

2010年度 修士論文

He-3崩壊飛跡検出による
高精度中性子イメージング検出器開発

澤野達哉

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

2011年1月27日

概要

中性子は中性粒子であり一般に透過力が高く、イメージングに適している。さらに、中性子が水素などの軽い元素に強く吸収される性質から、軽い元素を含む物質構造解析に優れた特性を示す。また、中性子が鉄に対して透過力が強いことから、産業部品の検査に応用されるなど、中性子イメージング技術は物質内部の構造を探る手段として重要な基本技術である。イメージング能力向上のため中性子源は大強度化が進められ、これまでの原子炉を利用した中性子源から J-PARC などの核破砕反応を利用した大強度パルス中性子ビーム施設の建設へと至っている。これら大強度中性子源を活用するためには、大面積の検出面積と高計数率下で動作可能な位置感度をもつ中性子イメージング検出器の開発が必要とされている。さらに、Time-Of-Flight(TOF) 法による中性子エネルギーの詳細な決定には、検出器は $\sim 1 \mu\text{s}$ 程度の時間分解能で計測できることが必須となる。そこで我々は、大強度中性子ビーム源に適応した計数型の中性子イメージング検出器の開発を行っている。この検出器は Micro Pattern Gas Detector の一種である Micro Pixel Chamber (μ -PIC) を用いた Time Projection Chamber からなり、Ar、 C_2H_6 、 ^3He の混合ガスが封入されている。 $^3\text{He}(n, p) ^3\text{H}$ 崩壊による陽子・三重水素イオンの 3 次元飛跡を世界初のサブミリの精度で測定することで、入射中性子の位置を決定することができる。TOF 法に対しては $\sim 1 \mu\text{s}$ の時間分解能を有する。また、飛跡長の測定により雑音となるガンマ線事象に対して $\sim 10^{-5}$ 程度の強力な除去能力が期待される。我々はこれまで 10cm 角の検出面積を有するプロトタイプ検出器の開発を行い、J-PARC 物質生命科学実験施設のビームラインである NOBORU にてビーム照射試験を行った。テストチャートを用いた中性子ラジオグラフィを行い、イメージを得ることに成功した。得られたイメージの解析から $558 \mu\text{m}$ の位置分解能をもつことを確かめた。さらに、今後のビーム大型化に向けた基礎開発として、検出器の大面積化を実現する検出面積 20cm 角の Connectable μ -PIC の開発を行い、その基本性能についての評価試験を行った。 μ -PIC 表面の電極構造の歪みがエネルギー分解能の悪化に寄与することを系統的な解析により初めて確認した。

目次

| | | |
|--------------|--|-----------|
| 第 1 章 | 中性子物理 | 3 |
| 1.1 | 物質波 | 3 |
| 1.2 | 中性子と物質の相互作用 | 3 |
| 1.2.1 | 中性子の断面積 | 5 |
| 1.2.2 | ポテンシャル散乱断面積 | 7 |
| 1.2.3 | 共鳴断面積 | 7 |
| 1.2.4 | 干渉性散乱・非干渉性散乱 | 8 |
| 1.2.5 | 中性子スピンの依存する相互作用 | 8 |
| 第 2 章 | 中性子源 | 10 |
| 2.1 | エネルギー帯域による分類 | 10 |
| 2.2 | 種々の中性子源 | 11 |
| 2.2.1 | 放射性同位体 | 11 |
| 2.2.2 | 原子炉 | 13 |
| 2.2.3 | 加速器 | 13 |
| 2.3 | 中性子ビーム | 15 |
| 第 3 章 | 熱中性子の検出 | 17 |
| 3.1 | プレート検出器 | 17 |
| 3.1.1 | 写真乾板 | 17 |
| 3.1.2 | イメージングプレート | 17 |
| 3.2 | シンチレーション検出器 | 18 |
| 3.3 | ガス検出器 | 19 |
| 3.3.1 | Resistive-wire 比例計数管 | 20 |
| 3.3.2 | 多線式比例計数管 (Multi-wire proportional counter, MWPC) | 20 |
| 3.3.3 | Micro Pattern Gas Detector (MPGD) | 21 |
| 第 4 章 | 中性子イメージング | 23 |
| 4.1 | 中性子ラジオグラフィ | 23 |
| 4.2 | Time-Of-Flight 法によるエネルギー選択的イメージング | 23 |
| 4.2.1 | 共鳴吸収分光法 | 24 |
| 4.2.2 | Bragg 法 | 24 |
| 第 5 章 | μ-PIC を用いた Neutron Imaging Detector(NID) | 29 |
| 5.1 | 原理 | 29 |

| | | |
|--------------|---|-----------|
| 5.2 | μ -TPC | 30 |
| 5.2.1 | μ -PIC | 30 |
| 5.2.2 | 読み出し回路 | 33 |
| 5.2.3 | Time Above Threshold(TAT) | 36 |
| 5.2.4 | μ -TPC(micro Time Projection Chamber) | 37 |
| 5.3 | プロトタイプ NID | 38 |
| 第 6 章 | J-PARC NOBORU ビームラインにおける中性子ビーム試験 | 41 |
| 6.1 | 目的 | 41 |
| 6.2 | 京大タンデムバンデグラフ加速器での予備実験 | 41 |
| 6.3 | J-PARC 中性子源特性試験装置 (NOBORU) | 43 |
| 6.4 | セットアップ | 45 |
| 6.5 | 結果 | 45 |
| 6.6 | 議論 | 51 |
| 6.7 | 将来の課題 | 51 |
| 第 7 章 | μ-PIC の高性能化へ向けた開発 | 52 |
| 7.1 | 連結型 μ -PIC | 52 |
| 7.1.1 | 連結型 μ -PIC | 52 |
| 7.1.2 | Gas Electron Multiplier (GEM) | 53 |
| 7.1.3 | セットアップ | 53 |
| 7.1.4 | 連結型 μ -PIC 単体の性能 | 54 |
| 7.1.5 | 連結型 μ -PIC 1 枚 + GEM による TPC | 58 |
| 7.1.6 | 連結型 μ -PIC 2 枚 + GEM による連結動作試験 | 63 |
| 7.2 | 電極構造精度の解析 | 66 |
| 7.2.1 | 検出面位置別の電極精度 | 66 |
| 7.2.2 | エネルギー分解能との相関 | 66 |
| 7.3 | まとめと将来の課題 | 66 |
| 第 8 章 | 結論 | 70 |
| | 謝辞 | 71 |

第1章 中性子物理

中性子はその透過力を利用して、物質内部を可視化することができる。中性子を試料に照射し、その透過像や散乱像を取得することで物質の内部を可視化する技術は中性子イメージングと呼ばれ、X線ラジオグラフィと並び物質の内部構造を探る基本技術としてこれまで発展してきた。

X線と対比した中性子イメージングの特徴は、軽元素を含む物質の構造解析に適していることや、透過力が強いいため比較的厚い鉄でも内部を可視化できることである。これらの特徴は、吸収や散乱の素過程である物質との相互作用が中性子の場合原子核と行うが、X線では物質内の電子と相互作用することによる。

1.1 物質波

中性子は他の粒子と同様に、粒子としての振る舞いだけでなく、回折や干渉など波動としての振る舞いもみせる。中性子の波長 λ は de Broglie の関係により非相対論的な場合には、

$$\lambda = \frac{h}{m_n v} \quad (1.1)$$

と表わされる [5]。ここで、 h はプランク定数、 m_n 、 v はそれぞれ中性子の質量と速度である。

例えば、自由中性子が $T = 300 \text{ K}$ の物質を通過し、原子核との弾性衝突の繰り返しによって熱平衡状態になったとすると、中性子のエネルギーは $k_B T \sim 25 \text{ meV}$ 程度である。このときの波長は 0.1 nm 程度となり、原子間距離とほぼ等しいので、原子の集団的な構造を調べるのに適している。

中性子の波動としての性質を鮮明に示した実験の例として、Zeilinger et al.(1988) が行った2重スリットによる中性子フラウンフォーファー回折実験がある [2]。図 1.1 はその時の実験装置の概念図である。中性子を強く吸収するホウ素でできたワイヤーを用いることで2重スリットを実現している。図 1.2 は得られた干渉縞であり、de Broglie の関係で得られる波長がつくる干渉縞の振る舞いとよく一致した結果を記録した。

1.2 中性子と物質の相互作用

中性子は電荷をもたない。従って荷電粒子のように電磁気力によって物質を電離してエネルギーを失うこともなく、電磁気力で散乱されることがないために透過力が高い。中性子の物質との主な相互作用は、強い相互作用である。数 eV 以上の中性子は、室温の物質の原子核と核力により弾性散乱をする。特に eV から keV 程度の中性子は原子核と複合状

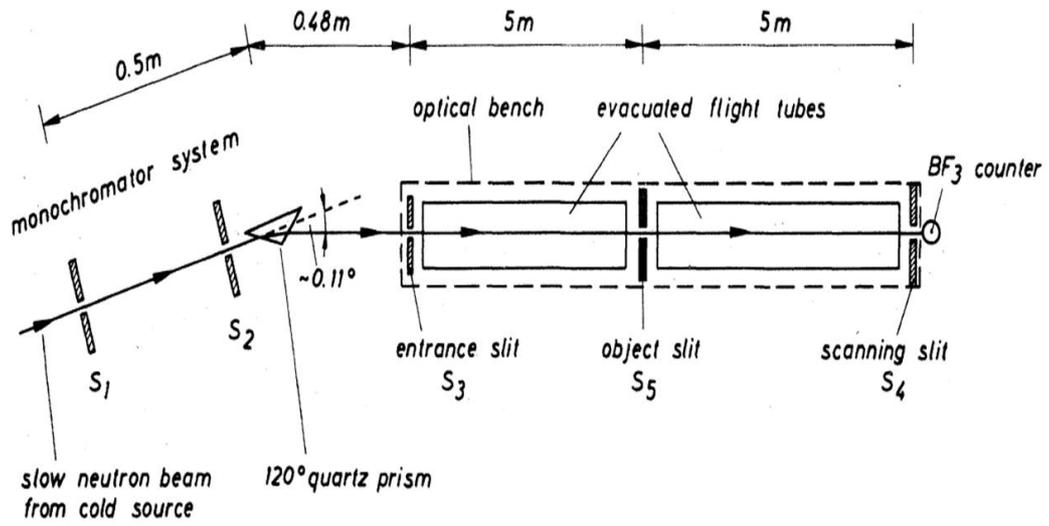


図 1.1: Zeilinger が行った実験の概念図 [2]。

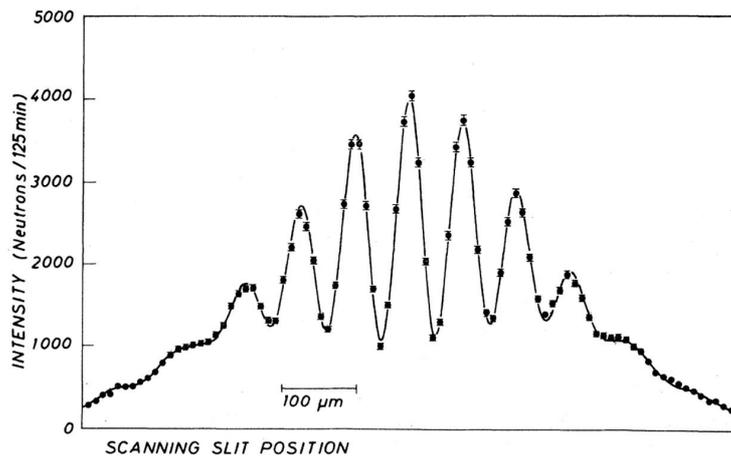


図 1.2: Zeilinger の実験で得られた干渉縞 [2]。

態をつくり、崩壊する。

一方で、eV よりもエネルギーの小さい中性子はそのエネルギーと対応する波長が物質内の原子運動のエネルギーや原子間距離と同程度となる。すなわち、各原子との散乱の位相がそろふことによって散乱振幅が大きくなる波動としての性質を示す。低エネルギーの中性子では、原子核集団からの干渉による散乱を干渉性散乱、個々の原子からの散乱成分を非干渉性散乱として、散乱過程はしばしば2つの成分に分けて扱われる。非干渉性散乱成分が生じる理由は、散乱物質の原子核がスピンや同位体をもつ場合、スピンの向きや同位体の違いにより散乱振幅が異なるために、干渉的に散乱する確率が小さくなるためである。

エネルギー帯域による分類ではなく始状態と終状態に注目すると、中性子と物質との相互作用は X 線の物質との相互作用と対比して図 1.3 のようにまとめられる。すなわち、X 線は核外電子や電磁場と相互作用して、光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の3つの相互作用をするのに対して、中性子は原子核と直接相互作用し、原子核に吸収されガンマ線を放出する (n, γ) 反応、原子核に吸収され、複合状態をつくったのち崩壊して核子 X を放出する (n, X) 反応、原子核との散乱の3つの相互作用をする。

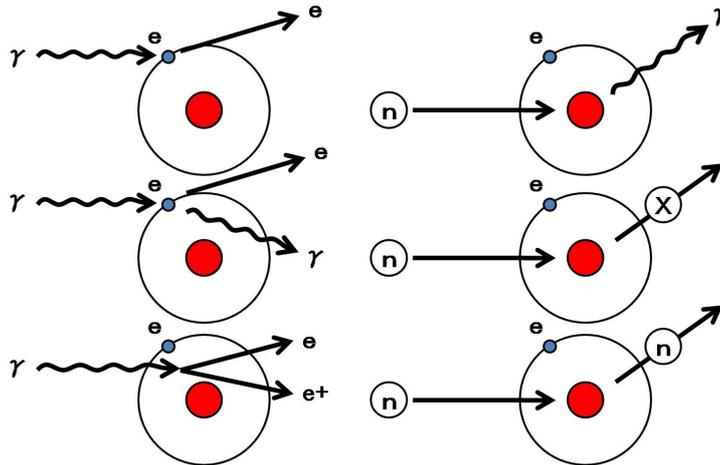


図 1.3: 中性子と X 線の物質との相互作用の概念図。[9] より一部改。

1.2.1 中性子の断面積

中性子の物質との相互作用は、吸収による消滅と、散乱による向きの変化があるが、原子核ごとに相互作用が変わるために X 線の質量減弱係数のような統一的な断面積の傾向を表わす指標を作ることはできない。そこで、相互作用断面積は中性子の微視的断面積 σ で表わす。これに原子数密度 ρ をかけた巨視的断面積 $\Sigma [\text{cm}^{-1}] := \sigma\rho$ は、X 線の線減弱係数に対応する。すなわち、入射中性子線の強度を I_0 、物質の厚みを $X [\text{cm}]$ とすると、透過中性子線の強度を I は、

$$I = I_0 \exp(-\Sigma X) \quad (1.2)$$

で与えられる。

図 1.4 に熱中性子に対する質量減弱係数の原子番号の関数としての振る舞いを示す。

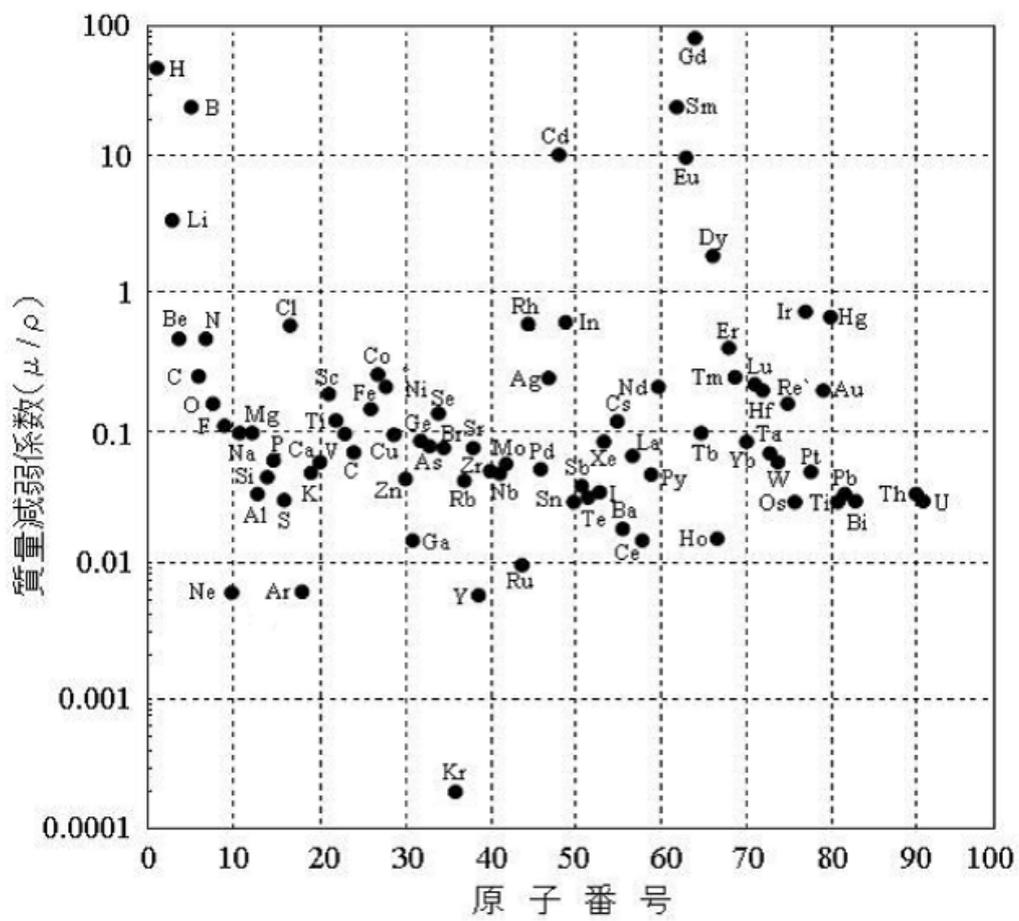


図 1.4: 熱中性子の質量減弱係数 [6]。

1.2.2 ポテンシャル散乱断面積

中性子が中心力ポテンシャル V_r によって弾性散乱するとき、全散乱断面積 σ は中性子の波数を k として、部分波展開により

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (1.3)$$

と表される。ここに、 δ_l は実定数であり、位相のずれと呼ばれる。

ここで、特に球面波散乱つまり $l=0$ の散乱を考える。このとき、ポテンシャルの到達距離を a とすると、 $ka \ll 1$ をみたす。このとき、全散乱断面積 σ_0 は

$$\sigma_0 := \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 = \frac{4\pi i}{k^2 + k^2 \cot^2 \delta_0} \longrightarrow 4\pi\alpha^2 \quad (k \rightarrow 0) \quad (1.4)$$

となる。

α は散乱長といわれ、

$$\frac{1}{\alpha} := -\lim_{k \rightarrow 0} k \cot \delta_0 \quad (1.5)$$

である。散乱長は自由原子と束縛原子で異なり、自由原子の散乱長を α とすれば、束縛原子の散乱長 b は、 A を物質の質量数として $b = \alpha(A+1)/A$ の関係にある。

1.2.3 共鳴断面積

入射中性子のエネルギーが中性子と原子核の複合核準位エネルギーと等しいとき、断面積は大きくなる。これは核共鳴とよばれ、ブライト・ウィグナーの公式によると、共鳴吸収断面積 σ_a と共鳴散乱断面積 σ_s は、入射中性子の波長を λ 、またエネルギーを E として、

$$\sigma_a = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.6)$$

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_n}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.7)$$

と表わされる。ここで、 E_r は複合準位核のエネルギーである。 Γ_n 、 Γ_{gamma} はそれぞれ共鳴中性子のエネルギー幅、放出されるガンマ線のエネルギー幅であり、 $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ である。全断面積は σ_{tot} は、

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_a + \sigma_s = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.8)$$

となる。

1.2.4 干渉性散乱・非干渉性散乱

試料の中で束縛された原子核の集合からの弾性散乱を考えると、微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \sum_j b_j \exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}_j) \right|^2 \quad (1.9)$$

ここで、 j 番目の原子の位置を r_j 、散乱長を b_j とする。また、 $\mathbf{Q} := \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ であり、散乱の前後での中性子の波数ベクトルの変位を表わす。式 1.9 は、容易に以下のように計算される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{j,j'} \langle b \rangle^2 \exp[i\mathbf{Q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})] + \sum_j (\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2) \quad (1.10)$$

ここで、第 1 項はそれぞれの原子核で散乱された波の干渉によって現れる干渉性散乱成分であり、その大きさは散乱長の平均の 2 乗 $\langle b \rangle^2$ で決定される。第 2 項は非干渉性散乱による項で、その大きさは散乱長の標準偏差によって決定される。散乱長の平均 $\langle b \rangle$ はしばしば b_{coh} と表わされる。全干渉性散乱断面積 σ_{coh} と全非干渉性散乱断面積 σ_{incoh} はそれぞれ、

$$\sigma_{\text{coh}} = 4\pi \langle b \rangle^2 = 4\pi b_{\text{coh}}^2 \quad (1.11)$$

$$\sigma_{\text{incoh}} = 4\pi (\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2) \quad (1.12)$$

で与えられる。

干渉性・非干渉性散乱断面積がスピンによる場合は次のように定式化される。散乱原子核のスピンを I 、中性子スピンが原子核スピンと平行のときの散乱長を b^+ 、中性子スピンが原子核スピンと反平行のときの散乱長を b^- とすると、平均の散乱長 \bar{b} は、

$$\langle b \rangle = \frac{1}{2I+1} \{ (I+1)b^+ + Ib^- \} \quad (1.13)$$

で与えられる。 f_j を j 番目の同位体の割合とすると、

$$\langle b \rangle = \sum_j \frac{f_j}{2I_j+1} \{ (I_j+1)b_j^+ + I_j b_j^- \} \quad (1.14)$$

$$\langle b^2 \rangle = \sum_j \frac{f_j}{2I_j+1} \{ (I_j+1)(b_j^+)^2 + I_j (b_j^-)^2 \} \quad (1.15)$$

と表わされ、断面積はスピンの状態を表わすパラメータで記述される。

1.2.5 中性子スピんに依存する相互作用

中性子はスピンをもっており、物質との相互作用では強い相互作用によるものと磁気によるもののいずれの場合でもスピン依存性をもっている。

スピン依存性を考慮した核力による散乱振幅 B_n は、 I を物質の核スピン、 S_n を中性子のスピンとして

$$B_n = b + 2BI \cdot S_n \quad (1.16)$$

である。ここで、 b は式 (1.13) で与えられる中性子スピンの向きによらない成分である。一方、磁気相互作用の場合では、中性子のもつ磁気モーメントが、物質中の磁性を担う磁性電子と磁気相互作用をおこし、中性子の散乱がおきる。この相互作用の散乱振幅 B_m は、

$$B_m = 2pq \cdot S_n \quad (1.17)$$

である。ここで p は、

$$p := \frac{\gamma_n e^2}{2m_n c^2} f \mu = -0.270 \times 10^{-12} f \mu \text{ [cm]} \quad (1.18)$$

で定義される量で、 μ は結晶内原子に分布しているボーア磁子を単位とした磁気モーメントの大きさ、 f はその μ をもつ原子内に分布している磁気のスピンあるいは軌道角運動量に関わる量で磁気形状因子とよばれる。 q は中性子の散乱ベクトルを K 、原子の磁気モーメントの向きを μ として、

$$q := \frac{\mu}{\mu} - \frac{K}{K} \left(\frac{\mu}{\mu} \cdot \frac{K}{K} \right) \quad (1.19)$$

で表わされる量である。

第2章 中性子源

2.1 エネルギー帯域による分類

中性子はその運動エネルギーの大きさにより相互作用に特徴的な性質をもっているため、しばしば表 2.1 のようにエネルギー帯域毎に異なった呼称を用いる。

MeV 以上の中性子は速中性子とよばれ、核反応によって遊離した中性子がもつエネルギー帯域である。多くの場合、中性子イメージングでは中性子源から放射された高エネルギーの中性子をそのまま利用するのではなく、減速材によって運動エネルギーを適度に落として、熱中性子や冷中性子とよばれるエネルギー帯域で利用する。

熱中性子は、中性子が常温の物質を通過する中で原子核と弾性衝突を繰り返すことで、物質と熱平衡状態に達させることで得られる。物質としては、中性子との弾性散乱で効率的に運動エネルギーの受け渡しができる軽元素を含む軽水や重水、グラファイトがよく利用される。こうして得た熱平衡状態にある中性子のエネルギー分布は、ほぼマクスウェル分布をとる。速度 v と $v + dv$ の間にある中性子密度 ϕ はマクスウェル分布則から

$$\phi dv = \frac{4N}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv \quad (2.1)$$

で表わされる。ここで、 N は中性子の総数、 v_0 は最大分布を取る中性子速度である。中性子を照射する物質の温度を T 、物質の実効的な質量を m とすると、

$$v_0 = \left[\frac{2k_B T}{m} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

表 2.1: 中性子のエネルギー帯域毎の呼称。

| 呼称 | 代表的なエネルギー |
|--------|-----------------|
| 超高速中性子 | ~ 10MeV |
| 速中性子 | ~ 1MeV |
| 熱外中性子 | 1eV ~ 数 10keV |
| 熱中性子 | ~ 25meV |
| 熱下中性子 | 数 meV ~ 25meV |
| 冷中性子 | 数 meV |
| 極冷中性子 | 0.1meV |
| 超極冷中性子 | 0.1 μ eV 以下 |

表 2.2: 主な (α, n) 反応 [11]

| α 線源 | 半減期 | 標的 | 中性子収率 | 主な中性子エネルギー (MeV) |
|-------------------|---------|----|---|------------------|
| ^{210}Po | 138 日 | Be | $1.28 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | 4.3 |
| | | B | $1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}\text{Bq}^{-1}$ | |
| | | F | $4.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}\text{Bq}^{-1}$ | |
| ^{241}Am | 458 年 | Be | $1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | 4 |
| | | B | $1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}\text{Bq}^{-1}$ | |
| | | F | $4.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}\text{Bq}^{-1}$ | |
| ^{226}Ra | 1620 年 | Be | $1.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | |
| ^{227}Ac | 21.8 年 | Be | $1.7 \times 10^9 \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | 4 |
| ^{228}Th | 1.91 年 | Be | $2.3 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | 4 |
| ^{244}Cm | 18.1 年 | Be | $2.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | 4 |
| ^{238}Pu | 89 年 | Be | $4.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | 4 |
| ^{239}Pu | 24360 年 | Be | $1.2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}\text{g}^{-1}$ | 4.5 |

表 2.3: 主な (γ, n) 反応 [11]

| γ 線源 | 半減期 | 標的 | 中性子収率 ($\text{s}^{-1}\text{Bq}^{-1}$) | 主な中性子エネルギー (MeV) |
|-------------------|--------|------------------|---|------------------|
| ^{24}Na | 15 時間 | Be | 3.8×10^{-6} | 0.2 |
| | | D ₂ O | 7.8×10^{-6} | 0.8 |
| ^{88}Y | 108 日 | Be | 2.7×10^{-6} | 0.16 |
| | | D ₂ O | 8.1×10^{-8} | 0.3 |
| ^{124}Sb | 60.4 日 | Be | 7.3×10^{-2} | 0.024 |

と与えられる。冷中性子は、20K 程度に冷却した液体水素に中性子を透過して得ることができる。

2.2 種々の中性子源

中性子は単体では不安定核であり、通常は陽子と結合し安定な原子核をつくっている。これらの中性子を取り出して利用するには、結合エネルギーより高いエネルギーを与えて中性子を遊離させる必要がある。以下に、代表的な中性子の源を挙げる。

2.2.1 放射性同位体

放射性同位体を用いて放射線を物質に照射することで、中性子を遊離させることができる。また、放射性同位体の中には核分裂して中性子を放射するものがある。これらの反応過程は、(α, n) 反応、(γ, n) 反応、自発核分裂反応とよばれる。

放射性同位体を用いる利点は、小型で軽いため可搬性に優れていること、単純な照射設備

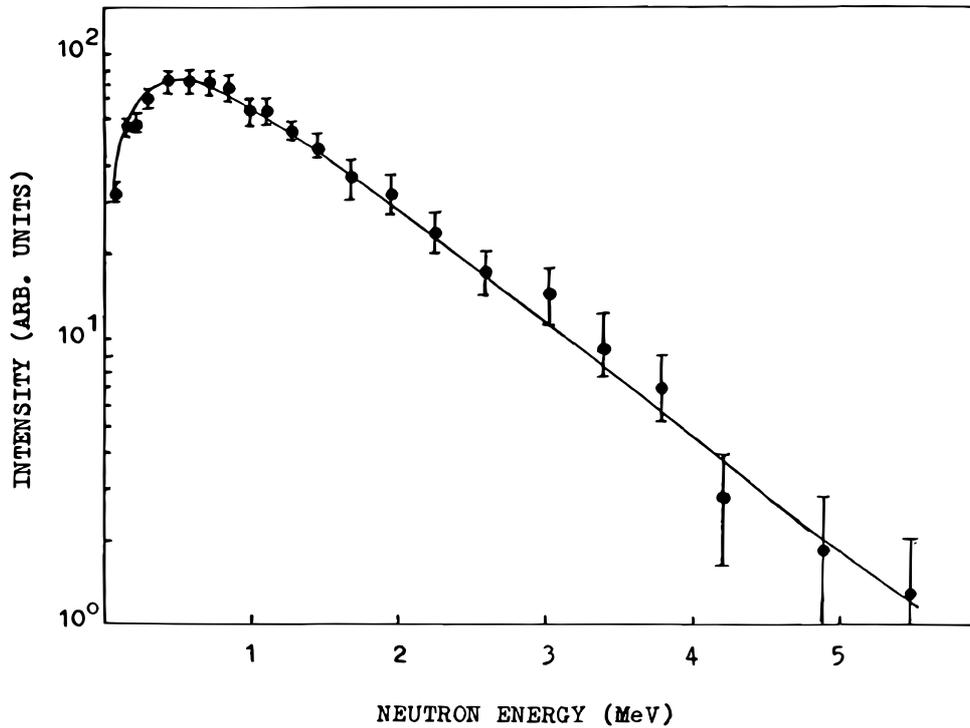


図 2.1: ^{252}Cf の自発性核分裂で放出される中性子のエネルギースペクトル [4]。

で利用できるため安価に導入できること、強度やエネルギーを安定して供給できることが挙げられる。

アルファ線を標的原子に照射して中性子を遊離する反応を (α, n) 反応という。表 2.2 に、代表的なアルファ線源と標的原子の組み合わせを示す。この中でも、アルファ線源として ^{241}Am を、標的原子核として ^9Be を利用した



の反応は、 ^{241}Am が取り扱いが容易なアルファ線源であることと、 ^9Be の中性子収率がよいことから広く採用される。

ガンマ線を標的原子に照射して中性子を遊離する反応を (γ, n) 反応という。表 2.3 に、代表的なガンマ線源と標的原子の組み合わせを示す。

原子番号が 92 を超える超ウラン元素多くのは崩壊や自発核分裂を起こし、中性子を放出する。中でも ^{252}Cf が広く利用されている。 ^{252}Cf は、半減期が 2.65 年で、崩壊の主要な過程はアルファ崩壊である。自発核分裂による中性子の収率は 1Bq あたり 0.116n/s で、質量あたりでは $1\mu\text{g}$ 当たり 2.30×10^6 n/s の中性子を放出する。 (α, n) や (γ, n) に比べて放射性物質の量が少なくて済むので、もっともコンパクトな線源として利用できる。

^{252}Cf が放出する中性子のエネルギースペクトルを図 2.1 に示す。ピークのエネルギーは

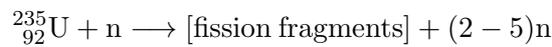
0.5 - 1 MeV にあり、典型的な核分裂中性子スペクトルの形状は、

$$\frac{dN}{dE} = E^{1/2} w^{-E/T} \quad (2.4)$$

なる式で与えられる。ここで定数 T は 1.3MeV である [14]。

2.2.2 原子炉

原子炉で利用される燃料はウラン、トリウム、プルトニウムなどの崩壊性物質である。これらの物質は自発的に核分裂するか、崩壊可能な同位体へと遷移する。これらの核分裂により $2.5 \times 10^{16} \text{ n s}^{-1} \text{ MW}^{-1}$ 程度の高い強度を得ることができる。主な反応過程は、

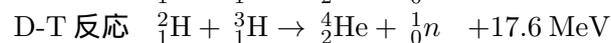
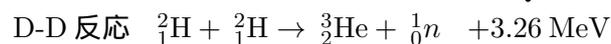


であり、 ${}_{92}^{235}\text{U}$ は 1 度の崩壊で平均して 2.7 個の中性子を放出し、同時に壊変して 2 個の娘核種を生成する。生じた娘核は中性子過多であり、ベータ崩壊を繰り返して安定な核種になる。生成した平均 2.7 個の中性子のうち、1 個は崩壊の連鎖反応のために利用され、1 反応あたり 1.7 個の中性子が吸収されるか原子炉の表面まで到達する。この表面まで到達した中性子は、数 MeV 程度のエネルギーをもっているため、軽水や重水、グラファイトなどの減速材で熱中性子に、液体水素で冷中性子にまで必要に応じてエネルギーを落として中性子源として利用する。原子炉で生成されたビームは定常的なビームである。

2.2.3 加速器

加速器による中性子源は、加速された陽子や重陽子を標的に照射し、特定の核反応の 2 次放射線として放射される中性子を利用する。これまで加速器を利用した反応では、断面積が大きいことから次の 2 種類が代表的に利用されてきている。

Q 値



これらの反応では、入射重陽子と標的原子核とのクーロン障壁は比較的小さいために、重水素イオンは 100keV から 300keV 程度まで加速すれば十分な中性子収率を稼ぐことができる。このとき、入射重陽子のエネルギーは反応の Q 値よりも十分小さいので、生成する中性子はほぼ同じエネルギーをもって放出される。D-D 反応では約 3MeV であり、D-T 反応では約 14MeV である。さらに収率は、1mA の重陽子ビームを厚い重水素標的に照射すると 10^9 n/s 程度、トリチウム標的の場合には 10^{11} n/s 程度得られる。

一方、負の Q 値をもつ反応や、大きな原子番号の標的も利用されている。主な例としては、 ${}^9\text{Be}(d, n)$ 、 ${}^7\text{Li}(p, n)$ 、 ${}^3\text{H}(p, n)$ などがある。

一方、大型の加速器により数百 MeV から数百 GeV まで加速した陽子を利用すれば、核破砕反応による中性子源を実現することができる。核破砕反応とは、約 100MeV 以上の粒子による多数の 2 次粒子放出を伴う非弾性核反応である (図 2.2)。核破砕反応は主に

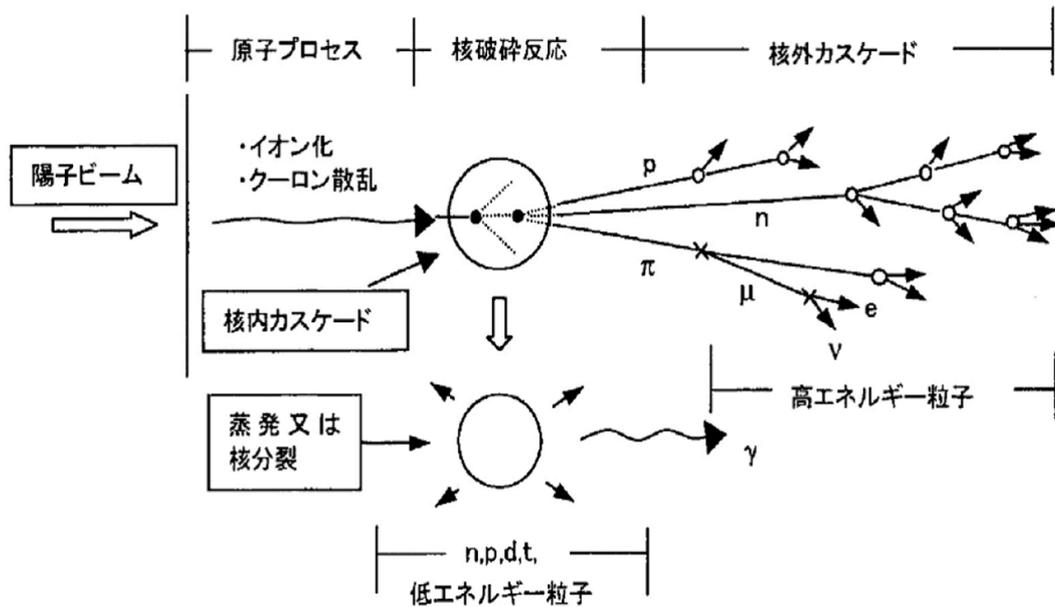


図 2.2: 核破碎反応の概念図 [15]。

2つの段階の核反応からなっている。エネルギーの十分高い陽子や中性子などのハドロンが物質に入射すると、核内の個々の核子と衝突し、核子は原子核から放出される。入射粒子とはじき出された核子のエネルギーが高いので、これらはさらに衝突を繰り返し、核内カスケードを起こす。入射粒子のエネルギーが400MeVを越えると、核外でもカスケードを起こしp、n、 π 、 μ 、eが放出される。核内カスケードが起こらなくなると、原子核を構成する核子のもつ運動エネルギーは平衡状態に達し、残留核は粒子を放出して安定核へと変わる。この過程は蒸発と呼ばれる。蒸発過程では、n、p、d、tなどの粒子が放出されるが、これらの粒子のもつエネルギーは0.1MeVから10MeV程度で、等方的に放出される。核破碎反応を利用した中性子源は大強度のパルスビームを得られるため、Time-Of-Flight(TOF)法を活用することができる。TOF法は同時に発生した中性子が検出器に到達するまでの時間差から中性子エネルギーを求める方法である。

大型加速器を利用した中性子源の例として、J-PARCを挙げる。Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC)計画は、日本原子力研究開発機構と高エネルギー加速器研究機構によって実施され、大強度高エネルギー陽子加速器を利用した先進的な科学実験研究施設の提供を目的としたものである。加速器は400MeVの線形加速器と、3GeVの陽子シンクロトロン加速器、50GeVの陽子シンクロトロン加速器から為る。400MeVの線形加速器と3GeVの陽子シンクロトロン加速器によって、1MWの陽子ビームが25Hzの周期で生成され、中性子源とミュオン源が設置された生命・物質科学実験施設 (Materials and Life Science Facility, MLF)へと供給される。

このMLFでコアとなる装置 Japan Spallation Neutron Source(JSNS)は、世界最大級の強度を誇るパルス型の核破碎反応による中性子源であり、多数のビームラインをもっている。

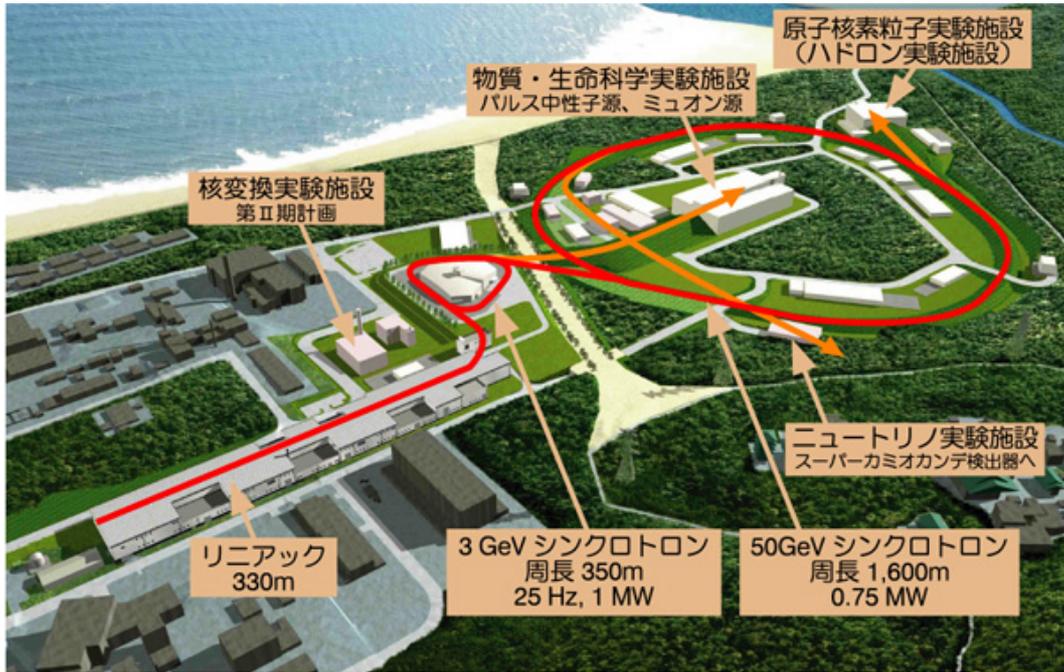


図 2.3: J-PARC の俯瞰写真 [31]。

2.3 中性子ビーム

中性子強度 n [n cm^{-2}] は中性子束密度を $\phi(L)$ [$\text{n cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]、照射時間を t [s] として、

$$n = \phi(L)t \quad (2.5)$$

である。中性子イメージングの分野では、中性子強度はフルエンス、中性子束密度はフルエンス率としばしば呼ばれる。 $\phi(L)$ は中性子源によって決定されるため、イメージングに一定の中性子強度を要求すると、 t を変えることで満たされる。

中性子源から放出された中性子線はダイヤフラム（開口部ともいわれる）を通し、照射場で整形されたビームが得られるようにする。通常、中性子源とダイヤフラムの距離 L_s に対して、ダイヤフラムと撮像面の距離 L は十分大きくとる。均一なビーム強度が得られる撮像領域の条件は次のように与えられる。中性子源面、ダイヤフラム面、撮像面の形状を円形とし、それぞれの直径を D_s 、 D 、 D_0 とする。ここで、中性子源面の面積 $\pi(D_s/2)^2$ は、撮像面上からダイヤフラム D を通して、常に直視できる中性子源面の面積である。さらに、 $\pi(D_0)^2$ は撮像面において D_s が見渡せる領域の面積である。このとき、撮像面で均一な中性子フルエンス率が得られる領域は以下の条件を満たす D_0 となる（図 2.4）。

$$D_s \geq D + (D + D_0)(L_s/L) \quad (2.6)$$

L と D はビームの強度を特徴づけるだけでなく、ビームの平行性も決定する。それは、イメージに拡大と幾何学的不鮮明さを与える。中性子ビームは距離とともに拡散していく

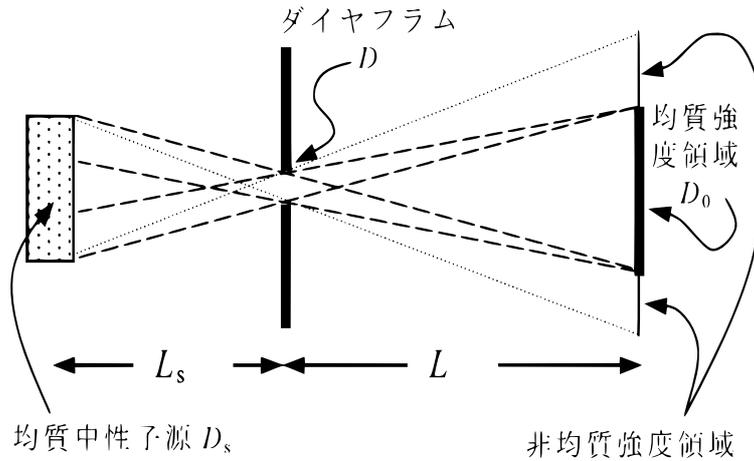


図 2.4: 均一な強度が得られるビーム領域 [12]。

ので、試料と撮像面間の距離を l とすると、拡大率 M は

$$M = 1 + \frac{l}{L} \quad (2.7)$$

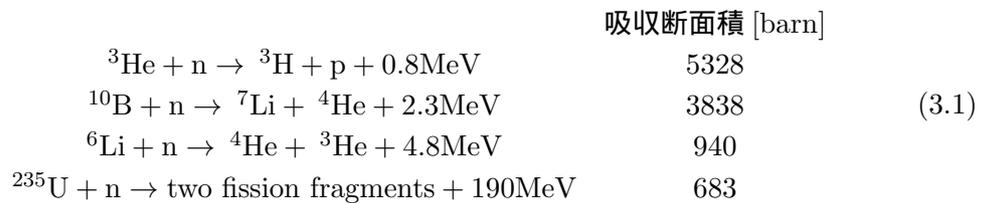
で表わされる。従って、得られたイメージの大きさに関して議論するためにはこの拡大率を用いて補正する必要がある。また、現実のダイヤフラムは有限の大きさをもっている。我々が得ることのできるイメージは、ダイヤフラム面上の異なる位置を通った中性子線がそれぞれつくるイメージの重ね合わせであるため、イメージはぼけてしまう。幾何学的不鮮明度といわれるこのぼけの大きさ U_g は以下で与えられる。

$$U_g = (l/L/D)/(1 - l/L) \simeq l/(L/D) \quad (2.8)$$

第3章 熱中性子の検出

中性子を検出するには、核反応に伴う2次放射線または反跳粒子に変換し、その2次荷電粒子を検出する。この変換に関わる物質はコンバータとよばれる。熱中性子のエネルギーを2次放射線から直接測定することは困難である。なぜなら、中性子の吸収反応で解放されるエネルギーは数 MeV 程度であるからである。

中性子検出に最も一般的に利用される核反応は ${}^3\text{He}$ 、 ${}^{10}\text{B}$ 、 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^{235}\text{U}$ 原子核を利用した反応である。それぞれの核捕獲反応は次のとおりである。



ここで、吸収断面積は熱中性子 0.0253eV に対する値である [13]。最初の2つの反応は、ガス検出器で利用される。3番目の反応はシンチレーション検出器、4番目の反応は入射中性子ビームのモニターに利用される。

3.1 プレート検出器

3.1.1 写真乾板

写真乾板は、空間分解能が $100\ \mu\text{m}$ 程度と非常によく、フィルムであるので不感領域がなく、電気回路などを必要せず、安価に導入できるなどの多くの利点がある。欠点は、フィルムの感度の一様性が悪いことと、強度に対して線形に応答しないために、絶対強度は8%程度よりも正確には求められないことである。また、雑音ガンマ線に対しても反応することも問題となる。写真乾板は積分型の検出器であり、時間変化を測定することはできない。

3.1.2 イメージングプレート

イメージングプレート (Imaging Plate, IP) は X 線ラジオグラフィの分野で写真乾板に置き換わる技術として採用されてきた。IP は、薄いプラスチックの板に Eu^{+2} イオンがドープされた燐光結晶の微細な粉末が表面に塗布されたものからなる。IP の原理は以下のとおりである。X 線やガンマ線が照射されると、 Eu^{+2} から Eu^{+} への変換により電子が遊離され、数時間もの崩壊時間をもつ準安定状態にトラップされる。イメージの情報を保

持した電子は、レーザーを走査して光誘起することで準安定状態から解放され、基底状態へと遷移する際に光を放出する。この光を読み出すことで2次元のイメージを得ることができる。

IP を中性子検出器として利用するには、中性子を電磁波へ変換する必要がある。Niimura et al.(1994) は、 ^6Li や Gd を変換物質として利用した中性子イメージングプレート (NIP) の開発に成功した [16]。NIP は、写真乾板とは異なり、中性子強度に対して線形に応答することや、 10^6 程度の広いダイナミックレンジをもつなどの優れた利点をもっている。しかしながら、 Gd の原子番号が大きくガンマ線に対して強い感度をもつことや、写真乾板と同様に積分型の検出器であるため時間変化の測定はできない。

3.2 シンチレーション検出器

写真乾板やイメージングプレートのような時間変化の測定を行うことができない積分型の検出器に対して、シンチレーターやガス検出器は計数型の検出器である。すなわち、中性子を1つ1つ計測でき、高精度の時間分割での測定が可能な装置である。

中性子検出用のシンチレーション検出器では、リチウム塩が一様に混合されたものを ZnS などのシンチレーターが典型的に利用され、 ^6Li が中性子吸収体の役割を果たす。 ^6Li が利用されるのは、反応の Q 値が最も大きいために最も大きい信号が得られるからである。中性子の核反応で生じた2次電離粒子により放射された光は光電子増倍管で電子に変換され増幅される。

シンチレーション検出器の利点は、ガス検出器のようにイオンのドリフトのために読み出しに時間がかかることがないために一般的なガス検出器に比べ100倍程度も早い読み出しが可能であることである。ただし、ガス検出器と比べると、高価であることや位置分解能が問題となる。

シンチレーターには自己放射をするものとしめないものがあり、取り扱いの方法や特徴に相違点がある。ヨウ化リチウムなどの自己放射のあるシンチレーターは、入射放射線で原子が励起され電子・正孔対をつくり、これが基底状態に落ち込むときに可視光を放出する。生成された光はシンチレーターに関して透明であり、ヨウ化リチウムでは発光減衰時間は $\sim 75\text{ns}$ と短い。しかし、基底状態への遷移を促進するためには冷却を要し、このための設備を必要とする。

一方で、 $^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ のように活性化物質とよばれる Ag や Eu などの重金属をドーブした自己放射のないシンチレーターも利用される。入射放射線で原子は励起され電子・正孔対をつくり、これらの一部は消滅するときに紫外線を放射する。活性化物質原子は第1励起状態へと励起され、これが基底状態へ遷移するときに可視光を放射する。自己放射をするシンチレーターとは異なり、系を冷却する必要がないという利点をもっているが、発光減衰時間が $\sim 1\mu\text{s}$ 程度に長いという欠点をあわせもっている。

近年では、Multianode Photomultiplier Tubes(MA-PMTs) と Ce を活性化物質とした ^6Li ガラスシンチレーターをピクセルアレイ化したものを組み合わせて2次元位置感度をもたせたシンチレーション検出器が開発されている [17]。 ^6Li ガラスシンチレーターは 75ns の発光減衰時間をもつため、 $^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ で抱えていた高計数率下での動作問題も解消されている。検出面積は $4.8 \times 4.8 \text{ cm}^2$ のものが完成している [17]。

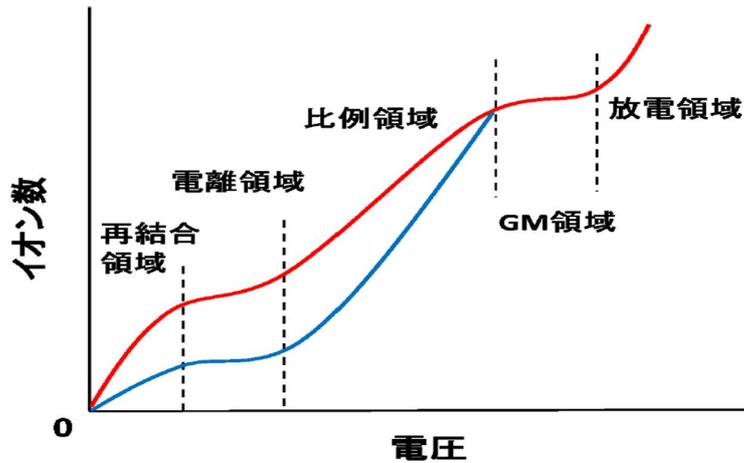


図 3.1: ガス検出器の電極間電圧の変化によるガス増幅の概念図。

3.3 ガス検出器

ガス検出器は、放射線とガスとの相互作用によって生じた荷電粒子がガスを電離し、生じた電子雲を電場で電極に掃き集めて電気信号として読み出す検出器である。中性子検出用のガス検出器は、吸収体として ^3He やホウ素の同位体である ^{10}B が濃縮された BF_3 ガスが利用される。中性子核反応で解放されるエネルギーは熱中性子エネルギーに対してはるかに大きいため、生成される2つの崩壊核は互いに反対方向へと運動する。反応で生じるエネルギーは2つの崩壊核に質量の大きさに反比例して分配される。例えば、 ^3He の場合、 ^1H と ^3H に分配されるエネルギーの比は3:1である。反応のQ値は一般の荷電粒子よりはるかに大きく、検出は容易である。 ^3He の吸収反応の場合、反応のQ値0.8MeVはMinimum Ionization Particle(MIP)が常温1気圧のArガスで落とすエネルギー $\sim 2.4\text{keV/cm}$ に比べて十分大きい。

崩壊核はガスを電離し、生じた電子雲は電場によってアノードに収集される。ガス検出器はアノード・カソード間の電場の強さにより得られる電荷量の振る舞いが異なる。電場の強さに対する電子・イオン生成数の変化の概念図を3.1に示す。電極間の電場が小さい領域では、生成された電子・イオン対の一部は再結合して、残った電子・イオンが電極に到達し電荷として読みだされる。この領域は再結合領域と呼ばれる。電極間の電圧を上げていくと、再結合することなく電極に到達するような電場となる。このような領域は電離領域とよばれる。さらに電圧を上げていくと、電子はガスを電離できるだけの運動エネルギーをもつまでに加速され、電子のガスとの衝突による増幅作用が現れる。最終的に電極で得られる電荷量ははじめに生成された電子・イオン数に比例した量となり、この領域は比例領域とよばれる。さらに電圧を上げると、はじめに電子・イオン対が1つでも生成されると、これが次々に多数のなだれ増幅作用を起こし、得られる電荷量ははじめの電子・イオン数によらない量となる。この領域はガイガー・ミュラー(GM)領域と呼ばれる。GM領域を超えた電圧では、電極間で定常的に電流が流れる放電領域となる。このうち、熱中性子の検出ではエネルギーの測定によるバックグラウンド事象の除去が可能と

なる比例領域を利用した比例計数管が使用される。

3.3.1 Resistive-wire 比例計数管

Resistive-wire 比例計数管は、アノードワイヤーに抵抗素材を利用しワイヤーの両端から電荷を読み出すことで、ワイヤーに沿った方向に対して1次元の位置分解能をもつ比例計数管である(図3.2)。中性子が、ワイヤーの長さを1に規格化したときに x の位置で吸収核反応を起こしたとすると、生じた電荷はワイヤーの両端から読みだされる。その電荷量はワイヤーの両端からの距離 x 、 $1-x$ の比で分配される。したがって、 q_1 、 q_2 を両端から読みだしたとき、入射中性子の位置 x は、

$$x = \frac{q_1}{q_1 + q_2} \quad (3.2)$$

で求められる。位置分解能は、中性子核反応の生成核によって生じた電子雲の広がり制限され、およそ数 mm 程度の位置分解能を得ることができる。さらに、複数の Resistive-wire 比例計数管をワイヤーの方向と垂直に並べることで、2次元位置分解能をもつ系を構築することもできる。

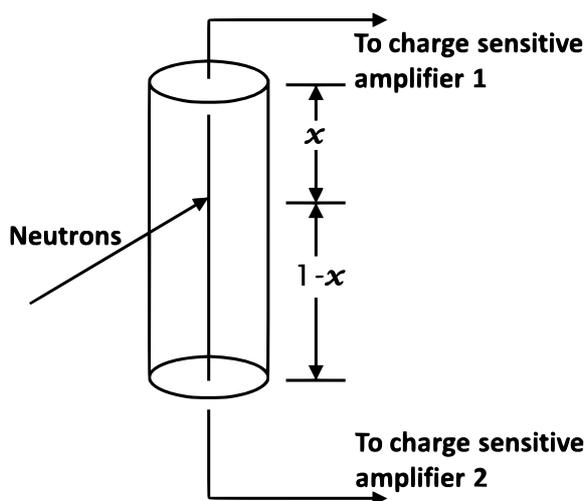


図 3.2: Resistive-wire 比例計数管の概念図 [1]。

3.3.2 多線式比例計数管 (Multi-wire proportional counter, MWPC)

多線式比例計数管は1968年に Charpak et al. により発明された2次元位置感度をもつ比例計数管の一種である。その構造は、多数のアノードワイヤーをカソードの役割を果たす2枚のプレートで挟んだもので、2枚のカソードプレートは互いに直交するストリップ状の読み出しパッドとなっている(図3.3)。2枚のカソードで電荷が読みだされたストリップ位置から2次元位置情報を得ることができ、その分解能は1mm程度である。

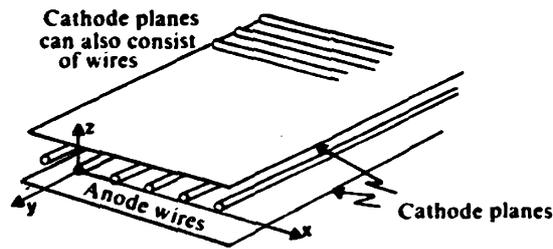


図 3.3: 多線式比例計数管の概念図 [18]。

高い位置分解能をもつ利点が MWPC の魅力であるが、中性子ビームに対してはポジティブイオンフィードバックの影響を強く受ける欠点をもっている。ポジティブイオンフィードバックとは、ガス増幅の際に発生した陽イオンの停留により、荷電粒子によって電離された 1 次電子が再結合をする現象で、ガス利得を下げってしまう。この現象は、計数率が高いときに特に問題となる。

3.3.3 Micro Pattern Gas Detector (MPGD)

MWPC の問題を克服するため、Oed により Microstrip Gas Chamber (MSGC) といわれるガス検出器が考案された。その構造は $10 \mu\text{m}$ 程度の多数のストリップ電極を形成したもので、微細なストリップ構造によりワイヤーによる電場と同等の強度を得る。完成された MSGC の概念図を図 3.4 に示す。アノードストリップの裏面には絶縁体を挟み直交するカソードストリップがあり、アノードに収集された電荷によって生じる誘導電圧がカソードストリップで読みだされる。これにより 2 次元の位置感度を得られる。

MSGC をはじめとした微細加工技術によって電極が生成されたガス検出器は Micro Pattern Gas Detector (MPGD) と総称され、様々な形状のものがこれまで開発されてきた。MPGD が従来の比例計数管に比べて優れている点は、ワイヤーを利用せず、プリント基板 (PCB) 技術やフォトリソグラフィ技術により数十ミクロンから数百ミクロンのアノード・カソード電極を形成することで、より詳細な位置感度をもつことやイオン収集率がよく応答が早いことが挙げられる。

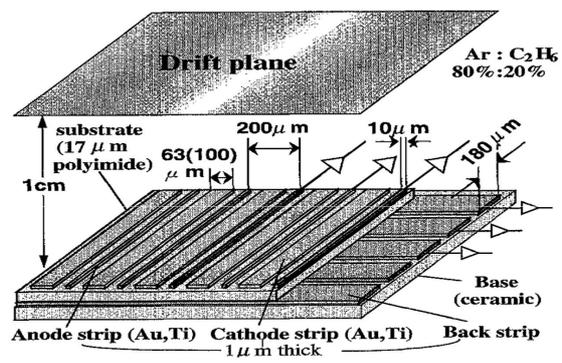


図 3.4: MSGC の概念図 [20].

第4章 中性子イメージング

4.1 中性子ラジオグラフィ

中性子ラジオグラフィは、中性子ビームを試料に照射し、透過中性子の強度を計測することで物質内部を可視化する技術であり、X線透視技術と並んで非破壊検査の分野において広く用いられている。中性子は $1\mu\text{eV}$ から 10MeV に至るまで、広いダイナミックレンジをもっていることや、鉄に対してX線より強い透過力をもつこと、熱中性子は特に水素に対して高い断面積をもっていることなど、中性子ラジオグラフィはX線透視技術にはない特徴を多く備えている。

例として、イメージングプレートで得られた携帯ラジオを試料とした熱中性子ラジオグラフィの図4.1に示す[21]。中性子の透過像では、プラスチック製の筐体の構造や音量調整用のつまみなど水素原子を含む物質の厚みを鮮明に写しているが、回路部品のなどの構造ははっきりと写らず幾分透けている。これに対し、ガンマ線の透過像では、回路部品に含まれる密度が大きい金属類が散乱・吸収されてはっきりと写っている様子が分かる。これは一方で、金属の厚みが増すとガンマ線では透過力が弱く、透過像が内部構造に関わる情報を反映しなくなることを意味している。このような場合、中性子の金属に対する透過力を利用すれば、X線ではとらえきれない内部の情報を中性子で補完することができる。このように、X線と中性子線の可視化技術は競合するものではなくお互いに相補的な役割を担っている。

4.2 Time-Of-Flight 法によるエネルギー選択的イメージング

Time-Of-Flight(TOF)法は、広いエネルギーバンドをもつ中性子パルスビームを用い、中性子エネルギーの差が検出器に到達する時間差をつくることを利用して中性子のエネルギーを測定する方法である。イメージングにおいてエネルギー選択を行うことで以下の小節で扱うようにより詳細な構造解析が可能となる。

ここでは、測定できるエネルギー分解能について述べる。中性子の運動エネルギーは、中性子源と検出器の間のビーム行路の距離を L 、この間のTOFを t として、

$$E = \frac{1}{2}m_n v^2 = \frac{1}{2}m_n \left(\frac{L}{t}\right)^2 \quad (4.1)$$

で与えられる。このとき、エネルギー分解能 $\Delta E/E$ は、 t 、 L が独立であるとする、

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = 4\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 \quad (4.2)$$

と表わされる。 Δt は検出器の時間分解能に由来し、 ΔL は減速材や試料の厚み、検出器の中性子検出部に有限の厚みがあることで生じる不定性である。

4.2.1 共鳴吸収分光法

中性子は、元素ごとに固有の核共鳴吸収エネルギーをもっており、元素の種類・密度によっては大きな共鳴吸収断面積をもつ。この共鳴吸収断面積から試料に含まれる核種を同定することができる。さらにイメージングによって、その元素のみの分布が測定できる。この手法は中性子共鳴吸収分光法といわれる。例として ^{109}Ag の全断面積を図4.2に示す。また、試料の温度によってドップラー効果により共鳴吸収のエネルギー幅が異なるので、中性子共鳴吸収分光法は核種の同定だけでなく、試料の温度を遠隔測定することも可能である。

共鳴吸収分光法を行うためには、核破碎反応による大強度パルスビームを利用し、TOF法を用いたエネルギー測定が有効である。このとき、中性子検出器に求められる時間分解能 Δt は ΔL が理想的に小さいとすると考えると、核共鳴吸収エネルギーのエネルギー巾 $E = \Gamma$ に対して、 $1 > \Delta E/E \approx \Delta t/t$ が条件となる。典型的に $\Gamma = 1 \text{ eV}$ 、 $L = 10 \text{ m}$ とすると、 $t \sim 10^{-5} \text{ s}$ であるため、検出器の時間分解能 Δt は $1 \mu\text{s}$ 程度必要である。

例として、H. Sato et al. が行った実験の概念図を図4.3に示す[23]。検出器は ^6Li を含むピクセル型のガラスシンチレータとMA-PMTsからなり、2次元位置感度をもつ。 ^{109}Ag などを含む試料に中性子ビームを照射し、TOF法により各々のピクセルから読みだしたスペクトルが図4.4である。ビームの行路に ^{109}Ag があるピクセルでは、 5.19 eV に吸収線があることが分かる。また、吸収のエネルギー幅と被写体を回転させイメージングすることでComputed Tomography(CT)を行い、試料の温度分布の測定に成功している(図4.5)。

4.2.2 Bragg法

結晶構造による回折線は、Braggにより簡潔な説明がなされている。すなわち面間隔が d の結晶に波長 λ の波が結晶面に対して角度 θ で入射するとき、波が強めあう条件は、 n を整数として

$$n\lambda = 2d \sin \frac{\theta}{2} \quad (4.3)$$

と表わされる。これはBraggの法則と呼ばれる。

Bragg反射は、波長 λ が $\lambda \leq 2d$ のときに初めて起こるため、全断面積はBragg角 θ が $\theta = \pi/2$ で面間隔 d に対応する波長 $\lambda = 2d$ に鋭い立ち上がりをみせ、そこから波長が短くなるにつれ減衰していく。このときの鋭い断面積の変化はBraggエッジと呼ばれる。これを模式的に描いた図を4.6に示す。一例として、K. Iwase et al.(2009)が測定したFeのBraggエッジの様子を図4.7に示す[24]。bcc結晶構造の結晶面の指数110,200,211,220,310に一致するBraggエッジが計測された。また、応力が加えられたFe試料ではbcc結晶構造は保ちながら、 2\AA 以上では断面積が増加する傾向がみられ、結晶構造の微細な変化を表わすものと考えられている。

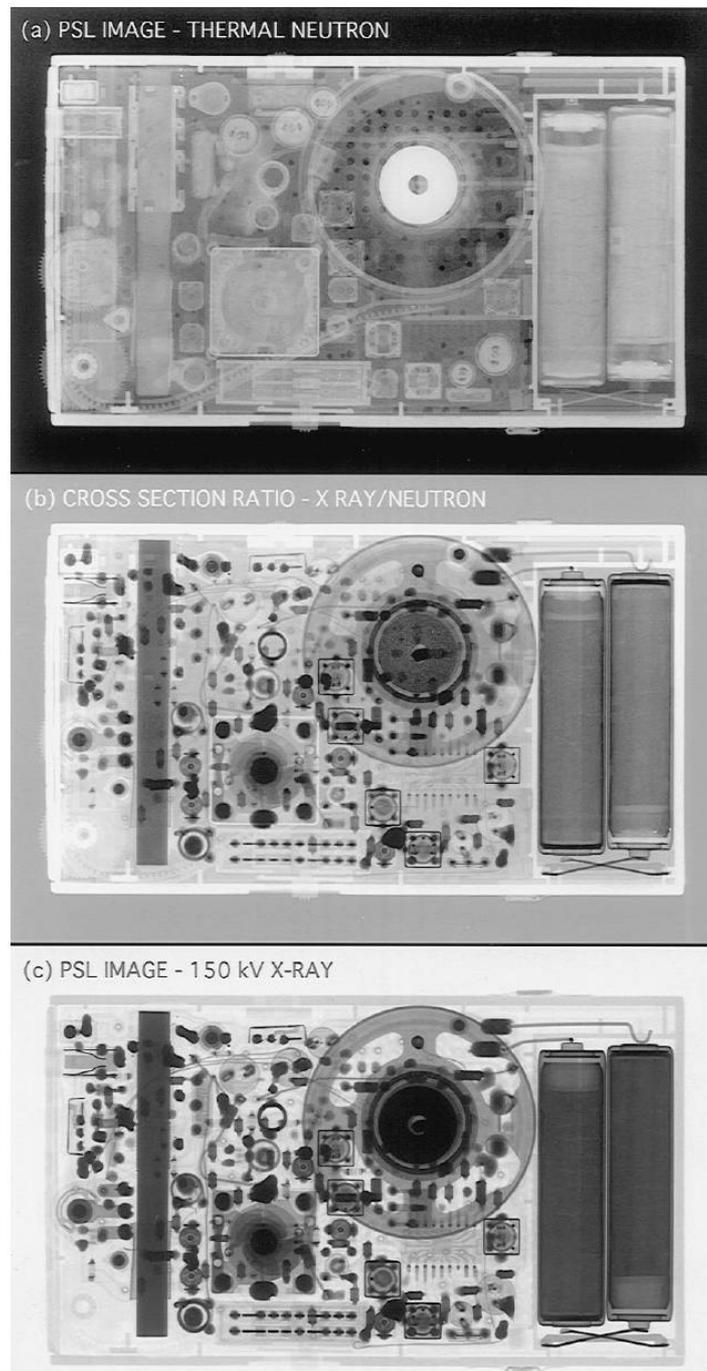


図 4.1: NIP で得られた携帯ラジオのイメージ [21]。(a)28.9meV の中性子透過像。(b) 中性子断面積/ガンマ線の断面積。(c)150keV のガンマ線透過像。

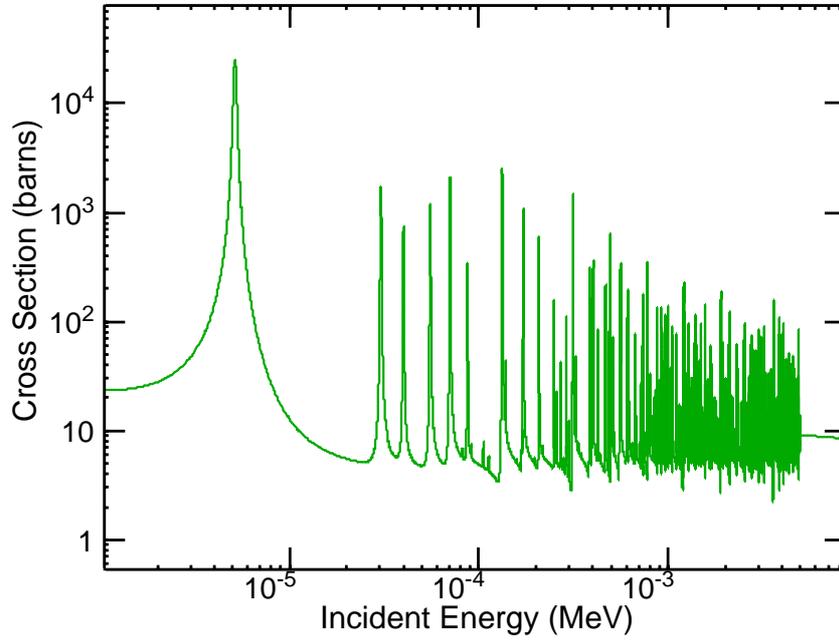


図 4.2: ^{109}Ag の中性子エネルギーに対する全断面積 [22]。

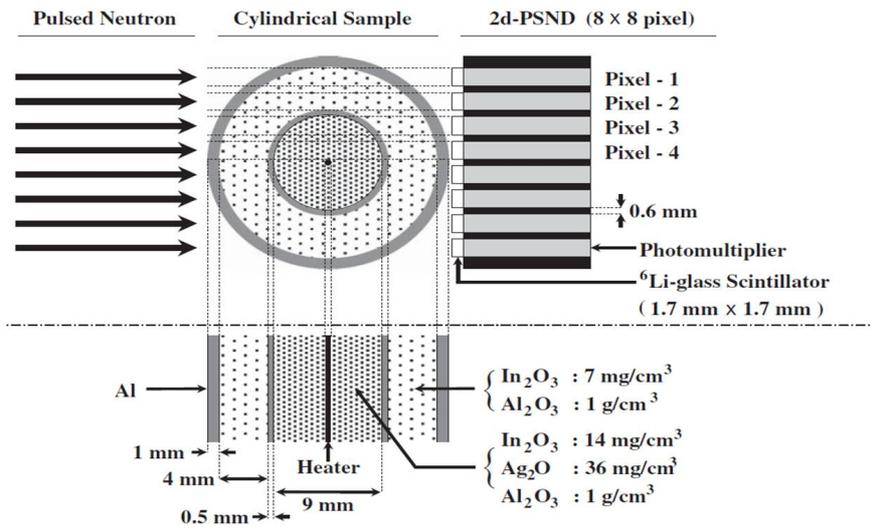


図 4.3: H. Sato et al. が行った共鳴吸収実験のセットアップ [23]。

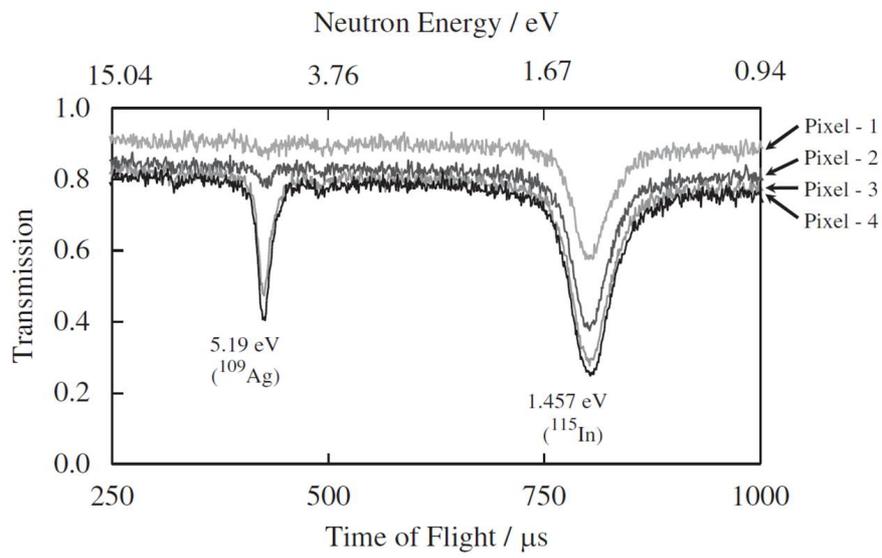


図 4.4: TOF 法による共鳴吸収のスペクトル [23]。

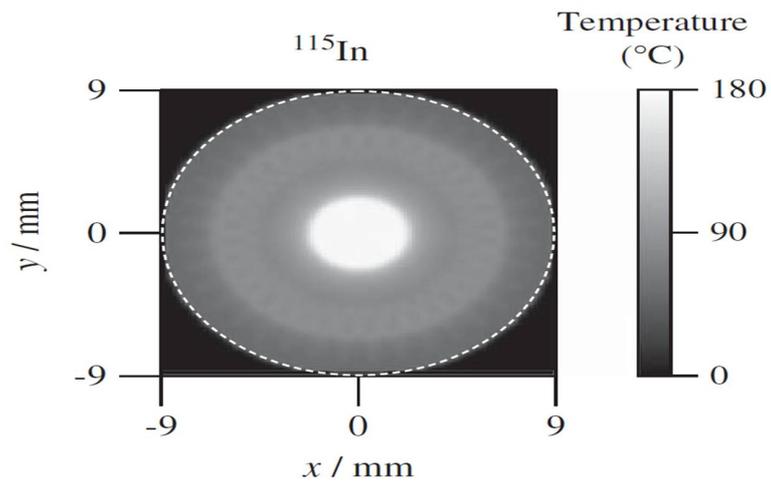


図 4.5: 測定された温度の CT イメージ [23]。

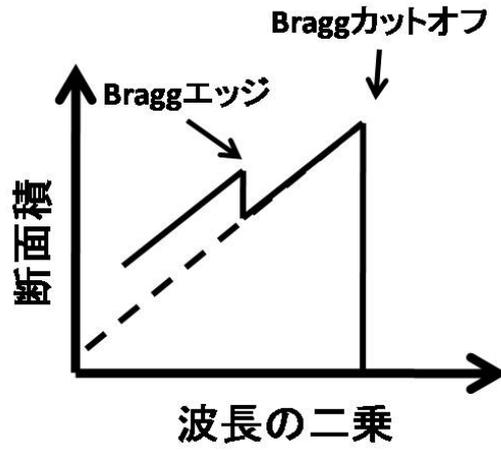


図 4.6: Bragg エッジの概念図。面間隔で最も長いものの Bragg エッジは特に Bragg カットオフと呼ばれる。

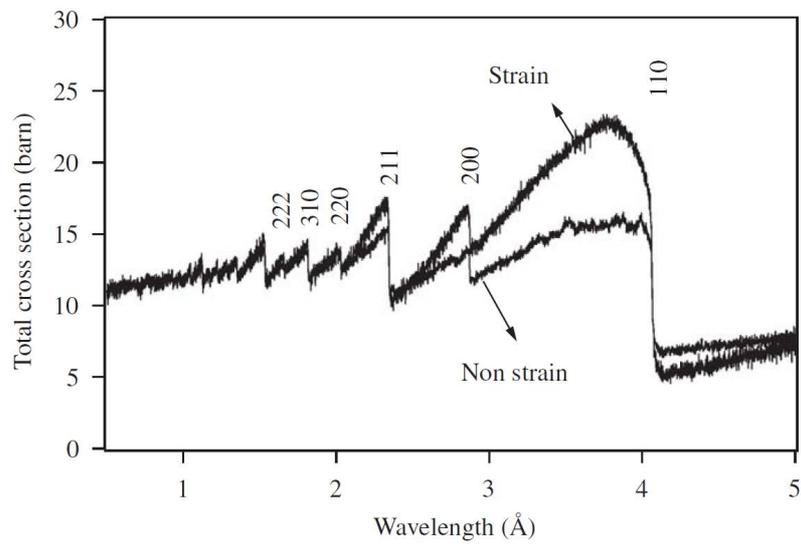


図 4.7: Li ガラスシンチレータで取得した Fe の Bragg Edge[24]。

第5章 μ -PICを用いたNeutron Imaging Detector(NID)

中性子イメージングのための中性子検出方式において、写真乾板は空間分解能は数十 μm と良いが、ダイナミックレンジは典型的に1:400程度しかない。イメージングプレートでは空間分解能は写真乾板と同程度のままで、 10^6 程度の広いダイナミックレンジを得ており、写真乾板に置き換わる検出法として利用されてきている。しかし、上記の検出法では、静止画像をとらえることしかできない。一方、シンチレーション検出器は、すぐれた時間分解能をもつが、2次元位置分解能は典型的に mm 程度であり、 10cm 角以上の大面積の検出面積を得るには光読み出し装置が制限を与え、高コストを要する。

そこで、我々は ^3He 崩壊飛跡を詳細に観測することで中性子検出を行うガス検出器型の高精度中性子イメージング検出器(NID)の開発を行っている。検出器に微細加工技術を利用したMPGDの一種である μ -PICを利用することで検出面積は 10cm 角以上の大面積を有し、高計数率にも耐性をもつ。中性子に対しては $\sim 1\mu\text{s}$ もの高精度の時間分解能とサブミリの空間分解能が期待されている。

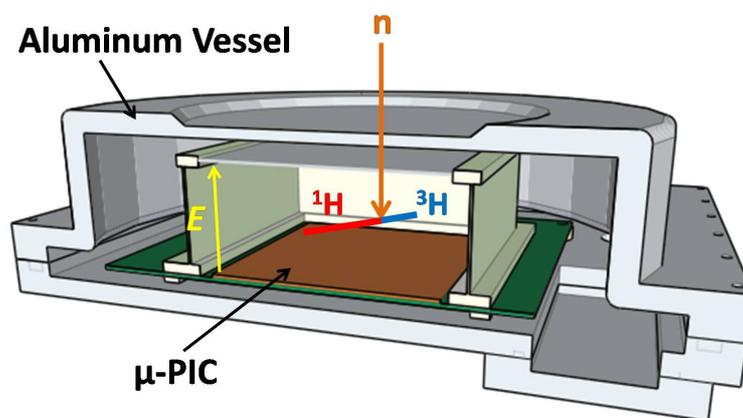


図 5.1: NID の概念図。

5.1 原理

NID の概念図を図 5.1 に示す。入射中性子は NID の真空容器に封入されたガス中の ^3He に吸収され、崩壊反応によって生じた崩壊核の ^3H 、 ^1H の飛跡に沿って電子雲が生じる。電子雲は電場に沿ってMPGDの一種である μ -PICで増幅され読みだされる。崩壊核の飛

跡とエネルギー損失を測定することで、崩壊反応が起こった位置を再構成し、中性子の入射位置を決定する。

吸収される中性子のエネルギーが ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ 反応で生じる陽子・三重陽子のエネルギー、578keV、193keVに対して十分小さいときには、陽子飛程と三重陽子飛程の長さを足し合わせた全飛程はほぼ一定となる。熱中性子はエネルギーが25meVであるので、この条件をよく満たす。図5.2にGeant4(ver5.0 patch01)を用いて陽子三重陽子飛跡に沿ったエネルギー損失のシミュレーション結果を示す[25]。ガスはAr/C₂H₆(10%)/ ${}^3\text{He}_3$ (<1%)は混合ガスで、1atmであり、回路による応答の効果は含まれていない。図よりブラッグカーブから陽子三重陽子の識別が可能であることが分かる。

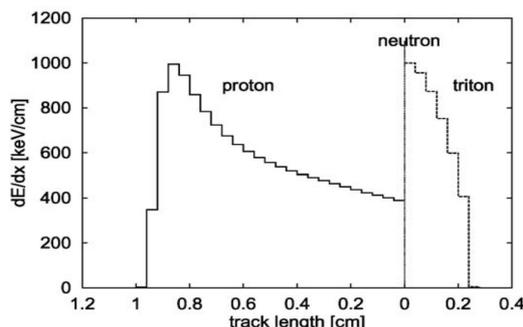


図 5.2: Geant4 で計算された陽子三重陽子飛跡 [25]。1atm, Ar/C₂H₆(10%)/ ${}^3\text{He}_3$ (<1%)。

5.2 μ -TPC

5.2.1 μ -PIC

μ -PIC[26]はプリント回路基板技術を用いてつくられた微細電極構造をもつ Micro Pattern Gas detector の一種である。電極は比例計数管を輪切りにして2次元格子状に並べたような構造となっており、各ピクセルの間隔は400 μm である。陽極と陰極は互いに直交する方向にピクセルを束ねたストリップ構造となっており、読み出した電荷から2次元の位置情報が得られる。検出面のサイズは、10cm角、20cm角、30cm角のものがあり、より大面積化を実現するための連結型 μ -PICの開発も進められている(第7章を見よ)。

ピクセル型の電極構造を用いたために、Micro Strip Gas Chamber (MSGC) で問題となっていた放電による電極破壊問題は低減され、 μ -PIC 単体で高いガス利得を得ることができる。 μ -PICはX線に対して $\sim 10^7$ [1/s/mm²]もの高計数率下でも動作可能である。

μ -PICの典型的なガス利得を図5.7に示す。この図より、 μ -PICは最大ガス利得が ~ 20000 程度と、MPGDとして得られるガス利得では大きい。実用的にも μ -PICは、ガス利得 ~ 6000 で1000時間という長時間の安定性も実現しており、高いガス利得と安定性を兼ね備えた検出器である。

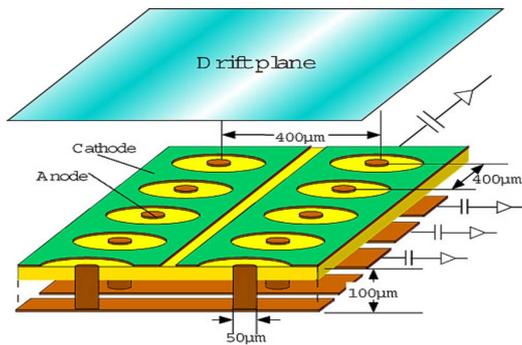


図 5.3: μ -PIC の概念図 [29]。

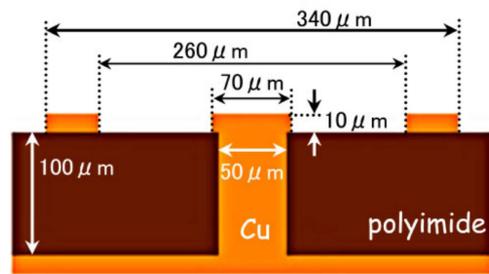


図 5.4: μ -PIC の電極の構成 [29]。

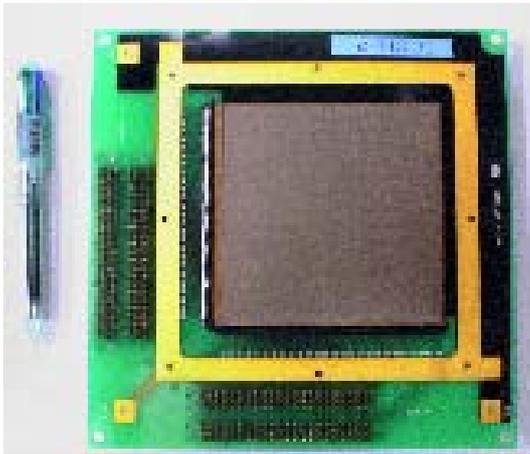


図 5.5: 10cm 角 μ -PIC [29]。



図 5.6: 30cm 角 μ -PIC [29]。

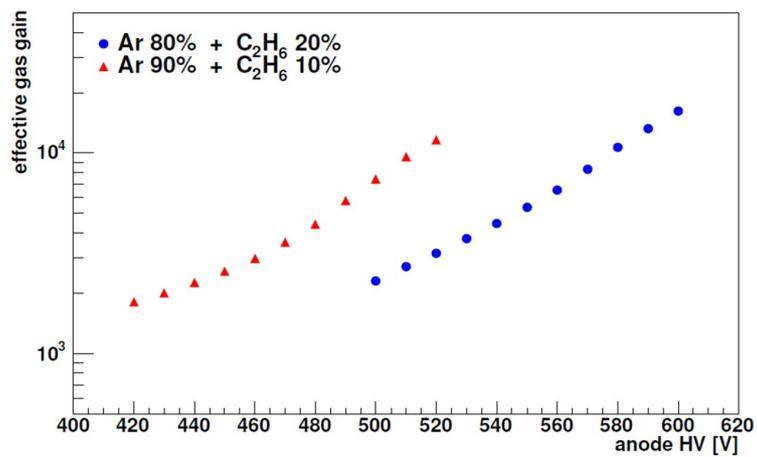


図 5.7: μ -PIC アノードの印加電圧に対するガス利得 (SN040223-1) [29]。

10cm 角の μ -PIC には 65536 個のピクセルがある。ピクセル構造の不均一さは、 μ -PIC ガス利得の不均一を引き起こす。図 5.8 に、10cm 角の μ -PIC の典型的なガス利得の分布図を示す。全体のガス利得のばらつきの Root Mean Square は $\sim 5\%$ である。

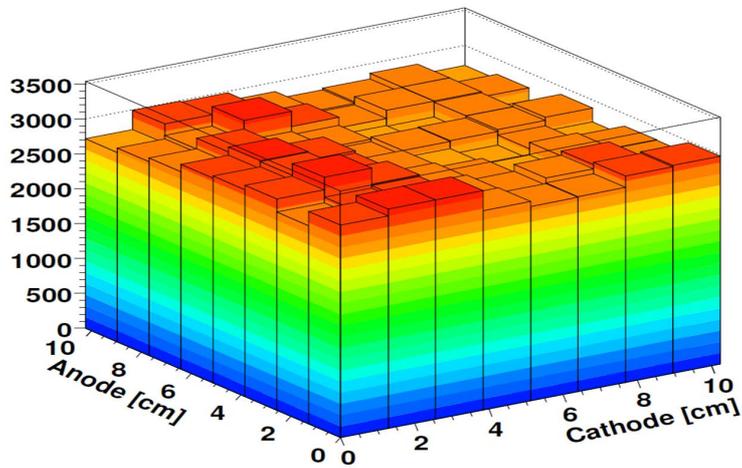


図 5.8: 10cm 角 μ -PIC ガス利得の分布 (SN040426-1)[29]。

μ -PIC は既に X 線イメージング検出器としての性能が調べられている [28]。図 5.9 は 10cm 角の μ -PIC で測定された ^{55}Fe のスペクトルである。図 5.10 は、X 線ジェネレータを用いて放射されたテストチャートの X 線イメージで、テストチャートのエッジから求められた位置分解能は $\sigma \sim 120\ \mu\text{m}$ である。

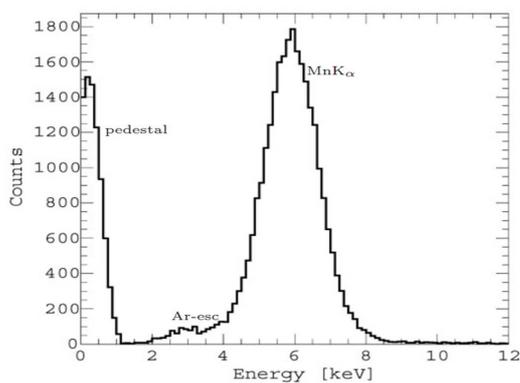


図 5.9: ^{55}Fe のスペクトル (10cm 角全面, Ar/C₂H₆(90 : 10), 1 気圧) [28]。

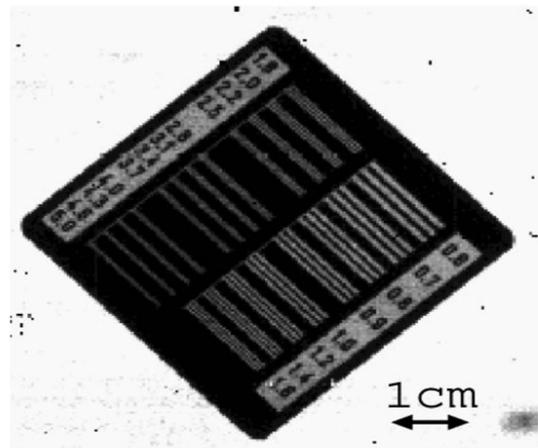


図 5.10: テストチャートを用いた X 線イメージング [28]。

5.2.2 読み出し回路

μ -PIC は読み出すストリップ数が非常に多く、10cm 角では 512 ストリップ、30cm 角では 1536 ストリップにもなる。そのため、我々はこの多チャンネルの信号を読み出すシステムの開発を行ってきた。図 5.11 に信号の読み出し方の概念図を示す。

それぞれのストリップは個々に前置増幅器に入力され、前置増幅器はアナログ信号と分別回路通したデジタル信号へと分けられる。アナログ信号は基板上で 16ch または 32ch ごとに足し合わされ、取り出すことができる。デジタル信号はその 1 つ 1 つが Position Encoding Module (エンコーダ) に入力される。エンコーダ はアノード信号、カソード信号を 100MHz の内部クロックによって同期し、パイプライン処理を行う。各ストリップの立ち上がり、立ち下がりエッジ情報が VME Memory Module (メモリーモジュール) に送られる。以下では、各回路の詳細を示す。

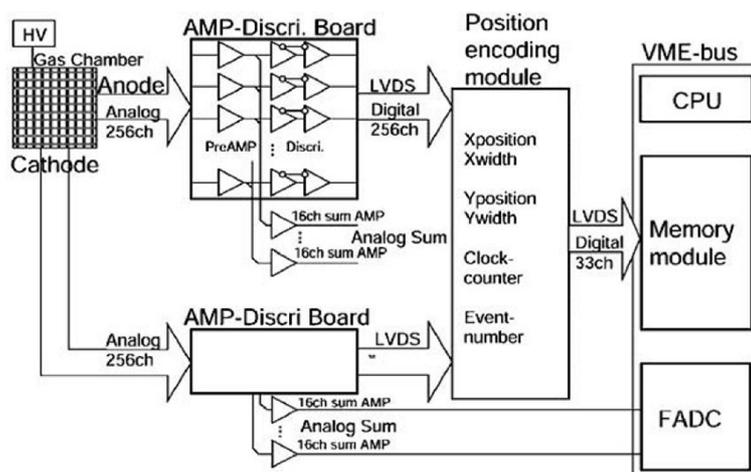


図 5.11: μ -PIC の Data Acquisition System[27]。

μ -PIC では、アノードへの高電圧印加は HV 供給基板を通じて行う (図 5.12)。基板 1 枚につき、256ch のストリップに高電圧を印加できる。基板上では、256ch のストリップは 16ch 毎に 1 G Ω の抵抗でまとめられている (図 5.13)。これは、ストリップ間を絶縁することで、放電が生じた際に、該当箇所への急激な電荷流入を防止するためである。しかし、高計数率下で使用する場合は、抵抗による電位降下によりガス利得の減少が問題となるため 1 G Ω の抵抗は取り払い、代わりに短絡させる。

HV 基板は真空容器からのフィードスルーとしての役割も果たす (図 5.14)。一般に、真空から多数の信号線を引き出すことは容易ではないが、我々のシステムは長いケーブルを引きまわすことがない。したがって信号を減衰させることなく前置増幅器まで伝送することができる。

μ -PIC の前置増幅器として、CERN ATLAS の実験装置 Thin Gap Chamber のために KEK によって開発された Amplifier-Shaper-Discriminator (ASD) チップを使用している。ASD チップは、入力が 4ch であり、各チャンネルに対して電荷型前置増幅器、主増幅器、弁別器を経て、アナログ出力、デジタル出力をもつ。アナログ出力は前置増幅器の出力で

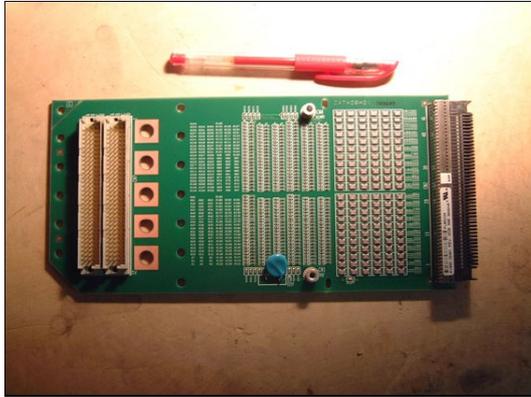


図 5.12: HV 供給基板の写真 [29]。

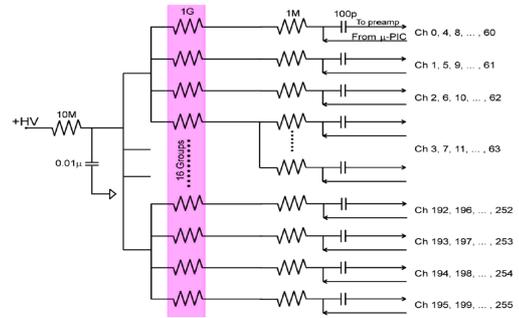


図 5.13: HV 供給基板の回路図 [29]。

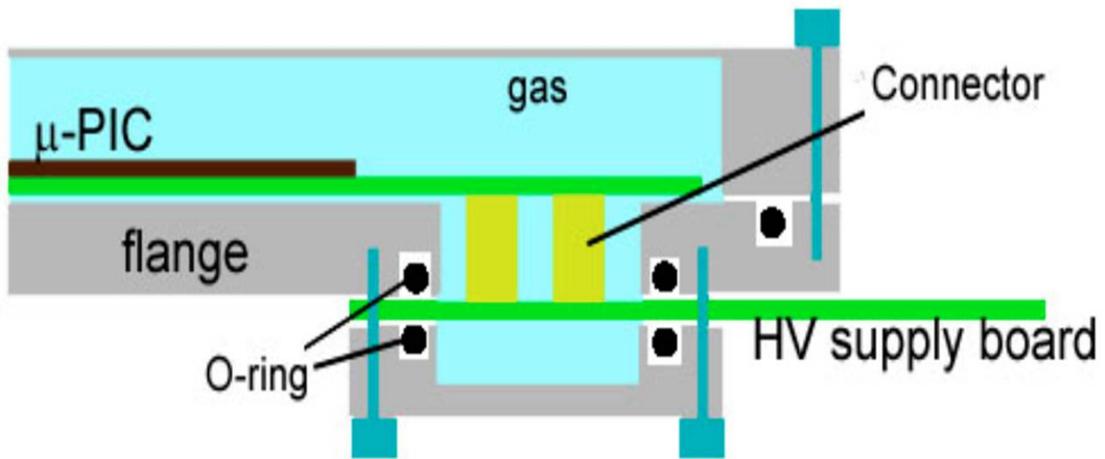


図 5.14: HV 供給基板と μ -PIC の接続の概念図 [29]。

あり、前置増幅器の時定数は 16ns である。デジタル出力は弁別器によって 2 値化された LVDS 信号を出す。

上記の ASD チップを搭載した我々が使用している ASD ボードを図 5.15 に示す。ASD ボード 1 枚あたりに ASD チップが 4 個実装されており、ASD のアナログ出力は基板上で 16ch または 32ch 毎にまとめられる。したがってこの ASD ボードは入力 64ch に対して、アナログ信号 4ch または 2ch、デジタル信号 64ch を出力する。我々は、この ASD ボードを図 5.16 のようにラックに入れて使用している。ひとつのラックには 4 枚の ASD ボードとすべての ASD チップの弁別器の閾値設定用の電圧入力用のボード 1 枚、バックプレーンボード 1 枚からなり、ラック 1 個で 256ch の信号を処理できる。

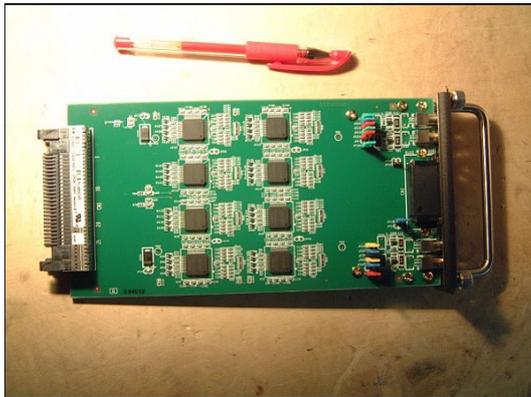


図 5.15: ASD ボードの写真 [29]。



図 5.16: ASD ラックの写真 [29]。

ASD ボードのデジタル出力はエンコーダ へ入力される (図 5.17)。エンコーダ には 8 個の Field Programmable Gate Array (FPGA) が搭載されており、1576ch の LVDS 入力と、I/O ポート、メモリーモジュールへの出力ポートをもっている。FPGA1 から FPGA8 まで名付けられた 8 つの FPGA は、FPGA1-6 の 6 つが位置計算、FPGA7 がデータ処理回路、FPGA8 が I/O としての機能を果たす。



図 5.17: Position Encoding Module[29]。

図 5.18 は、エンコーダ 内でのデータ処理を表わした概念図である。エンコーダ のそれぞれの FPGA は FPGA7 がつくる 100MHz のクロックで同期している。FPGA1 から FPGA6 はそれぞれが 256ch の入力をもっており μ -PIC からの信号をクロックで同期し

て受け取る。FPGA7は、FPGA1-3をアノード信号、FPGA4-6をカソード信号とみなして、アノードカソードの別、ヒット位置、信号の立ち上がり、信号の立下り、クロックなどの情報を符号化し、メモリーモジュールへと転送する。符号化する情報は、FPGAの書き換えによって変更することができる。

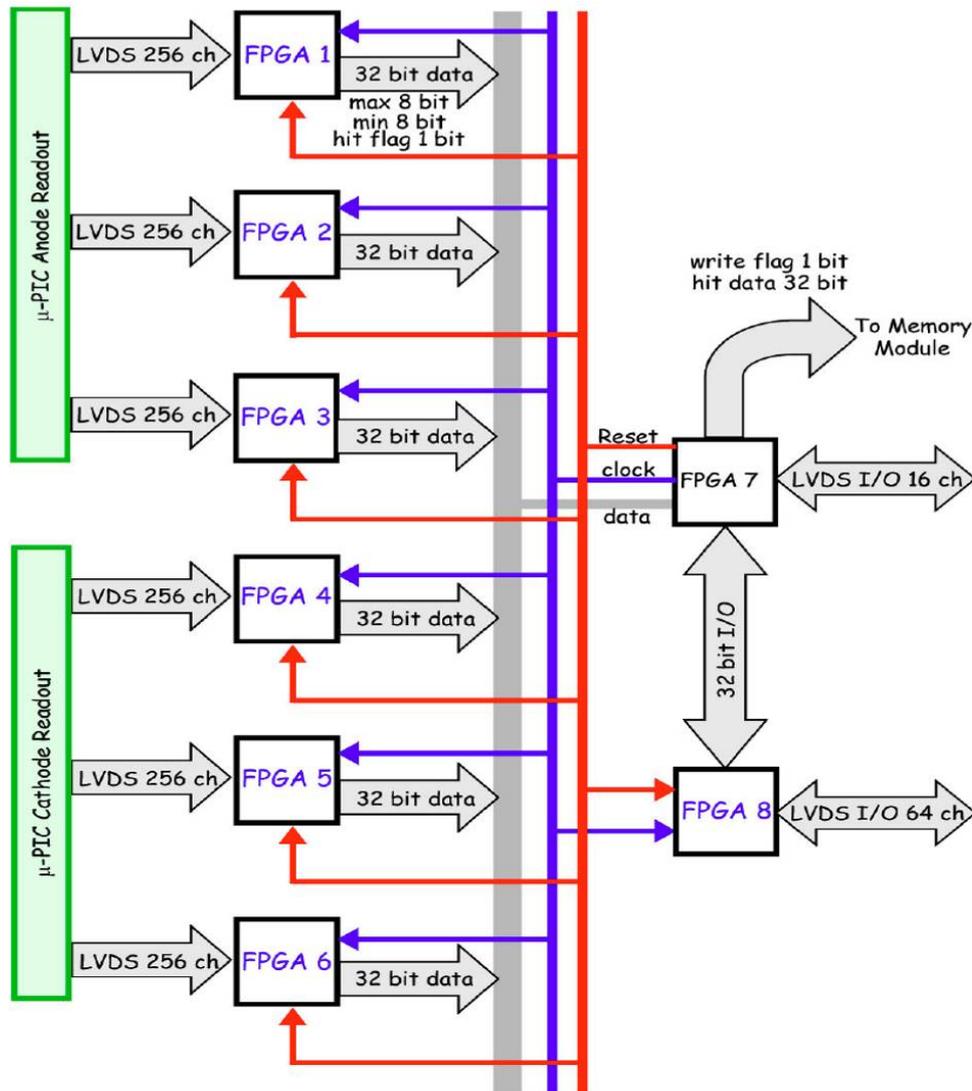


図 5.18: エンコーダ のデータ授受の概念図 [29]。

5.2.3 Time Above Threshold(TAT)

NID では、FPGA7 の書き換えにより電荷のヒット位置情報は中性子の崩壊飛跡検出に適した形式で読みとられる。すなわち、32bit のデータ中に、アノード・カソードの区別に 1bit、信号の立ち上がり・立ち下がりの区別に 1bit、ストリップの番号に 10bit、時

刻情報に 20bit が埋め込まれる。信号の立ち上がりと立ち下がりの 2 つの時刻の時間差は Time Above Threshold(TAT) とよばれ、ストリップに落とされた電荷情報に対応する指標となる。

5.2.4 μ -TPC(micro Time Projection Chamber)

ガスの中を荷電粒子が進むと、飛跡に沿って電子雲ができる。電子雲は緩やかにかけられた電場に沿って平均して一定の速度で移動する。これをドリフト速度という。検出器に到達するまでの時間差を測定することで、電子雲の相対的な高さ情報を得ることができる。この手法は Time Projection Chamber(TPC) とよばれ、 μ -TPC は μ -PIC を 2次元検出器として利用した TPC である。

電子のドリフト速度 v_- は、電場を E 、ガス分子との衝突平均時間間隔を τ として、

$$v_- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (5.1)$$

で表わされる。ここで、 τ は電場とガスの圧力の比 E/P に依存するため、電子のドリフト速度も E/P に依存した量となる。また、同じ E/P であっても、 τ はガスの組成や混合比により大きく変化する。図 5.19 にシミュレーションソフト Magboltz[30] を用いて計算した種々のガスでの電場に対するドリフト速度を示す。

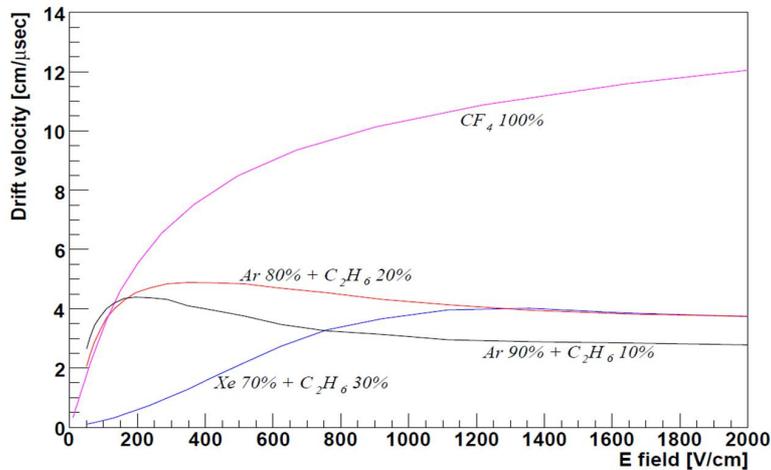


図 5.19: 電場に対する電子のドリフト速度 [29]。

時刻 $t = 0$ において局在した電子はガス分子との多重散乱により時間とともに拡散していく。位置 x において幅 dx 中での電子数 dN は全電子数を N として、

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (5.2)$$

と表わされる。ここで、 D は拡散係数とよばれる。拡散係数は、ガスの組成および混合比に依存する。電子の場合、拡散係数は電場にも依存し、電場の方向に垂直方向 (transverse) と

平行方向 (longitudinal) では、それぞれ異なる拡散係数をもつ。図 5.20、図 5.21 に Magboltz により計算した種々のガスでの電場に対する拡散係数を示す。TPC では電子の拡散は位置分解能を決定する量であり、検出器の位置分解能を向上するためにはなるべく拡散係数の小さい条件を採用すべきである。

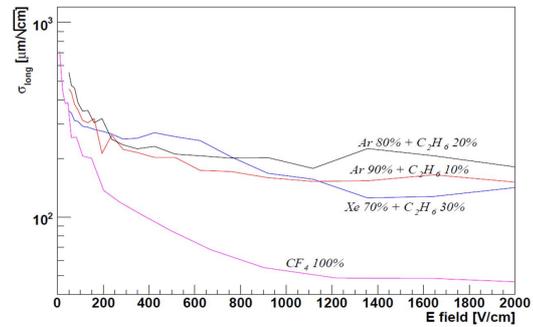
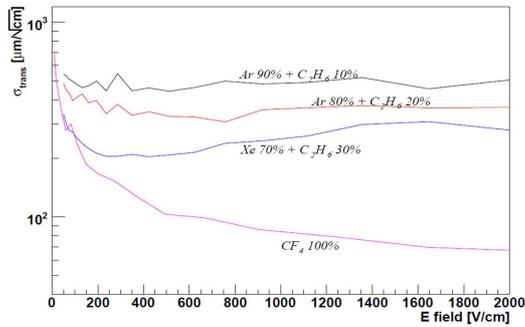


図 5.20: 電場に対する電場方向に垂直方向の電子の拡散係数 [29]。 図 5.21: 電場に対する電場方向に平行方向の電子の拡散係数 [29]。

5.3 プロトタイプ NID

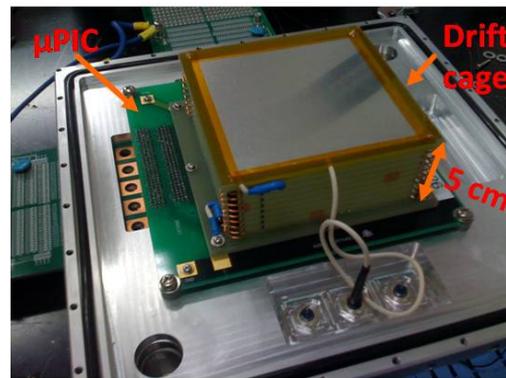
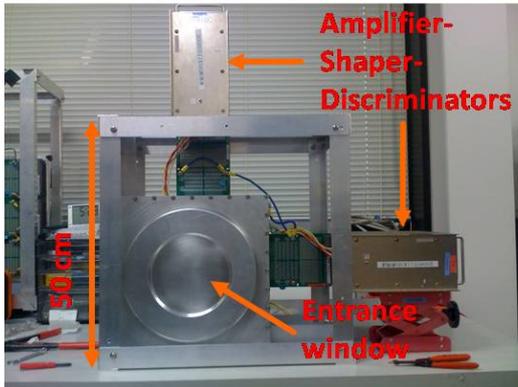


図 5.22: プロトタイプ NID の外観。

図 5.23: プロトタイプ NID の真空容器内部。

我々が作成したプロトタイプ NID の外観と真空容器内部の写真を図 5.22、5.23 に、示す。アルミニウム製の真空容器は 2 気圧までのガスを封入できる耐圧設計となっており、入射窓は厚さ 5mm のアルミニウムである。フィールドケージのドリフト長は 5cm であり、ドリフト長が最大となる 5cm 位置には厚み 0.5mm のアルミニウム製電極があり、ここに負の高電圧を印加する。フィールドケージの側面には導線パターンが 10 MΩ の抵抗でつながれており、電場成形の役割を果たす。封入ガスは Ar/C₂H₆/³He(63 %, 7 %, 30 %) 混合ガス 2 気圧である。

熱中性子を入射窓に垂直に照射したとき、検出器の各部分で散乱または吸収の起こる確率を Geant4 でシミュレーションした結果を表 5.1 に示す。アルミニウム入射窓での相互作用の確率は 5 % に抑えられている。理想的な検出効率である ^3He ガスとの崩壊反応確率は 31.8 % であった。

Ar/C₂H₆/ ^3He (63 %, 7 %, 30 %) 混合ガス 2 気圧における電子のドリフト速度の電場依存性、拡散係数について Magboltz により計算した結果を図 5.24、5.25 にそれぞれ示す。ガス検出器の中性子の TOF に対する時間分解能は、中性子と ^3He の反応位置の不定性に起因する。プロトタイプ NID の典型的な時間分解能は、有感領域のドリフト長 5cm に対し、2 $\mu\text{s}/\text{cm}$ の電子ドリフト速度を仮定すると、 $\sim 2.5 \mu\text{s}$ である。

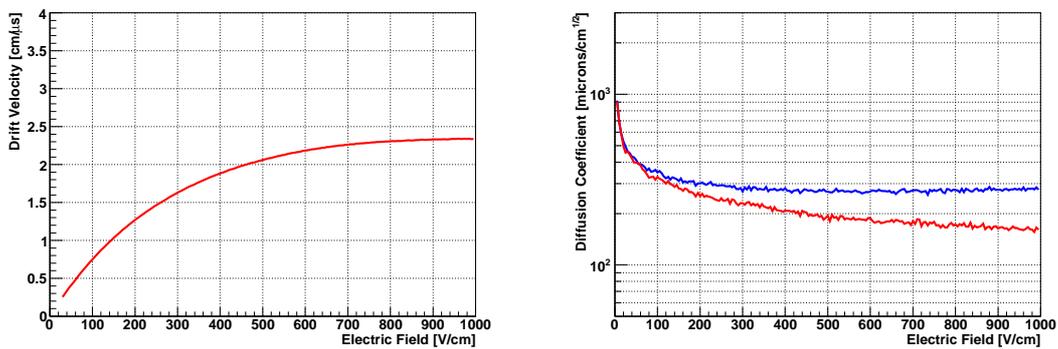


図 5.24: 電場に対する電子のドリフト速度。条 図 5.25: 電場に対する電子の拡散係数。赤線: 条件: 296K、Ar/C₂H₆/ ^3He (63 %, 7 %, 30 %) 電場に平行、青線: 電場に垂直。条件: 296K、混合ガス、2 気圧。
Ar/C₂H₆/ ^3He (63 %, 7 %, 30 %) 混合ガス、2 気圧。

この混合ガス封入下でのガス利得を以下のようにして求めた。 ^{252}Cf から放出される中性子をポリエチレンで熱化し、 ^3He の核反応で生じた陽子・三重陽子イベントのエネルギースペクトルを求めることで増幅率を測定した。その結果を図 5.26 に示す。490V 以上では、 $\mu\text{-PIC}$ が放電をはじめたため測定することはできなかったが、X 線バックグラウンド事象の計数を増やさずに熱中性子を測定するには今回の測定範囲でのガス利得である 400 程度でも十分である。

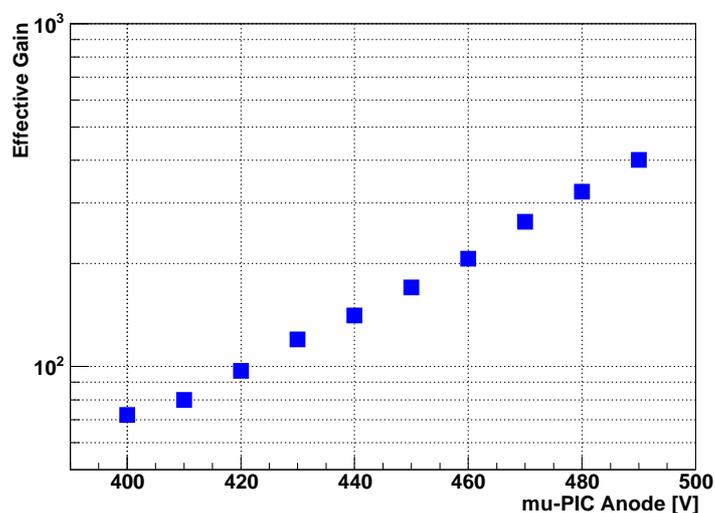


図 5.26: プロトタイプ NID のガス利得。Ar/C₂H₆/³He(63 %, 7 %, 30 %) 混合ガス、2 気圧。

表 5.1: 熱中性子を NID 入射窓中心に垂直に入射したときの NID の各部分での相互作用確率。相互作用には散乱と吸収を含む。ガス：Ar/C₂H₆/³He(63 %, 7 %, 30 %)、2 気圧。

| 各部分 | 相互作用確率 [%] |
|--------------|------------|
| アルミニウム入射窓 | 5.3 |
| 窓ドリフト電極間のガス | 9.7 |
| ドリフト電極 | 0.5 |
| ドリフト領域 | 41.8 |
| μ -PIC | 24.7 |
| アルミニウム真空容器壁面 | 7.3 |
| アルミニウム真空容器裏面 | 10.9 |
| 中性子検出効率 | 31.8 |

第6章 J-PARC NOBORU ビームラインにおける中性子ビーム試験

6.1 目的

本実験では、中性子ビームをカドミウムが蒸着されたテストチャートに照射し透過イメージをNIDで測定することで、NIDの大強度ビーム下での動作試験とイメージング能力の実証を行う。また、得られたイメージから位置分解能を測定し、NIDの性能評価を行う。このため、2009年11月にJ-PARC NOBORU ビームラインにて我々はプロトタイプNIDを用いたビーム試験を行った。

6.2 京大タンデムバンデグラフ加速器での予備実験

はじめに、J-PARCでのビーム試験に先駆けて、2009年に行った京大タンデムバンデグラフ加速器施設での予備実験の結果について述べる。

加速器は加速陽子を連続的に供給するが、チョッパーにより1msの幅をもつ125Hzのパルスに変換される。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によりつくられた1MeV程度のエネルギーをもつ中性子は10cm厚の常温のポリエチレン減速材により、熱化される。

予備実験でのNIDの封入ガスは、Ar/C₂H₆/³He(82.8%, 9.2%, 8%)混合ガス1atmであり、ガス利得は1000程度になるよう μ -PICに電圧を印加した。

上記条件下において、NIDを熱化したビームに照射し、熱中性子の飛跡の測定を行った。さらに比較のため、¹³⁷Cs(662keV)ガンマ線をNIDに照射し飛跡の測定を行った。得られた熱中性子とガンマ線の飛跡情報の違いは図6.1のように示される。飛跡点の数はガンマ線ではほとんど5以下であるのに対し、中性子では10-40程度の多くの飛跡点を観測している。 t_{tot} はガンマ線では短くほとんどのイベントが5clock以下に分布している。一方で、 μ -PIC投影面での飛跡長 l_{xy} と、飛跡のTATの持続時間 t_{tot} は、熱中性子の場合に楕円上に分布していることが分かる。これは、以下のように説明される。飛跡のTATの持続時間 t_{tot} は、電子のドリフト速度 v_{e} を用いて3次元飛跡のドリフト方向の長さ $l_z = v_{\text{e}} t_{\text{tot}}$ を与える量である。崩壊飛跡の全飛跡長 l はガスの種類に決まった値をとるので、

$$l^2 = l_z^2 + l_{\text{xy}}^2 \quad (6.1)$$

を満たす。熱中性子の崩壊飛跡の長さはガスの圧力や種類により決まるために、 $l_{\text{xy}}-t_{\text{tot}}$ 分布は楕円上、 $l_{\text{xy}}-l_z$ 分布は円上に事象が現れる。 l の分布を図6.2に示す。このように、飛跡長の分布により n/γ の分離が可能である。

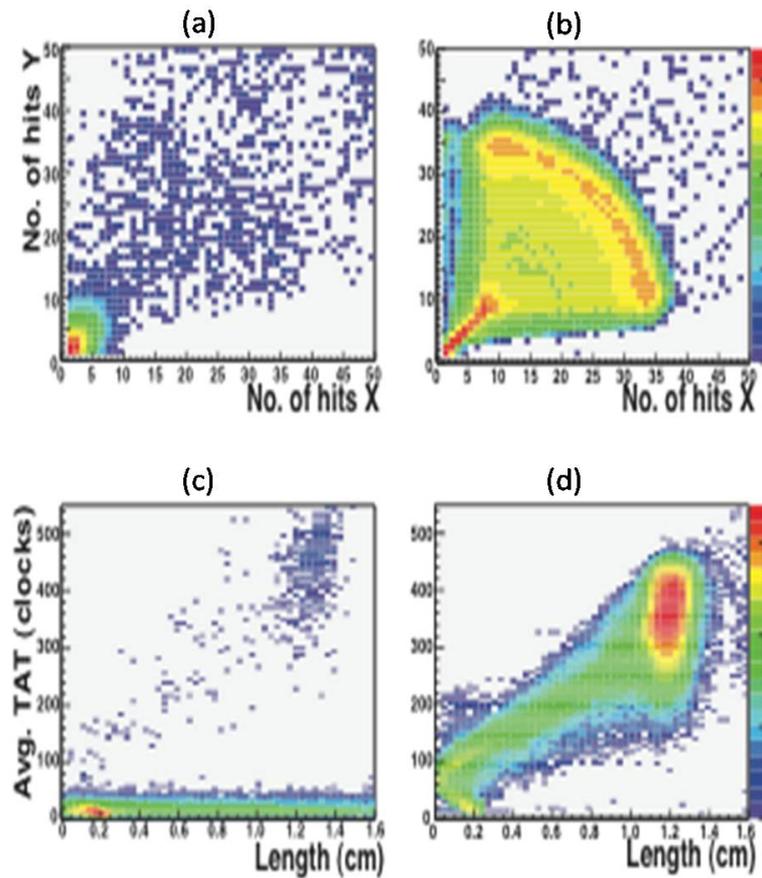


図 6.1: 飛跡データの分布図。カラーは popularity を示し、赤いほど多く青いほど少ない。
 (a) ^{137}Cs (662keV) の事象毎の μ -PIC アノード・カソードから検出した飛跡点の数。
 (b) 熱中性子の事象毎の μ -PIC アノード・カソードから検出した飛跡点の数。
 (c) ^{137}Cs (662keV) の事象毎の飛跡の TAT の持続時間と μ -PIC 投影面の飛跡長。
 (d) 熱中性子の事象毎の飛跡の TAT の持続時間と μ -PIC 投影面の飛跡長。

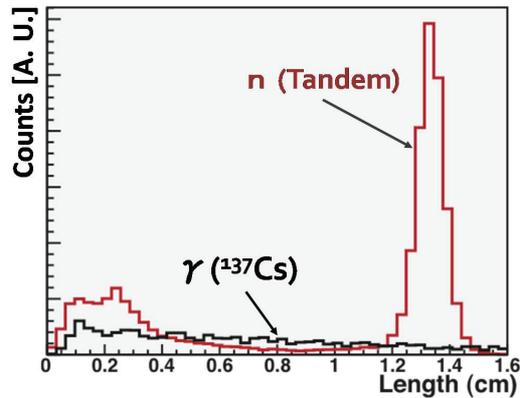


図 6.2: 飛跡長 l の分布。赤：熱中性子。黒：ガンマ線 (^{137}Cs 662keV)

6.3 J-PARC 中性子源特性試験装置 (NOBORU)

NOBORU は J-PARC JSNS の中性子ビームライン 10 番ポートに位置する試験装置である (図 6.3)。NOBORU の主な特徴を表 6.1 にまとめた。NOBORU は、JSNS で使用できる中性子ビームライン中で最大のビームサイズ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ を有し、パルス周期は 25Hz である。強度は中性子源から 14m 離れた試料位置における $4.8 \times 10^7 \text{ n/s/cm}^2$ NOBORU ビームラインのジオメトリ を図 6.3 に示す。ビームは、中性子源は大きさが $10 \times 10 \text{ cm}^2$ であり、これを原点とする。8m の位置には鉄製の 4 穴ロータリーコリメーターが置かれ、 L/D の調整が可能である。また、7m、12.6m の位置にそれぞれサイズ可変の B_4C スリットがあり、ビームサイズの調整が可能である。ビーム照射室は $2.5(\text{W}) \times 3.5(\text{L}) \times 3.0(\text{H})\text{m}^3$ と広く、様々な実験装置の設置が可能である。

表 6.1: NOBORU の特性 [32], [33]。

| | | |
|----------|--|----------|
| モデレーター種類 | 非結合型モデレーター | 液体水素 20K |
| ビーム周期 | 25Hz | |
| ビーム強度 | $4.8 \times 10^7 \text{ n/s/cm}^2$ ($L = 14 \text{ m}$) @ 1MW 稼働時 | |
| ビームサイズ | 最大 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ | |
| コリメーター | 鉄製 4 穴ロータリーコリメーター ($L = 8 \text{ m}$) | |
| スリット | 5mm 厚 B_4C 製スリット 2 台 ($L = 7 \text{ m}, 12.7 \text{ m}$) | |
| L/D | 140 - 600 | |

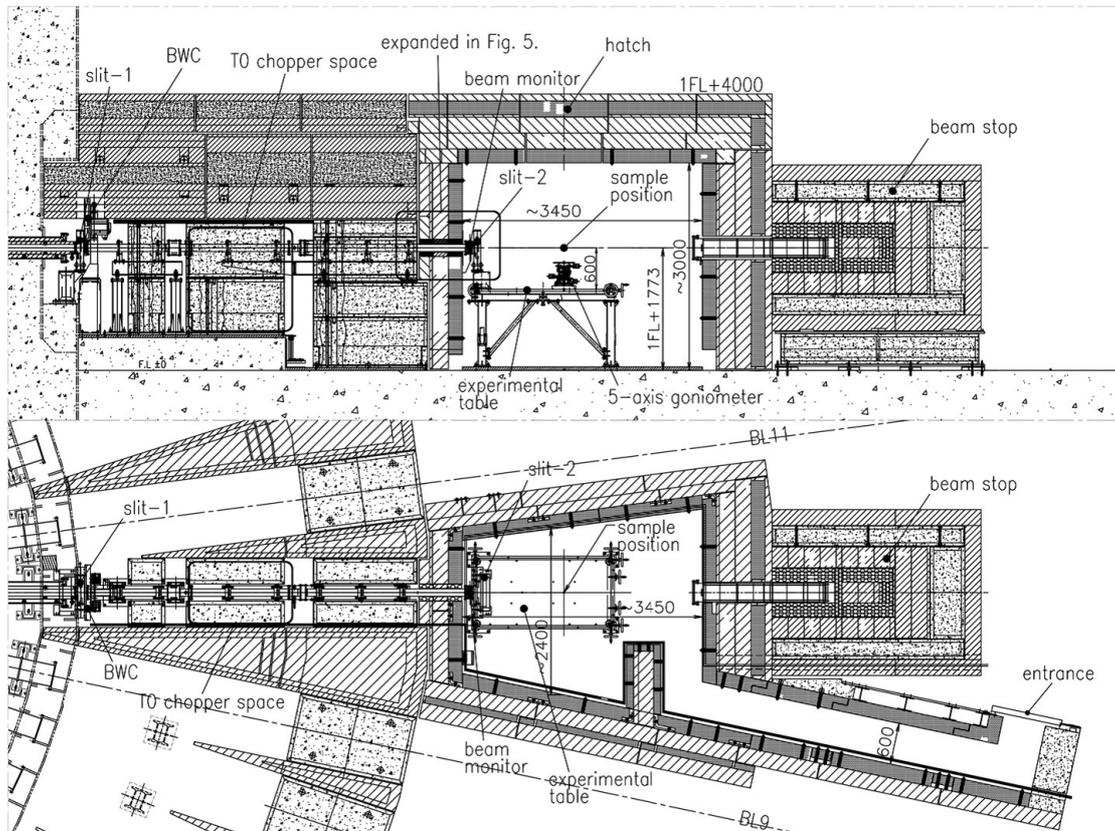


図 6.3: NOBORU ビームラインのジオメトリ [32]。

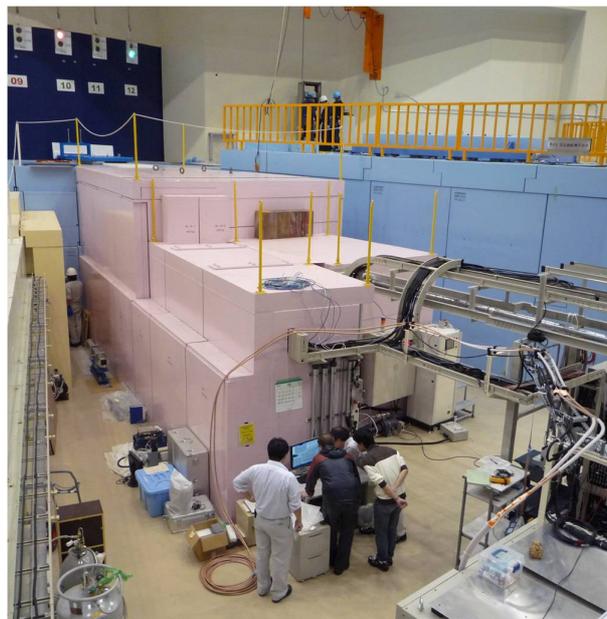


図 6.4: NOBORU の外観。

6.4 セットアップ

ビーム照射室内のセットアップの外観を図 6.5 に示す。B₄C スリットは 6 × 6 cm² に設定した。ロータリーコリメーターは 10 × 10 cm² を用いた。L をなるべく大きくとるべく、NID は照射室の中で最も中性子源から離れた位置である 14.45m に NID の入射窓を据えた。NID 検出面でのビームの指向性をできるだけ損なわずに熱中性子の強度を上げるため、減速材である厚さ 1cm のポリエチレン板を NID から 1.6m 離れた位置に設置した。

NID の封入ガスは Ar/C₂H₆/³He(63 %, 7 %, 30 %) 混合ガス 2 気圧で、ドリフト電場は 600 kV/cm、μ-PIC アノードの電圧は 490V とした。

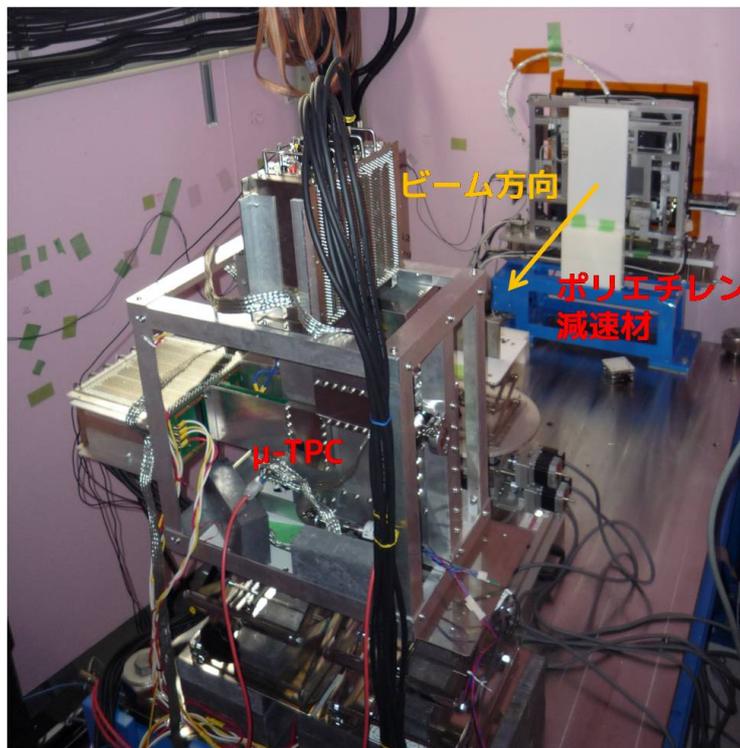


図 6.5: NOBORU ビーム照射室内のセットアップ。

使用したテストチャートの写真を図 6.6 に示す。材質はアルミニウムの表面にカドミウムを蒸着したものでカドミウムの厚みは 0.25mm である。カドミウムは人体に有毒なため、厚さ 1mm の樹脂でパッケージしてある。5cm 角のテストチャートの中には 5mm のスリットが 2 箇所、2mm のスリットが 4 箇所設けられている。このテストチャートを NID の入射窓に密着した状態で固定し、ビームを照射した。

6.5 結果

カドミウムテストチャートにビームを照射して得た典型的な熱中性子イベントを図 6.7 に示す。飛跡の投影を表わした 2 つの図 (上段) より、ほぼ直線状の飛跡が確認できる。



図 6.6: 使用したカドミウムテストチャート。

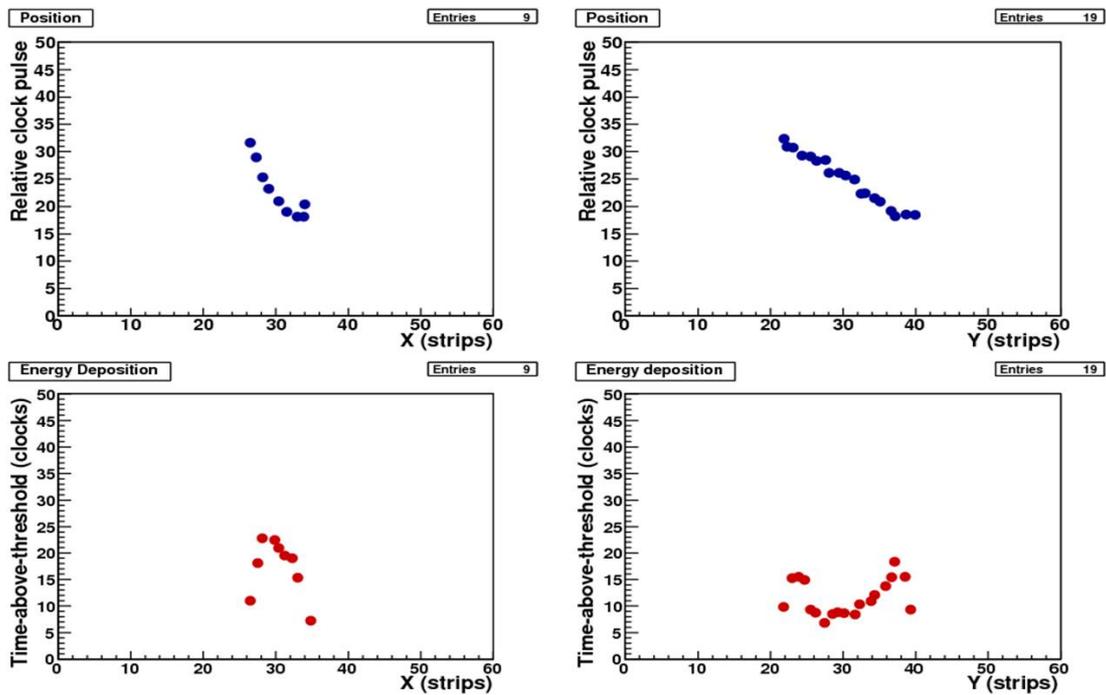


図 6.7: 測定された典型的な熱中性子の飛跡とエネルギー損失。上段: 飛跡の X-Z 面、Y-Z 面への投影。下段: エネルギー損失の X 軸、Y 軸への投影。

また、エネルギー損失を表わす Y 軸方向への射影図（下段右）では、陽子と三重陽子が作るブラッグピークが2つ見て取れる。ピーク的位置より、この場合の飛跡は Y 軸方向に沿って走り、陽子は Y 軸正の方向へ、三重陽子は Y 軸負の方向へ飛行したことが分かる。

中性子が核反応した位置の求め方について述べる。Geant4 のシミュレーションにより、全飛跡長を l としたとき反応位置は飛跡の中心から陽子の飛行方向へ $0.285 \times l$ 離れた位置にある。中性子の反応位置を調べるためには、測定した飛跡から陽子の飛行方向を知る必要がある。そこで、陽子・三重陽子の飛行方向を手続き的に区別する方法を次のように行った。その概念図を図 6.8 に示す。まず、ストリップ x_i における飛跡点の TAT を $w = w(x_i)$ とする。ストリップ方向に対する TAT の微分 w' が初めてゼロになる点を飛跡の両端からそれぞれ探し、極大点の位置 i_0 、 i_1 をもとめる。次に、飛跡の両端位置の中心を i_C とし、 $i_{0C} := (i_0 + i_C)/2$ 、 $i_{C1} := (i_C + i_1)/2$ とおく。次に、領域 I : $i_0 < x_i < i_{C1}$ (図中赤実線)、領域 II : $i_{0C} < x_i < i_1$ (図中青破線) での w' の重み付き平均値 b_I, b_{II} を求める。陽子の飛跡は三重陽子より長いため、領域 I, II のうちでどちらの $w = w(x)$ が直線によく近似できるか、つまり w' が x によってあまり変化しないほうを調べることで、陽子飛跡の方向を決められると考えられる。そこで、それぞれの領域で w の傾きが定数で表わされると仮定して、

$$\chi_I^2 = \sum_{i_0 < x_i < i_{C1}} \left(\frac{b_I - w'(x_i)}{\sigma_{w'x_i}} \right)^2 \quad (6.2)$$

$$\chi_{II}^2 = \sum_{i_{0C} < x_i < i_1} \left(\frac{b_{II} - w'(x_i)}{\sigma_{w'x_i}} \right)^2 \quad (6.3)$$

でカイ二乗を定義する。 $\sigma_{w'x_i}$ は $w'(x_i)$ の誤差である。自由度 dof に対して χ^2/dof の小さい方を探し、 $\chi_I^2/\text{dof}_I < \chi_{II}^2/\text{dof}_{II}$ であれば、陽子はストリップ x の小さい方へ、そうでなければ陽子は x の大きい方へ飛行したと判断する。

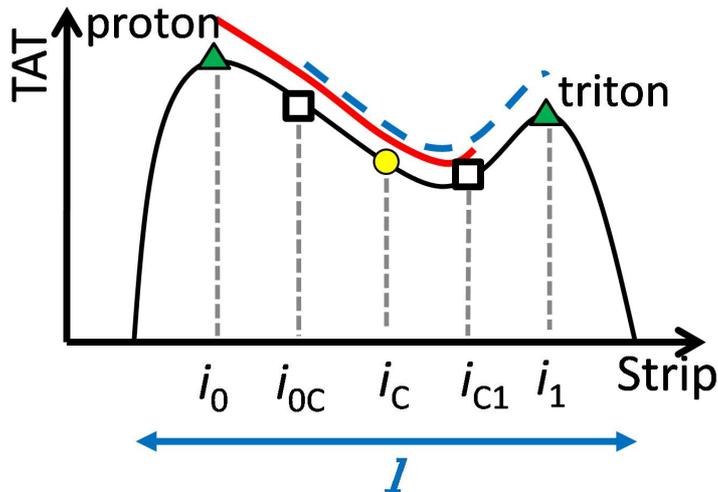


図 6.8: 飛跡の TAT から陽子の方向を求める概念図。図は、ストリップ方向の正の方向に三重陽子、負の方向に陽子が飛行している場合。

検出した中性子の飛跡のパルス当たりの計数率を図 6.9 に示す。TOF が $t = 2 \text{ ms}$ で計数のピークがあり、TOF の増加とともに指数関数的に落ちており、 $t = 2 \text{ ms}$ より早いところでは飛跡データに対して中性子の計数の減少がみられた。中性子に対する最高計数率は $t = 2 \text{ ms}$ での測定値から $\sim 0.35 \text{ MHz}$ であった。

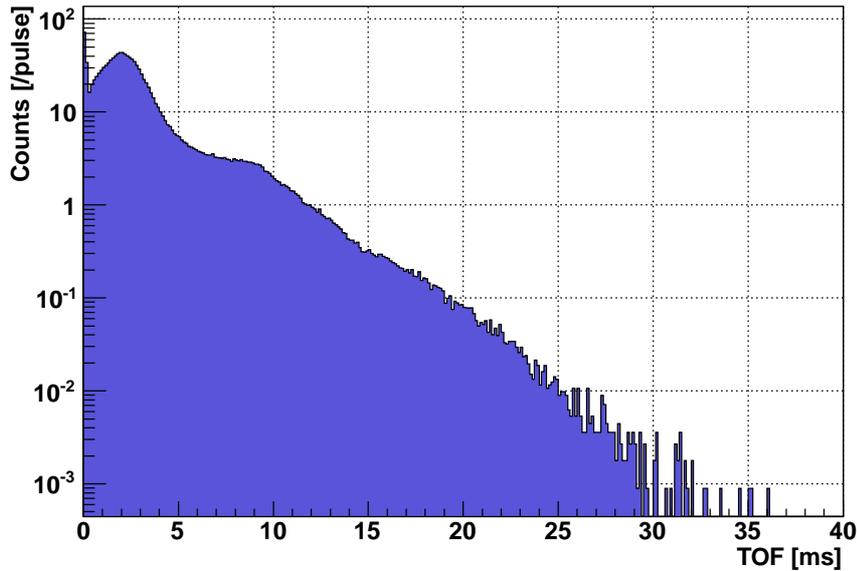


図 6.9: TOF に対するパルス当たりの中性子飛跡計数率。

中性子ラジオグラフィの結果を図 6.10 に示す。イメージ作成には、テストチャートを置かなかった場合のイメージで各画素を規格化した。ラジオグラフィの図より、Cd の文字がはっきりと読みとれる。また、5mm、2mm のスリットも完全に分離できていることが分かる。

ビームの広がりや検出器固有の位置分解能によるイメージのぼけを調べるため、Y 方向のストリップ番号が 140 から 180 のイメージのみを抽出し、それを X 軸に投影して強度のヒストグラムを作成した。その結果を図 6.11 に示す。スリットに対応する位置に 6 つの矩形の強度ピークがはっきりみられる。一様照射を仮定し、検出器の Point Spread Function (PSF) がガウス分布で表わされるとすると、PSF の一様な重ね合わせである Line Spread Function (LSF) は誤差関数の和で表わされる。ビームが一様に平行に入射したと仮定し、さらに検出器の PSF をガウス分布と仮定して強度分布を式 (6.4) のように誤差関数の重ね合わせで fit した結果を図 6.12 に示す。

$$f(x) = C_0 + C_1 \sum_{i=1}^6 \left[\text{Erf} \left(\frac{x - \mu_{2i-1}}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \text{Erf} \left(-\frac{x - \mu_{2i}}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \quad (6.4)$$

fit の結果より、ビームの拡散を含んだ系全体の位置分解能は σ で $U_t \approx 558 \mu\text{m}$ であった。

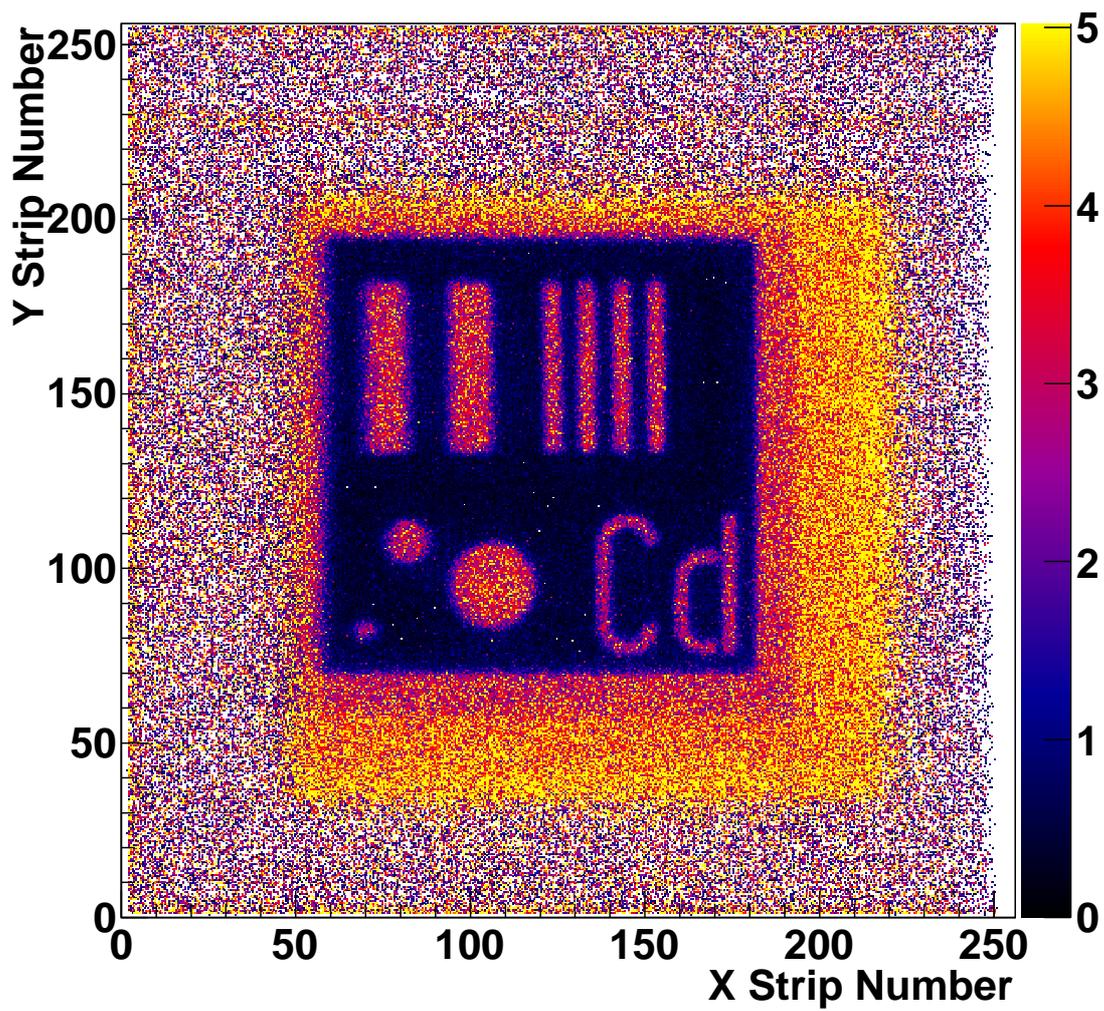


図 6.10: 測定したカドミウムテストチャートによるラジオグラフィ。テストチャートなしのビームで規格化した。

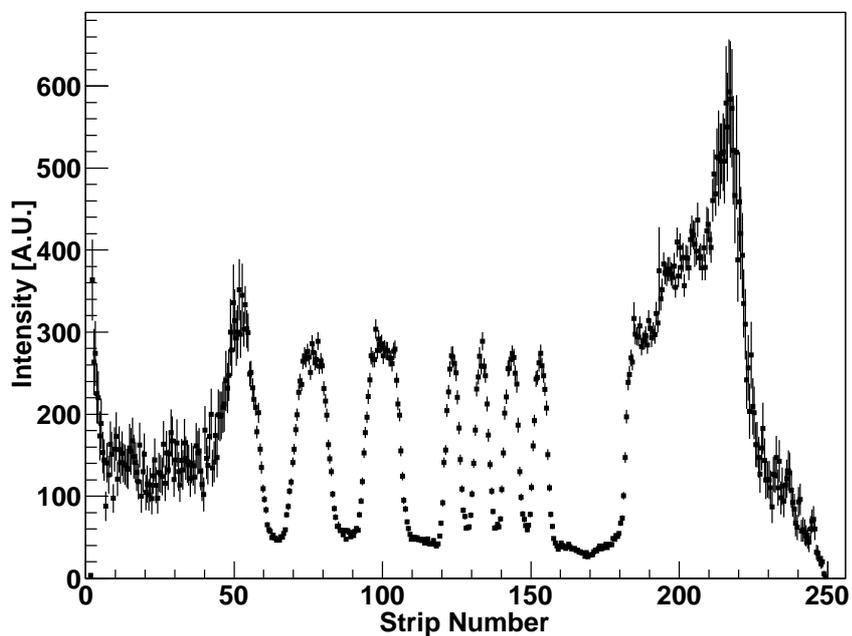


図 6.11: スリット位置で投影したラジオグラフィの強度分布。

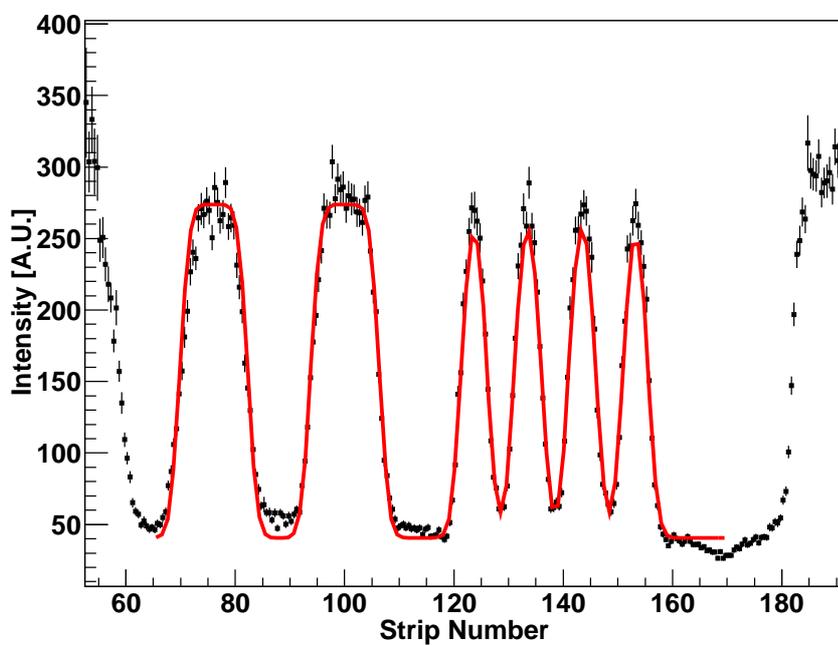


図 6.12: 誤差関数による強度分布の fitting 曲線。

6.6 議論

得られる中性子飛跡の最大計数率についてハードウェアから与えられる制限から検証する。エンコーダ 内部のデータ処理をつかさどる FPGA7 の後段の外部メモリモジュールへのデータ転送速度は 100MHz/DW (DW: Data Word, 32bit) で制限されている。一方、検出した中性子の飛跡点の数は典型的に 15 個であり、1 個の飛跡データは 4DW の情報をもつ。従って、理想的に熱中性子飛跡の信号のみが得られたとすると、 $100 \text{ MHz/DW} / (15 \times 4 \text{ DW}) \sim 1.6 \text{ MHz}$ の計数率が最大で得られることとなる。今回の測定では、最大計数率は 0.4MHz にとどまったが、考えられる理由として中性子の飛跡以外のガンマ線などの雑音信号の計数により転送できるデータ量を圧迫したことが考えられる。最大計数率を増やすには、容器の圧力を上げて崩壊の飛跡長を短くし 1 飛跡当たりのデータ量を減らすことで、1-2 倍程度ではあるが改善の可能性がある。それ以上の改善にはハードウェアの改良が必要である。

6.7 将来の課題

まず、TOF 法を利用したエネルギー選択イメージング能力の実証が挙げられる。このためには、開発したプロトタイプ中性子イメージング検出器と中性子パルス源を用いて核共鳴吸収実験を行う。複数の吸収ラインからエネルギー較正により、エネルギー分解能の見積りができる。

中性子イメージング検出器の位置分解能向上のためには、2 つの方法が考慮される。一つは、ドリフト領域の厚みを 5cm から 2.5cm 程度にまで減らし、反応点の不定性を低減する方法である。ドリフト長に反比例した時間分解能の向上も期待できる。もう一つは、混合ガスの組成比や圧力を変化させ、拡散係数を減らしたり、飛跡長を変化させることである。ただし、最適な飛跡長を決定には、反応点の解析手法に依存するため、平行して反応点を求める方法などの飛跡情報の最適な解析手法も模索する必要がある。

第7章 μ -PIC の高性能化へ向けた開発

7.1 連結型 μ -PIC

大面積 μ -PIC の開発により、今後 10cm 角を超える試料に対してイメージングを行うことができる。 μ -PIC は PCD 技術を用いているため、比較的安価に容易に大面積化が可能であり、一枚ものの μ -PIC では検出面が 30cm 角のものが開発されてきた。

しかし、これまで 30cm 角を超えた大面積化の実現のためには、製造機械の制限により新しい技術の開発が必要であった。そこで、我々は、複数の μ -PIC を組み合わせて大面積化を実現する技術の開発を行っている。この技術により、30cm 角を超えた検出面をもつ μ -PIC を実現できる。また、保守の観点からみても、複数に分割することで一部が故障してもシステム全体が動作しなくなるリスクを軽減することができる。

この章では、従来型の μ -PIC とは異なる基板配置をもつ連結型 μ -PIC について、その仕様と動作実証試験について述べる。

7.1.1 連結型 μ -PIC

連結型 μ -PIC は通常の μ -PIC とは異なり、検出面が中継基板の端にボンディングされている (図 7.1)。これにより、複数の連結型 μ -PIC を並べて組み合わせることで 1 枚の検出面の最大 4 倍もの検出面積を実現することができる。

我々はプロトタイプとして単体で検出面が 20cm 角の連結型 μ -PIC を開発した。



図 7.1: 連結型 20cm 角 μ -PIC の写真。

7.1.2 Gas Electron Multiplier (GEM)

Minimum Ionization Particle (MIP) はエネルギー損失が小さく、Ar ガス 1 気圧中で 2.54 keV/cm しかエネルギーを落とさない。このとき $\mu\text{-PIC}$ がピクセル間隔 $400 \mu\text{m}$ あたりに受け取る一次電子は、約 3.9 個である。この信号を読み取るためには 2×10^4 もの増幅率が必要であるため、我々は MIP の検出の際には $\mu\text{-PIC}$ の前置増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM)[36] を利用している。

GEM は、Sauli et al. により開発され、数百ミクロンの薄い絶縁体を両側から銅電極が挟み、多数の穴が開けられた構造をしている。両面の電極に電位差を加えると電気力線は孔に集中し、孔の内部では強い電場が形成される。この強い電場を利用して電子を雪崩増幅させる。

今回、連結型 $\mu\text{-PIC}$ の実験には 20cm 角サイズのものを使用した (図 7.2)。絶縁体の材質は Liquid Crystal Polymer (LCP) 製で厚みが $50 \mu\text{m}$ 、孔径は $90 \mu\text{m}$ 、孔のピッチは $140 \mu\text{m}$ 間隔である。

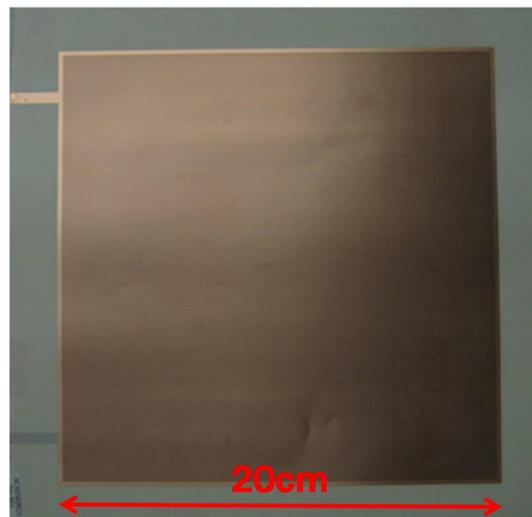


図 7.2: 20cm 角 GEM の外観。

7.1.3 セットアップ

セットアップの写真を図 7.3 に示す。真空容器は東北大江株式会社製で、連結型 $\mu\text{-PIC}$ を最大 2 枚マウントできるように設計されている。 $\mu\text{-PIC}$ を 2 枚連結した場合の写真を図 7.5 に示す。2 枚の連結型 $\mu\text{-PIC}$ の間のデッドスペースは計測値で約 2.6mm であった (図 7.6)。 $\mu\text{-PIC}$ には高さ 10cm の電場成形のためのフィールドケージを被せる。そのときの写真を $\mu\text{-PIC}$ 1 枚、2 枚をマウントした場合についてそれぞれ図 7.7、図 7.8 に示す。フィールドケージの側面は 5mm 間隔で平行な導体パターンがプリントされた基板からなり、18 個の $6.85 \text{ k}\Omega$ の抵抗により、導体パターンが連結されている。

封入ガスは $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (90% , 10%) 混合ガス 1atm である。以下の測定はすべてこのガスで測定を行った。

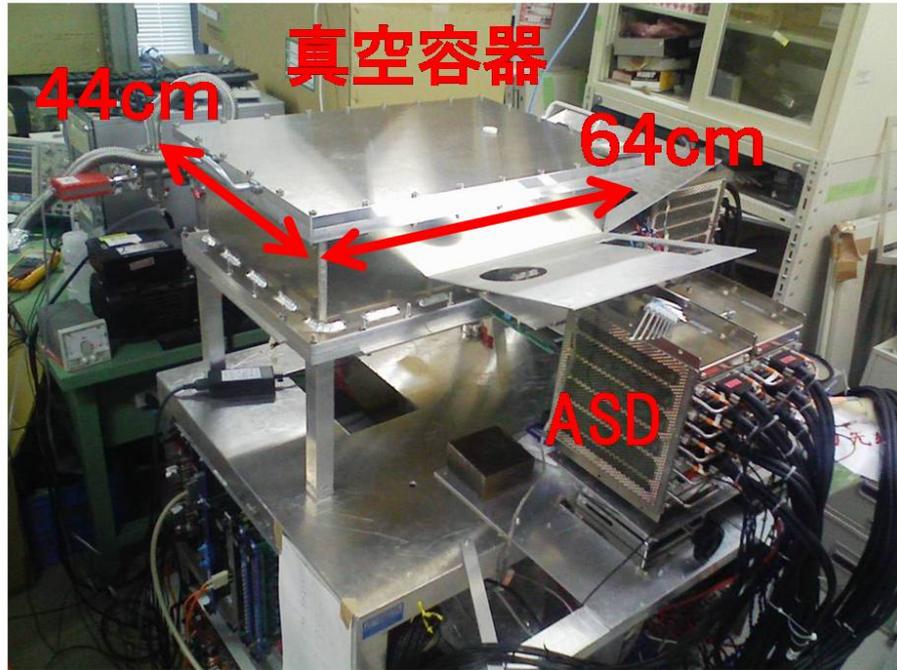


図 7.3: 連結型 μ -PIC 動作試験の μ -TPC セットアップ写真。

GEM は、 μ -PIC1 枚の試験では全体を覆うように、 μ -PIC2 枚の試験ではそれぞれの検出面の半面を覆うように μ -PIC から 4.5mm 離して固定した。GEM を使用する際は、GEM と μ -PIC の間の電場は 1 kV/cm に、ドリフト電極と GEM 間の電場は 400V/cm とした。

宇宙線ミュオン飛跡の取得には同時計数法を利用した。すなわち、 μ -TPC を挟んだ 2 枚のプラスチックシンチレータを貫通する宇宙線ミュオンの電離損失による蛍光を光電子増倍管により電荷信号に変え、ディスクリミネータを通して得た論理信号の論理積によってエンコーダ に信号データ取得のトリガーを与えた (図 7.4)。

アナログ信号は 8ch 入力の Flash ADC で波形情報を取得した。使用した Flash ADC はサンプリング周波数が $\nu = 62.5$ [MHz] で、ダイナミックレンジが -1to0V、分解能は 2^8 であり、インピーダンスは $Z = 50$ [Ω] である。

7.1.4 連結型 μ -PIC 単体の性能

ガスゲインカーブ

図 7.9 に、 ^{133}Ba を真空容器の外に置いて検出器にガンマ線を照射させ、検出面全体を 1 つの信号として読み出したときのスペクトルを示す。ADC 値の積分量 \hat{Q} [LSB] を電荷量 Q [C] に変換するには、Flash ADC のサンプリング周波数を ν [Hz]、分解能を δV [V]、インピーダンスを Z [Ω] とすると

$$Q = \int \frac{dQ}{dt} dt = \hat{Q} \frac{\delta V}{Z} \nu^{-1} \quad (7.1)$$

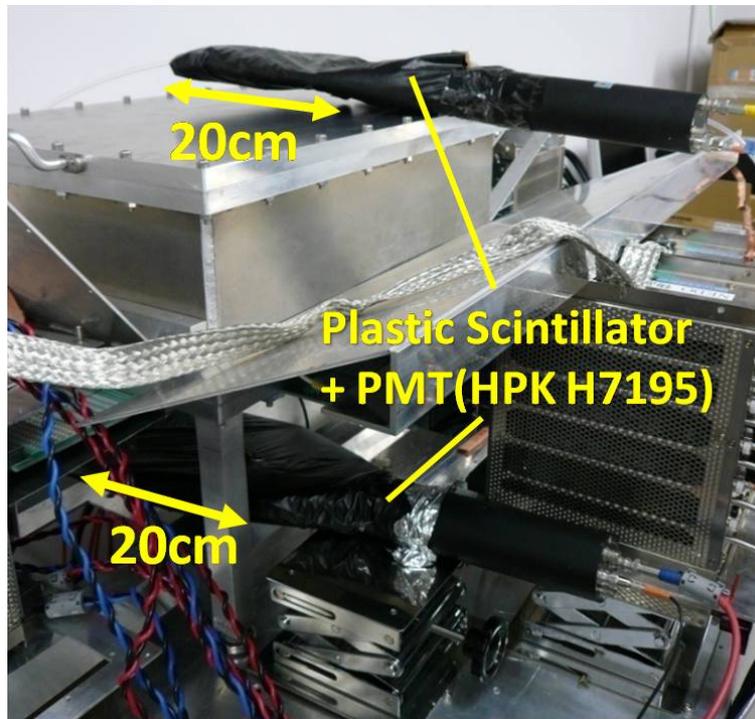


図 7.4: μ -TPC を用いた宇宙線ミュオン飛跡測定時のセットアップ。写真は 7.1.6 での様子。

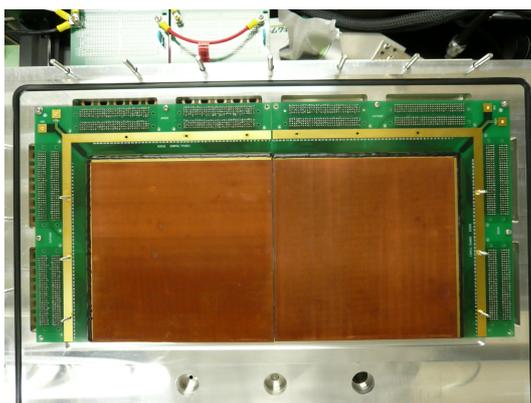


図 7.5: 連結型 μ -PIC 2 枚連結写真。

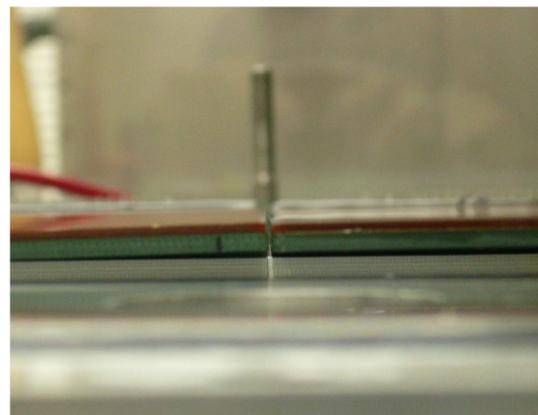


図 7.6: 連結型 μ -PIC 2 枚の連結部を拡大した写真。

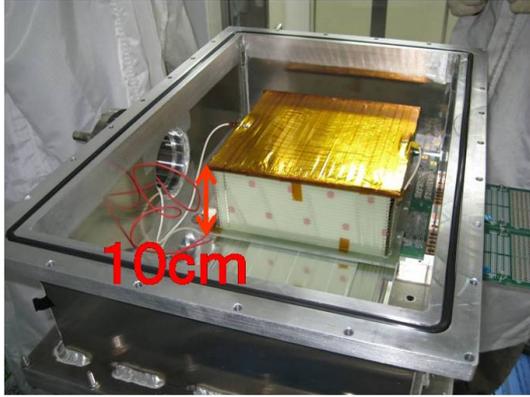


図 7.7: μ -PIC1 枚のときのフィールドケージ写真。

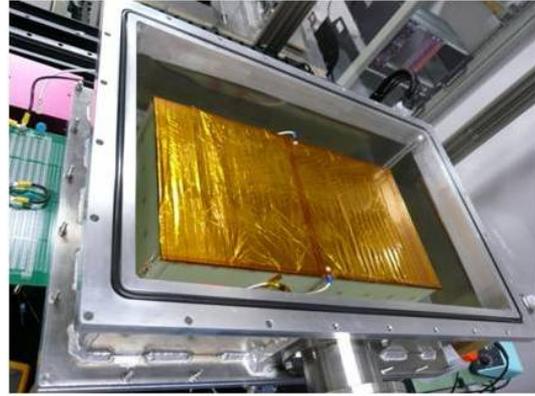


図 7.8: μ -PIC2 枚のときのフィールドケージ写真。

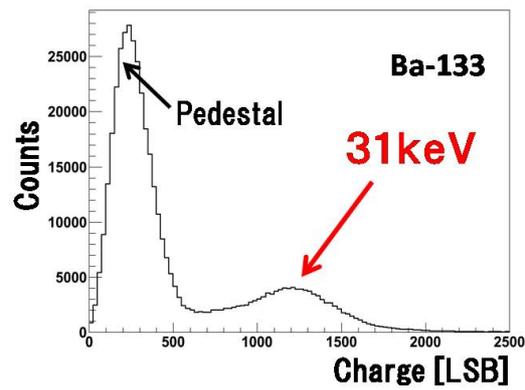


図 7.9: 連結型 20cm 角 μ -PIC 単体で測定した ^{133}Ba のスペクトル。 μ -PIC の電極印加電圧は 480V。

Gas Gain

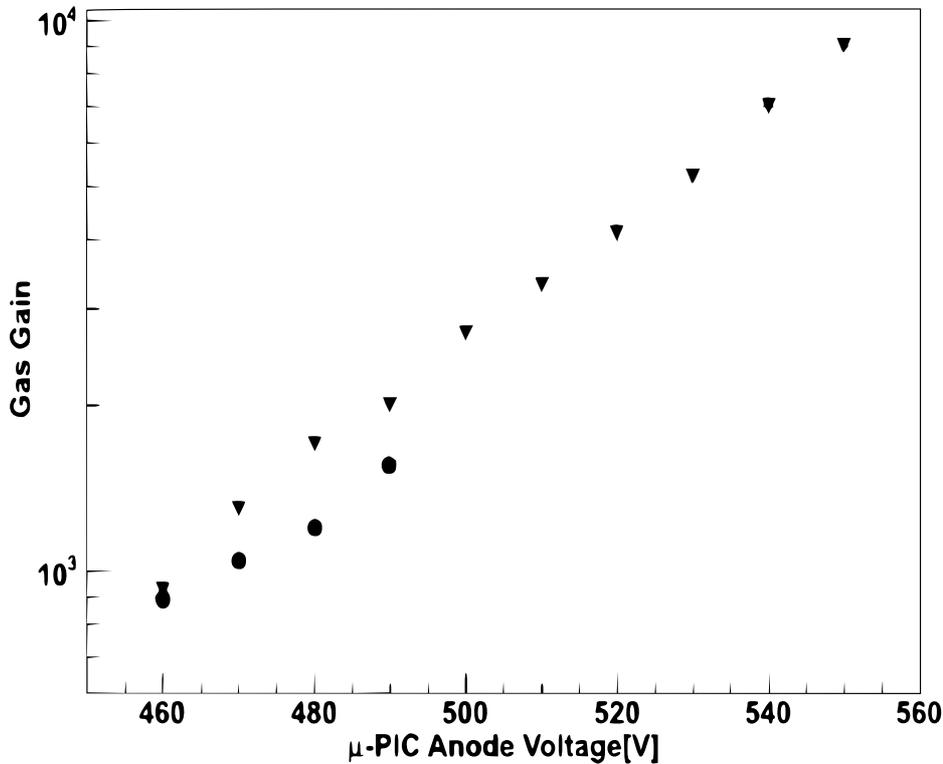


図 7.10: 連結型 20cm 角 μ -PIC 単体でのゲインカーブ (SN090224-1)。Ar/C₂H₆(90 %, 10 %) 混合ガス 1atm。丸は連結型 μ -PIC、逆三角は雰囲気ガスが同条件下での 10cm 角の通常の μ -PIC のガス利得である。

で与えられる。図 7.9 では、31keV 光電ピークが見られた。この光電ピークの位置をシングルガウシアンで fit し、ADC 値の中心値 μ を求め、ガス利得を以下のように求めた。 μ -PIC のガス利得 M は、入射ガンマ線のエネルギーを E [eV]、ガスの W 値を W [eV]、ASD のプリアンプの増幅率を A [pC/pC]、電荷素量を e [C] として、

$$M = \frac{Q}{e \times \frac{E}{W} \times A} \quad (7.2)$$

で求められる。本実験では、shaping time 16ns の ASD を利用しており、その増幅率は $A = 160$ pC/pC である。

μ -PIC アノード・カソード間に印加する電圧を様々に変え、印加電圧に対するガス利得の依存性を調べた。その結果を図 7.10 に示す。比較のため、連結型でない従来の 10cm 角 μ -PIC の同様の雰囲気ガス中でのガス利得も併せて記した。20cm 角の連結型 μ -PIC は、10cm 角のものと同様のガス利得を得ることが確認された。ガス利得は μ -PIC アノード電圧 480V で 1300 を達成した。しかしながら、20cm 角連結型 μ -PIC では印加電圧が 490V

でアノードカソード間に放電が生じ、10cm 角のタイプよりも到達可能なガス利得の最大値が小さいことが明らかとなった。

ガス利得の一様性

次に、検出面を 8 つの短冊状の領域に分け、それぞれの領域に相当する 64ch のストリップからのアナログ信号を個別に Flash ADC で読み出すことで μ -PIC の検出面の位置によるガス利得の一様性とエネルギー分解能の一様性を調べた。その結果を図 7.11、図 7.12 に示す。これより、ガス利得の一様性は $\sigma \sim 9.3\%$ であった。参考までに、10cm 角の場合、30cm 角での一様性はそれぞれ RMS で 5%、16.7% である [29]。分割した領域の大きさが異なるため、単純比較はできないが、ピクセルの数が増えると電極成形のばらつきにより一様性は悪くなると考えられるから、得られたガス利得一様性の結果は妥当である。また、エネルギー分解能は 40% @ 31keV であり、エネルギー分解能の一様性は $\sigma \sim 13\%$ であった。

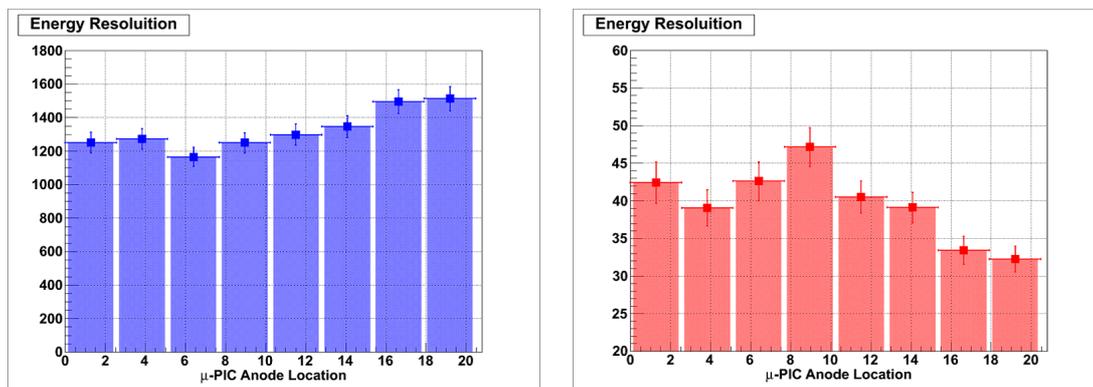


図 7.11: 連結型 20cm 角 μ -PIC のガス利得の位置依存 (SN090224-1)。 図 7.12: 連結型 20cm 角 μ -PIC のエネルギー分解能の位置依存 (SN090224-1)。

7.1.5 連結型 μ -PIC 1 枚 + GEM による TPC

中性子イメージング検出器では、 μ -PIC は μ -TPC として動作させる。我々は、20cm 角連結型 μ -PIC の TPC としての基本性能を調べるため、宇宙線ミュオンの飛跡検出による位置分解能測定試験を行った。まず、 μ -PIC と GEM を合わせたガス利得を確かめた。図 7.13 は、そのときの結果である。GEM の両端に印加する電圧を 280V、300V、320V と変えて測定した。宇宙線ミュオン飛跡測定のため、ガス利得が 2×10^4 を超えるように上記の条件のうち μ -PIC のアノード電圧を 470V、GEM の両端に印加する電圧を 320V とした。得られた典型的な宇宙線ミュオンイベントを図 7.14 に示す。z 軸は天頂方向である。ミュオンの飛跡はほぼ直線として扱え、3次元直線により fit した。次に、位置分解能を次のように測定した。 μ -TPC で求められた位置と、飛跡の fit で得られた 3次元直

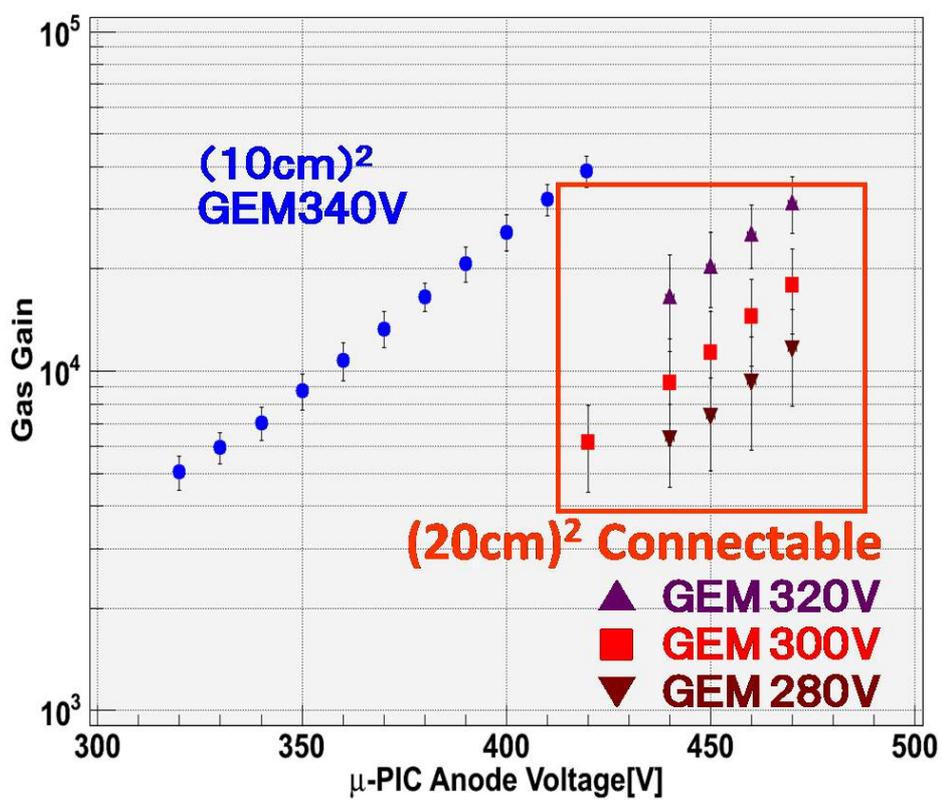


図 7.13: 連結型 20cm 角 μ -PIC + GEM のガスゲインカーブ。

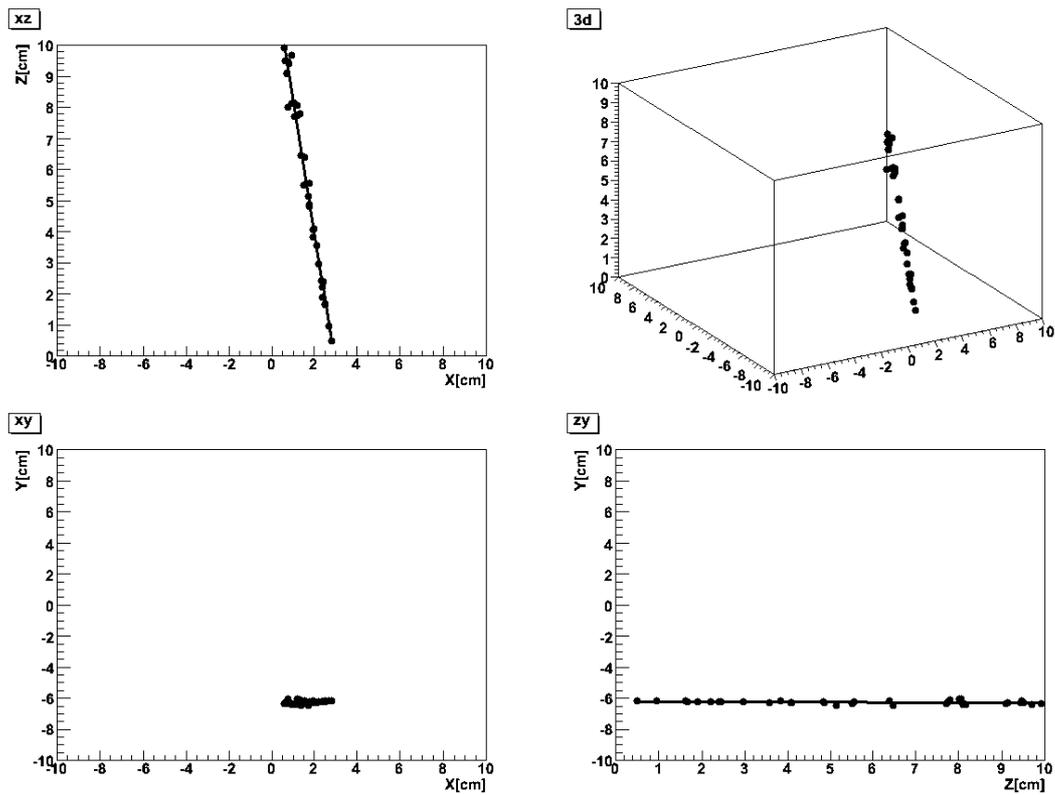


図 7.14: 連結型 20cm 角 μ -PIC1 枚と GEM を用いた TPC で測定した典型的な宇宙線ミューオンイベント。

線との距離で定義される残差の分布を調べた。残差は理想的にはガウス分布を取ると考えられる。このとき残差の分布は r を残差として、 $[r, r + dr]$ に残差が得られる確率は

$$\frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma} r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr \quad (7.3)$$

このときの標準偏差は電子の拡散効果によりドリフト長 l の関数となり、これを位置分解能と定義する。 $\sigma = \sigma(l)$ は、 $\sigma_{\text{detector}} := \sigma(0)$ として、

$$\sigma^2(l) = \sigma_{\text{detector}}^2 + (D\sqrt{l})^2 \quad (7.4)$$

で与えられる。ここで、 D は拡散係数であり、封入するガスによって決まるパラメータである。また、 σ_{detector} は位置分解能の検出器の性能に由来する成分に対応するので、これを検出器の位置分解能と定義する。

ドリフト長が、0-2cm、2-4cm、4-6cm、6-8cm、8-10cm についてそれぞれ残差の分布を求め、2次元ガウシアン(式7.3)で fit した結果を図7.16に示す。得られた結果を利用し、式7.4において σ_{detector} と D をパラメータとして fit したところ(図7.15)、 $\sigma_{\text{detector}} = 440\mu\text{m}$ 、また拡散係数は $D = 370\mu\text{m}/\text{cm}^{1/2}$ と求められた。 μ -PIC のストリップのピッチが $400\mu\text{m}$ であること、ドリフト方向の読み出し最小幅が信号読み出しのクロック周波数とドリフト速度から求められる $\hat{z} \simeq 10[\text{ns}] \times 4.2[\text{cm}/\mu\text{s}] = 420[\mu\text{m}]$ であることから得られた σ_{detector} は妥当な値である。また、過去の10cm角 μ -PIC を利用した μ -TPC では、同様の雰囲気ガス、ドリフト速度が $3.8\text{cm}/\mu\text{s}$ の場合で $\sigma_{\text{detector}} = 485\mu\text{m}$ が得られており[29]、トラッキング能力について連結型 μ -PIC は従来の μ -PIC と同等の性能をもつ。

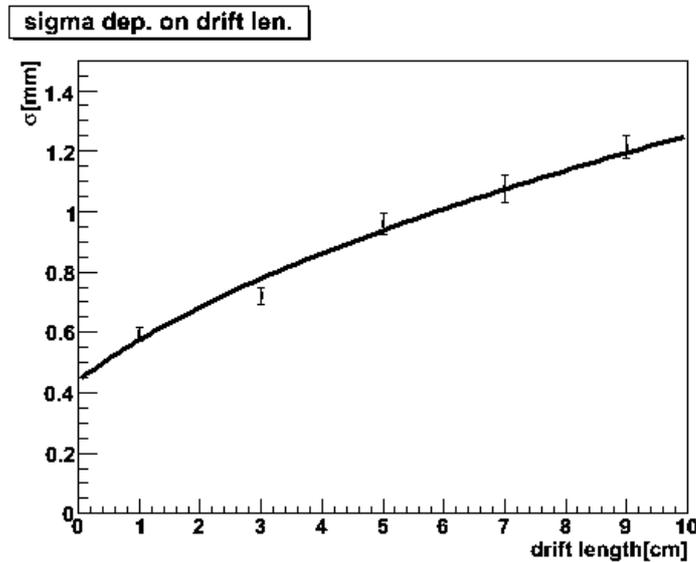


図 7.15: 宇宙線ミュオン飛跡に沿って生じた電子雲のドリフト長 l に対する $\sigma(l)$ 。

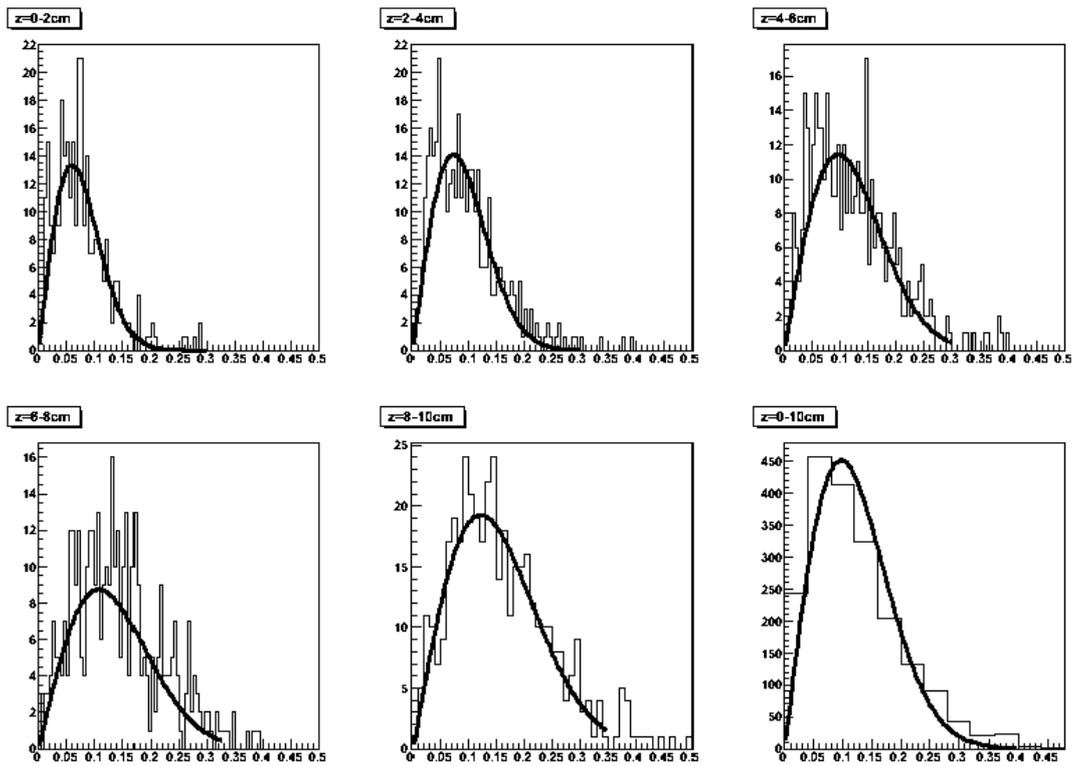


図 7.16: 電子のドリフト長に対する宇宙線ミュオン飛跡を Fit した直線からの残差の分布。

7.1.6 連結型 μ -PIC 2 枚 + GEM による連結動作試験

次に、連結型 μ -PIC を 2 枚並べて 1 つの系としての動作を確かめた。エンコーダ は既存のものを利用した。既存のエンコーダ では、アノード入力、カソード入力チャンネルは仕様によりそれぞれ最大 768 ストリップである。そこで、本実験では μ -PIC からの信号は GEM で増幅された領域に限って読み出すように制限してエンコーダ に入力した。変動的なアノード・カソード入力に起因する検出位置の X 成分と Y 成分の混在や、連結部のデッドスペースの効果は、ソフトウェア処理にて校正した。

以上のセットアップにて、 μ -PIC ガス利得の分布を調べた結果を図 7.17 に示す。2 つの μ -PIC それぞれでのガス利得のばらつきは SN090219-1 が $\sigma \sim 29\%$ 、SN090224-1 が $\sigma \sim 12\%$ であった。

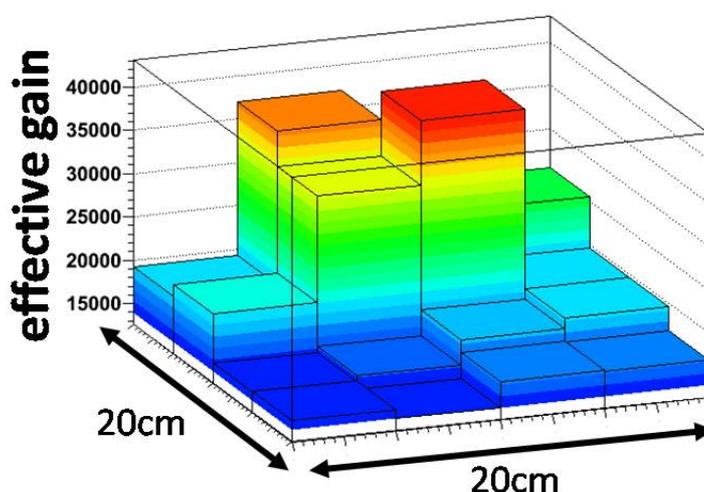


図 7.17: 2 枚の μ -PIC のそれぞれの半面を合わせた 20cm 角領域でのガス利得の分布。

このガス利得の大きなばらつき原因として次のようなことが考えられる。図 7.18 は 2 枚の μ -PIC を横から写した写真である。ここに、2 枚の検出面の境界で、向かって奥の μ -PIC の検出面が反っており、辺の中央部分が角の部分に比べて隆起していることが見て取れる。この盛り上がりを実測したところ、およそ 1mm から 2mm あることが分かった。すなわち、 μ -PIC が反ったところでガス利得が大きいことを示している。GEM と μ -PIC との間に印加される引込電圧が高くなるとガス利得は増加する。設計値では GEM と μ -PIC との間の距離は 4.5mm であるが、これに対し μ -PIC の反りは無視できないほど大きい。したがって、 μ -PIC が反ったところ引込電圧が強くなったためにガス利得が大きくなったと推定される。

次に、 μ -TPC としての性能を調べるため、1 枚のときと同様に宇宙線ミュオンの飛跡を測定した。その結果、2 枚の μ -PIC をまったく事象をとらえ、世界で初めて複数の μ -PIC を 1 つの系とした同事象の飛跡の計測に成功した。得られた典型的な宇宙線ミュオン飛跡を図 7.19 に示す。

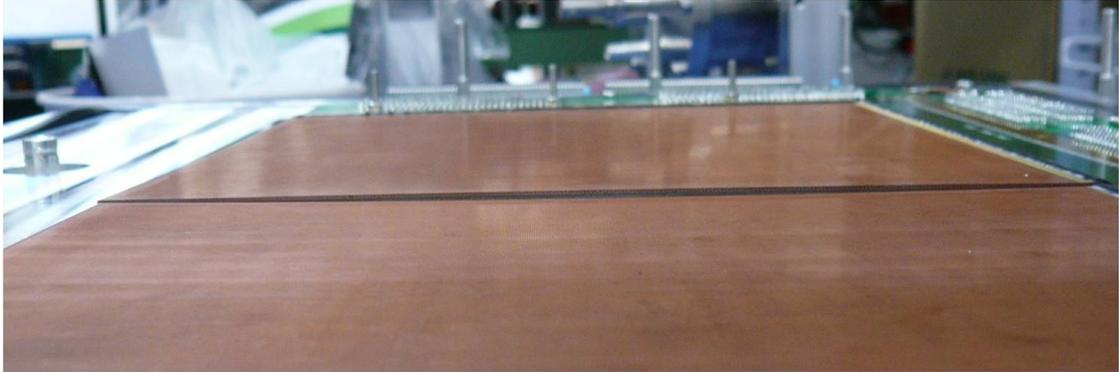


図 7.18: 2 枚の μ -PIC を横からとらえた写真。向かって奥の μ -PIC(SN090219-1) には反りが見られる。

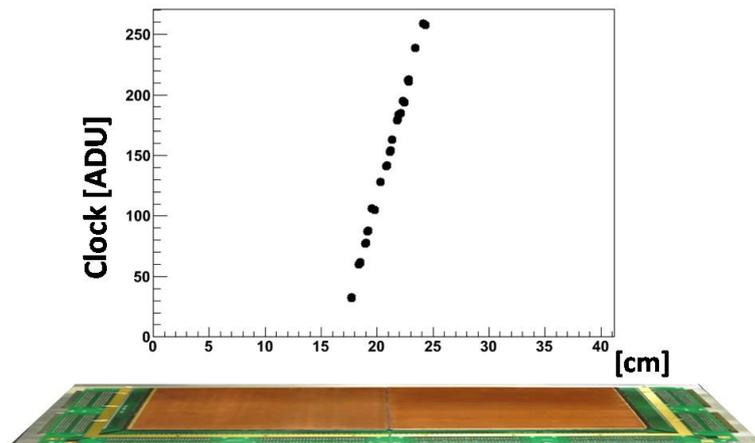


図 7.19: 連結型 20cm 角 μ -PIC2 枚と GEM を用いた TPC で測定した典型的な宇宙線ミューオン飛跡。

ミューオンの電離作用によって生じた電子雲はフィールドケージ内のドリフト電極から GEM の上段の間で生じたものが検出される。したがって、得られた信号の時刻情報の分布を取ると、ドリフト電極と GEM 上段の間の距離をドリフト速度で割った時間の幅をもった箱形の分布をもつことが期待される。このことを確認するため、測定したミューオン飛跡イベントに対して得られた信号の時刻情報の分布を図 7.20 に示す。

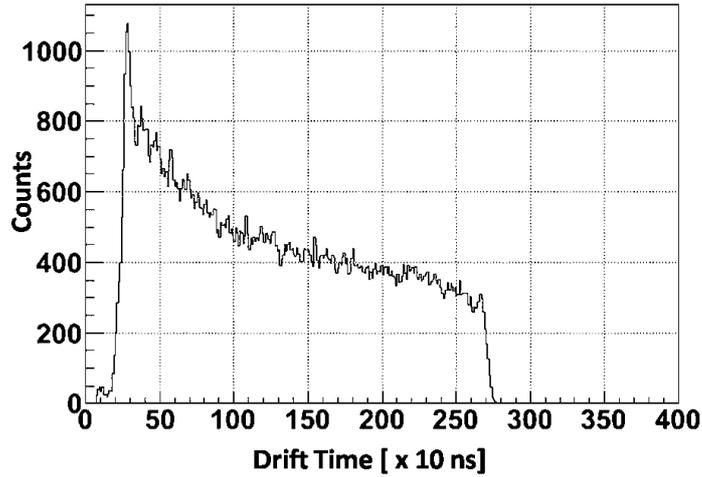


図 7.20: 連結型 20cm 角 μ -PIC2 枚と GEM を用いた TPC での宇宙線ミューオン事象に関する電子のドリフト時間の分布。

これを便宜的に誤差関数を用いた以下の関数で fit した。

$$C \times \left[1 + \operatorname{Erf} \left(\frac{x - \mu_1}{\sqrt{2}\sigma_1} \right) \right] \operatorname{Erfc} \left(\frac{x - \mu_2}{\sqrt{2}\sigma_2} \right) x^{-p} \quad (7.5)$$

μ_1 、 μ_2 の差より 2 つのエッジの時間差を求めたところ、 2.47 ± 0.07 [μs] であった。この結果とドリフト電極と GEM 上段の間の距離 10.6cm から求めたドリフト速度は、 4.29 ± 0.24 [$\text{cm}/\mu\text{s}$] であった。これは、Magboltz によるシミュレーションで求められるドリフト速度 4.27 [$\text{cm}/\mu\text{s}$] と誤差の範囲内でよく一致する。これは、TPC 内の大域的な電場は設計値通りに作られていることを支持する。

7.2 電極構造精度の解析

連結型 20cm 角 μ -PIC の動作試験では、同条件下での従来の μ -PIC と比べて低いガス利得で放電現象が生じてしまう問題があった。そこで、連結型 μ -PIC の電極構造をデジタル顕微鏡による詳細な解析により、表面の電極パターンがずれていることを発見した。この結果をもとに μ -PIC 製造企業とコンタクトを取り、製造法を改めることで電極構造の精度の改善に成功した。

7.2.1 検出面位置別の電極精度

連結型 μ -PIC の表面をデジタル顕微鏡でとらえた写真を 2 枚示す。1 つは改良前の μ -PIC (SN090224-1、図 7.21) もう 1 つ製造法の改良を施した μ -PIC (SN100826-1、図 7.22) の写真である。図 7.21 では、アノードピアの中心とカソードリングの中心とが同じ位置にないことが分かる。対して、図 7.22 ではアノードピアの中心とカソードリングの中心はよく一致している。

このずれの大きさの検出面場所ごとの依存性を μ -PIC を図 7.23 のように 9 つの領域に分け、それぞれの領域でアノードピアの中心とカソードリングの中心のずれを系統的に調べた。SN090224-1 では 9 つの領域計 180 個、SN100826-1 では 9 つの領域で計 75 個の電極のずれを画像解析により求めた。それぞれの領域での電極のずれの平均を図 7.24 に示す。これより、領域 5、つまり中央に位置する電極に比べて端に近い電極はずれが大きいことが示唆される。改良後の電極は改良前と比べて一様に 2 倍程度の精度向上が見られた。電極構造の精度向上により、今後はより高いガス利得、高い一様性が期待できる。

7.2.2 エネルギー分解能との相関

電極構造がピクセル毎にずれると、ピクセルによってガス増幅率が異なるために、 μ -PIC のエネルギー分解能の一様性が悪くなることが予想される。ストリップ読み出しによるエネルギー分解能を表わした図 7.12 に着目し、領域 1, 2, 3 の標本電極のずれの分散はアノード 1-64ch 全体の電極のずれの分散を、領域 4, 5, 6 の標本電極のずれの分散はアノード 193-256ch 全体の電極のずれの分散を、領域 7, 8, 9 の標本電極のずれの分散はアノード 449-512ch 全体の電極のずれの分散をそれぞれ代表すると仮定して、電極ずれの分散とその領域でのエネルギー分解能を図 7.25 に示す。領域 3, 4, 5 を含むように検出面の中央を横断するストリップでは、検出面の端では電極のずれが大きく、中央でずれが小さいため、電極のずれの分散は大きくなっている。これに対応して、エネルギー分解能も悪いことが分かる。これより、エネルギー分解能向上には電極構造の成形精度が重要であることが分かる。

7.3 まとめと将来の課題

放電現象の原因を調査する過程で、 μ -PIC 電極構造の成形精度の系統的解析によりエネルギー分解能と電極構造成形精度の相関を初めて示した。この結果を踏まえ企業とのコンタクトをとり、製造法を見直しを図ることで電極構造の成形精度を 2 倍程度向上させた。

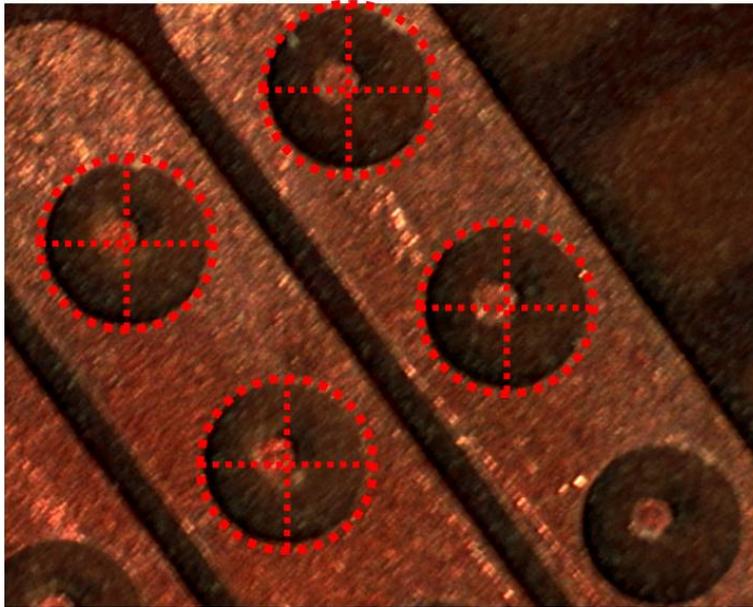


図 7.21: 連結型 20cm 角 μ -PIC の電極の顕微鏡写真 (SN090224-1)。赤の破線はカソードリングとその中心を表わす。



図 7.22: 改良した連結型 20cm 角 μ -PIC の電極の顕微鏡写真 (SN100826-1)。赤の破線はカソードリングとその中心を表わす。

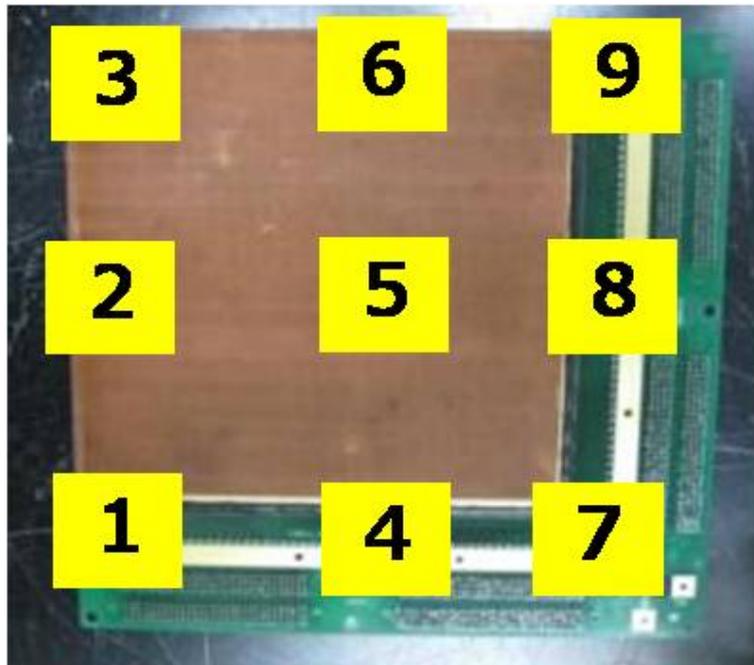


図 7.23: μ -PIC 電極の成形精度を調べた 9 つの領域。

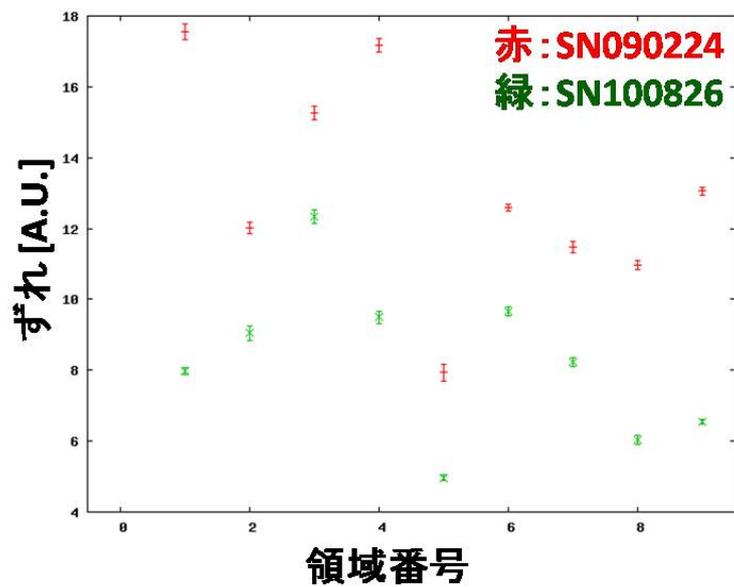


図 7.24: 領域ごとの μ -PIC 電極成形精度のずれの平均。

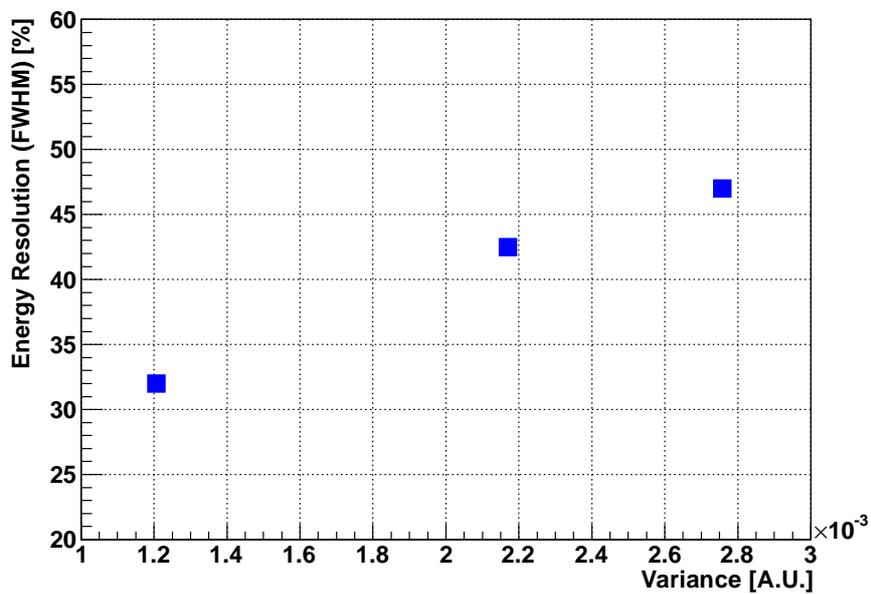


図 7.25: μ -PIC 電極成形精度のずれの分散に対するエネルギー分解能。

今後、高ガス利得、高い一様性などの性能向上が期待されるが、今回は低い印加電圧で放電した問題の原因が電極構造の成形精度であることを実証するまでには至らなかった。実際に改良された μ -PIC を用いた性能試験を行い、この問題に取り組む必要がある。

一方で、連結型 μ -PIC の開発では、そりによる電場の歪みからガス利得がばらつく問題が未解決である。基板のそりは設計上防止できないため、基板の裏に PEEK 素材など硬い材質の治具を接着剤で固定し矯正するなどの対策を計画している。

第8章 結論

我々は、大強度パルス型中性子ビームを用いたエネルギー選択的イメージング実験を可能にする³He崩壊飛跡検出による高精度中性子イメージング検出器のプロトタイプを開発した。計数型のガス検出器からなるこの検出器は、³He崩壊の飛跡をサブミリの精度で測定し、ガス検出器でありながら中性子に対し $\sim \mu\text{s}$ での時間分解能をもつ。J-PARC NOBORU ビームラインにおけるカドミウムテストチャートへのビーム照射試験により、位置分解能は σ で $558 \mu\text{m}$ と測定された。今回の実験で測定できた中性子飛跡の最大計数率は 0.35MHz であった。

また、大面積化によるイメージング性能の向上を目的として、検出器の大面積化を実現する連結型20cm角 μ -PICを用いた大型ガス検出器を新たに開発し、ガンマ線や宇宙線ミューオンを用いて基礎性能について評価を行った。その結果、連結型20cm角 μ -PICを2枚並べて連結した系の動作実証に成功し、トラッキング能力について、過去の μ -TPCと同等の性能をもつことを確かめるなど、中性子イメージング検出器の大面積化の実現に可能性を示した。今後、電極の成形精度向上により μ -PICの高性能化が期待される。

以上、本論文においてイメージングプレートに近い位置分解能をと計数型の特徴を備えた中性子イメージング装置により、新しい熱中性子検出手法を確立した。今後、装置の大面積化を進め、実用的な試験段階へと移行していく。

謝辞

本論文作成にあたり、谷森達京都大学教授に御指導して下さったことを心から感謝いたします。また、窪秀利京都大学助教、身内賢太郎京都大学助教には実験、解析において幅広く助言をいただき大変お世話になりました。パーカージョセフ博士にはビーム試験のとき、テクニカルな解析、英語など多岐にわたり指導をしていただき本当にお世話になりました。上野一樹様には、修士課程に進学したばかりの未熟な私にときに厳しく、ときに優しく、そしていつも辛抱強く、私がひとり立ちして実験できるまで実験者としての技術と心意気をたたきこんでくださいました。本当にありがとうございました。また、2年間のなかで苦楽をともにし議論を深めあった同期の谷上幸次郎、中村輝石、東直樹、大西隆雄、中島真也がいてくれたことは私の研究生生活にとって大きな心の支えでした。ありがとう。その他様々な場面でお世話になった京都大学宇宙線研究室の皆様、これまでに出会い、今立つ道へとゆるやかな力でここまで手繰り寄せて下さったすべての人に感謝の気持ちを伝えます。

参考文献

- [1] B.T.M. Willis and C. J. Carlie, *Experimental Neutron Scattering*, Oxford.
- [2] A. Zeilinger *et al.*, Rev. Modern Phys., 60, (1988) 1067-1073.
- [3] G.F.Knoll 「放射線計測ハンドブック 第3版」 日刊工業新聞社 (2001).
- [4] O.I.Batenkov *et al.*, INDC (NDS)-146. (1983).
- [5] L. de Broglie, *The wave nature of the electron*, Nobel Lecture, The Nobel Foundation (1929), URL: http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1929/broglie-lecture.pdf.
- [6] Y. Kiyanagi, RADIOISOTOPES, 56, (2007) 211-217.
- [7] Y. Kiyanagi, RADIOISOTOPES, 56, (2007) 271-281.
- [8] Y. Ito, JPS, 26, (1971), 464-476
- [9] M. Tamaki, RADIOISOTOPES, 56, (2007) 329-337.
- [10] H. Kobayashi, RADIOISOTOPES, 56, (2007) 403-416.
- [11] M. Matsubayashi, RADIOISOTOPES, 56, (2007) 479-486.
- [12] H. Kobayashi, RADIOISOTOPES, 56, (2007) 573-583.
- [13] 社団法人日本アイソトープ協会 『アイソトープ手帳 10 版』 (2001) 丸善
- [14] E. A. Lorch, Int. J. Appl. Radiat. Isotopes 24, (1973) 585.
- [15] 水元元治, 中性子源概論, 中性子利用実験入門講座講義及び実習テキスト, 1-11, (独) 日本原子力研究開発機構原子力研究センター (2006).
- [16] N. Niimura *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A349 (1994) 521-525.
- [17] H. Sato *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A623 (2010) 597-599.
- [18] G. Charpak and F. Sauli, Nucl. Inst. and Meth., 162, (1979) 405-428.
- [19] A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 351-359.
- [20] T. Tanimori *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A381 (1996) 280.

- [21] H. Kobayashi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A424 (1999) 1-8.
- [22] National Nuclear Data Center, URL:<http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [23] H. Sato *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A605 (2009) 36-39.
- [24] K. Iwase *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., A605, (2009) 1-4.
- [25] T. Tanimori *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., A529, (2004) 373-377.
- [26] A. Ochi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., A471, (2001) 264.
- [27] H. Kubo *et al.*; NIM, A513 (2003) 94.
- [28] A. Takeda *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 51, (2004) 2140-2144.
- [29] A. Takada, *Ph.D.Thesis*, Kyoto Univ. (2007).
- [30] <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>
- [31] <http://j-parc.jp/>.
- [32] K. Oikawa *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., A589, (2008) 310 317.
- [33] http://j-parc.jp/MatLife/en/instrumentation/ns_spec.html
- [34] H. A. Clasens, Measurement and calculation of unsharpness combination in X-ray photography, Philips Research Repts. 1 (1946) 241 249.
- [35] 高橋慶在, 修士論文, 京都大学 (2010).
- [36] F. Sauli *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., A 386 (1997) 531-534.
- [37] 服部香里, 修士論文, 京都大学 (2006).