

ニュートリノ物理のための
中性子・酸素原子核反応からの
脱励起ガンマ線の研究

岡山大学大学院 自然科学研究科
数理物理学専攻 素粒子物理学研究室
学籍番号 41427211
永田 寛貴

2017年2月7日

論文概要

スーパーカミオカンデでは、T2K 実験のニュートリノビームを用いて、中性カレント準弾性散乱反応 (NCQE 反応) の反応断面積が測定されている。NCQE 反応は、超新星背景ニュートリノの探索の主要な背景事象となること、ステライルニュートリノ探索が可能になることから、詳細な理解が必要になる。現在の NCQE 反応の反応断面積の測定では、系統誤差が大きい。その要因は、NCQE 反応によって弾き出された核子が水中の酸素原子核と反応し、放出されるガンマ線である二次ガンマ線の不定性が大きいことである。NCQE 反応由来の脱励起ガンマ線と二次ガンマ線の区別することはスーパーカミオカンデでは不可能である。そのため、大阪大学核物理研究センターにおいて、酸素原子核と中性子の反応によるガンマ線に関する研究を行った。

本論文は、二次ガンマ線の生成断面積測定実験のための研究について論じたのものである。各章の構成は以下の通りである。第 1 章では、本研究で重要となる NCQE 反応に関する物理とそれを観測するための大型実験について述べる。第 2 章では、水中に中性子を入射したときに生成される脱励起ガンマ線のエネルギーと多重度について、複数のモデルを用いたシミュレーションを行った結果について述べる。シミュレーションの結果、物理モデルやシミュレーションによって生成されるガンマ線のエネルギーと多重度に違いがあることを確認した。第 3 章では、本研究の将来的な検出器に設置するガンマ線検出器候補である、NaI(Tl) シンチレータ検出器、CsI(Tl) シンチレータ検出器、LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器、ゲルマニウム半導体検出器のエネルギー分解能と CsI(Tl) シンチレータ検出器での波形弁別法を用いた粒子識別について述べる。第 4 章では、大阪大学核物理研究センターで行った E400 パラサイト実験と E465 実験について述べる。E400 パラサイト実験は、大阪大学核物理研究センターの中性子ビームの広がり測定し、実験を行う場合のバックグラウンドの量を見積もった。E465 実験では、水ターゲットに中性子ビームを照射し、発生する脱励起ガンマ線をゲルマニウム半導体検出器で測定した。この測定により、酸素原子核の励起状態 $^{16}\text{O}^*$ からの脱励起ガンマ線を観測した。また、生成断面積の評価を行い、理論値と矛盾がないことを確認した。第 5 章では、これまでの実験を考慮した今後の計画について述べる。現在、E493 パラサイト実験と E487 実験を計画しており、その準備を行っている。第 6 章では、本論文の結論と全体のまとめについて述べる。

目次

第 1 章	序論	4
1.1	ニュートリノ	4
1.2	チェレンコフ光	5
1.3	スーパーカミオカンデ	7
1.4	T2K 実験	8
1.5	中性カレント準弾性散乱 (NCQE) 反応	10
第 2 章	二次ガンマ線シミュレーション	14
2.1	T2K 実験での水と中性子の反応シミュレーション	14
2.2	Geant3、Geant4、PHITS を用いた生成ガンマ線のエネルギーと多重度の比較	15
2.3	PHITS を用いた生成ガンマ線と散乱中性子の角度分布	17
第 3 章	実験計画と検出器	19
3.1	実験計画	19
3.2	要求される検出器の性能	20
第 4 章	中性子ビーム実験	31
4.1	大阪大学核物理研究センター RCNP	31
4.2	E400 実験	33
4.3	E465 実験	46
第 5 章	今後の計画	60
5.1	E487 実験	60
5.2	将来計画	62
第 6 章	まとめ	64
	参考文献	66
付録 A	シンチレーション検出器	69
A.1	検出原理	69
A.2	シンチレータの特性	74
付録 B	実験に使用したモジュール	81

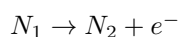
B.1	NIM 規格モジュール	81
B.2	測定系モジュール	85

第 1 章

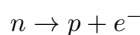
序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは 1930 年にパウリによって β 崩壊のエネルギー保存則と角運動量保存則を成り立たせるために提案された。 β 崩壊で原子核の中から電子が放出されるとき、原子核内の中性子は陽子に変わり、別の原子核に変化する。原子核 N_1 (質量 m_1) が電子を放出して別の原子核 N_2 に崩壊するとき、 β 崩壊の反応式が



であるとする。崩壊後の原子核 N_2 の運動エネルギーが極めて小さく無視できるとすると、電子の運動エネルギーは一定になる。しかし、実際の β 崩壊の電子のエネルギースペクトルは連続なものになる。また、中性子の β 崩壊が



だとする。中性子、陽子、電子のスピンは全て $1/2$ なので、崩壊前のスピン角運動量の z 方向成分は $\hbar/2$ または $-\hbar/2$ である。しかし崩壊後のスピン角運動量の z 方向成分は、 \hbar 、 0 、 $-\hbar$ のいずれかになるので、保存しない。そこでパウリはエネルギー保存則と角運動量保存則を成り立たすために、電子と同じくスピン $1/2$ で電荷を持たない中性の粒子が放出されていると仮定した。 β 崩壊で放出される電子のエネルギーの最大値から、この中性の粒子は質量が 0 か、もしくは非常に小さい必要がある。この中性の粒子は、「中性の小さいもの」という意味の「ニュートリノ」と呼ばれるようになった。(以下 ν という記号で表す) 現在、ニュートリノの質量は極めて小さいが 0 ではないことがわかっている。

ニュートリノは、強い相互作用と電磁相互作用では反応せず、弱い相互作用でのみ反応する。このため、ほかの物質や粒子と反応を起こしにくく、非常に透過性が高い。

ニュートリノが起こす主な反応には、荷電カレント (CC: Charged Current) 反応と中性カレント (NC: Neutral Current) 反応がある。

- 荷電カレント反応

荷電カレント反応は W^\pm 粒子の交換を通して起こる。このとき、ニュートリノは同じ世代のレプトンへと変化する。荷電カレント反応のファインマン・ダイアグラムの例を図 1.1.1 に示す。図 1.1.1 において、電子ニュートリノが W^+ 粒子を放出することで電子に変化し、

$$\nu_e \rightarrow W^+ + e^-$$

となる。また、中性子が W^+ 粒子を受け取ることで、陽子へと変化し

$$n + W^+ \rightarrow p$$

となる。

- 中性カレント反応

中性カレント反応は Z_0 粒子の交換を通して起こる。このとき、ニュートリノはそのまま残る。中性カレント反応のファインマン・ダイアグラムの例を図 1.1.2 に示す。図 1.1.2 において電子ニュートリノが Z_0 粒子を放出して、

$$\nu_e \rightarrow Z_0 + \nu_e$$

となる。また、中性子が Z_0 粒子を受け取ることで、

$$n + Z_0 \rightarrow n$$

となる。

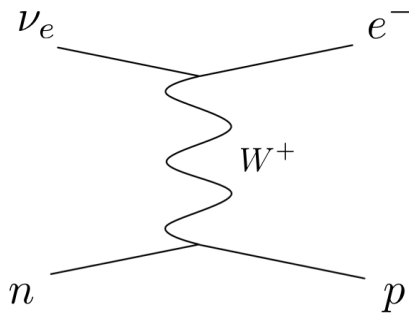


図 1.1.1 荷電カレント (CC) 反応

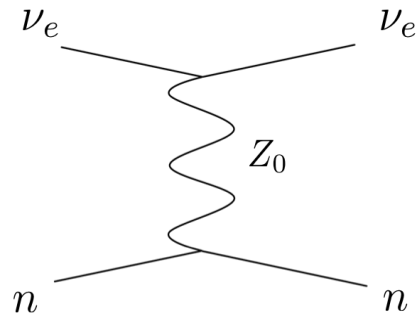


図 1.1.2 中性カレント (NC) 反応

1.2 チェレンコフ光

チェレンコフ光は、荷電粒子が物質中を運動するとき、荷電粒子の速度がその物質中の光速よりも速い場合に放出される光である。荷電粒子の速度を v 、光速を c 、媒体の屈折率を n とすると、チェレンコフ光が発生する条件は、

$$v \geq \frac{c}{n} \tag{1.2.1}$$

である。チェレンコフ光を放出するエネルギー閾値は

$$\begin{aligned} E_{threshold} &= \gamma mc^2 \\ &= \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ &= \frac{nmc^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \end{aligned} \tag{1.2.2}$$

のようになる。ここで $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta}$ で、 $\beta = v/c$ である。つまり、荷電粒子がチェレンコフ光を放射するかどうかの閾値は屈折率と粒子の質量のみで決まる。水中 ($n=1.34$) での主なチェレンコフ閾値の値は、表 1.3.1 のようになる。

表 1.2.1 純水中での各荷電粒子のチェレンコフ閾値 $E_{threshold}$

荷電粒子	静止質量 (MeV/c ²)	チェレンコフ閾値 $E_{threshold}$ (MeV)
電子	0.511	0.767
μ 粒子	105.7	157.4
π 粒子	139.7	207.9
陽子	938.3	1413

チェレンコフ光は粒子の軌跡に沿って開口角の半分 θ_c の円錐形で放出される。チェレンコフ光が放出された場合の模式図を図 1.2.1 に示す。

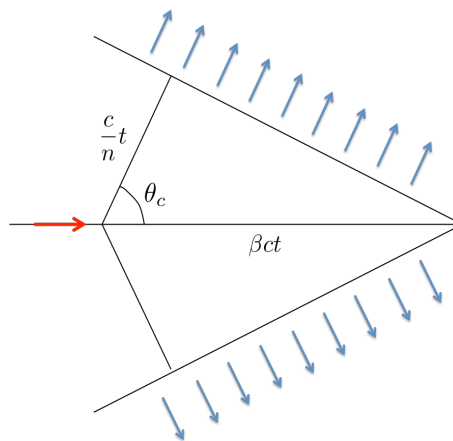


図 1.2.1 チェレンコフ光が放出された場合の模式図

この図 1.2.1 において、粒子 (赤い矢印) は $v_{particle}$ で媒体中を通過する。このとき、放出されるチェレンコフ光 (青い矢印) の伝播速度 $v_{cherenkov}$ は c/n となる。三角形の左の頂点は、ある初期状態 ($t=0$) における粒子の位置を表しており、右の頂点はある時間 t における粒子の位置を表している。このときの粒子の移動距離は

$$x_{particle} = v_{particle}t = \beta ct \quad (1.2.3)$$

であり、放出されたチェレンコフ光の移動距離は

$$x_{cherenkov} = v_{cherenkov}t = \frac{c}{n}t \quad (1.2.4)$$

となる。これより、チェレンコフ光の放出角度 θ_c は

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (1.2.5)$$

となる。相対論的な粒子の場合、 $\beta \sim 1$ であるため、水の屈折率 $n=1.34$ よりチェレンコフ光の放出角は約 42° になる。

一方、チェレンコフ光の強度は、荷電粒子が発生させる光子の量によって決定される。例えば電子の場合、単位長さ dL あたりに放出されるチェレンコフ光の光子数 N_{photon} は、

$$\frac{d^2 N_{photon}}{dL d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (1.2.6)$$

から求めることができる。ここで α は微細構造定数 ($\alpha = \frac{1}{137}$)、 λ は光子の波長である。この式を積分することで、

$$\begin{aligned} N_{photon} &= \int_0^l dL \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \\ &= 2\pi\alpha l \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \end{aligned} \quad (1.2.7)$$

を得る。スーパーカミオカンデに設置されている PMT の波長感度領域は、 $\lambda = 300nm \sim 600nm$ であり、1 cm あたりに放出される光子数は、340 個/cm となる。この電子が水中で失うエネルギーを考慮すると、チェレンコフ光の発生によって生じるエネルギー損失は小さく、ほとんどのエネルギー損失は周囲の原子とのクーロン散乱によるイオン化によるものが支配的である。10MeV 程度の電子の場合、純水中を 1cm 進むと約 2MeV のエネルギーを失うため、電子は数 cm しか飛行することができない。その間に放出されるチェレンコフ光子は 1,000 個程度である。

1.3 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデは、岐阜県・神岡鉱山の地下 1000m に設置された水チェレンコフ検出器である。検出器の外観を図 1.3.1 に示す。検出器は、5 万トンの超純水を蓄えた直径 39.3m、高さ 41.4m の水タンクとその周りに設置された光電子増倍管 (PMT : Photo Multiplier Tube) からなる。水タンクは内水槽 (ID : Inner Detector) と外水槽 (OD : Outer Detector) で分けられていて、内水槽には内向きに、外水槽には外向きにそれぞれ PMT が取り付けられている。また内水槽と外水槽はブラックシートで光学的に仕切られており、内部で発生するチェレンコフ光の壁からの反射も防いでいる。

内水槽は高さ 36.2m、直径 33.8m で 3.2 万トンの超純水で満たされている。壁面には 11,129 本の 20 インチ PMT が均等に設置されており、光電面被覆率は約 40% である。外水槽は上面と底面が 2.05m、側面が 2.2m の間隔で内水槽を覆っている。外水槽には 1885 本の 8 インチ PMT が設置されている。外水槽の目的は、背景事象となる宇宙線による μ 粒子の veto や内水槽から逃げている荷電粒子を観測することである。さらに約 2m の外水槽内の水は背景事象となるタンク外側の岩盤からのガンマ線や中性子を遮蔽している。

さらに地下 1000m に設置することで、背景事象となる宇宙線の影響を抑えることができる。特に、 μ 粒子のフラックスは地上と比べて 10 万分の 1 に抑えられている。また、鉱山内を流れる地下水を利用することで、水チェレンコフ装置に使用する大量の水を調達することができる。

スーパーカミオカンデに設置されている PMT はこの微弱なチェレンコフ光を検出することができる検出器である。スーパーカミオカンデでは、チェレンコフ光は検出器タンクの内壁に輪の形として映し出される。スーパーカミオカンデでチェレンコフ光を捉えた様子を図 1.3.2 に示す [1]。図 1.3.2 は、スーパーカミオカンデのタンクの展開図であり、チェレンコフ光による輪の形がはっきりと映し出されている。

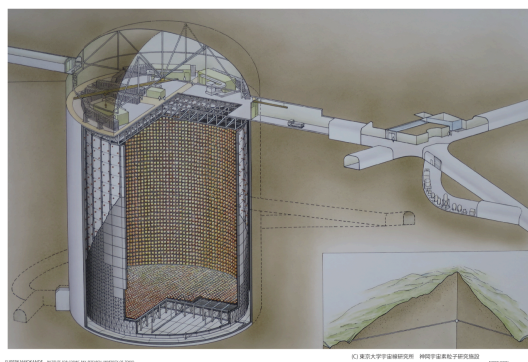


図 1.3.1 スーパーカミオカンデの外観

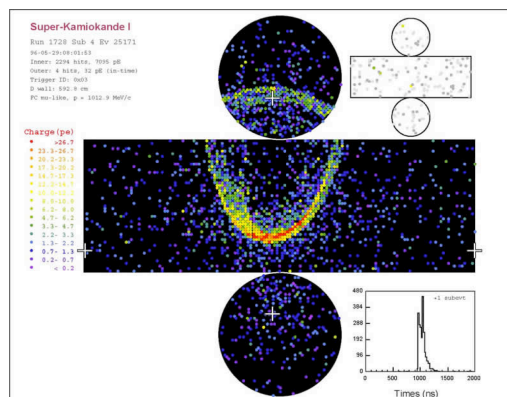


図 1.3.2 スーパーカミオカンデのイベントディスプレイ

1.4 T2K 実験

T2K(Tokai to Kamioka) 実験は 2009 年 4 月に開始した実験で、茨城県那珂郡東海村にある J-PARC から岐阜県神岡町のスーパーカミオカンデにニュートリノビームを照射し、ニュートリノ振動を観測する実験である。概略図を図 1.4.1 に示す。T2K 実験ではミューニュートリノから電子ニュートリノへの振動現象の探索を行い、2011 年 6 月に世界で初めてその実験的証拠を観測した [2]。

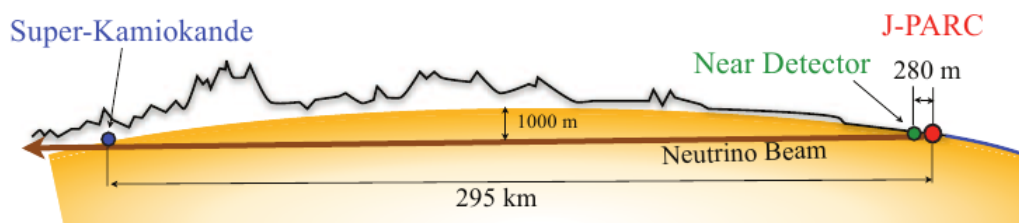


図 1.4.1 T2K 実験の概略図

T2K 実験では世界最大強度のニュートリノビームと世界最大の水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデを用いて、以下の目標を世界最高感度で測定することを目指している。[3]

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の探索による混合角 θ_{13} の精密測定
- ν_μ 消失減少における振動パラメータの精密測定
- 中性カレント事象の観測による ν_μ 消失事象中のステライル要素の探索
- ニュートリノ-原子核反応断面積の高精度測定に対する世界をリードする貢献

T2K 実験で使用される J-PARC 加速器 (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、400 MeV 線形加速器 (LINAC : LINear ACcelerator)、3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS : Rapid Cycling Synchrotron) と 30 GeV 陽子シンクロトロン (MR : Main Ring) で構成されている。LINAC で生成、加速された陽子は RCS、MR の順に加速されていき、最終的にビームエネルギー 30 GeV まで到達し、ニュートリノビームライ

ンへ輸送される。T2K 実験では MR において 30 GeV まで加速された陽子ビームがグラファイト標的に照射され、 π 中間子を含むさまざまなハドロンを生成する。この π 中間子は電磁ホーンによって平行に収束され下流の崩壊領域で

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.4.1)$$

のように崩壊する。ビームに含まれる陽子や崩壊せずに残った π 中間子などのハドロン、低エネルギーの μ 粒子は崩壊領域の終端にあるビームダンプで吸収される。このため、 π 中間子の崩壊で生じたミューニュートリノのみが、スーパーカミオカンデに向かって飛行する。このときのミューニュートリノのエネルギー E_ν は π 中間子の進行方向からの角度 θ を用いると

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (1.4.2)$$

と表すことができる。ここで E_π 、 p_π 、 m_π はそれぞれ π 中間子のエネルギー、運動量、質量を表している。 m_μ は μ 粒子の質量である。これを用いて p_π と E_π の関係を描くと、図 1.4.2 になる。これより、 $\theta=0$ のとき、ニュートリノのエネルギーは π 中間子の運動量に比例するが、 $\theta=2.0^\circ$ 、 2.5° 、 3.0° では比例しない。このように $\theta=0$ のときを On-axis 法といい、 $\theta \neq 0$ のときを Off-axis 法という。図 1.4.3 に示すように、T2K 実験ではニュートリノビームのビーム軸を検出器方向からずらすことでエネルギー分布の狭いニュートリノスペクトルを得ている [4]。

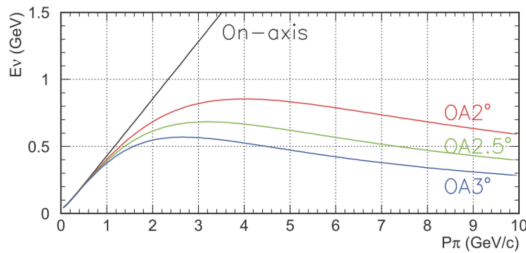


図 1.4.2 π 中間子の運動エネルギーとニュートリノエネルギーの関係

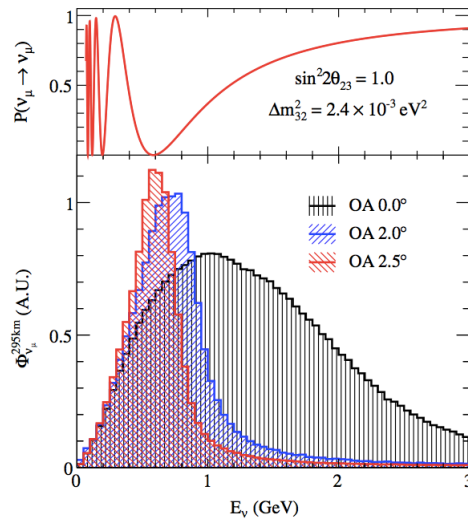
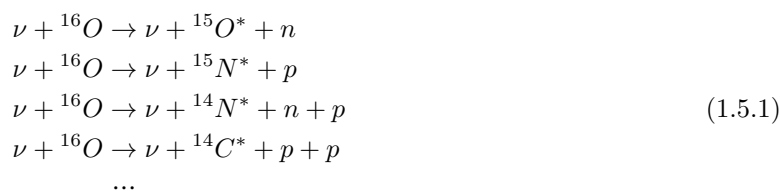


図 1.4.3 SK での T2K 実験のニュートリノフラックス

これによりスーパーカミオカンデにおいて、ニュートリノの振動確率が最大となる 500 MeV から 700 MeV のエネルギー分布を持つニュートリノを得ることができ、背景事象を起こす高いエネルギーのニュートリノを抑えている。

1.5 中性カレント準弾性散乱 (NCQE) 反応

T2K 実験では、ニュートリノと酸素原子核との中性カレント準弾性散乱 (NCQE : Neutral Current Quasi-Elastic scattering) 反応による反応断面積が測定されている [5]。スーパーカミオカンデの水タンク内に含まれる酸素原子核とニュートリノが NCQE 反応を起こすと、式 1.5.2 酸素原子核内の核子をはじき出され、残留核は核子の空白を伴った励起状態になる。



このときはじき出される核子は1つだけではなく複数の核子をはじき出す場合もあり、様々な残留核が生成される。ニュートリノと酸素原子核との NCQE 反応の模式図を図 1.5.1 に示す。励起された残留核は脱励起を

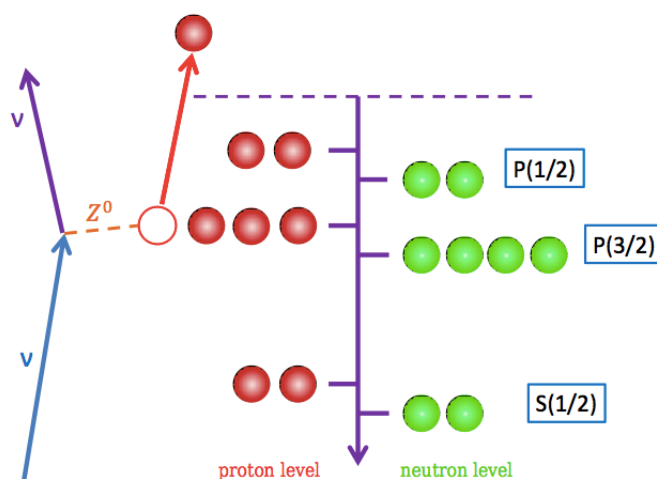


図 1.5.1 ニュートリノと酸素原子核の NCQE 反応の模式図

起こし 6 MeV から 10 MeV のガンマ線を放出する。これを一次ガンマ線と呼ぶ。スーパーカミオカンデでは、この一次ガンマ線を捉えることで NCQE 反応の識別している。

ニュートリノと酸素原子核との NCQE 反応は 15 ヶ月間に渡る T2K RUN1 から RUN3 で合計 43 イベント観測された。ニュートリノと酸素原子核との NCQE 反応の反応断面積の測定値 $\langle \sigma_{\nu, NCQE}^{obs} \rangle$ は

$$\langle \sigma_{\nu, NCQE}^{obs} \rangle = \frac{N^{obs} - N_{bkg}^{exp}}{N^{exp} - N_{bkg}^{exp}} \langle \sigma_{\nu, NCQE}^{theory} \rangle
 \tag{1.5.2}$$

で求めることができる。ここで、観測されたイベント数 $N^{obs} = 43$ 、期待されたイベント数 $N^{exp} = 51.0$ 、期待されたバックグラウンドのイベント数 $N_{bkg}^{exp} = 16.2$ 、理論予想値 $\langle \sigma_{\nu, NCQE}^{theory} \rangle = 2.01 \times 10^{-38} \text{cm}^2$ [ref] であり、

$$\langle \sigma_{\nu, NCQE}^{obs} \rangle = (1.55 \pm 0.395(stat.)_{-0.33}^{0.65}(syst.)) \times 10^{-38} \text{cm}^2
 \tag{1.5.3}$$

表 1.5.1 NCQE 反応の系統誤差の一覧

	NCQE 反応	NCQE 反応以外の NC 反応	CC 反応	その他
イベントの割合	68%	25%	4%	2%
系統誤差の要因				
ビームフラックス	11%	10%	12%	...
反応断面積	...	18%	24%	...
一次ガンマ線の生成	10%	3%	6%	...
二次ガンマ線の生成	13%	13%	7.6%	...
検出器の応答	2.2%	2.2%	2.2%	...
ニュートリノ振動パラメーター	10%	...
全系統誤差	20%	25%	30%	0.8%

となる。今後の測定で統計を増やすことで統計誤差の部分の減少は見込まれるが、原因を特定しないかぎり残る系統誤差が徐々に支配的になる。系統誤差の要因を表 1.5.1 に示す [6]。ビームフラックスは T2K ビームが持っている系統誤差から発生する不定性である。反応断面積はそれぞれの反応が持っている不定性である。一次ガンマ線の生成は、ニュートリノと酸素原子核の反応によって発生するガンマ線のエネルギーが実験値とシミュレーションで異なることから発生する不定性である。二次ガンマ線の生成は、ニュートリノと酸素原子核反応後の中性子が起こす反応の不定性である。検出器の応答は、スーパーカミオカンデのエネルギー分解能や反応位置の再校正の精度に関する不定性である。ニュートリノ振動パラメーターは、ニュートリノ振動が持つ不定性である。NC 反応はニュートリノフレーバーに左右されずに起こるため、この不定性はない。ここで我々が注目したのは、二次ガンマ線の放出による系統誤差である。二次ガンマ線の生成の模式図を図 1.5.2 に示す。二次ガンマ線は、ニュートリノと酸素原子核が反応した時に発生する核子が、さらに他の酸素原子核と

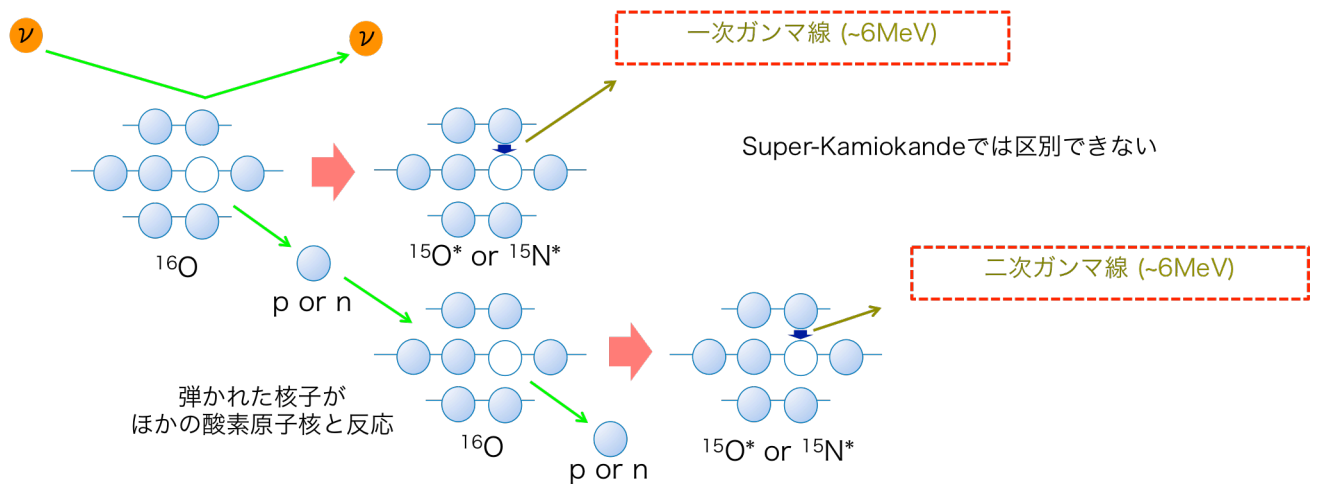


図 1.5.2 NCQE 反応による酸素原子核の脱励起と二次ガンマ線

反応することによって発生するガンマ線である。この過程は、ニュートリノ反応と区別が出来ないため、再構成するとき不定性となる。

スーパーカミオカンデでは、エネルギーの低い領域でのチェレンコフ光の放出角度は 3-hit-PMT 角度から決定している。概略図を図 1.5.3 に示す。まず、信号があった PMT の時間情報からチェレンコフ光の放出点

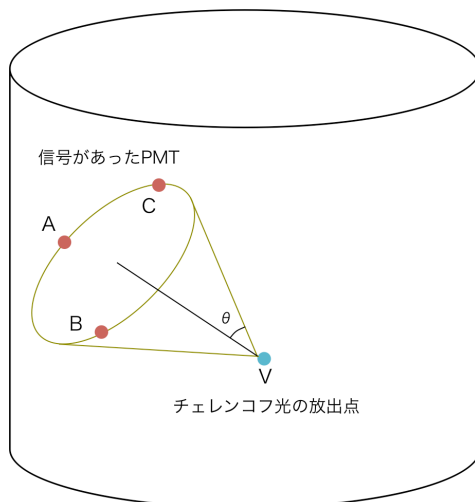


図 1.5.3 チェレンコフ光の放出角度

を決定する。次に、信号があった PMT の中から 3 本の PMT を選ぶ。この 3 本 1 セットの PMT と先ほど決定したチェレンコフ光の放出点から一意な円錐を描くことができる。円錐の底面の中心とチェレンコフ光の放出点を結んだ線と円錐の母線からなる角度を 3-hit-PMT 角度という。これを信号があった全ての PMT について行い、最大の 3-hit-PMT 角度がチェレンコフ光の放出角度として選ばれる。水中でのチェレンコフ光の放出角度は 42° になる。実際に観測された NCQE 反応のイベントとシミュレーションについて図 1.5.4 に示す。

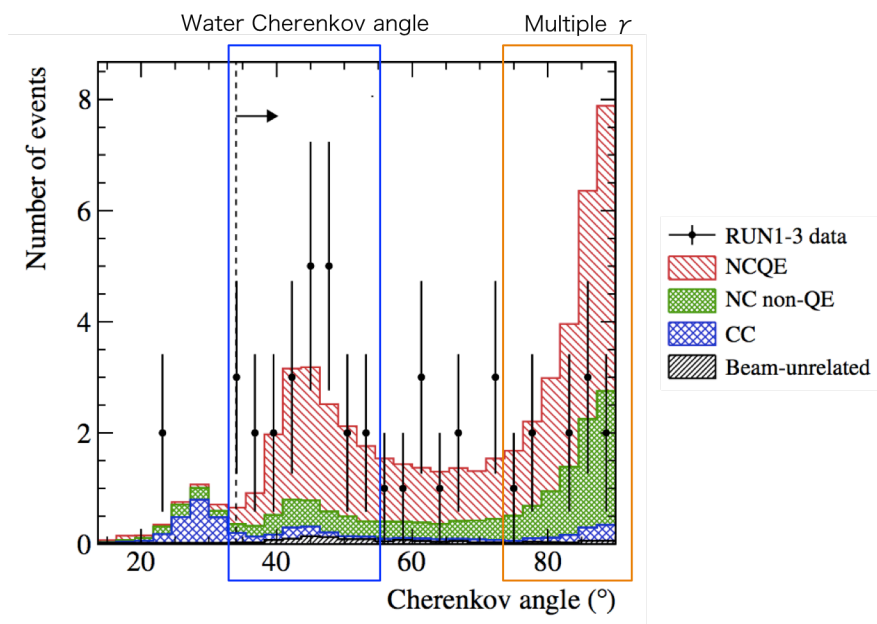


図 1.5.4 T2K における NCQE 反応イベント

T2K 実験での NCQE 反応のイベントでは、チェレンコフ光の放出角度が 42° 付近では測定データとシミュレーションが一致しているが、 90° の領域では測定データはシミュレーションを下回っている。これはスーパーカミオカンデでは、一次ガンマ線と二次ガンマ線の時間的な区別が困難であり、一次ガンマ線と二次ガンマ線を 1 つのイベントとして観測されてしまうためである。図 1.5.5 に模式図を示す。複数のチェレン

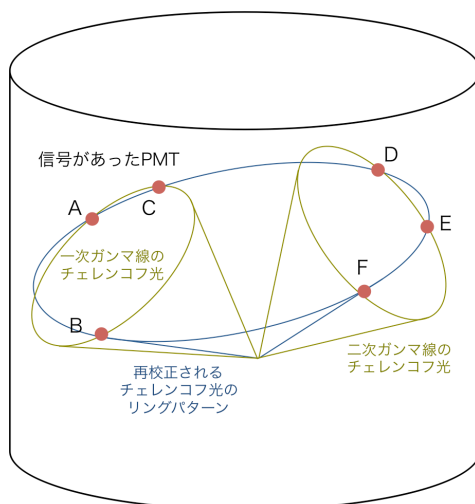


図 1.5.5 チェレンコフ光が 2 つ同時に放出された場合に再校正されるチェレンコフ光のリングパターン

コフ光が同時に放出された場合、再校正されるチェレンコフ光のリングパターンは図 1.5.5 の青色のリングパターンのように大きく広がったものになる。このため、チェレンコフ光の放出角度は大きくなる。NCQE 反応の反応断面積の精度向上のためには、二次ガンマ線の理解が不可欠である。そこで我々は二次ガンマ線を精密測定するための実験を考えた。

第 2 章

二次ガンマ線シミュレーション

2.1 T2K 実験での水と中性子の反応シミュレーション

T2K 実験の SK シミュレーションでは Geant3 の GCALOR というモデルを使ってイベントシミュレーションを行っている。Geant は、陽子、中性子、電子、光子などの粒子が物質中で起こす反応をモンテカルロ法を用いてシミュレーションし、検出器シミュレーションを行うソフトウェアである。Geant3 は CERN で開発され、現在は開発が終了している。言語は Fortran 言語を使用している。高エネルギー物理学をはじめ、原子核物理学、素粒子物理学など様々な分野での利用がされている。GCALOR は 20 MeV 以上は NMTC、20 MeV 以下は MICAP という 2 種類の物理モデルが組み合わされて構成されている。

先行研究では、SK の検出器シミュレーションを用いて、一次ガンマ線が放出されてから二次ガンマ線が放出されるまでの時間分布を計算している [8]。シミュレーションの結果を図 2.1.1 に示す。二次ガンマ線の放出は、10 nsec のオーダーで放出される。1.5 で述べた通り、SK では反応があった PMT からイベントを再構成している。SK で再構成可能な限界が 10 nsec のオーダーであるため、一次ガンマ線と二次ガンマ線は時間で区別することができないことが分かる。また、一次ガンマ線が放出されてから二次ガンマ線が放出されるま

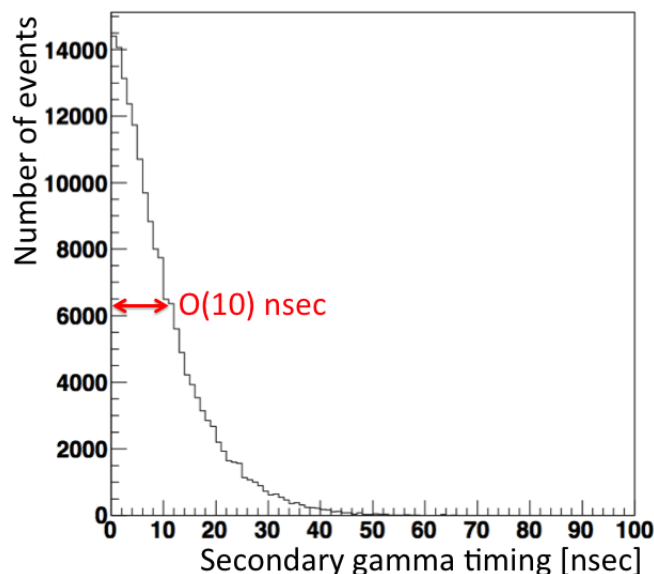


図 2.1.1 Geant3 を用いた一次ガンマ線放出から二次ガンマ線の放出までの時間分布

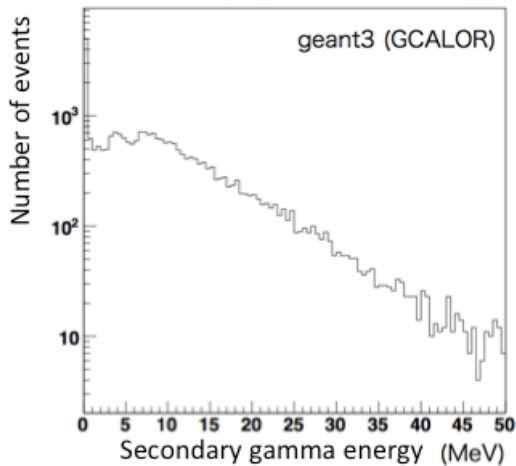


図 2.1.2 Geant3 を用いた二次ガンマ線のエネルギー分布

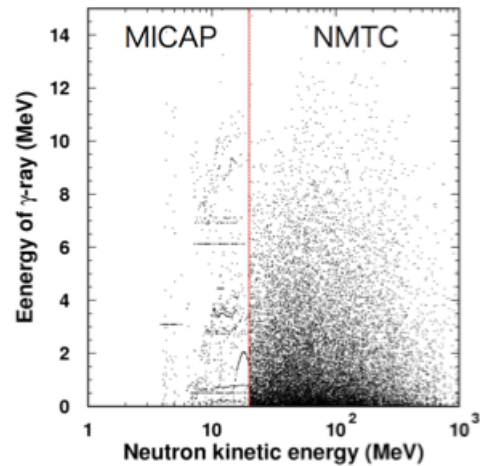


図 2.1.3 中性子と生成ガンマ線のエネルギー分布

での時間分布と二次ガンマ線のエネルギー分布、中性子と生成ガンマ線のエネルギー分布も計算している [8]。二次ガンマ線のエネルギー分布を図 2.1.2 に示す。二次ガンマ線は原子核の脱励起によって発生するガンマ線であるため、準位に応じた特徴的なピークをもつ。しかし、図 2.1.2 では、特徴的なピークを見ることはできない。このことから、Geant3 の GCALOR では二次ガンマ線を正確に再現できていないことが分かる。

また、中性子と生成ガンマ線のエネルギー分布を図 2.1.3 に示す。図 2.1.3 より、20 MeV 付近に使用している物理モデルの NMTC と MICAP の境界ができていていることが分かる。これでは、Geant3 を用いたシミュレーションが正確であるとは言えない。先程述べた通り、Geant3 は開発が終了しているため、今後のアップデートは望めない。

2.2 Geant3、Geant4、PHITS を用いた生成ガンマ線のエネルギーと多重度の比較

Geant4 は Geant3 と同様に CERN で開発されている陽子、中性子、電子、光子などの粒子が物質中で起こす様々な反応をモンテカルロ法によってシミュレーションする検出器シミュレーションパッケージである。Geant3 と異なる点は、Geant3 が Fortran 言語で開発されていたのに対し、Geant4 は C++ 言語で開発されている点である。言語が変更された背景としては、実験のエネルギーや精度を求める結果、実験体系やシミュレーションの内容が複雑になってきたためである。Geant シリーズの特徴は、多種多様な物理モデルの中からユーザーに適した物理モデルを選べる点である。今回使用したモデルは Geant3 では、GCALOR を使用していたが、Geant4 では QGSP BIC HP を使用している。

PHITS は日本原子力研究開発機構で開発されている任意の体系における放射線の反応を核反応モデルや核データを用いてシミュレーションするモンテカルロ計算コードである。PHITS は加速器遮蔽設計、放射線医療、防護研究、宇宙物理学など幅広い分野での応用が行われている。PHITS で使用されている物理モデルを図 2.2.1 に示す [9]。PHITS は原子核反応に関するモデルが充実しており、日々精力的にアップデートが行われている。

ここでは、高さ 40 m、半径 20 m の水タンクの中心からエネルギーが 100 MeV の中性子を入射したときに

	中性子	陽子・π粒子 (その他の核子)	重イオン	μ粒子	電子 陽電子	光子
	1 TeV	1 TeV/n		1 TeV		EGS5 1 TeV
↑ エネルギー ↓ 低	核内カスケード模型 JAM 3.0 GeV + 蒸発模型 GEM	量子分子 動力学模型 JQMD + 蒸発模型 GEM		仮想光子 核反応 JAM/ JQMD + GEM	EGS5 or 原子 データ ライブラリ EEDL / ITS3.0 / EPDL97 (~10GeV)	EGS5 or 原子 データ ライブラリ JENDL-4.0 / EPDL97 (~100GeV)
	核内カスケード模型 INCL4.6 + 蒸発模型 GEM	d t ³ He a	10 MeV/n	200 MeV		光 核反応 JAM/ JQMD + GEM + JENDL
	核データ ライブラリ JENDL-4.0 10 ⁻⁵ eV	1 MeV	電離損失 SPAR or ATIMA		1 keV	2 MeV
		1 keV			1 keV	1 keV

図 2.2.1 PHITS で使用されている物理モデルの一覧

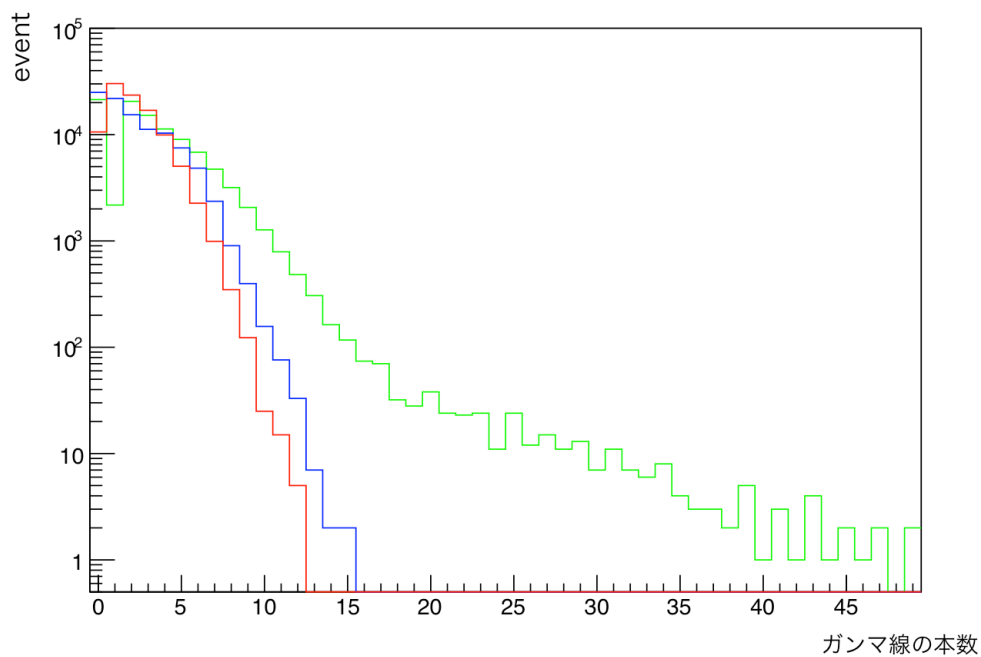


図 2.2.2 中性子 1 発あたりの生成されるガンマ線の本数 緑色が Geant3、青色が Geant4、赤色が PHITS での結果

中性子 1 つあたりに生成されるガンマ線の本数を Geant3、Geant4、PHITS の 3 つのシミュレーションで計算を行った。計算結果を図 2.2.2 に示す。Geant3 では、ガンマ線を 1 本だけ生成する中性子が極端に少ないことが分かる。また、15 本以上出すイベントにも Geant3 と Geant4、PHITS では大きく異なっていることが分かる。

次に、中性子が水と反応することによって生成されるガンマ線のエネルギー分布を Geant3、Geant4、PHITS で計算を行った。計算結果を図 2.2.3 に示す。Geant4、PHITS については酸素原子核の脱励起によ

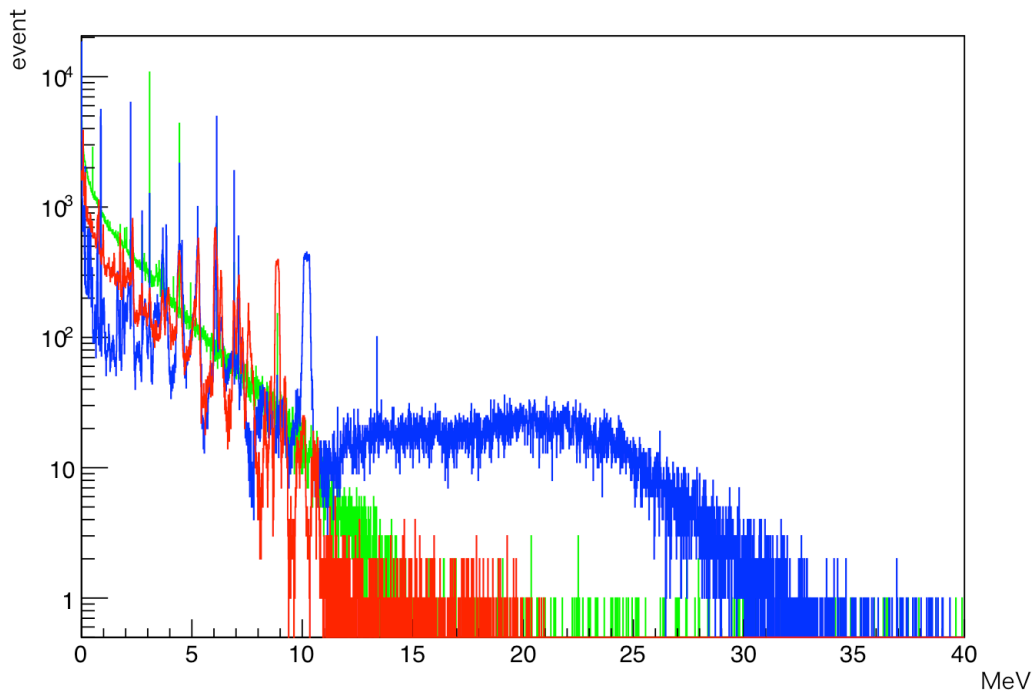


図 2.2.3 生成されるガンマ線のエネルギー分布 緑色が Geant3、青色が Geant4、赤色が PHITS での結果

る特徴的なピークが 6 MeV 付近にみられるが、Geant3 については 6 MeV 付近には、ほとんどピークが見られない。またピークの強度はそれぞれのシミュレーションで異なっている。また 10 MeV 以上のイベントにもそれぞれのシミュレーションで大きく異なっている。

このことより、中性子と水との反応はシミュレーションや物理モデルによって異なることが分かる。そこで実際に中性子ビームを水に照射し、発生するガンマ線のエネルギーと多重度を測定し、ライブラリーとしてシミュレーションのモデルに組み込むことがシミュレーションの精度向上には重要になる。

2.3 PHITS を用いた生成ガンマ線と散乱中性子の角度分布

実際に実験をするにあたり、水ターゲットによって散乱される中性子が検出器に入射することが考えられる。大量の中性子が検出器に入射した場合、ガンマ線検出器の結晶が破損することや、中性子と水との反応によって生成したガンマ線のイベントを中性子のイベントが埋めてしまうおそれがある。そこで PHITS を用いて、水ターゲットによって散乱される中性子と発生するガンマ線の角度分布をシミュレーションした。シミュレーションで用いた体系を図 2.3.1 に示す。入射する中性子は、より実験に近づけるために RCNP と同じ広がりを持った 80MeV の単色中性子ビームとした。水ターゲットの大きさも実験で用いる予定の半径 10 cm , 高さ 25 cm である。

シミュレーションの結果を図 2.3.2 に示す。横軸は図 2.3.1 の θ であり、縦軸は発生したガンマ線と中性子のイベント数である。赤色がガンマ線の角度分布であり、青色が中性子の角度分布である。図 2.3.2 より、 θ が小さい領域である前方には中性子がガンマ線に比べて 1 桁程度多いことが分かる。また θ が小さい領域で

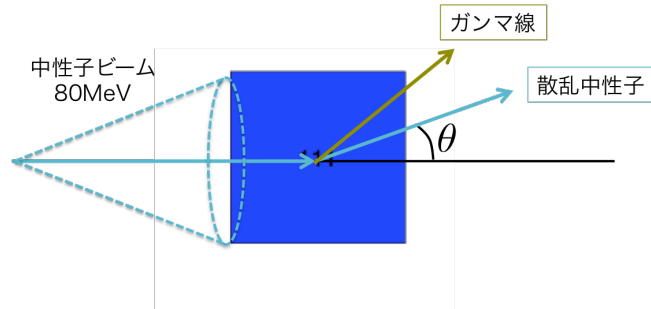


図 2.3.1 シミュレーションに用いた体系

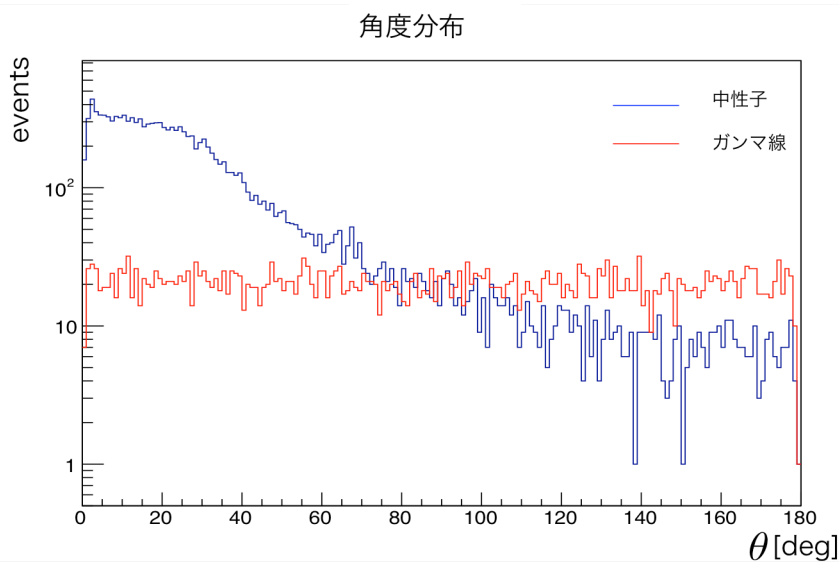


図 2.3.2 水ターゲットによって散乱される中性子と発生するガンマ線の角度分布

ある後方でも、ガンマ線とほぼ同量の中性子が散乱していることが分かる。このことより、水ターゲットに入射した中性子が、周りに設置したガンマ線用の検出器に入射してしまうことが考えられる。よって中性子イベントが背景事象となり、ガンマ線のイベントを埋めてしまう可能性がある。将来的な実験では、3.1 で述べているようにガンマ線検出器は全立体角を覆うように設置する予定であるため、この問題は深刻である。そこで我々は、中性子とガンマ線のイベントを識別するために、ガンマ線検出器に PSD ができることを要求した。

第3章

実験計画と検出器

3.1 実験計画

T2K 実験では、二次ガンマ線の生成過程が正確に考慮されていない。また二次ガンマ線は、未だ正確に測定されておらず、今後の NCQE 反応の反応断面積の精度向上には二次ガンマ線の精密測定が急務である。そこで我々は、水ターゲットに中性子ビームを照射し、二次ガンマ線の生成過程を再現する実験を考案した。最終的な実験体系を図 3.1.1 に示す。中心に水ターゲットを設置し、周りには二次ガンマ線に相当するガンマ線のイベント取得するためのガンマ線検出器を設置する。我々の実験では、生成されるガンマ線の生成断面積と多重度を測定し、データをシミュレーションに反映することで、NCQE 反応の反応断面積の精度を向上させることである。そのため、ガンマ線検出器は水ターゲットの周囲を最大限の立体角を覆うように設置することが望ましい。

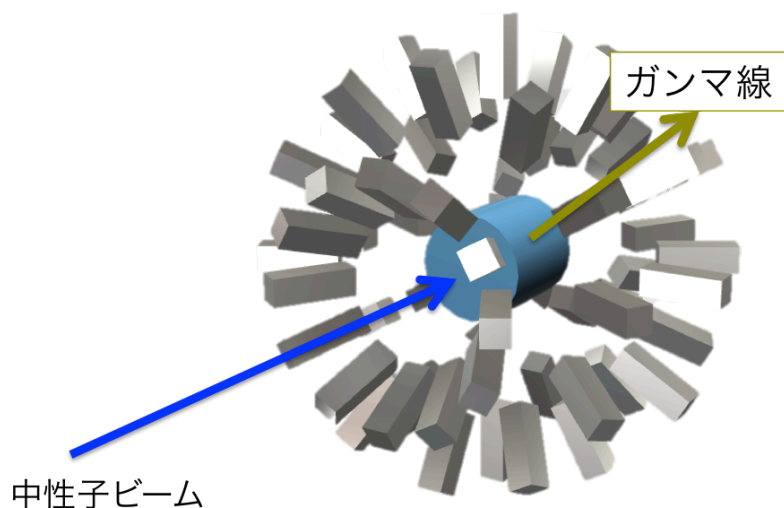


図 3.1.1 実験体系のイメージ図

3.2 要求される検出器の性能

我々の実験で測定したいガンマ線の放出モードとしては3つ考えられる。一つは式3.2.1のように、入射した中性子が ^{16}O 中の陽子を弾いた場合、 ^{15}O の励起状態になる。この励起された ^{15}O が、基底状態に落ちるときに発生する6.18 MeVのガンマ線である。



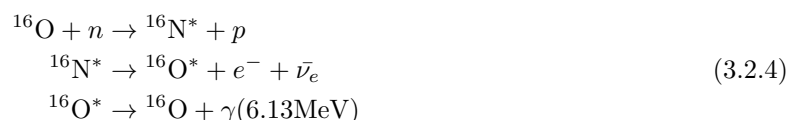
もう一つは、式3.2.2のように、入射した中性子が ^{16}O 中の中性子を弾いた場合である。この場合、残留原子核は ^{15}N の励起状態になる。この励起された ^{15}N が基底状態に落ちるときに6.32 MeVのガンマ線が放出される。



また、中性子と酸素原子核の反応では、



のような酸素原子核を励起するモードや



のような窒素原子核のベータ崩壊によるモードも存在している。これらのガンマ線を見分けるためには、6 MeVのエネルギー領域で半値全幅2%から3%程度のエネルギー分解能が必要になる。

次に、水ターゲットの周囲に設置するガンマ線検出器は、多重度測定の点から可能な限り多くの立体角を覆う必要がある。そのためガンマ線検出器は大量に必要になる。仮に一般的な結晶のサイズである5 cm角の結晶を仮定すると、数十個から数百個のガンマ線検出器が必要であると考えられる。そのため、1つ1つの結晶が安価で扱いやすいことが条件になる。ただし、このガンマ線検出器の個数は水ターゲットのサイズやビーム軸上のどこに設置するかによって変わる。

さらに、水ターゲットによって入射した中性子が散乱し、周囲に設置したガンマ線検出器に入射することが予想される。無視できる程度の中性子であれば問題にならないが、大量の中性子がガンマ線検出器に入射すると、ガンマ線のイベントを埋めてしまう可能性がある。そのためガンマ線検出器には、ガンマ線と中性子のイベントを区別して測定できるガンマ線検出器を選ぶ必要がある。そこで我々は波形弁別法(以下 PSD)を用いることで、ガンマ線と中性子を識別できるガンマ線検出器を選定することにした。

現在ガンマ線検出器の候補として上がっているのは、高純度ゲルマニウム半導体検出器、NaI(Tl)シンチレータ検出器、CsI(Tl)シンチレータ検出器、LaBr₃(Ce)シンチレータ検出器の4種類である。また、中性子とガンマ線の識別能力がある検出器として、液体シンチレータ検出器がある。ただし液体シンチレータ検出器のエネルギー分解能は9%から10%と悪く、ガンマ線検出器として向かない。

3.2.1 ガンマ線検出器のエネルギー分解能

^{60}Co 線源を用いて、高純度ゲルマニウム半導体検出器、NaI(Tl) シンチレータ検出器、CsI(Tl) シンチレータ検出器、LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器のエネルギー分解能を測定した。エネルギー分解能は式 3.2.5 を用いて計算される。

$$R = \frac{\Delta P}{P} \quad (3.2.5)$$

ここで R はエネルギー分解能、 ΔP は半値幅、P はピーク値である。エネルギー分解能は一般的にパーセントで表記される。

NaI(Tl) シンチレータ検出器で取得した ^{60}Co のエネルギースペクトルを図 3.2.1 に示す。 ^{60}Co の 1.17

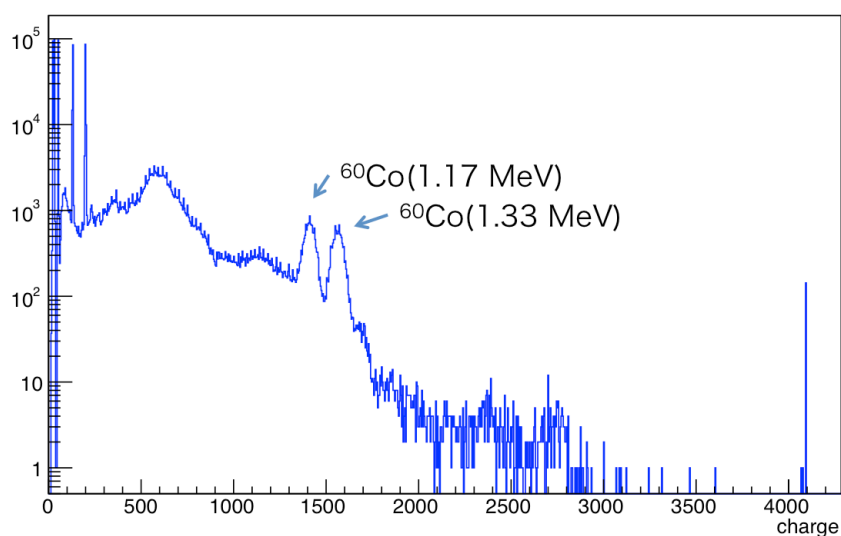


図 3.2.1 NaI(Tl) シンチレータ検出器で取得した ^{60}Co のエネルギースペクトル

MeV と 1.33 MeV のピークが確認できる。このピークをそれぞれガウス関数でフィットを行い、エネルギー分解能を計算する。その結果を表 3.2.1 に示す。NaI(Tl) シンチレータ検出器で 6 MeV のガンマ線を測定し

表 3.2.1 NaI(Tl) シンチレータ検出器のエネルギー分解能

エネルギー [MeV]	ピーク値 P [ch]	半値幅 ΔP [Ch]	エネルギー分解能
1.17	1408.16	83.65	5.9 %
1.33	1561.93	78.87	5.0 %
6 MeV 付近			2.6 %

た場合、エネルギー分解能は約 2.4% になる。NaI(Tl) シンチレータ検出器は放射線計測や原子核物理学実験の分野で広く利用されているため、他の検出器に比べ調達は比較的容易である。しかし、NaI(Tl) シンチレータは潮解性をもつためアルミニウム製の保護材で覆われているものがほとんどである。そのため、大量の NaI

シンチレータ検出器をガンマ線検出器として全立体角に設置した場合、検出器全体が非常に重くなる。また、NaI(Tl) シンチレータ検出器は PSD を用いて、ガンマ線と中性子の識別ができない。

次に CsI(Tl) シンチレータ検出器で取得した ^{60}Co のエネルギースペクトルを図 3.2.2 に示す。 ^{60}Co の 1.17

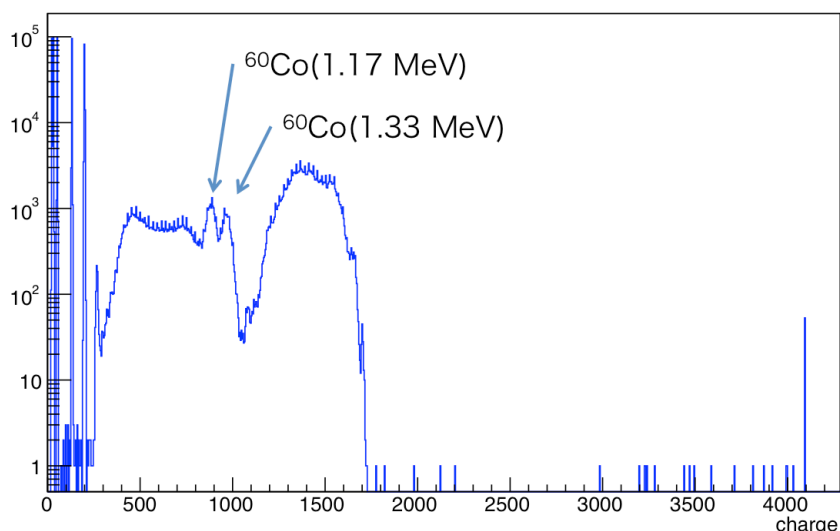


図 3.2.2 CsI(Tl) シンチレータ検出器で取得した ^{60}Co のエネルギースペクトル

MeV と 1.33 MeV のピークがそれぞれ確認できる。NaI(Tl) シンチレータ検出器のときと同様に、エネルギー分解能を計算した結果を表 3.2.2 に示す。CsI(Tl) シンチレータ検出器で 6 MeV のガンマ線を測定した

表 3.2.2 CsI(Tl) シンチレータ検出器のエネルギー分解能

エネルギー [MeV]	ピーク値 P [ch]	半値幅 ΔP [Ch]	エネルギー分解能
1.17	882.60	71.07	8.1 %
1.33	964.50	63.73	6.6 %
6 MeV 付近			3.6 %

場合、エネルギー分解能は約 3.3% になる。CsI(Tl) シンチレータ検出器は NaI(Tl) シンチレータ検出器と同じく、放射線計測や原子核物理学の分野で広く利用されているため調達は容易である。また NaI(Tl) シンチレータと比べると密度が高いため、検出効率も高くなる。潮解性の影響も少なく、検出器の小型化も可能になる。さらに PSD を用いた粒子識別が可能である。これについては東北大学で実験を行っているため、詳しくは後述する。エネルギー分解能の点で問題が多少あるが、最終実験におけるガンマ線検出器の有力候補の 1 つである。

さらに LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器で取得した ^{60}Co のエネルギースペクトルを図 3.2.3 に示す。 ^{60}Co の 1.17 MeV と 1.33 MeV のピークがそれぞれ確認できる。NaI(Tl) シンチレータ検出器のときと同様に、エネルギー分解能を計算した結果を表 3.2.3 に示す。LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器で 6 MeV のガンマ線を測定した場合、エネルギー分解能は約 1.0% になる。LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器はエネルギー分解能の点で非常に優秀な検出器である。潮解性もほぼなく、取り扱いが容易である一方、最近発見された結晶素材である

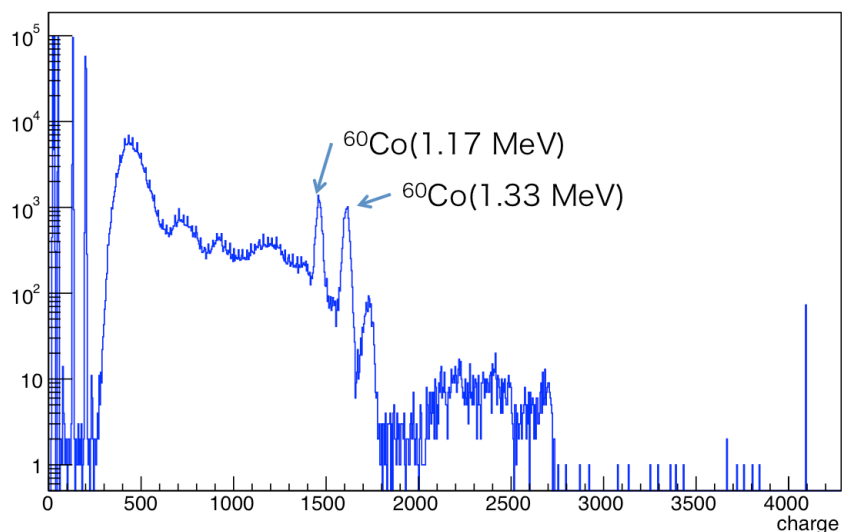


図 3.2.3 LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器で取得した ⁶⁰Co のエネルギースペクトル

表 3.2.3 LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器のエネルギー分解能

エネルギー [MeV]	ピーク値 P [ch]	半値幅 Δ P [Ch]	エネルギー分解能
1.17	1503.67	14.61	2.4 %
1.33	1609.27	15.94	2.3 %
6 MeV 付近			1.1 %

ため、結晶単価が非常に高額である。また現状、PSD を用いた粒子識別の能力がない。ただし、様々な企業や研究所が新たな結晶を開発中であり、今後が期待できる結晶の 1 つである。現に熱中性子領域の中性子を識別可能な結晶が開発されており、現在テストを行っている。

最後に高純度ゲルマニウム半導体検出器で取得した ⁶⁰Co のエネルギースペクトルを図 3.2.4 に示す。⁶⁰Co の 1.17 MeV と 1.33 MeV のピークがそれぞれ確認できる。NaI(Tl) シンチレータ検出器のときと同様に、エネルギー分解能を計算した結果を表 3.2.4 に示す。高純度ゲルマニウム半導体検出器で 6 MeV のガンマ線を

表 3.2.4 高純度ゲルマニウム半導体検出器のエネルギー分解能

エネルギー [MeV]	ピーク値 P [ch]	半値幅 Δ P [Ch]	エネルギー分解能
1.17	498.52	3.71	1.7 %
1.33	565.45	3.11	1.3 %
6 MeV 付近			0.7%

検出した場合、エネルギー分解能は 0.5% である。エネルギー分解能の点でいえば、高純度ゲルマニウム半導体検出器に勝るものはない。しかしこの検出器は、液体窒素で冷却をする必要があり、取り扱いの点で非常に難しいところがある。また高エネルギーの中性子が入射した場合、ゲルマニウム半導体が破損する可能性もあり、中性子ビームを直接照射することは避けなければならない。そのため中性子の減速材や遮蔽材が大量に必要

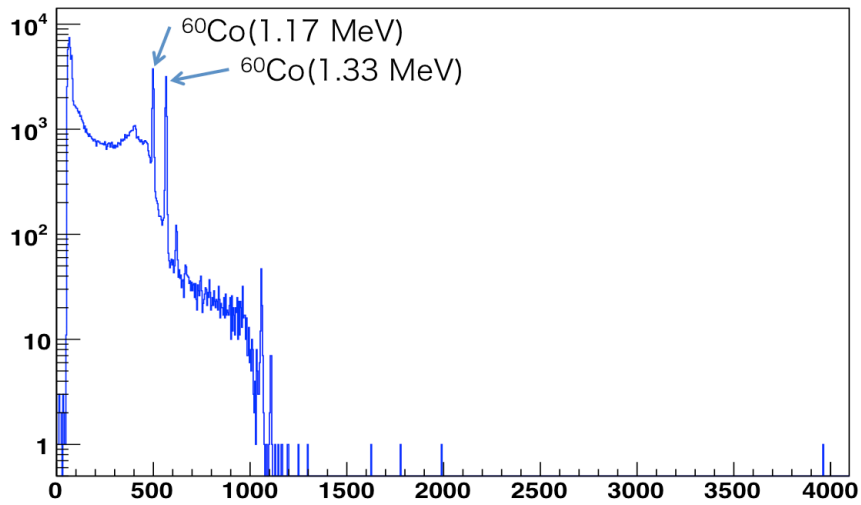


図 3.2.4 高純度ゲルマニウム検出器で取得した ^{60}Co のエネルギースペクトル

となり、検出器の大きさが非常に大きくなることが予想される。さらに、検出器の値段が群を抜いて高く、大量の設置は難しい。

それぞれのガンマ線検出器の性能を表 3.2.5 にまとめる。現状、要求を完全に満たしているガンマ線検出器

表 3.2.5 各検出器のエネルギー分解能と価格と粒子識別能力

検出器の種類	エネルギー分解能 (6 MeV)	価格 (相場)	中性子・ガンマ線識別
NaI(Tl)	2.6%	数十万円～	×
CsI(Tl)	3.6%	数十万円～	○
LaBr ₃ (Ce)	1.1%	数百万円～	△
ゲルマニウム半導体	0.7%	数千万円～	×

は存在していない。しかし、CsI(Tl) シンチレータ検出器はエネルギー分解能では劣るものの PSD 能力があるなど、良い候補の 1 つである。また、LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器は今後の開発によっては、中性子応答のあるものが開発される可能性があり、エネルギー分解能の点でも魅力的な検出器の 1 つである。

3.2.2 PSD 試験実験

東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター CYRIC

東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (以下、CYRIC) は、サイクロトロンが多目的利用、高レベル RI、サイクロトロン生命短寿命 RI の利用などを目的とした研究教育機関である。CYRIC では、サイクロトロンからの陽子ビームを Li ターゲットに照射し、



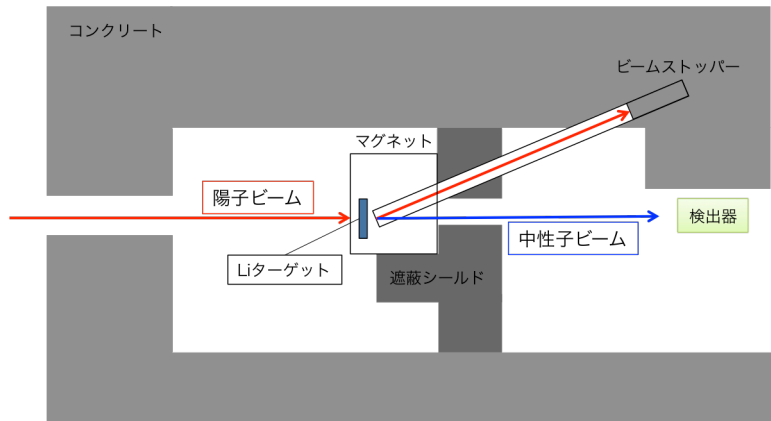


図 3.2.5 東北大学 CYRIC の中性子ビームコースの概略図

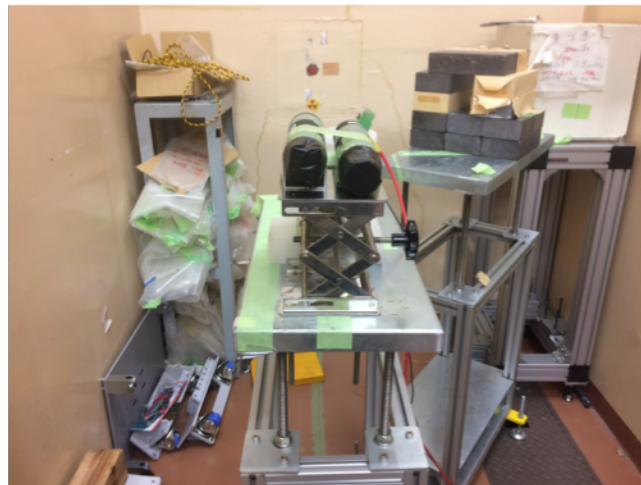


図 3.2.6 CYRIC で行った PSD 試験実験の様子 中心の黒い部分が CsI(Tl) シンチレータ。ジャッキと架台でビーム軸に合わせている。

反応を利用して、中性子を生成している。中性子はターゲットから約 10m の飛行距離を経て、実験室に照射される。精製できる中性子のエネルギーは 20 MeV から 80 MeV であり、遮蔽シールドは実験に応じて調整が可能である。中性子ビームコースの概略図を図 3.2.5 に示す。

実験概要

CsI(Tl) シンチレータ検出器は PSD を行って、ガンマ線と中性子を区別することができるガンマ線検出器で、最終的な検出器の候補の 1 つとなっている。そこで 2016 年 11 月 17 日から 11 月 18 日にかけて、CYRIC の中性子ビームを用いた CsI(Tl) シンチレータ検出器の PSD 試験実験を行った。今回の実験では入射陽子ビームのエネルギーは 80 MeV である。実験体系の写真と概略図を図 3.2.6 と図 3.2.7 に示す。この実験では CsI(Tl) シンチレータ検出器の波形情報が重要になるため、VME 規格の Flash ADC と波形の保存のできるオシロスコープを用いて測定を行った。実験に使用した CsI シンチレータ検出器とオシロスコープと Flash ADC を図 3.2.8 に示す。オシロスコープは Tektronix 社製の DPO 2024B を使用した。オシロスコープでは、波形イベントを確認しながら測定できるため、測定時間内に複数の信号があるパイルアップイベントや明

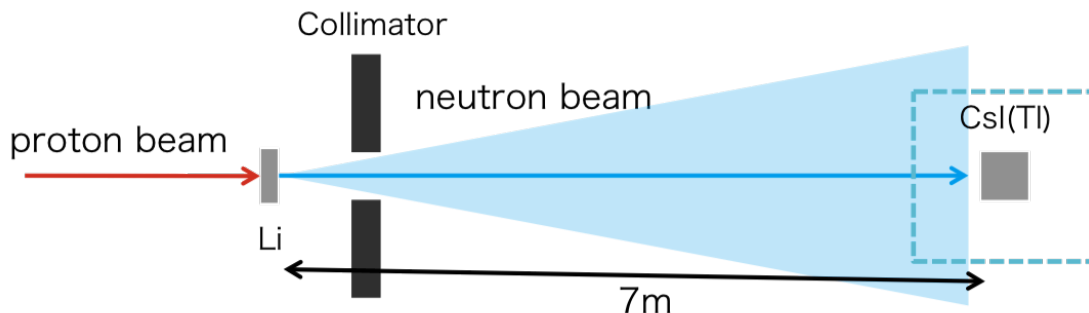


図 3.2.7 CYRIC で行った PSD 試験実験の全体の概略図

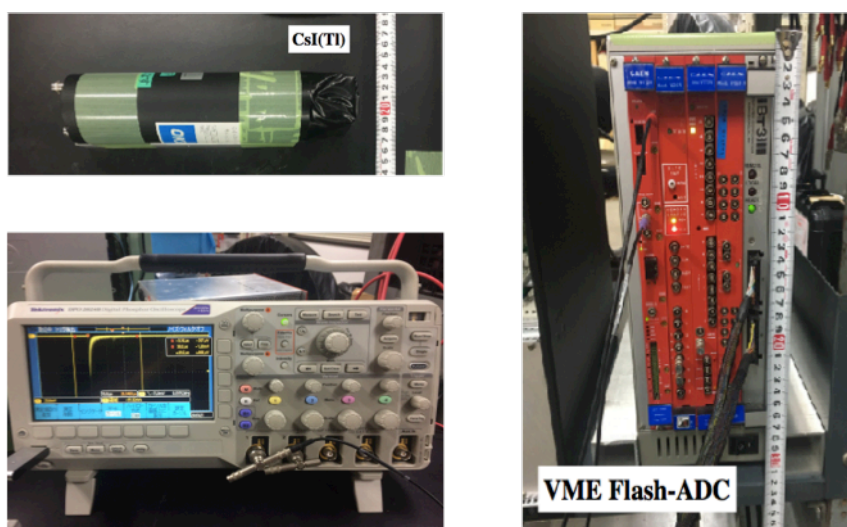


図 3.2.8 実験で使ったモジュール 左上は CsI(Tl) シンチレータ検出器。左下は Tektronix 社製のオシロスコープ (DPO 2024B)。右は VME のクレートと Flash ADC。

らかなノイズイベントを除きながらの測定が可能である。波形イベントは中性子ビーム照射中のイベントとガンマ線線源である ^{60}Co 線源で取得し、それぞれの波形を波高で規格化することで、波形の違いをみる。ただし、手でイベントを取得するために統計数が貯めることができない欠点がある。

VME 規格はコンピュータのバス規格の一つで、原子核物理学や素粒子物理学実験などでよく用いられる測定系の一つである。今回使用した Flash ADC は、波形というアナログ信号をデジタル信号としてサンプリングを行い出力するものになっている。これによりコンピュータを用いた積分や比較などの解析が容易になる。

次に実験で使用した回路を図 3.2.9 に示す。CsI(Tl) シンチレータ検出器からきた信号 (Detector) はディバイダー (DIV) で 2 つに分けられる。分けられた信号の一つはトリガー信号用に調整される。まず、CsI(Tl) シンチレータ検出器の波形は波高が低いため、ディスクリミネータ (DIS) で閾値の設定が困難になるため、アンプ (AMP) で波形を増幅させる。今回の回路の設定では、アンプの大きさは 10 倍に設定している。次にアンプ (AMP) で調整した波形をディスクリミネータ (DIS) で閾値以上の信号のみ、デジタル信号として出力させる。この信号をトリガー用のゲートジェネレータ (G.G.1) に入力する。トリガー用のゲートジェネレータ (G.G.1) からの出力は、Flash ADC のトリガー信号 (Flash ADC trigger) とイベント数を数えるスケー

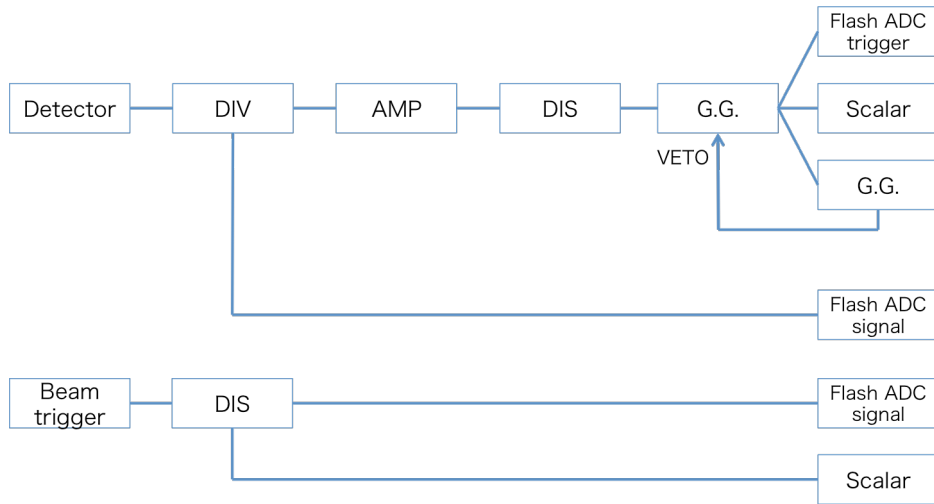


図 3.2.9 今回の実験で使用した回路図

ラー (Scalar) と VETO 用のゲートジェネレータ (G.G.2) に入力される。VETO 用のゲートジェネレータ (G.G.2) は、30 μsec の長さの信号に調整し、トリガー用のゲートジェネレータ (G.G.1) に VETO 信号として入力される。VETO 信号は、その信号が入力されている間は信号を出力しないようにする信号である。30 μsec の VETO 信号を用意したのは、Flash ADC で波形イベントを取得しコンピュータに保存する時間がおおよそ 30 μsec であるためである。これによって、Flash ADC で波形イベントを取得している間は、新たなトリガーが Flash ADC に入力されない。しかし、この方法では測定できない時間であるデッドタイムが増える。ディバイダー (DIV) からでたもう 1 つの信号は、Flash ADC に波形情報 (Flash ADC signal) として入力される。

またアナログ信号であるビームトリガー信号をディスクリミネータ (DIS) でデジタル信号に変換し、Flash ADC の波形情報 (Flash ADC signal) として入力する。2 つの Flash ADC の波形情報を組み合わせることで、ビームが照射されてから検出器が応答するまでの時間を測定することができる。

結果

オシロスコープによる波形解析

オシロスコープを用いた波形解析では、中性子ビーム照射中のイベントとガンマ線線源である ^{60}Co を用いて、波形の違いを測定した。測定したそれぞれの波形を図 3.2.10 に示す。ガンマ線のイベントと中性子のイベントでは、エネルギーが大きく異なる。ガンマ線のイベントはエネルギーが低いので波高は小さくなり、中性子のイベントはエネルギーが高いため波高は大きくなる。そのため比較をする場合には規格化をする必要がある。まずガンマ線のイベントは波高が小さいため、ノイズの影響を受けやすい。今回の測定でもガンマ線の波形にはノイズが発生している。このためノイズカットを行う。次に、ガンマ線と中性子の波形ではベースラインがずれているため、ベースラインを揃える必要がある。さらに、ガンマ線と中性子のイベントでは、波高がことなるので、ノイズをカットした後の最大波高を 1 として規格化している。最後に、波形の立ち上がる点が異なるため、その点を補正する必要がある。今回は、ガンマ線と中性子それぞれのベースラインからの標準偏差 σ を求め、波高が 3σ よりも大きくなった時間を $0\mu\text{sec}$ として規格化した。規格化した結果を、図 3.2.11 に示す。図 3.2.11 で、赤色がガンマ線のイベントであり、青色が中性子によるイベントである。中性子のイベ

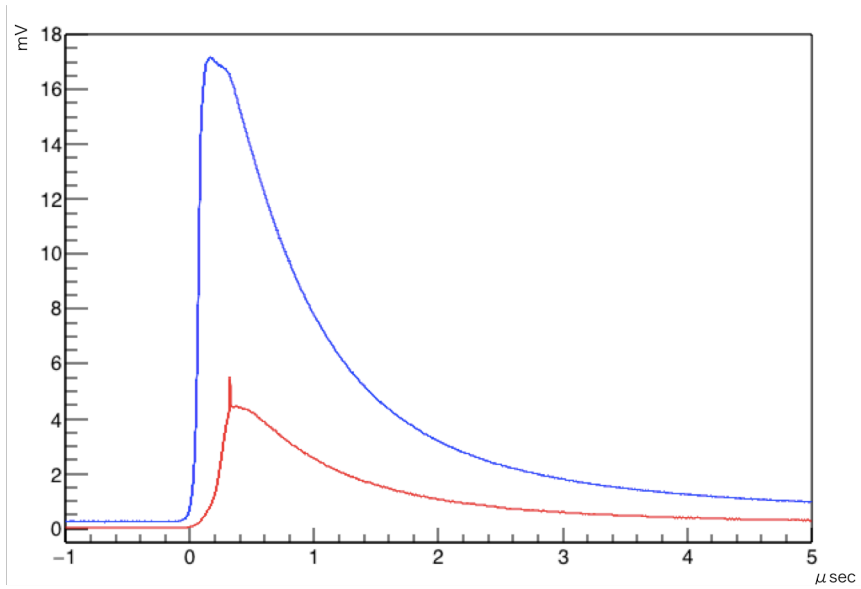


図 3.2.10 オシロスコープで取得したそれぞれの生波形 赤色がガンマ線のイベントである。青色が中性子のイベントである。

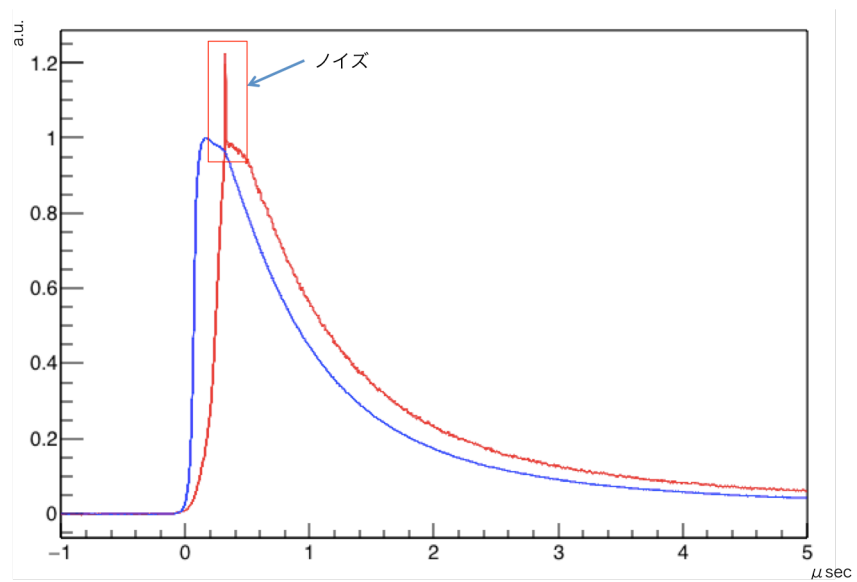


図 3.2.11 規格化を行った結果 赤色がガンマ線のイベントである。青色が中性子のイベントである。ノイズカット、ベースラインの補正、立ち上がり点の補正、波高の規格化を行っている。

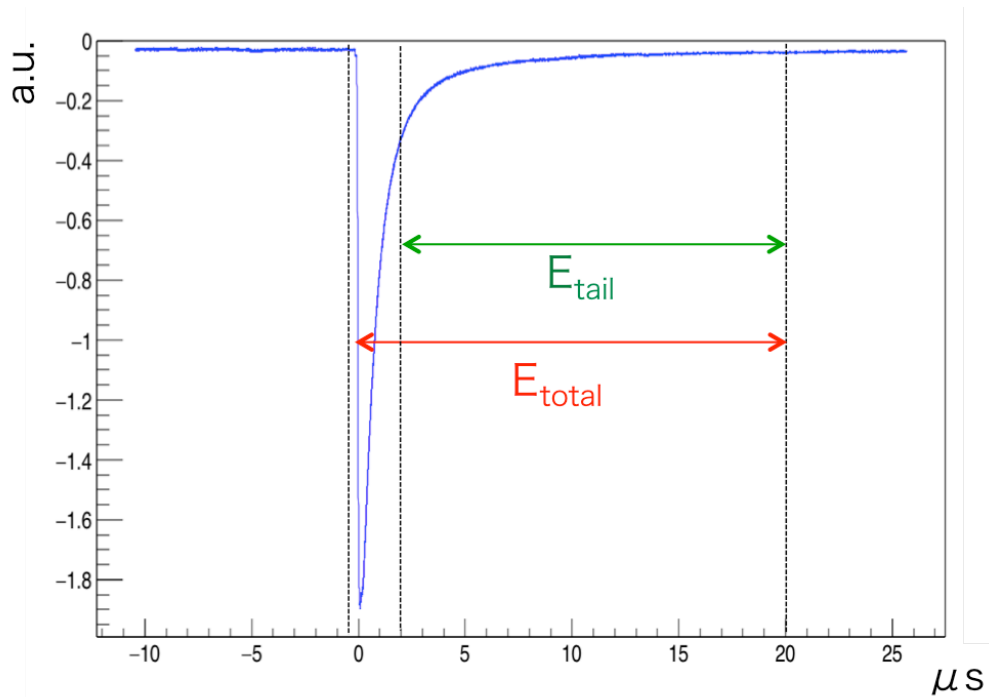


図 3.2.12 VME Flash ADC での波形の積分領域

ントの波形は、ガンマ線に比べ立ち上がりも立ち下がりも速いことが分かる。また、立ち下がりが速いことから、波形の積分値はガンマ線に比べ低くなることが考えられる。これについては A.2.1 で詳しく述べている。よって CsI(Tl) シンチレータ検出器では、波形の立ち上がりと立ち上がりの時間からガンマ線と中性子のイベントを識別することが可能であるといえる。次に VME Flash ADC を用いた解析の結果を述べる。

VME Flash ADC による波形解析

VME Flash ADC を用いた測定では、波形の全積分値と遅い成分の積分値の比を取ることで、入射した粒子の識別を行った。波形の積分領域を図 3.2.12 に示す。ピークを 0 として、 E_{total} は 500nsec から 20μsec までの時間の積分値であり、 E_{tail} は 2μsec から 20μsec までの積分値である。

まず ^{60}Co 線源の結果を、図 3.2.13 に示す。図 3.2.13 の左図は横軸に E_{total} 、縦軸に E_{tail} をとったものである。同一の放射線は一直線上に並ぶ。また右図は横軸は E_{total} で、縦軸は E_{tail}/E_{total} の比をとったものである。 ^{60}Co 線源は 1.17 MeV と 1.33 MeV のガンマ線を放出する線源であるため、2 MeV 付近のイベントはガンマ線であると言える。また、わずかではあるが E_{total} が高エネルギーの部分にもイベントがある。これは宇宙線によって発生している μ 粒子であると考えられる。

次に中性子ビーム照射中の結果を図 3.2.14 に示す。6 MeV 付近では中性子ビームがトンネル内の壁や金属片などに照射されて発生するガンマ線・電子・陽電子・ μ 粒子と中性子ビーム中の中性子をはっきりと区別できている。また中性子ビーム照射中は、トンネル内に重陽子やアルファ粒子などのさらに重たい粒子が発生していることもわかった。CsI(Tl) シンチレータ検出器では、これらの粒子の違いを PSD を用いて識別することができることが今回の実験より証明された。将来的な計画では、ガンマ線検出器を水ターゲットの周囲に全立体角を覆うように設置するため、CsI(Tl) シンチレータ検出器は非常に良い候補の 1 つであると言える。

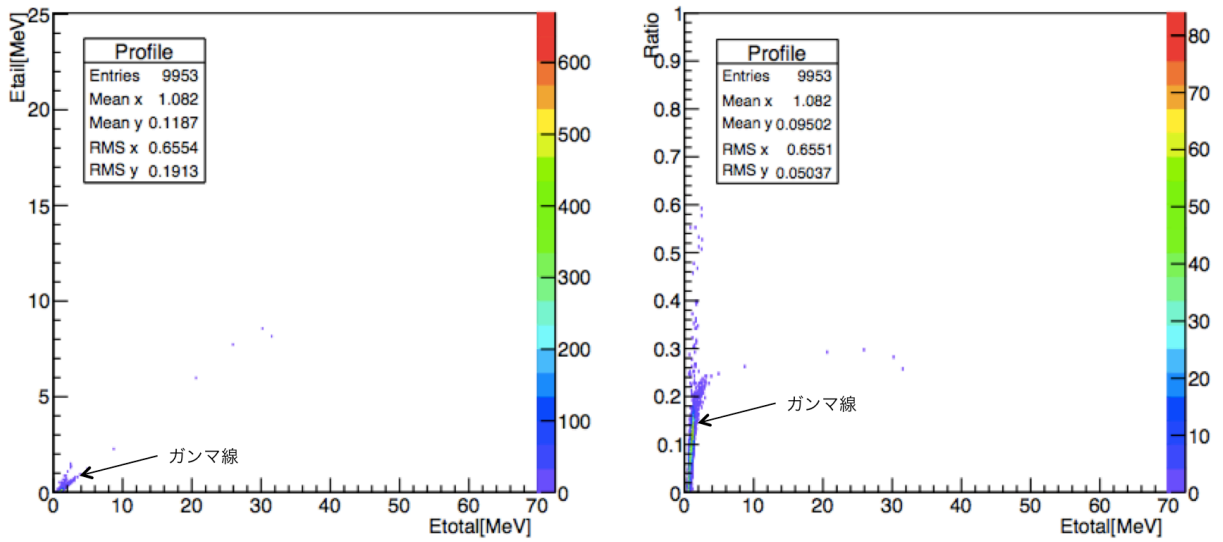


図 3.2.13 ^{60}Co 線源の波形解析の結果

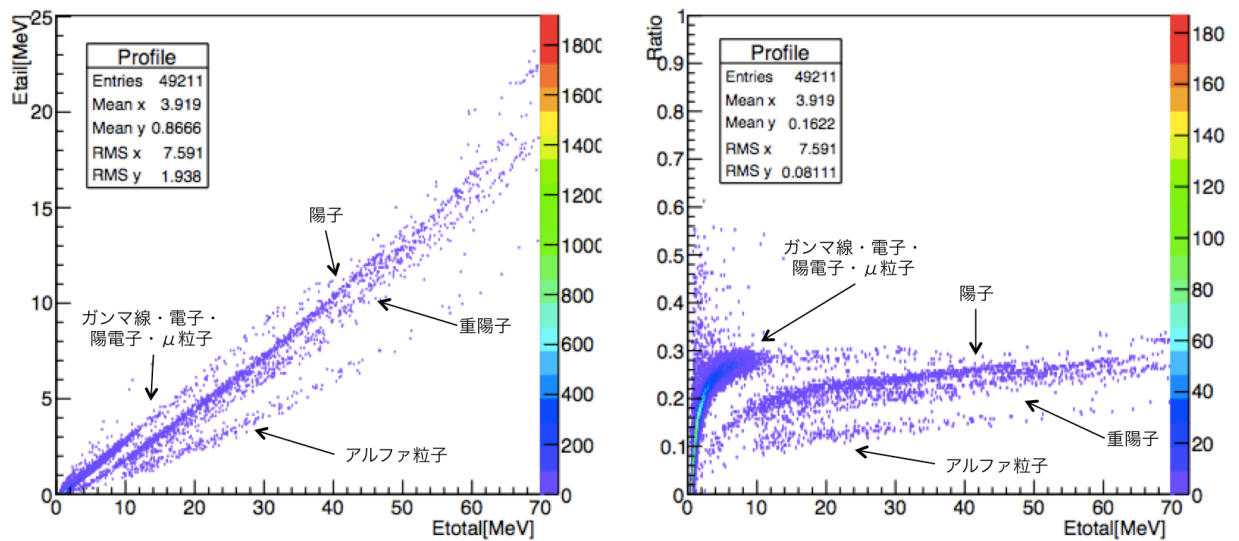


図 3.2.14 中性子ビーム照射中の波形解析の結果

第 4 章

中性子ビーム実験

4.1 大阪大学核物理研究センター RCNP

大阪大学核物理研究センター (以下、RCNP) では、サイクロトロンを用いてスピン偏極した陽子ビームを最大 400 MeV まで加速させることができる。重イオンビームの加速も可能で、軽い領域の重イオンビームを最大 100 MeV で得ることができる。これらのイオンビームは 1 次ビームとして利用できるだけでなく、高速準単色中性子、白色中性子、不安定核ビームなどの 2 次ビームを生成・利用することも可能である。

RCNP N0 コースは最大距離 100 m での中性子飛行時間測定が可能なビームコースである。サイクロトロンで加速させた陽子を様々なターゲットに照射し、発生する中性子をコース内に設置した検出器で測定をする。またターゲット回転装置を用いて 0° から 25° までの角度分布測定も可能である。この N0 コースは MeV 領域における準単色中性子源としては世界最高レベルの強度を誇っている。

エネルギーが 80 MeV、100 MeV、137 MeV、200 MeV、246 MeV、296 MeV、389 MeV の陽子ビームを 1 cm の ${}^7\text{Li}$ ターゲットに照射したときに発生する中性子の分布を図 4.1 に示す [11]。横軸は中性子のエネ

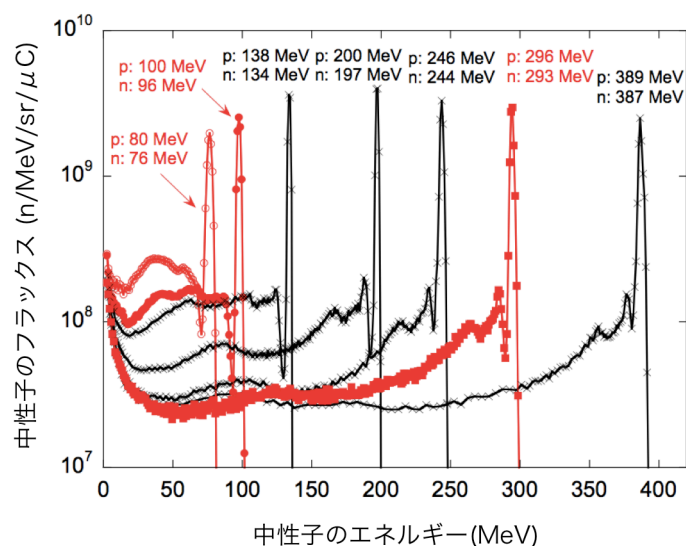


図 4.1.1 生成中性子のエネルギー分布

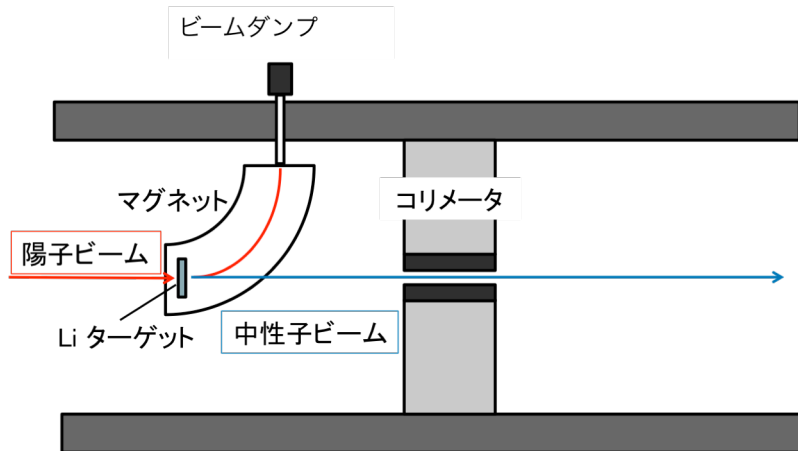


図 4.1.2 RCNP N0 コースの断面図

ルギーで、縦軸は立体角と陽子ビームのカレントで規格化したものとなっている。RCNP ではそれぞれのエネルギーに応じた単色の中性子ビームを生成可能な施設である。

RCNP N0 コースの断面図を図 4.1 に示す。陽子ビームを Li ターゲットに照射すると、中性子やガンマ線を含む様々な二次粒子が発生する。このとき発生したガンマ線を即発ガンマ線と呼ぶ。反応しなかった陽子や荷電粒子は電磁石で曲げられビームダンプに送られる。即発ガンマ線と中性子は電磁石では曲がらないため、コリメータを通過しトンネル内に照射される。このトンネル内で様々な検出器を設置することで中性子照射実験が可能になる。

中性子のエネルギーは Time of Flight 法 (以下、ToF 法) で測定することができる。ToF 法はある速度 v を持った質量 m の粒子が一定の距離 L を飛行したときの飛行時間 t_{ToF} を測定することで、粒子のエネルギー E を求める方法である。また、図 4.1.3 のように原子核反応によって発生した即発ガンマ線と中性子を区別することもできる。

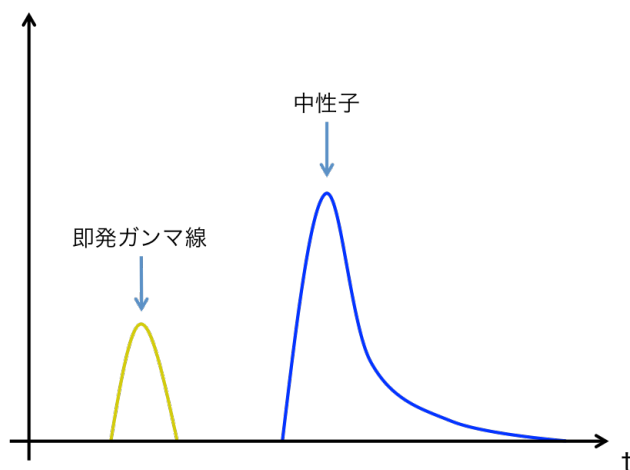


図 4.1.3 ToF 法での即発ガンマ線と中性子の時間分布

非相対論的粒子の場合は、

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\left(\frac{L}{t_{ToF}}\right)^2 \quad (4.1.1)$$

で求めることができる。また相対論的粒子の場合は

$$\begin{aligned} E &= \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2 \\ &= \frac{mc^2}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} - mc^2 \\ &= \frac{mc^2}{\sqrt{1-\left(\frac{L}{ct_{ToF}}\right)^2}} - mc^2 \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

で求めることができる。

4.2 E400 実験

4.2.1 E400 概要

2015年6月16日から2015年6月18日にかけて実施されたE400実験のparasite実験として、重陽子ビームをLiターゲットに照射したときに発生する中性子ビームと同期したRCNP N0コース内の背景事象の測定を行った。またLiターゲットへの重陽子ビームの照射角度とビーム電流を変更してイベントの取得を行った。データ取得は素粒子・原子核実験でよく用いられる汎用モジュールであるNIM(Nuclear Instrument Modules)規格モジュールとCAMACのアナログ-デジタル変換回路(ADC: Analog to Digital Converter)と時間-デジタル変換器(TDC: Time to Digital Converter)を用いてエネルギー、時間の両データを取得した。キャリブレーションデータは ^{60}Co と $^{241}\text{Am/Be}$ を用いて取得した。また、中性子ビームが発生していないときにトンネル内の環境下における背景事象の測定も行っている。表4.2.1に解析に使用した各データのビーム電流、照射角度、測定時間をまとめる。

表 4.2.1 E400 実験詳細

Run #	ビーム電流	照射角度	測定時間
40	5 nA	0 度	790.2 sec
43	10 nA	10 度	904.0 sec
49	20 nA	20 度	895.1 sec
50	0	-	34610.5 sec

この実験では、Liターゲットから38m離れた地点にNaI(Tl)シンチレータ検出器を異なる位置に設置し、ビーム軸からの距離を変えて測定を行った。そのセットアップの概略図を図4.2.1に示す。

次にE400実験で使用したNIM回路図を図4.2.2に示す。それぞれのNaI(Tl)シンチレータ検出器からのアナログ信号をディバイダー(DIV)で2つに分ける。DIVでは、アナログ信号でもデジタル信号でも分けることが可能であるが、分けた信号は信号の高さが半分になる。片方のアナログをディスクリミネータ(CFD)である閾値を超えた信号のみデジタル信号に変換する。変換したデジタル信号をFUN IN/FUN OUTに入力する。FUN IN/FUN OUTは、論理和回路である。複数の信号の和を取ることができる。これによりどれか

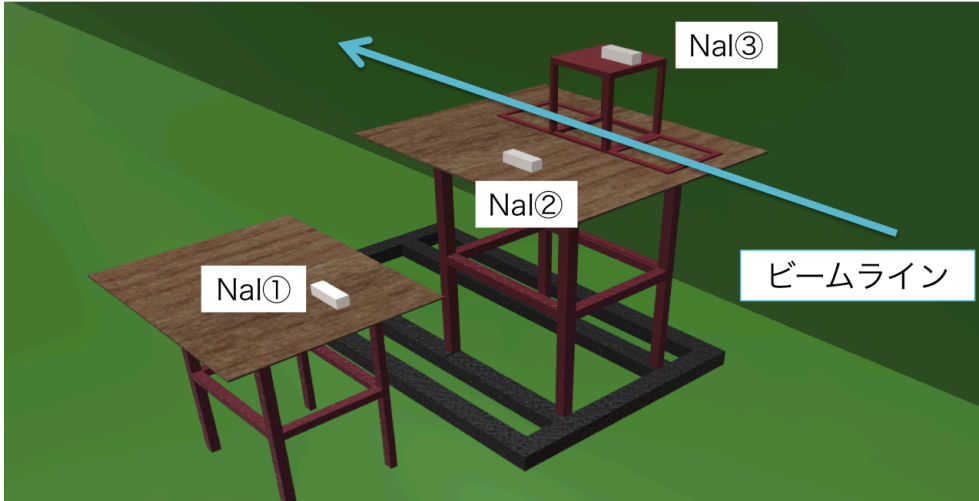


図 4.2.1 E400 実験のセットアップ概略図

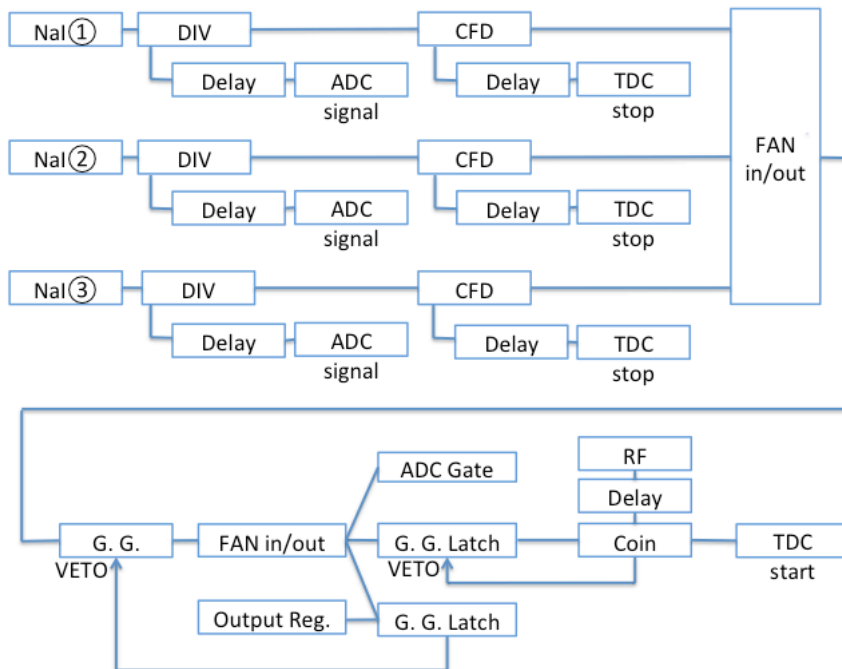


図 4.2.2 E400 実験回路図

1つの検出器が反応した場合でもデータを取ることができ、十分な統計が確保できるようになっている。FUN IN/FUN OUT から出力された信号は、ゲートジェネレータ (G.G.) に入力されデジタル信号の幅を変更されて出力される。これは、ADC でアナログ信号をデジタル信号に変換するときの積分領域を適切に決めるためである。この幅は検出器によって異なる。E400 実験では NaI(Tl) シンチレータ検出器を使用しているためこの幅を $1 \mu\text{sec}$ に調整している。NaI(Tl) シンチレータ検出器の詳細については A.2.1 で述べる。調整された信号は FUN IN/FUN OUT で ADC のゲート信号、veto 用の信号、TDC のスタート信号として分けられる。DIV と異なり、FUN IN/FUN OUT はデジタル信号のみ分けことができ、分けた信号は信号の高さが変化しない。ADC では、DIV で分けたそれぞれの NaI(Tl) シンチレータ検出器からのアナログ信号をゲート信号の幅で積分することで、エネルギーに対応した数値を得ることができる。またアウトプットレジスタ (Output Reg.) とゲートジェネレータ (G.G.) を組み合わせて出力させることで、ADC で NaI(Tl) シンチレータ検出器の波形を積分している間は、新たに積分しないように veto 信号として組み込んでいる。さらに TDC 用に出力した信号はビームの RF 信号をコインシデンス (COIN) を取ることで、ビーム信号と同期した信号のみが TDC のスタート信号として入力される。また CFD からの信号をディレイ (Delay) を使って 700 nsec から 900 nsec ずらし、TDC のストップ信号に入力している。これによりビーム入射からそれぞれの NaI(Tl) シンチレータ検出器の反応時間を TDC を用いて測定している。

4.2.2 E400 キャリブレーション

ADC を用いた測定では、出力されるデータはチャンネル表示になっている。このチャンネルをエネルギーに変換することをキャリブレーションと呼ぶ。キャリブレーションには、あらかじめ放射線のエネルギーがわかっている線源を使用する。このような線源を校正線源という。E400 実験では校正線源として ^{60}Co と $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ を使用した。また使用した NaI(Tl) シンチレータ検出器の NaI ①、NaI ②、NaI ③の全てにおいてキャリブレーションを行っている。

NaI ①キャリブレーション

NaI ①での ^{60}Co の測定結果を図 4.2.2 に示す。 ^{60}Co の 1.17MeV と 1.33MeV、また 2 本のガンマ線が同時に NaI ①に入射したときのサムピークである 2.50MeV のエネルギーピークを確認することができる。次に、 $^{241}\text{Am/Be}$ での測定結果を図 4.2.2 に示す。 $^{241}\text{Am/Be}$ の 4.44MeV、シングルエスケープの 3.93MeV、ダブルエスケープの 3.42MeV のエネルギーピークを確認することができる。これらのピークを用いて、それぞれのチャンネルに対応するエネルギーを求める関数を決定する。キャリブレーションの結果を図 4.2.2 に示す。これよりエネルギーとチャンネルのキャリブレーション関数は

$$E[\text{MeV}] = 0.0034 \times ch - 1.0604 \quad (4.2.1)$$

となった。

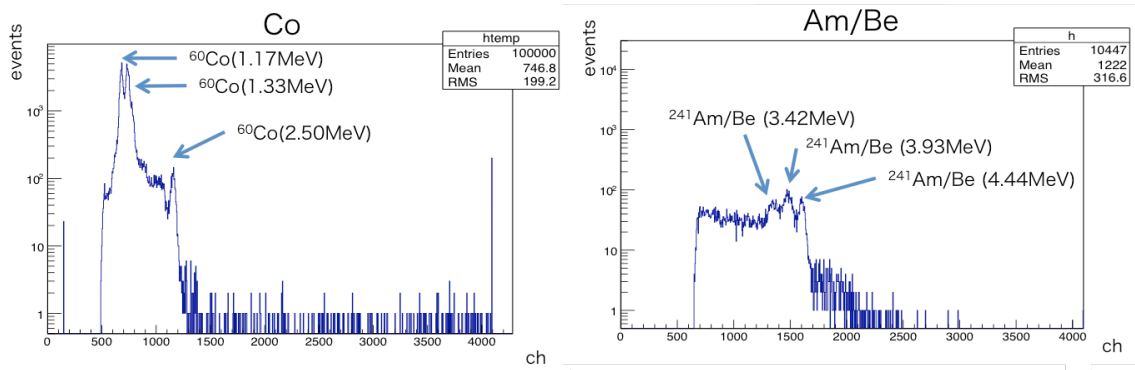


図 4.2.3 NaI ①での ^{60}Co の測定結果
 ^{60}Co の 1.17 MeV、1.33 MeV、2.5 MeV が確認できる。

図 4.2.4 NaI ①での $^{241}\text{Am/Be}$ の測定結果
 $^{241}\text{Am/Be}$ の 4.44 MeV、3.93 MeV、3.42 MeV が確認できる。

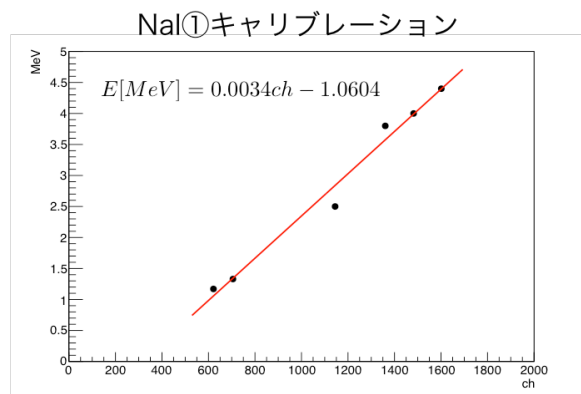


図 4.2.5 NaI ①のキャリブレーション関数

NaI ②キャリブレーション

NaI ②での ^{60}Co の測定結果を図 4.2.6 に示す。先ほどの NaI ①と同様に ^{60}Co の 1.17MeV と 1.33MeV、2.50MeV のエネルギーピークを確認することができる。次に、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ での測定結果を図 4.2.7 に示す。これも先ほどと同様に $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の 4.44MeV、シングルエスケープの 3.93MeV、ダブルエスケープの 3.42MeV のエネルギーピークを確認することができる。これらのピークを用いたキャリブレーションの結果を図 4.2.8 に示す。これよりエネルギーとチャンネルのキャリブレーション関数は

$$E[\text{MeV}] = 0.0031 \times ch - 1.00.6 \quad (4.2.2)$$

となった。

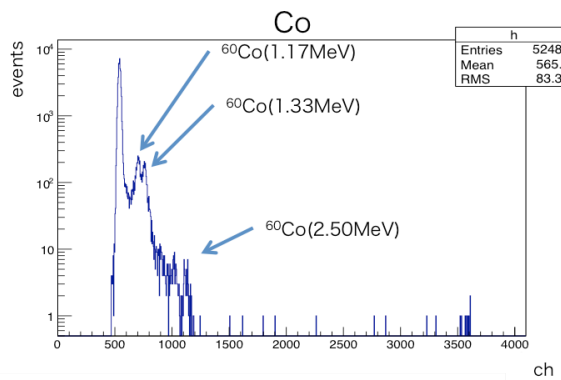


図 4.2.6 NaI ②での ^{60}Co の測定結果
 ^{60}Co の 1.17 MeV、1.33 MeV、2.5 MeV が確認できる。

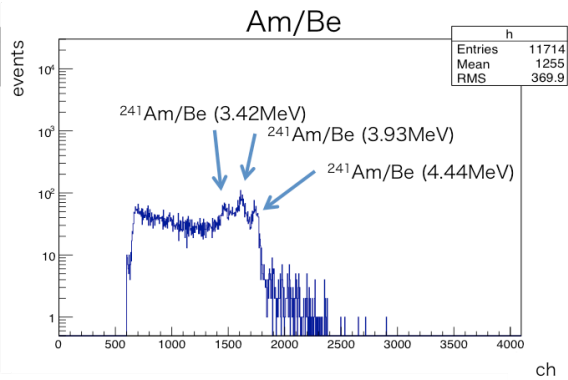


図 4.2.7 NaI ②での $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の測定結果
 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の 4.44 MeV、3.93 MeV、3.42 MeV が確認できる。

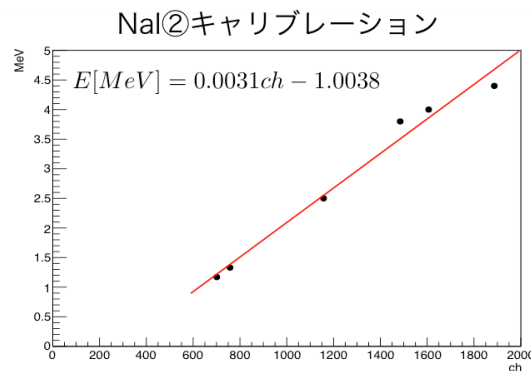


図 4.2.8 NaI ②のキャリブレーション関数

NaI ③キャリブレーション

NaI ③での ^{60}Co の測定結果を図 4.2.9 に示す。先ほどの NaI ①、NaI ②と同様に ^{60}Co の 1.17MeV と 1.33MeV、2.50MeV のエネルギーピークを確認することができる。次に、 $^{241}\text{Am/Be}$ での測定結果を図 4.2.10 に示す。これも先ほどと同様に $^{241}\text{Am/Be}$ の 4.44MeV、シングルエスケープの 3.93MeV、ダブルエスケープの 3.42MeV のエネルギーピークを確認することができる。これらのピークを用いたキャリブレーションの結果を図 4.2.11 に示す。これよりエネルギーとチャンネルのキャリブレーション関数は

$$E[\text{MeV}] = 0.0037 \times ch - 1.2925 \quad (4.2.3)$$

となった。今後、エネルギーに関する図はそれぞれのキャリブレーション関数によってエネルギーに変換されたものである。

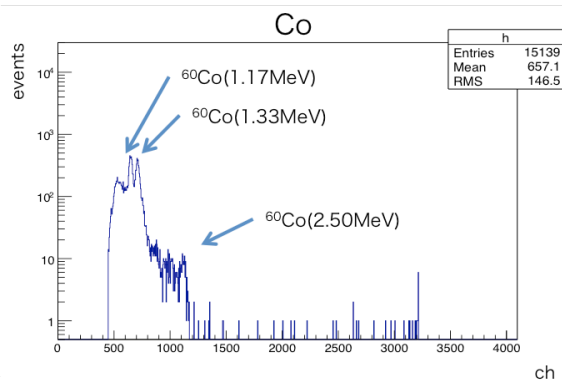


図 4.2.9 NaI ③での ^{60}Co の測定結果
 ^{60}Co の 1.17 MeV、1.33 MeV、2.5 MeV が確認できる。

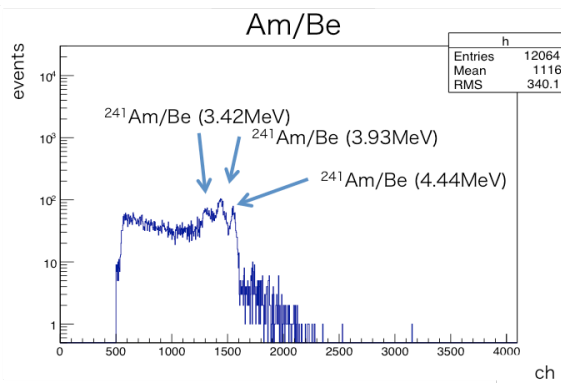


図 4.2.10 NaI ③での $^{241}\text{Am/Be}$ の測定結果
 $^{241}\text{Am/Be}$ の 4.44 MeV、3.93 MeV、3.42 MeV が確認できる。

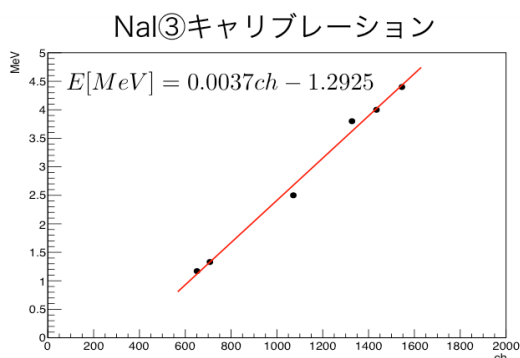


図 4.2.11 NaI ③のキャリブレーション関数

4.2.3 E400 結果

重陽子ビームの照射角度が 0° での時間分布とエネルギー分布

重陽子ビームの照射角度が 0° のときの中性子ビームの広がり及各検出器の位置関係を図 4.2.12 に示す。中性子ビームの広がり、Li ターゲットの位置とコリメータの大きさから求めることができる。これにより、中性子ビームは 1 m あたり縦に 1 cm、横に 0.8 cm の広がりをもつと考えられる。

次に TDC を用いた時間分布測定の結果を図 4.2.13 に示す。NaI ③は直接中性子ビームが入射しているため、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応による即発ガンマ線と中性子イベントのピークが見て取れる。即発ガンマ線は 56.3 nsec にピークを持ち、中性子は 319.1 nsec にピークを持っている。これより式 (4.1.2) を用いることで中性子のエネルギーを計算することができる。まず、即発ガンマ線の到達時間を計算する。前述の通り、E400 実験では NaI(Tl) シンチレータ検出器は Li ターゲットより 38 m の地点に設置している。光速度を 0.3 m/nsec とすると、即発ガンマ線の到達時間は 126.6 nsec となる。中性子は即発ガンマ線よりも $319.1 - 56.3 = 263.1$ nsec 遅れてくるので、中性子の到達時間は $126.6 + 263.1 = 389.7$ nsec となる。これより中性子の速度を求め、式 (4.1.2) に代入すると中性子のエネルギーは 53.9 MeV となる。

図 4.2.13 の 220 nsec から 440 nsec のイベントだけを選択することで中性子由来のイベントのみを解析する。それぞれの NaI(Tl) シンチレータ検出器の ADC の結果を図 4.2.14 に示す。赤色のスペクトルが中性子ビーム照射中のイベント、黒色のスペクトルが背景事象である。また図 T2K 実験の SK イベントにおいてエネルギー再構成可能な下限の閾値は 3.5 MeV であるので、それぞれの NaI(Tl) シンチレータ検出器の 3.5 MeV 以上のイベントの数が重要となる。それぞれの NaI(Tl) シンチレータ検出器の 3.5 MeV 以上のイベントレートを表 4.2.2 に示す。これより、中性子ビームが直接当たっている NaI ③では、中生子によるイベン

表 4.2.2 各 NaI(Tl) シンチレータ検出器の 3.5 MeV 以上のイベントレート

NaI(Tl) シンチレータ	ビーム照射中のイベントレート	背景事象のイベントレート
NaI①	0.87 ± 0.03 (stat.) event/sec	0.31 event/sec
NaI②	1.98 ± 0.05 (stat.) event/sec	0.39 event/sec
NaI③	60.26 ± 0.28 (stat.) event/sec	0.48 event/sec

トが支配的であり、背景事象と比べても多くのイベントが観測されている。NaI ②は、中生子ビームが端をかすめているため、中生子由来のイベントも見受けられる。NaI ①は、ビーム照射中であるためイベントレートは少し上昇しているが、NaI ②と NaI ③と比べ十分に少ない。

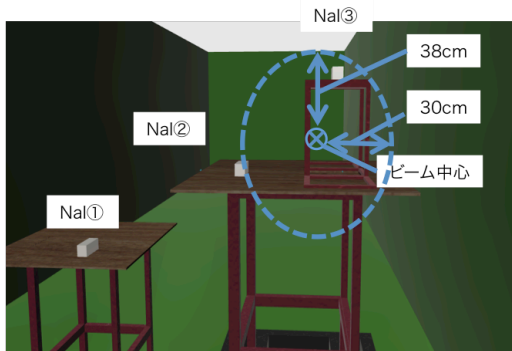


図 4.2.12 照射角度 0° のときの検出器の配置
NaI ③はビーム上にあり、NaI ②はビームに触れる位置に存在している。また NaI ①は十分に離れた位置に設置している。

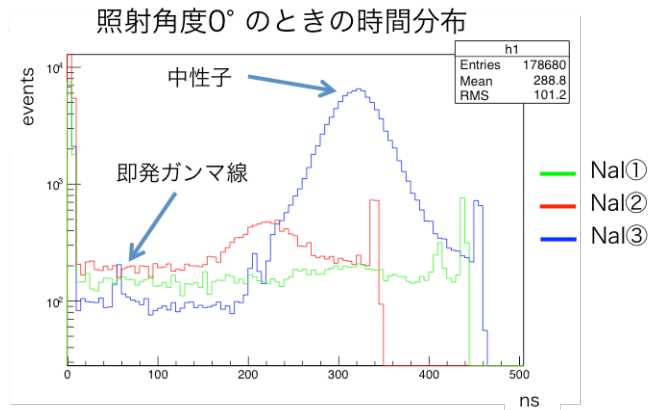
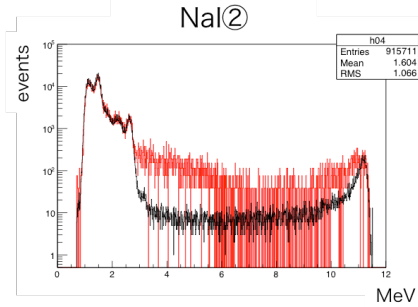
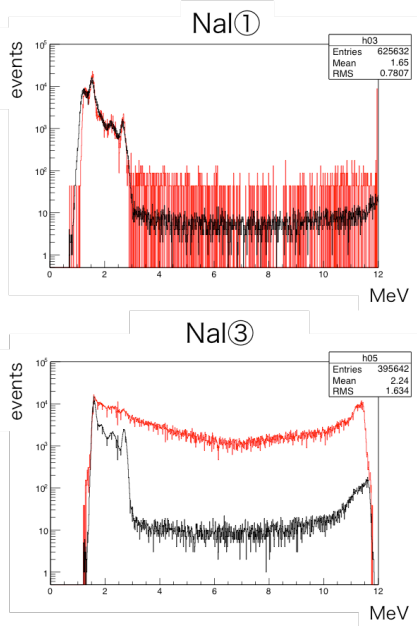


図 4.2.13 照射角度 0° のとき各検出器の時間分布
緑色のヒストグラムが NaI ①、赤色のヒストグラムが NaI ②、青色のヒストグラムが NaI ③の測定結果である。NaI ③は直接中性子ビームが照射されているため、即発ガンマ線と中性子のピークが確認できる。



— ビーム由来のイベント
— 背景事象

図 4.2.14 照射角度 0° のときの各検出器のエネルギー分布
赤色のヒストグラムが中性子ビーム由来のイベント。黒色のヒストグラムが背景事象である。

重陽子ビームの照射角度が 10° での時間分布とエネルギー分布

重陽子ビームの照射角度が 10° のときの中性子ビームの広がり及各検出器の位置関係を図 4.2.15 に示す。先程の重陽子ビームの照射角度が 0° のときと比べ、ビーム軸は左側に 3 cm ずれている。これにより NaI ③ はビームの中心から外れている。NaI ② はビーム軸の中心に近づいている。NaI ① はビーム軸から十分に離れた位置にある。

また次に TDC を用いた時間分布測定の結果を図 4.2.16 に示す。NaI ③ は直接中性子ビームが入射しているため、即発ガンマ線と中性子のピークを確認することができる。NaI ② では即発ガンマ線のピークは 0 よりも内側になっているため、見る事ができない。NaI ③ の結果から重陽子ビームの照射角度が 0° のときと同様に、中性子のエネルギーを計算すると、55.8 MeV となる。

次に ADC を用いたエネルギー分布測定の結果を図 4.2.17 に示す。赤色のヒストグラムが中性子ビーム由来のイベント、黒色のヒストグラムが背景事象である。また、それぞれの NaI(Tl) シンチレータ検出器のイベントレートを表 4.2.3 に示す。図 4.2.14 と同様に、NaI ③ は中性子ビームが直接照射されているため、中性子由来のイベントが支配的である。NaI ② はビーム軸が 0° に比べ 3 cm 近づいたため、中性子ビームに直接照射される事になった。そのため、図 4.2.17 と異なり、中性子由来のイベントが支配的になるようになった。NaI ① は、ビーム照射中であるためイベントレートは少し上昇しているが、NaI ② と NaI ③ と比べ十分に少ない。

表 4.2.3 各 NaI(Tl) シンチレータ検出器の 3.5 MeV 以上のイベントレート

NaI(Tl) シンチレータ	ビーム照射中のイベントレート	背景事象のイベントレート
NaI①	0.63 ± 0.03 (stat.) event/sec	0.31 event/sec
NaI②	7.92 ± 0.09 (stat.) event/sec	0.39 event/sec
NaI③	29.3 ± 0.18 (stat.) event/sec	0.48 event/sec

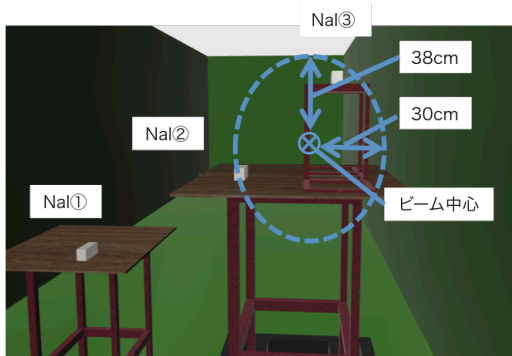


図 4.2.15 照射角度 10° のときの検出器の配置
NaI ②と NaI ③はビーム上に設置している。また NaI ①は十分に離れた位置に設置している。

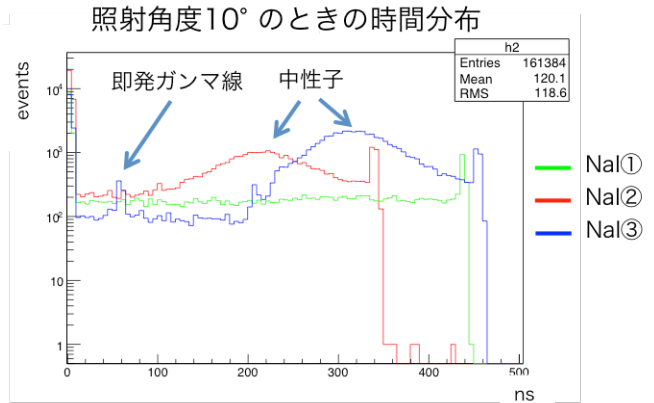
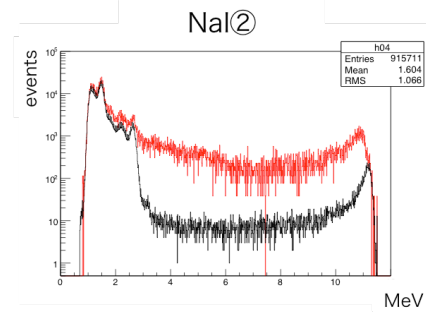
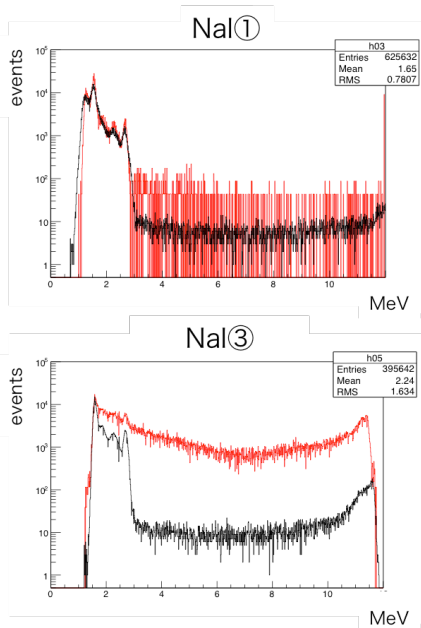


図 4.2.16 照射角度 10° のとき各検出器の時間分布 緑色のヒストグラムが NaI ①、赤色のヒストグラムが NaI ②、青色のヒストグラムが NaI ③の測定結果である。NaI ③と NaI ②は直接中性子ビームが照射されているため、中性子のピークが確認できる。



— ビーム由来のイベント
— 背景事象

図 4.2.17 照射角度 10° のときの各検出器のエネルギー分布 赤色のヒストグラムが中性子ビーム由来のイベント。黒色のヒストグラムが背景事象である。

重陽子ビームの照射角度が 20°での時間分布とエネルギー分布

重陽子ビームの照射角度が 20°のときの中性子ビームの広がり及各検出器の位置関係を図 4.2.18 に示す。先程の重陽子ビームの照射角度が 0°のときと比べ、ビーム軸は左側に 12 cm ずれている。これにより NaI ③はビームの中心さらに外れている。NaI ②はビーム軸の中心により近づいている。NaI ①はビーム軸から十分に離れた位置のままである。また次に TDC を用いた時間分布測定の結果を図 4.2.19 に示す。先程までと同様に、NaI ③は直接中性子ビームが入射しているため、即発ガンマ線と中性子のピークを確認することができる。NaI ②では、中性子のピークのみ確認することができる。NaI ③の結果から重陽子ビームの照射角度が 0°と 10°のときと同様に、中性子のエネルギーを計算すると、52.1 MeV となる。

次に ADC を用いたエネルギー分布測定の結果を図 4.2.20 に示す。赤色のヒストグラムが中性子ビーム由来のイベント、黒色のヒストグラムが背景事象である。また、それぞれの NaI(Tl) シンチレータ検出器のイベントレートを表 4.2.4 に示す。NaI ③、NaI ②は中性子ビームが直接照射されているため、中性子由来のイベントが支配的である。NaI ①は、ビーム照射中であるためイベントレートは少し上昇しているが、NaI ②と NaI ③と比べ十分に少ない。表 4.2.4 より、3.5 MeV 以上のイベントレートは NaI ②と NaI ③で同程度になっている。

表 4.2.4 各 NaI(Tl) シンチレータ検出器の 3.5 MeV 以上のイベントレート

NaI(Tl) シンチレータ	ビーム照射中のイベントレート	背景事象のイベントレート
NaI①	0.65 ± 0.03 (stat.) event/sec	0.31 event/sec
NaI②	21.1 ± 0.15 (stat.) event/sec	0.39 event/sec
NaI③	21.4 ± 0.15 (stat.) event/sec	0.48 event/sec

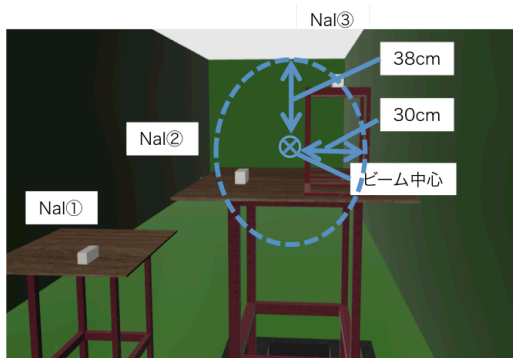


図 4.2.18 照射角度 20° のときの検出器の配置
 NaI ③はビーム触れる位置に設置している。
 NaI ②はビーム上に設置している。NaI ①は十分
 離れた位置に設置している。

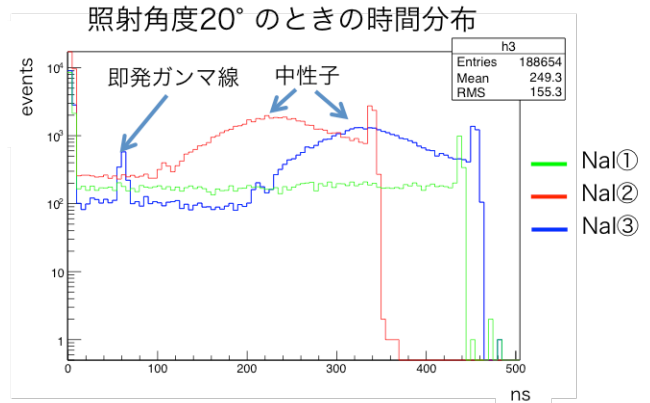
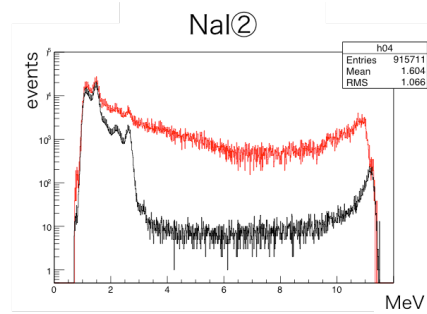
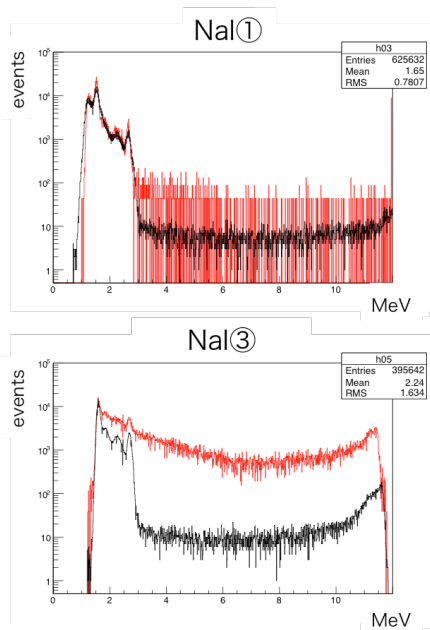


図 4.2.19 照射角度 20° のとき各検出器の時
 間分布 緑色のヒストグラムが NaI ①、赤色の
 ヒストグラムが NaI ②、青色のヒストグラムが
 NaI ③の測定結果である。NaI ③と NaI ②は直
 接中性子ビームが照射されているため、中性子
 のピークが確認できる。



— ビーム由来のイベント
 — 背景事象

図 4.2.20 照射角度 20° のときの各検出器のエネルギー分布 赤色のヒストグラムが中性子ビーム由来の
 イベント。黒色のヒストグラムが背景事象である。

E400 実験のまとめ

E400 実験では、RCNP ToF トンネル内の背景事象とビーム由来の中性子イベントを測定した。この測定により、NaI ①の位置のように中性子ビームが直接当たらない場所ではビームと同期した背景事象は 0.6 から 0.8 Hz 程度であることがわかった。また、Li ターゲットの位置とコリメータの大きさから見積もったビームの広がりと実際のビームの広がりも一致していると考えられる。最終実験では、中性子ビームは Li ターゲットの照射角度が 0° で行う予定なので、3.5 MeV 以上の背景事象のイベントレートは 0.87 Hz 程度であることが予想される。

4.3 E465 実験

4.3.1 E465 概要

2016年6月10日から2016年6月12日にかけてE465実験を行った。E465実験では中性子によって水中の酸素原子核が励起され、脱励起によって生成される脱励起ガンマ線の反応断面積測定と水ターゲットによる散乱中性子フラックス測定を目的としている。

実験の手法としてはまず、中性子を水ターゲットに照射し、生成したガンマ線を高純度ゲルマニウム半導体検出器で測定する。さらに中性子ビームのフラックスを求めておくことで、反応断面積を計算する。また検出器には、エネルギーによって検出効率があるため、6 MeVでの検出効率をシミュレーションより見積もり、生成されるガンマ線のイベント数を求める。

散乱中性子フラックスは、水ターゲットの周囲に設置した液体シンチレータ検出器で PSD を用いることで、中性子とガンマ線のイベントの比を求めることで、中性子の散乱の割合を測定した。

E465実験では80 MeVの陽子ビームをLiターゲットに角度 0° で照射し、発生した中性子ビームを利用した。Ge半導体検出器はマルチチャンネルアナライザーを使用して中性子ビーム照射中のToFトンネル内のイベントを取得した。ただし、マルチチャンネルアナライザーでは、ビームタイミング信号と同期が取れないため、ビームに同期したイベントの取得はできていない。液体シンチレータ検出器はNIMモジュールとVMEのFLASH ADCとTDCを用いて、波形と時間の両イベントを取得した。

実験セットアップの写真と概要図を図4.3.1と図4.3.2に示す。写真は、コリメータの位置からトンネル方



図 4.3.1 コリメータの位置から撮影した E465 実験のセットアップの写真

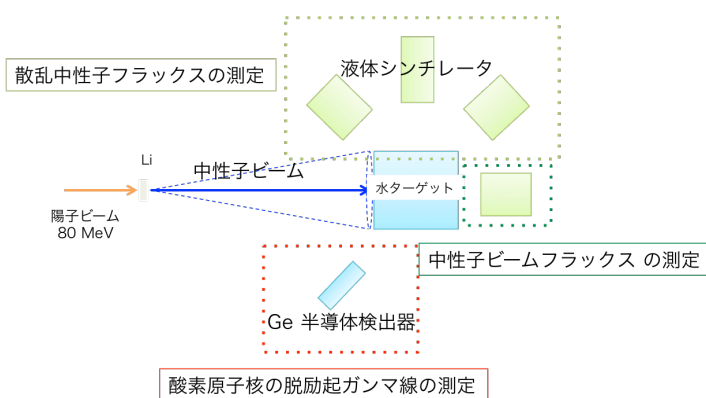


図 4.3.2 E465 実験のセットアップの概要図

向に向けて撮影している。この測定では、Li ターゲットから 9.7 m 離れた地点に水ターゲットを設置し、その周囲に Ge 半導体検出器、液体シンチレータ検出器を設置した。

E465 実験では、サイクロトロンからの信号をビームタイミングに調整する NIM 回路と水ターゲットによって散乱する中性子を測定する NIM 回路、中性子ビームフラックスを測定する NIM 回路の 3 種類がある。まず、サイクロトロンからの信号をビームタイミングに調整する NIM 回路を図 4.3.3 に示す。RF は 16 MHz の周波数でサイクロトロンから送られてくる信号である。RF はアナログ信号として送られてくるため、ディスクリミネータ (DIS) を用いてアナログ信号を NIM 規格のデジタル信号へと変換する。しかしこのままで

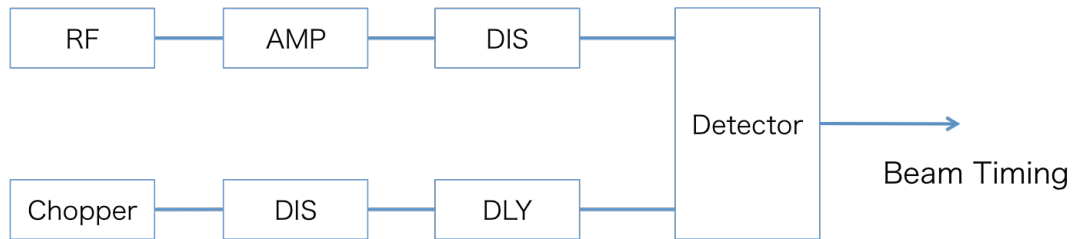


図 4.3.3 E465 実験で使用したビームタイミング調整回路

は、周波数が高すぎるためチョッパー信号 (Chopper) を用いて、ビームを間引いていく。チョッパー信号もアナログ信号で送られてくるため DIS を用いて、デジタル信号へと変換する。さらにその 2 つの信号が同期するようにコインシデンス (Coin) を取ることで、ビーム照射のタイミング信号となる。この信号を以下、Beam Timing と呼ぶ。

次に、液体シンチレータ検出器を用いた水ターゲットによって散乱する中性子を測定する NIM 回路を図 4.3.4 に示す。液体シンチレータ検出器 (Detector) に入った信号は、ディバイダー (DIV) で分けられディス

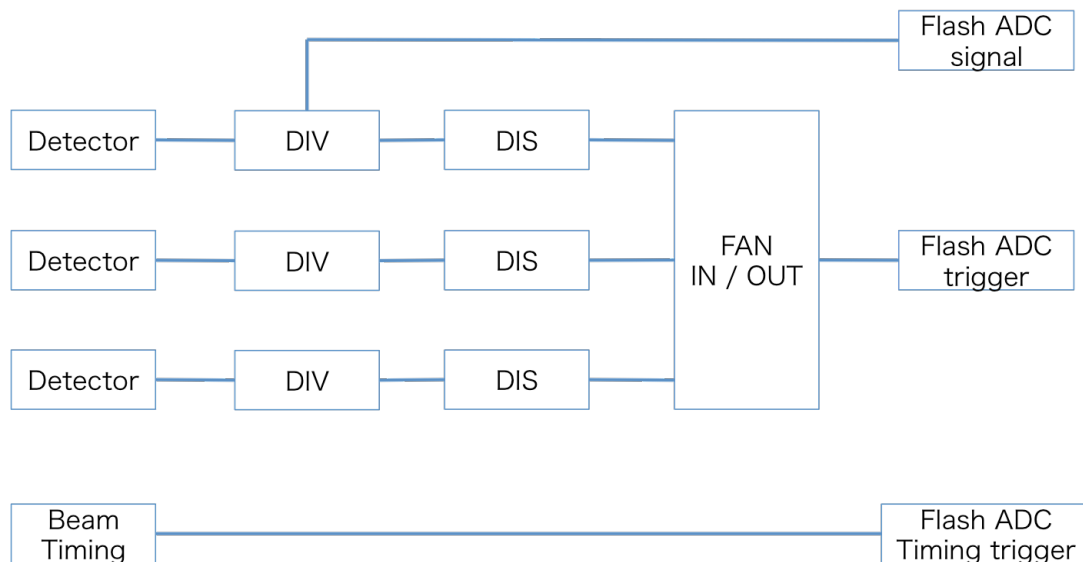


図 4.3.4 E465 実験で使用した散乱する中性子測定回路

クリミネータ (DIS) と Flash ADC の波形信号 (Flash ADC signal) になる。また、設置した 3 つの検出器の内、どれかに反応があると測定が開始されるように、FAN IN/OUT で信号の論理和をとり、FAN IN/OUT からの信号を Flash ADC のトリガー (Flash ADC trigger) として入力している。また時間情報を取得するためにビームタイミング信号 (Beam Timing) を Flash ADC の波形信号として入力している。これは図 4.3.5 のように、ビームタイミング信号と検出器からの波形信号の時間差を求めるためである。

さらに、中性子ビームフラックスを測定する NIM 回路を図 4.3.6 に示す。中性子ビームフラックスは、ビーム軸上に設置した液体シンチレータ検出器の信号 (Detector) を VME ADC で取得している。検出器からの信号 (Detector) をディバイダー (DIV) で分ける。ディスクリミネータ (DIS) でデジタル信号に変換した信号はゲートジェネレータ (G.G.) で信号幅を調整し、ADC Gate として ADC に入力される。またディレイ

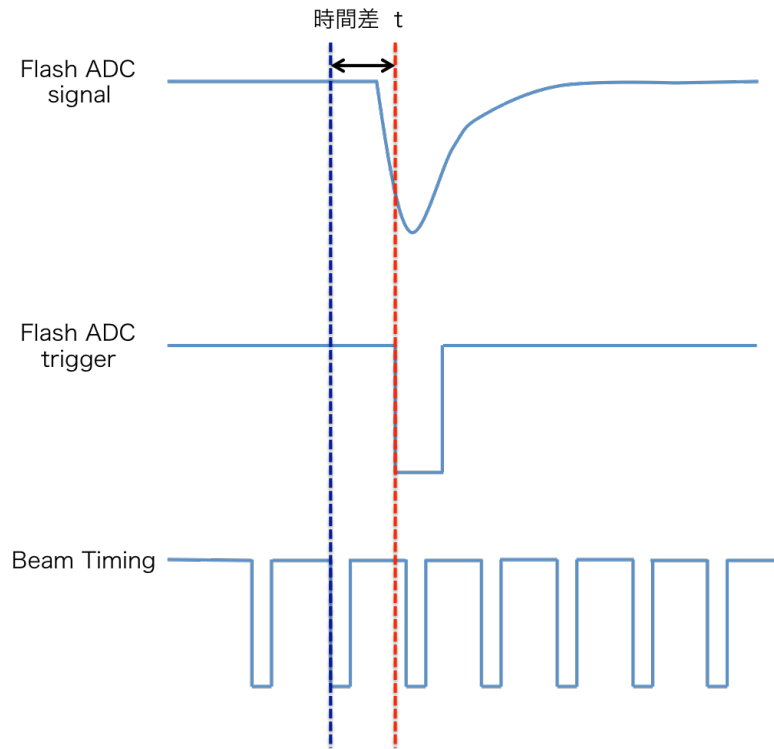


図 4.3.5 E465 実験における散乱中性子の波形取得の詳細

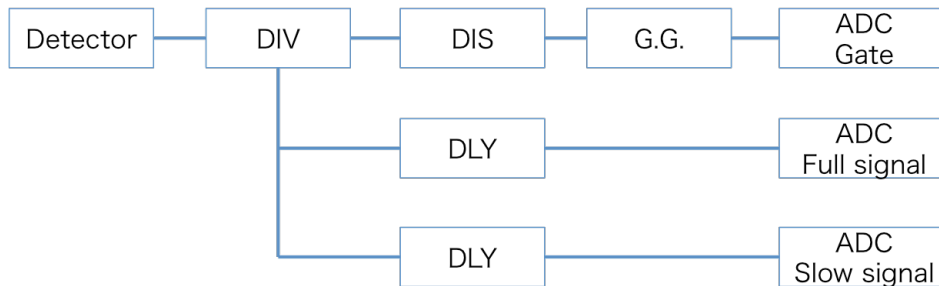


図 4.3.6 E465 実験で使用した中性子ビームフラックス測定用回路

(DLY) を 2 つ使用し、ADC に到達する時間の異なる 2 つのアナログ信号を生成する。ADC Gate の幅に合うように設定した信号を ADC Full signal として、それよりも速く到達する信号を ADC Slow signal とした。こうすることで、図 4.3.7 のように、波形すべてでの積分値と遅い成分のみの積分値を得ることができる。これの比を取ることで、ガンマ線と中性子を識別する。

E465 実験で使用した液体シンチレータを図 4.3.8 に示す。E465 実験では、NE213 という成分の有機液体シンチレータを用いた検出器を RCNP と京都大学から借用している。液体シンチレータ検出器は Flash ADC を用いて測定を行っているため、波形データをそのまま取得することが可能である。波形データをコンピュータ上で積分することで ADC と同じようにその波形のエネルギーに相当する数値を得ることができる。液体シンチレータ検出器の波形と積分する領域を図 4.3.9 に示す。積分は波形のピークの点から前に 20 nsec、後ろに 500 nsec の領域を積分したものを Full の積分値としている。液体シンチレータ検出器では PSD が可能で

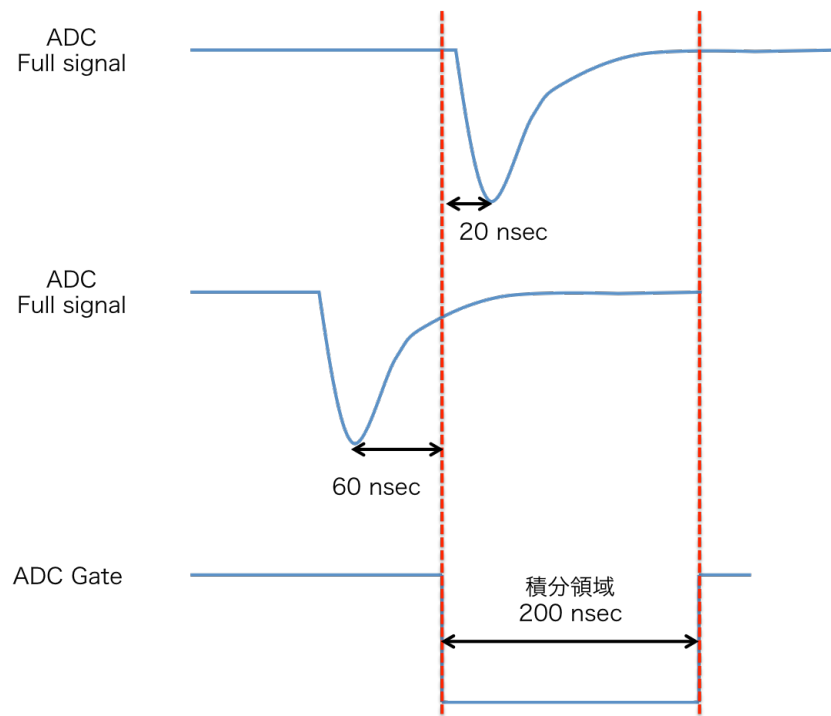


図 4.3.7 E465 実験における中性子ビームフラックス測定の詳細

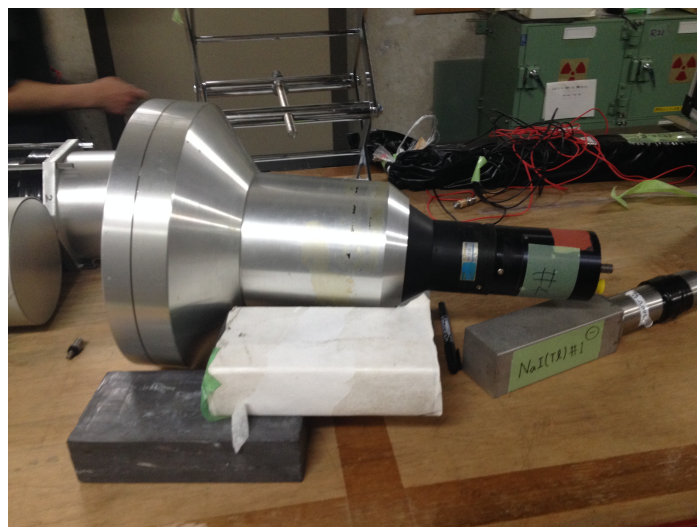


図 4.3.8 E465 実験で使用した液体シンチレータ検出器

ある。E465 実験でも、PSD を利用して中性子とガンマ線のイベントを選別している。中性子によるイベントでは、波形に遅い成分が発生するためピークより 80 nsec 後から 420 nsec の領域を積分したものを Slow の積分値としている。A.2.2 に液体シンチレータを用いた PSD の原理を記述している。PSD を行った結果を図 4.3.10 に示す。横軸は Full の積分値、縦軸は Slow の積分値である。中性子は波形の遅い成分のために、Slow の積分値は大きくなるため上側にイベントが現れる。またガンマ線は中性子よりも下側にイベントが現れる。

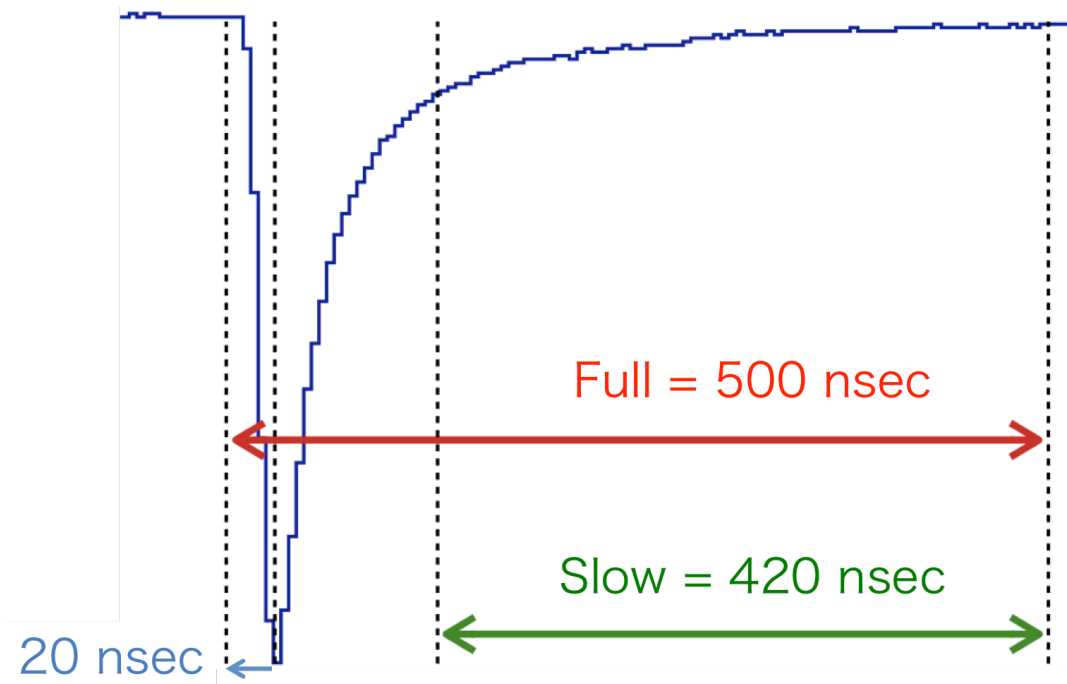


図 4.3.9 E465 実験で使用した液体シンチレータ検出器の波形と積分領域

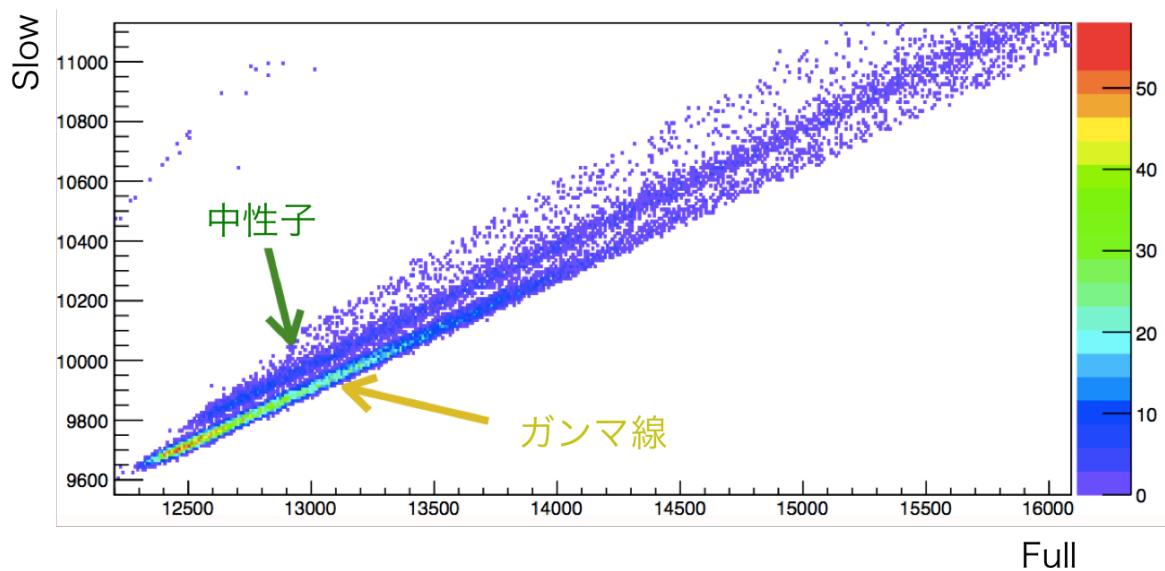


図 4.3.10 E465 実験で使用した液体シンチレータ検出器の PSD 結果



図 4.3.11 E465 実験で使用した Ge 半導体検出器 ORTEC 社製 GEM 20180-P

次に E465 実験で使用した Ge 半導体検出器を図 4.3.11 に示す。E465 実験では ORTEC 社製 GEM 20180-P という Ge 半導体検出器を RCNP より借用している。使用した Ge 半導体検出器のエネルギー分解能を図 4.3.12 に示す。横軸は各種線源のピークのエネルギーを表している。縦軸は、各種線源のピークでのエネルギー

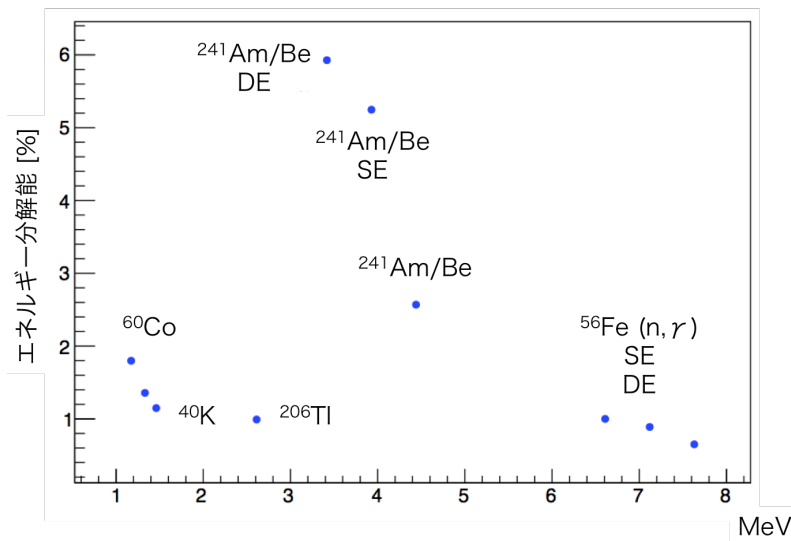


図 4.3.12 E465 実験で使用した Ge 半導体検出器の分解能

ギー分解能を示している。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ では炭素によるドップラー効果のため、エネルギー分解能が悪くなる。それ以外ではエネルギー分解能は 2% の精度を保っている。

キャリブレーションデータは ^{40}K 、 ^{60}Co 、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ から発生している中性子が Fe に捕獲されることによって発生するガンマ線を用いて取得した。キャリブレーションについては後述する。

4.3.2 E465 キャリブレーション

4.2.2でも述べた通り、マルチチャンネルアナライザを用いた測定でも出力はエネルギーではない。そのため、較正線源を用いたキャリブレーションの必要がある。E465 実験では、 ^{40}K 、 ^{60}Co 、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ から発生している中性子が Fe に捕獲される時に発生するガンマ線を用いてキャリブレーションを行っている。Ge 半導体検出器で取得した ^{40}K 、 ^{60}Co のガンマ線スペクトルを図 4.3.13 に示す。図 4.3.13 より、 ^{40}K の 1.46 MeV、 ^{60}Co の 1.17 MeV と 1.33 MeV、この 2 種類のガンマ線が同時に入射したときの 2.51 MeV のガンマ線のサムピークを確認することができる。次に、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 、Fe の中性子の捕獲反応のガンマ線スペクトルを図 4.3.14 に示す。

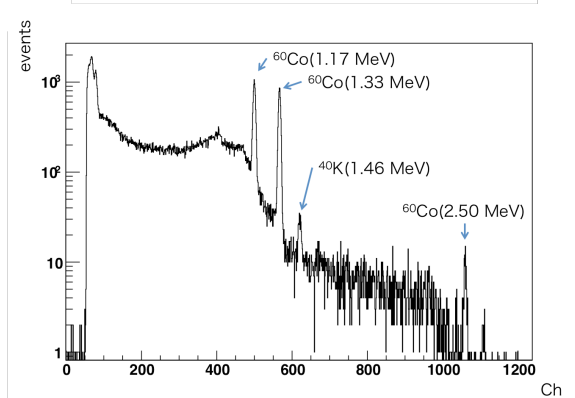


図 4.3.13 Ge 半導体検出器で取得した ^{40}K 、 ^{60}Co のガンマ線スペクトル

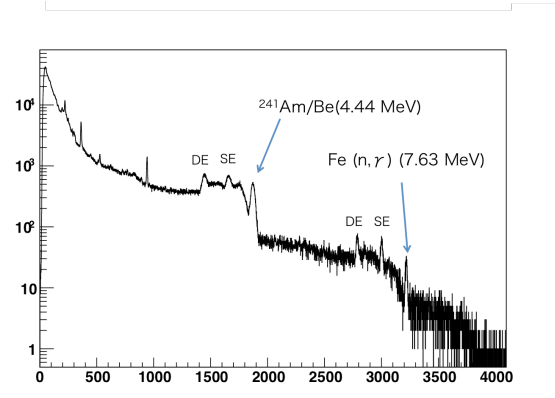


図 4.3.14 Ge 半導体検出器で取得した $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 、Fe の中性子の捕獲反応のガンマ線スペクトル SE はシングルエスケープ、DE はダブルエスケープを表している。

図 4.3.14 より $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の 4.44 MeV のガンマ線ピークとそのシングルエスケープである 3.93 MeV、ダブルエスケープである 3.42 MeV のピークを確認することができる。また、Fe の中性子捕獲によって発生する 7.63 MeV のガンマ線ピークとそのシングルエスケープである 7.12 MeV、ダブルエスケープである 6.61 MeV のピークを確認することができる。

^{60}Co のサムピークは統計数が少ないため、 ^{60}Co のサムピークを除いた 9 点を用いて、キャリブレーション関数を求めると、図 4.3.15 のようになる。

これより、エネルギーとチャンネルの関係式は

$$E[\text{MeV}] = 0.0024 \times \text{Channel} - 0.018 \quad (4.3.1)$$

のようになる。

今後の Ge 半導体検出器の結果はこの較正関数でチャンネルをエネルギーに変換したものとなっている。

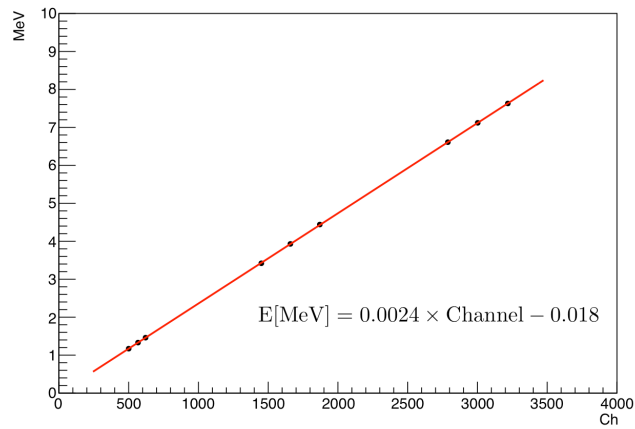


図 4.3.15 Ge 半導体検出器のエネルギーキャリブレーションの結果

4.3.3 E465 結果

脱励起ガンマ線の測定

Ge 半導体検出器を用いて、水中の酸素原子核からの脱励起ガンマ線を測定した。ただし、Ge 半導体検出器はマルチチャンネルアナライザーでイベントを取得したため、時間情報がなくビーム由来のイベントではない。測定結果を図 4.3.16 に示す。横軸は式 4.3.1 よりキャリブレーションを行っている。また縦軸は、測定時

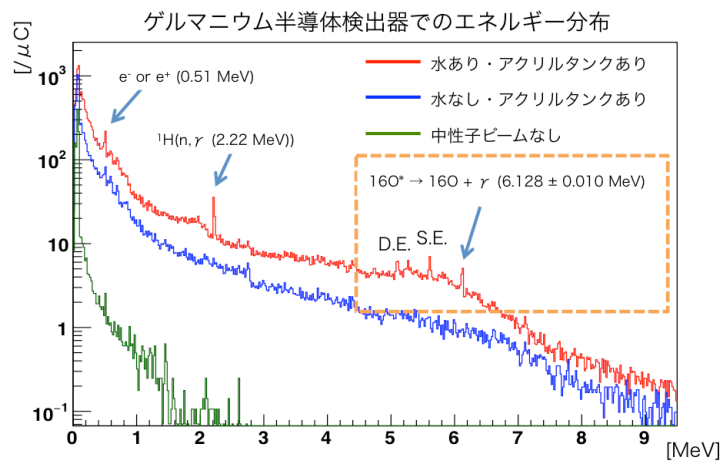


図 4.3.16 Ge 半導体検出器での脱励起ガンマ線

間とビームカレントから μC あたりのイベント数で規格化している。赤色のヒストグラムはアクリル製のタンクに入れた水を入れた状態でのビーム照射中のスペクトルである。青色のヒストグラムはアクリル製タンクの中に水を入れない状態でのスペクトルである。緑色はビームを照射していない状態での背景事情である。図 4.3.16 で水ターゲットの有無を見比べることにより、 $6.1275 \pm 0.010 \text{ MeV}$ に水中の酸素原子核由来のガンマ線を観測した。またそのシングルエスケープピークである 5.62 MeV 、ダブルエスケープピークである 5.11

MeV が見えている。観測されたエネルギーから反応を考えると、



によって発生するガンマ線であることがわかった [10]。しかし 2.2 で行った生成されるガンマ線のシミュレーションである図 2.2.3 のように、複数のピークを確認することはできなかった。これは、Ge 半導体検出器が中性子ビームと同期した信号のみを取得しているのではなく、中性子ビーム照射の ToF トンネル内全ての信号を取得していたため、背景事象に埋もれてしまっていると考えている。また、アクリル製を設置している状態での水の有無でスペクトルの形状に変化が乏しいことから、コリメータや壁からの二次粒子の影響も考えられる。このことから、次回の実験では、中性子ビームのプロファイルを正確に取得し、二次粒子や背景事象の影響がより少ないところにガンマ線検出器を設置する必要がある。

散乱中性子の分布

散乱中性子のフラックスは、周りに設置した液体シンチレータ検出器で PSD を用いて、中性子とガンマ線を分けて測定している。中性子・ガンマ線識別の結果を図 4.3.17 に示す。図 4.3.17 の縦軸は、Flash ADC の

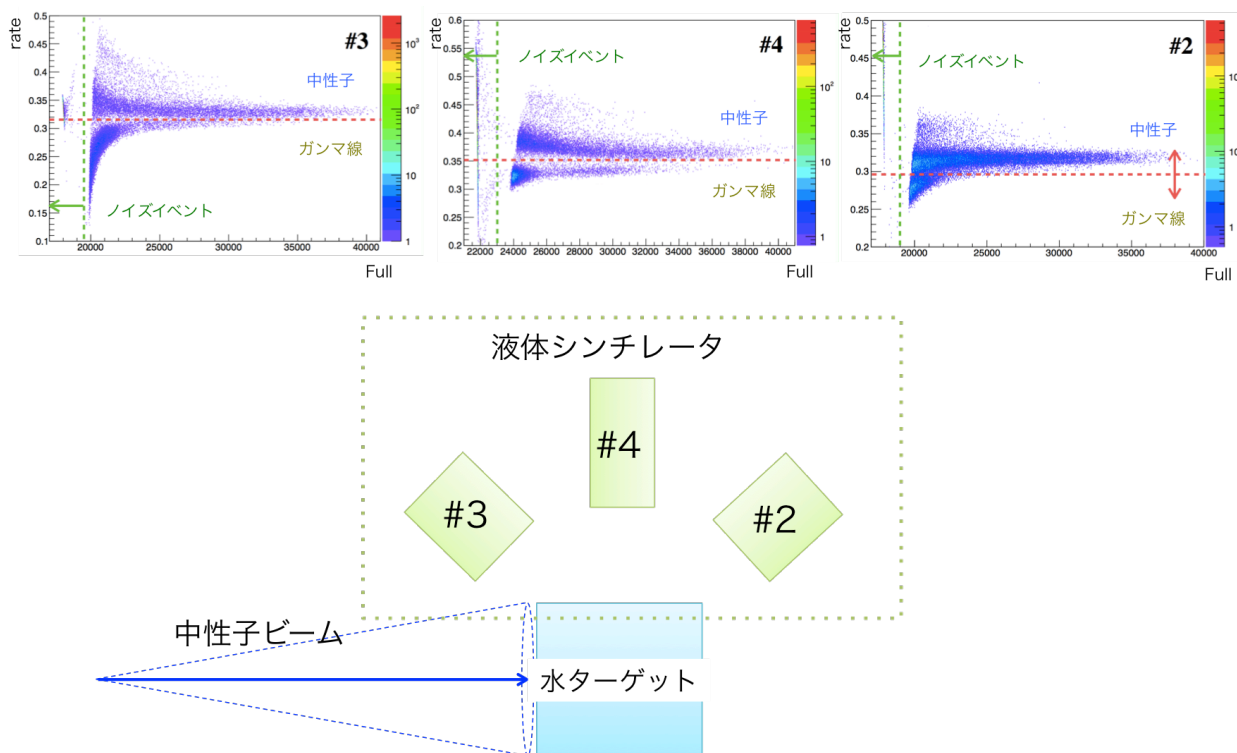


図 4.3.17 液体シンチレータを用いた PSD での中性子・ガンマ線識別

Slow 成分の積分値を Full 成分の積分値で割ったもので、横軸は Flash ADC の Full 成分である。中性子のイベントは波形の遅い成分が多くなるため、比が大きくなり上方に現れる。中性子部分のイベント数とガンマ線部分のイベント数をそれぞれ数えたものを表 4.3.1 に示す。これより、水ターゲットの後方側では中性子の散乱の影響が大きいことが分かる。また前方に行くにしたがって、散乱される中性子の量は大幅に減少する。前

表 4.3.1 散乱された中性子とガンマ線の量

液体シンチレータの番号	粒子の種類	散乱量 [$\mu\text{C}/\text{cm}^3$]	中性子とガンマ線の比
#2 (後方側)	中性子	1.554	6.876
	ガンマ線	0.226	
#3 (中央側)	中性子	0.230	2.035
	ガンマ線	0.113	
#4 (前方側)	中性子	0.087	0.261
	ガンマ線	0.333	

方のみ検出器を設置する場合はあまり問題にならないが、大きな立体角を覆う場合には無視できないことがわかった。

脱励起ガンマ線の反応断面積

E465 実験で取得できた $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma(6.13\text{MeV})$ 反応によるガンマ線の反応断面積を見積もる。脱励起ガンマ線の反応断面積 σ_{NCgamma} は

$$\sigma_{\text{NCgamma}} = \frac{N_{\text{sig}} - N_{\text{bkg}}}{\phi_n N_t \epsilon} \quad (4.3.3)$$

で求める。ここで、 N_{sig} は脱励起ガンマ線のイベント数、 N_{bkg} は背景事象のイベント数、 ϕ_n は中性子ビームのフラックス、 N_t は単位面積あたりの標的酸素原子核数、 ϵ はゲルマニウム半導体検出器の 6 MeV での検出効率である。

- 脱励起ガンマ線のイベント数 N_{sig} と背景事象のイベント数 N_{bkg}

図 4.3.16 の脱励起ガンマ線のピークである 6.128 ± 0.010 MeV の数を、ガウス関数のフィッティングの結果を用いて 2σ の範囲で計数する。これを水ありの測定と水なしの測定に対して行った。結果を表 4.3.2 に示す。これより、 $N_{\text{sig}} = 14.8397$ 、 $N_{\text{bkg}} = 3.4828$ とした。

表 4.3.2 脱励起ガンマ線の事象数

	イベント数	$1\mu\text{C}$ あたりで規格化したイベント数
水あり	2838	14.8397
水なし	247	3.4828

- 中性子ビームのフラックス ϕ_n

今回の我々の測定では、入射した中性子のフラックスに不定性が大きいため、入射した中性子のフラックスは同じく RCNP での実験で測定されている中性子フラックスを利用した [11]。ただし、ゲルマニウム半導体検出器では時間情報を取得していないため、中性子のエネルギーごとの反応断面積の計算はできない。今回は全フラックスに対する見積もりとなる。水ターゲットの立体角を考えると、中性子ビームのフラックスは

$$\phi_n = 3.177 \times 10^7 / \mu\text{C} \quad (4.3.4)$$

となる。

- 単位面積あたりの標的酸素原子核数 N_t

水ターゲットの水部分の大きさは直径 $\phi = 19$ cm、高さ $h = 25$ cm である。単位面積あたりの標的酸素原子核数 N_t は、水のモル質量 $M = 18.02$ g/mol、水の密度 $\sigma = 1.00$ g/cm³、アボガドロ数 $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ /mol、水分子 H₂O のうち、酸素原子核の構成割合は $\frac{1}{3}$ であることを用いて、

$$N_t = \frac{\sigma \times N_A \times h}{M} \times \frac{1}{3} = 8.3546 \times 10^{23} / \text{cm} \quad (4.3.5)$$

となる。

- 高純度ゲルマニウム半導体検出器の 6 MeV での検出効率 ϵ

検出効率 ϵ は

$$\epsilon[\%] = \frac{N_{\text{測定}}}{N_{\text{崩壊}}} = \frac{N_{\text{測定}}}{\beta \times t} \quad (4.3.6)$$

で求めることができる。 $N_{\text{測定}}$ は測定でのイベント数、 $N_{\text{入射}}$ は線源からの放射線の入射数、 β は線源の単位時間あたりの崩壊数 [Bq]、 t は測定時間である。検出効率は較正線源を用いて測定を行うが、今回は 6 MeV 付近のガンマ線を放出するガンマ線線源がなかったため、シミュレーションを用いて見積もる。しかしシミュレーションと実験値が一致しているかを検討する必要がある。そこで、検出器で ⁶⁰Co を用いて検出効率を測定し、シミュレーションと比較した。検出効率の測定に使用した体系を図 4.3.18 に示す。⁶⁰Co 線源の距離を 5 cm から 25cm まで 5 cm づつ動かし、それぞれの位置での検

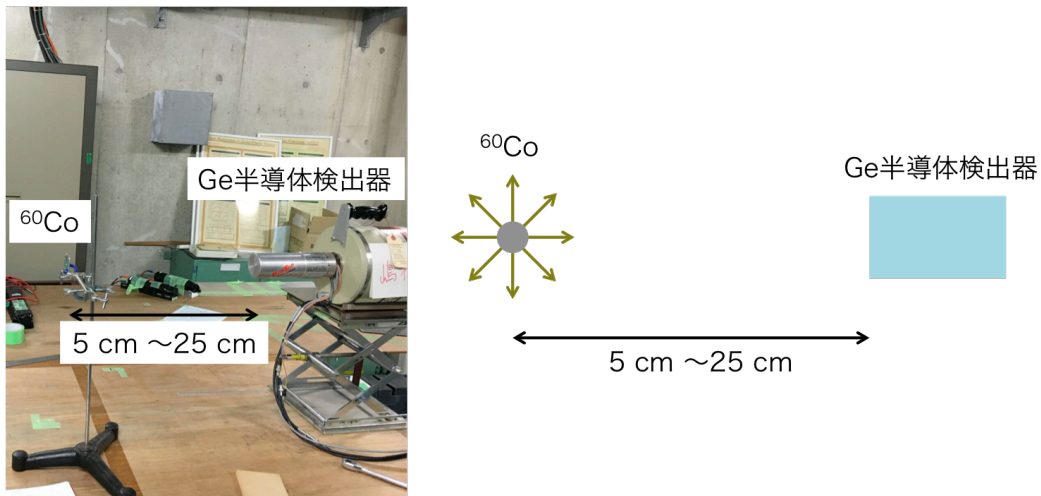


図 4.3.18 Ge 半導体検出器での検出効率の測定の体系

出効率を測定した。また同様な体系を PHITS と Geant4 を用いて再現した。結果を図 4.3.19 に示す。PHITS、Geant4 はよく一致しているが、データとは線源に近い領域で差が生じている。これは、シミュレーションで再現した Ge 半導体検出器の体系と実際の Ge 半導体検出器の体系に違いが生じているためであると考えられる。今後より詳細な Ge 半導体検出器の設計図が手に入り次第、修正を加える予定である。今回は、反応断面積の大まかな見積もりを行うため、このままで良いとした。

E465 実験で観測された 6.1275 MeV のガンマ線の検出効率を PHITS を用いて求める。PHITS で設定した体系を図 4.3.20 に示す。E465 実験で使用した直径 19 cm、高さ 25 cm の水ターゲットから 6.1275 MeV のガンマ線を 10^8 個発生させる。発生位置と放出方向は水中でランダムである。この体系

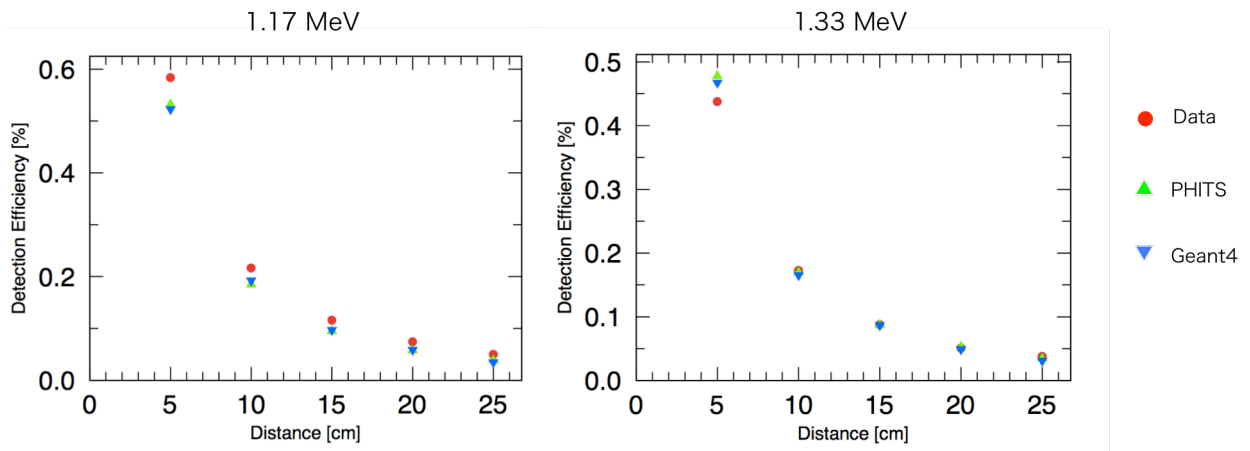


図 4.3.19 Ge 半導体検出器の検出効率

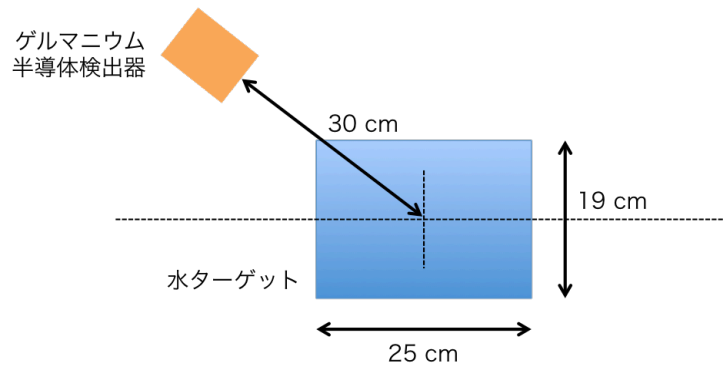


図 4.3.20 ゲルマニウム半導体検出器の脱励起ガンマ線の検出効率シミュレーションの体系

で、水ターゲットのランダムな位置から 6.1275 MeV のガンマ線を放出し、Ge 半導体検出器に付与したエネルギーを見積もった。PHITS でのシミュレーションの結果を図 4.3.21 に示す。

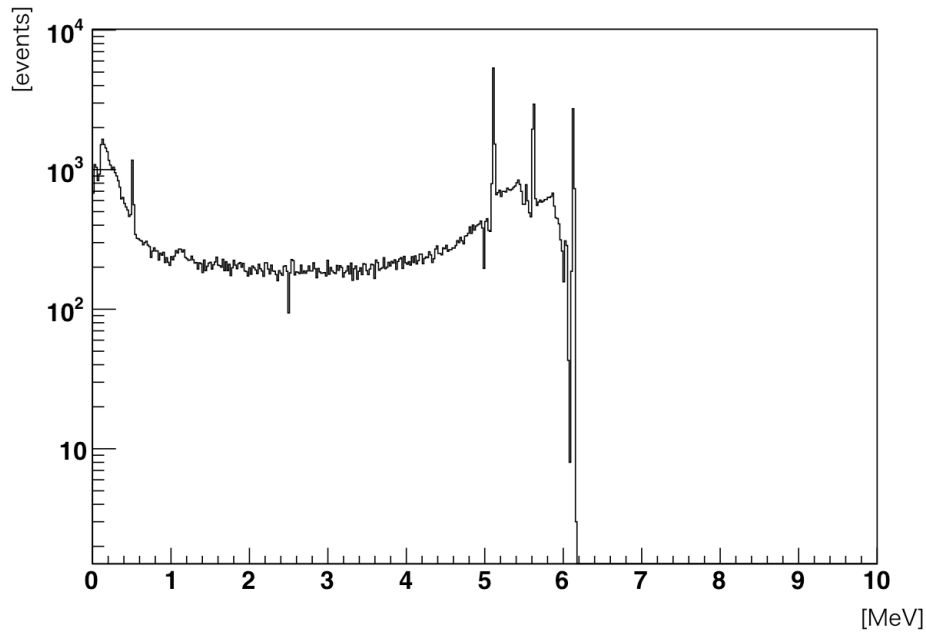


図 4.3.21 PHITS で脱励起ガンマ線のシミュレーションを行った結果 それぞれのエネルギーが高い方から脱励起ガンマ線、SE、DE である

図 4.3.21 より、E465 実験で使用した Ge 半導体検出器の 6.1275 MeV に対する検出効率 ϵ は

$$\epsilon_{PHITS} = \frac{\text{脱励起ガンマ線の数}}{\text{発生させたガンマ線の数}} \times 100 = 0.003393\% \quad (4.3.7)$$

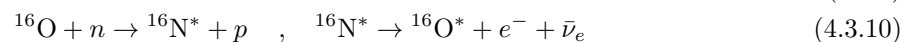
となる。

これより、反応断面積 $\sigma_{NC\gamma}$ は

$$\begin{aligned} \sigma_{NC\gamma} &= \frac{14.8397 - 3.4828}{3.177 \times 10^7 \times 0.00003393 \times 8.3546 \times 10^{23}} \\ &= 1.2611 \times 10^{-26} \text{cm}^2 = 12.611 \text{mb} \end{aligned} \quad (4.3.8)$$

となった。

得られた反応断面積と理論計算の比較を行う。理論の先行研究として、80 MeV の中性子の反応断面積の計算はないため、近いエネルギー領域である 50 MeV までの計算結果を参考にした [12]。今回観測された脱励起ガンマ線は $^{16}\text{O}^*$ からの脱励起ガンマ線である。 $^{16}\text{O}^*$ ができる過程としては、式 4.3.9 のような非弾性散乱反応と式 4.3.10 のような (n,p) 反応によって生成される $^{16}\text{N}^*$ のベータ崩壊がある。



この2つの反応について、先行研究 [12] での反応断面積計算値を表 4.3.3 に示す。非弾性散乱の反応断面積

表 4.3.3 先行研究 [12] の反応断面積計算結果

中性子運動エネルギー	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ [mb]	$^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}^*$ [mb]
20	198.1	3.7
30	93.6	3.6
40	61.8	3.2
50	44	2.9

はエネルギーが上がるにつれ徐々に減少していく。フラックスの成分やガンマ線放出の分岐比を考慮すると、今回求めた反応断面積と非弾性散乱の反応断面積は同じオーダーになる。一方、(n,p) 反応の反応断面積は低エネルギーから高エネルギーにかけてほとんど一定である。このことから今回求めた反応断面積の値への寄与は1桁ほど小さいと考えられる。 $^{16}\text{N}^*$ のベータ崩壊は寿命が 7.13 sec と長いため、時間情報を取得して測定することで区別することができるが、E465 実験の測定では時間情報を取得していないため、これを分けることはできない。次回以降の実験では、時間情報を取得することで反応を同定したエネルギーごとの反応断面積を求めることが目標である。

第5章

今後の計画

5.1 E487 実験

2017年3月17日より、RCNP N0 コースにて E487 実験を計画している。E487 実験の目的は、RCNP 中性子ビームの詳細な理解と酸素原子核からの脱励起ガンマ線の反応断面積の測定と最終実験にむけた検出器の選定の3つである。そのため測定項目は、中性子ビームプロファイルの測定、中性子ビームフラックスの測定、脱励起ガンマ線の測定の3つを予定している。実験セットアップの予定図を図 5.1.1 に示す。水ターゲットの横に可動式の台を設置することで、発生する脱励起ガンマ線を様々な角度で取得できるようにする。可動式の台の上には、CsI(Tl) シンチレータ検出器や LaBr₃(Ce) シンチレータ検出器の設置を予定している。またビーム上流側には、Ge 半導体検出器を設置し高精度での脱励起ガンマ線の測定を目指す。またビーム軸上には、中性子ビームプロファイルと中性子ビームフラックスを測定するために、液体シンチレータ検出器の設置を予定している。

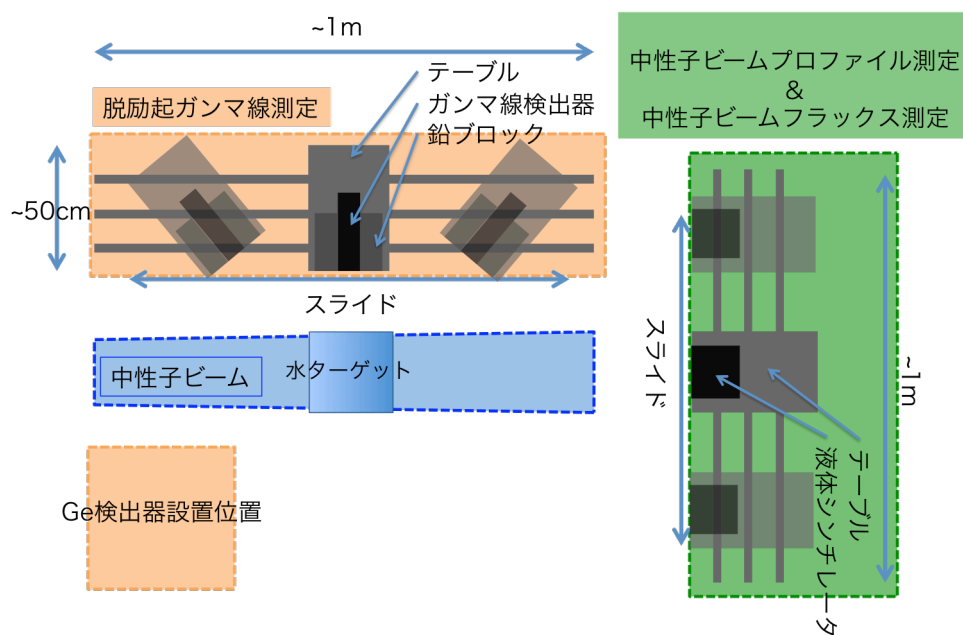


図 5.1.1 E487 実験の実験セットアップの予定図

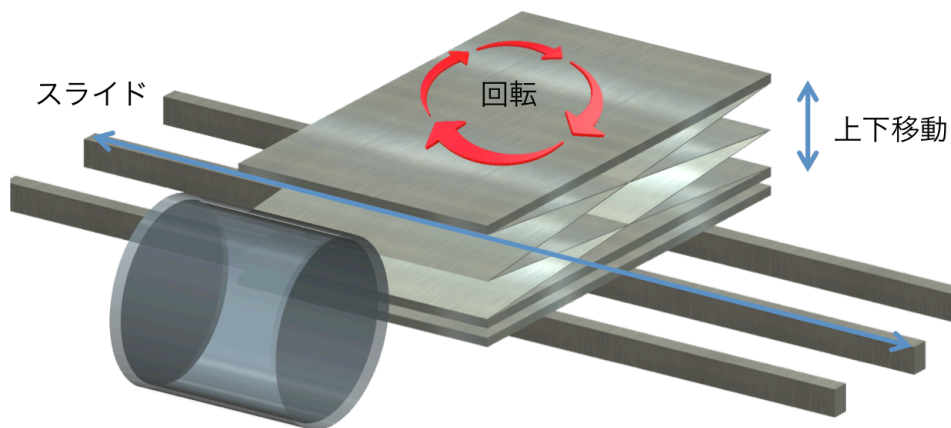


図 5.1.2 E487 実験で用いる検出器設置用の台の概略図

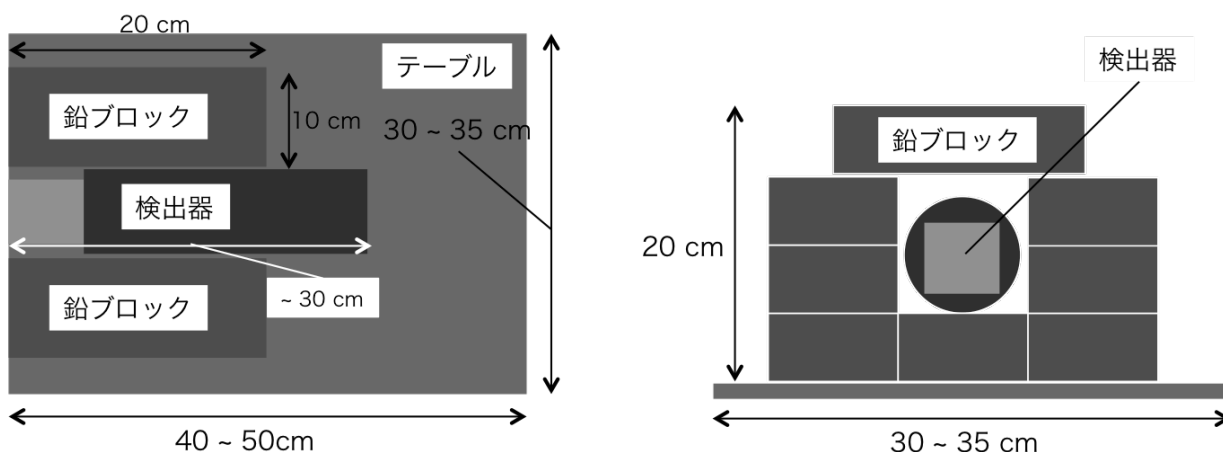


図 5.1.3 検出器の設置概略図

現在、E487 実験で使用する可動式の検出器設置するための台の設計を行っている。概略図を図 5.1.2 に示す。レールを用いてスライドさせることで、様々な位置でのガンマ線イベントの取得をできるようにする。また内部にはジャッキを組み込むことで、高さを水ターゲットに正確に合わせることができるようになっている。さらに、テーブルを回転テーブルにすることで、検出器の結晶部分を常に水ターゲットに向けるように角度の調整が可能になる。

テーブルの上に検出器を乗せたときの概略図を図 5.1.3 に示す。検出器をそのまま置くと、壁やコリメータによって発生する背景事象が検出器に入射してしまう。そのため、検出器の周りは鉛ブロックで覆う。これによって結晶面の方向以外からやってくる背景事象を排除することができる。鉛ブロックは合計 9 個使うために重さは約 100 kg にもなる。そのため、テーブルはある程度の強度がある必要がある。

次に、高さを調整するためのジャッキ部分について説明する。RCNP のビーム中心は地面より 135 cm のところにある。また RCNP に備えつけられている可動式の台車は高さが 85 cm ある。そのため、水ターゲット

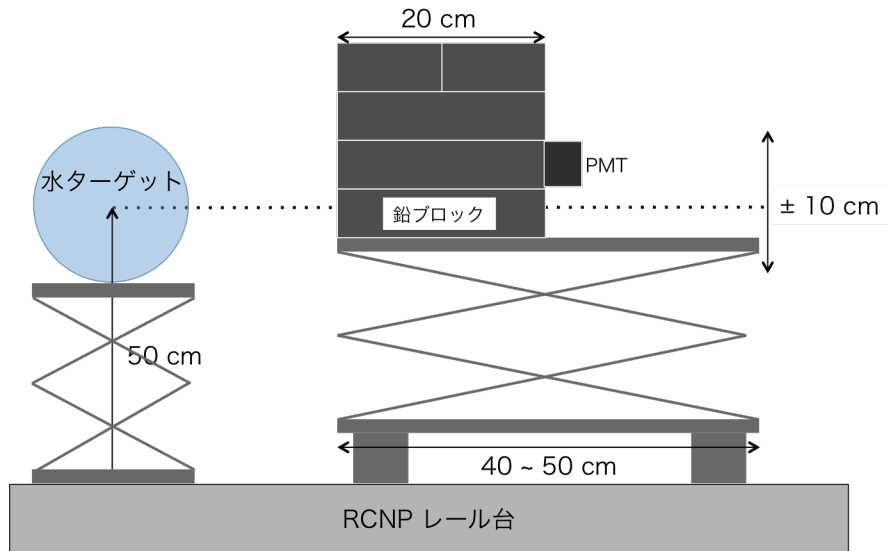


図 5.1.4 ジャッキ部分の概略図

トと検出器はビーム中心に合わせると 50 cm 程度持ち上げる必要がある。概略図を図 5.1.4 に示す。検出器と鉛ブロックを乗せているため、テーブルの上に約 100 kg の物が乗っている状態で ± 10 cm 程度上下できるように設計している。また重心に偏りが生じるため、固定方法についてもしっかりと考え、安全に実験ができるようにする必要がある。現在、この検出器設置用の台はシーアイ工業と協力し、製作を行っている。

5.2 将来計画

3.1 で述べたように、二次ガンマ線に関する測定すべき項目は

- エネルギー
- 生成断面積・微分断面積
- 多重度

の 3 つが挙げられる。

多重度の測定では、図 5.2.1 に示すように、水ターゲットの周りにガンマ線検出器を大立体角で設置する必要がある。そのため多数のガンマ線検出器が必要になる。そうなれば当然、コストの問題や読み出しの問題、全ての検出器のキャリブレーション、複数チャンネルの複合解析などの課題が発生する。

そこでまずは、被覆領域は限られるがゲルマニウム半導体検出器や $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ などのエネルギー分解能が良い検出器を用いて、ガンマ線のエネルギーと生成断面積、微分断面積を測定する。断面積測定を通じて測定の手法の確立や検出器理解を行い、多重度測定の準備を行っていく。また RCNP がシャットダウンを行い、ビームラインのメンテナンスを行っている 2018 年度には、多重度測定に向けた検出器のテストや大型検出器の建設、データ収集系の整備を行う予定である。今後のタイムスケジュールを図 5.2.2 に示す。

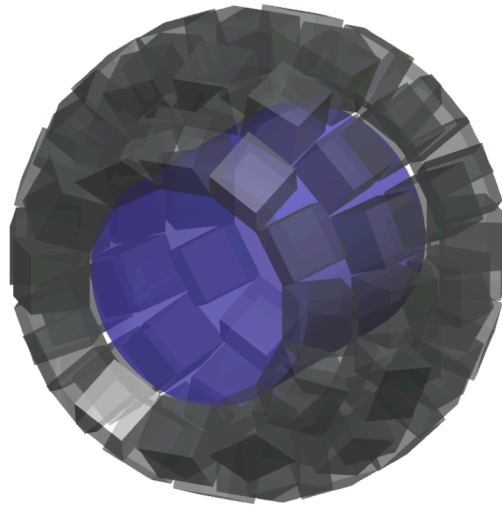


図 5.2.1 将来的な検出器のイメージ図

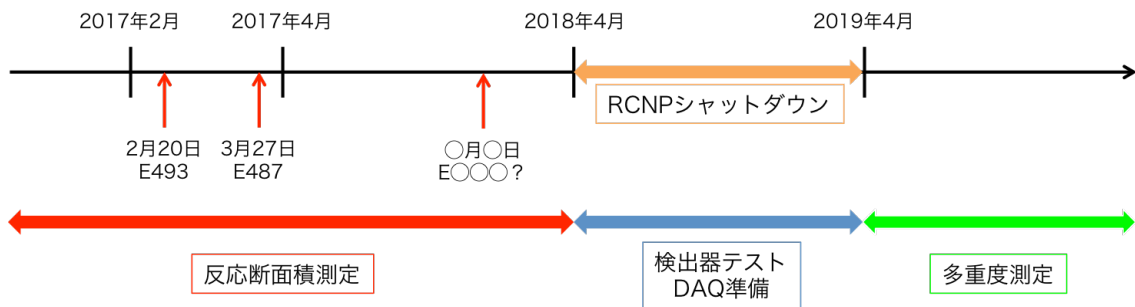


図 5.2.2 本研究のタイムスケジュール

第6章

まとめ

スーパーカミオカンデでは T2K 実験のニュートリノビームを用いて、ニュートリノと酸素原子核との中性カレント準弾性散乱反応 (NCQE 反応) の反応断面積が測定された。NCQE 反応は超新星背景ニュートリノ探索や T2K 実験のニュートリノビームを用いたステライルニュートリノ探索に重要な反応である。しかし、中性子と酸素原子核との反応によって放出されるガンマ線である二次ガンマ線の断面積に関する不定性が大きいため、現状の系統誤差が大きい。この不定性を減少させるためには、中性子と酸素原子核の反応によるガンマ線を精密に測定し、データライブラリーとしてシミュレーションに反映する必要がある。

本研究では、大阪大学核物理研究センター (RCNP) の準単色エネルギーを持った高速中性子ビームを用いた二次ガンマ線の精密測定に向けて、検出器の性能評価と測定方法の確立のための研究を行った。まず、Geant3、Geant4、PHITS の 3 つのシミュレーションを用いた二次ガンマ線のエネルギーと多重度の計算を行った。その結果、全てのシミュレーションでエネルギーと多重度に違いがあり、現状ではどのシミュレーションが妥当であるが判別が付かない。そこで、実際に中性子を水ターゲットに照射することで発生するガンマ線のエネルギーと多重度と生成断面積を精密に測定する実験が必要になった。

そこで、二次ガンマ線を測定するためのガンマ線検出器として、NaI(Tl) シンチレータ、CsI(Tl) シンチレータ、 $LaBr_3(Ce)$ シンチレータ、ゲルマニウム半導体の特性を調べ、それぞれのエネルギー分解能を求めた。また中心に設置する予定の水ターゲットからの中性子の散乱による影響があるため、ガンマ線検出器には PSD を用いた粒子識別能力が必要になることが予想された。そこで、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープ研究センターの中性子ビームを用いた CsI(Tl) シンチレータの PSD 試験を行った。その結果、二次ガンマ線のエネルギー領域である 5 MeV から 7 MeV の領域において、CsI(Tl) シンチレータにガンマ線と中性子の識別能力があることが確認できた。このことから CsI(Tl) シンチレータがガンマ線検出器の有力候補として挙げられる。

次に、実際に RCNP にて中性子ビームを用いた実験を開始した。まず、運動エネルギー 80 MeV の重陽子を Li ターゲットに照射することで発生する中性子を用いた E400 実験で、中性子ビームの広がり測定するパラサイト実験を行った。E400 パラサイト実験の結果、Li ターゲットの位置とコリメータの大きさから見積もったビームの広がりを実験でのデータに矛盾がないことがわかった。さらに、運動エネルギーが 80 MeV の陽子を Li ターゲットに照射することで発生する中性子ビームを水ターゲットに照射して二次ガンマ線測定実験 E465 を行った。E465 実験ではエネルギー分解能に優れたゲルマニウム半導体検出器を用いることで、 $^{16}O^*$ の脱励起ガンマ線を観測した。さらに、中性子のエネルギー全体に対する生成断面積を算出し、理論値と矛盾がないことを確認した。

以上のことから、二次ガンマ線の精密測定に向けた実験手法が妥当であることを示した。また、本年度末に

は RCNP にて、E493 パラサイト実験と E487 実験を行う予定である。この 2 つの実験では、二次ガンマ線のさらに詳細なエネルギー分布と生成断面積の測定を行う予定である。また 2018 年度より RCNP はサイクロトロンメンテナンスのため、約 1 年間のシャットダウンに入る。そこで、検出器の選定と測定手法の確立を行う。そして、シャットダウンが終了する 2019 年度に多重度を測定する実験を行う予定である。その結果は、データライブラリーとして T2K 実験の NCQE 反応断面積解析に応用し、系統誤差の削減を目指していく。

参考文献

- [1] 写真提供 東京大学宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設
- [2] K. Abe et al. (T2K collaboration), Phys.Rev.Lett.107:041801, (2011).
- [3] T2K 実験ホームページ <http://t2k-experiment.org/ja/>
- [4] K. Abe et al. (T2K Collaboration), Phys. Rev. D 87, 019902 , (2013).
- [5] K. Abe et al. (T2K collaboration), Phys. Rev. D90 072012 (2014).
- [6] H, Kunxain Measurement of the Neutrino-Oxygen Neutral Current Quasi-elastic Interaction Cross-section by Observing Nuclear De-excitation γ -rays in the T2K Experiment Ph.D Thesis of Kyoto University (2016)
- [7] W.R. Leo , Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How to Approach
- [8] K.Ueno , T2K document
- [9] PHITS 講習会資料
- [10] Nudat2.6 , <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp?nucleus=16O&unc=nds>
- [11] Y. Iwamoto et al., NIM A 804 (2015)
- [12] P.J.Dymbylow , "Neutron cross section and kerma values for carbon , nitrogen ,and oxygen from 20 to 50 MeV" , Phys. Med. Biol. 25 637 (1980)

付録 A

シンチレーション検出器

A.1 検出原理

A.1.1 ガンマ線の検出方法とスペクトル測定

ガンマ線は電荷がないため、シンチレーション結晶中を通過するときに直接電離や励起を起こさない。したがってガンマ線の検出は光子が電磁相互作用をしてそのエネルギーの一部、または全てをシンチレーション結晶中の電子に伝達する仕方によって変化する。ガンマ線がシンチレーション結晶中で相互作用を起こし発生した電子は、最大エネルギーがそのガンマ線と同じであり、シンチレーション結晶中で徐々にエネルギーを失って減速する。したがって、エネルギー損失はシンチレーション結晶中の原子の電離と励起、制動放射によって起こる。ある検出器がガンマ線検出器として機能するためには、入射したガンマ線が1個以上の検出可能な電子を放出することと、発生した電子が検出器内でエネルギーを失うのに十分な大きさを備えていることである。数 MeV のガンマ線が入射したときに発生する電子のうち、最も透過力のある電子がもつエネルギーは数 MeV である。一般的なシンチレーション結晶中での電子の飛行距離は数 mm であるため、シンチレーション結晶の大きさは最低でも約 1 cm は必要である。ガンマ線はシンチレーション結晶内で、光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の3種類の反応を起こす。光電吸収は数百 keV までのエネルギーをもつガンマ線に重要な反応であり、電子対生成は 5 MeV から 10 MeV のエネルギーを持つガンマ線に重要な反応である。コンプトン散乱は光電吸収と電子対生成の間のエネルギー領域で最もよく起こる反応である。

光電吸収

光電吸収は入射ガンマ線が光電効果により消失する反応である。入射したガンマ線はエネルギー $h\nu$ をもつ。発生する電子は原子核の束縛エネルギー E_b を $h\nu$ から差し引いた運動エネルギーを持つ。この過程を図 A.1.1 に示す。ガンマ線の場合 K 殻からの光電子の放出がもっとも起こりやすい。K 殻の束縛エネルギーは数 keV から数十 keV である。光電子放出の結果、電子殻にできる空孔は電子の再配列によって埋められる。この過程で、その殻の束縛エネルギーは特性 X 線かオージェ電子の形で放出される。オージェ電子はエネルギーが低いため、飛行距離は極めて短い。特性 X 線は 1 mm 程度飛行した後、原子核内のさらに弱く結合されている電子殻との光電効果で吸収される。このようにして光電吸収がおこると、ガンマ線のエネルギーの大半を持った光電子1個と、その光電子が持っていた束縛エネルギーを吸収してできた1個以上の低エネルギーの電子が放出される。検出器外へ逃げる電子がない場合は、作られた複数個の電子の運動エネルギーは入射したガンマ線と等しくなる。したがって、ガンマ線のエネルギーを測定する場合には光電吸収は理想的な過程で

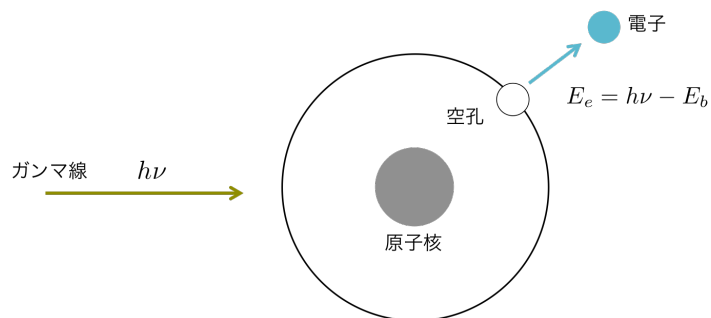


図 A.1.1 光電吸収の模式図

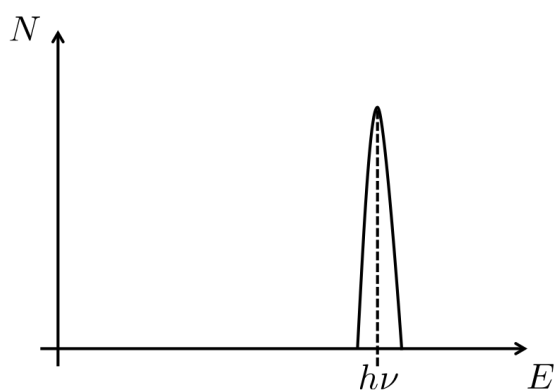


図 A.1.2 光電吸収のスペクトル

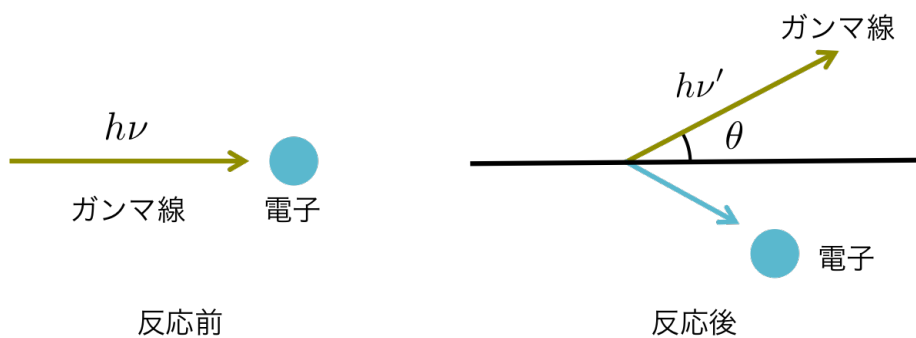


図 A.1.3 コンプトン散乱の模式図

あるといえる。このためスペクトルは図 A.1.2 のような単純なデルタ関数となり、入射ガンマ線のエネルギーに対応したところに単一のピークが現れる。

コンプトン散乱

コンプトン散乱はガンマ線と電子の散乱による反応である。コンプトン散乱の過程を図 A.1.3 に示す。入射したガンマ線は電子と散乱し、散乱角は θ である。このとき、散乱されたガンマ線のエネルギーを散乱角で表

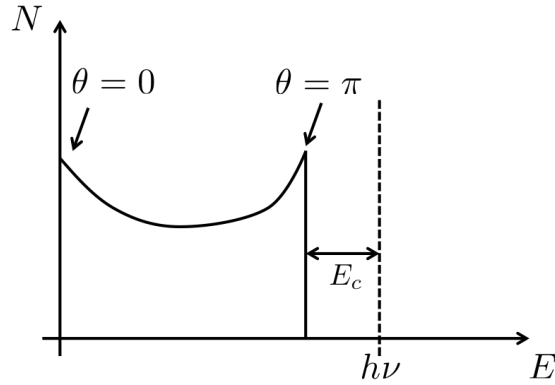


図 A.1.4 コンプトン散乱のスペクトル

すと

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (\text{A.1.1})$$

となる。ここで $m_e c^2$ は電子の静止質量エネルギーである。つまり $m_e c^2 = 0.511$ MeV である。したがって反跳電子のエネルギーは、

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (\text{A.1.2})$$

となる。入射したガンマ線が前方に散乱した場合である $\theta=0$ のときは、式 A.1.3 より $h\nu' \cong h\nu$ 、および $E_e \cong 0$ となる。この場合コンプトン散乱によって反跳した電子は、ほとんどエネルギーを持たず、散乱したガンマ線は入射したガンマ線と同じエネルギーを持つことになる。また、入射したガンマ線が正面衝突した場合である $\theta = \pi$ のときは、入射したガンマ線は後方へ散乱され、電子は入射方向に反跳する。この場合は電子に最大のエネルギーが付与される。式 A.1.1 と式 A.1.3 から、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2\frac{h\nu}{m_e c^2}} E_e = h\nu \frac{2\frac{h\nu}{m_e c^2}}{1 + 2\frac{h\nu}{m_e c^2}} \quad (\text{A.1.3})$$

となる。検出器内ではあらゆる角度に散乱されるので、0 から式 A.1.3 で与えられるエネルギーまでの連続したエネルギーが電子に付与される。コンプトン散乱のスペクトルを図 A.1.4 に示す。コンプトン散乱で反跳した電子の最大エネルギーと入射したガンマ線のエネルギーの差 E_c は

$$E_c = h\nu - E_e = \frac{h\nu}{1 + 2\frac{h\nu}{m_e c^2}} \quad (\text{A.1.4})$$

となる。

電子対生成

電子対生成は入射したガンマ線が対生成を起こし、電子と陽電子を放出する反応である。電子対生成を起こすには $2m_e c^2$ のエネルギーが必要であるため、この反応がエネルギー的に可能になるのは 1.02 MeV 以上のエネルギーを持つガンマ線のみである。入射したガンマ線のエネルギーがこのエネルギーを超えていた場合、超過分のエネルギーが電子陽電子対に分与される。このとき電子の運動エネルギー E_{e^-} と陽電子の運動エネルギー E_{e^+} の和は

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_e c^2 \quad (\text{A.1.5})$$

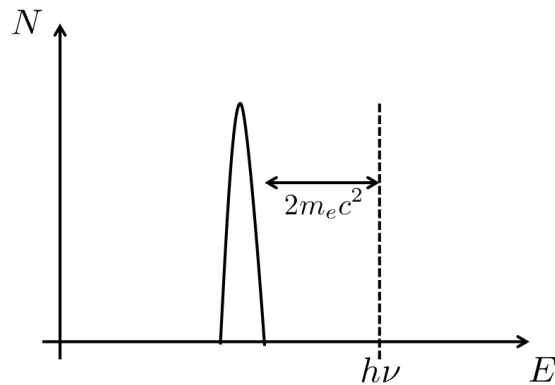


図 A.1.5 電子対生成のスペクトル

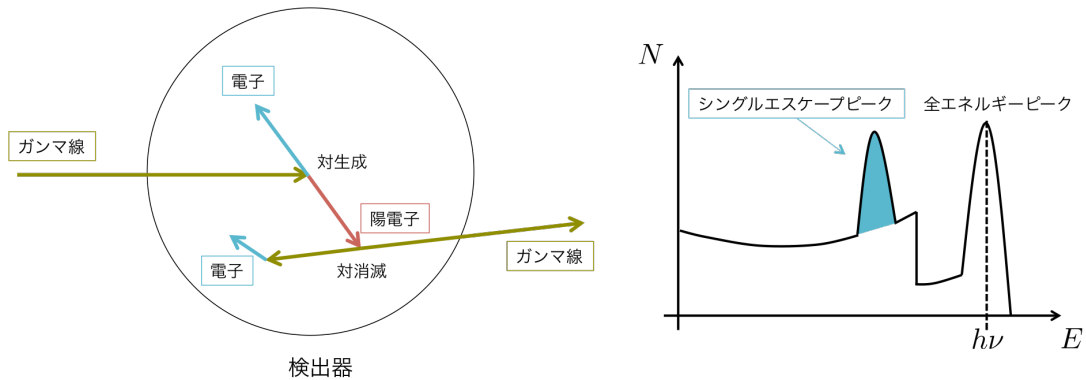


図 A.1.6 シングルエスケープの模式図とスペクトル

となる。電子や陽電子が全ての運動エネルギーを失うためには、シンチレーション結晶内を 2 mm から 3 mm 程度移動しなければならない。電子対生成のスペクトルを図 A.1.5 に示す。この場合も検出器内で電子陽電子対が全てのエネルギーを音した場合は単純なデルタ関数になる。また、ピークは入射したガンマ線のエネルギーである $h\nu$ よりも $2m_e c^2$ だけ下に位置することになる。電子対生成反応では、陽電子が安定な粒子ではないため複雑な反応になる。陽電子のエネルギーが小さくなると、シンチレーション結晶内の電子と対消滅を起こし、2 本のガンマ線を生成する。このとき、ガンマ線がもつエネルギーは $2m_e c^2$ である。検出器の大きさや形状によっては、対生成で生じた陽電子が検出器内の電子と対消滅を起こしたときのガンマ線が検出器外に逃げてしまうことがある。対消滅で発生したガンマ線を 1 本だけ検出器外に逃げた場合、全エネルギーピークよりも $m_e c^2$ だけ低いエネルギーのところにピークを生じる。これをシングルエスケープピークと呼ぶ。この状況の模式図とスペクトルを図 A.1.6 に示す。また、対消滅で発生したガンマ線が 2 本とも検出器外に逃げた場合は、全エネルギーピークよりも $2m_e c^2$ だけ低いエネルギーのところにピークを生じる。これをダブルエスケープピークと呼ぶ。この状況の模式図とスペクトルを図 A.1.7 に示す。エネルギーが高いガンマ線の場合は、電子対生成が支配的になるためシングルエスケープ、ダブルエスケープのピークが両方現れる。シングルエスケープピーク、ダブルエスケープピークは複雑なスペクトルの解析をするときによく用いられる。シングルエスケープピーク、ダブルエスケープピークが両方見れる例として Am/Be 線源を用いた、 $NaI(Tl)$ シンチレータ検出器のスペクトルを図 A.1.8 示す。

最初にも述べたが、実際の検出器では光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の 3 種類の反応によってガン

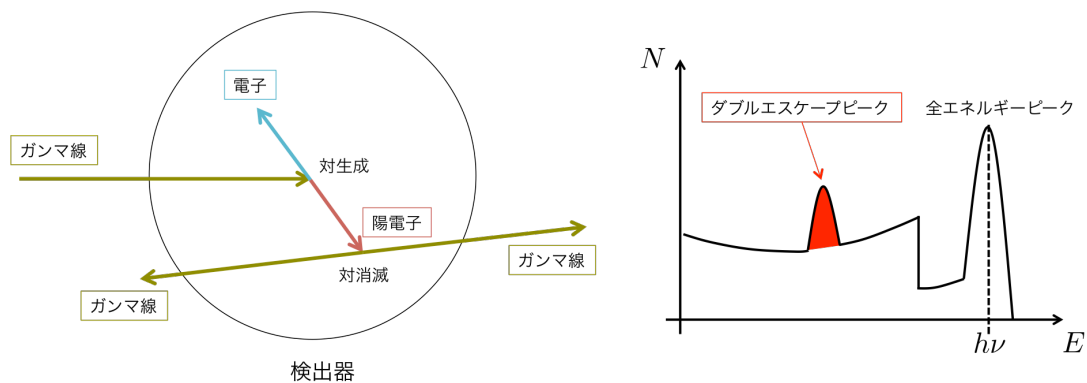


図 A.1.7 ダブルエスケープの模式図とスペクトル

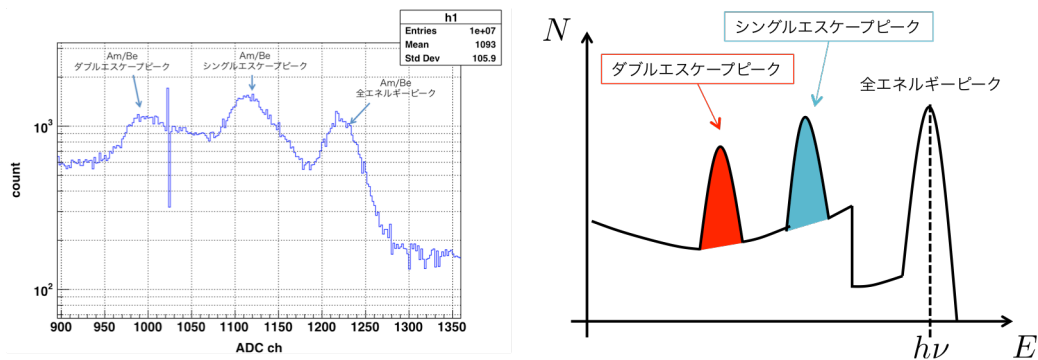


図 A.1.8 Am/Be 線源のスペクトル

マ線を検出している。1 原子あたりのガンマ線の反応断面積を図 A.1.9 に示す [7]。左図は、赤色が光電吸収、青色がコンプトン散乱、緑色が電子対生成それぞれの 1 原子あたりの反応断面積である。右図はそれら 3 種類の反応を合わせたものである。

A.1.2 周囲の物質の影響

ガンマ線測定に用いられる検出器は、その周囲を囲む物質によってもそのスペクトルに影響が発生する。周囲を壁や遮蔽物がある場合、壁や遮蔽物によって散乱されたガンマ線、および特性 X 線が入射することがある。その模式図とスペクトルを図 A.1.10 に示す。ガンマ線が周囲の物質と光電吸収を起こし、発生した特性 X 線が検出器に入射した場合は、特性 X 線ピークが現れる。原子番号が高い物質では特性 X 線のエネルギーが高く、周辺の物質や遮蔽物を貫通して検出器に入射する場合があるため、避けるべきである。また、ガンマ線が周囲の物質とコンプトン散乱を起こし、散乱されたガンマ線が再び検出器に入るときに現れるピークを後方散乱ピークという。これはコンプトン散乱の角度に依存した広がりをもつ。高エネルギーのガンマ線が周辺の物質と電子対生成反応を起こし作られた陽電子の対消滅で発生するガンマ線が入射した場合、消失ピークが現れる。このピークは対消滅で発生するガンマ線のエネルギーである、0.551 MeV にピークをもつ。β崩壊を利用した陽電子線源では、同様のエネルギーにピークをもつためピークを混同してしまうおそれがある。

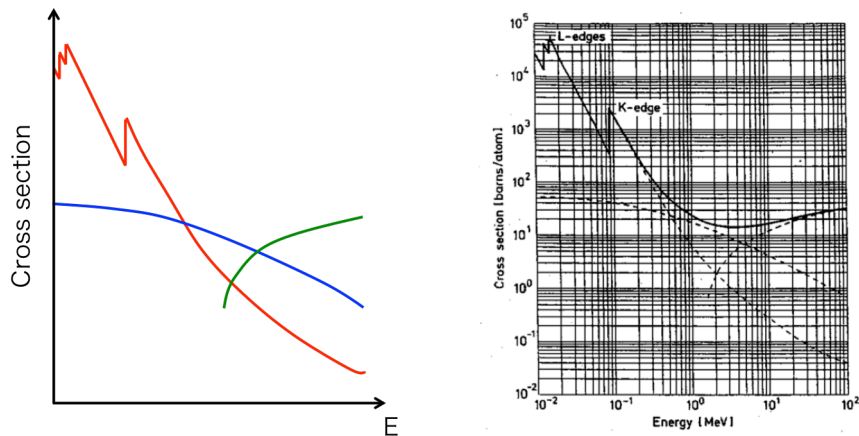


図 A.1.9 ガンマ線の反応断面積 赤色が光電吸収、青色がコンプトン散乱、緑色が電子対生成を表している。

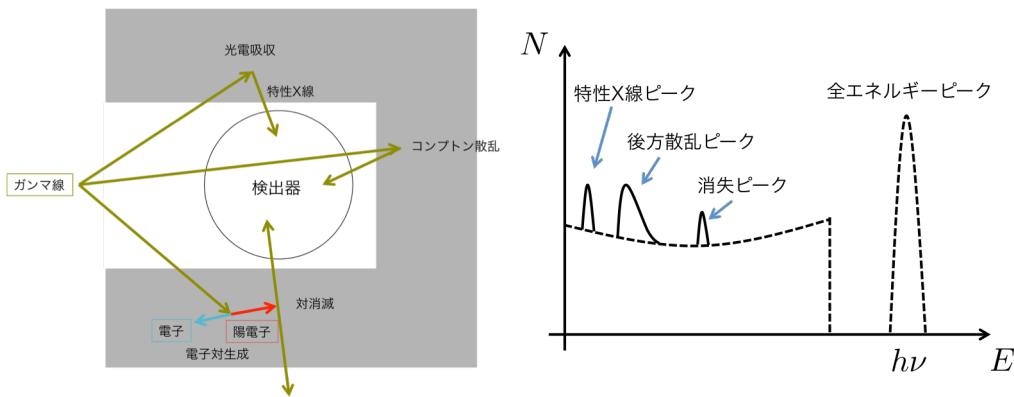


図 A.1.10 周囲の遮蔽物による影響の模式図とスペクトル

A.2 シンチレータの特性

物質中で発生するシンチレーション光によって放射線を検出することは、古くから行われてきた放射線測定法の1つである。理想的なシンチレーション結晶は、入ってきた荷電粒子の運動エネルギーを高い効率で検出可能な光に変換することができ、荷電粒子のエネルギーとシンチレーション光の収量が比例していることが考えられる。また発生したシンチレーション光に対して、結晶が透明であることも求められる。さらに減衰時間が短く、高レートの信号でも耐えうるものが望ましい。読み出しはPMTで行うため、シンチレーション結晶の屈折率がPMTの光電面のガラスと同じであることも重要である。これらの条件を全て満足する結晶はないため、実際には実験に応じた検出器の選定が必要になる。幅広く利用されているシンチレーション結晶はヨウ化ナトリウム (NaI) などの無機のアルカリハライド結晶や有機の液体およびプラスチックである。無機結晶は光量が多く、荷電粒子のエネルギーが光量に比例しやすいが、減衰時間が長い。また物質量が大きいものが多く密度も高いため、透過力の高いガンマ線の検出に向いている。有機結晶は、減衰時間が短く時間応答に優れているが、光量が少ない。時間応答を活かしたトリガー用検出器やベータ線、中性子測定によく用いられる。

A.2.1 無機シンチレータ

無機結晶のシンチレーション機構は材料の結晶格子で決まるエネルギー状態に依存している。電子は絶縁体もしくは半導体中では、離散的なエネルギー帯しかもつことができない。下方のエネルギー帯は価電子帯と呼ばれ、この中で電子は格子状の位置に束縛されている。一方、上方のエネルギー帯は伝導帯と呼ばれ、電子が結晶中を自由に移動することのできるエネルギーをもっていることを表している。これらの間には禁止エネルギーギャップといわれるエネルギーギャップが存在している。純粋な結晶では、この中に電子は存在することができない。エネルギーを吸収すると価電子帯の定常位置から禁止エネルギーギャップを越えて電子が伝導帯へと遷移する。この場合、もともと電子が価電子帯を満たしていた場所が正孔として残る。純粋な結晶中で電子が光子を放出して価電子帯へ戻るとは、能率の悪い過程である。さらにこのギャップの幅では光子のエネルギーが大きすぎて、可視光にならず観測が難しくなる。遷移過程を利用した可視光の放出確率を高めるために、無機シンチレーション結晶には通常少量の不純物を添加する。活性化物質と呼ばれるこの不純物は、純粋な結晶のエネルギー帯を少し変形させる効果がある。その結果、禁止エネルギーギャップ内に価電子帯の電子が遷移可能な新しいエネルギー状態を形成することができる。このエネルギーは禁止エネルギーギャップより小さいため、可視領域のシンチレーション光を放出することができる。無機結晶のシンチレーション過程を図 A.2.1 に示す。上の過程とは別に、図??電子と正孔がゆるい束縛状態になることがある。これを励起子と

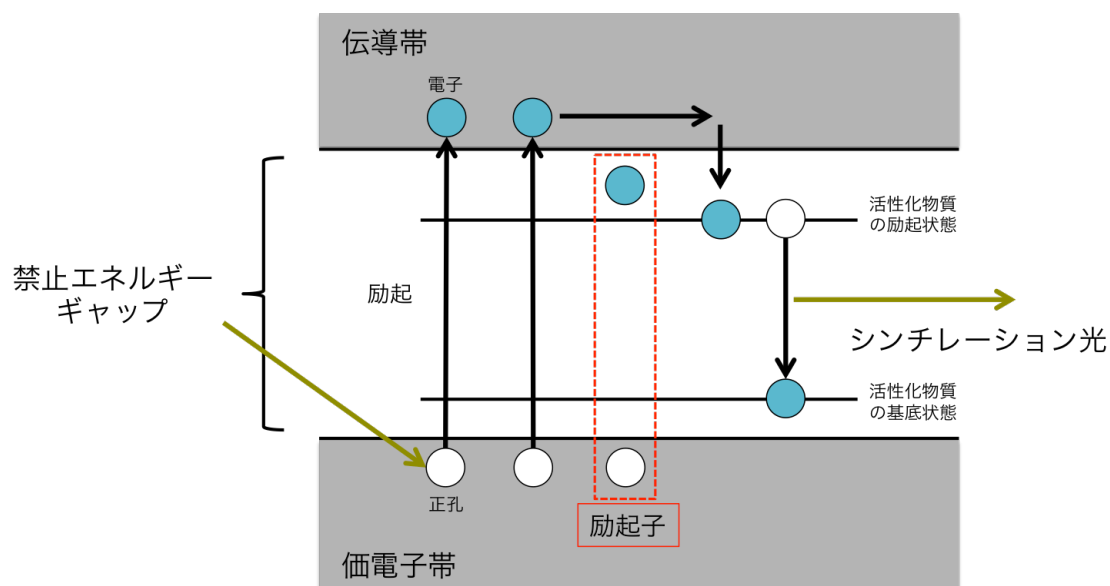


図 A.2.1 活性化されたシンチレーション結晶のエネルギー帯構造

呼ぶ。励起子準位は束縛エネルギーの分だけ得をしている。励起子は結晶中を移動して、不純物に捕獲されて最終的に基底状態に遷移する。このときにシンチレーション光を放出する。この過程は、通常の単一励起電子によって発生するシンチレーション過程よりも寿命が短いため、波形弁別をするときには非常に重要な性質になっている。

NaI(Tl) シンチレータ

1950 年代に発見された NaI(Tl) シンチレータは、現在でも広く利用されていることから、非常に優れたシンチレーション結晶であることが分かる。タリウムを活性化物質として、モル比で 1% 程度加えた高純度 NaI 結晶から大きなインゴットを作る。このため、非常に大きな結晶や特殊な形状を作ることが可能である。NaI(Tl) シンチレータは吸湿性があり、空気中に放置すると水分を吸収し劣化、融解を起こす。そのため NaI(Tl) シンチレータは気密性の高い密封容器に封入する。NaI(Tl) シンチレータのもっとも顕著な特性は発光量が非常に高いことである。また感度領域が 1 keV から数十 MeV までと、実験的に重要な領域を抑えている。そのため、放射線実験施設などで線量を測定する材料としてよく用いられている。NaI(Tl) シンチレータは加工が容易であるが、機械的な衝撃や熱衝撃で破損しやすいため、取り扱いや運搬のときには注意が必要である。NaI(Tl) シンチレータの波形の主な減衰時間は 230 nsec であり、これは高速の測定やイベントレートの高い測定には長い。イベントレートが高い実験で使用した場合は、複数の波形が積み重なる。

CsI(Tl) シンチレータ

CsI 結晶を用いたシンチレータは、NaI(Tl) シンチレータに次いで、よく利用されている結晶である。CsI 結晶はシンチレータの中でも単位長さ当たりのガンマ線の吸収が非常に高い。この特徴は、宇宙での計測や小型の実験設備において非常に重要になる。また、CsI(Tl) シンチレータは NaI(Tl) シンチレータに比べ吸湿性が低く、硬いので衝撃や振動のある厳しい条件下でも使用可能である。CsI(Tl) の大きな特徴は入射する粒子に対する減衰定数が異なることである。減衰時間の平均は 0.46 μ sec と 4.18 μ sec であり、減衰時間の異なる 2 種類の成分を持っている。また遅い成分と速い成分の比は、入射粒子によって異なる。そのため波形弁別法 (Pulse Shape Discrimination : PSD) により、さまざまな種類の放射線を分別することができる。特に陽子やアルファ粒子のような重たい粒子と電子による事象をはっきりと区別することが可能である。また、その他の無機結晶に比べて単位エネルギーあたりの光量が NaI(Tl) に近い。

LaBr₃ シンチレータ

LaBr₃ シンチレータは最近発見されたシンチレーション結晶である。よく用いられる結晶としては Ce をドープした LaBr₃(Ce が挙げられる。LaBr₃(Ce) シンチレータの特徴は、高いエネルギー分解能と速い減衰時間である。エネルギー分解能はよく用いられる校正線源である ¹³⁷Cs の 662 keV において、NaI(Tl) シンチレータが約 7% 程度のエネルギー分解能にたいして、LaBr₃(Ce) シンチレータは約 3% 程度の高いエネルギー分解能を持つ。減衰時間は約 26 nsec と速いため、高いイベントレートの測定でも使用することができる。また、NaI(Tl) シンチレータと同様に潮解性をもつ。粒子の識別能力はないものがほとんどだが、近年開発された結晶であるため、様々な企業や研究所が開発を行っている。実際に Na をドープすることで、熱中性子に感度を持った LaBr₃(Na) シンチレーション結晶が存在している。

A.2.2 有機シンチレータ

有機物質中のシンチレーション過程は単一分子のエネルギー準位間での遷移によって生じる。そのため気体や液体、固体などの物理的な状態には依存しない。この性質は結晶構造によって発光する無機結晶とは大きく異なる。有機シンチレータの大半は、パイ電子と知られている対称的な性質をもった有機分子を利用している。このような分子のパイ電子のエネルギー準位を図 A.2.2 に示す。矢印の長さは、エネルギーに対応してい

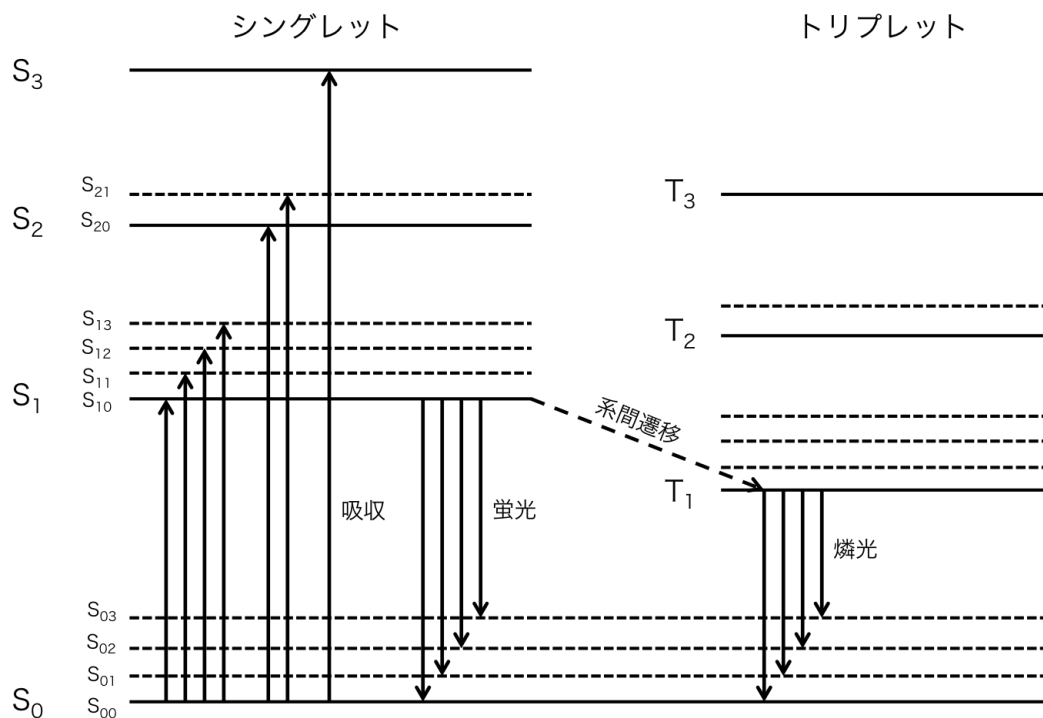


図 A.2.2 パイ電子構造をもつ有機分子のエネルギー準位

る。電子は多数ある励起状態のどれかに励起される。このとき、スピンの0のシングレットの状態を S_0, S_1, S_2, \dots とし、スピンの1のトリプレットの状態を T_0, T_1, T_2, \dots としている。通常ほとんどの分子は S_{00} 状態にある。分子のエネルギー吸収は図 A.2.2 に上向きの矢印で表している。シンチレータの場合は、近くを通過した荷電粒子からの運動エネルギーの吸収によって起こる。励起されたシングレットの電子は放射を伴わない内部転換によって、psec 程度の高速で S_1 の電子状態に遷移する。また S_{11} や S_{12} などの状態に遷移した電子も短時間にエネルギーを失って S_{10} 準位に移動する。主要なシンチレーション光は蛍光と呼ばれ、 S_{10} 準位と基底状態との遷移によって発生する。この遷移は図 A.2.2 の下向きの矢印で表している。 S_{10} 準位の即発シンチレーション光の減衰時間を τ とすると、励起後時刻 t におけるシンチレーション光の強度 I は、

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (\text{A.2.1})$$

となる。ほとんどの有機シンチレータでは τ は 2 nsec から 3 nsec 程度であるため、シンチレーション光の即発成分はかなり速いといえる。トリプレットの T_1 の寿命は S_{10} の寿命よりもはるかに長いという特性も持っている。系間遷移によって、いくつかの電子はシングレットの励起状態からトリプレットの励起状態へと転換される。 T_1 も寿命は 1 msec 程度なので T_1 から S_0 への遷移で発生するシンチレーション光は即発シンチレーション光に比べて遅れて発光する。この遅れて発生するシンチレーション光を燐光と呼ぶ。また、図 A.2.2 より、下向きの矢印で表されているシンチレーション過程は、 S_{10} から S_{00} への遷移を除き、励起に必要な最小エネルギーより低いエネルギーしか持たない。このため、シンチレーション光の自己吸収はほとんどない。つまり有機シンチレータは自身が発生させたシンチレーション光に対してほとんど透明であるといえる。有機シンチレータにおいて、観測されるシンチレーション光のほとんどは即発シンチレーション光である。しかし遅い成分のシンチレーション光が観測される場合も多い。即発シンチレーション光が数 nsec の減衰時間

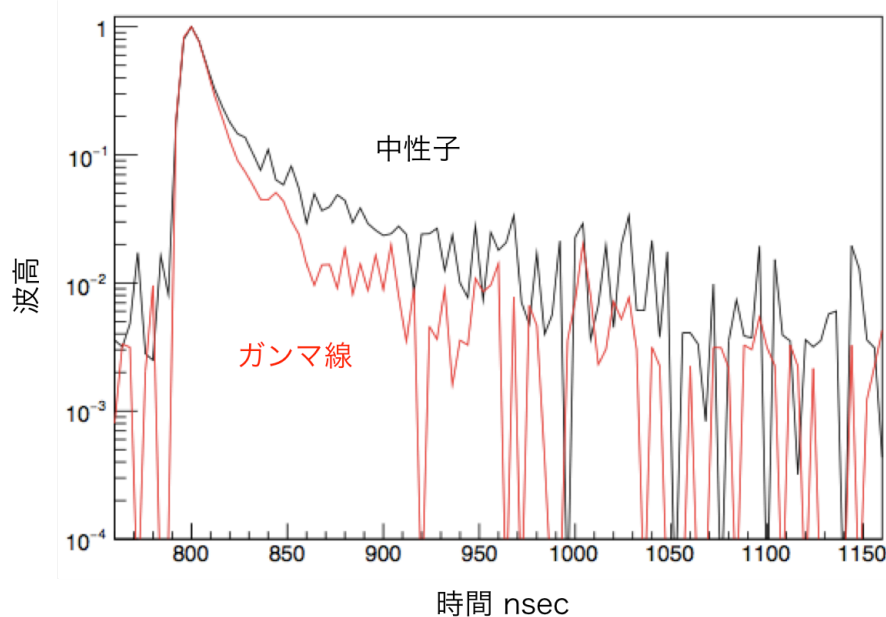


図 A.2.3 有機液体シンチレータを波形弁別法の結果 赤色がガンマ線、黒色が中性子の波形である。

に対して、遅い成分は通常数百 nsec の減衰時間をもっている。光量のほとんどは即発シンチレーション光の成分なので、通常のエネルギーや時間に対する測定には、遅い成分はあまり影響を持たない。しかしこの遅い成分は入射した粒子によって光量が変わるため、同じエネルギーを検出器に落とした場合の PSD によく利用されている。光量の違いを図 A.2.3 に示す。縦軸は波高の最大値を 1 として規格化したものである。このようなシンチレータはガンマ線と中性子のように dE/dx の違いによって放射線を弁別することが可能なだけでなく、各種の荷電粒子が起こす反応を分離することも可能である。

液体シンチレータ

有機シンチレータを適当な溶媒中に溶かしたものを、液体シンチレータと呼ぶ。液体シンチレータは単に溶媒と有機シンチレータの 2 種類の成分からなるものと、シンチレーション光のスペクトルを目的に応じて移行させるための波長変換材を加えたものがある。液体シンチレータは形状が容器によって決まり、価格も安価なため巨大な検出器を作成するときによく用いられる。また、シンチレーション光の速い成分と遅い成分との違いを利用して、ガンマ線と中性子の粒子識別にも広く用いられる。

A.2.3 半導体検出器

シンチレーション検出器の問題点の 1 つとして、エネルギー分解能が悪いことが挙げられる。入射した放射線のエネルギーを光に変換し、PMT を用いて電気信号に変換する過程ときに効率の悪い過程が含まれるためである。そのため、1 個の情報キャリアである光電子を作るのに必要な放射線のエネルギーは 1 keV 以上となっており、放射線の相互作用によって作られる光電子は普通数千個以上にはならない。光電子の数が少ないため、統計的なゆらぎが大きくなりエネルギー分解能に制限をつけてしまう。放射線計測でよく用いられる NaI(Tl) シンチレータ検出器で、 ^{137}Cs から発生する 0.662 MeV のガンマ線を測定するとエネルギー分解能

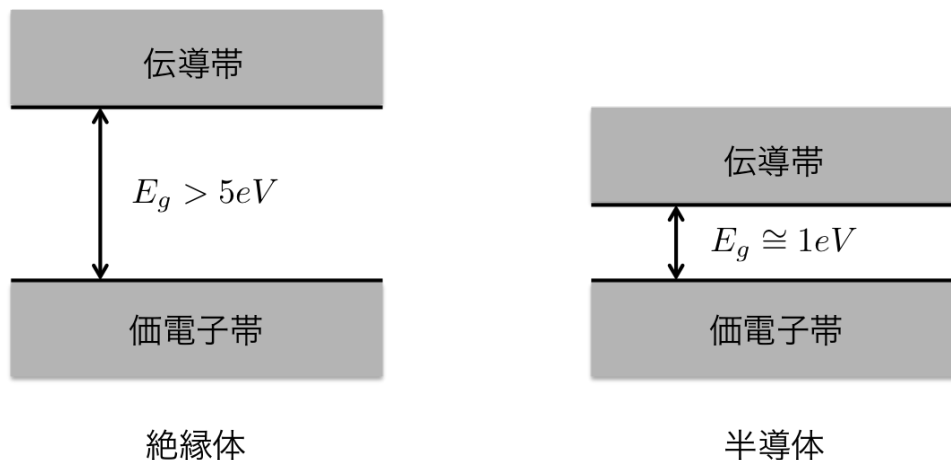


図 A.2.4 絶縁体と半導体のエネルギー構造

は約 6% に制限されてしまう。エネルギー分解能を上げる手段としては、情報キャリアの数を増やすことである。半導体を用いた検出器では、この情報キャリアをより多数得ることができる。半導体検出器は高いエネルギー分解能を有しているが、巨大化が難しく小型な検出器に使用が限られてしまう。結晶性物質には格子に周期性があるため、結晶内の電子に許容されるエネルギーは帯状になる。高純度の物質の場合、エネルギー帯は禁止エネルギーギャップ E_g だけ離れている。絶縁体と半導体のエネルギー構造図を図 A.2.4 に示す。この E_g の大きさによって絶縁体と半導体が分けられている。結晶内の電子は価電子帯内に存在可能な位置をすべて埋める数だけある。したがって熱による励起がない場合、絶縁体と半導体はその価電子帯がすべて電子によって満たされており、伝導帯は完全に空白になっている。温度が 0 出ない場合、結晶中の電子には熱エネルギーが与えられる。そのため電子が熱エネルギーにより禁止エネルギーギャップを越え、伝導帯に上がる可能性がある。このため半導体検出器は液体窒素などで冷却する必要がある。半導体検出器には、pn 接合型や表面障壁型、リチウムドリフト型など様々な種類がある。どの型の検出器を使用するかは実験の特性や条件によって決める必要がある。今現在広く利用されているものに高純度ゲルマニウムをもちいた検出器がある。

A.2.4 高純度ゲルマニウム検出器

高純度ゲルマニウム検出器は、普通の純度を用いたゲルマニウム検出器や Li を利用したゲルマニウム検出器と異なり、感度領域が大きく設計しやすい。また Li を利用したゲルマニウム検出器は、使用しない場合でも液体窒素で冷却する必要があるが、高純度ゲルマニウム検出器は使用するとき冷却するだけで、使用しない場合は常温で保存することができる。高純度ゲルマニウム検出器の検出原理を図 A.2.5 に示す。高純度ゲルマニウム半導体を通過した放射線は、その運動エネルギーを半導体の電子に渡す。これによって電子と正孔が発生する。逆バイアス電圧をかけることで、発生した電子と正孔を取り出し電気信号として取り出す。また、高純度ゲルマニウム検出器で発生する電気信号は非常に小さいため、アンプを用いて増幅させる場合もある。

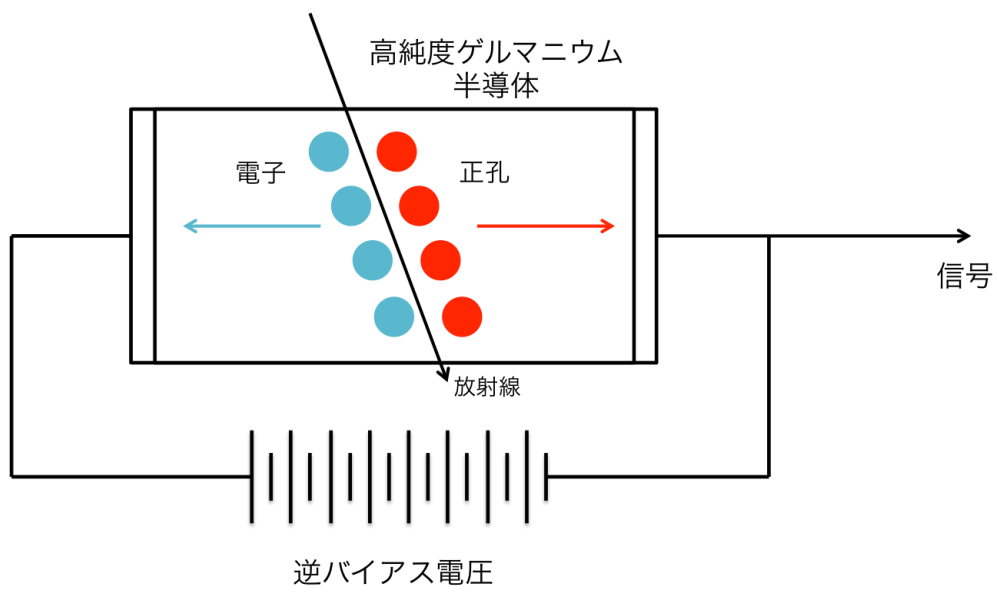


図 A.2.5 高純度ゲルマニウム半導体検出器の検出原理

付録 B

実験に使用したモジュール

B.1 NIM 規格モジュール

B.1.1 ディバイダー (DIV)

ディバイダーは入力された信号を複数の信号に分ける装置である。ディバイダーではアナログ信号かデジタル信号かの区別なく信号を分けることができる。分けられた信号は入力された信号よりも小さくなる。この大きさは、ディバイダーの出力の数だけ小さくなる。たとえば出力が2つなら、出力信号は入力信号に対して1/2になる。出力信号の模式図を図 B.1.1 に示す。ディバイダーには、図 B.1.1 の様に NIM ラックに取り付

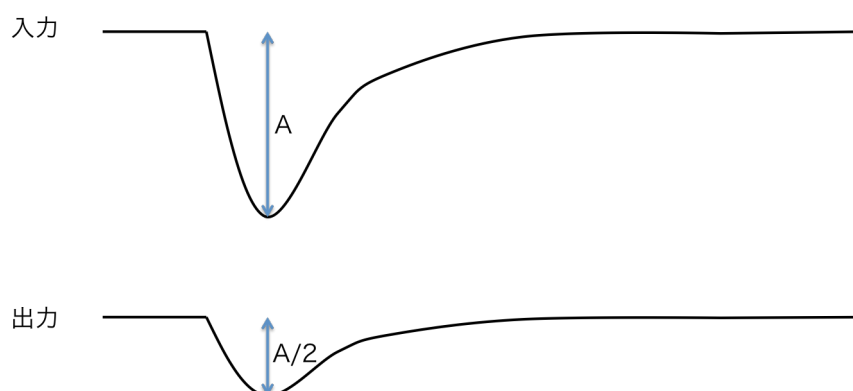


図 B.1.1 1/2 出力ディバイダーの出力信号の模式図

けることが可能なタイプから、図 B.1.3 に様にコードに直接取り付けるタイプがある。

B.1.2 ディスクリミネータ (DIS)

ディスクリミネータは、ある一定の電圧を超える信号が入力されたときに、超えた時刻を基点としてデジタル信号を出力する装置である。模式図を図 B.1.4 に示す。ディスクリミネータでの出力は、全て同じ幅になる。閾値の設定は、測定において重要な意味をもつ。検出器からの信号は、放射線によるものの他に、検出器からの熱雑音や PMT のノイズなどがある。これらの波形は小さいものが多いため、閾値を適切に設定することで、ノイズのカットができる。また、乱れたデジタル信号を整形することもできる。ディスクリミネータで

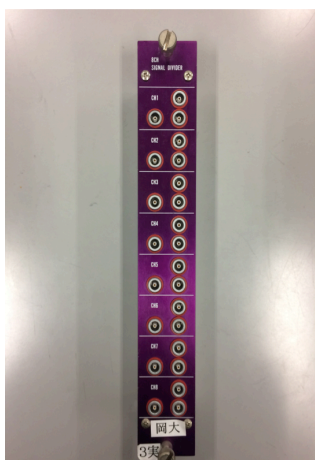


図 B.1.2 NIM ラックに取り付けるタイプ



図 B.1.3 コードに直接取り付けるタイプ

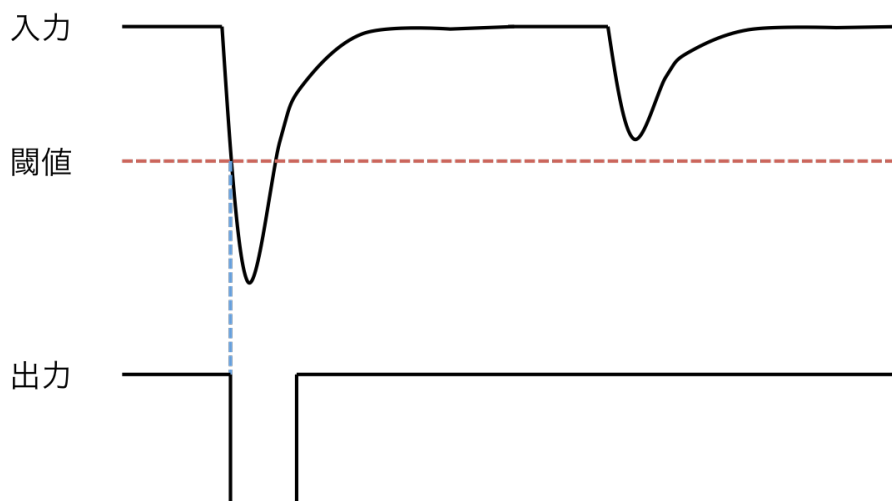


図 B.1.4 ディスクリミネータでのアナログ信号をデジタル信号に変換する模式図

アナログ信号をデジタル信号に変換する場合には、タイムウォークの問題がある。図 B.1.5 に示すように、信号の波形の大きさが変動することによって閾値を超えるタイミングが異なることがある。この時間差をタイムウォークと呼んでいる。タイムウォークはエネルギーを測定する ADC などの測定モジュールでは、あまり顕著な影響はないが、粒子の到達時間をもとにエネルギーを算出する ToF 法では、この時間差によってエネルギーが変化するため、大きな影響がある。そのため ToF 法を使用するときは、後述するコンスタントフラクシオンディスクリミネータを使用してタイムウォークの影響を出来る限り排除する必要がある。

B.1.3 コンスタントフラクシオンディスクリミネータ (CFD)

ディスクリミネータでの問題は、波形の大きさによるタイムウォークによって、出力信号が発生する時間が異なることである。これを解決するためにコンスタントフラクシオンディスクリミネータ (以下、CFD) が開発された。CFD での波形生成の模式図を図 B.1.6 に示す。まず閾値を超えた入力信号について、その波形を

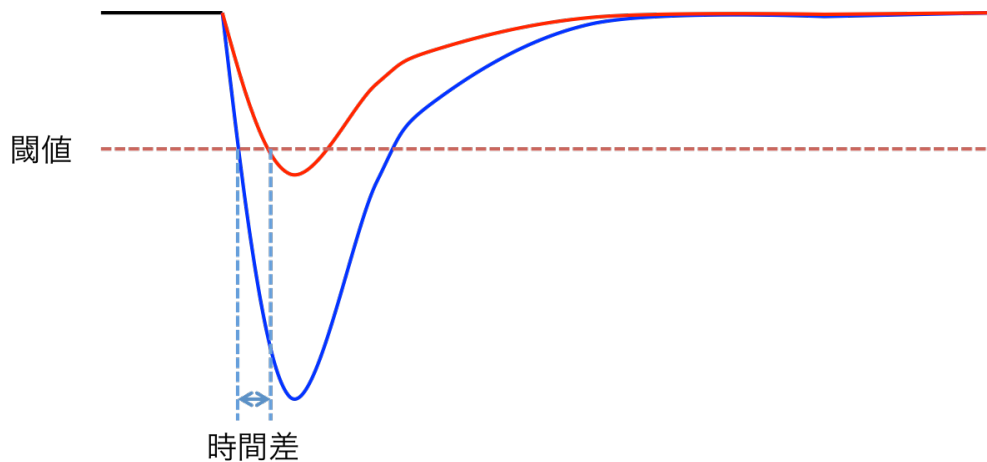


図 B.1.5 ディスクリミネータによるタイムウォークの模式図

減衰させた波形 A と反転させ遅らせた波形 B を生成する。この波形 A と波形 B を合成することによって、波形 C を生成する。この波形 C が電圧 0V のところをゼロ点と呼ぶ。このゼロ点を基準としてデジタル信号を生成する。ゼロ点は波形の大きさによって変化しないため、ディスクリミネータの閾値によるタイムウォークの影響がほとんど無くなる。ToF 法を用いたエネルギー測定では、時間情報の正確さが重要なため CFD がよく用いられる。4.2 でもあるように、我々の実験でも ToF 法でエネルギーを測定した E400 実験で使用している。

B.1.4 コインシデンス (COIN)

コインシデンスでは、同時に 2 つ以上の信号が入ったときのみ信号を出力する論理積の回路である。コインシデンスの模式図を図 B.1.7 に示す。コインシデンスから出力される信号は、ディスクリミネータと同様に決まった幅を持っている。また、1 つのデジタル信号を入力しておく、デジタル信号を複数の信号に分けて出力するときにも利用される。コインシデンスには VETO 入力ができるものもあり、VETO 入力がされている場合は、信号を出力しない。

B.1.5 ゲートジェネレータ (G.G.)

ゲートジェネレータ (以下、G.G.) は、入力されたデジタル信号を任意の時間幅かつ任意の時間遅らせて出力するモジュールである。出力信号の時間幅を W 、遅らせる時間を t とすると、出力信号の模式図を図 B.1.8 に示す。G.G. は ADC などの測定用モジュールでゲート作成によく用いられるモジュールである。またデジタル信号を遅らせることができるため、デジタルディレイの代わりに用いられることも多い。G.G. には、コインシデンスと同じく VETO 信号の入力ができ、VETO 信号が入力されている間は信号を出力しない。このため、ADC や TDC でアナログ信号をデジタル信号に変換するために必要な時間に余計なトリガーが入力されないようにするときにもよく用いられる。

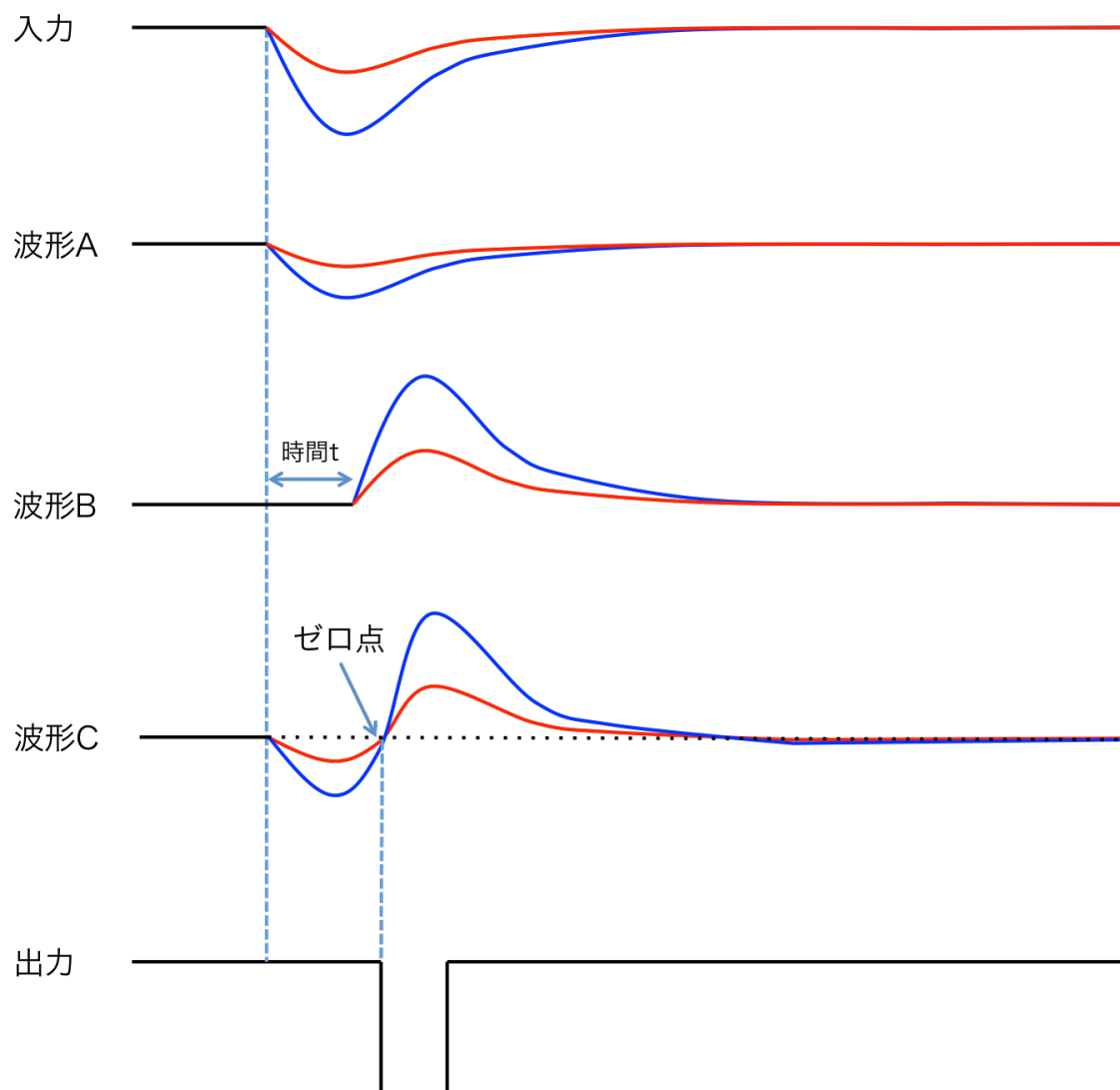


図 B.1.6 CFD での波形生成の模式図

B.1.6 ファンイン・ファンアウト (FAN IN/OUT)

ファンイン・ファンアウト (以下、FAN IN / FAN OUT) は、入力されたデジタル信号の論理和をとるモジュールである。2つ以上の入力があった場合は、どちらかの信号が入力されている間、デジタル信号を出力する。また1つのデジタル信号を複数のデジタル信号に分けるディバイダーの代わりとして使用できる。ディバイダーと異なる点は、ディバイダーで分けた場合は信号の波高が1/2になるのに対し、FAN IN / FAN OUTで分けた場合は、そのままの信号が出力できる点である。出力の模式図を図B.1.9に示す。

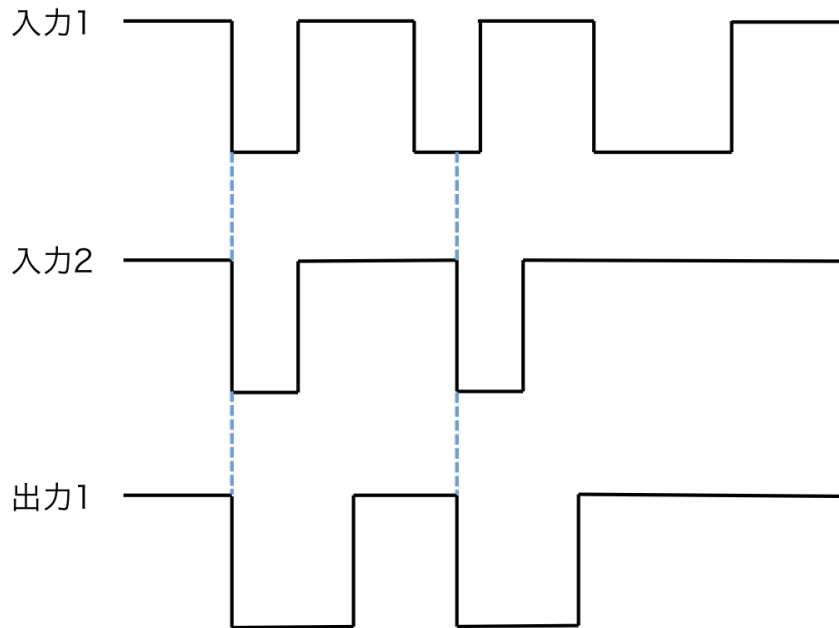


図 B.1.7 コインシデンスの模式図

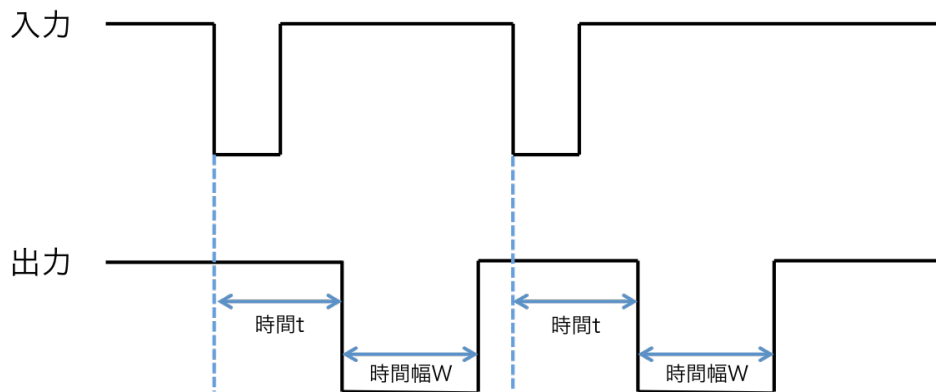


図 B.1.8 G.G. での出力の模式図

B.2 測定系モジュール

B.2.1 アナログ・デジタル変換器 (ADC)

アナログ・デジタル変換器 (以下、ADC) は、入力されたアナログ信号の波高や電荷量をデジタル信号として出力する測定用モジュールである。アナログ・デジタル変換 (以下、AD 変換) の模式図を図 B.2.1 に示す。ADC では、ゲート信号が入力されている時間に入力されたアナログ信号をコンデンサに電荷を貯めることで積分している。そのため、1つの波形に1つのゲート信号が必要になる。ゲート信号の大きさは入力するアナログ信号の減衰時間と ADC の積分可能電荷を元に決める。例えば NaI(Tl) シンチレータ検出器の場合は、波形であるアナログ信号が完全に減衰するまでに約 $1 \mu\text{sec}$ の時間が必要になる。また、ADC の最大積分可能電

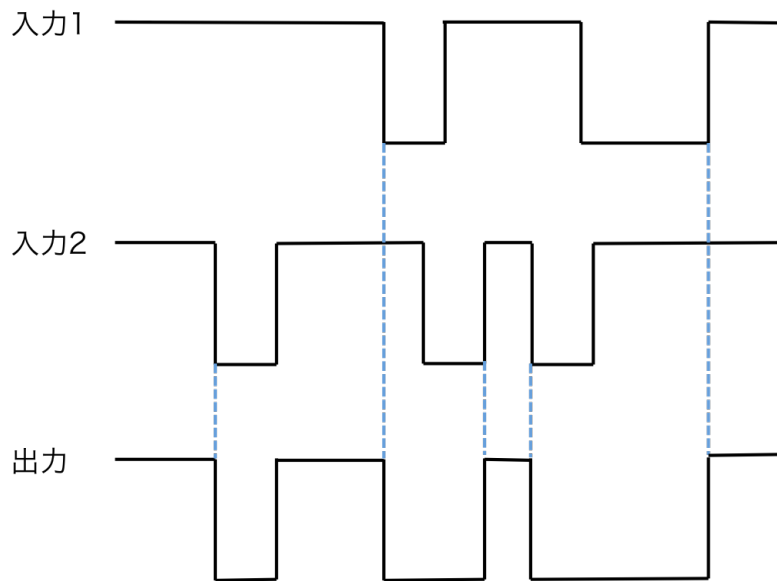


図 B.1.9 FAN IN / FAN OUT の出力の模式図

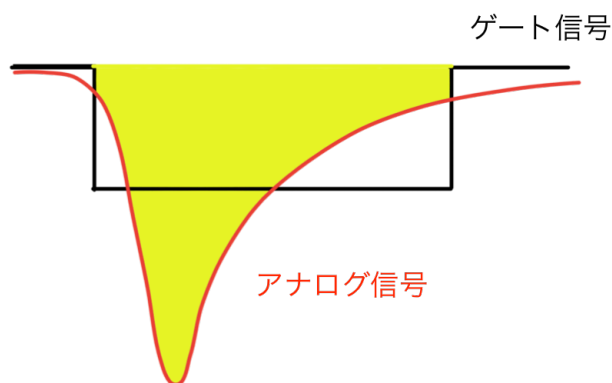


図 B.2.1 ADC での AD 変換の模式図

荷を超えた場合はサチュレーションとして、規格外の出力になる。その場合は、アッテネーターを用いて波形を減衰させることや、PMT への供給電圧を下げて増幅率を減少させることで解決する。ただし、一般的に PMT の供給電圧を下げるとエネルギー分解能が悪くなるため、アッテネーターを用いた波形の減衰がよく用いられる。

B.2.2 時間・デジタル変換器 (TDC)

時間・デジタル変換器 (以下、TDC) は、スタート信号とストップ信号の 2 つの信号の時間差 t をデジタル信号に変換する測定用モジュールである。模式図を図 B.2.2 に示す。測定できる時間は、それぞれのモジュール

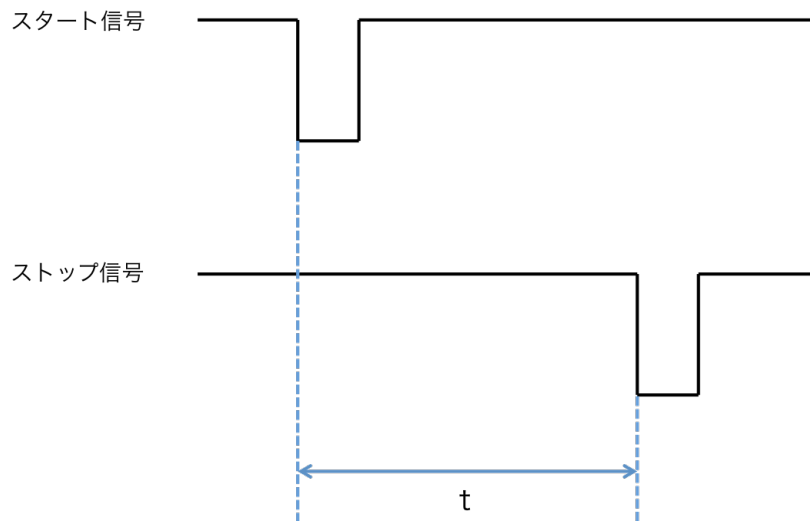


図 B.2.2 TDC での測定の模式図

ルによって異なっているため、実験を行う前に確認する必要がある。また、一定の間隔でデジタル信号を出力するクロックジェネレータとディレイを用いて、時間差のキャリブレーションを行う必要がある。

B.2.3 フラッシュ型アナログ・デジタル変換器 (Flash ADC)

フラッシュ型アナログ・デジタル変換器 (以下、Flash ADC) は、アナログ信号の波形情報を波形の形を残したまま、デジタル信号へ出力することのできるモジュールである。Flash ADC の模式図を図 B.2.3 に示す。Flash ADC にトリガー信号が入力されると、ある一定時間のサンプル時間ごとに波形の積分値を出力する。

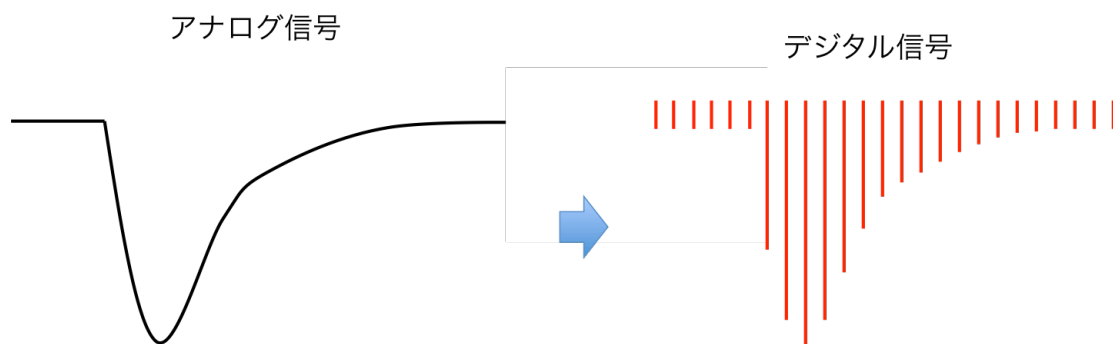


図 B.2.3 Flash ADC の波形取得の模式図

この出力数は、Flash ADC によって決まっているため、出力数をひとまとめとして解析することで、波形を復元することができる。Flash ADC は PSD などの波形情報を用いた粒子識別によく用いられる。また、サンプル時間の間隔が長い場合、波形情報がうまく復元できない場合がある。この場合は、波形をわざと伸ばすことで復元精度が増す。