

要旨

近年、重イオン加速器技術が進展し、これまで研究が不可能であった不安定原子核が2次ビームとして得られ、未知の核構造の研究が進んでいる。例えば、中性子過剰核 ^{11}Li は、 ^9Li を中心に2個の中性子が広がった中性子ハロー核であることが分かり、注目されている。

中性子ハロー核の分解反応では中心となる各と複数の中性子が放出される。放出される各々の粒子の運動量の同時計測を行い、不変質量法を適用すれば、中性子過剰核の励起エネルギーを求めることができる。しかし、複数中性子の検出の場合、1中性子が2次散乱のため、2回信号を発する可能性があり、2中性子の検出と区別がなくなるクロストークが問題となる。本研究では、 $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ の実験から1中性子検出の反応を調べ、シミュレーションの結果と比較を行いシミュレーションの信頼性を評価する。また、この実験とシミュレーションから1中性子が起こすクロストークの性質を知り、クロストークを区別するための有効なアルゴリズムの構築を試みる。

Abstract

Recently, neutron-rich nuclei have been studied more extensively owing to a secondary beam technique based on the fragmentation of relativistic heavy ions. In the very neutron rich region along the neutron drip line, intriguing phenomena have been found such as change of shell structure, development of exotic clusters, neutron halo and skins.

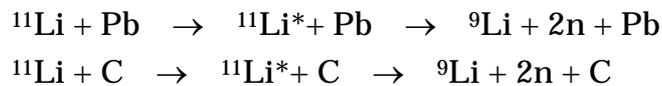
In the break up reaction of a neutron halo nucleus core fragment and one or two neutrons are emitted. The excitation energy of a halo nucleus can be obtained by measuring for momentum vectors of these particles.

There is, however, a possibility that the cross talk occurs, where one neutron can be scattered by a detector material, this phenomenon makes the real two reaction event detection more complicated.

In this paper I evaluate the Ksuvax Code (by R.A.Cecile) by a parallel a result of the simulation and a result of an experiment of ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Then, I study nature of cross talk and attempt to build an algorithm to distinguish the cross talk.

第 1 章 序論

近年、重イオン加速器技術が進展することで、これまで研究が不可能であった様々な不安定原子核が 2 次ビームとして得られるようになり、未知の核構造の研究が進んでいる。例えば ^{11}Li などの中性子過剰核は、 ^9Li を中心に 2 個の中性子が広がった中性子ハロー核であることが解明され、注目されている。このような中性子ハロー核の分解反応では、中心となるコア核と複数の中性子が放出される。例えば、



このとき放出された 2 中性子と破砕片 ^9Li の 4 元運動量ベクトルを同時測定できれば、不変質量法を適用して、中性子過剰核の励起エネルギーを求めることができる。このように、複数中性子の運動量を正確に測定することは中性子過剰核の構造を解明するうえで非常に重要である。

しかし、複数中性子の検出には、1 中性子が 2 次散乱することによって、2 回検出信号を発生することにより 2 中性子検出と区別がつかなくなるという、クロストークと呼ばれる現象がある。そのため、クロストーク事象を区別できる中性子検出方法の開発が必要となっている。

本研究では、 $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ の実験から 1 中性子検出の反応を調べ、シミュレーションの結果と比較を行いシミュレーションの信頼性を評価した。また、このシミュレーションから 1 中性子が起こすクロストークの性質を知り、クロストークを区別するための有効なアルゴリズムの構築を目指すべく、将来、複数個の中性子同時計測におけるデータ解析のための予備的な研究を行った。

第 2 章 中性子検出の原理

2.1 プラスチックシンチレーターによる中性子検出方法

中性子にはそれ自身電荷がなく、陽子などの荷電粒子のように電磁相互作用を用いた直接的な検出が行えないため、強い相互作用で生じた 2 次的な荷電粒子を検出する間接的な検出方法がとられる。ここでは、中性子ハロー核の分解反応で生じる中性子(70MeV 付近のエネルギー)の検出方法として有用なプラスチック検出器について述べる。中性子検出とは、以下の内容を含むものを指している。

- 1) 中性子を電気信号として検出する。
- 2) 検出された信号にエネルギー測定に必要な情報が含まれている。

1) について、本論文での実験では、中間エネルギー領域の中性子検出に非常に有用なプラスチック検出器を用いることで検出を行っている。この反応機構については、2.2 において詳述する。

2) について、中性子は荷電粒子のように magnet を用いた粒子のエネルギー測定が行えないため、飛行時間法を用いてエネルギー測定を行っている。これについては、2.4 において述べる。

2.2 プラスチック検出器での反応

実際の実験では、中間エネルギー領域の中性子検出器として、蛍光減衰時間()が短く、軽い粒子に対して蛍光効率()が良い、プラスチックシンチレーターを用いている。プラスチックシンチレーターでは、その主な構成元素である C 原子、H 原子と、入射中性子とが、エネルギーに依存した様々な反応を起こしている。ここではプラスチックシンチレーターに 70MeV 付近の中性子が入射した際の重要な反応について述べる。

2.2.1 プラスチックシンチレーターでの反応

入射中性子は、プラスチックの構成元素である C, H と強い相互作用をする。n(中性子)と H の反応は主に弾性散乱であり、付録 A に述べられた運動学的関係がある。n と C との反応には表 2.1 にまとめられているような様々な反応があり、この中でも散乱断面積の大きい重要な反応は、次の 2.2.2 で述べる Cecil の ksuvax 計算コードによるシミ

ュレーションに用いられている。

強い相互作用で生じた2次的な荷電粒子は、シンチレーターを通過する際にエネルギー的に許される限り、電磁相互作用を繰り返してして運動エネルギーを損失する。この物質中へ失われた運動エネルギーの一部が、物質中の分子内電子(主に電子)を励起し、励起エネルギーの一部が蛍光エネルギーに変換される。残りの運動エネルギーは格子振動エネルギー(熱)などに変換される。そのため、シンチレーターの光応答は一定ではなく、粒子の種類やエネルギーに依存してる。このことについては、2.3の光応答関数のところで詳述する。

反応過程
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}^* \rightarrow n + {}^{12}\text{C} + (4.43\text{MeV})$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + 3$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^{10}\text{Be}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{Be}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + p + {}^{11}\text{B}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + n + {}^{11}\text{C}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{11}\text{B}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow t + {}^{10}\text{B}$
$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^{13}\text{C}$

表 2.1 中性子と ${}^{12}\text{C}$ との反応

2.2.2. 中性子検出反応のシミュレーション

Cecil[1] らが開発した計算コード(ksuvax コード)を用いて、入射中性子のエネルギーに依存した、シンチレーターにおける主な反応の散乱断面積を調べた。シミュレーションで想定している 1 番から 6 番までの反応は表 2.2 にまとめられたものである。

まず、この表にある 6 つの反応について説明する。

番号	反応過程
1	$n + p \rightarrow n + p$
2	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$
3	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}^* \rightarrow n + {}^{12}\text{C} + (4.43\text{MeV})$
4	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \text{ } + {}^9\text{Be}$
5	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + 3$
6	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow np + {}^9\text{B}$ and $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow 2n + {}^{11}\text{C}$
	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{B}$ and $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow 2n + {}^{11}\text{C}$

表 2.2 ksuvax コードで想定されている反応

■ 1 番の反応：H(n,p)

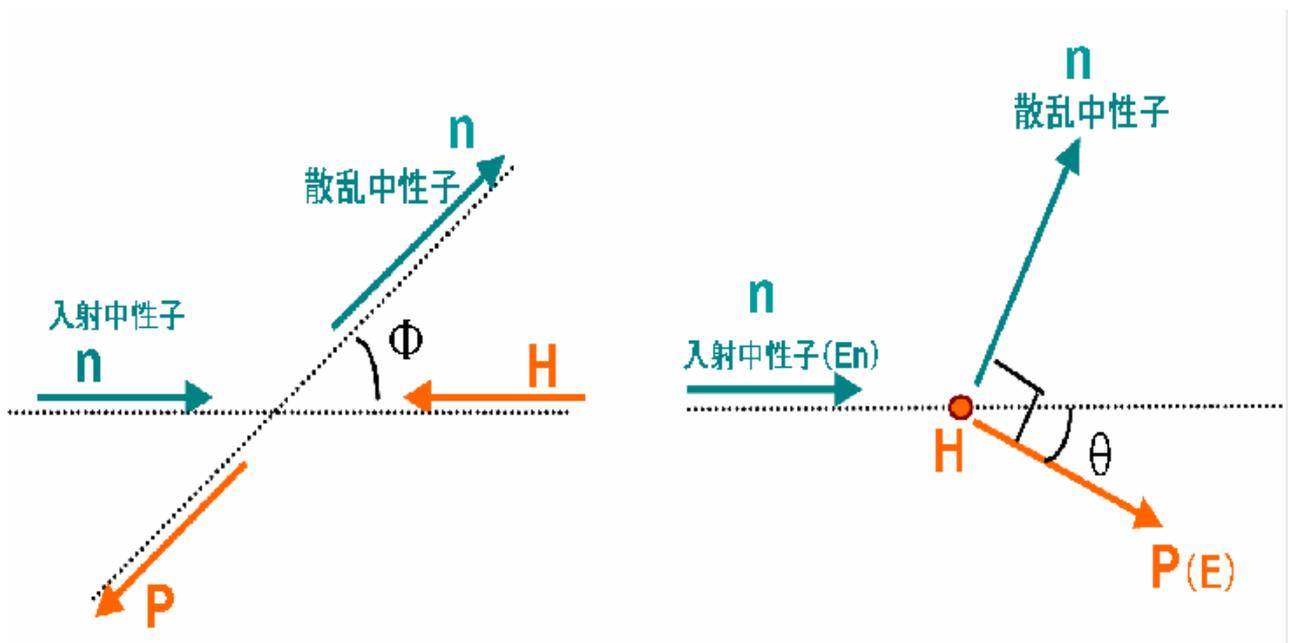


図 2.1 弾性散乱図

散乱中性子と散乱陽子は90度の角度をなして散乱する

番号1番の反応は、中性子と陽子との弾性散乱による検出方法である。一般に、中間エネルギー領域の中性子の検出方法は、中性子と質量差の小さい陽子による散乱により、反跳核へ効率よく中性子の運動エネルギーが移行させ、反跳核の運動量を測定することで中性子の運動量を測定する。測定結果をもとにして、次に記した関係式により中性子の運動量を求めることができる。この測定方法は反跳核法と言われている。

以下のように変数を設定する。水素との弾性散乱では、中性子と標的核の質量がほぼ等しいので、エネルギー保存則と運動量保存則より、

E : 実験室系の反跳核の運動エネルギー

E_n : 実験室系の入射中性子の運動エネルギー

θ : 実験室系での反跳核の散乱角

φ : 実験室系での中性子の散乱角

$$E = E_n \cos^2\theta \quad (2.1)$$

$$E_n = E \sin^2\theta \quad (2.2)$$

$$\varphi = \pi/2 - \theta \quad (2.3)$$

の関係が得られる。

この場合、(2.1)式より散乱角度(θ)によって反跳陽子のエネルギーは、ゼロから入射中性子のエネルギーまで分布することがわかる。中性子のエネルギーが高い(30MeV以上)場合には、1回の弾性散乱で中性子のエネルギーの大部分は反跳核へ移行する。反跳陽子が最大の運動エネルギーを得るのは、 $\theta = 0$ 度の場合であり、このとき入射中性子エネルギーが全て移行するので、水素は最も有効な減速材といえる。この反跳核測定法は、とくに重要な反応であるので、付録Aにその詳細をまとめた。

■ 2番の反応： $^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{C}$

^{12}C と中性子との弾性散乱は、回折散乱と、非回折散乱がある。回折散乱の散乱角度分布は、中性子のエネルギーが高く、原子核から見て中性子の波長が短くなるために回折現象特有の前方散乱となっている。

この ^{12}C との弾性散乱の反応散乱断面積は他の反応に比べて広いエネルギー領域で非常に大きい(図2.2参照) ^{12}C 中性子との質量差が大きいため、運動量エネルギーが移行する効率が悪い。付録Aの式(3)より、Cが受け取る運動エネルギーは、最大でも

$$(E_c/E_n)_{\max} = 0.284$$

である。また dE/dx (単位飛程長あたりのエネルギー損失)の大きい粒子に対してはシン

チレーション効率が低下するため、反跳核 ^{12}C の光応答関数は、

$$L(\text{MeVee}) = 0.017 \times E_c \quad (2.4)$$

ただし、 E_c ：反跳炭素原子の運動エネルギー [MeV]

L ：プラスチックシンチレーターでの絶対的な光収率(MeVee)

と、非常に小さく、他の荷電粒子の光応答に比べて、ほとんど光っていないと考えてよい。よって、この2番の反応で生じる反跳炭素は、中性子検出に関与しないといえる。

■ 6番の反応： $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$, $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{C}$

エネルギーの高い中性子の場合、この反応の散乱断面積が最も重要になる。(図 2.2 参照) $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{C}$ 反応では、 n,p ともに同方向へ散乱されるものとする。

k s u v a x計算コードによるシミュレーションでは、 $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$ は、直接荷電粒子が生じる反応ではないが、その運動学は $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{C}$ の n,p と同様であると考えている。散乱された2個の n のうち、一方は $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{C}$ の2次的な散乱を起こすものと考えている。シミュレーションで用いられている各反応の散乱断面積を図 2.2 に示す。

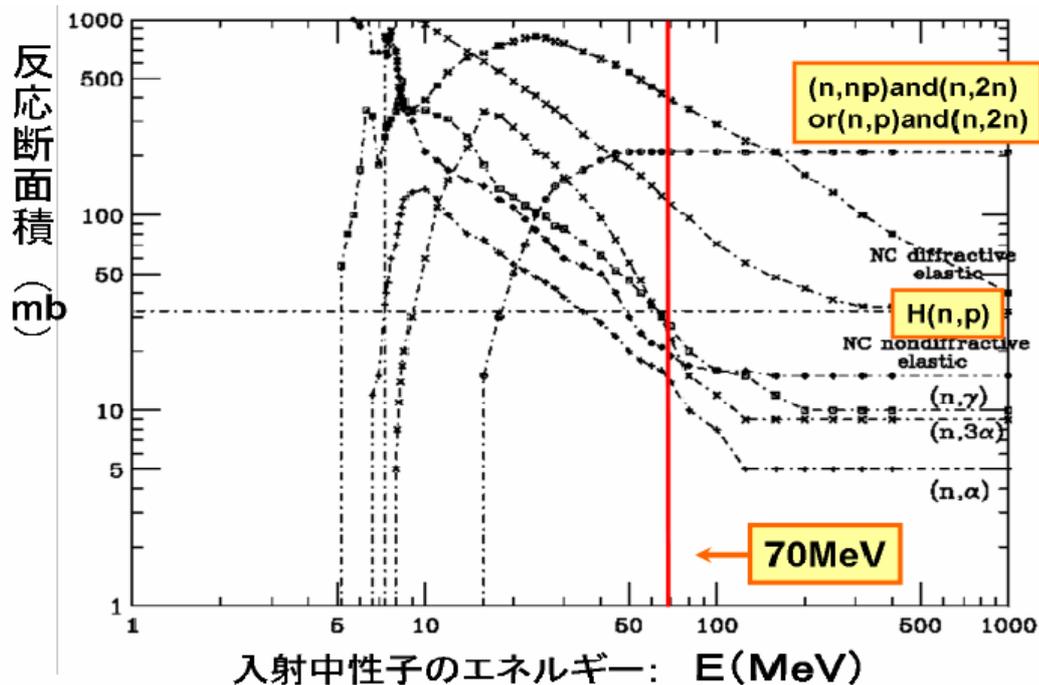


図 2.2 入射中性子のエネルギーに依存した各反応の散乱断面積

この図から入射中性子のエネルギーが低い領域では、1番の $\text{H}(n,p)$ 反応の散乱断面積

が最も大きく、30MeV 付近から ^{12}C との非弾性散乱の断面積の寄与が大きくなること
 がある。とくに40MeV 以上では6番の $\text{C}(n,np)$, $\text{C}(n,2n)$ 反応の散乱断面積が最も大き
 くなる。70MeV 付近で重要な反応は、6番の反応であり、次に1番の反応が重要とな
 っている。2番の、 ^{12}C との弾性散乱の反応断面積は他の反応に比べて非常に大きい
 が、 ^{12}C 中性子との質量差が大きいため、運動量エネルギーが移行する効率が悪い。
 シンチレーターの光応答量は非常に小さく、他の荷電粒子の光応答に比べて、ほとんど
 光っていないと考えてよい。よって、この2番の反応で生じる反跳炭素は、中性子検出
 に関与しないと見える。プラスチックシンチレーターを実験装置のLN1(図 3.1 参照)と
 同じものにして、中性子エネルギーが90, 50, 20MeVの、各6つの反応における各々の
 検出効率は、図 2.3 のようになった。

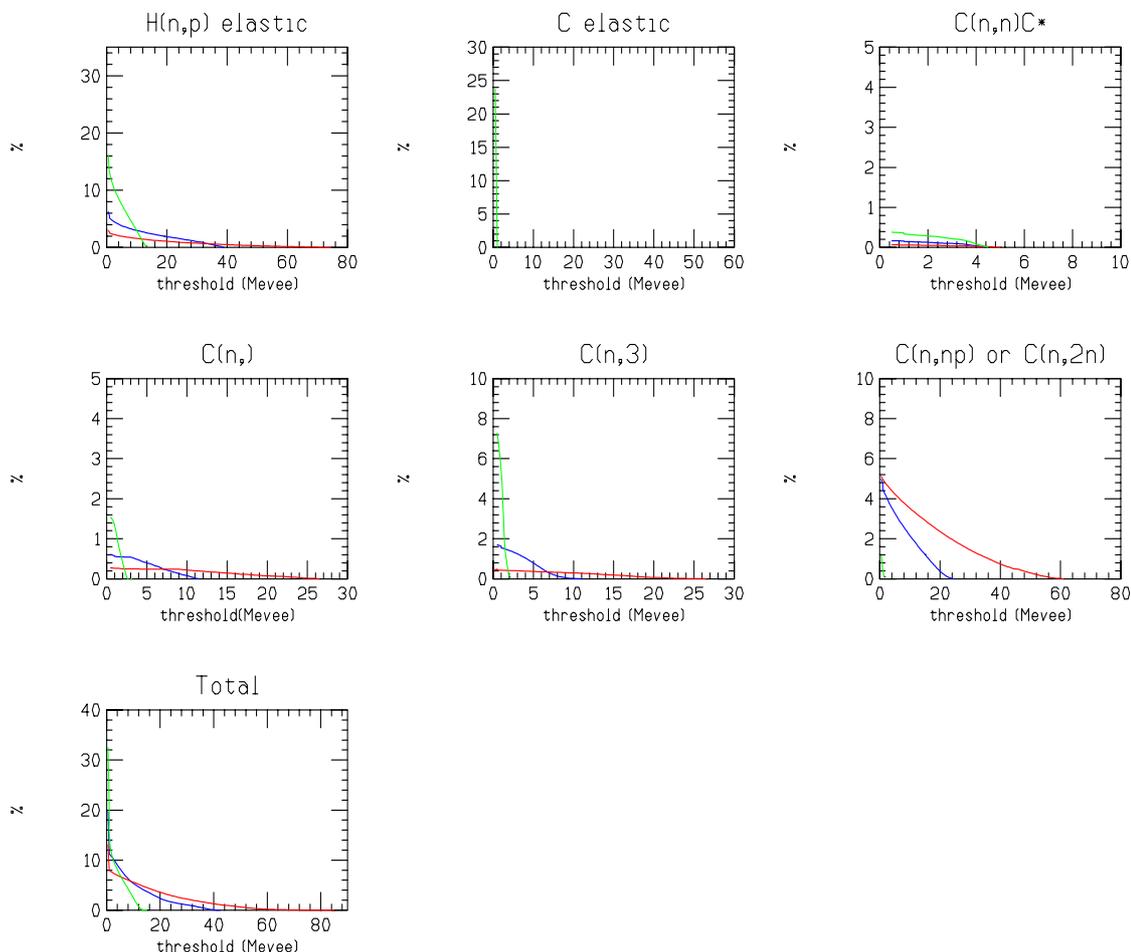


図 2.3 各反応における、中性子の入射エネルギー90MeV,50MeV,20MeV に応じた
 検出効率(%)

2.3 光応答関数

125keV 以上の電子の場合、プラスチックシンチレーターでの蛍光量は、シンチレーターで損失したエネルギーに比例している。しかし、粒子や陽子などの荷電重粒子では、同じエネルギー損失した電子よりも常に蛍光量が少なくなっている。粒子の入射エネルギーが高くなるにつれてそのエネルギーに比例した発光量ではなく、非線形を示すようになるのである。例えば、数百 keV のエネルギーでは陽子の蛍光量は同じエネルギーの電子に比べ、1/10 程度の蛍光量しか得られない。(図 2.4 参照)

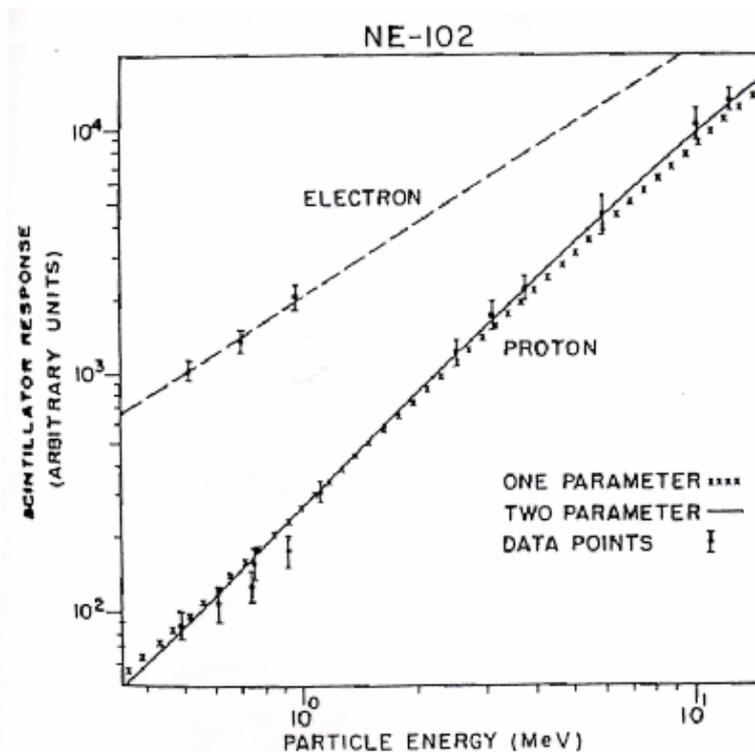


図 2.4 : 荷電重粒子と電子の光応答の違い

このシンチレーション光量については、以下のような仮定のもとに、入射粒子のエネルギーに対応した発光量についての半経験的關係式が与えられている。(光応答関数と言われる。)

粒子の飛程に沿って生じた高い電離密度のところでは、励起分子との相互作用で消光がおこり、シンチレーション効率が低下すると仮定する。また、励起分子密度は、そこでの電離密度に比例していると仮定する。

(dL / dx) : 単位飛程長あたりの蛍光エネルギー

(dE / dx) : 単位飛程長あたりのエネルギー損失
 とすると、次のような半経験的關係式を得る。

$$(dL / dx) = S(dE / dx) / \{ 1 + kB(dL / dx) + C(dE / dx) \} \quad (2.5)$$

全てのエネルギーをシンチレーター内で放出しているとする、(2.5) を積分して、

$$L(E) = S \int^E dx / \{ 1 + kB (dE / dx) + C (dL / dx) \} \quad (2.6)$$

ただし、 S : シンチレーション効率

$B (dE / dx)$: 電離密度

k : 相対的な消光確率に対応する比例定数

$E \geq 125$ keV の電子では、 $(dE / dx) \approx 0$ とみなせるので、電子エネルギー $E_e = 0.525$ MeV のシンチレーション光を相対的に $L_0 = (\text{定数} : 1000)$ と設定すると、電子の応答関数は、

$$L_e = S(E_e - 0.525) + L_0 \quad (2.7)$$

となり、パラメーター S は、各シンチレーターでの電子の測定データを(2.7)にフィットして算出できる。

荷電粒子のエネルギー T と同量のシンチレーション光を放出する電子エネルギー T_e の半経験的關係式は、

$$T_e = n_1 T - n_2 \{ 1.0 - \exp(- n_3 T^{n_4}) \} \quad (2.8)$$

となる。 n_1 から n_4 までの係数は、実際の実験データから経験的に導かれる。(2.8)式は、シミュレーションでも用いられており、そこでの係数値は表 2.3 に与えられているものである。

電子のエネルギーと蛍光量は、広範囲で比例関係であるので、荷電粒子の蛍光量(MeV)をその蛍光量に相当する電子エネルギー T_e (MeVee)で表現する絶対的な蛍光量の表現を用いることが、プラスチックシンチレーターにおいて有用である。

粒子の種類	シンチレーター	係数
-------	---------	----

		n_1	n_2	n_3	n_4
ρ	NE-102	0.95	8	0.1	0.9
ρ	NE-213	0.83	2.28	0.25	0.93
ρ	NE-224	1	8.2	0.1	0.9
ρ	NE-228, NE-228A	0.95	8.4	0.1	0.9
	全てのシンチレーター	0.41	5.9	0.065	1.01

表 2.3 : 式(2.11) の各物質に応じたパラメーター

2.4 飛行時間法

プラスチック検出器からの情報は、検出時間と、シンチレーション光の波高値である。検出時間からは、飛行時間法を用いて検出粒子のエネルギーの情報が得られ、波高値からは、スレッシュホールド値を決める情報が得られる。スレッシュホールド値は、主に線によるノイズを落とし、かつ、検出効率を維持できるように的確に、選ぶことが重要である。

中性子は電荷がないため、荷電粒子のように電場や磁場をかけることで運動量を測定する方法が使えない。そのため、飛行時間法と言われる、一定の運動量である距離を飛行する粒子に対して、その飛行距離と時間を測定することにより、粒子の速度を導出する方法がとられる。飛行時間法は、中性子エネルギーの測定には有効な方法の一つであり、本論文の ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 実験にも用いられている。

3章で述べる ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の実験では、プラスチックシンチレーターホドスコープを用いた飛行時間測定により中性子検出を行っている。具体的には、加速器からのパルス化されたビームは、ターゲットと反応して電気パルスを生じる。このうち、ビームパルスと同期しているものだけを、反応のあったものとみなしてスタート信号とする。反応で生じた中性子が中性子検出器に入射して検出信号が現れた時点を終点時刻と考える。この際、時間分解能のよい検出器が理想的であるので、figure of meritの値の大きいプラスチックシンチレーターが用いられている。(figure of meritの値とは、蛍光効率と蛍光減衰時間の比率 / のことである。早い計数を行う場合には、この比が大きいほど最適なシンチレーターと言える。)

第3章 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 実験の解析

${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の反応では、1中性子しか放出されないため、クロストークの性質を知るのに有効である。また、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の散乱断面積の値は、正確に分かっているため、実験データから検出効率を求めるられる。ここでは、クロストーク事象を考察する前の、中性子検出器の検出効率を求めた。さらに、シミュレーション(ksuvaxコード)を用いて求めた検出効率との比較を行い、本実験装置に対するksuvaxコードの有効性を評価した。

3.1 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 実験の概要

図 3.1 に示すような理化学研究所加速器施設の RIPS で実験が行われた。70.0MeV の運動エネルギーを持つ p が Li ターゲットに衝突し、放出される 66.5MeV の中性子を検出する。

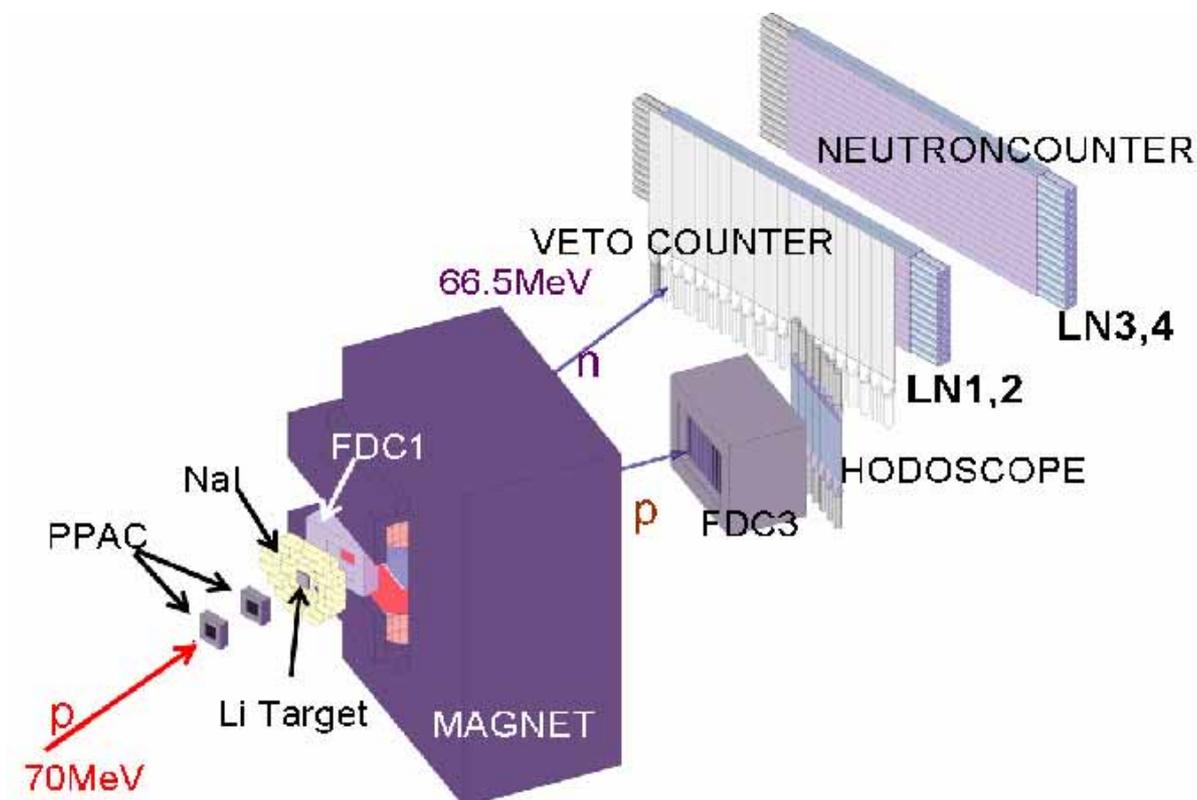


図 3.1 RIPS 実験装置

反応をおこさなかった p (陽子)などの荷電粒子は、マグネットによって飛程軌道を曲げられ、中性子検出器には捕獲されないように設置されている。また、中性子検出器は、NE102 のプラスチックシンチレーターを用いている。中性子検出器の大きさは、1本が 6.0cm × 6.0cm × 214cm のプラスチックシンチレーターの両端に光電子増倍管が取り付け

けられたもの(図 3.2 参照)であり、これを 1 2 本束ねた層の 2 面 (LN1,2) と、1 5 本束ねた層の 2 面(LN3,4) となっている。プラスチックシンチレーターからの情報は、粒子の到着時間(パルス化されたビームが、標的核と反応して生じるビームパルスと同期した電気パルスを始点とし、検出器に電気パルスが到着した時点を終点として飛行時間を測定している)と、シンチレーション光の波高値である。この飛行時間測定法により中性子を検出している。

左右に取り付けられた光電子増倍管によって、シンチレーターでの水平方向(x方向)の検出位置情報が得られる。左右の光電子増倍管から得られる計測時間を T_L , T_R とすると、時間差 $|T_L - T_R|$ から、水平方向の位置が確定できるのである。ビーム lineをz 方向する z 方向と、鉛直方向のy 方向については、位置を確定できる情報がなく、どの検出器で検出されたか(検出器の I D 番号 : 図 3.3 参照) という情報のみである。よって、実際のデータの中では、検出器のy 方向の幅 6cmで、一様に検出されると仮定して、y 方向の座標情報を乱数で割り当てている。

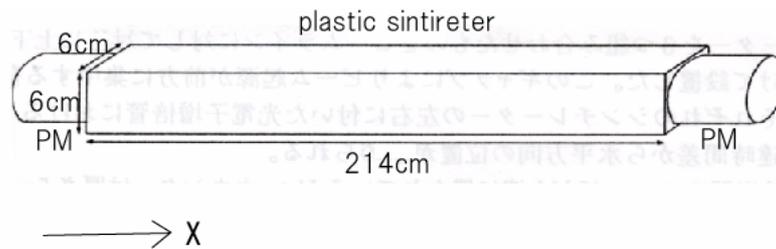


図 3.2 プラスチックシンチレーターの概要図

1	21
2	22
3	23
4	24
5	25

41	61
42	62
43	63
44	64
45	65

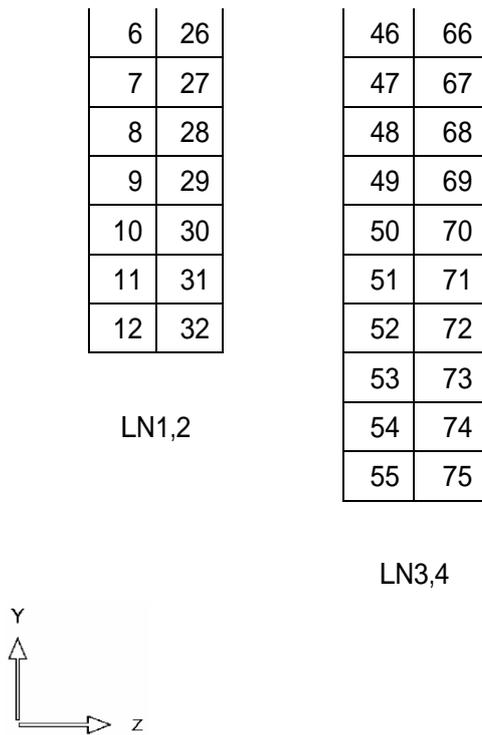


図 3.3 プラスチックシンチレーターの ID 番号

3.2 検出効率

飛行時間法により求められる検出効率は表 3.1 のようになった。LN1 のプラスチックシンチレーターについての TOF スペクトルを図 3.4 に示す。

${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応の散乱断面積は、実験室系で散乱角度 θ によらず、散乱角 0 度の値を用いることとしている。その場合、 34.66×10^{-3} [mb/sr] と、正確に求められているので、TOF スペクトルの計数から、検出効率が式(3.1)により求められる。

$$N_{\text{検出}} = N_{\text{入射}} \times n \times (d / d) \times \quad \times \quad (3.1)$$

$N_{\text{検出}}$: 検出された中性子の総数(TOFスペクトルの計数から得られる)

$N_{\text{入射}}$: 入射中性子の総数 (1.6811×10^{10} 個)

n : 単位面積あたりの標的の個数 ($0.602 \times 10^{24} \times 0.198 \times 0.9241 / 7.016$ 個/cm²)

Li 質量 ; 7.016 g 面積密度 0.198g/cm² アボガドロ数 0.602×10^{24}

天然Liに含まれる、 ${}^{11}\text{Li}$ の重量比 92.41%)

(d / d) : 微分散乱断面積 = $26.0 \times 10^{-3} \pm 0.7502$ [mb/sr], 0.7502 は、重心系から実験室系変換する際のヤコビアン値である。

- : ターゲットから検出器をみた立体角
- : 検出効率

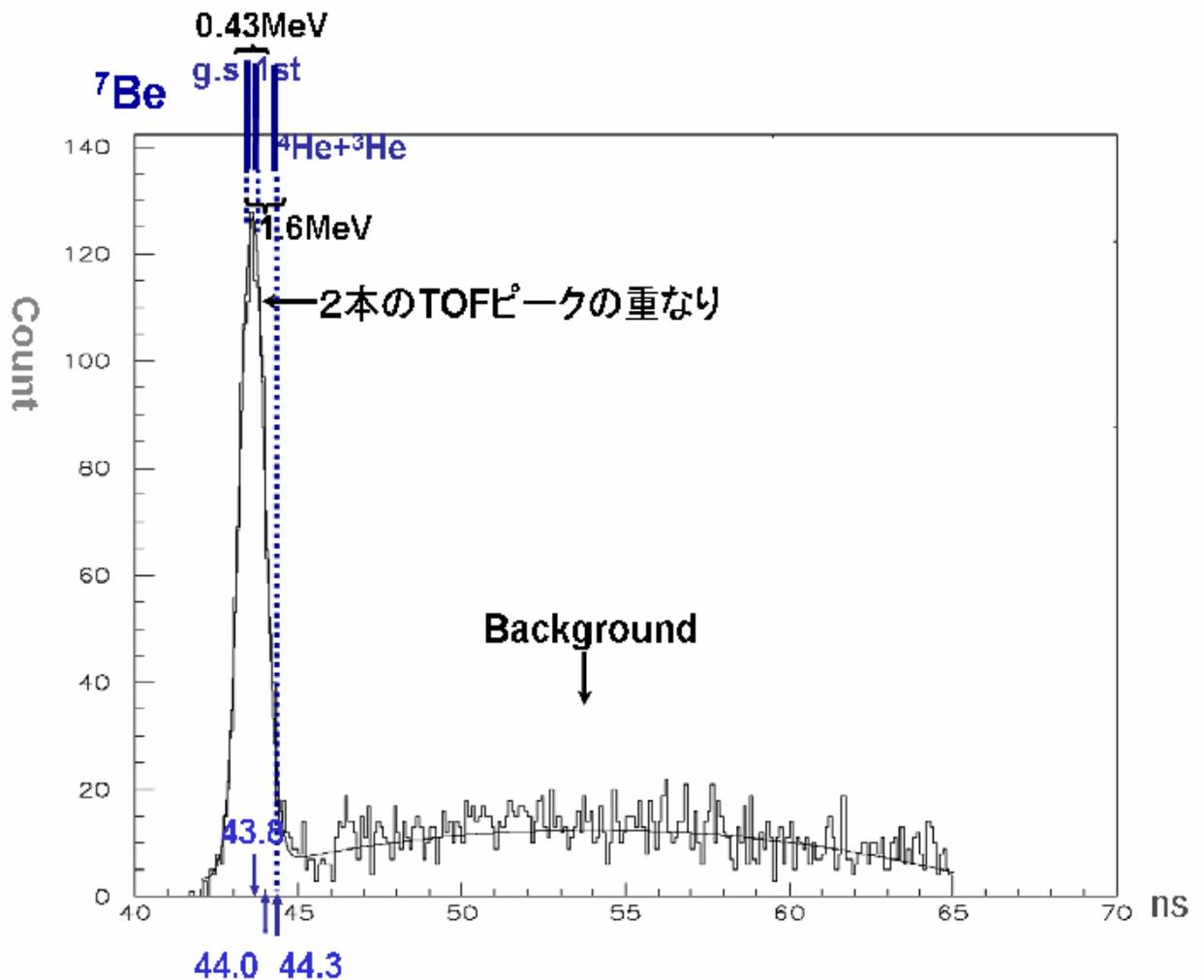


図 3.4 : LN1 プラスチックシンチレーターについての TOF スペクトル

図 3.4 を説明する。1本見えているピークは、2本のピークの重なりであり、分解能の関係から2本に分離できずに1本のピークとして現れているものである。2本のピークとは、 ${}^7\text{Li}$ が分解してできる ${}^7\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態とに対応している。2状態のエネルギー差は、 0.43MeV であり、これより散乱中性子のTOFは、 ${}^7\text{Be}$ 基底状態では、 43.8ns 、 ${}^7\text{Be}$ 励起状態では 44.0ns である。また、 ${}^7\text{Be}$ が 1.6MeV 以上のエネルギーの励起状態になると、 ${}^7\text{Be}$ は分解して、 ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ となる。このため、 44.3MeV からは、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の反応の中性子には関係ないバックグラウンドが現れる。検出効率を求める

際には、このバックグラウンドを考慮し、TOF スペクトルをガウシアン関数と 2 次曲線の合成関数でfittingしてもとめた。結果は表 3.1 のようになった。

検出器	検出効率 (%)	誤差 (%)
LN1	6.63	0.13
	7.20	
LN2	6.65	0.14
LN3	5.22	0.15
LN4	5.25	0.15
LN1,2,3,4	23.75	

←シミュレーションの値

表 3.1 : 各々の wall における検出効率

得られた検出効率は、ksuvax コードによるシミュレーション(シミュレーションは、LN 1 についてのみ行った。)での結果よりも小さい。シミュレーションでは、プラスチックレーターの寸法や入射中性子のエネルギー、入射中性子数を、LN1 と条件を同じにした場合を考えている。

ksuvax 計算コードを用いた、シミュレーションによる値と実験データから得られた検出効率との違いは、7.9% 認められた。この原因は、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の散乱断面積の値の不確定性(5%)や、シミュレーションで用いられている 6 つの反応の散乱断面積の不確定性、実験のエネルギーレスショルドの決定制度の問題が挙げられる。

第 4 章 クロストーク事象を区別する方法の開発

中性子にはそれ自身電荷がないため、陽子などの荷電粒子のように電磁相互作用を用いた直接的な検出が行えない。よって、強い相互作用で生じた 2 次的な荷電粒子を検出

する方法がとられるのだが、中性子とプラスチックシンチレーター内の H,C 原子との反応では、2 次的な中性子が散乱し、再び物質原子と相互作用を繰り返すことになる。(表 2.1, 表 2.2 参照)このような 2 次的な中性子の検出反応は、本来測定対象であった中性子の検出反応と区別することができないという、クロストークと言われる問題を生じさせる。

具体的に説明すると、2 中性子の検出には、1 中性子が 2 次散乱することによって、2 回検出信号を発生することにより 2 中性子検出と区別がつかなくなるという現象である。中性子過剰核の分解反応では、複数中性子の散乱が起きるため、中性子過剰核の中間状態の励起エネルギーなどの情報を得るには、クロストーク事象を区別できる中性子検出方法の開発が必須条件となっている。

ここでは、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の 1 中性子検出における 1 中性子が起こすクロストークの性質を知りクロストークを区別する方法を試みた。また、ksuvax 計算コードによるシミュレーションによってその結果を検証した。

4.1 クロストーク事象を区別する方法

ここでは、実際の ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 実験におけるクロストーク事象の問題の解決方法を検討する。しかし、クロストークの検証は内容が複雑で理解しにくいいため、図 4.2 のようなテーブルに沿ってクロストーク事象を解析したことを示しておく。そのために、まず実

Wall A, B があるため、multiplicity = 2 の事象は、次のいずれかの場合に分けられる
 (A, A) : Wall A で 2 回検出される場合
 (B, B) : Wall B で 2 回検出される場合
 (A, B) : Wall A, Wall B でそれぞれ 1 回検出される場合
 よって、同じ Wall 内でのクロストーク事象と、異なる Wall 内でのクロストーク事象の場合とに分けて考えるほうがよいと考え、Wall で分類した解析をおこなった。

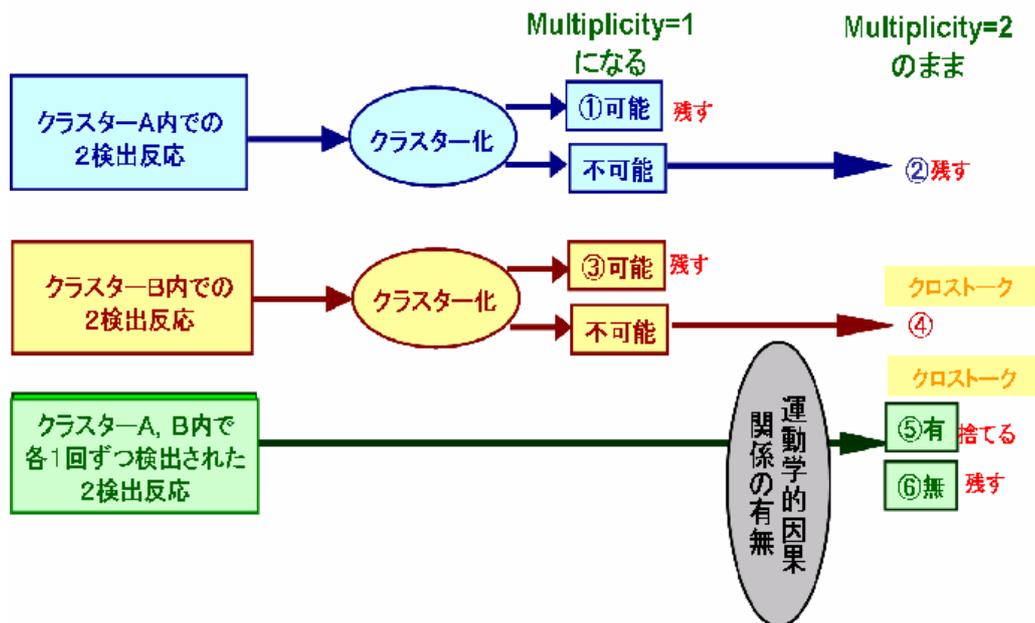


図 4.2 クロストーク事象の解析手順：

(図 4.2 の説明：(同一 Wall 内で 2 検出が起きた場合には、その 2 つの検出が近いならば、ひとまとめ(クラスター化)にして、1 つの検出イベントにする。この時、クラスター化できたものは multi = 2 のイベントであったものから multi = 1 のイベントへと変換できる(,)。しかし、クラスター化できなかったものは、クロストーク事象として multi = 2 のまま(,)である。以上が同じ Wall 内で 2 検出があった際の判別方法となる。次に、異なる Wall 間では、運動学的に因果関係が見つければクロストーク事象()であり、因果関係が無く、クロストーク事象となりえないものは、真の 2 中性子同時計測事象()である。このように、同じ Wall 内での処理と、異なる Wall 内の処理とは、分けられている。それぞれの処理では、その判別条件を厳しくしたり弛めたりすることで、クロストーク除去率が 0 ~ 100% まで変化できる。)

4.2 Wall で分けて考えるクロストーク事象の判別法

4.2.1 同じ Wall 内のクロストーク問題

まず、同じ Wall 内(Wall A または B 内)でのクロストーク事象を考える。同じ Wall 内でのクロストークは、以下のように考え、処理する。(図 4.4 参照)
ある距離以内で起きている複数の検出イベントは、1 回イベントとして情報を改める。これを、クラスター化と呼ぶ。具体的には、2 つの検出イベントがあった場合、

$$x \leq x_0, \quad y \leq y_0, \quad z \leq z_0 \quad (4.1)$$

ただし、 $x = (x_1 - x_2)$, 座標
 $y = (y_1 - y_2)$, ID番号
 $z = (z_1 - z_2)$, ID番号

の条件を満たしているならば、2 つのイベントのエネルギーの情報は生かし、和をとり、その他のパラメーターの情報は、到着時間が早い方のイベントにあわせて、2 イベントを 1 イベントの情報に置き換えることにする。この操作により、multiplicity = 2 (以後、multi= 2 と書く。) のイベントを、クラスター化により multi = 1 のイベントとして検出データを生かすことにする。

x_0, y_0, z_0 は、定数。
 (x_0 の値の情報は、 x 位置座標そのままのデータから考察できる連続的な値である。 x_0 の値を 0~30cm と、さまざまに変えてみることで、クラスター化の条件を厳しくしたり、弛めたりすることに相当する。また、 y_0, z_0 については、検出器の構造上、 x のように連続的な値をとれず、ID番号で位置情報が割り振られているため、隣り合ったプラスチックシンチレータ間をID番号によって y_0, z_0 の条件としている。)

2 検出の情報を 1 検出の情報に変換するときには、各パラメーターは、検出が先に行われた方の情報を優先させる。

$$T_1 \leq T_2 \text{ ならば,} \quad (4.2)$$

$$(x, y, z) = (x_1, y_1, z_1)$$

$$E = E_1 + E_2$$

$$= 1$$

$$T = T_1$$

2 次的な中性子が起こす散乱のエネルギーの情報は、もともと最初の散乱中性子から

の情報を含んでいるので、(4.2)式にあるように足し合わせることになる。

1	21		41	61
2	22		42	62
3	23		43	63
4	24		44	64
5	25		45	65
6	26		46	66
7	27		47	67
8	28		48	68
9	29		49	69
10	30		50	70
11	31		51	71
12	32		52	72
			53	73
			54	74
			55	75

←隣り合うID番号

LN1,2		は、検出がおきた位置 (y,z の条件)	LN3,4		は、検出がおきた位置 (y,z の条件)
Wall A		E 以外の情報は、先に起きた検出の情報を用いる	Wall B		E 以外の情報は、先に起きた検出の情報を用いる

図 4.3 : クラスタ化の方法 (x , y についての条件)

(Wall A の場合 , Wall B の場合)

図 4.3 の説明 : (上図の Wall A 内の 2 検出反応について説明を行う。 Wall A の ID = 6 で検出があった場合、その両隣の ID=5,7,25,26,27 で、 $x \leq x_0$ の条件が満たされた、もうひとつの検出が起きていたら、2つの検出を一まとめにするクラスタ化を行う。 Wall B 内で 2 検出反応が起きた場合も同様に考えればよい。)

また、条件(4.1)式に当てはまらなかったものは、Wall 内で、ある程度離れた位置で起きているイベントであるから、クロストークであると考え、その検出データは使えない。

(図 4.4 参照)

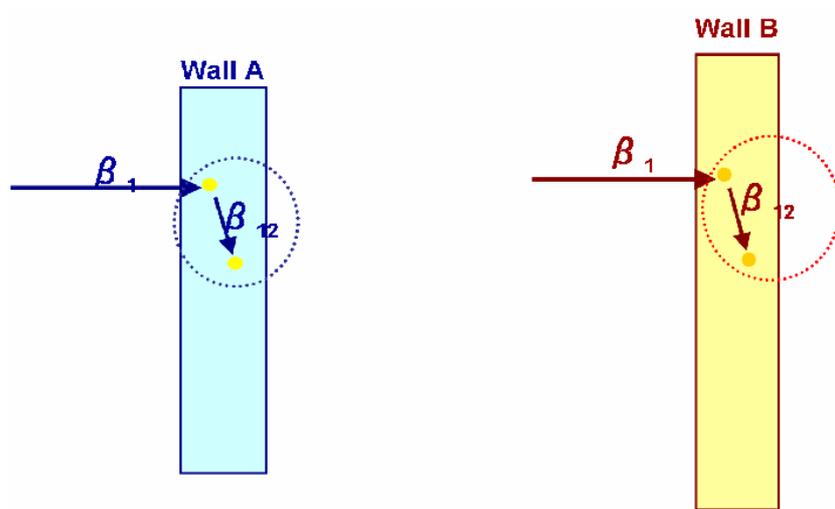


図 4.4 Wall A の場合、 β_{12} : クロストーク
Wall B の場合、 β_{12} : クロストーク

4.2.2 異なる Wall 間のクロストーク問題

2つの検出イベントがあった場合の、異なるWall間のクロストークを考える。Wall A, Wall B, それぞれに1つずつ検出された場合、運動学的な因果関係を用いてクロストークを判別することを試みる。この、異なるWall間の2検出事象がクロストークであるかどうか判別することは、非常に重要である。なぜなら、2中性子同時検出では、この異なるWall間の場合からしか得られない、真の2中性子同時検出の情報があるためである。(例えば、 $x \leq x_0$, であるような真の同時検出の場合。)

Wall 間で、ある程度離れた位置で起きているイベントであるから、その運動学的な因果関係を探る。もし、2イベントが独立ではなく、因果関係

$$t_1 \geq t_2 + \frac{d}{c} \quad (c \geq 0) \quad (4.3)$$

を持っているならば、その2イベントは2次的な散乱で生じたクロストークであると言える。 θ は、運動学的な考察から得られる値であり、 $\theta < \theta_c$ の条件を厳しくしたり、弛めたいすることで、クロストーク事象に対して、真の2中性子同時検出の情報を生かす割合が変わってくる。

θ : 散乱角(実験室系)

β_1 : 入射中性子の $\beta=v/c$
 β_{12} : イベント 1, 2 間での $\beta = (r/t)/c$
 r : イベント 1, 2 間の距離
 t : イベント 1, 2 間の検出時間差
 c : 光速度

$\beta_{12} \geq \beta_1 - \cos\theta$
 E : 入射中性子のエネルギー
 $E_p : E - E_p = E(1 - \cos^2\theta)$

より、

$$\begin{aligned}
 \beta_{12} &= \beta_1 \cos\theta \\
 &= \beta_1 (1 - \cos\theta) \\
 \theta \ll 1 \text{ ならば、} \\
 &\approx (\beta_1 / 2E) \times E \qquad (4.4)
 \end{aligned}$$

となる。条件(4.3)式が成立つか成立たないか考える場合には、2 イベントの因果関係を仮定して以上の式を計算し、エネルギー損失 E_p から β_{12} の情報を得て判別すればよい。(4.3)が満たされるような因果関係が成立っていれば、2 次散乱が起きたと考えられる。(図 4.5 参照)

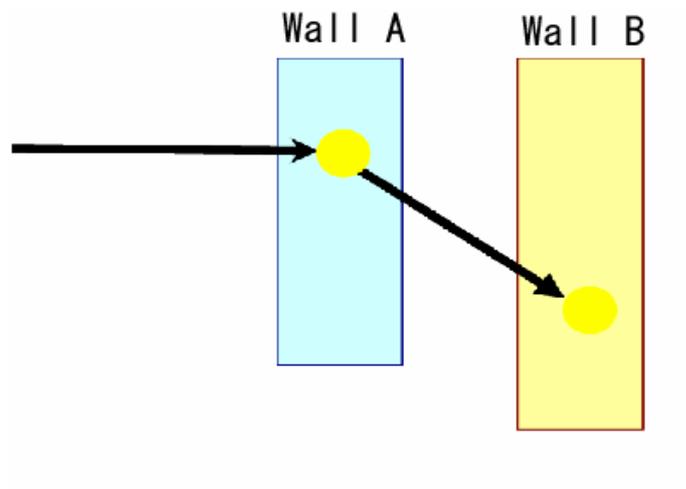


図 4.5 因果関係 : 有り : ● : クロストーク
 : 無し : ○ : 真の同時計測事象

4.3 実際の ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 実験を利用したクロストーク事象の解析

4.3.1 同じ Wall 内のクラスター化解析

4.2 で述べた方針のもとで、クロストーク事象を区別し、クロストークを排除するためのプログラムを作り、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の実際の実験データを用いてこのプログラムのクロストーク排除率を求める。

はじめ、クロストークを何も考慮していない場合は、各 multiplicity のイベント数は、図 4.6 のようになっている。multi=2 のイベント数は、multi=1 のイベント数に対して、約 10% ほどある。この他 multi=3 以上のイベント数は、multi=1 のイベント数に対して、0.45% 程度である。ここでは、図の multi=2 のイベント 3953 個について調べている。

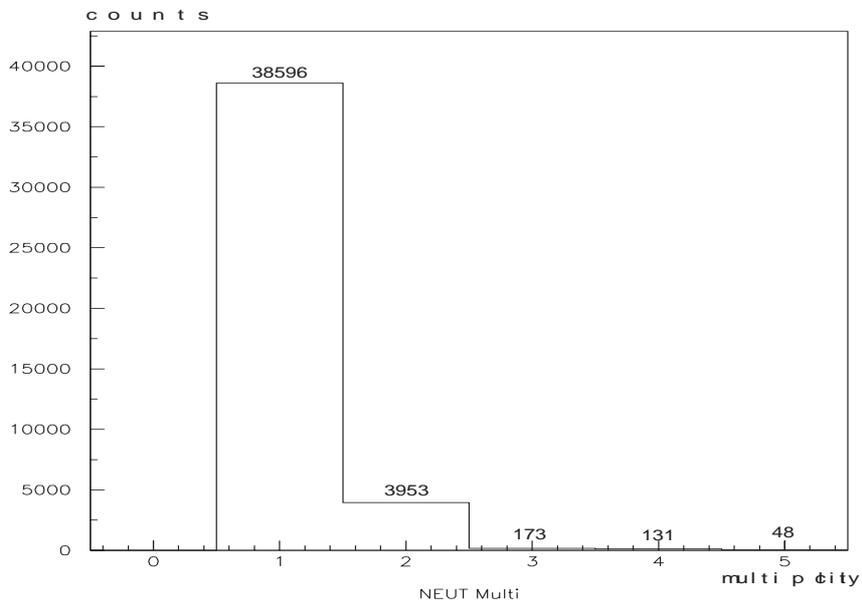


図 4.6 各 multiplicity のイベント数

まず、 x_0 の条件を決めるため、 x_0 の条件を一定として、 x_0 の条件を変えた場合のクロストーク事象の除去率の変化を調べた。結果は図 4.7 のようになった。

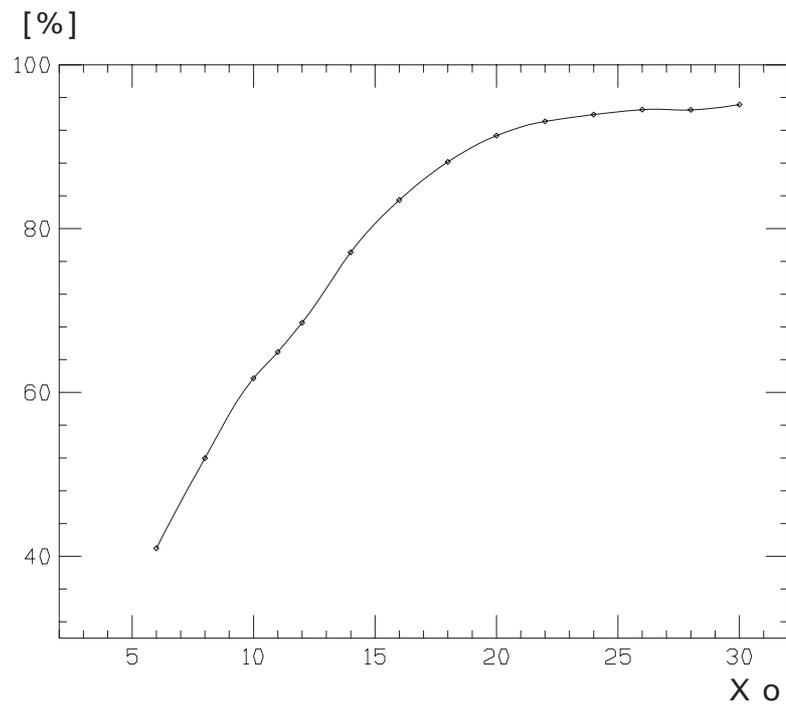


図 4.7 : x_0 の条件に因るクロストーク除去率の変化

縦軸：クロストーク除去率(%)

横軸： x_0 の条件(cm)

ここで、クロストーク除去率とは、以下のように定義している。

全体のmultiplicity = 2 のイベント数 ; N_2

同じWall内(A,B)で起きているmultiplicity = 2 のイベント数 ; N_A, N_B

異なるWall内で起きているmultiplicity = 2 のイベント数 ; N_{AB}

$$N_A + N_B + N_{AB} = N_2$$

今Wall A Wall B において、それぞれ n_A n_B 個クラスター化できたとすると、

$$\text{クロストーク除去率} = (n_A + n_B) / (N_A + N_B) \quad (4.5)$$

この図 4.7 より、 x_0 の条件を 20cm 以上にすると、クロストーク除去率は 93%ほどになり、それ以上 x_0 の条件を広げても、クロストーク除去率の変化は小さい。 x_0 の条件が、広いほうが、クラスター化が進むので、クロストーク除去率はあがる。しかしここでは1中性子散乱の反応を解析しているが、クロストーク除去の目的は、2中性子以上の中性子同時計測であるから、 x_0 の条件を広げすぎるのは、よくない。何故なら、 x_0 の条件を厳しくするほど、本物の2中性子検出事象もクラスター化される確率が増し、2中性子検出の分解能が悪くなることに繋がるからである。

x_0 の条件を決めるにあたり、以上のような考察を踏まえて、 $x_0 = 20\text{cm}$ が適当であ

ると考える。以下、 x_0 の条件を、 $x_0 = 20\text{cm}$ の場合と固定する。

4.3.2 異なる Wall 間のイベントのクロストーク除去

これから用いる変数を以下のように定義する。検出器内での 2 回目の散乱は、 $H(p,n)$ 反応が主であるとして、

E : multi = 2 の中性子検出での 1 回目の散乱時のエネルギー損失(プラスチックシンチレーターに与えられたエネルギー)

: 1 回目の散乱時の運動量損失

θ : p(陽子)の散乱角(実験室系)

の条件について考える。クラスター間で起きている multi = 2 のイベントについて、 E と の関係を 2 次元プロットした結果、(図 4.8) のようになった。

図 4.8(a)より、 E と の関係がはっきりと分かる。2 回目の中性子の散乱は、 $H(n,p)$ 反応がほとんどであると仮定して、 $E /$ の関係は、 $\theta \ll 1$ の場合、

$$E = E(1 - \cos^2\theta) \approx E\theta^2 \quad (4.6)$$

$$= (1 - \cos\theta) \approx \theta^2 / 2 \quad (4.7)$$

$$/ E \approx / 2E = 0.0026871[1 / \text{MeV}] \quad (4.8)$$

よって、

$$= 0.0026871 E \quad (\text{青色の直線}) \quad (4.9)$$

(ただし今、 $= 0.3577$, $E = 66.55\text{MeV}$ である)

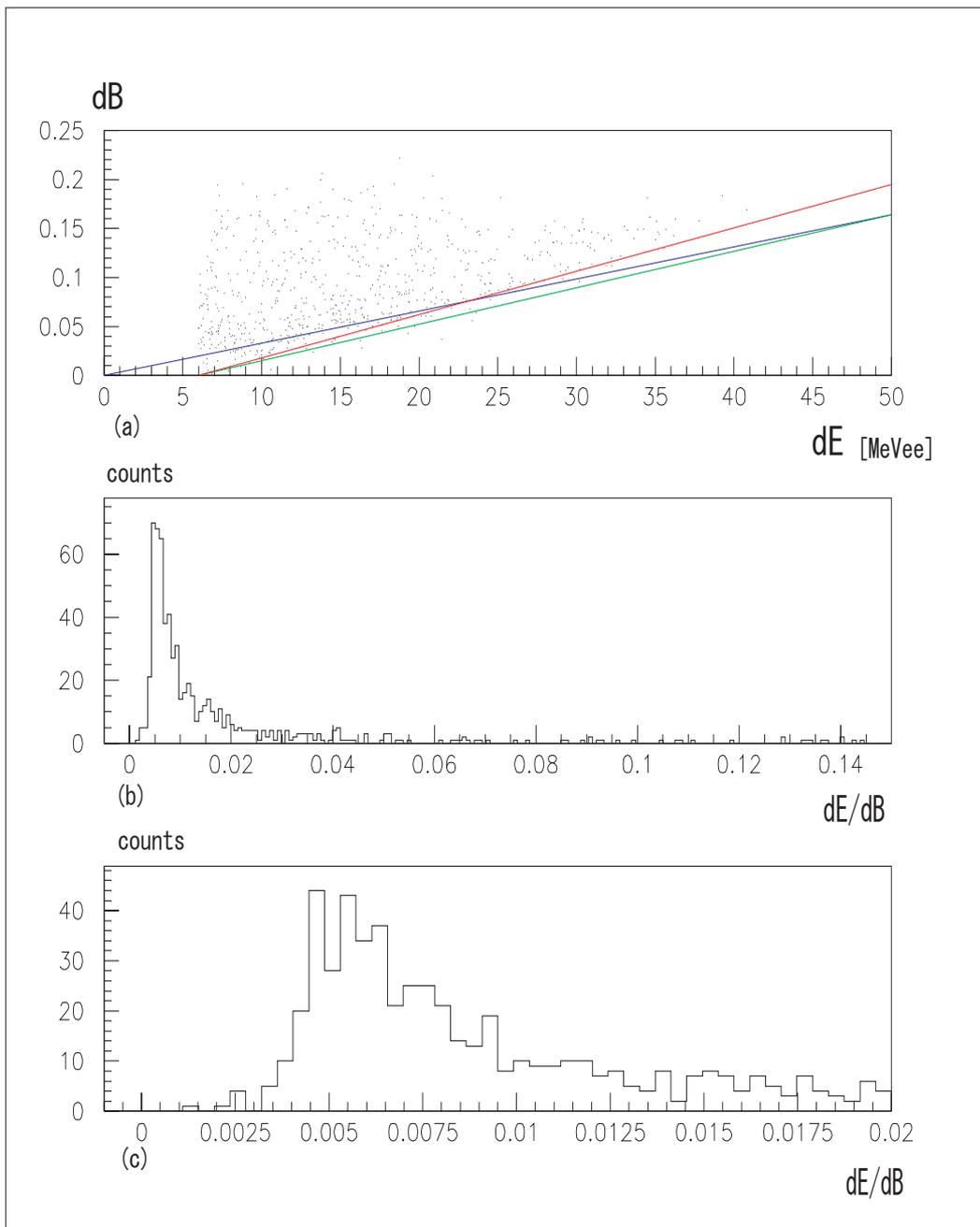


図 4.8 (a): E (中性子のエネルギー損失量)と v (中性子の速度減少量)の関係

(b): (a)図の傾き = $\frac{dB}{dE}$ / E についての 1 次元プロット

(c): (b)図の $E/100$ の小さい領域での拡大図

2.3 で述べた、光応答関数(2.8)をもちいて、(4.8)を[1/MeVee]単位に変換する必要がある。またさらに、データ解析でのスレッシュホールド値を 6.0MeVee に設定しているのであるが、検出器での光応答は、6.0MeVee 以下でも起きている。しかし、図 4.7(a) 2次元プロットから、実際のデータに即した光応答関数として表すために、座標(6.0,0)を通る関数として表す。

$$= 0.003725 E - 0.02235 \quad (\text{緑色の直線}) \quad (4.10)$$

さらに、(4.10)式では座標(6.0,0)での の値(=0.0309)を 0 と見積もっている補正を加えて、

$$= 0.004427 E - 0.02656 \quad (\text{赤色の直線}) \quad (4.11)$$

とした。図 4.8(a)より、理論値としての の値は(4.11)式が最も適していると考えられる。

図 4.7(a)の式(4.6)の直線を境界にした 2 つの領域の意味を説明する。直線より上側の multi = 2 の事象のプロットは、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の反応では必ず、クロストークと言える事象であるが、 $\text{Pb}({}^{14}\text{Be},2n){}^{12}\text{Be}$ などの本物の 2 中性子同時計測がある反応においては、その multi = 2 の事象のプロットが赤の直線よりも上側にきているものについては、本物の 2 中性子同時検出事象であるのか、クロストーク事象であるのかの区別がつかない。逆に、赤の直線よりも下側にきた multi = 2 の事象は、本物の 2 中性子同時検出事象といえることになる。このような multi = 2 のデータだけを用いて 2 中性子の運動量を決定すれば、2 中性子の運動量をより正確に測定できる。よって、2 中性子同時検出事象のイベントをクロストーク事象のものと一緒に、できるだけ排除しないで済むように、 の条件である赤の直線の傾きを決定することが重要である。傾きが大きければ、本物の 2 中性子同時検出の領域が広がるので、同時検出のイベント数を増やすことに繋がるが、その分、今度は直線より下側の領域にクロストークが混じることになるため、傾きの値の決定には慎重にならなければならない。

図 4.8(a)では、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ についての multi = 2 の事象のプロットであるため、本来赤色の直線よりも下側にくる本物の 2 中性子同時検出事象は無いはずであるが、そのような検出が数個みられる。これは Li target に当たる p が、実験では H_2 を用いているため、2 個の p が同時に ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応を起こして 2 中性子同時検出が起きている可能性が考えられる。そのほか、磁場や電場で起動を曲げたり、VETOカウンターで gate をかけて除外しているはずの p が中性子検出器内に入射している可能性も考えられる。

傾き(以後 a とする)についての 1 次元プロットをとり、半経験的にクロストークの除去に有効な a の値を調べることができる。(図 4.8 (b),(c)参照) さらに、半経験的な

場合の a の値を決める手段として、傾き a の値を横軸に、クロストーク除去率を縦軸にとると、図 4.9 のようになる。これを参考にすれば、半経験的な a の値が決められる。

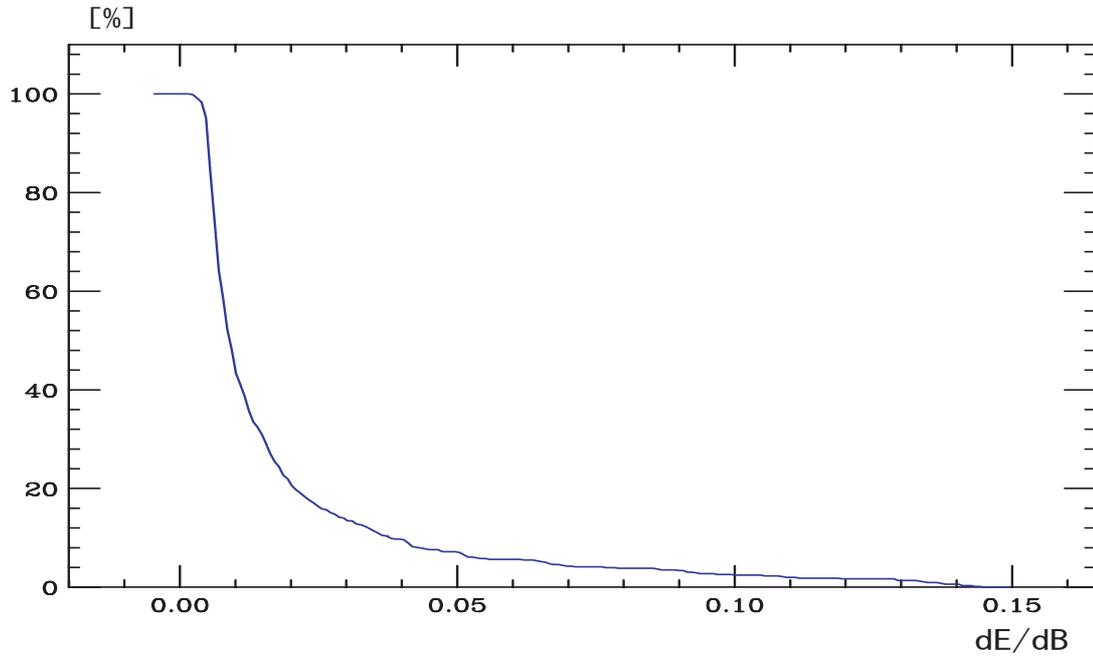


図 4.9 : 傾き a (横軸) とクロストーク除去率(縦軸) との関係

この図 4.9 と、図 4.8(c) より、 a が $0 \leq a \leq 0.005$ の範囲では、あまり変化がないため、傾きを最大の $a = 0.005$ として、これを半経験的に定めた a の値とする。また、図 4.8(b), (c) からは、式(4.6)の計算で求めた直線の傾き 0.0044 付近にピークがあることが確かめられ、 $H(p,n)$ 反応が主であるとした仮定が正しかったことがわかる。

4.3.3 クロストーク除去法のまとめ

以上をまとめると、運動学的考察から傾き a を決めた場合の、クロストーク除去率は図 4.10 のようになった。

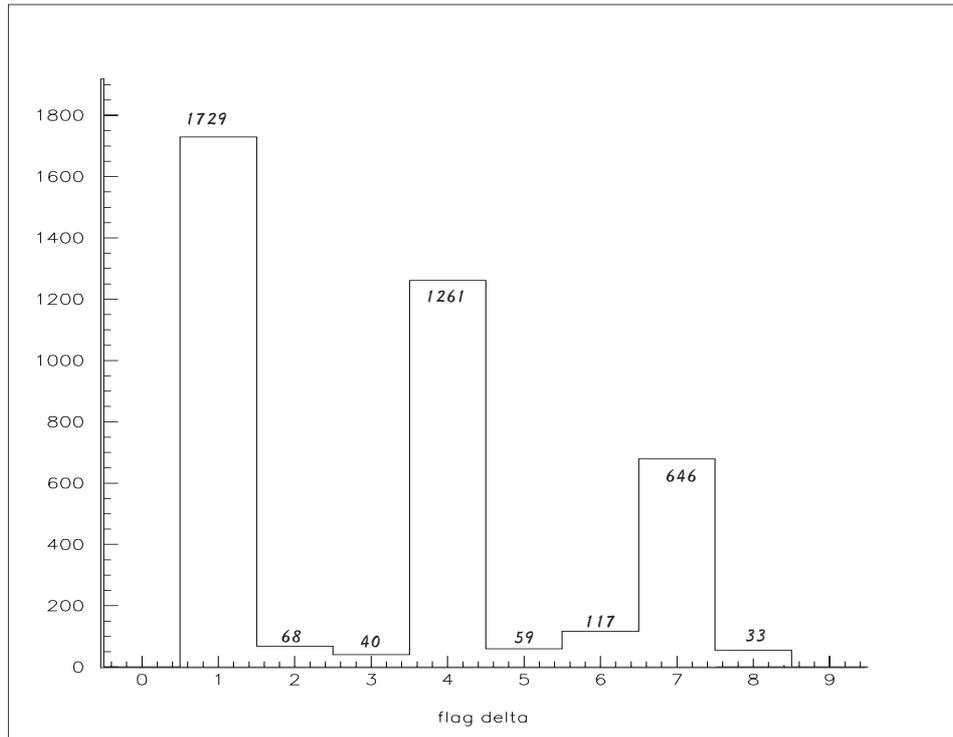


図 4.10 : 運動学的考察から得た $a(a= 0.00443)$ の値でのクロストーク事象

(flag の説明 : flag 1 ; WallA でクラスター化できたもの

flag 4 ; WallB でクラスター化できたもの

flag 2 + flag 3 ; WallA でクラスター化できないもの

flag 5 + flag 6 ; WallB でクラスター化できないもの

flag 7 ; 因果関係があるもの

flag 8 ; 因果関係がないもの

まず、図 4.10 の各 flag は、下の ~ の内容に対応している。まず、wall A,B それぞれにおけるクラスター化により、

flag1 : = 1729

flag4 : = 1261

となっており、

クラスター内での multiplicity = 2 の状態 : $3958 - 679(: \text{flag}7) = 3279$ のうち、

$$(\quad + \quad) = 2990$$

が、multiplicity = 2 から multiplicity = 1 へ変換されている。

よって、同じ Wall 間でのクロストーク除去率は、

$$2990 / 3279 \times 100 = 91.2\% \quad \text{である。}$$

よって、クラスター化できなかったものクロストークは、

$$68 + 40 + 59 + 117 = 284 \quad : (\text{flag2}, +\text{flag3}, +\text{flag5}, +\text{flag6}) \quad \text{となった。}$$

異なる Wall 間でのクロストーク数は、

$$3958 - (1729 + 68 + 40 + 1261 + 59 + 117) = 679$$

である。このうち、運動学的考察による a の値の条件 (a の値) その結果、運動学的

因果関係が認められたもの(2 次的散乱によるクロストークとはっきりしたもの)は、

$$646 \quad : \text{flag7} \quad (\text{異なる Wall 間でのすべてのイベント})$$

と、なり、因果関係が認められなかったもの(クロストークではない、真の 2 中性子同時計測事象)は、

$$33 \quad : \text{flag8}$$

となっている。これより、クロストーク除去率は、 $(33/679) \times 100 = 95\%$ である。

4.3.4 異なる Wall 間のイベントのクロストーク除去法の補足

以上は、 E を用いた μ の最適値の決定方法であるが、さらに、 μ は p の散乱角 θ に依存しているため、その θ 依存性から有効な μ の決定方法がないかを同様にして考察する。 μ / E と θ^2 の 2 次元プロットを図(4.11)に示す。

図(4.11)の(a)における青い直線は、(4.4)式より求まり、 $\theta \ll 1$ の時には、

$$\mu / E \approx \theta^2 / 2 \quad (4.12)$$

と近似できる。

図(4.11)の(a)にあるように、直線 $\mu / E \approx \theta^2 / 2$ より下側には多数のイベントがある。これは、本物の 2 中性子同時検出であるはずだが、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ではそのような反応は起こらないため、このように本物の $\text{multi} = 2$ が多数あるのはおかしい。この原因は、 $\theta \approx 0$ で近似している(4.12)の直線が不適切であるためと考えられる。実際の θ は、 $\theta \ll 1$ であるものが多いが、 θ の大きい方向への散乱も無視できない程度に存在している。よって、 θ に関しては $\mu / E = 1 - \cos\theta$ の評価が最適であると考えられる。

半経験的に得る μ の値は、図(4.11)の(a)のグラフの傾きについての 1 次元プロットを行い、どの値が最適であるかを探す方法がある。図(4.11)の(b)(c)がそのプロットである。図(4.11)の(b)(c)の 0.50 付近には、ピークがみられ、主な反応が $\text{H}(p,n)$ 散乱であることを裏付けている。これより、求められる μ の条件を課した解析の結果は、図 4.12, となる。解析結果を比べれば、 E による μ の評価に比べて、 θ による μ の評価はよくないことが分かる。よって、 μ の評価に関しては、 E を用いたほうが適当であると言える。

よって、図 4.12 より、異なる Wall 内でのクロストーク除去率は、

$$547 / (547 + 107) = 84.3\%$$

と求められる。

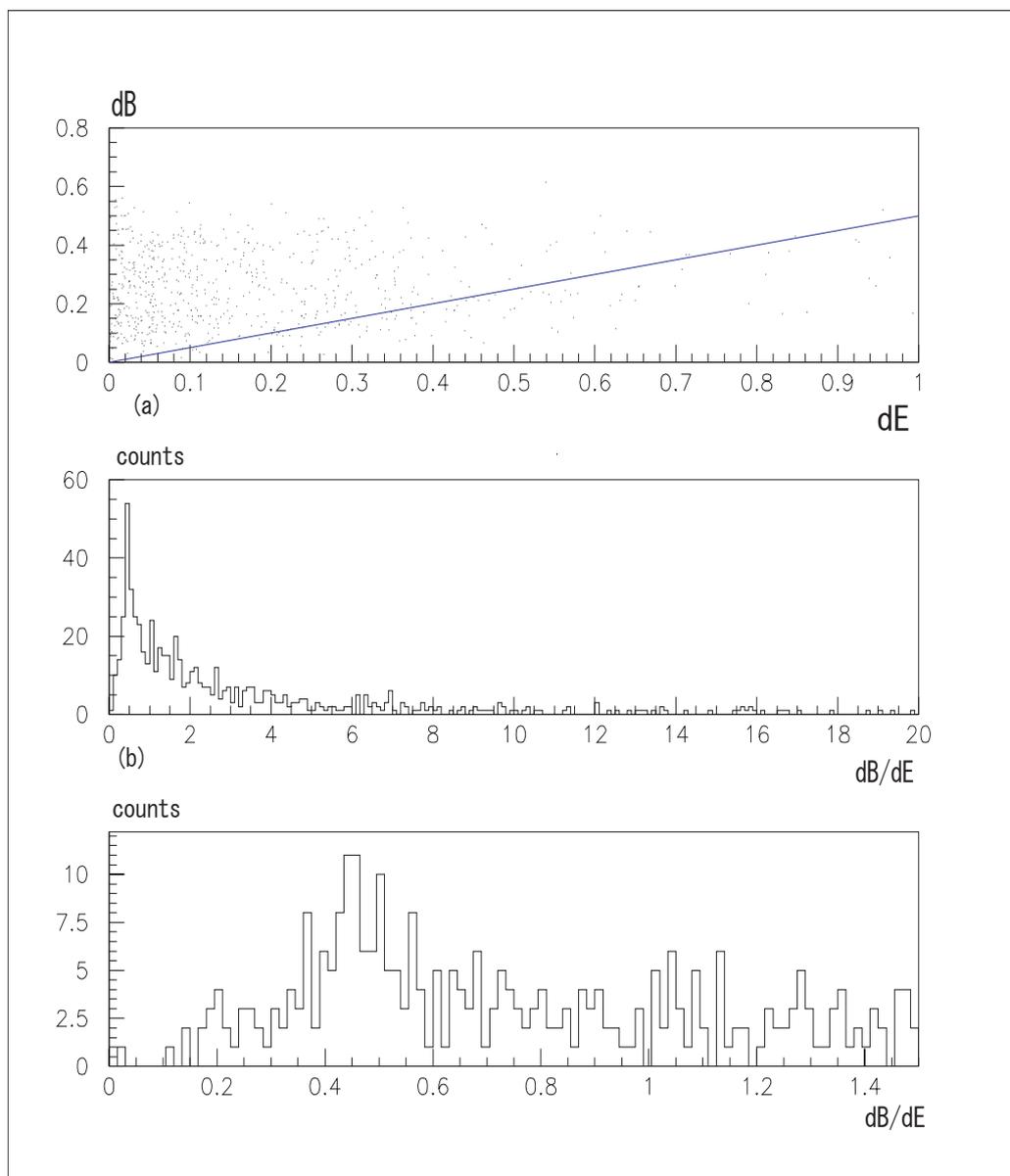


図 4.11 (a) : θ と、 θ^2 の関係(直線は、 $\theta = \theta^2/2$ の関係式)

(b) : (a)の傾き(θ)/ θ^2 の 1次元プロット

(c) : (b)の(θ)/ $\theta^2 = 1/2$ 付近の拡大図

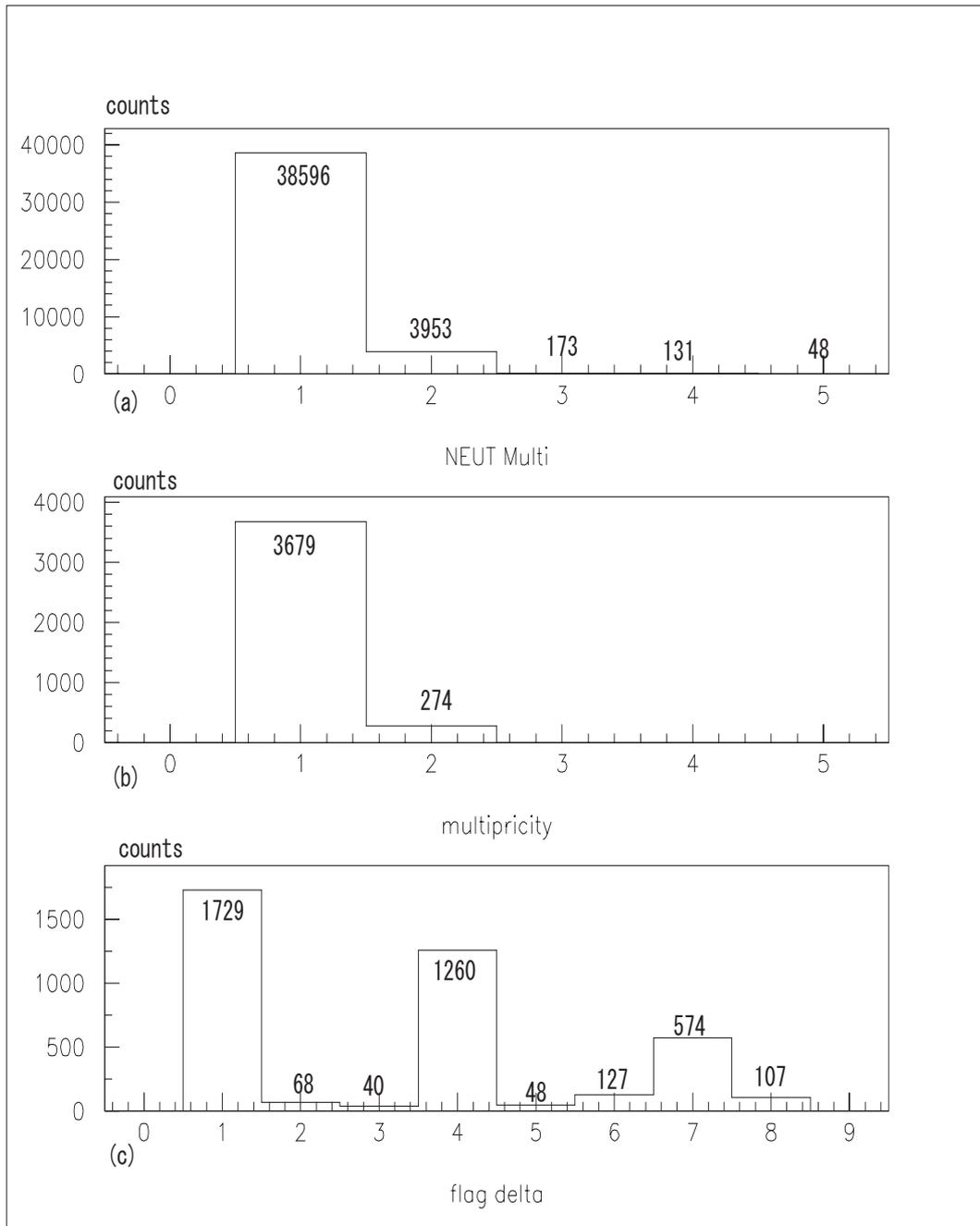


図 4.12 運動学的な考察から得た $\theta \approx \theta^2/2$ の条件によるクロストーク事象
 (a) : クロストークを考慮する前の multiplicity
 (b) : クロストークを考慮した後の multiplicity
 (c) : クロストーク検証の流れ。Flag は、図 4.2 の番号と同じ意味

5 シミュレーションによるクロストーク事象の検証

前節で述べた考察と、検出器内で実際起きているクロストークの様相がどれほど合っているか、それを確かめる手がかりとして、ksuvax計算コードを用いたシミュレーションを行った。シミュレーションの設定は、実際の ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ の実験に即した条件を用いている。

条件：

- 入射中性子のエネルギー：66.55MeV
- プラスチックシンチレータ LN1,2 のサイズ：72cm * 214cm * 12cm
- 入射中性子は中性子検出器の狭い範囲に入射している
- スレッシュホールドを6.0MeVに設定
-

この結果、図 5.1 が得られる。これより、以下のことが考察できる。

(a)図から、最初の反応は入射中性子のエネルギーが66.55MeVより、図 2.2 にあったように散乱断面積の一番大きい6番C(n,2n), C(n,np)の反応が最も多くおきており49.8%の割合である。次に散乱断面積の大きいH(n,p)反応が37.5%の割合で起きている。その他の反応はCの非弾性散乱で、4番の ${}^{12}\text{C}(n, \){}^9\text{B}$ の反応と5番の ${}^{12}\text{C}(n,n')3$ の反応がそれぞれ5.54%, 7.20%の割合でおきている。次の(b)図からは、(a)図の5, 6番の反応で生じた2次中性子が起こしている反応がわかる。1回目の散乱でエネルギーは減少しているため、2次中性子の検出反応のエネルギーは図(f)にあるように、ほとんどが30MeV以下である。そのため、図 2.1 にあったように、H(n,p)反応の散乱断面積が圧倒的に大きく、(b)図でも1番の反応が90.6%, 6番の反応が8.10%, 4, 5番の反応が0.75%, 0.60%の割合でおきている。(c)図においては、100%, 1番の反応となっている。(f)図より、2回目の散乱は、ほとんどが30MeV以下の低いエネルギーの散乱となっていたが、これは、(d)図を参照するとさらにはっきりする。1回目の散乱に対して2回目の散乱は、エネルギーが低くなる相関があることがわかる。(e)図より2中性子検出反応において、どのような距離間隔で2回の散乱がおきているのかがわかる。

- 2回の検出反応は、距離にして $r \leq 25 \text{ cm}$ の範囲内にほとんど収まっている。
- 2次的名中性子の検出は、

以上のように、前節での考察を裏付ける現象が検出器内で起きていることが確かめられた。

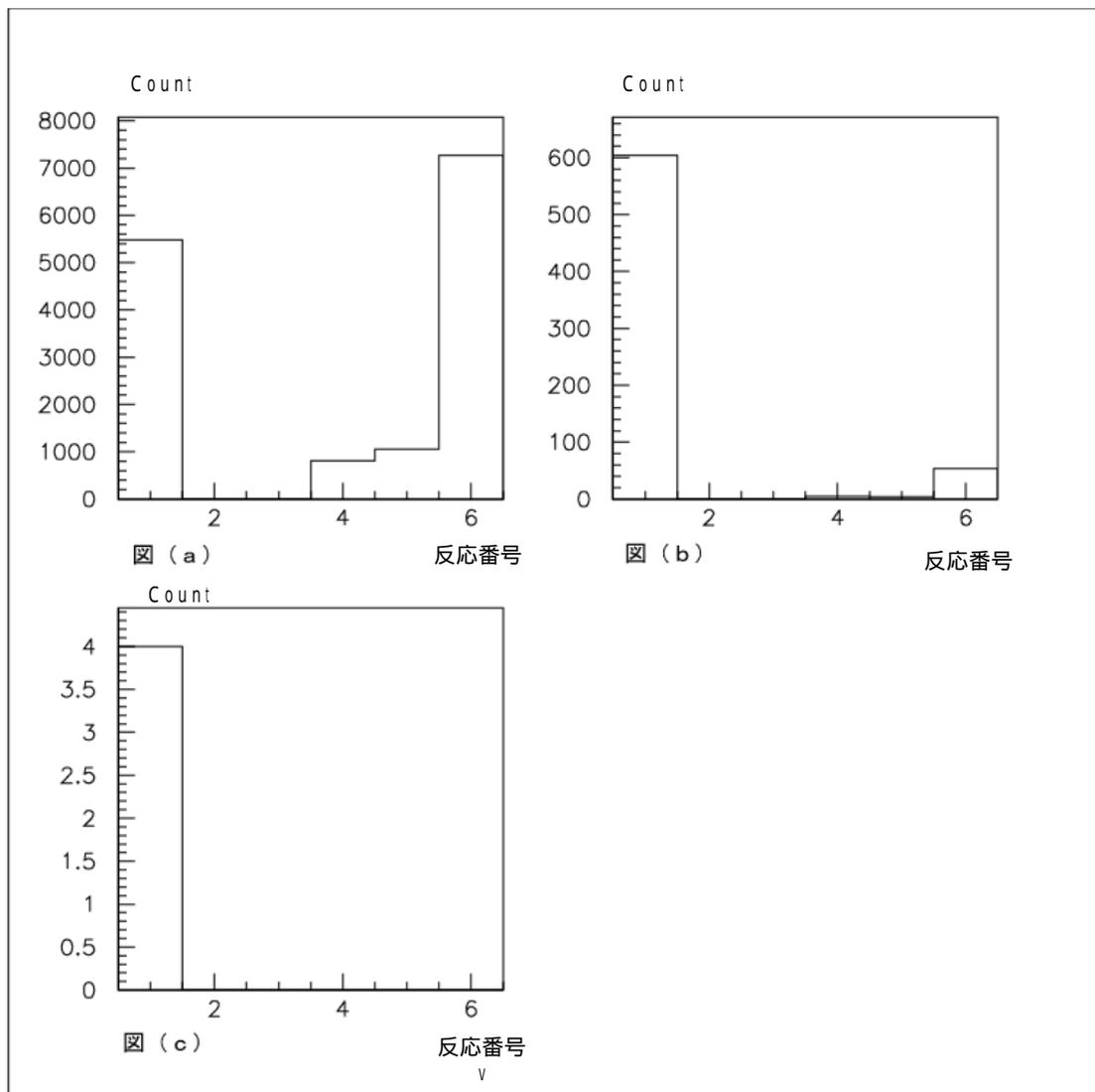


図 5.2 : (a)図 : 検出器内で最初に発光した反応の種類(1 番から 6 番の反応は表 2.2 に示されている)

(b)図 : 2 番目に発光した反応の種類

(c)図 : 3 番目に発光した反応の種類

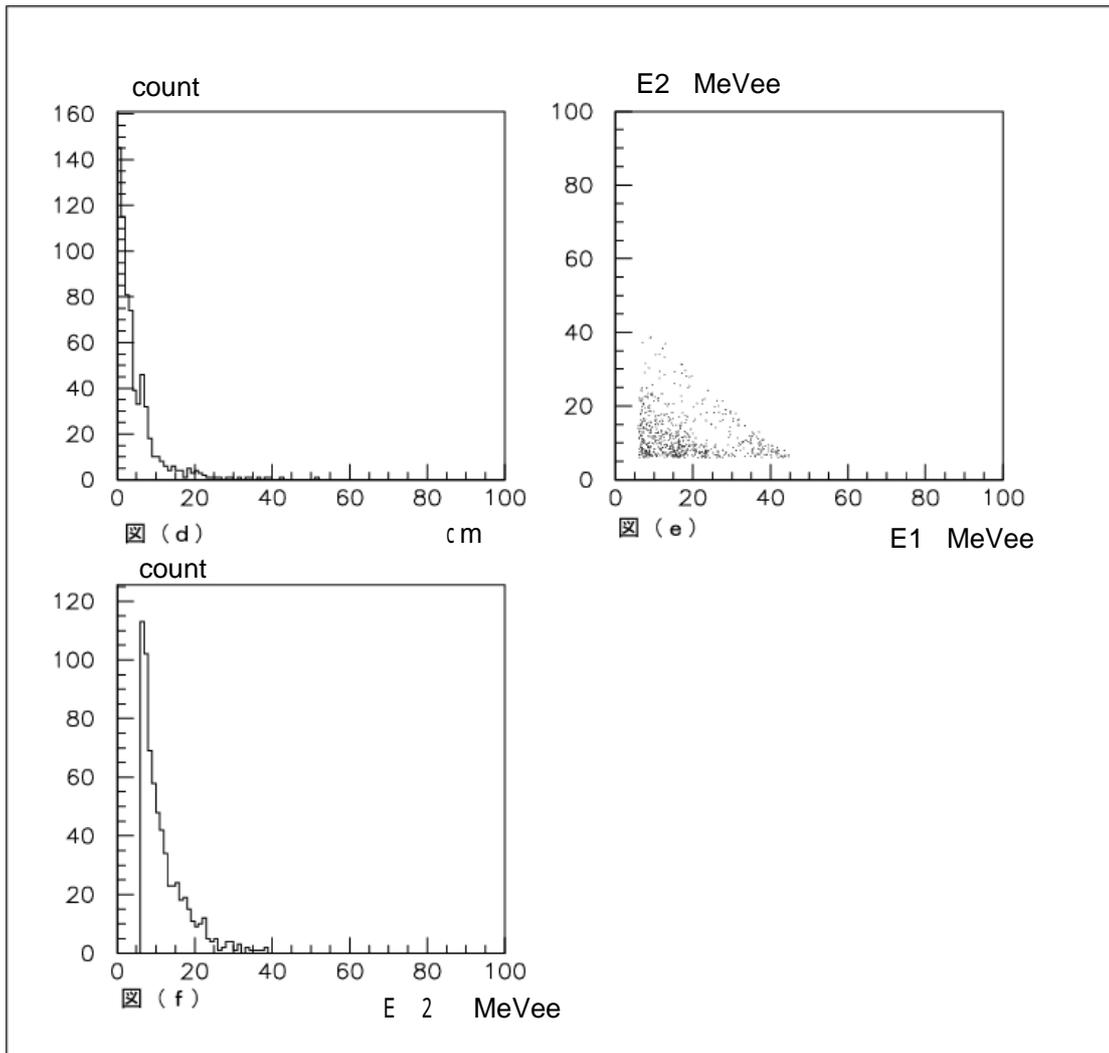
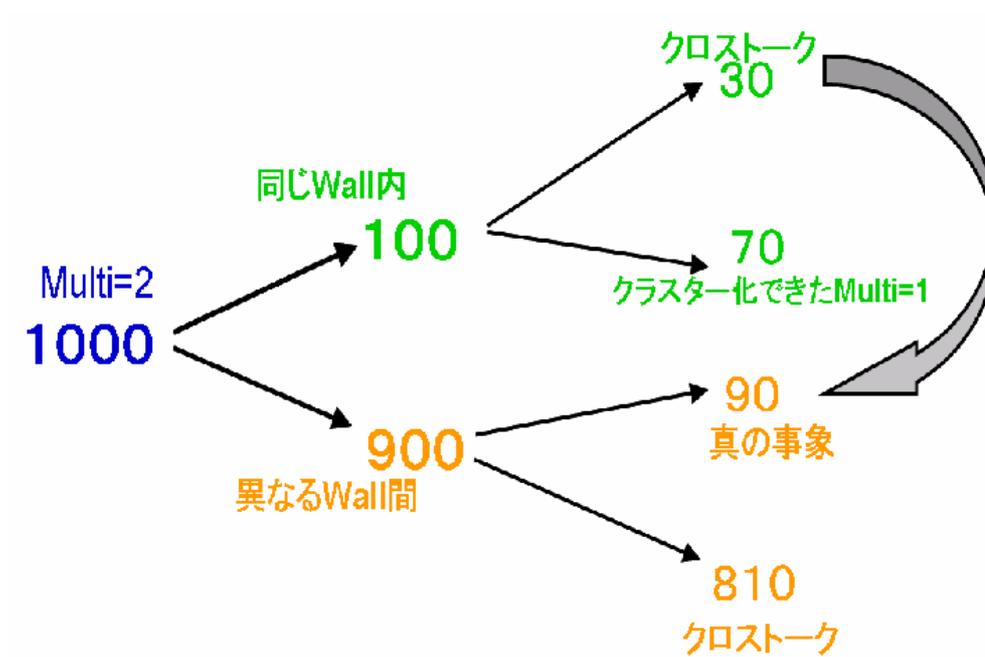


図 5.2 (d)図 : multiplicity=2 の場合のみについての、1 番目と 2 番目の発光のエネルギーについての 2 次元ヒストグラム
 (e)図 : multiplicity=2 の場合のみについての、2 回の検出反応の距離 (r) の分布
 (f)図 : multiplicity=2 の場合のみについての、2 番目の発光のエネルギー (MeVee) についての 1 次元ヒストグラム

第6章 まとめと今後の課題

本研究では、将来的に中性子過剰核の分解反応で生じる複数中性子の同時検出を行うために、中性子検出器で起きるクロストークを判別するための方法を確立する予備的な研究を行った。中性子のエネルギー領域は、中間エネルギー状態を対象とし、このエネルギー領域で起きる中性子検出器内の反応やその反応の特長をシミュレーションによって調べた。また、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 実験のデータを解析して1中性子が起こす中性子検出の仕組みをさらった。さらに、1中性子がおこすクロストーク事象についての研究を行い、クロストーク判別を行うために必要となる、基本的なパラメーターに対する評価基準を求めることができた。それは、論文中の(図4.7)と、(図4.9)である。

これより、測定したい複数中性子のイベントの性質によって、的確な X_0 の値、 θ の値を定めて、クロストークを除去方法を考えることができる。例えば、 $\text{multi} = 1$ のイベント数が、10000、 $\text{multi} = 2$ のイベント数が100であるような実験がある場合、



上図のような状況の場合を考える。これは、 $\text{multi} = 2$ の場合が1000イベントあり、そのうち、Wall内のイベントが100、Wall間のイベントが900あったとする。そのうち、 X_0 の条件を小さくし、クロストーク排除率が低い70%ほどにしたとする。Wall間のクロストーク排除率は θ を90%のクロストーク排除率になるように定められているとする。

この場合、810 のイベントは捨てるべきイベントで、70 のイベントはクラスター化により、multi = 1 の場合と同じイベントとなる。問題は、30 と 90 のイベントの比率であり、90 に対して、30 のイベントが問題なければ、 X_0 のそれぞれの条件は適当であるといえる。よって、複数中性子の散乱実験によって、その条件は、(図 4 .)と、(図 4 .)の情報をもとに、考えなくてはならない。

以上のような判断材料を今回の研究により、求めることができた。
今後は、さらに 3 個、4 個の中性子が同時に散乱される分解反応におけるクロストーク事象を判別し、真の事象をもとめるためのアルゴリズムを考えていくことをめざす。

付録 A

● 弾性散乱による検出方法

高速中性子の検出方法は、軽い原子核と中性子との弾性散乱を用いた反跳核検出方法が有用である。軽い原子核とは 水素,重水素, ヘリウム であり、このような、中性子と質量差の小さい核による散乱では、反跳核へ効率よく中性子の運動エネルギーが移行するため中性子の運動量測定に最適である。よって、散乱により生じた反跳核の運動量を測定することで、次に記した関係式により中性子の運動量を求めることができる。この測定方法は反跳核法と言われている。

以下のように変数を設定する。散乱の様子は、図 A.1 に重心系、実験室系のそれぞれについて示す。

- M : (標的核の質量) / (中性子の質量)
- E : 実験室系の反跳核の運動エネルギー
- E_n : 実験室系の入射中性子の運動エネルギー
- Φ : 重心系での中性子の散乱角
- θ : 実験室系での反跳核の散乱角
- φ : 実験室系での中性子の散乱角

エネルギー保存則と運動量保存則から、

$$E = 2 E_n (1 - \cos\Phi)M (1 + M)^{-2} \quad (1)$$

$$2 \cos^2\theta = 1 - \cos\Phi \quad (2)$$

(1)と(2)より、

$$E = 4E_n (\cos^2\theta)M (1 + M)^{-2} \quad (3)$$

M が大きければ大きいほど、エネルギー以降率、(E / E_n)は、小さくなることわかる。

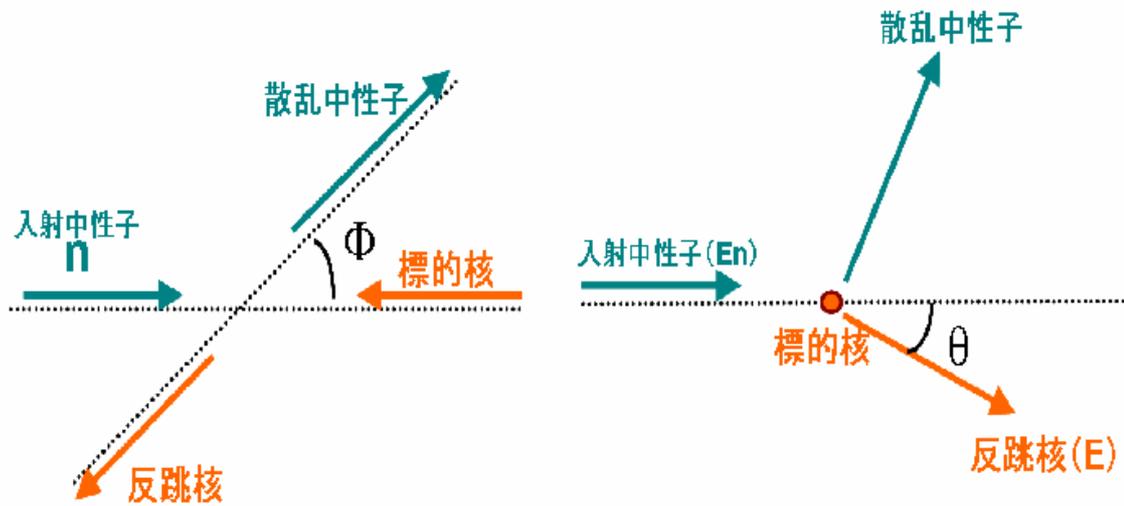


図 A.1 重心系と実験室系から見た散乱の様子

とくに、水素との弾性散乱では $M=1$ より、

$$E = E_n \cos^2\theta \quad (4)$$

$$E_n = E \sin^2\theta \quad (5)$$

$$\varphi = \pi/2 - \theta \quad (6)$$

以上の関係式が得られる。水素との弾性散乱の場合、(4)式より散乱角度(θ)によって反跳陽子のエネルギーは、ゼロから入射中性子のエネルギーまで分布することがわかる。中性子のエネルギーが高い(30MeV以上)場合には、1回の弾性散乱で中性子のエネルギーの大部分は反跳核へ移行する。(H(n,p)弾性散乱において、入射中性子のエネルギーが30MeV以下では等方散乱、30MeV以上では $\theta = 90$ 度で対称な前方散乱、後方散乱がおこる。これは、交換力による相互作用でnとpの電荷交換がおこり、中性子が陽子に変わって前方散乱がおきるためである。 $\theta = 90$ 度での対称性は、交換力と非交換力の割合に対応している。)反跳陽子が最大の運動エネルギーを得るのは、 $\theta = 0$ 度の場合であり、このとき入射中性子エネルギーが全て移行するので、水素は最も有効な減速材といえる。