を通過する際に複数の δ 線を生成する。



14.22 MeV neutrons



3.3 MeV neutrons

図 73: ガス中のエネルギー損失に關与する荷電粒子数

図 74 に 3.3 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置を示す。データは中性子を 5 M events 入射させた際の数である。中性子反応で生成し、ガス中にエネルギーを落とす荷電粒子数はほとんど 1 であるので、図 74 のデータは中性子感度に寄与する粒子とその生成位置に相当する。粒子別に見ると、反跳陽子が中性子感度の 73% を占める。残りを炭素原子核 (12%)、酸素原子核 (7%)、電子 (8%) が占める。原子核は中性子との弾性散乱で生成し、電子と陽電子は主に非弾性散乱過程における γ 線によって生成する。これらの生成位置は電子、陽電子自身の生成位置ではなく、親粒子である γ 線を生成した位置を示す。反跳陽子の生成位置の比率は Graphite layer : FR4 : Chamber gas = 3 : 5 : 2 である。生成位置の比率は反跳陽子の飛程に依存するので、入射中性子エネルギー、TGC 構造体の物量に大きく影響を受ける。炭素原子核と酸素原子核の飛程は反跳陽子よりも短いので、カーボン面やガス中で生成したものがガス中にエネルギーを落とす。ガス中で生成する α 線は炭素原子の分裂過程 ($C(n,\alpha)Be$) で生成する。

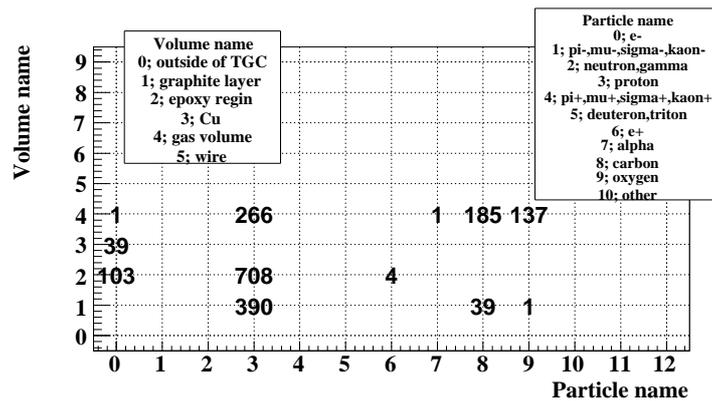


図 74: 3.3 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置

図 75 に 2.1 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置を示す。データは中性子を 5 M events 入射させた際の数である。反跳陽子の飛程の減少にともなって、FR4 中で生成する反跳陽子の割合が減少し、ガス中で生成する反跳陽子の数が増加する (Graphite layer : FR4 : Chamber gas = 3.3 : 2.5 : 4.2)。図 74 に比べて、全エントリー数が減少しているのは TGC の 2.1 MeV 中性子に対する感度が 3.3 MeV 中性子に対する感度よりも低いからである。

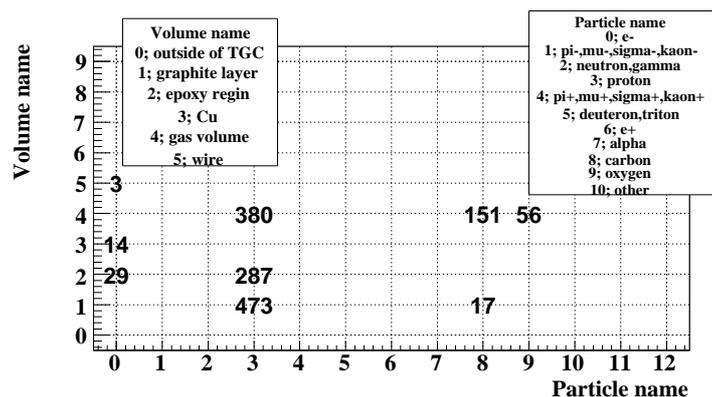


図 75: 2.1 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置

図 76 に 14.22 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置を示す。データは中性子を 5 M events 入射させた際の数として規格化している。14.22 MeV 中性子に対する感度の 80% は FR4 中で生成した反跳陽子の寄与である。入射中性子エネルギーの増加に伴って、中性子と原子核の反応断面積は減少する。このため、ガスや Graphite layer 中で生成する粒子の寄与が減少する。その一方で、FR4 中で反応した反跳原子核は飛程の増加とともにガス有感領域まで到達する数が増える。重水素原子核、三重水素原子核、 α 粒子は非弾性散乱過程における分裂反応で生成する。other は分裂反応で生成し、ガス中でエネルギーを落とすベリリウム原子核である。

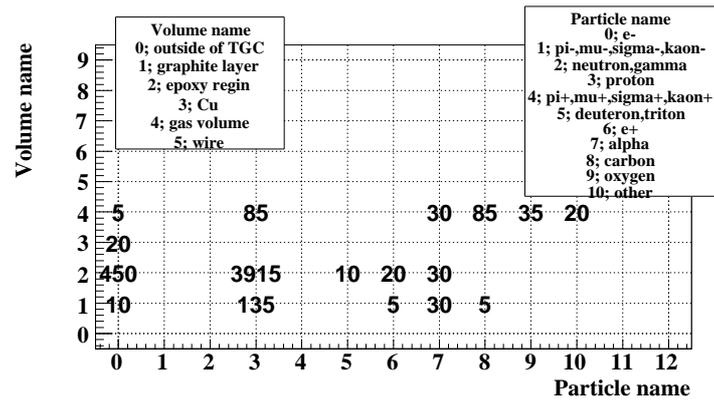


図 76: 14.22 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置

7.4.4 GEANT4 シミュレーションによる TGC の中性子感度

図 77 に 3.3 MeV 中性子と 14.22 MeV 中性子入射時における TGC のガス中へのエネルギー損失量の分布を示す。

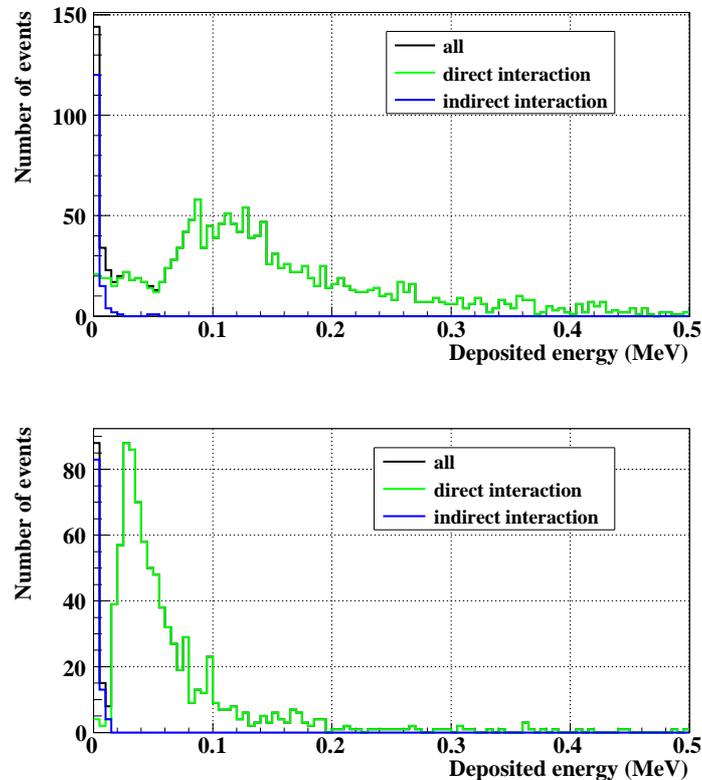


図 77: (上) 3.3 MeV 中性子、(下) 14.22 MeV 中性子

これらの分布は以下の 3 つの成分に分離できる。

- 直接反応による (荷電) 粒子
中性子反応で直接生成した荷電粒子 (反跳原子核) がガス中でエネルギーを落とす
図中では direct interaction として示す
- 間接反応による (荷電) 粒子
中性子反応による γ 線を介して生成した荷電粒子 (電子、陽電子) がガス中でエネルギーを落とす
図中では indirect interaction として示す
- 外部反応による (荷電) 粒子
TGC 外部で生成した γ 線を介して生成した荷電粒子 (電子、陽電子) がガス中でエネルギーを落とす
0 MeV 付近に分布し、direct interaction にも indirect interaction にも含まれないもの

これらの粒子は即発的に生成され、実際の測定では、直接反応による粒子が主に中性子ピークを構成し、間接反応と外部反応による粒子が γ 線ピークを構成する。 γ 線ピークは定常的な放射化 γ 線の影響も受けるので、間接反応による粒子の寄与だけを同定することは不可能である。このことは中性子感度を求める際に問題となるため、中性子感度は γ 線ピークに影響されない方法で導出しなければならない。中性子感度の導出は γ 線ピークと中性子ピークの間の谷より上のイベントを計数することでおこなった。

GEANT4 シミュレーションによる TGC の中性子感度は直接反応による粒子と間接反応による粒子を計数して導出した。さらに、全エントリー数から TGC 外部における中性子の消失分を差引いた。表 10 に GEANT4 シミュレーションによる TGC の中性子感度を示す。以前におこなわれた研究結果 [3] も併せて示す。誤差は統計誤差である。これらの結果はほぼ一致する。両者の違いは主に入射中性子エネルギーおよび TGC の構成材質の物量が原因である。

中性子エネルギー	中性子感度
3.3 MeV neutrons	$(0.42 \pm 0.01) \times 10^{-3}$
14.22 MeV neutrons	$(1.19 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
2.5 MeV neutrons	0.35×10^{-3} [3]
14 MeV neutrons	1.10×10^{-3} [3]

表 10: GEANT4 シミュレーションによる TGC の中性子感度

引き続き、実測された中性子感度と GEANT4 シミュレーションで得られた中性子感度を比較する。中性子照射試験における測定データから中性子感度の導出は以下のようにおこなった。

- 出力電荷量分布の γ 線ピークと中性子ピーク間の谷より大きな電荷量を持つイベントの含有率を求める
便宜上、これらのイベントを谷より大きなイベントと呼ぶ
- スケーラーで測定した計数率と上記のイベント含有率を掛けて、谷より大きなイベントのヒットレートを求める
- SSD の測定結果から TGC への中性子照射量を求める
TGC への中性子照射量を求める際に、TGC 外部で消失する中性子量を考慮する
中性子の消失率は dD 中性子照射試験で 9.9%、dT 中性子照射試験で 18.3%である
- 谷より大きなイベントの検出効率 ϵ を求める

$$\epsilon = \frac{\text{谷より大きなイベントのヒットレート}}{\text{単位時間当りの TGC への中性子照射量}}$$

- GEANT4 シミュレーションにおいて、 γ 線ピークと中性子ピーク間の谷より大きなエネルギー損失量を持つイベントが谷より大きなイベントに相当すると仮定して、谷より大きなイベントの検出効率 ϵ_{sim} を導出する
- ϵ と ϵ_{sim} を比較して、実測における中性子感度を類推する
 ϵ は厳密に中性子感度ではないが、GEANT4 シミュレーションによる結果と比較することでその妥当性が評価できる

図 78 (a) に 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量と谷より大きなイベントの境界を示す。印加電圧は 3.3 kV である。全計数の 45%が谷より大きなイベントである。谷より大きなイベントのヒットレートは 2.11 kHz であった。TGC への中性子照射量は 4.55×10^9 Hz であったので、 $\epsilon = 0.46 \times 10^{-3}$ である。図 78 (b) に GEANT4 シミュレーションによる 3.3 MeV 中性子に対するエネルギー損失量を示す。谷より大きなイベントの境界も示した。谷より大きなイベントの検出効率 ϵ_{sim} は 0.37×10^{-3} であった。GEANT4 シミュレーションによる 3.3 MeV 中性子に対する TGC の中性子感度は 0.42×10^{-3} であるので、実測における 3.3 MeV 中性子に対する感度は 0.52×10^{-3} と見積られた。

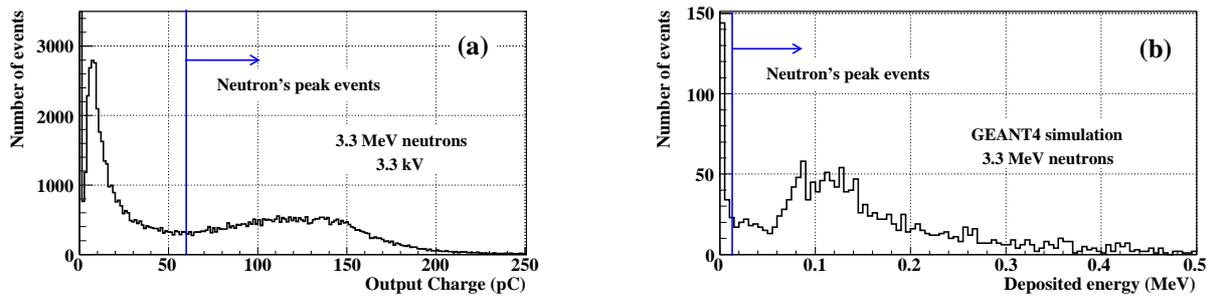


図 78: (a) 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布、(b) 3.3 MeV 中性子に対するエネルギー損失量 (GEANT4 シミュレーション)、谷より大きなイベントの境界も示した

14.22 MeV 中性子に対しても同様に求めた。図 79 (a) に 14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量と (b) にエネルギー損失量を示す。谷より大きなイベントの境界も示した。 ϵ_{14MeVn} と $\epsilon_{sim,14MeVn}$ はそれぞれ、 1.37×10^{-3} と 1.06×10^{-3} であった。GEANT4 シミュレーションによる 14.22 MeV 中性子に対する TGC の中性子感度は 1.19×10^{-3} であるので、実測における 14.22 MeV 中性子に対する感度は 1.54×10^{-3} と見積られた。3.3 MeV 中性子に対しても、14.22 MeV 中性子に対しても実測と GEANT4 シミュレーションの間には 20~30%の違いが存在する。この違いの原因としては、谷より大きなイベントに含まれる放射化 γ 線の寄与などが考えられる。

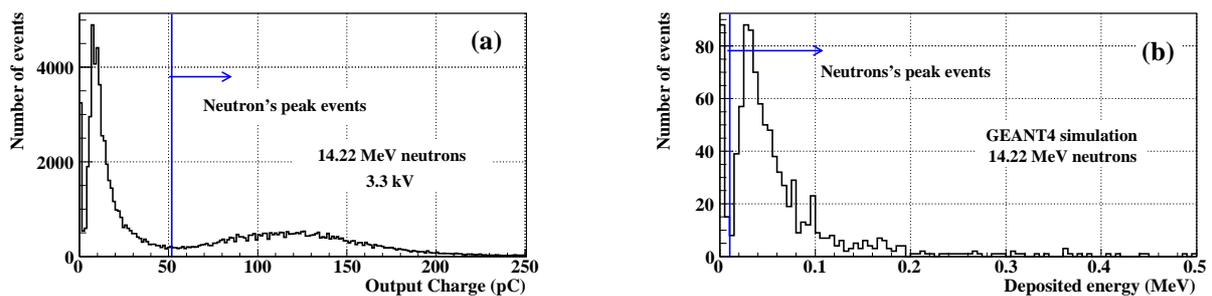


図 79: (a) 14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量分布、(b) 14.22 MeV 中性子に対するエネルギー損失量 (GEANT4 シミュレーション)、谷より大きなイベントの境界も示した

7.4.5 出力電荷量とガス中におけるエネルギー損失量

図 80 に反跳原子核がガス有感領域に到達した際に持つエネルギーを示す。最大エネルギーは二体問題におけるエネルギー伝達率によって制限される。3.3 MeV 中性子と 14.22 MeV 中性子を比較すると、3.3 MeV 中性子入射時において、エネルギーの低い反跳原子核が多い。これらの反跳原子核はガス中で大きなエネルギー損失をし、大きな出力パルスを生成する。このため、3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量の方が 14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量よりも大きくなる。

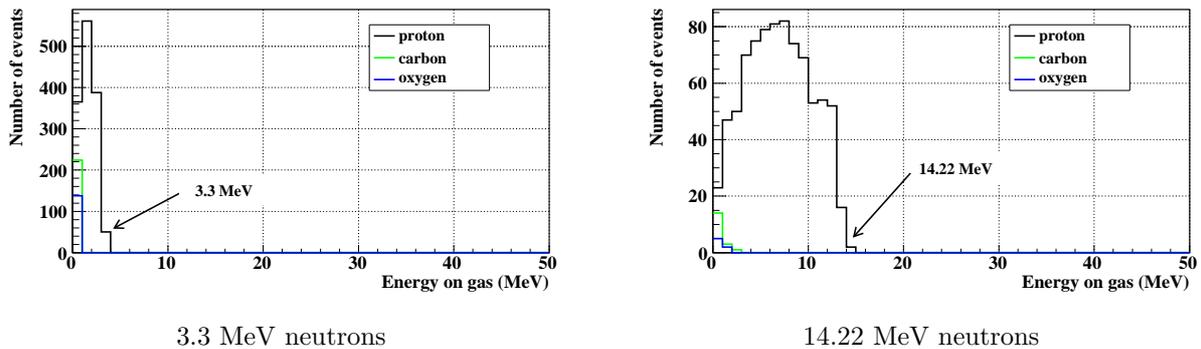


図 80: 反跳原子核がガス有感領域に到達した際に持つエネルギー

図 81 に 2.1 MeV 中性子と 3.3 MeV 中性子に対するガス中へのエネルギー損失量を示す。2.1 MeV 中性子入射時の分布の方が明らかに大きい。実際の測定においても、2.1 MeV 中性子に対する出力電荷量の方が 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量よりも大きいことが確認されている。

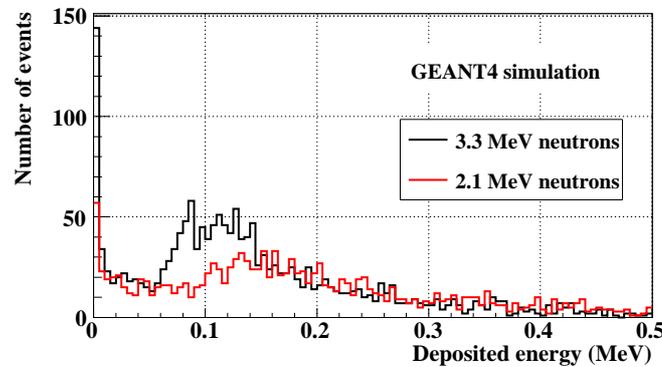


図 81: 2.1 MeV 中性子と 3.3 MeV 中性子に対するガス中へのエネルギー損失量

7.4.6 ガス中のエネルギー損失量に対する反跳原子核の寄与

図 82 に TGC のガス中における全エネルギー損失量のうち、反跳原子核による寄与の割合を示す。3.3 MeV 中性子と 14.22 MeV 中性子に対して示した。all charged particles は δ 線を含むガス中にエネルギーを落とす全ての粒子を示し、recoil nuclei は直接反応による反跳原子核を示す。典型的なイベントは反跳原子核 1 個と複数の δ 線で構成される。どちらの場合もガス中におけるエネルギー損失量の大半が反跳原子核に依存している。なお、これらの分布に間接反応によるイベント、外部反応によるイベントは含んでいない。

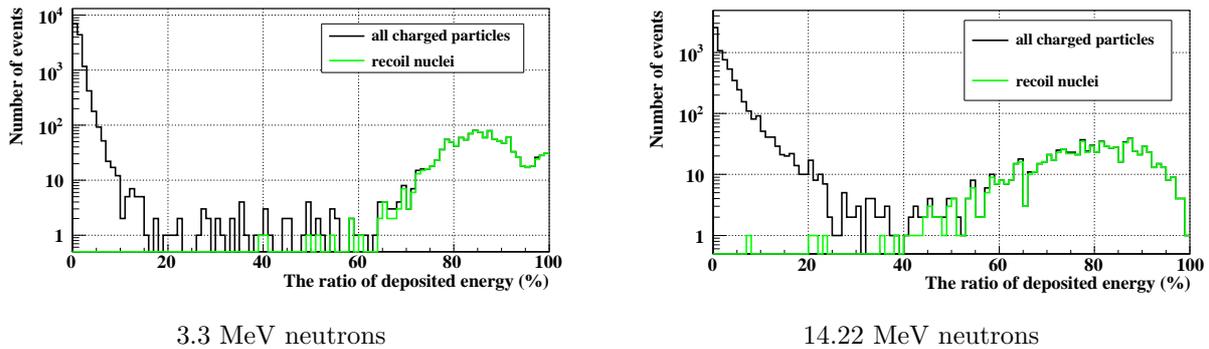


図 82: 全エネルギー損失量に対する反跳原子核による寄与の割合

図 83 に TGC のガス中における反跳原子核別のエネルギー損失量を示す。反跳原子核として生成数の多い、陽子、 α 粒子、炭素原子核、酸素原子核について示した。反跳陽子については以下に示す 3 種類に分別した。

- 放射長が 2.8 mm を越えるもの
2.8 mm は TGC のガスギャップ間隔に相当する。これらの反跳陽子は片方の FR4 中で生成し、ガス中で停止することなく他方の FR4 へ入射する。
- 放射長が 2.8 mm を越えず、ガス中で消滅するもの
これらの反跳陽子はガス領域で全てのエネルギーを損失し停止する。これらの反跳陽子はガス、Graphite layer、FR4 のいずれの場所でも生成する。
- 放射長が 2.8 mm を越えず、ガス中で消滅しないもの
これらの反跳陽子はガス中で生成し、ガス中で停止することなく FR4 へ入射する。

なお、 α 粒子、炭素原子核、酸素原子核のほとんどはガス中で停止する。3.3 MeV 中性子入射時において、0.1 MeV 付近のピークを形成するのは放射長 2.8 mm を越える反跳陽子である。他の成分によって、0.05 MeV 付近の低いピークが形成される。ガス中で消失する反跳陽子と他の原子核による分布はエネルギー損失量の大きい領域まで広範囲に分布する。0.7 MeV を越える領域では、反跳原子核からの寄与がほとんどを占める。0 MeV 付近のピークは間接反応による粒子によって構成される。

で述べるように、ガス中で停止する反跳原子核は放射長当りのエネルギー損失量が大きく、ガス増幅過程における飽和の影響を強く受ける。一方で、ガス中で停止することなく FR4 中へ入射する反跳陽子は放射長当りのエネルギー損失量が小さく、ガス増幅過程における飽和の影響が小さい。放射長当りのエネルギー損失量の違いはガス増幅率の違いとして現れ、3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布はガス増幅率の異なる成分の重ね合わせとなる。このため、出力電荷量分布全体で印加電圧を変えた際の変化量が一定にならないため、中性子ピーク中の最頻値の位置がシフトする。

14.22 MeV 中性子入射時には放射長 2.8 mm を越える反跳陽子による寄与がほとんどを占める。14.22 MeV 中性子と 3.3 MeV 中性子に対するエネルギー損失量分布を比較すると、その外形が大きく異なる。前者は 40 keV 付近に鋭いピークを持ち、ほとんど単一成分で構成され、後者は広いピークと放射長当りのエネルギー損失量の異なる複数の成分で構成される。したがって、3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布は 14.22 MeV 中性子に対す

る分布に比べて、幅広い中性子ピークを持つ。エネルギー損失量の低い領域に注目すると、3.3 MeV 中性子に対する分布は0 MeV 付近まで、反跳原子核による寄与が大きく残るが、14.22 MeV 中性子の場合には鋭い断線がある。14.22 MeV 中性子入射時では、ほとんどの反跳陽子はFR4中で生成されるので、ガス領域に到達するためのエネルギーのしきい値が存在する。このため、間接反応による粒子との弁別が明確となり、出力電荷量分布中の γ 線ピークと中性子ピークの間に深い谷を形成する。

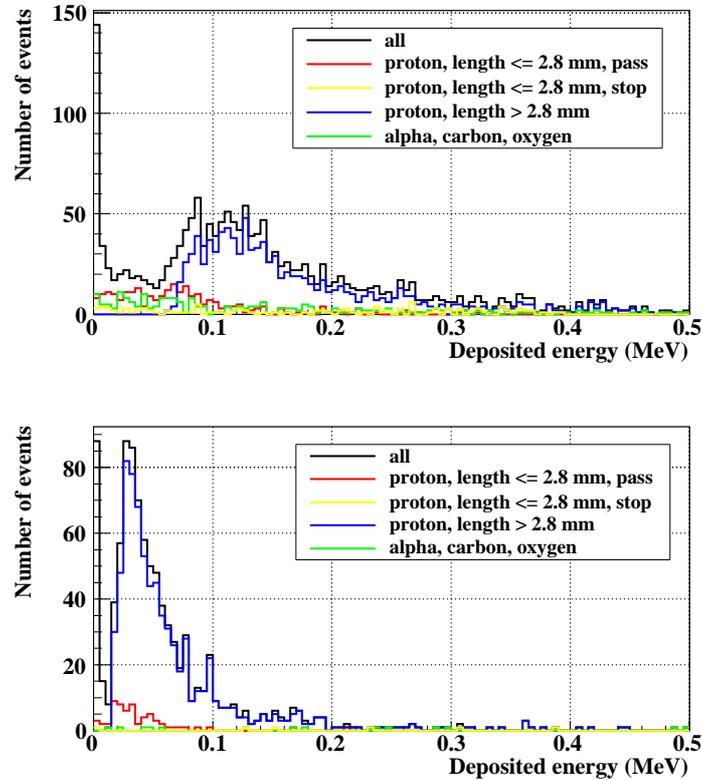


図 83: (上) 3.3 MeV 中性子、(下) 14.22 MeV 中性子

7.4.7 放射長当りのエネルギー損失量

図 84 に TGC のガス中でエネルギーを落とす反跳原子核別の放射長当りのエネルギー損失量を示す。3.3 MeV 中性子、14.22 MeV 中性子、外部トリガーによる ^{90}Sr - β 線について示す。反跳原子核の分類は図 83 と同じである。 ^{90}Sr - β 線については入射 β 線による放射長当りのエネルギー損失量を示す。反跳陽子を含めてガス中で停止する反跳原子核の放射長当りのエネルギー損失量が多い。ガス中で停止しない 2 種類の反跳陽子 (赤線、青線) を比べると、定性的にガス中で生成した方が放射長当りのエネルギー損失量が小さい。これら 3 種類の放射長当りのエネルギー損失量を比較すると、その比率は ^{90}Sr - β rays : 3.3 MeV neutrons : 14.22 MeV neutrons = 1 : 143 : 41 である。やはり、3.3 MeV 中性子入射時における出力電荷量は 14.22 MeV 中性子入射時の出力電荷量に比べて、ガス増幅過程における飽和の影響を強く受ける。

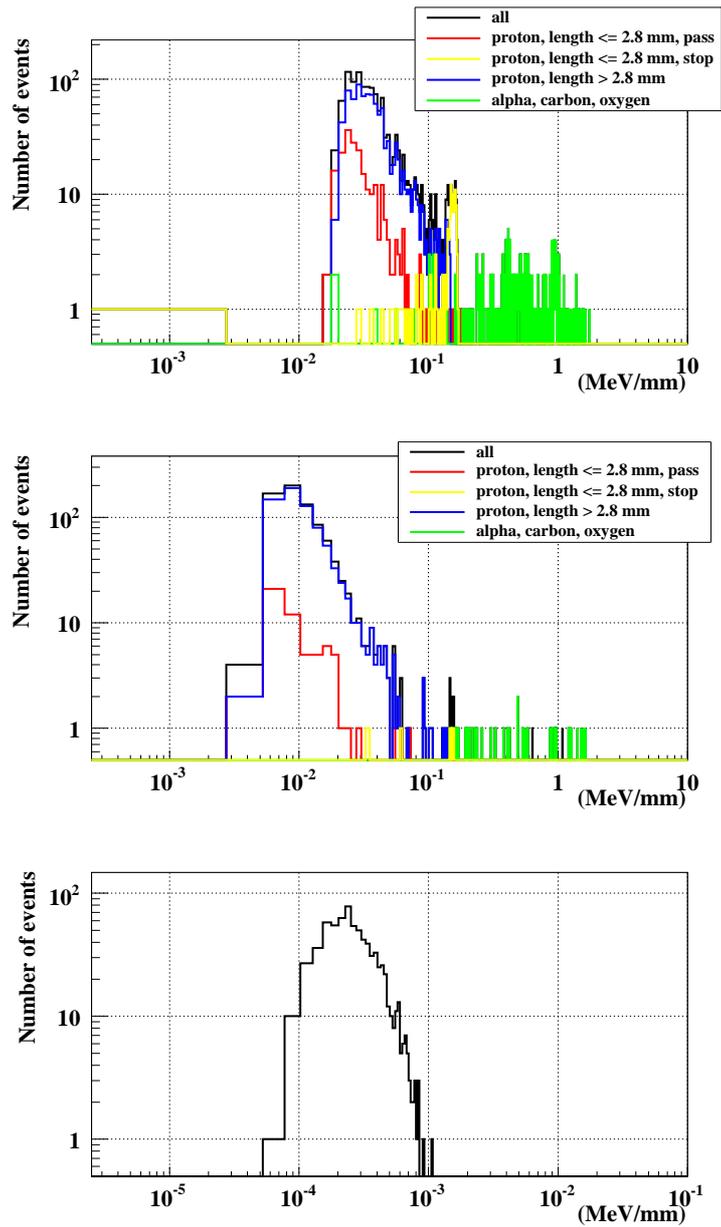


図 84: (上) 2.1 MeV 中性子、(中) 14.22 MeV 中性子、(下) 外部トリガーによる ^{90}Sr - β 線

7.5 dD 中性子と dT 中性子に対する TGC の応答特性のまとめ

中性子に対する TGC の応答特性の基礎データを取得するために、dD 中性子照射試験が 2 回、dT 中性子照射試験が 1 回おこなわれた。これらの試験では、小型 TGC が使用され、出力電荷量と中性子感度が測定された。2005 年 5 月におこなわれた dD 中性子照射試験における中性子入射頻度は 2.26×10^5 n/cm²/s、中性子入射エネルギーは 3.3 MeV であった。2004 年 9 月におこなわれた dT 中性子照射試験における中性子入射頻度は 5.81×10^4 n/cm²/s、中性子入射エネルギーは 14.22 MeV であった。

14.22 MeV 中性子照射試験の結果と比較するため、3.3 MeV 中性子照射試験に対する出力電荷量に実験室温度の補正をおこなった。温度補正には、⁹⁰Sr-β 線に対する出力電荷量の温度依存性の結果が使用された。

⁹⁰Sr-β 線、3.3 MeV 中性子、14.22 MeV 中性子による出力電荷量を比較すると、動作電圧 2.9 kV において、3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量は ⁹⁰Sr-β 線の出力電荷量に比べて約 20 倍大きく、14.22 MeV 中性子の場合は ⁹⁰Sr-β 線に対して約 11 倍大きい。

出力電荷量分布の外形は 14.22 MeV 中性子の場合と 3.3 MeV 中性子の場合で大きく異なることがわかった。両者の分布の外形の違いを説明するために GEANT4 シミュレーションがおこなわれ、ガス中でエネルギーを損失する反跳原子核の振る舞いに大きな違いがあることがわかった。

8 大型 TGC を用いた動作安定性の研究

8.1 研究の目的と概要

ATLAS 実験では約 3400 台の TGC が衝突点から 14 m 離れた middle station に設置され、約 180 台の TGC が衝突点から 7 m 離れた inner station に設置される。middle station と inner station において予想される入射中性子の頻度はそれぞれ 3 kHz/cm^2 と 37 kHz/cm^2 である。これまでの中性子バックグラウンドに対する TGC の動作特性の研究では、ほとんどの試験で小型 TGC が使用され、大型 TGC を使用した例は少ない。ATLAS 実験の高頻度中性子環境下における大型 TGC の動作安定性を確認するために 2005 年 8 月に FNS において dT 中性子照射試験がおこなわれた。この試験では、ATLAS 環境の 9 倍の頻度で中性子を照射して、大型 TGC の安定動作特性を評価した。また、dT 中性子によって散乱された反跳原子核一粒子当りの出力電荷量が見積られた。FNS における中性子照射量は TGC のガス有感領域における全エネルギー損失量を考慮することで、ATLAS 実験における中性子照射量と比較された。

8.2 実験セットアップ

8.2.1 TGC、アンプキャリブレーション

図 85 に dT 中性子照射試験に用いた大型 TGC の概念図を示す。大型 TGC の形状は $1.4 \text{ m} \times 1.3 \text{ m}$ の台形である。試験に用いた TGC は ATLAS 実験用に高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で量産された 1 台である。大型 TGC にはガスギャップ間隔を一定に保つためボタン型サポートとワイヤーサポートが入っている。これらのパーツはガス有感領域で不感領域となる。ワイヤーサポートはワイヤーに直交するように約 24 cm 間隔で入っている。大型 TGC には約 700 本のワイヤーが張られていて、TGC の設置される pseudo rapidity θ に依存して、約 20 本ずつまとめて読み出される。FR4 の陰極面とは反対側の表面にはワイヤーに直交するようにストリップがきってあり、二次元読出しが可能である。ストリップ構造のある FR4 基板の厚みは 1.6 mm である。大型 TGC の読出しチャンネル数は 32×32 で、 1×1 チャンネル当りの典型的な有効面積は 16 cm^2 ($4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$) である。フロントエンド回路として本実験同様に ASD を使用した。図 86 に ASD のアンプキャリブレーションの結果を示す。Raw データと補正後のキャリブレーションデータを示した。ASD のアナログ出力は約 1.5 pC よりも大きな入力電荷量に対して比例性を失うため、絶対的な出力電荷量の導出が難しい。比例性の飽和した領域のデータを使用すると出力電荷量を過剰に大きくすることがわかっている。TGC のシグナルはアンプキャリブレーションで使われるインパルスに比べるとゆっくりと電荷が流出するので、飽和した後の比例係数を元の傾きに近づける補正をおこなった²²。uA733 + OPA621 を使用したフロントエンド回路による測定データと一致するように、飽和した後の傾きを 2 倍にした。なお、フロントエンド回路の比較には小型 TGC を使用した。8.4.2 で述べるように、この補正で得られた出力電荷量分布の値とチェンバーカレントから焼き直した出力電荷量はほぼ良く一致した。弾道欠損の補正係数は 3.16 である。

²²大型 TGC 以外のアンプキャリブレーションでは比例性の飽和する前の領域だけを使用した

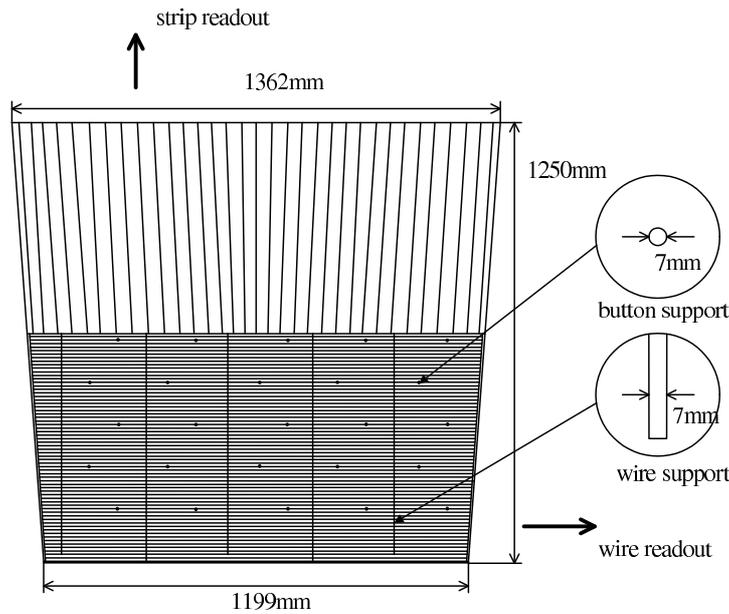


図 85: 大型 TGC の概念図

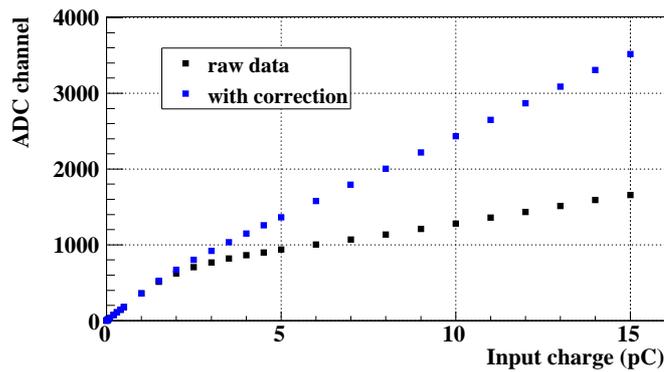


図 86: ASD のアンプキャリブレーション

8.2.2 中性子場

図 87 に実験セットアップと予想される入射中性子頻度を示す。大型 TGC は d^+ イオンビームパイプに平行に設置された。トリチウムターゲットから TGC 表面までの距離は 29 cm であった。トリチウムターゲットに対する TGC の立体角は 0.19 と見積られた。なお、TGC の立体角はトリチウムターゲットを等方線源とみなし、モンテカルロ法によって導出した²³。ストリップチャンネルの入射頻度分布にはワイヤーサポートによる欠損がみられる。入射中性子頻度はトリチウムターゲットの真横の領域で最大となる。この領域を含む 1×1 チャンネル

²³等方線源から放出される粒子の方向ベクトルは以下のように与えられる

$$\begin{aligned}
 x &= \sqrt{1-z^2} \times \cos\theta \\
 y &= \sqrt{1-z^2} \times \sin\theta \\
 z &= z
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

ここで、 θ は xy 平面における角度である。 $-1 \leq z \leq 1$ 、 $0 \leq \theta \leq 2\pi$ の範囲で乱数を振ることで等方線源が実現できる。

の領域 (wire ch., strip ch.) = (3,8) を最大入射領域と定義する。最大入射領域における典型的な中性子照射量は $3.2 \times 10^5 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ であった。単純に入射粒子頻度で比較した場合、FNS における中性子照射量は inner station の 9 倍、middle station の 80 倍に相当する。最大入射領域の 50% と 30% の入射頻度が得られる領域も図示されている。大型 TGC に入射するエネルギーは散乱方向の依存性に従い、13.2 MeV ~ 15.5 MeV である。GEANT4 シミュレーションの結果によれば、トリチウムターゲットで生成した中性子の 3.14% が TGC 外部で相互作用して消失すると見積られた。図 88 には実験風景を示す。

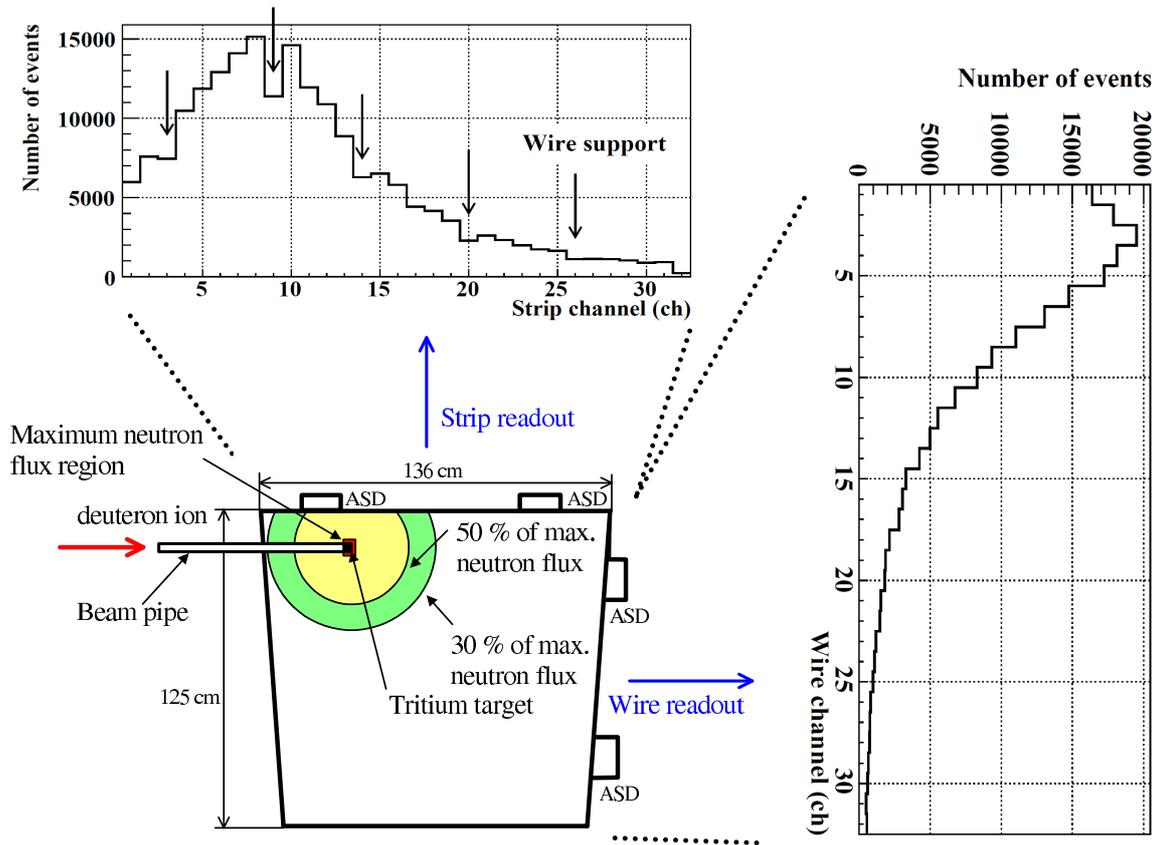


図 87: 実験セットアップの概念図

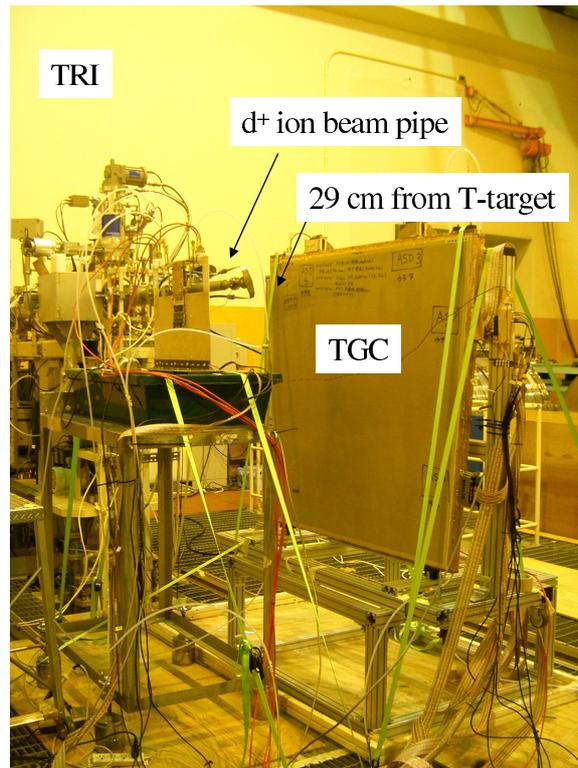


図 88: 実験風景

8.2.3 DAQ、ガスシステム

図 89 に DAQ の概念図を示す。大型 TGC を用いた dT 中性子照射試験では出力電荷量とチェンバーカレントが測定された。最大入射領域を含むワイヤーチャンネル (wire ch.1 ~ ch.16) に接続した ASD はアナログシグナルと LVDS デジタルシグナルを出力する。他に使用した ASD は LVDS デジタルシグナルのみを出力する。ASD のアナログ出力はカレントドライブ回路²⁴を経て、ADC に入力された。ASD の LVDS デジタル出力は ASD Buffer で ECL レベルに変換された後、TMC²⁵ [22] に入力された。最大入射領域を含む 5 チャンネル分 (wire ch.2 ~ ch.6) のアナログシグナルを測定した。測定はセルフトリガーモードでおこなわれ、トリガーシグナルは最大入射領域を含む 3 チャンネル (wire ch.3 ~ ch.5) の OR シグナルで生成した。ADC のゲートシグナル、TMC のコモンストップシグナルはトリガーシグナルから生成した。wire ch.3 ~ ch.5 のデジタル出力をトリガー生成に使用したために、wire ch.1 ~ ch.16 のデジタル出力は測定できなかった。TMC で測定したデータはトリガーシグナルのチャンネル情報とあわせてヒット領域を同定するために使用された。ゲート幅は 600 ns であった。計数率を測定するために、トリガーシグナルをスケーラーに入力した。ゲートジェネレーターにはデータ処理中に後続のシグナルの入力を禁止するロジックが含まれる。チェンバーカレントは HV モジュールのカレントモニター出力を増幅して測定した。

²⁴50 Ω インピーダンスで駆動するための回路

²⁵パイプラインメモリを使用した TDC モジュール

ガスシステムは他の中性子照射試験と同じものを使用した。ガス混合比の確認はガスクロマトグラフィーを用いておこなわれ、CO₂ ガスの混合比は 55 ± 2% であった。ガス置換レートは中性子の入射頻度にあわせて増加させる必要がある。大型 TGC の中性子照射試験では ATLAS 実験の 8 倍に相当する 50 cc/min に設定した²⁶。中性子照射試験中、実験室温度、気圧の測定がおこなわれ、これらの変動はそれぞれ ±1 °C と ±1 hPa で安定であった。したがって、環境条件の変動による TGC の動作変化は無視できる。

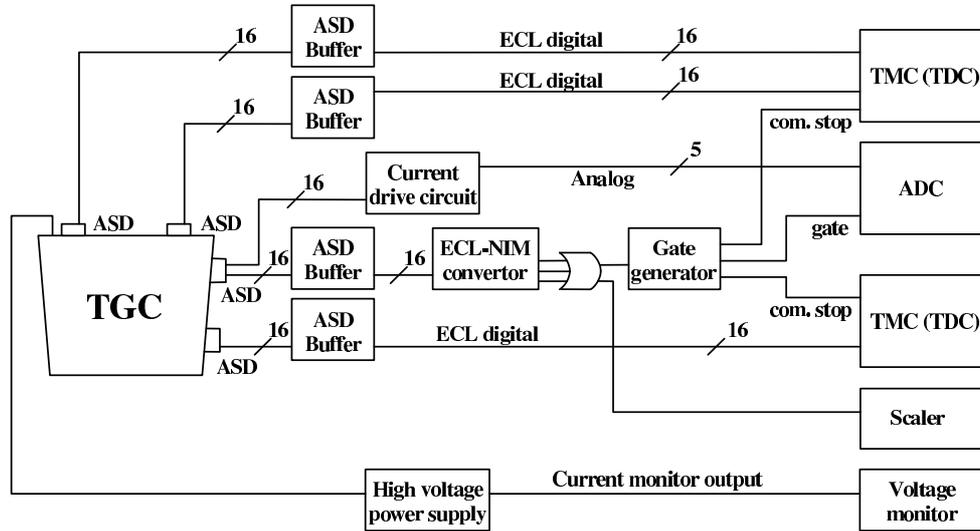


図 89: DAQ の概念図

²⁶ガス流量は FNS の安全基準によって、最大 50 cc/min に制限された

8.3 実験結果

8.3.1 チェンバーカレント

実験期間中、大型 TGC に対して約 12 時間の大強度中性子照射をおこなった。最大入射領域における積算の中性子照射量は 1.4×10^{10} n/cm² に達した。大強度中性子照射時はシグナルのパイルアップのため出力電荷量の測定は不可能で、チェンバーカレントの測定だけをおこなった。この時、チェンバーカレントの増大にともなう電圧降下を避けるため、印加電圧は 3.1 kV に設定した。電圧降下は HV モジュールと陽極間の 10 M Ω 抵抗とカーボン表面上で生じることがわかっている。動作条件の詳細については 8.4.4 で述べる。

図 90 に中性子照射量に対するチェンバーカレントの変動を示す。中性子照射量は最大入射領域における値である。放射線入射粒子数の変動は SSD の測定データによって補正した。典型的なチェンバーカレントは 64 μ A であった。チェンバーカレントの安定性を評価するために、測定データを 1 次式でフィットした。その傾きは $0.12 \pm 0.043 \mu\text{A}/10^9 \text{ neutrons}/\text{cm}^2$ であり、検出器劣化現象は観測されなかった。大強度中性子照射中、TGC は安定に動作し、100 μ A のカレントリミットを越え、トリップすることはなかった。

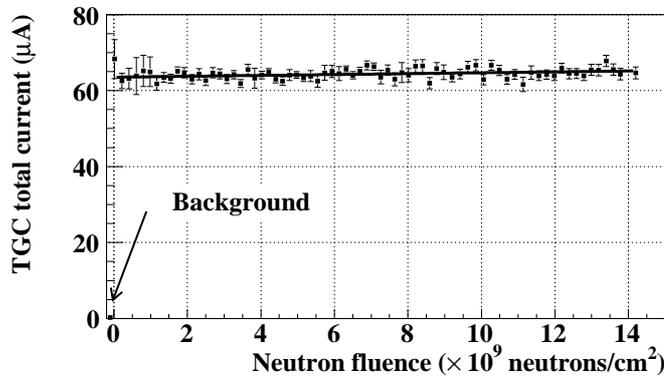


図 90: 中性子照射量に対するチェンバーカレントの変動

8.3.2 出力電荷量

大強度中性子照射中のチェンバーカレントは安定で、検出器劣化現象は観測されなかった。しかし、チェンバーカレントは入射中性子頻度の低い領域からの影響も受けるので、最大入射領域の動作安定性を示す直接的なプローブではない。この領域の動作安定性を評価するために実験期間中、2~3 時間毎に中性子照射量を低くして出力電荷量の測定をおこなった。出力電荷量の測定における中性子照射量は大強度中性子照射時の約 $\frac{1}{20}$ である。1 回の測定は数分で完了するため、中性子入射頻度を低くした際の中性子照射量は積算の中性子照射量に含めない。図 91 に中性子照射中の出力電荷量の典型例を示す。バックグラウンド時もあわせて示した。印加電圧は 2.7 kV である。これらの分布は測定時間で規格化されている。中性子照射時の分布は電気ノイズ、 γ 線ピーク、中性子ピークに区別できる。バックグラウンド時の分布は放射化 γ 線によって構成され、その頻度は時間に依存して減少する。

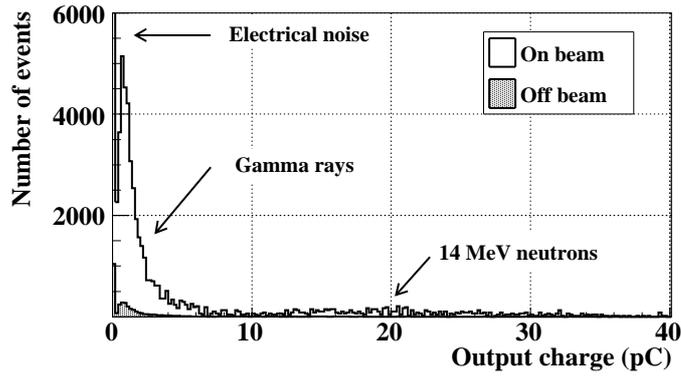


図 91: 中性子照射中の出力電荷量の典型例

チェンバーカレントに対する γ 線ピークと中性子ピークの寄与は以下のような順で見積られた (図 92)。

1. γ 線ピークと中性子ピークのエントリー数を出力電荷量分布から求める
 γ 線ピークと中性子ピークの間を分岐点とすると、エントリー数の比は 84 : 16 であった
2. γ 線ピークと中性子ピークの平均値を求める
 これらの平均値はそれぞれ 1.8 pC と 22.5 pC であり、中性子ピークの値が約 12 倍大きい
3. エントリー数と出力電荷量の平均値を掛けて各成分の電荷量を求める
 各成分の電荷量の比がチェンバーカレントに対する寄与の割合に相当する
 γ 線ピークによる全電荷量 : 中性子ピークによる全電荷量 = 1 : 2.4

この結果、約 70% のチェンバーカレントは中性子ピークに起因する。

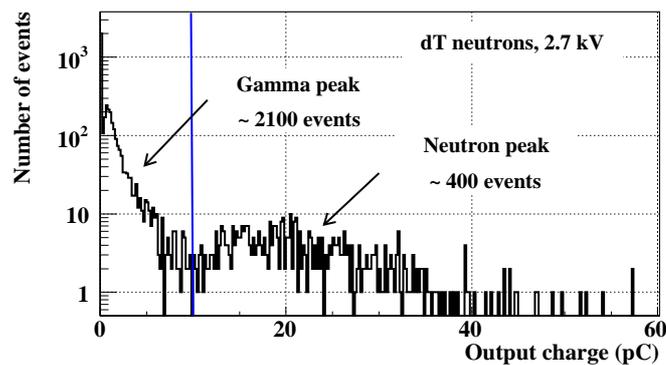


図 92: チェンバーカレントに対する γ 線ピークと中性子ピークの寄与

図 93 に 3.0 kV 印加時における出力電荷量の典型例を示す。分布は最大入射領域を含むワイヤーチャンネル出力 (wire ch.3) の結果で、ストリップヒットによるチャンネルカットを施したものと施していないものを示す。チャンネルカットを施した領域は最大入射領域に相当する。両者の γ 線ピークはほとんど同じ最頻値を持つので、チャンネルカットを施していない分布も最大入射領域の良い指標となる。なお、 γ 線ピークは中性子ピークに比べて、鋭い外形を持つので出力電荷量の変動を評価するのに適している。 γ 線ピークはランダウ関数によってフィットされ、その最頻値が見積られた。

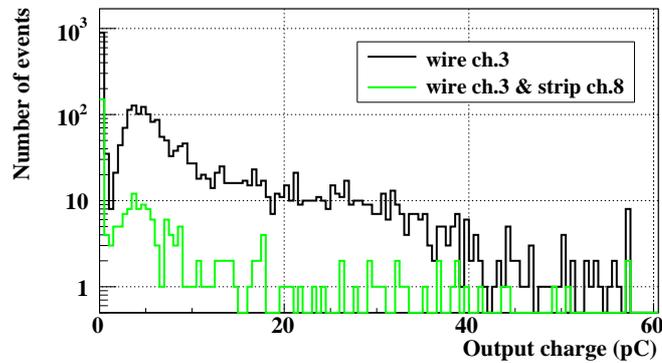


図 93: 3.0 kV 印加時における出力電荷量の典型例

図 94 に中性子照射量に対する γ 線ピークの出力電荷量を示す。印加電圧は 3.0 kV である。最大入射領域を含むワイヤーチャンネル出力 (wire ch.3) の結果である。最大入射領域の動作安定性を評価するために、測定データを 1 次式でフィットした。その傾きは -0.0072 ± 0.0062 pC/ 10^9 neutrons/cm² であり、検出器劣化現象は観測されなかった。

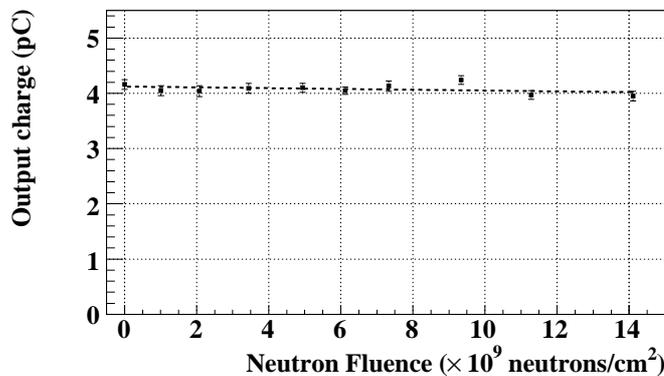


図 94: 中性子照射に対する γ 線ピークの出力電荷量

8.3.3 ^{60}Co 線源を用いた測定

チェンバーカレントや出力電荷量の測定結果を補完するために、中性子照射試験の前後で 0.44 MBq の ^{60}Co 線源を用いた出力電荷量の測定をおこなった。最大入射領域に γ 線を照射するため、 ^{60}Co 線源はトリチウムターゲット真横の TGC 表面上に設置された。出力電荷量は中性子照射時と同じ方法で測定された。図 95 に中性子照射前後の 2.9 kV における出力電荷量を示す。これらの分布は ^{60}Co 線源によるピーク中に含まれるエントリー数で規格化した。各ビンのエントリー数の差分も併せて示した。差分の結果は 0 を中心として分布しており、中性子照射前後の分布でエントリー数の偏りが無いことを示す。中性子照射前後における分布の最頻値はそれぞれ $2.90 \pm 0.04 \text{ pC}$ と $2.89 \pm 0.04 \text{ pC}$ であった。 ^{60}Co 線源を用いた測定においても検出器劣化現象は観測されなかった。したがって、本研究における大強度中性子照射によって検出器劣化現象はなかった。

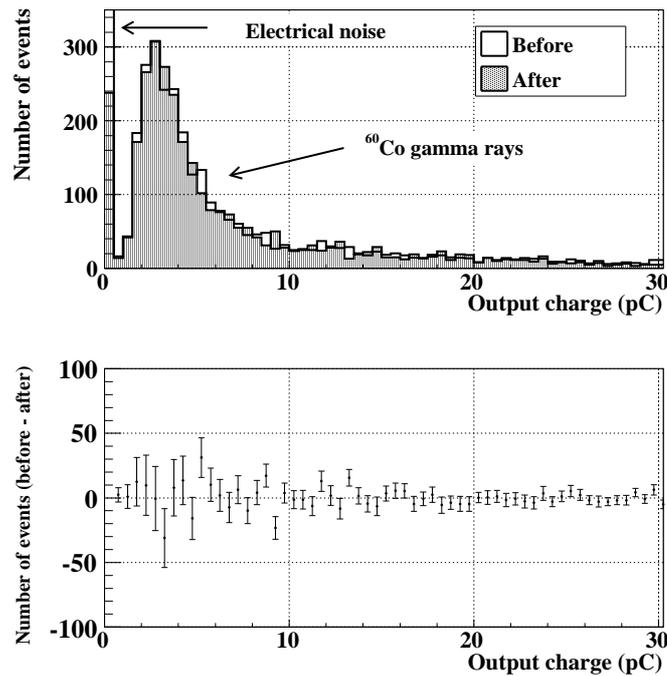


図 95: 中性子照射前後の 2.9 kV における ^{60}Co 線源を用いた測定

8.4 議論と考察

8.4.1 中性子感度の見積り

大型 TGC に対する中性子感度は 7.4.4 で述べた小型 TGC に対する中性子感度の導出と同じ方法で求めた。中性子強度の低い照射条件下で、印加電圧 2.7 kV における出力電荷量分布 (図 92) を用いると、 $(0.98 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ という結果が得られた。この結果は厳密な中性子感度ではなく、中性子ピークを形成する反跳原子核に対する感度である。中性子照射試験中、低い照射条件での測定を 11 回おこなった。各測定結果から導出された反跳原子核に対する感度の標準偏差を誤差としてつけた。

この結果の妥当性を評価するために GEANT4 シミュレーションをおこなった。シミュレーションでは大型 TGC と d^+ イオンビームパイプが再現された。大型 TGC の大きさは $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ とし、材質と物量は小型 TGC と同じ値を用いた。 d^+ イオンビームパイプについては同じ材質と物量を持つ板状の構造物で代用した。

図 96 に GEANT4 シミュレーションによる TGC のガス中におけるエネルギー損失量を示す。direct interaction による分布と indirect interaction による分布もあわせて示した。前者は中性子反応で直接生成した反跳原子核による寄与で、後者は中性子反応で生成した γ 線を親に持つ荷電粒子の寄与である。どちらの場合も中性子反応は TGC 内で発生した。ビームパイプ材質との相互作用で生成した γ 線を親に持つ荷電粒子の寄与は 0 MeV 付近のピークとして現れる。エネルギー損失量分布の γ 線ピークと中性子ピークの間の谷より大きなイベントの内訳は direct interaction : indirect interaction : other = 95 : 2 : 3 である。ここで、other は TGC の外部で生成した γ 線を親に持つ荷電粒子の寄与である。谷より上のイベントはほとんど反跳原子核によるイベントと考えられる。したがって、反跳原子核に対する感度は GEANT4 シミュレーションにおいて γ 線ピークと中性子ピークの間の谷より大きなイベントを計数することで導出できる。図 96 には谷より大きなイベントの境界も示した。谷より大きいイベントによる感度は 1.07×10^{-3} である。

GEANT4 シミュレーションにおける中性子感度は direct interaction と indirect interaction によるイベントを計数して得られた。その結果は 1.27×10^{-3} である。実測された反跳原子核に対する感度から中性子感度を求めると 1.16×10^{-3} となり、シミュレーションとの差は 10% 程である。

GEANT4 シミュレーションにおける谷より大きなイベントと小さなイベントの比率は実測における中性子ピークと γ 線ピークの比率に相当する。しかし、図 96 から導出された中性子ピークと γ 線ピークの比率は 62 : 38 となり、実測と大きく異なる。この原因は定常的な放射化 γ 線の寄与を考慮していないためである。GEANT4 シミュレーションによる結果は即発成分として得られると考えられる。なお、放射化 γ 線の寄与については 8.4.3 で述べる。

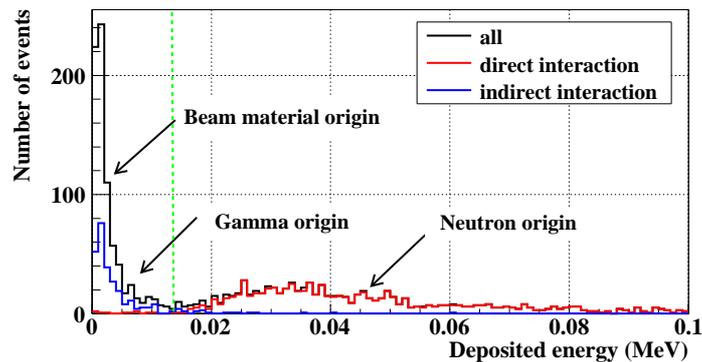


図 96: GEANT4 シミュレーションによる TGC のガス中におけるエネルギー損失量

8.4.2 チェンバーカレントから導出した出力電荷量

中性子ピークを形成する反跳原子核による出力電荷量をチェンバーカレントと反跳原子核のヒットレートから算出した。反跳原子核による出力電荷量 Q_{recoil} は次式で定義される。

$$Q_{\text{recoil}} = \frac{\text{反跳原子核に起因したチェンバーカレント}}{\text{反跳原子核のヒットレート}}$$

中性子強度の低い照射条件での典型的なチェンバーカレントは 2.7 kV において $0.9 \mu\text{A}$ 、3.0 kV において $3 \mu\text{A}$ であった。チェンバーカレントの 70% は中性子ピークに起因している。したがって、反跳原子核に起因したチェンバーカレントはそれぞれ $0.63 \mu\text{A} (@ 2.7 \text{ kV})$ と $2.1 \mu\text{A} (@ 3.0 \text{ kV})$ である。反跳原子核のヒットレートは TGC に入射する中性子照射量に反跳原子核の感度 0.98×10^{-3} を掛けることで導出される。この結果、反跳原子核による出力電荷量は 2.7 kV において $28 \pm 2 \text{ pC}$ 、3.0 kV において $85 \pm 4 \text{ pC}$ と見積られた。複数回測定の結果標準偏差を誤差としてつけた。この数値は出力電荷量分布の平均値に相当する。2.7 kV における 28 pC という数値は出力電荷量分布の中性子ピークの存在する位置と合っており、ASD のアンプキャリブレーションが妥当であることを示している。

^{90}Sr - β 線 1 粒子当りの出力電荷量は既に導出されており、3.0 kV において 8.5 pC である。小型 TGC と大型 TGC の出力電荷量の間に有意な差がないと仮定すると、dT 中性子に対する出力電荷量は ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量に比べて 10 倍大きい。GEANT4 シミュレーションによれば、セルフトリガーモードを想定した ^{90}Sr - β 線によるガス中へのエネルギー損失量は 2.7 keV で、MIP によるエネルギー損失量に比べて約 3 倍大きい。エネルギー損失量の比例性を出力電荷量にも仮定すると dT 中性子に対する出力電荷量は MIP に比べて約 30 倍大きいと見積られる。

8.4.3 チェンバーカレントへの放射化 γ 線による寄与

実測された出力電荷量分布では、 γ 線ピークと中性子ピークの比率は 4 : 1 であった。一方、GEANT4 シミュレーションによれば、即発性の γ 線ピークと中性子ピークの比率は 4 : 6 と見積られた。実に実測された 80% 以上の γ 線ピークの原因が不明である。この問題を解決するためにチェンバーカレントへの放射化 γ 線による寄与が以下のように見積られた。

1. 中性子照射時の γ 線と中性子起源のシグナルヒットレートを導出する

γ 線と中性子を起源に持つシグナルのヒットレートはスケーラーの測定値に γ 線と中性子起源のシグナルの比率を掛けることで求まる。この比率は出力電荷量分布における γ 線ピークと中性子ピークが占める割合である。中性子発生量当りのシグナルヒットレートの実測値は $200 \text{ Hz}/10^6 \text{ neutrons}$ であった。

2. 中性子照射量当りの放射化 γ 線のヒットレートを導出する

放射化 γ 線の頻度は中性子照射量に依存する。放射化 γ 線のヒットレートは中性子照射終了直後のチェンバーカレントの測定値と放射化 γ 線一粒子当りの出力電荷量から導出する。放射化 γ 線の出力電荷量は不明であるので、 ^{90}Sr - β 線の出力電荷量に等しいと仮定して用いた。図 97 は中性子照射終了直後のカレントモニターの典型例である。中性子発生量は $1.3 \times 10^8 \text{ n/s}$ 、印加電圧は 3.0 kV である。中性子照射が中断した直後、半減期の短い放射化 γ 線の寄与が急速に終息している。図示した終息直前のチェンバーカレントは 380 nA であり、放射化 γ 線一粒子当りの出力電荷量を 8.5 pC とすると、放射化 γ 線のヒットレートの計算値は $100 \text{ Hz}/10^6 \text{ neutrons}$ と見積られる。

3. GEANT4 シミュレーションの結果から即発性成分の寄与を導出する

実測された γ 線ピークと中性子ピークの比率は 4 : 1 であるので、中性子起源のシグナルのヒットレートは $40 \text{ Hz}/10^6 \text{ neutrons}$ ($=200 \times \frac{1}{5}$) である。GEANT4 シミュレーションによれば、即発性の γ 線起源と中性子起源のイベントの比率は 4 : 6 であるので、中性子起源のシグナル頻度から、即発 γ 線起源のシグナルのヒットレートは $27 \text{ Hz}/10^6 \text{ neutrons}$ ($=40 \times \frac{2}{3}$) となる。

4. 期待されるシグナルヒットレートと実測されたシグナルヒットレートを比較する

期待されるシグナルヒットレートは即発性成分に放射化 γ 線による寄与を加えたものであり、 $167 \text{ Hz}/10^6 \text{ neutrons}$ ($=100 + 40 + 27$) と見積られる。一方、実測されたシグナルヒットレートは $200 \text{ Hz}/10^6 \text{ neutrons}$ である。

以上、定性的ではあるが、放射化 γ 線を考慮することで、実測されたシグナルヒットレートの内訳が理解された。なお、 γ 線ピークの80%が放射化 γ 線の寄与によると考えられる。

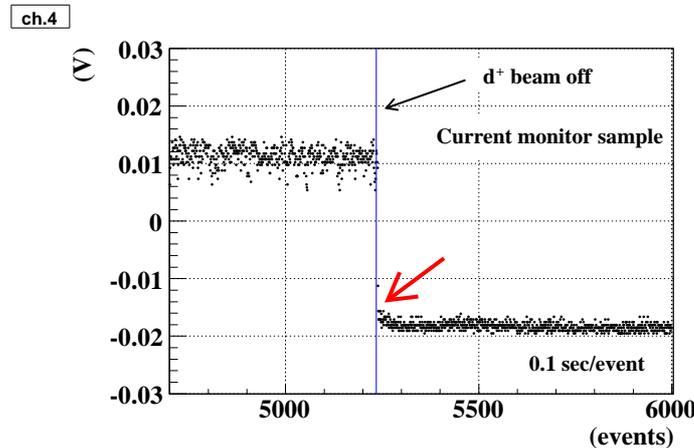


図 97: 中性子照射を終了した直後のカレントモニターの典型例

8.4.4 動作条件の見積り

FNS での中性子照射試験では、中性子の入射頻度が場所によって異なるために TGC 全体で動作条件が一律ではない。中性子の入射頻度に依存して、局所的に流れるチェンバーカレントが変化して、領域毎に実効電圧が異なる。領域毎に実効電圧が異なる理由として、以下の2つが挙げられる。

- 各ワイヤーチャンネル間の入射頻度の違いが、各ワイヤーチャンネルに入る $10 \text{ M}\Omega$ 抵抗における電圧降下の違いとしてあらわれる
- カーボン面抵抗の存在により、領域毎に電圧降下の大きさが異なる
カーボン面抵抗での電圧降下は入射粒子頻度の他、グラウンドからの距離にも依存すると考えられる
大型 TGC の上下の底辺部分に各 3 箇所ずつグラウンドへの経路が存在する

TGC への入射頻度が一律でない環境下で動作が安定するまでの微視的なメカニズムとして、次のような現象が起こる。

1. チェンバーカレントが抵抗を流れることで電圧降下を起こし、領域毎に異なる実効電圧とともに出力電荷量が低下する
2. 出力電荷量の低下はチェンバーカレント量を減らすので、電圧降下が軽減し、再び出力電荷量が回復する
3. 安定な動作条件にいたるまで出力電荷量の増減を繰り返す
この過程は全体のチェンバーカレントを一定に保ったまま起こる
動作条件の収束する値は電圧降下を起こす抵抗値の大きさに依存する

局所的な動作条件は TGC 全体における出力電荷量の平均値 Q_{mean} を導出する過程で決まる。 Q_{mean} を導出するために、各領域における実効的な出力電荷量と TGC 全体に対する入射粒子頻度の割合を求める。これらの積が

その領域に流れる実効的なチェンバーカレントである。局所的に流れるチェンバーカレント i_{area} を TGC 全体にわたって加算して、入射粒子 N で割ると出力電荷量の平均値 Q_{mean} が導出される。 Q_{mean} は $\frac{\sum i_{\text{area}}}{N}$ で与えられる。全体のチェンバーカレントと各ワイヤーチャンネルに入る $10 \text{ M}\Omega$ が定数であることを考慮すると、 Q_{mean} は実質的にカーボン面抵抗の関数である。

カーボン面抵抗 R として距離に比例するモデル ($R = rL$)²⁷を導入する。ここで、 r は線抵抗率に相当する量で Ω/cm の次元を持つ。 L はある領域からグラウンドまでの距離である。

ところで、 Q_{mean} は R に依存して変化するので、実際の動作条件を決定するためには TGC 全体で一様な動作条件を持つ際の出力電荷量の平均値 Q_1 を参照する必要がある。入射粒子頻度が一様でない環境下の出力電荷量の平均値を Q_2 とすると、局所的な動作条件は $Q_1 = Q_2$ となるようなカーボン面抵抗 R を決定することに相当する。以下では具体的に動作条件を決定する。大強度中性子照射時における典型的なチェンバーカレントは $64 \mu\text{A}$ であった。チェンバーカレントに対する反跳原子核の寄与が 70%であることと、その感度が約 10^{-3} であることを考慮すると、反跳原子核一粒子当りの出力電荷量は 84.1 pC と見積られる。この値は動作条件の異なる出力電荷量を TGC 全体で平均化した値である。

一方、入射中性子頻度の低い環境下では TGC 全体における動作条件は一様である。約 84 pC の出力電荷量は入射粒子頻度の低い環境下で、印加電圧 3.0 kV の場合に得られる。したがって、高頻度中性子環境下での動作条件は以下のような関係を満たさなければならない。

$$\begin{aligned} & (\text{高頻度中性子環境下における TGC 全体で平均した出力電荷量}) = \\ & \left(\frac{1}{20} \text{ の中性子環境下で } 3.0 \text{ kV} \text{ を印加した出力電荷量} \right) \end{aligned}$$

この条件を満たすようにカーボン面の抵抗値を変化させて、最大入射領域における動作条件の見積りをおこなった。図 98 は最大入射領域の実効電圧が収束するまでの変動を示す。最大入射領域における実効電圧は 2.95 kV であり、ATLAS 実験における動作電圧よりも高い。電圧降下は HV モジュールと陽極間の $10 \text{ M}\Omega$ の抵抗で 50 V 、カーボン表面上で 100 V と見積られた。動作条件の確認によって、大型 TGC は 2.95 kV で ATLAS 環境よりも 9 倍高い中性子入射頻度環境下で安定動作したことがわかった。したがって、ATLAS 検出器の inner station においても TGC は安定に動作することが期待できる。最大入射領域にはチェンバーカレントの 0.8% が流れると見積られた。照射試験期間中におけるこの領域の収集電荷量は 0.26 mC/cm に達した。

²⁷このモデルと実際のカーボン面抵抗の相関は不明だが、観測事実を説明する 1 つのモデルとして導入した

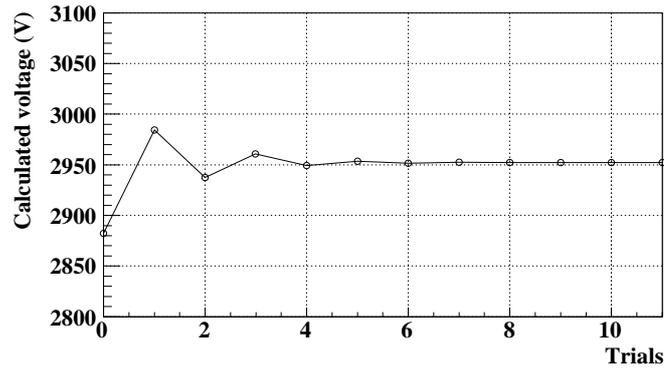


図 98: 最大入射領域の実効電圧が収束するまでの変動

8.4.5 中性子照射量の見積り

FNS でおこなわれた中性子照射試験における中性子のエネルギースペクトルは ATLAS 実験で予想されるものとは大きく異なる。dT 中性子照射試験における積算の中性子照射量はガス中におけるエネルギー損失量に換算され、ATLAS 実験における中性子照射量と比較された。異なる中性子環境の比較をおこなうために、単位時間当たりの全エネルギー損失量 E_{total} を定義する。

$$E_{total} = \int \epsilon(T_n) \Delta E_{deposit}(T_n) \frac{df(T_n)}{dT_n} dT_n.$$

ここで、 $\epsilon(T_n)$ は中性子エネルギー T_n における中性子感度、 $\Delta E_{deposit}$ は 1 粒子当りの TGC のガス中におけるエネルギー損失量、 $df(T_n)$ は中性子エネルギー $T_n \sim T_n + dT_n$ の間に含まれる中性子入射数である。GEANT4 シミュレーションでは大型 TGC を再現し、中性子感度とガス中におけるエネルギー損失量が導出された。実際の ATLAS 実験では中性子の入射方向に依存性があることが予想されているが、全 TGC に対して一様な依存性ではない。シミュレーションにおける中性子の入射条件を最適化するために、次の 3 種類の入射条件の比較をおこなった。

- TGC 表面への垂直入射 (normal condition)
- TGC に対して 4π 方向からの入射 (4π condition)
- TGC の陰極面に対して $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ の方向からの入射 (limited condition)
 θ は TGC の陰極面と入射方向がなす角度である

図 99 に上記の入射条件毎の中性子エネルギーに対する中性子感度、ガス中におけるエネルギー損失量を示す。中性子感度の振る舞いは入射条件に依らず似た外形を持つ。0.1 MeV より低い中性子感度はほぼ一定で、2、3 MeV を越えると中性子感度は右上がり上昇する。中性子感度は 2 MeV 付近で最小値をとる。また、入射条件に依存する特徴として、 4π 入射の場合、中性子感度は他の入射条件に比べて 2 倍近く大きい。これは入射条件に依存して TGC のガス有感領域を通過する距離が増加するためである。

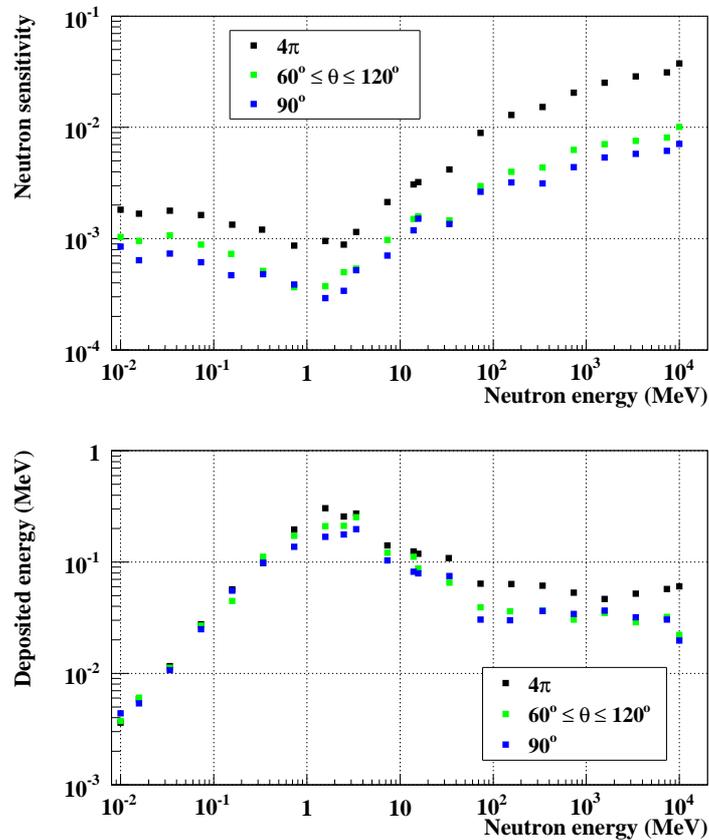


図 99: 入射条件毎の中性子エネルギーに対する中性子感度、ガス中におけるエネルギー損失量

図 100 に 4π 入射で中性子感度を持つイベントの中性子の入射開始位置を示す。経路上の有感領域が最大となるドーナツ状に分布する位置から入射する中性子が中性子感度を押し上げる。limited condition の場合、2 MeV 付近より低い領域で normal condition より高い中性子感度を持つ。このエネルギー領域における反応はチェンバールガス中でほとんど起こるので、ガス中の放射長が長くなる limited condition における中性子感度が増加する。エネルギー損失量は 2 MeV 付近で最大となり、100 MeV を越えるとほぼ一定となる。数百 keV 以下の中性子はチェンバールガスと反応し、生成する反跳原子核の飛程も短いので、入射条件によらず一定である。中性子の入射条件は最悪の場合を想定して、 4π を採用する。

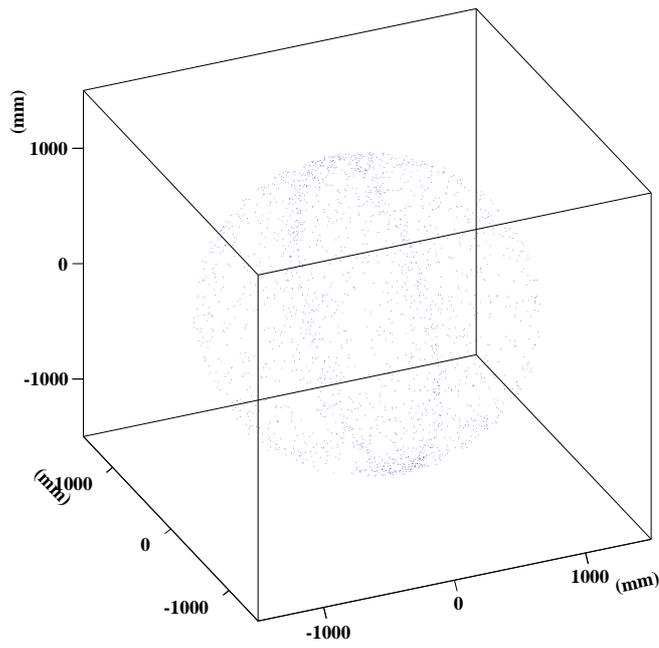


図 100: 4π 入射で中性子感度を持つイベントの中性子の入射開始位置

図 101 に inner station と middle station における中性子スペクトルと全エネルギー損失量 E_{total} を示す。中性子スペクトルは熱中性子領域まで広がるが、10 keV 以下の中性子数は 10 keV のビンに全て含まれる。ATLAS 実験の年間当りの稼動時間を 10^7 s と仮定すると inner station と middle station における E_{total} はそれぞれ、 2.0×10^7 MeV/cm²/year と 2.8×10^6 MeV/cm²/year と見積られた。同様の方法で FNS における全エネルギー損失量 E_{total} は 1.7×10^6 MeV/cm² と見積られた。さらに FNS での動作条件である 2.95 kV における出力電荷量は 2.9 kV の出力電荷量よりも 1.2 倍大きい。したがって、FNS における中性子照射量は ATLAS 実験の inner station で 1ヶ月分、middle station で 9ヶ月分の照射量に相当すると見積られた。

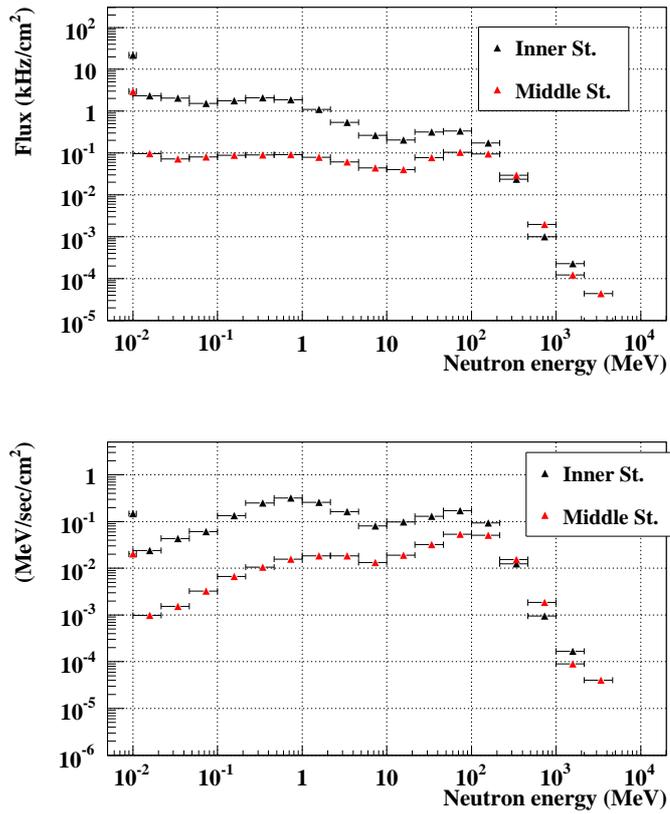


図 101: inner station と middle station における中性子スペクトルと全エネルギー損失量

8.5 大型 TGC を用いた動作安定性の研究のまとめ

ATLAS 実験で予想される高頻度中性子入射環境下における大型 TGC の動作安定性を評価するために、大型 TGC に対する dT 中性子照射試験はおこなわれた。

この試験では、ATLAS 環境の 9 倍に相当する 3.2×10^5 n/cm²/s の中性子を照射し、チェンバーカレントと出力電荷量の測定をおこなった。後者はシグナルのパイルアップのため、中性子の入射頻度を低くして測定された。実験期間中の中性子照射量は約 12 時間で 1.4×10^{10} n/cm² に達した。チェンバーカレントと出力電荷量の測定値は安定で、急速な検出器劣化や 100 μ A のカレントリミットを越える HV トリップは観測されなかった。これらの測定結果を補完するため、中性子照射試験の前後に ⁶⁰Co 線源を用いて出力電荷量の測定をおこなった。中性子の最大入射領域における出力電荷量は中性子の照射前後で同一で、検出器劣化は観測されなかった。測定された出力電荷量分布から中性子感度が見積られ、GEANT4 シミュレーションと合うことが確認された。チェンバーカレントの測定値と出力電荷量分布中の中性子ピークの割合を用いて、反跳原子核一粒子当りの出力電荷量が導出された。この結果は 2.7 kV において 28 ± 2 pC、3.0 kV において 85 ± 4 pC であった。⁹⁰Sr- β 線を用いた測定と GEANT4 シミュレーションによる推測によって、反跳原子核一粒子当りの出力電荷量は MIP に比べて約 30 倍大きいことがわかった。

チェンバーカレントの寄与として、70% は中性子ピークを形成する反跳原子核によるもので、残り 30% は γ 線ピークを形成する電子等によるものである。 γ 線ピークの起源となる γ 線の 80% は放射化 γ 線である。

中性子照射試験中の動作条件はチェンバーカレントの増大ともなう電圧降下を考慮することで計算された。中性子の最高入射頻度領域における実効的な動作電圧は 2.95 kV と見積られた。したがって、大型 TGC は 2.95 kV で ATLAS 環境よりも 9 倍高い中性子入射頻度環境下で安定動作したことがわかった。この領域におけるワイヤー長当りの収集電荷量は 0.26 mC/cm と見積られた。

FNS でおこなわれた dT 中性子による照射量は TGC のガス中におけるエネルギー損失量を計算することで、ATLAS 実験における中性子照射量に換算された。ATLAS 実験における中性子照射量を導出するために、3 種類の入射条件を考慮し、最も中性子感度の高くなる入射条件をワーストケースとして採用した。ATLAS 実験における年間の中性子照射量は inner station で 2.0×10^7 MeV/cm²、middle station で 2.8×10^6 MeV/cm² と見積られ、FNS の場合、 1.7×10^6 MeV/cm² であった。さらに、実際の動作条件の違いを考慮すると、FNS における中性子照射量は ATLAS 実験の inner station で 1ヶ月分、middle station で 9ヶ月分の照射量に相当すると見積られた。

9 dT 中性子を用いた TGC の加速劣化試験

9.1 研究の目的と概要

LHC で使用する検出器には、これまでと比較にならないほどの放射線耐性が求められる。LHC における運転ルミノシティは 2008 年夏の実験開始直後は 10^{32} / cm^2/s で、2009 年からの 2 年は $1 \sim 2 \times 10^{33}$ / cm^2/s である。その後、2015 年まで high luminosity と呼ばれる 10^{34} / cm^2/s での運転を予定している [23]。したがって、TGC には少なくとも high luminosity で数年間、安定動作するような放射線耐性が求められる。

TGC の放射線耐性の研究として、 ^{90}Sr - β 線源を用いた加速劣化試験が既におこなわれ、ワイヤー単位長さ当り 1 C/cm の収集電荷量に対して性能劣化しないことが確認されている [5]。1 C/cm の収集電荷量は ATLAS 実験 10 年分をはるかに越える放射線照射量である。これまで、ガス検出器の劣化現象は陽極ワイヤーに収集された電荷量に依存すると考えられ、大強度の γ 線や β 線を照射して放射線耐性が評価されてきた。その一方で、HERA-B で使用されたドリフトチェンバーが γ 線に対して十分な耐性を持っていたにも関わらず、ハドロン照射で急速に劣化した例が報告された [24]。MeV 領域の中性子に対する出力電荷量は ^{90}Sr - β 線に比べて、10 倍以上大きいので、 γ 線や β 線照射時とは異なる劣化現象を促進する可能性がある。TGC の中性子に対する検出器劣化現象の有無を評価するために、2007 年 1 月に FNS で dT 中性子を用いた TGC の加速劣化試験をおこなった。加速劣化の度合いを変化させるため、2 台の小型 TGC がトリチウムターゲットから 5 cm と 18 cm の位置に置かれた。この加速劣化試験は一粒子当りの出力電荷量が ^{90}Sr - β 線よりも大きい動作条件でおこなわれた。

9.2 実験セットアップ

9.2.1 TGC、アンブキャリブレーション

加速劣化試験のために、2 台の小型 TGC が新たに製作された。ガスギャップ間隔を一定に保つフレーム材以外は ATLAS 実験用 TGC と同じ材料を使用した。外形的な特徴は 6.2.1 で述べた小型 TGC と同一である。便宜上、中性子に対する加速劣化試験でトリチウムターゲット近くに設置した TGC を TGC1、後方に設置した TGC を TGC2 と呼ぶ。使用したフロントエンド回路も 6.2.1 で述べたものと同一である。その倍率は約 30 倍に設定された。弾道欠損を補正するための計数は TGC1 で 5、TGC2 で 5.15 と見積られた。

9.2.2 加速劣化試験のセットアップ

図 102 (a)、(b) に 2005 年 1 月におこなわれた加速劣化試験のセットアップを示す。2 台の小型 TGC は d^+ イオンの入射方向に対して、 $\theta=60^\circ$ の方向に置かれた。dT 中性子の散乱エネルギーは 14.82 MeV と見積られた。2 台の TGC は中性子照射量が 1 桁変化するように設置され、トリチウムターゲットからの距離はそれぞれ 5 cm と 18 cm である。TGC の中心の高さは地上から 177.5 cm でトリチウムターゲットよりも 2.5 cm 低い。TGC のトリチウムターゲットに対する立体角は TGC1 で 0.0422、TGC2 で 0.0047 と見積られた。GEANT4 シミュレーションによれば、TGC の立体角の領域に向かって飛来する中性子の約 7% がビームパイプ材質と相互作用して消失すると見積られた。また、TGC1 での相互作用で約 5% の中性子が消失する。その結果、最終的に TGC2 まで到達する中性子の割合は約 88% となる。TGC1 と TGC2 の典型的な中性子照射量はそれぞれ 3.1×10^7 n/ cm^2/s と 3.3×10^6 n/ cm^2/s であった。ATLAS 検出器の inner station における中性子入射頻度が約 37 kHz/ cm^2 と予想されているので、単純な入射頻度で比較した場合、TGC1 と TGC2 への入射頻度は ATLAS 実験のそれぞれ 840 倍と 89 倍である。dT 中性子に対する加速劣化試験で使用した DAQ およびガスシステムは 7.2.1 で述べた dD 中性子、dT 中性子照射試験と同一である。TGC の劣化現象を評価するために、中性子照射中の出力電荷量とチェンバーカレントが測定された。チェンバーカレントの測定をグルーピングしたチャンネルと両端のチャンネルで別々におこなうめ、高電圧の供給も別々におこなわれた。

2 系統のガスシステムを用意して、2 台の TGC に別々にガスを供給した。ガス混合比はガスクロマトグラフィーによって測定され、 CO_2 ガスの比率はどちらの系統も $55 \pm 1\%$ であった。ガス流量は ATLAS 実験におけるガス置換レートの 1000 倍になるように、約 50 cc/min に設定した。中性子照射中のチェンバーガス温度、気圧の変

動による出力電荷量の変化を補正するために、実験室温度と気圧が測定された。チェンバーガス温度の変動は実験室温度の変動に連動するとして、実験室温度の測定データを補正に用いた。これらの環境条件の変動は ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量の温度依存性の結果を用いて補正した。

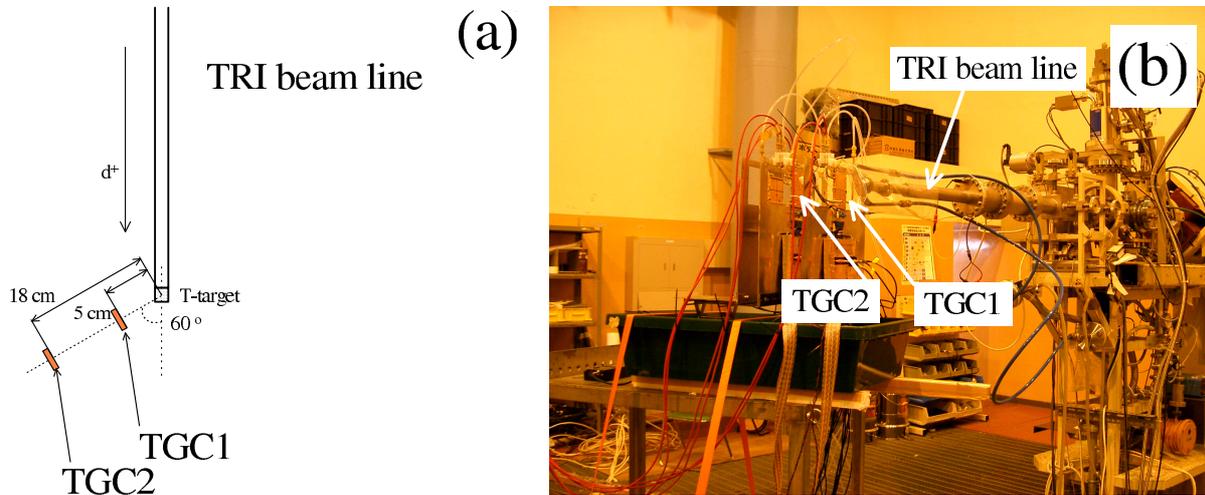


図 102: 2005 年 1 月におこなわれた加速劣化試験のセットアップ

9.3 実験結果

9.3.1 出力電荷量の中性子入射頻度依存性

加速劣化試験で大強度放射線を照射するとチェンバーカレントの増大にともなって電圧降下が生じる。この電圧降下は実際の動作条件よりも出力電荷量を低くする可能性がある。ガス検出器の劣化現象の進行が電極における収集電荷量に依存するならば、実際の出力電荷量よりも低い動作条件で試験することができる。本研究では、 γ 線や β 線よりも大きな出力電荷量を持つハドロンに対する検出器劣化を評価することが目的であるので、チェンバーカレントの増大に起因した出力電荷量の低下を印加電圧を上げることで補償した。

dT 中性子を用いた加速劣化試験における TGC の動作条件を確認するため、出力電荷量の中性子入射頻度依存性が測定された。小型 TGC の両端のチャンネルはグルーピングしたチャンネルに比べて高電場領域を持つので、検出器劣化現象を促進する可能性がある。これを避けるため、両端のチャンネルの印加電圧はグルーピングしたチャンネルの印加電圧よりも 100 V 低く設定した。以後、特に断りのない場合、印加電圧の値はグルーピングしたチャンネルの電圧を値を示す。

図 103 に加速劣化試験中の出力電荷量分布の典型例を示す。中性子照射量は $3.1 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ で、印加電圧は 3.2 kV である。50 pC 付近に中性子ピークが存在するが、 γ 線ピークに埋もれて、中性子ピークの最頻値の同定は困難である。この出力電荷量分布はチェンバーカレントの増大にともなう電圧降下の影響を受けているので、バックグラウンド γ 線の影響を差引くことはできない。

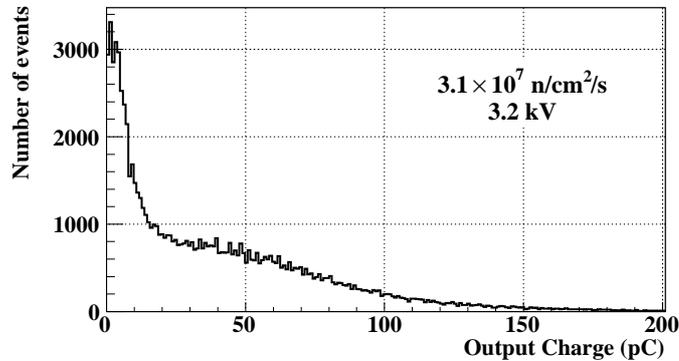


図 103: $3.1 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ 照射時における出力電荷量 (raw 分布)

この測定条件下で、中性子ピークを同定するために、次のような方法をおこなって、 γ 線ピークの影響を取り除いた。

1. γ 線ピークをランダウ関数でフィットする
2. フィットしたランダウ分布を全体のヒストグラムから差引く
3. この差引き後、0 pC 付近には残る電源ノイズによるピークを取り除く

γ 線ピークと電気ノイズの影響を取り除いた分布を図 104 に示す。

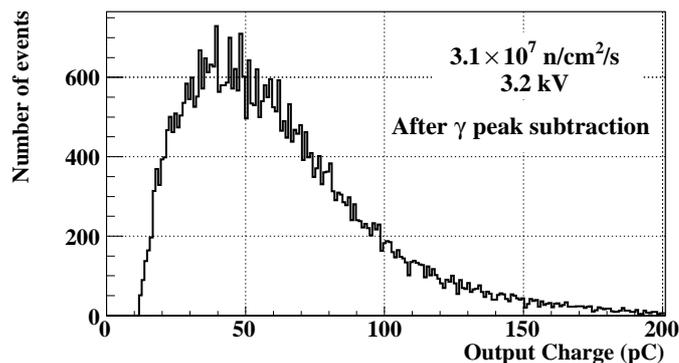


図 104: $3.1 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ 照射時における出力電荷量 (γ 線ピークカット)

図 105 に出力電荷量の中性子入射頻度依存性を示す。印加電圧は 3.0 kV である。 γ 線ピークと電気ノイズの影響を取り除いた出力電荷量分布をランダウ関数でフィットして最頻値を求めた。TGC2 のデータは、中性子の入射頻度の最も少ない 3.3×10^4 n/cm²/s における出力電荷量を 1 として規格化した。 3.3×10^5 n/cm²/s における出力電荷量は 0.98 である。この 2% の出力電荷量の低下を考慮して、TGC1 のデータは 3.1×10^5 n/cm²/s における出力電荷量を 0.98 として規格化した。7.3.3 で述べた出力電荷量の印加電圧依存性によれば、2% の出力電荷量の低下は約 5 V の印加電圧の変動に相当し、その影響はほとんど無視できる。中性子の入射頻度が 10^6 n/cm²/s を越えると急激に出力電荷量が減少する。 3.1×10^7 n/cm²/s の場合、出力電荷量は 40% まで減少する。加速劣化試験で十分な中性子照射量を稼ぐため、TGC1 と TGC2 における中性子入射頻度はそれぞれ 3.1×10^7 n/cm²/s と 3.3×10^6 n/cm²/s になるようにした。加速劣化試験での照射条件における出力電荷量の低下は TGC1 で 60%、TGC2 で 15% と見積られた。これらの出力電荷量の低下を補償するために、印加電圧を高く設定した。TGC1 と TGC2 の加速劣化試験中の印加電圧はそれぞれ 3.2 kV と 3.1 kV である。

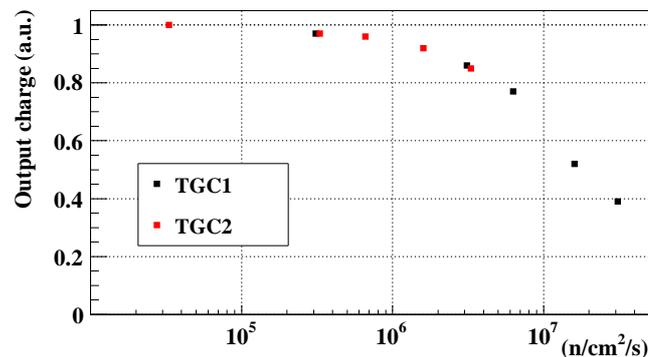
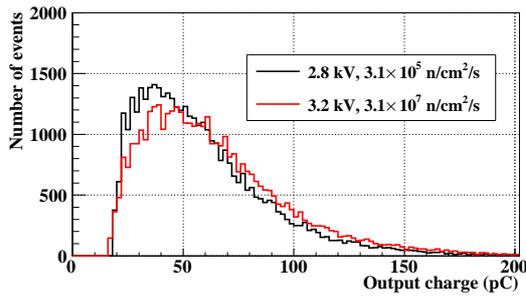


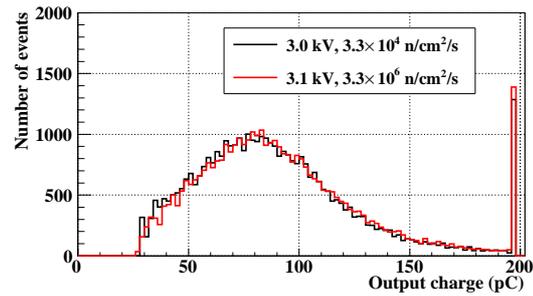
図 105: 出力電荷量の中性子入射頻度依存性

9.3.2 加速劣化試験中の動作条件

加速劣化試験中の動作条件を決定するため、加速劣化試験中の出力電荷量分布と中性子の入射粒子頻度を下げた出力電荷量分布の比較をおこなった。図 106 (a) に TGC1 の加速劣化試験中 (3.1×10^7 n/cm²/s) の出力電荷量分布とその分布に似た外形を持つ出力電荷量分布を示す。後者は中性子の入射頻度による出力電荷量の低下が無視できる 3.1×10^5 n/cm²/s の照射条件で測定された (両者の入射粒子頻度は 2 桁異なる)。これらの分布はエントリー数で規格化されている。TGC1 の加速劣化試験中の印加電圧は 3.2 kV で、中性子の入射粒子頻度が 2 桁低い場合は 2.8 kV である。それぞれの分布はランダウ関数によってフィットされ、その最頻値が求められた。フィットされた中性子ピーク的最頻値はそれぞれ 45.2 ± 0.4 pC と 39.4 ± 0.2 pC であり、加速劣化試験中の動作電圧は 2.8 kV よりも高い。また、 3.1×10^5 n/cm²/s、2.9 kV の場合の出力電荷量は 54.7 ± 1.0 pC である。印加電圧と出力電荷量の間には比例性が存在することを仮定すると、加速劣化試験中の TGC1 の動作電圧は 2.84 kV と見積られる。



(a) TGC1



(b) TGC2

図 106: 加速劣化試験中の出力電荷量分布とその分布に似た外形を持つ出力電荷量分布

図 106 (b) に TGC2 の加速劣化試験中 ($3.3 \times 10^6 \text{ n/cm}^2/\text{s}$) の出力電荷量分布とその分布に似た外形を持つ出力電荷量分布を示す。加速劣化試験中の分布に似た分布は $3.3 \times 10^4 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ の中性子入射頻度で測定された。TGC2 の加速劣化試験中の印加電圧は 3.1 kV で、後者は 3.0 kV である。データの取り扱いは TGC1 と同様におこなわれた。中性子ピークの最頻値は $3.3 \times 10^6 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ の場合、 $83.0 \pm 0.4 \text{ pC}$ であり、 $3.3 \times 10^4 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ の場合、 $82.9 \pm 0.5 \text{ pC}$ である。したがって、TGC2 の加速劣化試験中の動作電圧は 3.0 kV と見積られる。中性子の入射粒子頻度は TGC 全面にわたって一様な場合、加速劣化試験中の動作電圧は上記で導出した値となる。

しかし、本研究における中性子の入射条件はトリチウムターゲットと TGC の設置位置が近いために一様にはならない。図 107 (a)、(b) に TGC1、TGC2 における中性子入射頻度の計算値を示す。ワイヤーに直交する方向 (Orthogonal to the wire) は 14 分割されていて、それぞれがグルーピングされているワイヤー 1 本 1 本に相当する。また、ワイヤーに平行な方向 (Parallel to the wire) は 8 分割されていて、長さ 8 cm のワイヤーを 1 cm 間隔毎に分割したことに相当する。したがって、図の 1 セル (1×1 チャンネル) はワイヤーの単位長さ当りのガス有感領域に相当する。入射頻度の計算はトリチウムターゲットを等方線源と見なし、モンテカルロ法によって、各領域に入射するイベント数を計数して求めた。TGC1、TGC2 の中心はトリチウムターゲットの位置から 2.5 cm 下方にずれているため、ガス有感領域における中性子入射数は一様ではない。トリチウムターゲットからの距離が近い TGC1 において、その影響は顕著である。TGC1 における中性子入射数は領域によって最大 4 倍の差がある。一方、TGC2 はトリチウムターゲットからの距離が遠いため、中性子入射数の一様性が良く、全領域にわたって 20% 程のばらつきに収まる。

各領域における動作電圧は 8.4.4 で述べたと同じ方法で導出された。動作電圧の導出には TGC 全体で一様な動作条件を持つ際の出力電荷量の平均値が必要であり、TGC1、TGC2 におけるこれらの平均値はそれぞれ、2.84 kV と 3.0 kV 印加時の出力電荷量の値が用いられた。典型的なチェンバカレントは TGC1 で $20 \mu\text{A}$ 、TGC2 で $5 \mu\text{A}$ であるとした。その結果、TGC1 の中心付近における加速劣化試験中の動作電圧は 2.82 kV と見積られた。この領域に流れるチェンバカレントの割合は 0.87% per cm と算出された。予測される電圧降下の大きさは HV モジュールとワイヤー間の $10 \text{ M}\Omega$ 抵抗で 200 V、カーボン面上で 180 V と見積られた。TGC2 に対しても同様におこない、加速劣化試験中の動作電圧 2.97 kV、流れるチェンバカレントの割合 1.07% per cm が得られた。電圧降下の大きさは HV モジュールとワイヤー間の $10 \text{ M}\Omega$ 抵抗で 50 V、カーボン面上で 80 V と見積られた。7.3.3 で述べた dT 中性子に対する出力電荷量と $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線に対する出力電荷量の比較によれば、2.82 kV 印加時の dT 中性子に対する出力電荷量は 21.1 pC、2.97 kV 印加時の場合は 48.1 pC である。2.9 kV 印加時の $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線の出力電荷量は 3.1 pC である。したがって、本研究では、2.9 kV 印加時の $^{90}\text{Sr-}\beta$ 線に比べて、TGC1 の場合で 7 倍、TGC2 の場合で 16 倍大きい出力電荷量で加速劣化試験をおこなった。

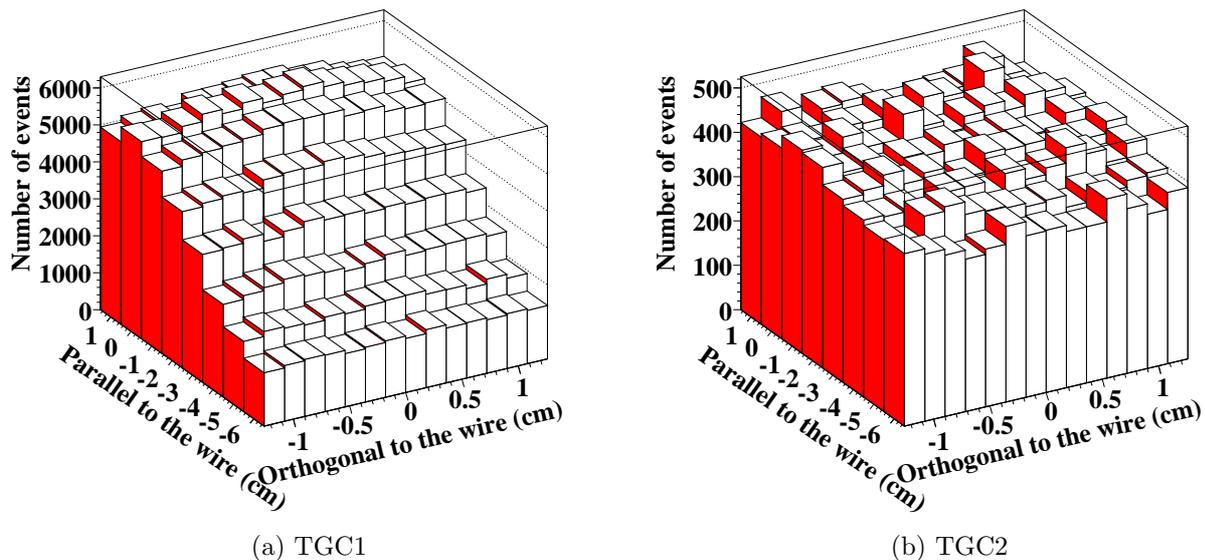


図 107: 中性子入射頻度の計算値

9.3.3 加速劣化試験中のチェンバーカレント

図 108 に加速劣化試験中の中性子照射量に対するチェンバーカレント、実験室温度、気圧の変化を示す。TGC1 と TGC2 の印加電圧はそれぞれ 3.2 kV と 3.1 kV に設定された。チェンバーカレントはグルーピングしたチャンネルに流れた値である。実験室温度、気圧のデータについては、同じデータを TGC1、TGC2 の中心付近の中性子照射量に焼き直して表示した。チェンバーカレントは検出器劣化のほか、実験室温度、気圧などの環境条件と放射線入射粒子数の変動によって影響を受ける。環境条件の補正には ^{90}Sr - β 線に対する温度依存性を用いた。1 次式でフィットしてチェンバーガス温度に対する出力電荷量の関係を導出した。2.82 kV における出力電荷量は 2.8 kV と 2.9 kV の間に比例性を仮定して求めた。気圧と温度変化の換算は 10 hPa の気圧変動が 3 °C の温度変化に等しいとした。加速劣化試験中の実験室温度と気圧の平均値はそれぞれ 17.3 °C と 1012.6 hPa であった。平均値からのずれを補正温度として算出した。なお、補正温度 T は以下のように表される。

$$T = 17.3 + \Delta T_1 - \frac{(1012.6 - P_1)}{10} \times 3.$$

$$\Delta T_1 = 17.3 - T_1.$$

ここで、 T_1 は実験室温度の測定値、 P_1 は気圧の測定値である。17.3 °C における出力電荷量と補正温度 T における出力電荷量の比を環境条件の補正係数とした。

放射線入射粒子数は中性子発生量に比例すると仮定した。放射線入射粒子数の補正係数として、中性子発生量の平均値に対する各測定値の比を用いた。

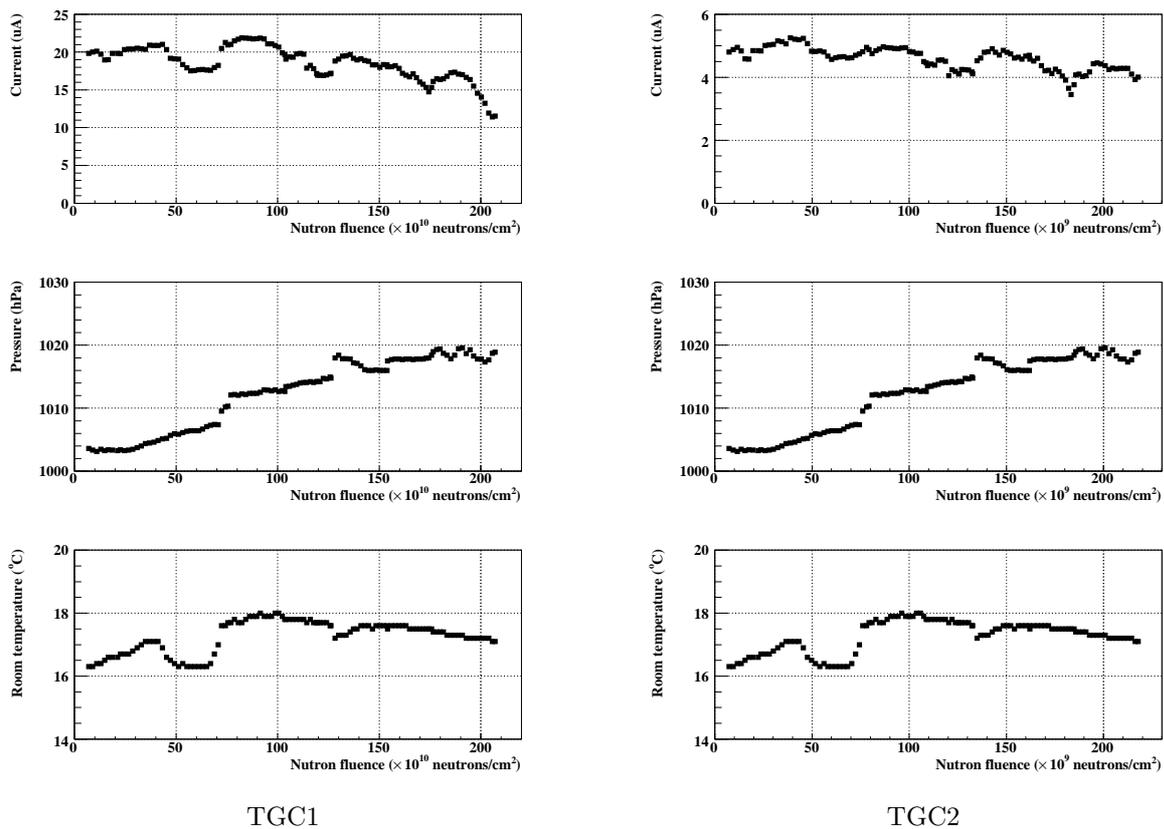


図 108: 加速劣化試験中の中性子照射量に対するチェンバーカレント、実験室温度、気圧の変化

図 109 に環境条件と放射線入射粒子数を補正したチェンバーカレントの変動を示す。cut1 が環境条件と放射線入射粒子数を補正したものである。Raw データ (no cut) もあわせて示した。チェンバーカレントのステップ状の変動の原因は TGC の設置位置のずれによる。そのような変動の前には照射室に立ち入って、セットアップの調整等をおこなったことを確認している。この急激な変動の前後で TGC の劣化は無いので、チェンバーカレントの値は変動前の値に戻す。ステップ状のチェンバーカレントの変動から TGC 設置位置のずれを算出すると、TGC1、TGC2 とともに 3 mm 程のずれが推測された。中性子照射量はこの TGC 設置位置のずれを考慮して導出した。

図 109 に TGC の設置位置を補正したチェンバーカレントの変動を示す。cut2 が cut1 に加えて、TGC の設置位置を補正したものである。TGC1 のチェンバーカレントが最後に急激に低下しているが、この原因は後述するように TGC1 の設置位置のずれによるものと考えられる。TGC1、TGC2 とともに加速劣化試験中の動作は安定で、TGC1 は 100 μA のカレントリミットを越えてトリップすることは無かった。TGC2 のカレントリミットは 10 μA に設定され、こちらもカレントリミットを越えてトリップすることは無かった。TGC1 と TGC2 のチェンバーカレントは安定性を評価するために 1 次式でフィットされた。TGC1 の変動は $2.1 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2$ の照射量に対して $-0.0015 \pm 0.0018 \mu\text{A per } 10^{10} \text{ neutrons/cm}^2$ で、TGC2 の変動は $2.2 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2$ の照射量に対して $0.0011 \pm 0.0016 \mu\text{A per } 10^9 \text{ neutrons/cm}^2$ であった。TGC1 については、急激な変動が見られる前 ($190 \times 10^{10} \text{ neutrons/cm}^2$) までのフィット結果である。なお、ワイヤー長当りの収集電荷量は Raw データの値を用いて算出された。TGC 中心の積算の収集電荷量は TGC1 で 10.6 mC/cm、TGC2 で 3.2 mC/cm と見積られた。

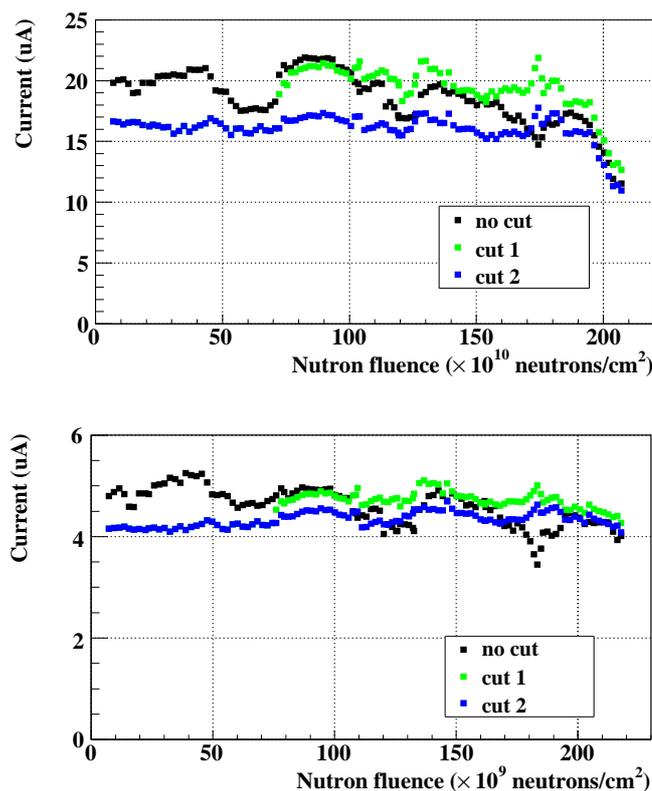


図 109: 中性子照射量に対するチェンバーカレントの変化、(上) TGC1、(下) TGC2

9.3.4 加速劣化試験中の出力電荷量

TGC1 のチェンバーカレントの最後の急激な低下が検出器劣化現象によるものでないことを示す。加速劣化試験では、チェンバーカレントの測定に加えて、10 分毎に出力電荷量の測定をおこなった。加速劣化試験中、差動ビデオアンプ uA733 が放射線損傷を受けたために、TGC1 のフロントエンド回路では 8%、TGC2 のフロントエンド回路では 3% のゲインが低下した。出力電荷量の測定はパルス測定であるので、入射粒子頻度の変動による影響を受けにくい。図 110 に TGC 中心の中性子照射量に対する出力電荷量の変化を示す。環境条件の変動は補正温度を導出することでおこなわれた。差動ビデオアンプ uA733 の放射線損傷分を誤差として用いた。TGC1 のチェンバーカレントが急激に減少した領域 ($190 \sim 210 \times 10^{10}$ neutrons/cm²) でも出力電荷量は安定である。出力電荷量の変動を 1 次式でフィットすると、その傾きは TGC1 で -0.015 ± 0.003 pC per 10^{10} neutrons/cm²、TGC2 で -0.051 ± 0.003 pC per 10^9 neutrons/cm² であった。TGC2 においてより大きな検出器劣化が見られるが、差動ビデオアンプの放射線損傷等の不確定要素が考えられるので、検出器劣化の判定は 9.3.5 で述べる ⁹⁰Sr- β 線を用いた出力電荷量の測定でおこなう。

次にチェンバーカレントの低下直前、直後の出力電荷量分布の谷より上のイベント数を算出した。その結果、低下直前のイベント数は 4.8k events で、低下後のイベント数は 2.6k events と見積られた。SSD の測定データによる中性子発生量はそれぞれ 1.55×10^{10} n/s と 1.52×10^{10} n/s であるので、TGC1 に入射する中性子数が減少した可能性がある。TGC1 はトリチウムターゲットからの設置位置が近いため、中性子の入射頻度は一様ではなく、ガス有感領域の上方に片寄っている。TGC1 を固定していたアルミフレームがわずかでも傾くと、入射中性子数が大きく変化する可能性がある。したがって、TGC1 のチェンバーカレントの急激な低下は TGC1 の設置位置に起因した現象と考えられる。

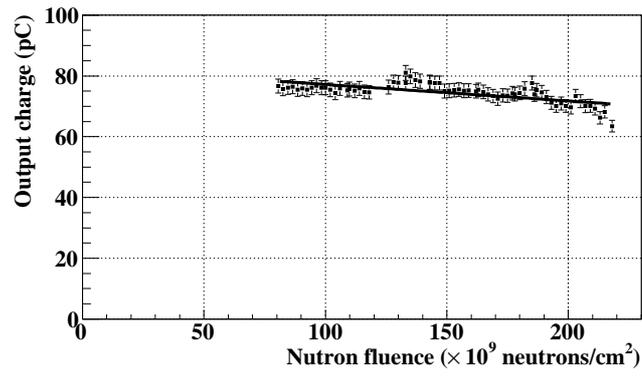
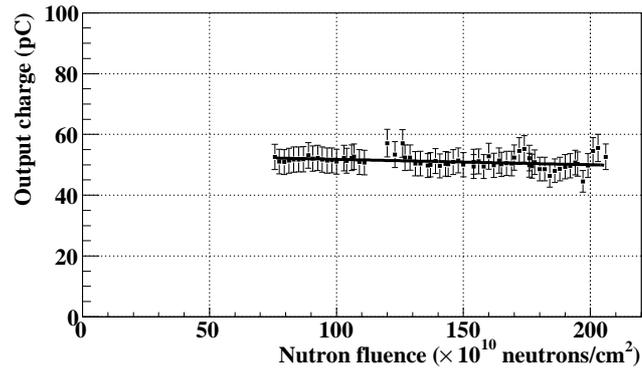


図 110: 中性子照射量に対する出力電荷量の変化、(上) TGC1、(下) TGC2

9.3.5 加速劣化試験前後の出力電荷量

加速劣化試験における検出器劣化現象の有無を判定するために、中性子照射試験の前後に ^{90}Sr - β 線を使用した試験をおこなった。TGC の読出しには ASD を使用した。uA733 + OPA621 を使用したフロントエンド回路と同様にアンプキャリブレーションの比例領域だけを使用した。弾道欠損を補正するための係数は TGC1 で 4.55、TGC2 で 4.76 と見積られた。アンプキャリブレーションの比例領域を稼ぐため、グルーピングしたチャンネルに接続するコンデンサの数を増やした。表 11 に加速劣化試験前後の測定における実験室温度と気圧を示す。温度は加速劣化試験前の方が高く、気圧は加速劣化試験後の方が低かったため、結果として環境条件の違いは相殺された。

	実験室温度 (°C)	気圧 (hPa)
加速劣化試験前	28	1023
加速劣化試験後	22	1003

表 11: 加速試験前後の測定における実験室温度と気圧

出力電荷量分布をランダウ関数でフィットして、最頻値を求めた。図 111 に加速劣化試験前後に測定した印加電圧に対する出力電荷量を示す。 ^{90}Sr - β 線はコリメートされ、TGC 中心に照射された。TGC1、TGC2 とともに中性子照射によって、出力電荷量の低下が観測された。2.9 kV の動作電圧で比較すると、TGC1、TGC2 の出力電荷量の低下はそれぞれ 16%、11%であった。なお、TGC1、TGC2 の出力電荷量の差はチェンバーの個性と考えられる。

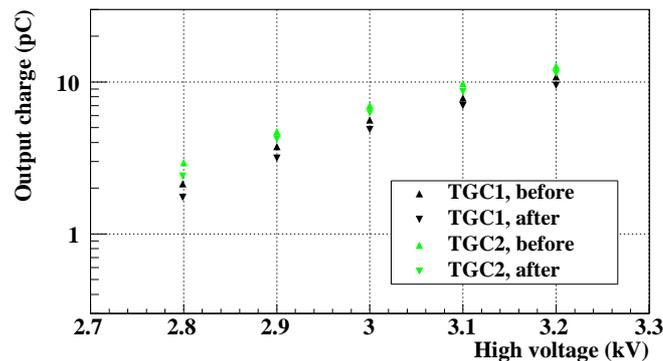


図 111: 加速劣化試験前後に測定した印加電圧に対する出力電荷量

ガス検出器の検出器劣化を評価する表式は次のように与えられる [25]。

$$R = -\frac{1}{G} \frac{dG}{dQ} (\% \text{ per C/cm})$$

ここで、G は加速劣化試験開始直後の出力電荷量、dG は加速劣化試験中の出力電荷量の変化、dQ はワイヤー長当たりの収集電荷量である²⁸。R の評価を表 12 にまとめる。

²⁸参考文献中では G はガスゲインとして与えられている

$R < 10$	negligible
$R = 10 - 100$	moderate
$R = 100 - 500$	large
$R > 500$	extremely rapid

表 12: ガス検出器の検出器劣化の評価

加速劣化試験前の動作電圧 2.9 kV における出力電荷量は TGC1 で 3.75 pC、TGC2 で 4.72 pC である。中性子照射中の出力電荷量の変化量は TGC1 で -0.60 pC、TGC2 で -0.51 pC であった。したがって、TGC1、TGC2 の R の値はそれぞれ 15.1% per C/cm と 33.8% per C/cm と見積られた。R の評価によれば、TGC1、TGC2 ともに緩やかな検出器劣化が観測される moderate にランクされる。TGC1 と TGC2 を比較すると、TGC2 でより急速な検出器劣化が観測されており、一粒子当りの出力電荷量大きいことが検出器劣化をより促進することを示している。

9.3.6 加速劣化試験後の宇宙線に対する基本特性

加速劣化試験において、TGC1、TGC2 ともに 10%以上の検出器劣化が測定された。この検出器劣化現象がトリガー検出器として問題になるか判定するために宇宙線試験をおこなった。TGC1 を TGC2 の上方に設置して、お互いをトリガー精度を高めるための検出器として利用した。フロントエンド回路として、ASD を使用した。しきい値は -60 mV に設定した。TGC の基本特性を評価するために宇宙線に対する検出効率と反応時間特性を測定した。反応時間特性の指標である time jitter は図 112 に示すように TDC 分布において 99%以上のイベントが含まれる最小の時間幅として定義される。TGC は ATLAS 検出器のトリガー検出器に対する要請から 25 ns 以内の time jitter を達成しなければならない。

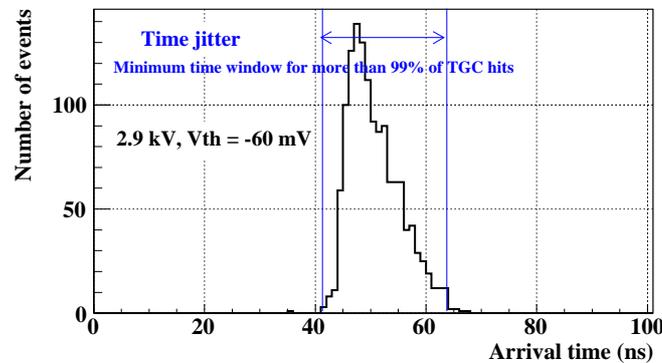


図 112: Time jitter の定義

図 113 に宇宙線に対する検出効率を示す。TGC1、TGC2 ともに 2.7 kV で 99%近い検出効率を達成している。図 114 に宇宙線に対する time jitter を示す。TGC1、TGC2 ともに 2.8 kV 以上で 25 ns 以下の time jitter を達成している。したがって、10~16%の出力電荷量が低下した後でも ATLAS 実験におけるトリガー検出器としての要請を満たす。

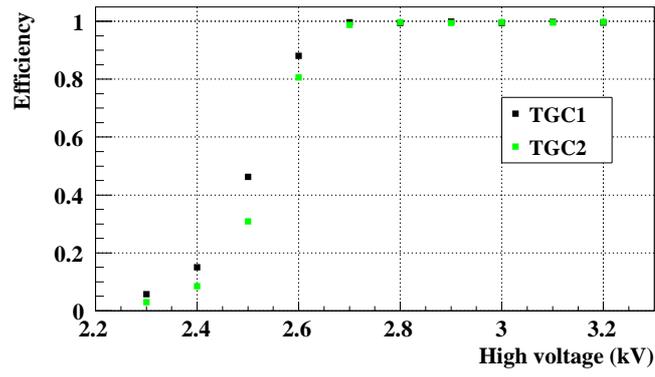


図 113: 宇宙線に対する検出効率の印加電圧依存性

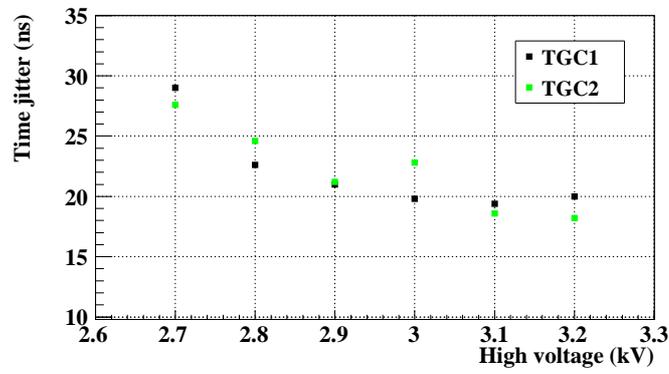


図 114: 宇宙線に対する Time jitter の印加電圧依存性

9.4 議論と考察

9.4.1 中性子照射量の見積り

加速劣化試験中の中性子照射量は 8.4.5 と同様に TGC のガス中における全エネルギー損失量を計算して ATLAS 実験における中性子照射量に換算された。加速劣化試験中の TGC のガス中における全エネルギー損失量 dE_{total} は以下のように与えられる。

$$dE_{\text{total}} = N_{\text{onT-target}} \times \Omega_{\text{TGC}} \times (1 - R_{\text{loss}}) \times \epsilon_n \times dE$$

ここで、 $N_{\text{onT-target}}$ はトリチウムターゲット上における中性子発生量、 Ω_{TGC} は TGC のガス有感領域における立体角、 R_{loss} は中性子の消失率、 ϵ_n は中性子感度、 dE は中性子ヒット当りのガス有感領域におけるエネルギー損失量である。

加速劣化試験中のトリチウムターゲット上での中性子の積算発生量は 1.06×10^{15} neutrons であった。また、GEANT4 シミュレーションによれば、14.82 MeV 中性子を垂直入射させた際の TGC の中性子感度およびガス中におけるエネルギー損失量はそれぞれ 1.21×10^{-3} と 109 keV/n であった。表 13 に TGC1、TGC2 の立体角、中性子消失率、2.9 kV に対する相対的な出力電荷量を示す。それぞれの加速劣化試験中の実効的な電圧 E_{eff} もあわせて示す。2.9 kV に対する相対的な出力電荷量の値は加速劣化試験中の動作条件の違いを補正するための係数として使用する。加速劣化試験中におけるガス中へのエネルギー損失量は TGC1 で 2.73×10^8 MeV/cm²、TGC2 で 2.87×10^7 MeV/cm² と見積られた。一方、ATLAS 実験における Inner station と Middle station で予想されるエネルギー損失量は 2.0×10^7 MeV/cm²/year と 2.8×10^6 MeV/cm²/year である。動作電圧の違いによる出力電荷量も考慮すると、TGC1 に対する中性子照射量は ATLAS 実験の inner station では 8 年 5 ヶ月分、middle station では 60 年 5 ヶ月分に相当する。TGC2 に対する中性子照射量は ATLAS 実験の inner station では 2 年分、middle station では 14 年 5 ヶ月分に相当する。

	立体角	中性子消失量 (%)	2.9 kV に対する出力電荷量 (a.u)
TGC1	0.0422	6.6	0.62 ($V_{\text{eff}} = 2.82$ kV)
TGC2	0.0047	11.8	1.41 ($V_{\text{eff}} = 2.97$ kV)

表 13: TGC1、TGC2 の立体角、中性子消失量、2.9 kV に対する相対的な出力電荷量

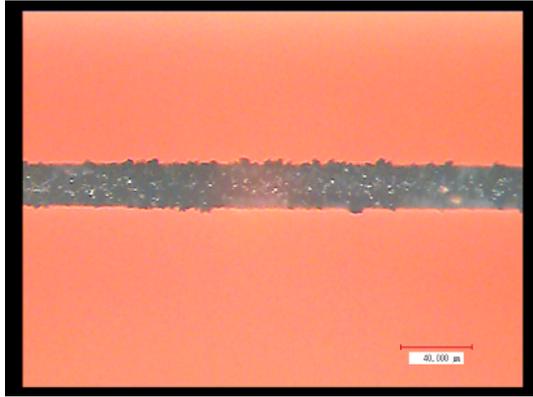
9.4.2 電極表面の観察

TGC の検出器劣化現象の研究の最後に TGC1 を解体して、電極表面を観察した。比較のため、ガススタディにおいて出力電荷量の低下が確認された小型 TGC も解体した。この小型 TGC (TGC_{sample} と呼ぶ) の使用歴は不明であるが、大強度の中性子照射はおこなっていない。

図 115 に TGC_{sample} の陽極表面と陰極表面の画像を示す。陽極表面の撮影には超深度表面形状測定顕微鏡 (キーエンス (株) 製、VK-8500) を使用した。倍率は 400 倍である。陽極表面上にはカーボンとみられる黒い物質が付着しており、ワイヤー径が増加しているため、出力電荷量の低下が生じる。陰極表面上もワイヤーに沿ってエッチングされた痕跡が観察された。電極材質を激しく損傷する原因として放電シグナルが考えられる²⁹。

図 116 に TGC1 の陽極表面と陰極表面の画像を示す。撮影条件は TGC_{sample} と同じである。TGC1 の陽極表面に付着物はほとんどなかった。陰極表面上にも放電によるエッチングの痕跡は見られなかった。

²⁹ 2 枚の陰極面について比較すると陽極ワイヤーを半田付けした側の陰極面の損傷が激しい過去の研究で、放電現象は陽極ワイヤーを半田付けした側で発生しやすいという報告があった

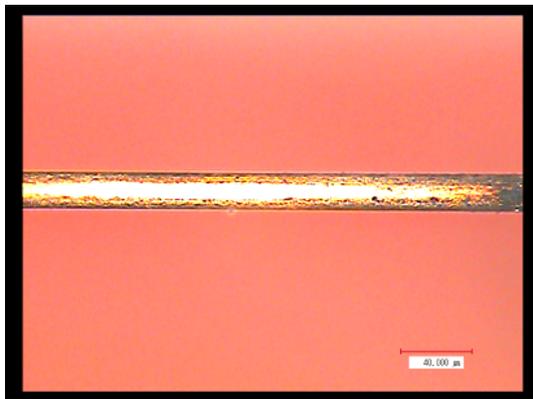


陽極表面

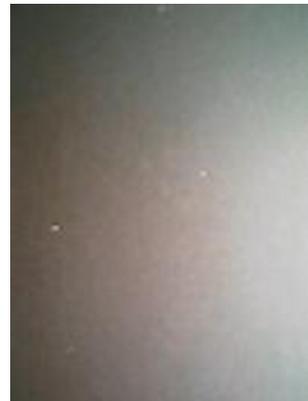


陰極表面

図 115: TGC_{sample} の陽極表面と陰極表面



陽極表面



陰極表面

図 116: TGC1 の陽極表面と陰極表面

9.5 dT 中性子を用いた TGC の加速劣化試験のまとめ

TGC の中性子に対する検出器劣化現象の有無を評価するために、dT 中性子を用いた TGC の加速劣化試験をおこなった。

試験では、加速劣化の度合いを変化させるため、2 台の TGC がトリチウムターゲットから 5 cm と 18 cm の位置に設置された。それぞれの典型的な中性子入射数は 3.1×10^7 n/cm²/s と 3.3×10^6 n/cm²/s であった。単純に中性子の入射頻度だけで比較した場合、これらの中性子入射数は ATLAS 実験の 840 倍と 89 倍になる。

出力電荷量の中性子入射頻度依存性が測定され、 10^6 n/cm²/s を越えると出力電荷量が急激に低下する。加速劣化試験では、この出力電荷量の低下を補償するため、TGC1 と TGC2 の印加電圧はそれぞれ 3.2 kV と 3.1 kV に設定された。加速劣化試験中の動作条件はチェンバーカレントの増大にともなう電圧降下を考慮することで計算され、実効的な動作電圧は TGC1 で 2.82 kV、TGC2 で 2.97 kV と見積られた。これは 2.9 kV 印加時の ⁹⁰Sr-β 線の出力電荷量に比べると、TGC1 の場合で 7 倍、TGC2 の場合で 16 倍大きい出力電荷量が得られる動作条件である。

加速劣化試験中はチェンバーカレントと出力電荷量が測定された。TGC1 のチェンバーカレントで急激な低下が観測されたが、出力電荷量の結果より、この低下の原因は検出器劣化現象ではなく、TGC1 の設置位置の変動によるものと推測された。加速劣化試験における検出器劣化現象の評価は中性子照射前後の ⁹⁰Sr-β 線を用いた出力電荷量の測定によっておこなわれた。その結果、TGC1、TGC2 ともに中性子照射によって、出力電荷量の低下が観測された。出力電荷量の低下の大きさは TGC1 で 16%、TGC2 で 11% であった。TGC1、TGC2 のワイヤー単位長さ当りの収集電荷量はそれぞれ、10.6 mC/cm と 3.2 mC/cm であった。検出器劣化の度合いは緩やかであったが、TGC2 でより急速な検出器劣化が記録された。このことは、一粒子当りの出力電荷量が多いことが検出器劣化をより促進することを示している。

11 ~ 16% の出力電荷量の低下が μ 粒子トリガー検出器としての性能に影響を与えるか評価するため、宇宙線試験がおこなわれた。その結果、TGC1、TGC2 ともに ATLAS 検出器の要求性能を満たすことがわかった。

加速劣化試験中の中性子照射量は TGC のガス有感領域に落とされた全エネルギー損失量によって評価された。また、実際の動作電圧の違いも考慮された。TGC1 に対する中性子照射量は ATLAS 実験の inner station では 8 年 5 ヶ月分、middle station では 60 年 5 ヶ月分に相当する。TGC2 に対する中性子照射量は ATLAS 実験の inner station では 2 年分、middle station では 14 年 5 ヶ月分に相当する。見積られた照射期間はヒッグス粒子の発見に必要とされる 2 ~ 3 年という期間より長い。

本研究の最後に TGC1 を解体して、電極表面を観察したが、損傷の痕跡は見られなかった。

10 まとめ

ATLAS 検出器のエンドキャップ領域で μ 粒子トリガー検出器として用いられる TGC の中性子バックグラウンドに対する動作特性を調べるため、dD 中性子、dT 中性子照射試験がおこなわれた。それぞれの中性子照射試験で得られた知見について、以下にまとめる。

- dD 中性子と dT 中性子に対する TGC の応答特性について

これらの照射試験は TGC の中性子に対する応答特性の基礎データを取得するためにおこなわれた。これらの試験では出力電荷量が測定された。また、中性子起源の出力電荷量の大きさを相対的に評価するために、 ^{90}Sr - β 線による出力電荷量との比較もおこなった。その結果、2.9 kV において、dD 中性子である 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量は ^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量の約 20 倍の大きさを持つことがわかった。3.3 MeV 中性子と 14.22 MeV 中性子を比較すると、3.3 MeV 中性子の方が約 2 倍大きい。また、3.3 MeV 中性子と 14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量の外形は大きく異なることがわかった。これらの理由は TGC のガス有感領域でエネルギーをおとす反跳原子核の振舞いの違いで説明できる。

- 大型 TGC に対する動作安定性について

ATLAS 検出器に設置されるものと同じ大型 TGC を用いて、大強度中性子環境下での動作安定性を評価した。この試験では、dT 中性子が用いられ、実際の ATLAS 実験よりも約 9 倍の高頻度入射粒子環境であった。 1.4×10^{10} n/cm² の照射環境下で、大型 TGC は安定動作し、検出器劣化現象も観測されなかった。この時、大型 TGC は実際の動作条件よりも高い 2.95 kV で動作していたと考えられた。したがって、大型 TGC は実際の ATLAS 環境下においても安定動作することが期待される。なお、この試験における中性子照射量は ATLAS 実験の inner station で 1ヶ月分、middle station で 9ヶ月分の照射量に相当すると見積られた。

- dT 中性子を用いた TGC の加速劣化試験について

中性子を用いた加速劣化試験は、一般的におこなわれている γ 線を用いた加速劣化試験にくらべて、入射粒子当りの出力電荷量大きいという特徴をもつ。本研究では加速劣化の度合いを変化させるため、2 台の TGC を用いて試験をおこなった。試験における中性子照射量は 2.1×10^{12} n/cm² と 2.2×10^{11} n/cm² であった。中性子照射後、それぞれ 16%と 11%のゲインロスが観測されたが、 μ 粒子トリガー検出器としての動作特性には影響ないことが確認された。なお、これらの中性子照射量は、 2.1×10^{12} n/cm² の場合、ATLAS 実験の inner station で 8年 5ヶ月分、middle station で 60年 5ヶ月分、 2.2×10^{11} n/cm² の場合、ATLAS 実験の inner station で 2年分、middle station で 14年 5ヶ月分に相当すると見積られた。

以上の結果、TGC は数年間の ATLAS 実験において、安定に動作することが期待できる。

謝辞

本研究をおこなうにあたり、適切なお指導ならびにご助言を与えてくださいました指導教官である竹下徹教授に深く感謝いたします。また、様々な研究の指針を与えてくださり、研究活動を支えてくださった KEK の岩崎博行教授、近藤敬比古教授、佐々木修助教授、および東京大学素粒子物理国際研究センターの小林富雄教授、神戸大学の蔵重久弥助教授、本間康浩助教授、信州大学の長谷川庸司助教授、北海道大学の金子純一助教授に感謝いたします。

そして、多くの時間を過ごした KEK での研究活動において、親身に指導し、多くの知識と経験を与えてくださった KEK の田中秀治助教、石井恒次助教、神戸大学の越智敦彦助教には心から感謝し御礼を申し上げます。

さらに、他では学び得ない貴重な知識と経験を与えてくださった元宇宙線研の横山千秋氏、林栄精器株式会社の坂井和彦氏のご協力に感謝いたします。

また、FNS における活動で大変お世話になった FNS の落合謙太郎氏と中尾誠氏に心から感謝いたします。

最後に、共に研究活動を進めてきながら、惜しみない助力と助言を与えてくれ、励ましてくれた元東京大学素粒子物理国際センターの長島壮洋氏、南條創氏、中村佳央氏、元神戸大学の中畝祐輔氏、杉本拓也氏、奥村和恵氏、美馬孝行氏、荒滝陽二氏、緒方岳氏、神戸大の喜家村裕宣氏、元信州大学の宮崎由之氏、中川義徳氏、里山典彦氏、高田徳之氏、伊藤さおり氏には感謝の言葉も見つかりません。本当にありがとうございました。

Reference

- [1] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches: Phys. Lett. B 565 (2003) 61.
- [2] L3 Collaboration, B. Adeva, et al., "The Construction of the L3 Experiment", Nucl. Instr. and Meth. A 289 (1990), 35.
- [3] H. Nanjo, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 543 (2005) 441.
- [4] S. Baranov, et al., Estimation of radiation background, impact on detectors, activation and shielding optimization in ATLAS, CERN-ATL-GEN-2005-001, 2005.
- [5] H. Fukui, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 497.
- [6] T.Nishitani, et al., JAERI-Review 2004-017 (2004).
- [7] H.Liskien, A.Paulsen, Nuclear Data Tables 11 (1973) 569.
- [8] H.Maekawa, et al., JAERI-M 83-219, December 1983.
- [9] H.Sakane, et al., Radiation Metrology and Assessment, ASTM STP 1398 (2001) 375.
- [10] R.Veenhof, Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 726, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield>.
- [11] G.F.Knoll、放射線計測ハンドブック、日刊工業新聞社.
- [12] F.Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09 (1977).
- [13] W.-M.Yao, et al., J.Phys. G33 (2006) 1.
- [14] O.Sasaki, "Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards", ATLAS internal note, 1 Oct. 1999.
- [15] S.Majewski, et al., Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 265.
- [16] 日本化学会 編、化学便覧 基礎編、丸善.
- [17] H.Hofer, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 309 (1991) 422.
- [18] D.Lellouch, et al., "TGC Book - part1 Main Parameters and Geometry", <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/project/TGC/www/design/tgc.pdf>.
- [19] C. Ferguson, "General purpose Source Particle Module for Geant4/SPARSET: Technical Note", Uos-GSPM-Tech, Issue 1.1, February 2000.
- [20] 小林卓、渡辺賢一、河原林順、井口哲夫、DD 中性子即発ガンマ線分析手法を用いた対人地雷探知技術の実験的検証、日本原子力学会中部支部第 36 回研究発表会 R21 (名古屋大 2004 年 12 月).
- [21] ニコラス・ツルファニディス、放射線計測の理論と演習 (上)、現代工学社.
- [22] Y.Arai, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 784.
- [23] 日本物理学会誌 2007 年 12 月第 62 巻第 12 号
- [24] M.Hohlman, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 494 (2002) 179.
- [25] J.A.Kadyk, Nucl. Instr. and Meth. A 300 (1991) 436.

表目次

1	LHC 加速器の主要パラメーター	6
2	inner station に設置された TGC に入射する粒子頻度	21
3	中性子との弾性散乱における最大移行エネルギーの割合	26
4	dT 反応におけるバックグラウンド反応	27
5	TGC 周辺の回路素子の機能	31
6	小型 TGC の材質と物量	48
7	宇宙線、MIP、 ^{90}Sr - β 線に対するエネルギー損失量の最頻値と平均値	50
8	実験室温度の補正係数	62
9	TGC 以外で相互作用して消失する中性子の割合 (%)	68
10	GEANT4 シミュレーションによる TGC の中性子感度	73
11	加速試験前後の測定における実験室温度と気圧	107
12	ガス検出器の検出器劣化の評価	108
13	TGC1、TGC2 の立体角、中性子消失量、2.9 kV に対する相対的な出力電荷量	110

目次

1	標準理論における素粒子	5
2	LHC における主要な物理過程	7
3	LHC リングと LHC に設置される検出器	8
4	ヒッグス粒子の生成過程	9
5	ヒッグス粒子の崩壊過程	10
6	ATLAS 検出器の H_{SM} 発見能力	11
7	ATLAS 検出器の概念図	12
8	内部検出器の概念図	13
9	カロリメーターの概念図	13
10	ミュオンシステムの概念図	14
11	トリガーシステムの概念図	15
12	TGC の設置位置	16
13	TGC の断面図	17
14	TGC モジュール	18
15	中性子バックグラウンドの入射頻度	19
16	γ バックグラウンドの入射頻度	19
17	ATLAS 実験ホールにおける入射頻度	20
18	TGC バックグラウンドのエネルギースペクトル	20
19	核子 1 個当たりの結合エネルギー	23
20	入射粒子エネルギーに対する核融合反応の反応断面積	24
21	dD 反応と dT 反応の微分散乱断面積と散乱中性子エネルギー	25
22	FNS 鳥瞰図	26
23	トリチウムターゲット上における中性子発生量 (2005 年 8 月 4 日)	28
24	ビーム孔の構造	29
25	小型 TGC 内部の概念図	30
26	小型 TGC の回路的な概念図	31
27	フロントエンド回路の回路図	32
28	アンプゲインの測定方法	32
29	アンプキャリブレーション (入力電荷量に対する ADC データ)	33
30	TGC と同軸円筒型の電場	34
31	チェンバーカレントの時間変化	35
32	インパルス入力に対する応答関数	35
33	(a) 畳込み積分の時間変化、(b) 200 ns 付近までの拡大図	36
34	宇宙線試験のセットアップ	37
35	データ処理中における後続のトリガーシグナルの入力を禁止する機構	38
36	常圧付近における C_5H_{12} の蒸気圧曲線	38
37	^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (外部トリガーモード)	39
38	^{90}Sr - β 線を用いた試験のセットアップ (セルフトリガーモード)	40
39	ヒットチャンネルプロファイルとそのマルチプリシティ	40
40	トリガー用 TGC T1 における TDC 分布	41
41	グルーピングしたチャンネルの出力電荷量分布	42
42	ヒットチャンネルプロファイルとそのマルチプリシティ	42
43	グルーピングしたチャンネルの出力電荷量分布	43
44	^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量の印加電圧依存性	43
45	^{90}Sr - β 線に対する出力電荷量のチェンバーガス温度依存性	44

46	コリメーターを変更する前後における ^{90}Sr - β 線に対する ADC 分布	45
47	セルフトリガーで測定した ^{90}Sr - β 線、(a)ADC 分布、(b)TDC 分布	46
48	海水面における宇宙線 μ 粒子の運動量分布 (1)	47
49	海水面における宇宙線 μ 粒子の運動量分布 (2)	47
50	μ 粒子、 π 粒子と陽子の運動量に対するエネルギー損失量	48
51	^{90}Sr - β 線の連続エネルギースペクトル (GEANT4 シミュレーション)	49
52	宇宙線、MIP、 ^{90}Sr - β 線に対する TGC のガス中におけるエネルギー損失量	50
53	中性子照射試験で使用したフロントエンド回路のアンプゲインの測定結果	53
54	DAQ セットアップの概念図	54
55	2004 年 9 月におこなわれた dD 中性子照射試験のセットアップ	54
56	2005 年 5 月におこなわれた dD 中性子照射試験のセットアップ	55
57	(a) 2005 年 5 月照射試験における TGC の立体角と (b) 2004 年 9 月照射試験におけるビーム孔の立体角	55
58	2004 年 9 月におこなわれた dT 中性子照射試験のセットアップ	56
59	中性子ビームスポットと TGC のガス有感領域の相関関係	57
60	グルーピングしたチャンネルと片端のチャンネルの ADC データの相関関係。(b) は (a) の縦軸をログスケールにしたもの	58
61	グルーピングしたチャンネルの Raw データ分布とシングルヒット分布の比較	59
62	ヒットマルチプリシティ分布とそのチャンネルプロファイル	60
63	14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量分布	61
64	3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布	62
65	γ 線ピークに含まれるイベント数の導出、(a) 3.3 MeV 中性子照射時、(b) バックグラウンド照射時	63
66	バックグラウンドの差引きで除去できないイベント (residual gamma)	63
67	電気ノイズと γ 線ピークの影響を差引いた 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布	64
68	2.1 MeV 中性子に対する出力電荷量分布、(a) 印加電圧 3.1 kV、(b) その拡大図	65
69	^{90}Sr - β 線による出力電荷量との比較	66
70	GEANT4 シミュレーションにおける垂直入射の条件	67
71	TGC 表面上に到達した際の中性子のエネルギー分布	68
72	TGC をヒットさせる二次粒子を生成する中性子反応数	69
73	ガス中のエネルギー損失に關与する荷電粒子数	69
74	3.3 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置	70
75	2.1 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置	70
76	14.22 MeV 中性子入射時におけるガス中にエネルギーを損失する粒子とその生成位置	71
77	(上) 3.3 MeV 中性子、(下) 14.22 MeV 中性子	72
78	(a) 3.3 MeV 中性子に対する出力電荷量分布、(b) 3.3 MeV 中性子に対するエネルギー損失量 (GEANT4 シミュレーション)、谷より大きなイベントの境界も示した	74
79	(a) 14.22 MeV 中性子に対する出力電荷量分布、(b) 14.22 MeV 中性子に対するエネルギー損失量 (GEANT4 シミュレーション)、谷より大きなイベントの境界も示した	74
80	反跳原子核がガス有感領域に到達した際に持つエネルギー	75
81	2.1 MeV 中性子と 3.3 MeV 中性子に対するガス中へのエネルギー損失量	75
82	全エネルギー損失量に対する反跳原子核による寄与の割合	76
83	(上) 3.3 MeV 中性子、(下) 14.22 MeV 中性子	77
84	(上) 2.1 MeV 中性子、(中) 14.22 MeV 中性子、(下) 外部トリガーによる ^{90}Sr - β 線	78
85	大型 TGC の概念図	81
86	ASD のアンプキャリブレーション	81
87	実験セットアップの概念図	82
88	実験風景	83

89	DAQ の概念図	84
90	中性子照射量に対するチェンバーカレントの変動	85
91	中性子照射中の出力電荷量の典型例	86
92	チェンバーカレントに対する γ 線ピークと中性子ピークの寄与	86
93	3.0 kV 印加時における出力電荷量の典型例	87
94	中性子照射に対する γ 線ピークの出力電荷量	87
95	中性子照射前後の 2.9 kV における ^{60}Co 線源を用いた測定	88
96	GEANT4 シミュレーションによる TGC のガス中におけるエネルギー損失量	89
97	中性子照射を終了した直後のカレントモニターの典型例	91
98	最大入射領域の実効電圧が収束するまでの変動	93
99	入射条件毎の中性子エネルギーに対する中性子感度、ガス中におけるエネルギー損失量	94
100	4π 入射で中性子感度を持つイベントの中性子の入射開始位置	95
101	inner station と middle station における中性子スペクトルと全エネルギー損失量	96
102	2005 年 1 月におこなわれた加速劣化試験のセットアップ	99
103	$3.1 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ 照射時における出力電荷量 (raw 分布)	100
104	$3.1 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ 照射時における出力電荷量 (γ 線ピークカット)	100
105	出力電荷量の中性子入射頻度依存性	101
106	加速劣化試験中の出力電荷量分布とその分布に似た外形を持つ出力電荷量分布	102
107	中性子入射頻度の計算値	103
108	加速劣化試験中の中性子照射量に対するチェンバーカレント、実験室温度、気圧の変化	104
109	中性子照射量に対するチェンバーカレントの変化、(上) TGC1、(下) TGC2	105
110	中性子照射量に対する出力電荷量の変化、(上) TGC1、(下) TGC2	106
111	加速劣化試験前後に測定した印加電圧に対する出力電荷量	107
112	Time jitter の定義	108
113	宇宙線に対する検出効率の印加電圧依存性	109
114	宇宙線に対する Time jitter の印加電圧依存性	109
115	TGC _{sample} の陽極表面と陰極表面	111
116	TGC1 の陽極表面と陰極表面	111