

2013 年度物理学科学課題研究 P4 卒業論文
「GDR 領域における光分解反応」

京都大学理学部 4 年

上村拓也

大畑成史

高三和晃

西宮大輔

橋本雄馬

松野秀昭

森田皓之

2014 年 3 月 24 日 (月)

概要

^4He 原子核の光分解反応の断面積はエネルギー 25 MeV 付近の巨大双極子共鳴領域でピークをもち、その後減少するということが理論、実験の両面から確かめられてきた。また、理論の発展により ^4He の光分解反応を現実 に即した NN ポテンシャルで記述できるようになった。しかし、この反応の研究には共鳴領域での波動関数が決定できていないこともあり、この反応には研究の余地が残されている。さらに 2005 年に [1] T.Shima *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 044004 (2005). によって報告された断面積は過去の理論、実験とは大きく異なり、断面積がピークを持たず単調増加するデータであった。この結果もまだこの研究が不十分であることを示唆している。そこで、この ^4He の光分解反応の断面積をピークがあると考えられている 25 MeV 付近で測定し、実際に断面積を決定した。実験は SPring-8 敷地内にある New SUBARU 放射光施設にて実施した。 γ 線を当てるターゲットには ^4He ガスを用いた。光分解反応の検出には Si 検出器と液体シンチレーション検出器を用い、互いに逆向きに散乱する中性子と ^3He の組、陽子と三重水素の組を同時に検出することで断面積を決定した。その結果、25 MeV 付近でピークを持つような断面積が得られた。

目次

1	導入	8
1.1	巨大双極子共鳴	8
1.2	荷電対称性と光分解反応	8
1.3	実験動機	9
2	理論的背景	10
3	実験	11
3.1	実験施設の概要	11
3.1.1	New SUBARU 実験棟	11
3.1.2	ビームライン BL01	12
3.2	実験装置	12
3.2.1	装置の全体像	12
3.2.2	^4He ガスチェンバー	13
3.2.3	Si 検出器	14
3.2.4	液体シンチレーション検出器	16
3.2.5	検出の流れ	17
3.2.6	回路図	18
4	解析	19
4.1	光子数測定	19
4.1.1	Nd レーザー	20
4.1.2	Er レーザー	23
4.1.3	縦偏極とエネルギー分布	24
4.2	γ 線のエネルギー分布	24
4.3	(p,t) 反応の解析	25
4.3.1	23 MeV γ 線の場合	26
4.3.2	25 MeV γ 線の場合	27
4.3.3	27 MeV γ 線の場合	27
4.3.4	29 MeV γ 線の場合	30
4.3.5	34 MeV γ 線の場合	36
4.3.6	結果	36
4.4	中性子検出器の検出効率	41
4.4.1	シミュレーションによる検出効率	41
4.4.2	実験における検出効率	41

4.5	$(n, {}^3\text{He})$ 反応	44
4.5.1	back-to-back Gate	44
4.5.2	バックグラウンド γ 線	45
4.5.3	Pulse Shape Discrimination	45
4.5.4	Data / simulation	48
4.5.5	simulation	50
4.5.6	収量と真空状態	52
4.5.7	結果	52
5	結論	54
付録 A	Lorentz integral transform	57
A.1	光分解反応断面積の導出	57
A.2	LIT による近似	57
付録 B	逆コンプトン散乱	60
B.1	準単色性	60
B.2	クライン＝仁科の公式	61
B.3	γ 線エネルギー分布の具体的計算法	61
付録 C	simulation	62
C.1	event.cpp	63
C.1.1	photon	63
C.1.2	particle	65
C.1.3	gas	65
C.1.4	rectangle	66
C.1.5	circle	68
C.1.6	detector	68
C.2	constant.cpp	69
C.3	Nefficiency.cpp	69
C.4	MT.cpp	70
C.5	rand.cpp	70
C.6	p4sim.cpp	70
付録 D	run summery	71
付録 E	Si 検出器架台の設計図	75
謝辞		80

表目次

1	γ 線の最大エネルギーと電子のエネルギーの対応	13
2	レーザーの種類	19
3	光分解反応の運動学的条件	25
4	(p,t) 反応の断面積	40
5	Efficiency by simulation	42
6	線源 ^{252}Cf	42
7	$\text{Energy}=\text{ch}^*\text{a}+\text{b}$	44
8	補正定数 K	44
9	$(n,^3\text{He})$ 反応の断面積	52
10	run summery における凡例	71
12	各 run における光子数	74

図目次

1	Cross section of $^4\text{He}(\gamma,n)^3\text{He}$ reaction	10
2	Cross section of $^4\text{He}(\gamma,p)t$ reaction	10
3	AGS formalism による $^4\text{He}(\gamma,n)^3\text{He}$ 断面積	11
4	LIT による $^4\text{He}(\gamma,p)t$, $^4\text{He}(\gamma,n)^3\text{He}$ 断面積	11
5	New SUBARU 実験棟	12
6	BL01 ビームラインの概略	13
7	装置の全体像	14
8	チェンバー内部と Si 検出器	14
9	チェンバーの模式図	15
10	Si 検出器の写真	15
11	Si 検出器の模式図	15
12	Si 検出器の読み出し方法	16
13	液体シンチレーション検出器の配置	16
14	$^4\text{He}(\gamma,p)t$ 反応の模式図	17
15	$^4\text{He}(\gamma,n)^3\text{He}$ 反応の模式図	18
16	回路模式図	19
17	Nd レーザーでの MCA のスペクトル	20
18	Nd レーザーでの MCA のスペクトル (最弱出力)	21
19	畳み込みの分布 f_n	21

20	実験データと畳み込みの重ね合わせ (チャンネル変換無し)	22
21	実験データと畳み込みの重ね合わせ (チャンネル変換有り)	23
22	25 MeV γ 線の場合の γ 線のエネルギー分布	24
23	Si 検出器の通し番号	25
24	Si 検出器の tdc	26
25	23 MeV γ 線, チェンバー内真空	28
26	23 MeV γ 線, チェンバー内 ^4He 封入	28
27	23 MeV γ 線, (p,t) 反応のシミュレーション	28
28	23 MeV γ 線, シミュレーションと実験との対応	28
29	25 MeV γ 線, チェンバー内真空	29
30	25 MeV γ 線, チェンバー内 ^4He 封入	29
31	25 MeV γ 線, (p,t) 反応のシミュレーション	29
32	25 MeV γ 線, シミュレーションと実験との対応	29
33	27 MeV γ 線, チェンバー内真空	31
34	27 MeV γ 線, チェンバー内 ^4He 封入	31
35	27 MeV γ 線, (p,t) 反応のシミュレーション	31
36	27 MeV γ 線, シミュレーションと実験との対応	31
37	29 MeV γ 線, チェンバー内真空, パッド型 Si 検出器含む	33
38	29 MeV γ 線, チェンバー内 ^4He 封入, パッド型 Si 検出器含む	33
39	29 MeV γ 線, (p,t) 反応のシミュレーション, パッド型 Si 検出器含む	33
40	29 MeV γ 線, シミュレーションと実験, パッド型 Si 検出器含む	33
41	29 MeV γ 線, チェンバー内真空, ストリップ型 Si 検出器のみ	34
42	29 MeV γ 線, チェンバー内 ^4He 封入, ストリップ型 Si 検出器のみ	34
43	29 MeV γ 線, (p,t) 反応のシミュレーション, ストリップ型 Si 検出器のみ	34
44	29 MeV γ 線, シミュレーションと実験, ストリップ型 Si 検出器のみ	34
45	29 MeV γ 線, (d,d) 反応のシミュレーション	35
46	34 MeV γ 線, チェンバー内真空, パッド型 Si 検出器含む	37
47	34 MeV γ 線, チェンバー内 ^4He 封入, パッド型 Si 検出器含む	37
48	34 MeV γ 線, (p,t) 反応のシミュレーション, パッド型 Si 検出器含む	37
49	34 MeV γ 線, シミュレーションと実験, パッド型 Si 検出器含む	37
50	34 MeV γ 線, チェンバー内真空, ストリップ型 Si 検出器のみ	38
51	ストリップ型 Si 検出器のみ:34MeV γ 線, チェンバー内 ^4He 封入	38
52	34 MeV γ 線, (p,t) 反応のシミュレーション, ストリップ型 Si 検出器のみ	38
53	34 MeV γ 線, シミュレーションと実験, ストリップ型 Si 検出器のみ	38
54	34 MeV γ 線, (d,d) 反応のシミュレーション	39
55	(p,t) 反応の断面積	40
56	Efficiency by M.Yosoi	41

57	n - γ discrimination detec.1	43
58	n - γ discrimination detec.2	43
59	Compton edge and pedestal of Co detec.1	43
60	Compton edge and pedestal of Co detec.2	43
61	チェンバー内での ($n, {}^3\text{He}$) 反応のモデル	45
62	中性子と γ 線の波形の違い	46
63	tail, total を得る様子	46
64	tail 成分と total 成分の相関	47
65	PMT 検出器で検出した ${}^{252}\text{Cf}$ の total/tail のヒストグラム	48
66	PMT 検出器で検出した 34 MeV における total/tail のヒストグラム	48
67	No Gate : ${}^3\text{He}$ の energy 34 MeV	49
68	back-to-back Gate : ${}^3\text{He}$ の energy 34 MeV	49
69	back-to-back Gate and PSD : ${}^3\text{He}$ の energy 34 MeV	50
70	シミュレーション : ${}^3\text{He}$ の energy 34 MeV	51
71	back-to-back Gate and PSD and シミュレーション : ${}^3\text{He}$ の energy 34 MeV	51
72	(γ, n) 反応の断面積	53
73	${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ の断面積:文献との比較	55
74	${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ の断面積:文献との比較	56
75	荷電対称性:文献との比較	56
76	event.cpp におけるオブジェクト	64
77	軸の取り方	64
78	Si 検出器架台設計図 : 側板	76
79	Si 検出器架台設計図 : 底板 (1)	77
80	Si 検出器架台設計図 : 底板 (2)	78
81	Si 検出器架台設計図 : 天板とスペーサー	79

1 導入

1.1 巨大双極子共鳴

原子核の集団運動には二種類あり, 1 つは回転運動, もう 1 つは振動運動である. 原子核内の核子が集団励起されると原子核内の多くの核子が平衡形状を中心に振動を始める. 巨大共鳴とはこの振動運動の一種であり, 特に原子核内の全ての中性子, 陽子が互いに逆位相で振動している状態を双極子振動と呼ぶ.

^4He において, この双極子振動領域では後述の光分解反応の断面積がピークを持つということが理論, 実験分野共に確認されてきた. 我々の実験も, この双極子振動領域での光分解反応の断面積がピークを持つかに主眼を置いて行った.

1.2 荷電対称性と光分解反応

陽子, 中性子はほとんど等しい質量を持ち, また同じスピン $\frac{1}{2}$ をもつ. 故にこれらを同一粒子の内部状態の異なる 2 状態とみなす定式化が Heisenberg によってなされた. これによると, スピン行列 $\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma}/2$ に対応してアイソスピン $\mathbf{t} = \boldsymbol{\tau}/2$ を導入し, $\boldsymbol{\tau}$ の各成分は以下の通りである.

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

$$\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

このとき, 中性子・陽子の状態ベクトルを

$$|n\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

のように定めると, これらはそれぞれ

$$\tau_3|n\rangle = |n\rangle, \tau_3|p\rangle = -|p\rangle \quad (1.6)$$

となり, τ_3 の固有値 ± 1 をとる異なる 2 固有状態であることが分かる.

これらのアイソスピンが良い量子数であるとき, 陽子と中性子は原子核相互作用において荷電対称性 (n - n , p - p 間の核力が等しい) が存在する. 荷電対称な反応の微分断面積はほぼ等しい値をとり, 荷電対称性が破れた場合には異なる値をとることが知られている.

荷電対称性の破れの検証に適した反応に ^4He の光分解反応がある. ^4He に γ 線を当てると, (1.7) から (1.11) の 5 つの反応が生じる.

$$^4\text{He}(\gamma, pn)^2\text{H} \quad (1.7)$$

$$^4\text{He}(\gamma, n)^3\text{He} \quad (1.8)$$

$$^4\text{He}(\gamma, p)t \quad (1.9)$$

$$^4\text{He}(\gamma, ^2\text{H})^2\text{H} \quad (1.10)$$

$$^4\text{He}(\gamma, 2p)2n \quad (1.11)$$

上記のことから (1.8), (1.9) の断面積比

$$R_\gamma = \frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)} \quad (1.12)$$

の値を求めることで荷電対称性の破れを検証することができる. これには光分解反応の正確な断面積を求める必要がある.

また ^4He は光分解反応に適した原子核であり, これは以下の 6 つの理由による.

1. 基底状態のアイソスピン ($I = 0$) が純粋である.
2. 自己共役な原子核の中でも閾値の違いが小さい.
3. 終状態に励起状態がないので反応チャンネルが一意に決まる.
4. Z が小さくクーロン力の考慮が小さい.
5. E_γ が 30 MeV 以下の領域では主に E1 遷移によって遷移が起こる.
6. E_γ が 40 MeV 以下では荷電対称なチャンネル以下のチャンネルは無視できる.

ここで E_γ は遷移の終状態と始状態のエネルギー差である.

1.3 実験動機

エネルギー 25 MeV 付近の GDR (Giant Dipole Resonance) 領域では先の反応の断面積がピークを持つことが理論・実験両面から確認されていた. しかし, 2005 年に従来のデータとは異なり, 25 MeV 付近でピークを持たずに断面積が単調増加する実験データが出た. 図 1, 図 2 に断面積のグラフを示す. ここで, グラフ中の実線は理論曲線であり, 赤い円で囲まれた点が [1] T.Shima *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 044004 (2005). によるデータである. これをみるとほとんどの実験データが理論曲線に沿って 25 MeV 付近でピークをとっていること, そして [1] T.Shima *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 044004 (2005). のデータが単調増加していることが見て取れる. 先にも述べた通り, ^4He の光分解反応は荷電対称性の破れの検証に有用であり, これには断面積の正確なデータが求められる. 故に我々は既存のデータに新たにデータを貢献すると共に, 正確な断面積を求めること, そして得たデータから荷電対称性の破れを検証することを目的として本実験を行った.

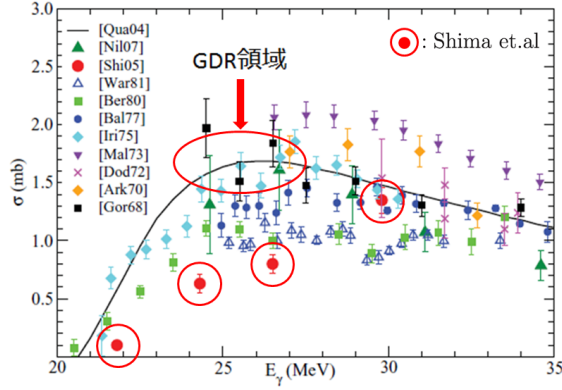


図 1 Cross section of ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ reaction
 [1] T.Shima *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 044004 (2005).
 [2] W.Tornow *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 061001 (2012).

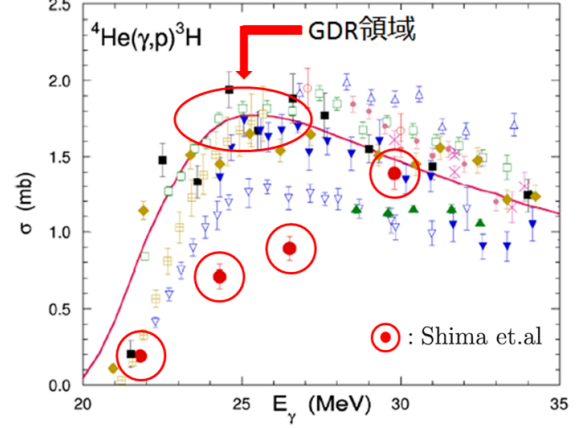


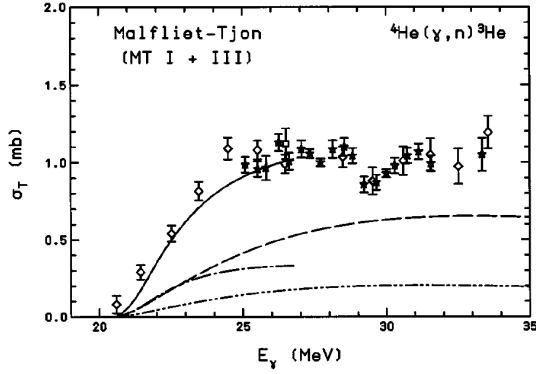
図 2 Cross section of ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ reaction
 [1] T.Shima *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 044004 (2005).
 [2] R.raut *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 042502 (2012).

2 理論的背景

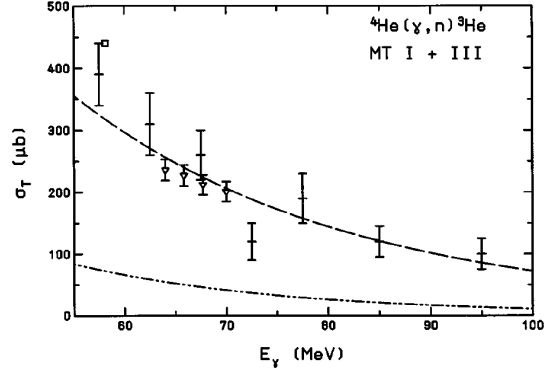
${}^4\text{He}$ における $3N+N$ 光分解の断面積のエネルギー依存性は G. Ellerkmann らによって Alt-Grassberger-Sandhas (AGS) formalism を用いて理論的に研究されている [6]. また, Lorentz integral transform (LIT, 詳細は付録 A 参照) を用いた理論的研究も存在する [7], [8]. いずれの方法も積分方程式を現実的な核子核子間相互作用である MTI-III ポテンシャル [9]

$$V(r) = -\lambda_A \frac{e^{-\mu_A r}}{r} + \lambda_R \frac{e^{-\mu_R r}}{r} \quad (\lambda_A = 3.22, \mu_A = 1.55 \text{ fm}^{-1}, \mu_R = 2\mu_A)$$

を用いて終状態相互作用 (final state interaction) を含んだ形で解いており, Born 近似を超えた評価がなされている. いずれの方法による断面積も 25 MeV から 35 MeV の領域で巨大双極子共鳴と見られるピークが存在することが示されている. 以下にそれぞれの方法による断面積のエネルギー依存性を示しておく (図 3, 図 4). つまり, 巨大双極子共鳴が見つからなかったという Shima らの実験結果 [1] を再現する理論は現在のところ存在しない. したがって, このエネルギー領域での $3N+N$ 光分解の断面積を正確に調べることは, これまでの理論の正しさを確かめるという意味でも重要である.

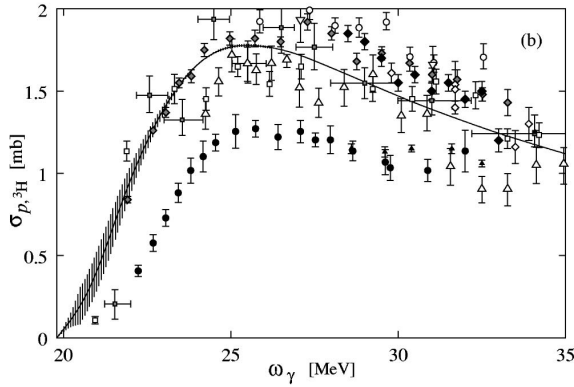


実線が完全な AGS による解を示す。

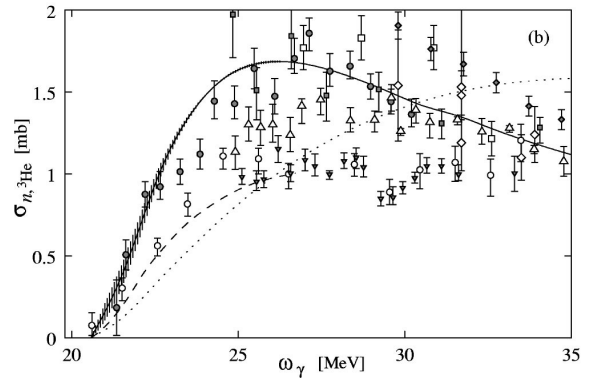


破線が完全な AGS による解を示す。

図 3 AGS formalism による ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 断面積 [6]



実線が完全な LIT による解を示す。



実線が完全な LIT による解を示す。

図 4 LIT による ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$, ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 断面積 [8]

3 実験

3.1 実験施設の概要

3.1.1 New SUBARU 実験棟

本実験は放射光施設 SPring-8 にて 12 月 10 – 16 日に行われた。SPring-8 は兵庫県の播磨科学公園都市にある大型放射光施設である。実験では SPring-8 敷地内の New SUBARU 実験棟を利用した。

SPring-8 が硬 X 線の超高輝度放射光発生に特徴があるのに対して、New SUBARU は極端紫外光から軟 X 線領域の放射光を発生することができる施設である。また、後述するが逆コンプトン散乱による γ 線を利用した実験も可能である。実験施設の全体像を図 5 に示した。図中央の電子蓄積リングに SPring-8 の線形加速器から電子を入射し、リングから出る放射光を利用して多くの実験が行われている。

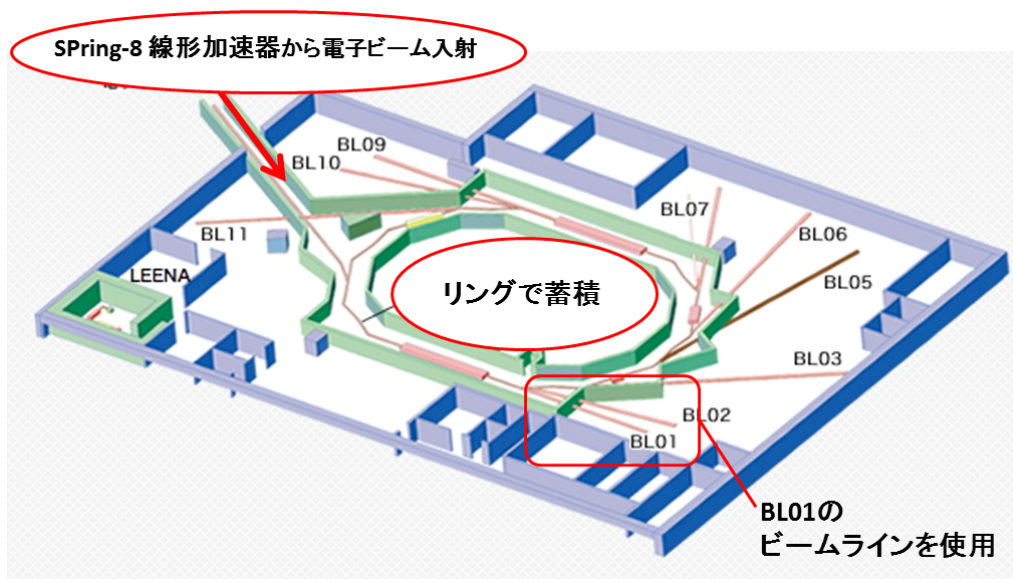


図 5 New SUBARU 実験棟

3.1.2 ビームライン BL01

New SUBARU では計 9 つのビームラインが稼働しているが、今回は BL01 ビームラインを使用した。このビームラインでは電子からの放射光ではなく、電子とレーザーの逆コンプトン散乱によって得られる γ 線が利用されている。

逆コンプトン散乱とは、光子に対して高速の電子を衝突させることでエネルギーを与える散乱過程であり、得られる γ 線の単色性が高いのが特徴である。逆コンプトン散乱に関する詳細は付録 B にまとめた。

このビームラインでは、レーザー装置やミラーを図 6 のように設置することで逆コンプトン散乱による γ 線を得ている。

レーザー装置としては、Nd レーザーと Er レーザーを用いた。Nd レーザーの波長が $1.064 \mu\text{m}$ であり、Er レーザーの波長が $1.550 \mu\text{m}$ であった。表 1 に本実験で使用した γ 線の最大エネルギーと電子のエネルギーの対応を示すが、その内 27 MeV の γ 線については Er レーザーを用いている。

3.2 実験装置

3.2.1 装置の全体像

3.2 節では、 γ 線ビームの下流に設置した実験装置について説明する。それぞれの検出器の詳細に移っていく前に、装置の全体像を示しておく。装置の様子を示した写真が図 7 である。

中央に設置されているのが、 ^4He ガスを封入したチェンバーであり、その中に Si 検出器が設置されている。ここに封入された ^4He ガスが今回の実験でのターゲットとなる。チェンバーの中の様子

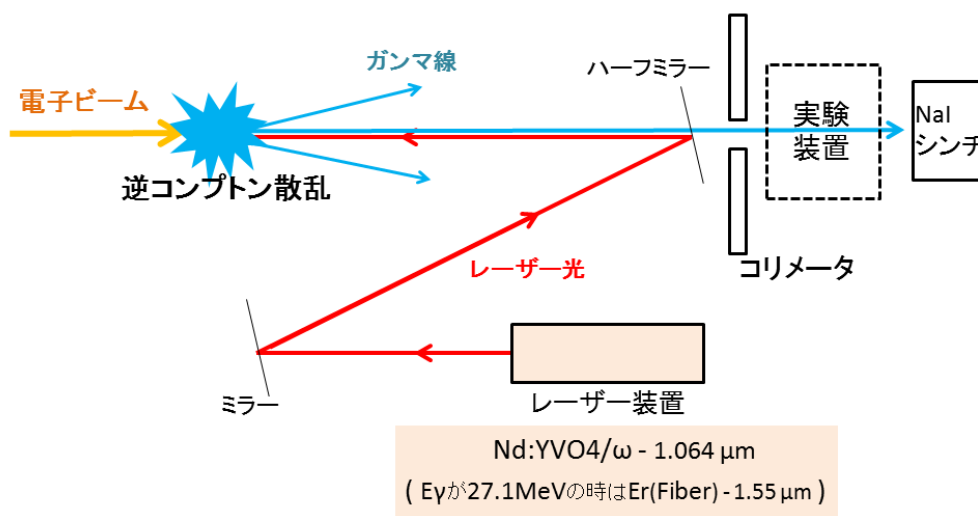


図 6 BL01 ビームラインの概略

表 1 γ 線の最大エネルギーと電子のエネルギーの対応

γ 線の最大エネルギー E_γ [MeV]	入射電子のエネルギー E_e [GeV]
34	1.398
29	1.298
27	1.500
25	1.196
23	1.148

については図 8 に示した. Si 検出器では $^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応を検出する. さらに液体シンチレーション検出器が中央のチェンバーを挟んで 2 つ, 向かい合わせに設置されている. 図 7 では片方の液体シンチレーション検出器が見えづらくなっているのを, 下流側から撮影した図 13 も 3.2.4 節に示しておく.

写真には写っていないがビームラインの最下流に NaI シンチレーション検出器を設置しており, これによって光子数を計数している. また, 写真にはこれらの検出器を接続している回路は示されていないが, 実験装置の横のラックに設置されている. これについては 3.2.6 節で回路図を示して説明する.

3.2.2 ^4He ガスチェンバー

チェンバーは図 7 の写真にある金属製の箱である. この模式図を図 9 に示す.

チェンバーは大きく分けると, 中央の箱と前後に付けられた 2 つのダクトから構成されている. ダクト部分は図 9 のようにポンプやガスボンベ, 圧力計に接続されている. また, ダクトの箱と繋

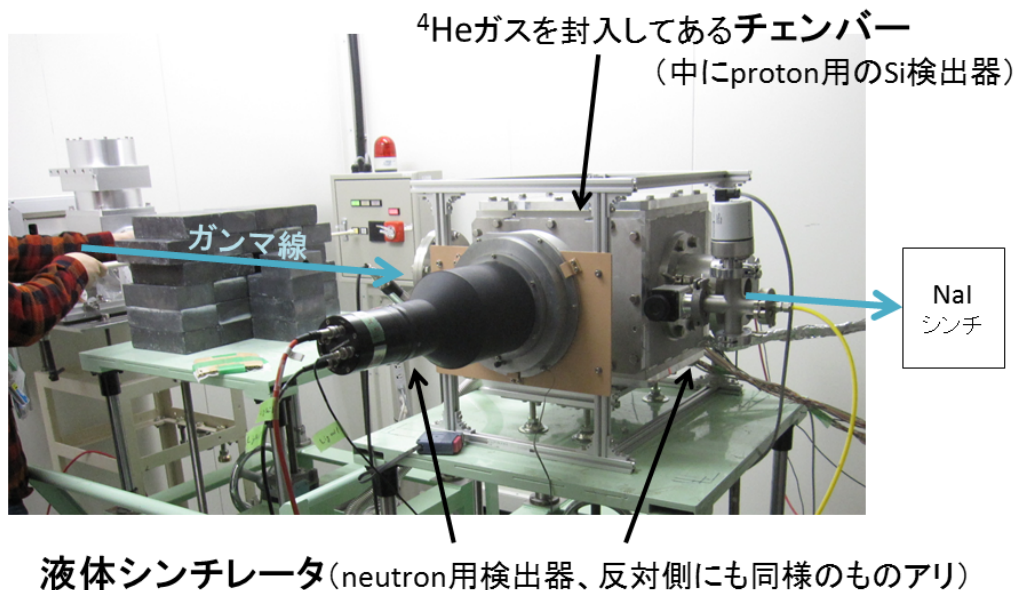


図 7 装置の全体像

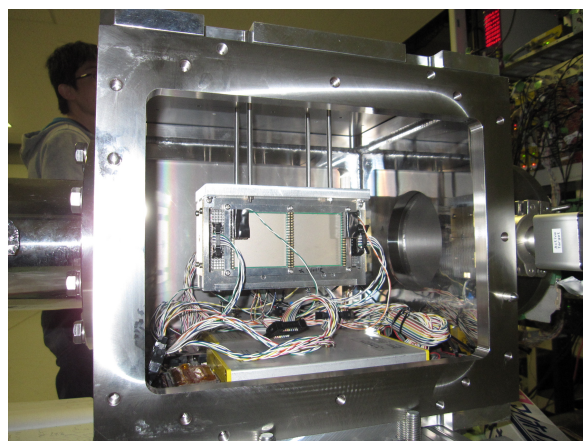


図 8 チェンバー内部と Si 検出器

がっていない側はアラミド製の膜 ($6\ \mu\text{m}$) で封止されている。 γ 線はこの膜を透過するので、チェンバー内部に到達することが出来る。チェンバー内部は ^4He のガスで満たされているが、その気圧や温度は run ごとに微妙に変化する。run ごとの圧力と温度は付録 D の run summery にまとめておいた。

3.2.3 Si 検出器

Si 検出器の写真と模式図を図 10, 図 11 に示す。

図 10, 図 11 に示しているものの内、Si 検出器そのものは緑色の 8 枚の板のみであるが、場合に応じて、Si 検出器を支える架台も合わせて「Si 検出器」と呼ぶことにする。Si 検出器の大きさは 500

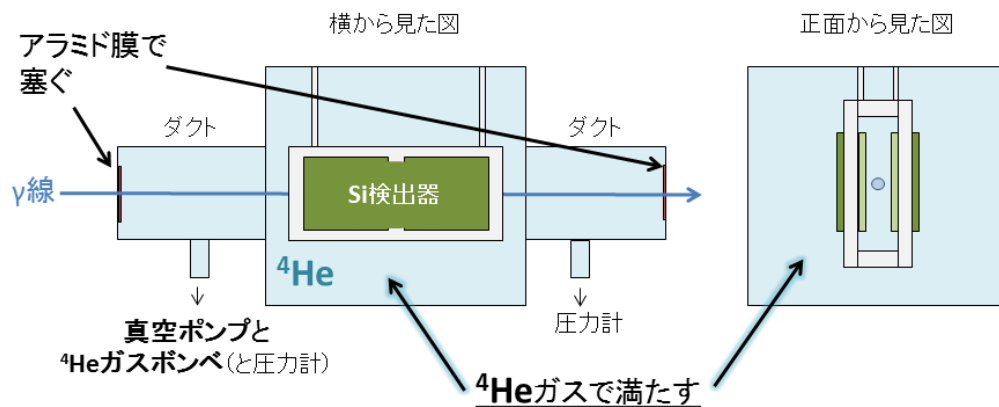


図 9 チェンバーの模式図

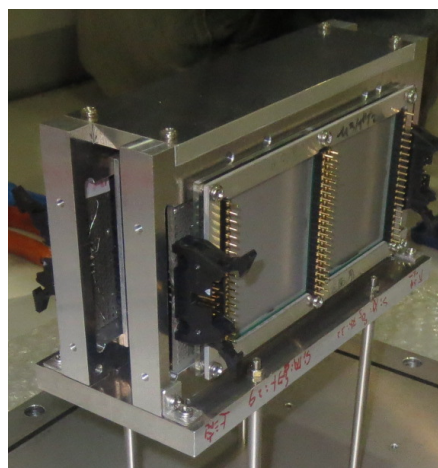


図 10 Si 検出器の写真

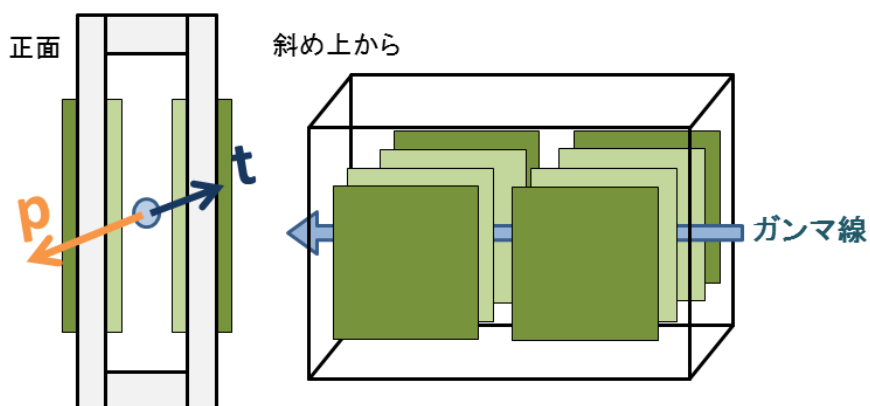


図 11 Si 検出器の模式図

mm×500 mm である。内側の Si 検出器が 325 μm , 外側の Si 検出器が 500 μm の厚さである。

架台はアルミ製で、今回の実験のために設計したものである。この架台によって、Si 検出器を 2 層に重ねて、向かい合わせに設置することが実現されている。

今回の実験で検出したい反応は、いずれも back-to-back に散乱する反応なので、向かい合わせに設置することで back-to-back のゲートをかけることを意図している。また、反応生成物の飛行距離を短く、立体角を大きくするために Si 検出器間の隙間は小さくしてある。具体的には内側の Si 検出器の同士の間隔は 16 mm, 内側と外側の Si 検出器の間隔は 12 mm である。架台の詳細な設計図は付録 E を参照して欲しい。

また、Si 検出器は合計 10 個のストリップからなるストリップ型検出器であるが、本実験では全てのストリップを独立に読み出しているわけではない。内側と外側のストリップの読み出し方を図 12 の模式図に示した。内側の Si 検出器は 3, 2, 2, 3 チャンネルをまとめて読み出しているのに対して、外側の Si 検出器は全てのストリップをまとめて読み出している。こうした読み出しを実現するために、適切に出力をまとめたコネクタを作成した。以降、この読み出し方法の違いを強調して、内側の Si 検出器をストリップ型 Si 検出器、外側の Si 検出器をパッド型 Si 検出器と呼ぶ場合がある。

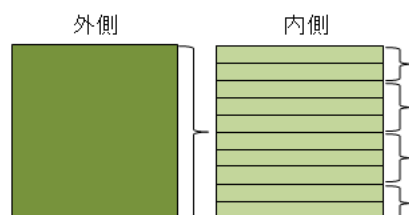


図 12 Si 検出器の読み出し方法

3.2.4 液体シンチレーション検出器

液体シンチレーション検出器の配置を図 13 に示す。

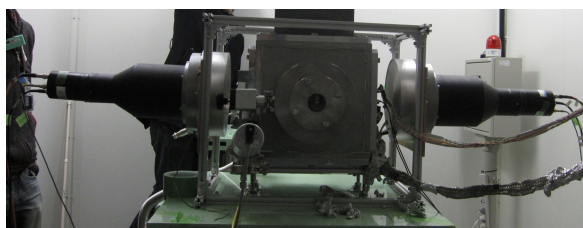


図 13 液体シンチレーション検出器の配置

液体シンチレーション検出器は、アルミ製の枠によって、向かい合わせにチェンバーを挟むように設置されている。これも Si 検出器と同様に back-to-back ゲートをかけるためである。

液体シンチレーション検出器は ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応で生成される中性子 n を検出するために使用する。しかし、液体シンチレーション検出器は中性子だけでなく、 γ 線も検出してしまう。本実験の

場合、検出器等に散乱された γ 線が中性子と同時に検出されてしまう可能性がある。

これらを区別するために Pulse Shape Discrimination を行う。これについては、4.5.3 節で詳しく説明するが、簡単に言えば中性子と γ 線を検出器からの信号 (pulse) の形状の違いから見分ける方法である。pulse の形状の違いは、液体シンチレーション検出器の発光特性に由来する。pulse の違いを調べるために、液体シンチレーション検出器からの出力を 2 つに分けて、それぞれ異なる時間帯で積分する方法を取っている。詳しくは 3.2.6 節で説明する。

3.2.5 検出の流れ

ここまでで実験装置を構成する各部分について説明したので、最後に実験装置全体がどのように機能して光分解反応を検出できるかについて述べる。

まず、 ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応について説明する。この反応の様子を図 14 に示す。

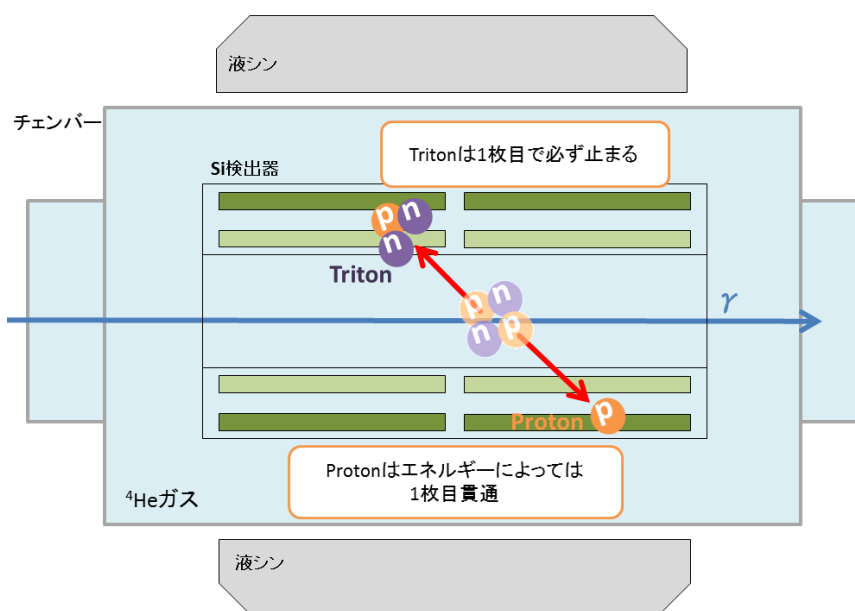


図 14 ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応の模式図

${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応では、 p と t が back-to-back に散乱する。その際、各粒子のエネルギーや電荷を考えると、 p は 1 枚目か 2 枚目の Si 検出器のいずれかで止まり、 t は 1 枚目の Si 検出器で止まると考えられる。したがって、Si 検出器が 2 枚あるいは 3 枚が同時にヒットした時に ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応が起こったと考えることができる。

次に ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応について説明する。この反応の様子を図 15 に示す。

${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応では、 n と ${}^3\text{He}$ が back-to-back に散乱する。この時も同様に考えると、 ${}^3\text{He}$ が 1 枚目の Si 検出器で止まるのに対して、 n は Si 検出器もチェンバーの壁も透過し、液体シンチレーション検出器で検出される。この時に n が止まるとは限らない。したがって、Si 検出器と液体シンチレーション検出器が同時にヒットした時に ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応が起こったと考えることができる。

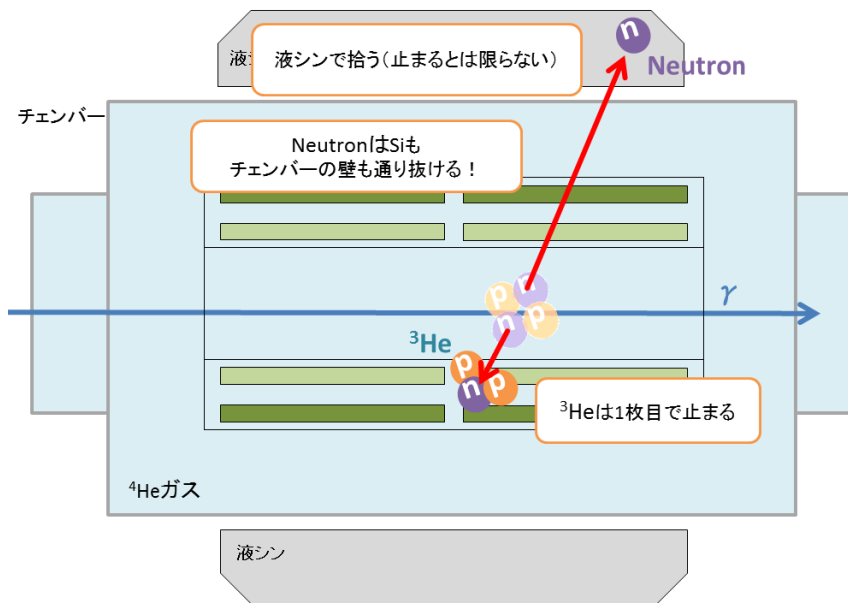


図 15 ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応の模式図

3.2.6 回路図

最後に本実験で用いた回路について説明する．回路模式図を図 16 に示す．

回路は大きく分けて，Si 検出器の系統（図 16 の上側）と液体シンチレーション検出器系統（図 16 の下側）に分けられる．

この回路で特徴的なのは，図 16 の下部の破線で囲まれた部分である．この部分によって Pulse Shape Discrimination が実現されている．まず，液体シンチレーション検出器からの出力信号を 2 つに分けて，片方だけを delay させる．それら 2 つの信号を同じゲートについて積分する．その結果，delay をかけなかった信号は pulse の tail 部分を，delay をかけた信号は pulse 全体を積分することになる．この積分値の比が pulse の形状によって異なるので，それぞれの反応を弁別できる．なお，delay の幅については実験前に Pulse Shape Discrimination ができるような幅に調節した．

また，この回路で作っている Trigger について説明する． ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応の Trigger は，MSCF-16（ストリップ）の m-trig から出力されている．m-trig は，2 つ以上の信号が同時に来た時に出力される端子である．3.2.5 節で説明したように，内側の Si 検出器は 2 枚ヒットすることになるので，この条件で ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応と思しき反応が起きたことが分かるのである．一方， ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応の Trigger は MSCF-16（ストリップ）の trig から信号と液体シンチレーション検出器の信号を CFD で論理信号に変換した信号の Coincidence をとった信号，それと MSCF-16（ストリップ）の m-trig から信号の OR を取ったものになっている．これによって，液体シンチレーション検出器と Si 検出器が同時にヒットした時という Trigger の条件が実現されている．

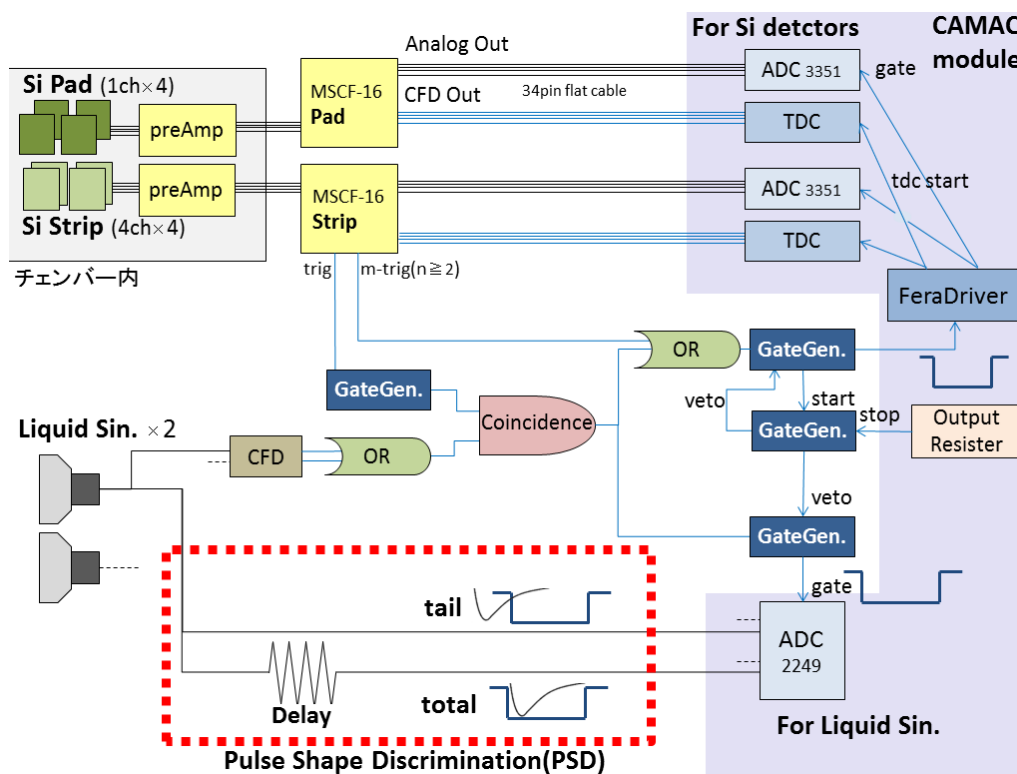


図 16 回路模式図

4 解析

4.1 光子数測定

逆コンプトン散乱によって γ 線を生成する際に用いたレーザーは、Nd レーザーと Er レーザーの 2 種類である。各レーザーの波長と出力周波数は表 2 の通りである。Er レーザーは Nd レーザー

表 2 レーザーの種類

レーザー名	波長	出力周波数
Nd レーザー	1.064 μm	200 kHz
Er レーザー	1.550 μm	20 kHz

に比べて出力周波数が 10 倍であり、ピーク出力は $\frac{1}{10}$ である。以下では、Nd レーザーを用いた場合と Er レーザーを用いた場合のそれぞれについて、光子数の評価方法について述べる。

4.1.1 Nd レーザー

Nd レーザーでは強い出力で実験できたので, 図 17 のようなスペクトルが得られた. スペクトルが図 17 のような形になるのは, レーザーの周期的な出力に対して, レーザーのパルス幅が NaI シンチレーション検出器の読み出しに使っている整形アンプの時定数より短いためである.

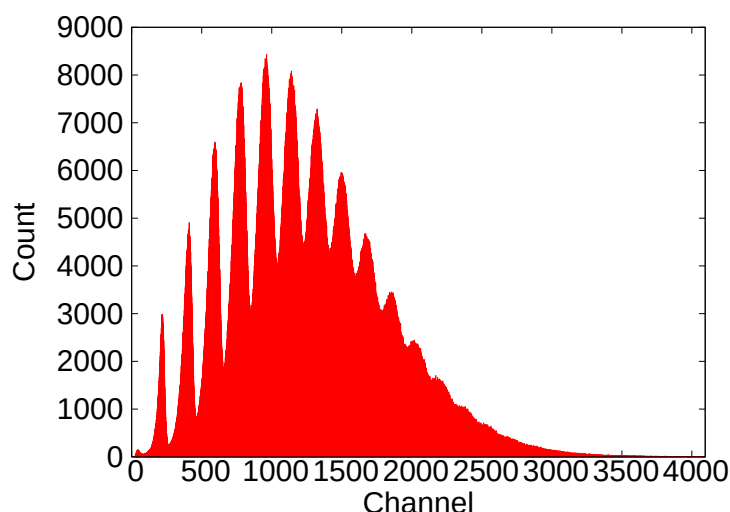


図 17 Nd レーザーでの MCA のスペクトル

図 17 において, MCA の原点側から 1 番目のピーク付近が NaI シンチレーション検出器で光子が 1 個検出されたイベント, 2 番目のピーク付近が NaI シンチレーション検出器で光子が 2 個検出されたイベント, 以下同様に n 番目のピーク付近が NaI シンチレーション検出器で光子が n 個検出されたイベントに対応する. 光子数を測定するために, 予めレーザーの出力を最弱かつ無変調連続波に設定し, 図 18 のようなスペクトルを得ておく.

このときはほとんど全てが NaI シンチレーション検出器で光子が 1 個検出されたイベントに対応すると考えられる. このヒストグラムに対して以下の操作を行うことで, NaI シンチレーション検出器で光子が n 個検出されたイベントの分布関数 f_n を求めた.

1. バックグラウンドイベントを除去し, 光子が 1 個検出されたイベントのみを抽出する.
2. 全確率が 1 になるように各チャンネルのイベント数を全イベント数で割る. このようにして得られた $f_1[i]$ は NaI シンチレーション検出器で光子が 1 個検出された場合に, MCA において i 番目のチャンネルのイベント数が 1 増える確率である.
3. 帰納的に畳み込み

$$f_n[i] = \sum_{j=0}^i f_{n-1}[j] f_1[i-j] \quad (4.1)$$

を行って, 分布関数 f_n を得る.

図 19 は分布関数 f_n を並べて描いたものである.

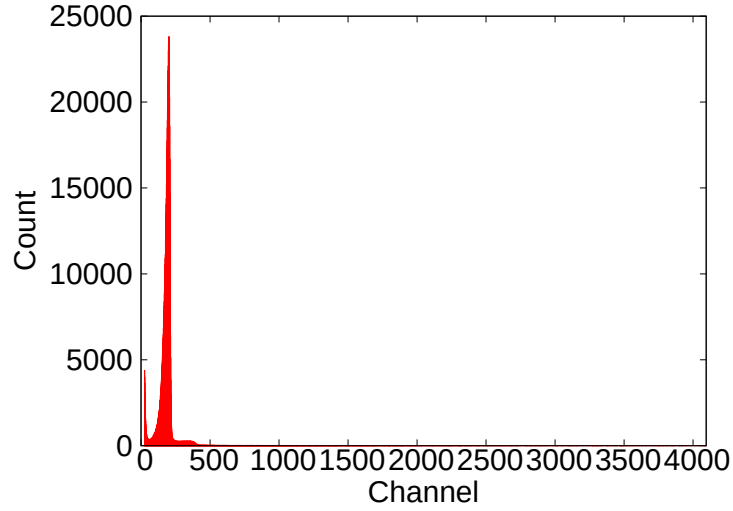


図 18 Nd レーザーでの MCA のスペクトル (最弱出力)

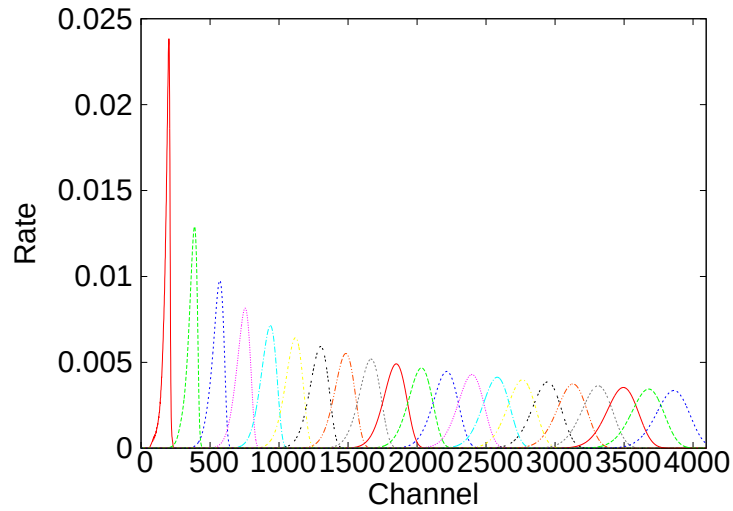


図 19 畳み込みの分布 f_n

これらに適当な係数 c_n を乗じて足し上げ

$$f = \sum_{n=1}^{n_{\text{Max}}} c_n f_n \quad (4.2)$$

とすると、図 17 のスペクトルを再現できるはずである。ここで n_{Max} は 1 回に検出される光子数のカットオフであり、MCA のレンジが有限であることから決められる。実験では MCA のレンジ外にイベントが現れないように設定を調節しているの、NaI シンチレーション検出器で光子が n_{Max} 個検出されるイベントはほとんど存在しない。従って、今回 n_{Max} 個以上のイベントを考慮しなかった誤差は小さいと考えられる。

しかし、実際に χ^2 -値を最小にするように c_n を決めても、図 20 のように、両者のピークは一致し

ない。これは、NaI シンチレーション検出器が必ずしも線形応答しないことに起因するものである。

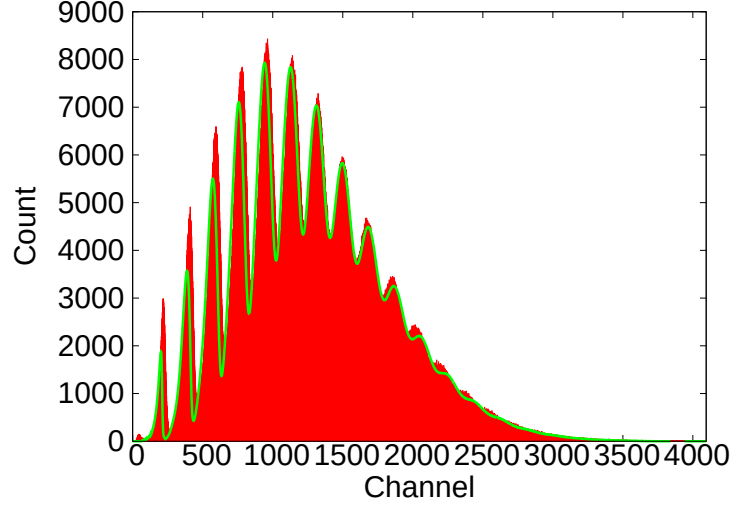


図 20 実験データと畳み込みの重ね合わせ（チャンネル変換無し）。赤色のヒストグラムが実験データであり、緑の線が畳み込みの重ね合わせである。

NaI シンチレーション検出器の応答が非線形であることを考慮して、両者のピークが一致するように適当なチャンネル変換を施した。具体的なチャンネル変換の操作は以下の通りである。

1. 各チャンネル i に対して多項式変換

$$i' = \sum_{m=0}^D \alpha_m i^m \quad (4.3)$$

を考える。ここで D は変換に用いる多項式の次元であり、小さすぎると上手くフィットできず、大きすぎると明らかに異常な解に収束する。ここでは $D = 4$ とした。

2. 操作 1 において $(i+1)' < i'$ となる場合は、 $(i+1)' = i'$ とする。
3. 新しいチャンネルにおける元のチャンネル同士の間隔に応じて、イベント数を配分する。例えば、チャンネル i のイベント数が 150 であり、 $i' = i$ かつ $(i+1)' = i + 1.5$ の場合、元のチャンネル i のイベント数 150 のうち、100 イベント ($= 150 \times \frac{2}{3}$) は新しいチャンネル i に対応するイベントであり、50 イベント ($= 150 \times \frac{1}{3}$) は新しいチャンネル $i+1$ に対応するイベントである。
4. 実験結果を上手く再現するような、パラメーター α_m を求める。

ここで操作 2 は MCA の単調増加性を保つための操作であるが、最終的な解は操作 2 を行わなくても常に単調増加であるような多項式であることが多かった。

このようなチャンネル変換を施すことで、図 21 のように、フィット結果を改善することができる。

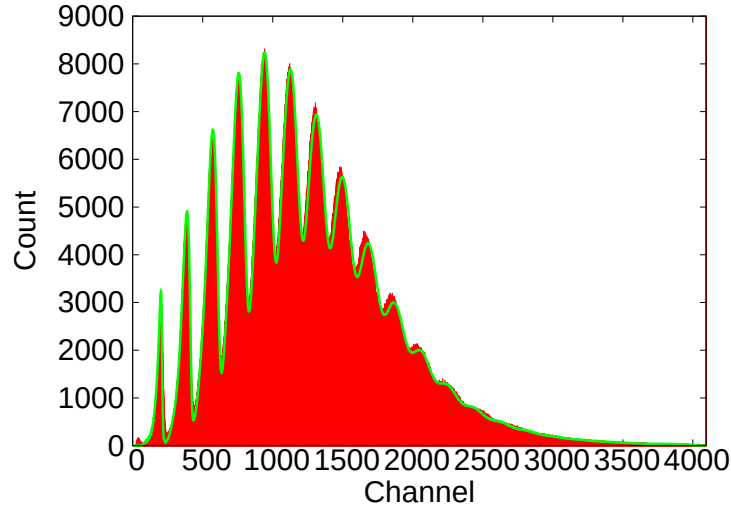


図 21 実験データと畳み込みの重ね合わせ（チャンネル変換有り）．赤色のヒストグラムが実験データであり，緑の線が畳み込みの重ね合わせである．

このようにして得られた係数 c_n に対して，光子数 N_γ は

$$N_\gamma = \sum_{n=1}^{n_{\text{Max}}} n c_n \quad (4.4)$$

と計算される．

4.1.2 Er レーザー

Er レーザーではピーク出力が弱いので，バックグラウンドイベントと区別可能なピークの数はいくつ程度である．よってこのヒストグラムから 1 光子イベントの数 c_1 と 2 光子イベントの数 c_2 を見積もることができる．NaI シンチレーション検出器で 3 個以上の光子が検出されるイベント数は非常に少ないとすると，光子数 N_γ は

$$N_\gamma = c_1 + 2c_2 \quad (4.5)$$

で概算することができる．

また，一般に NaI シンチレーション検出器で検出される光子数 n はポアソン分布に従う．NaI シンチレーション検出器で 3 個以上の光子が検出されるイベントは，イベント数がバックグラウンドイベント数と同程度以下であり，バックグラウンドイベントとの区別が困難であるが， c_1 と c_2 がポアソン分布に従っていると仮定すれば，3 個以上の光子が検出されるイベント数を計算することも可能である．

今回は，イベント数がポアソン分布に従うか否か，またイベント数 c_1 及び c_2 の見積もり方によって生じる光子数の差等を考慮して，光子数とその誤差を計算した．

4.1.3 縦偏極とエネルギー分布

光分解後の粒子が飛ぶ方向はレーザーの偏極方向に大きく依存する．これを確かめるために，ある run ではレーザーの途中で光学素子を挟んで，レーザーの偏極を 90° 回転させ，偏極の向きを縦方向にした．この際レーザー光のプロファイルが変化したために，NaI シンチレーション検出器に到達する γ 線のエネルギー分布が変化してしまった．また縦偏極のときにレーザーの出力を最弱にしてデータをとることをしなかったので，縦偏極の run では実験時のデータから 1 光子イベントに対応するものを抜き出し，それを用いて分布関数を作った．

この現象は， γ 線のエネルギーを 23 MeV にした場合においても発生し，これも同様に対処した．

4.2 γ 線のエネルギー分布

γ 線のエネルギー E_γ は下流の NaI シンチレーション検出器で測定できる予定だった．しかし，シミュレーションコード“EGS”によって，今回の実験に用いた γ 線のエネルギー領域では，NaI シンチレーション検出器からエスケープする γ 線によって持ち出されるエネルギーが無視できないため，NaI シンチレーション検出器によって測定されたエネルギー分布は実際の γ 線のエネルギー分布とは異なると判断した．そこで， γ 線のエネルギー分布は New SUBARU の電子蓄積リングのパラメーター [12] を用いた相対論的力学計算によって求めた．

計算によって求められたエネルギー分布を NaI シンチレーション検出器で測定されたエネルギー分布と比較したものが図 22 である．計算の詳細は付録 B.3 にまとめる．

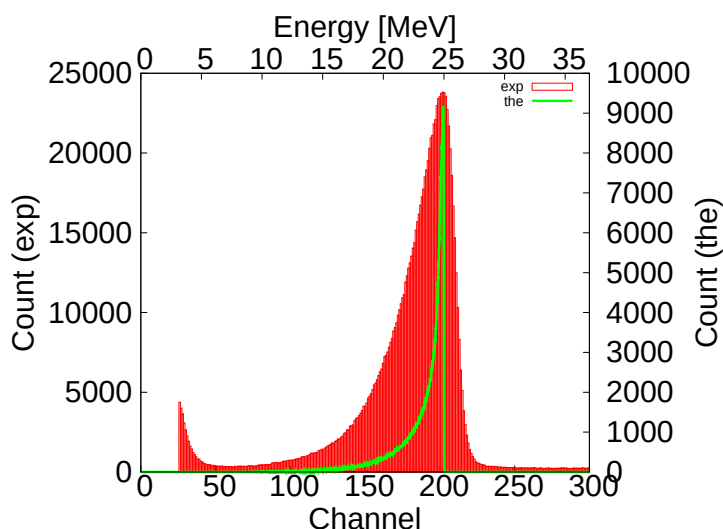


図 22 25 MeV の場合の γ 線のエネルギー分布．赤色のヒストグラムが NaI シンチレーション検出器で測定されたエネルギー分布であり，緑色の曲線が計算によって求めたエネルギー分布である．

4.3 (p,t) 反応の解析

はじめに, 今回の実験で用いた γ 線のエネルギー領域における ^4He の光分解反応の運動学的条件を表 3 に示す. 表 3 の 1 列目は ^4He の光分解反応の種類, 2 列目は反応の Q 値, 3 列目以降は入射 γ 線のエネルギーに対する生成粒子のエネルギーの総和を示している.

表 3 光分解反応の運動学的条件

光分解反応	Q 値 [MeV]	23 MeV	25 MeV	27 MeV	29 MeV	34 MeV
(p, t)	19.81	3.19 MeV	5.19 MeV	7.29 MeV	9.39 MeV	14.19 MeV
$(n+^3\text{He})$	20.58	2.42 MeV	4.42 MeV	6.52 MeV	8.62 MeV	13.42 MeV
(d, d)	23.85		1.15 MeV	3.25 MeV	5.35 MeV	10.15 MeV
(d, n, p)	26.07			1.03 MeV	3.13 MeV	7.93 MeV
$(2n, 2p)$	28.3				0.9 MeV	5.7 MeV

(p,t) 反応の解析におけるバックグラウンドは大きく分けて, 宇宙線, 散乱した γ 線や反跳粒子, そして $(n,^3\text{He})$ 反応など他の光分解反応, の 3 種類が含まれるが, ここではこれらを除く方法を考える. ここで, 図 23 は実験で用いた Si 検出器の模式図である. 矢印の方向に沿って γ 線が入射される. 各 Si 検出器に 1 から 8 まで番号をつけて, それぞれを Si1, Si2, ..., Si8 とする. またそれぞれで検出したイベントのエネルギーを $E_1, E_2, \dots, E_8$ とする.

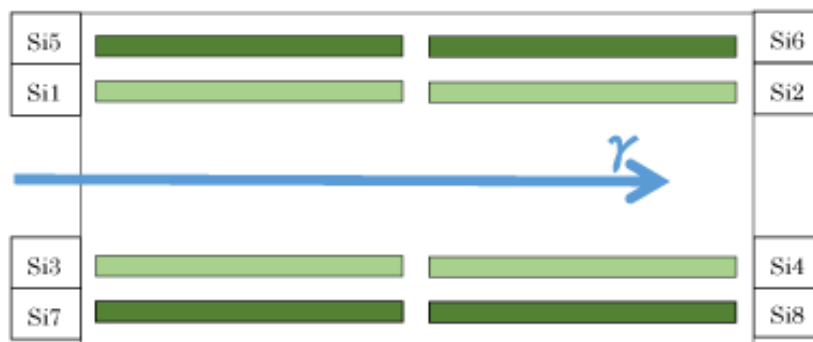


図 23 Si 検出器の模式図. 矢印の方向に γ 線が入射される.

まず (p,t) 反応とエネルギーの近い $(n,^3\text{He})$ 反応の分離について述べる. 今回は back-to-back イベントを見るが, n は Si 検出器では検出されないため, 対面に置かれた Si 検出器で粒子が同時に検出されたイベントを選択すれば $(n,^3\text{He})$ 反応を除くことができる. ここで図 24 は図 23 に図示した Si1 の, 1 つのストリップにおいて tdc で検出したイベントを表す. 横軸が時間の ch 表示, 縦軸が検出したイベント数をさす. 向かい合う Si 検出器が同時に粒子を検出するというイベントを選べば (p,t) 反応が含まれていると考えられ, これを tdc の同時イベントと呼ぶことにする. また, γ 線のエネルギーによりストリップ型 Si 検出器のみを用いた解析を行うかパッド型 Si 検出器も用い

た解析を行うかが変わる. 29 MeV, 34 MeV では前面のストリップ型 Si 検出器を貫通するイベントがあるので, そうしたイベントを選ぶ際はパッド型 Si 検出器を用いる. その際はストリップ型 Si 検出器とその後ろ側のパッド型 Si 検出器, それらと対面のストリップ型 Si 検出器, 合計 3 枚の Si 検出器 (例として, 図 23 における Si1, Si5, Si3 の 3 枚) について tdc の同時イベントを選んだ. 前面のストリップ型 Si 検出器を通過しないイベントを選ぶ際には, 向かい合う 2 枚のストリップ型 Si 検出器 (例として, 図 23 における Si1, Si3 の 2 枚) の tdc の同時イベントを選んだ.

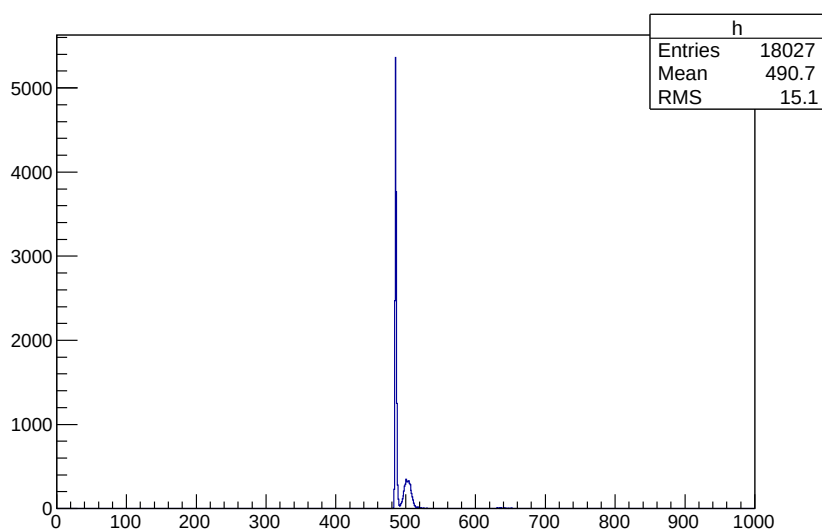


図 24 Si1 の 1 つのストリップにおける tdc のイベント. 横軸が時間の ch 数表示, 縦軸がイベント数.

次に, 実験の際に他の条件を揃えた上で, チェンバー内に ^4He を封入した場合, 真空にした場合の 2 種類のデータを取った. tdc の同時イベントを同様に選んだ際に, 真空にした場合のデータで見られる点はこの実験での (p,t) 反応のバックグラウンドであるから, これを取り除くようにエネルギーの低い部分を除くことにした. さらに, 実験に即したシミュレーションを用いて (p,t) 反応のイベントを選んだ. 実験において tdc の同時イベントを選ん際にだ Si 検出器で検出したエネルギーと, (p,t) 反応についてのシミュレーションにおいて Si 検出器で検出したエネルギーの重なる領域は, 正しい (p,t) 反応のイベントと考えることができる. その数を数えて (p,t) 反応のイベント数とした. ここで, (d,d) 反応, (d,n,p) 反応, $(2n,2p)$ 反応を除くことが行われていないが, これらは 34 MeV γ 線の場合を除いてバックグラウンドと共に除くことが可能であり, 34 MeV γ 線の場合は実験とシミュレーションとの対応を用いて取り除いた. 詳しいことについては各 γ 線のエネルギーでの解析の項で述べる.

4.3.1 23 MeV γ 線の場合

表 3 より γ 線が 23 MeV のときは (p,t) 反応および $(n,^3\text{He})$ 反応のみが起こる. また, $(n,^3\text{He})$ 反応は前述の通り tdc の同時イベントにより区別できる. このエネルギー領域では (p,t) 反応の p ,

t とともに $325\ \mu\text{m}$ のストリップ型 Si 検出器を貫通しないので、ストリップ型 Si 検出器のみを用いた解析だけを行った。ここでチェンバー内を真空にして $23\ \text{MeV}\gamma$ 線を照射した際、Si1 と Si3 の tdc の同時イベントを選び、その 2 枚の Si 検出器についてエネルギーの対応を図示すると図 25 のようになる。横軸が図 23 の Si1 で検出したエネルギー、縦軸が図 23 の Si3 で検出したエネルギーとなっている。また各 Si 検出器で検出したエネルギーには、 $0.5\ \text{MeV}$ 以上というスレッシュホールドをかけており、これは以下ストリップ型 Si 検出器、パッド型 Si 検出器のエネルギーについての全てのエネルギー対応図において共通である。他の向かい合う Si 検出器の組み合わせに対しても図 25 と同様の図が得られるので、この図を基に、向かい合うストリップ型 Si 検出器のエネルギーの和が $2\ \text{MeV}$ 以下のものをバックグラウンドとした。図 26 は $23\ \text{MeV}\gamma$ 線での実験において tdc の同時イベントを選んだ際の Si1, Si3 のエネルギー対応図、図 27 は $23\ \text{MeV}\gamma$ 線で (p,t) 反応のシミュレーションを行った際の Si1, Si3 のエネルギー対応図である。図 28 は図 26, 図 27 を重ねたものである。図 28 において、バックグラウンドを除いたエネルギー領域で実験とシミュレーションの重なる部分に (p,t) 反応のイベントがあるので、その部分の実験でのイベント数を計測した。

4.3.2 $25\ \text{MeV}\gamma$ 線の場合

表 3 より γ 線が $25\ \text{MeV}$ のときは (p,t) , $(n,^3\text{He})$, (d,d) の反応が起こる。 (p,t) 反応の p と t はこのエネルギーでは $325\ \mu\text{m}$ のストリップ型 Si 検出器を貫通しないので、ストリップ型 Si 検出器のみを用いた解析だけを行った。ここでチェンバー内を真空にして $25\ \text{MeV}\gamma$ 線を照射した際、Si1 と Si3 の tdc の同時イベントを選び、その 2 枚の Si 検出器についてエネルギーの対応を図示すると図 29 のようになる。他の向かい合う Si 検出器の組み合わせでも同様の図が得られるので、この図を基に、向かい合うストリップ型 Si 検出器のエネルギー和が $3\ \text{MeV}$ 以下のものをバックグラウンドとした。 (d,d) 反応の生成粒子の最大エネルギー和 $1.15\ \text{MeV}$ はここでバックグラウンドとしたエネルギー領域の中に含まれるので、ここでは (d,d) 反応を考慮する必要はない。図 30 は $25\ \text{MeV}\gamma$ 線での実験において tdc の同時イベントを選んだ際の Si1, Si3 のエネルギー対応図、図 31 は $25\ \text{MeV}\gamma$ 線で (p,t) 反応のシミュレーションを行った際の Si1, Si3 のエネルギー対応図である。図 32 は図 30, 図 31 を重ねたものである。図 32 において、バックグラウンドを除いたエネルギー領域で実験とシミュレーションのエネルギー対応図重なる部分に (p,t) 反応のイベントがあるので、その部分の実験でのイベント数を計測した。

4.3.3 $27\ \text{MeV}\gamma$ 線の場合

γ 線が $27\ \text{MeV}$ のときは表 3 の $(2n,2p)$ 反応以外の全ての反応が起こる。 (p,t) 反応の p と t はこのエネルギーでは $325\ \mu\text{m}$ のストリップ型 Si 検出器を貫通しないので、ストリップ型 Si 検出器のみを用いた解析だけを行った。ここでチェンバー内を真空にして $27\ \text{MeV}\gamma$ 線を照射した際、Si1 と Si3 の tdc の同時イベントを選び、その 2 枚の Si 検出器で検出したエネルギーの対応を図示すると図 33 のようになる。他の向かい合う Si 検出器の組み合わせでも同様の図が得られるので、この図を基に、向かい合うストリップ型 Si 検出器のエネルギー和が $4\ \text{MeV}$ 以下のものをバックグラウンドとした。 (d,d) 反応、 (d,n,p) 反応の生成粒子のうち Si 検出器で検出されるものの最大エネルギー

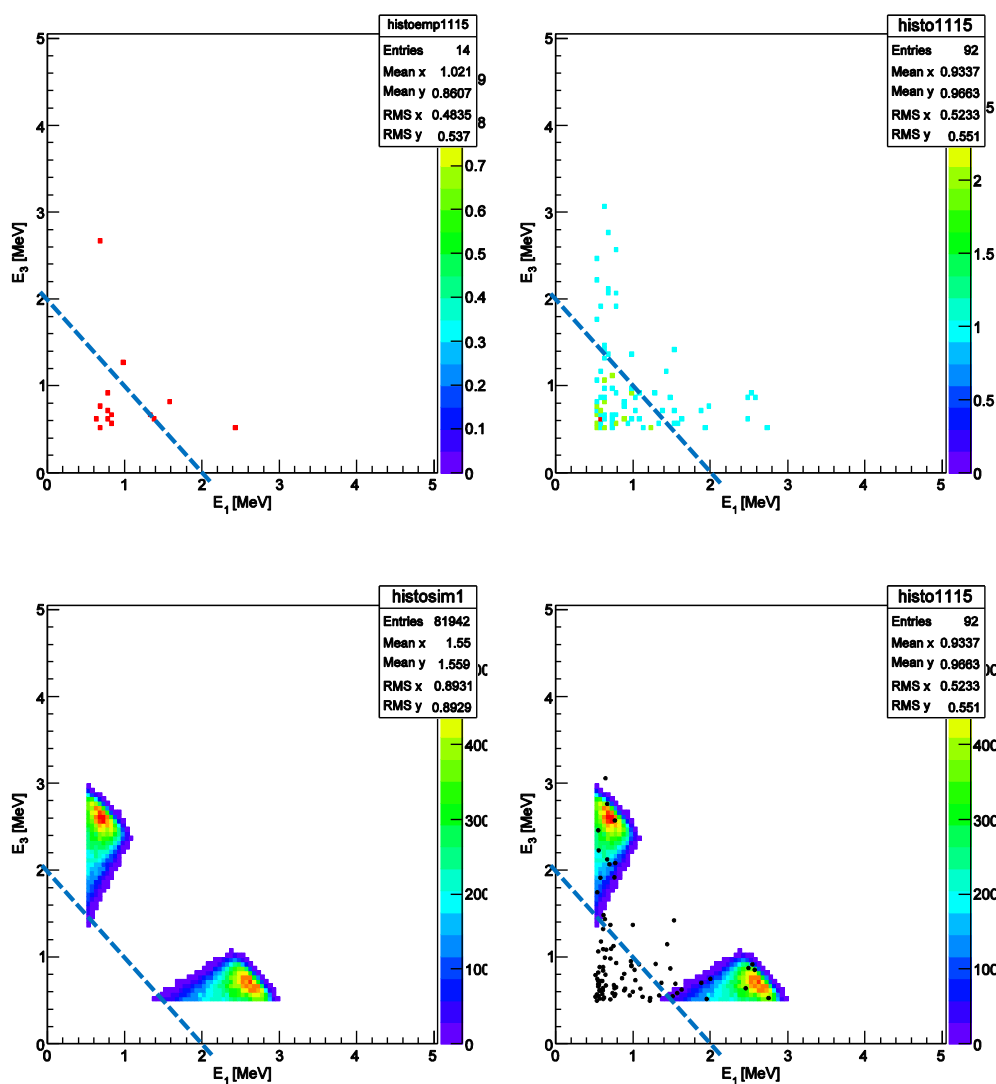


図 25 左上: γ 線 23 MeV におけるチェンバー内が真空の際のエネルギー対応図. 横軸が図 23 の Si1 で検出したエネルギー, 縦軸が図 23 の Si3 で検出したエネルギー. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている. 点線は (縦軸)+(横軸)=2 の直線で, (縦軸)+(横軸)<2 をバックグラウンドとした.

図 26 右上: γ 線 23 MeV における実験のエネルギー対応図. 縦軸と横軸, 点線は図 25 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 27 左下: γ 線 23 MeV という条件で行った (p,t) 反応のシミュレーション. 縦軸と横軸, 点線は図 25 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 28 右下:図 26 と図 27 を重ねたもの. 縦軸と横軸, 点線は図 25 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

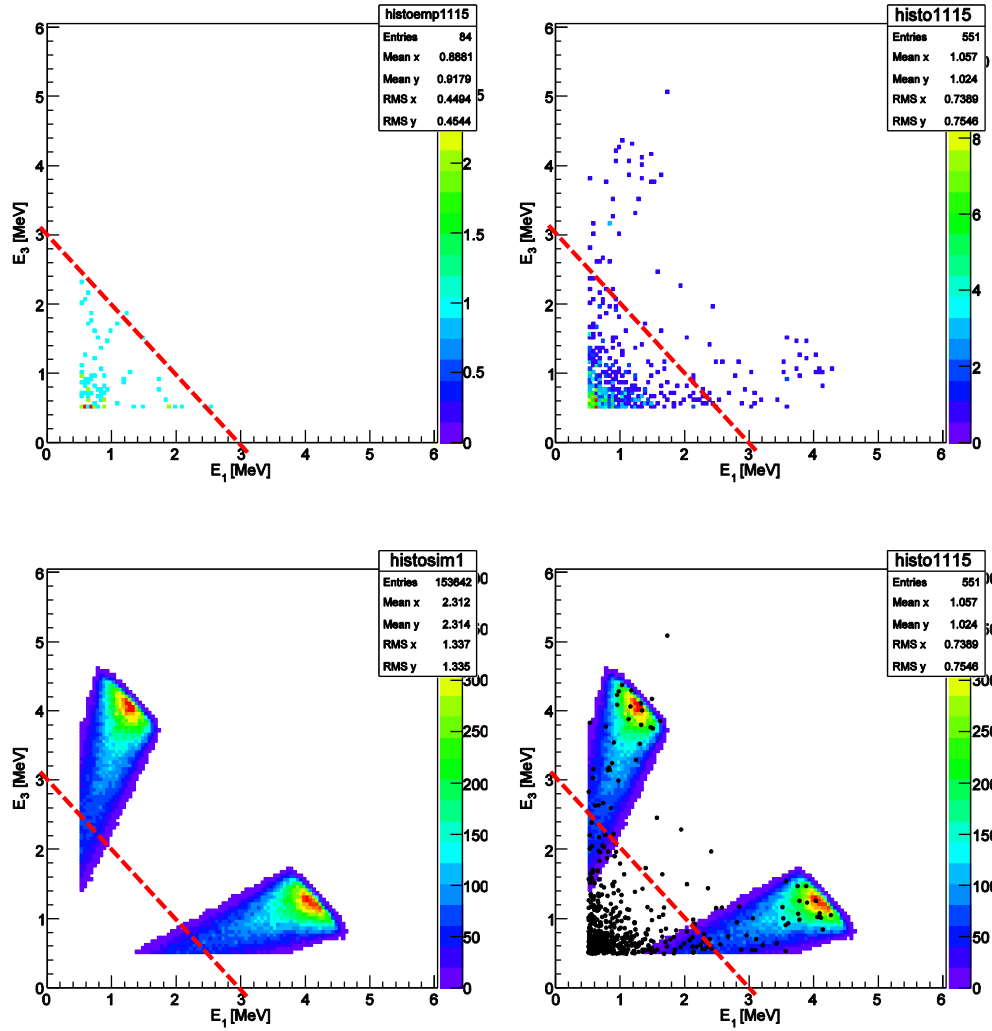


図 29 左上: γ 線 25 MeV におけるチェンバー内が真空の際のエネルギー対応図. 横軸が図 23 の Si1 で検出したエネルギー, 縦軸が図 23 の Si3 で検出したエネルギー. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている. 点線は (縦軸)+(横軸)=3 の直線で, (縦軸)+(横軸)<3 をバックグラウンドとした.

図 30 右上: γ 線 25 MeV における実験のエネルギー対応図. 縦軸と横軸, 点線は図 29 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 31 左下: γ 線 25 MeV という条件で行った (p,t) 反応のシミュレーション. 縦軸と横軸, 点線は図 29 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 32 右下:図 30 と図 31 を重ねたもの. 縦軸と横軸, 点線は図 29 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

ギー和はそれぞれ 3.25 MeV, 0.62 MeV であり, ここでバックグラウンドとしたエネルギー領域の中に含まれるので, ここでは (d,d) 反応および (d,n,p) 反応を考慮する必要はない. 図 34 は 27 MeV γ 線での実験において tdc の同時イベントを選んだ際の Si1, Si3 のエネルギー対応図, 図 35 は 27 MeV γ 線で (p,t) 反応のシミュレーションを行った際の Si1, Si3 のエネルギー対応図である. 図 36 は図 34, 図 35 を重ねたものである. 図 36 において, バックグラウンドを除いたエネルギー領域で実験とシミュレーションの重なる部分に (p,t) 反応のイベントがあるので, その部分の実験でのイベント数を計測した.

4.3.4 29 MeV γ 線の場合

γ 線が 29 MeV のときは表 3 の全ての反応が起こる. (p,t) 反応の生成粒子のうち p はこの γ 線のエネルギーでは 325 μm のストリップ型 Si 検出器を貫通することがある. よって, まずストリップ型 Si 検出器とパッド型 Si 検出器両方を用いた解析を行う. 表 3 のうち (d,d) 反応と (d,n,p) 反応, $(2n,2p)$ 反応は生成粒子が 325 μm のストリップ型 Si 検出器を貫通しないので考慮する必要はない. 図 37 はチェンバー内を真空にした場合に, Si1, Si3, Si5 について tdc の同時イベントを選んで, その 3 枚の Si 検出器で検出したエネルギーの対応を図示したものである. 図 37 の横軸は図 23 の Si1 と Si5 で検出したエネルギーの和 $E_1 + E_5$, 縦軸は Si3 で検出したエネルギー E_3 である. 以下パッド型 Si 検出器を用いた際のエネルギー対応図はいずれも同様となっている. 他の向かい合う Si 検出器の組み合わせでも同様の図が得られるので, 図 37 より, 3 枚の Si 検出器で検出したエネルギーの和 $E_1 + E_3 + E_5$ が 6 MeV 以下, 11 MeV 以上のものが (p,t) 反応のバックグラウンドであるとした. 図 38 は 29 MeV での実験において tdc の同時イベントを選んだ際の $E_1 + E_5, E_3$ のエネルギー対応図, 図 39 は 29 MeV γ 線で (p,t) 反応のシミュレーションを行った際の $E_1 + E_5, E_3$ のエネルギー対応図である. ここで, 図 40 は図 38, 図 39 を重ねたものである. 図 40 において, バックグラウンドを除いたエネルギー領域で, 実験とシミュレーションのエネルギー対応図の重なる部分に (p,t) 反応のイベントがあるので, その部分の実験でのイベント数を計測した.

また, 29 MeV γ 線の場合でもストリップ型 Si 検出器で止まる p が存在するので, ストリップ型 Si 検出器のみを用いた解析も行った. チェンバー内を真空にして 29 MeV γ 線を照射した際, Si1 と Si3 に tdc の同時イベントを選んで, その 2 枚について Si 検出器のエネルギーの対応を図示すると図 41 のようになる. 他の向かい合う Si 検出器の組み合わせでも同様の図が得られるので, この図を基に, 向かい合うストリップ型 Si 検出器のエネルギー和が 5 MeV 以下のものをバックグラウンドとした. (d,n,p) 反応, $(2n,2p)$ 反応のうち Si 検出器で検出されるものの最大エネルギー和はそれぞれ 1.88 MeV, 0.45 MeV であり, ここでバックグラウンドとしたエネルギー領域の中に含まれるので, ここでは (d,n,p) 反応および $(2n,2p)$ 反応を考慮する必要はない. 図 42 は 29 MeV での実験において tdc の同時イベントを選んだ際の Si1, Si3 のエネルギー対応図, 図 43 は 29 MeV γ 線で (p,t) 反応のシミュレーションを行った際の Si1, Si3 のエネルギー対応図である. ここで (d,d) 反応についてのシミュレーションを図 45 に示す. これと図 43 を比べると, バックグラウンドを除いた際の (p,t) 反応の領域に (d,d) 反応は含まれないので, (d,d) 反応は考慮しなくてよい. 図 44 は図

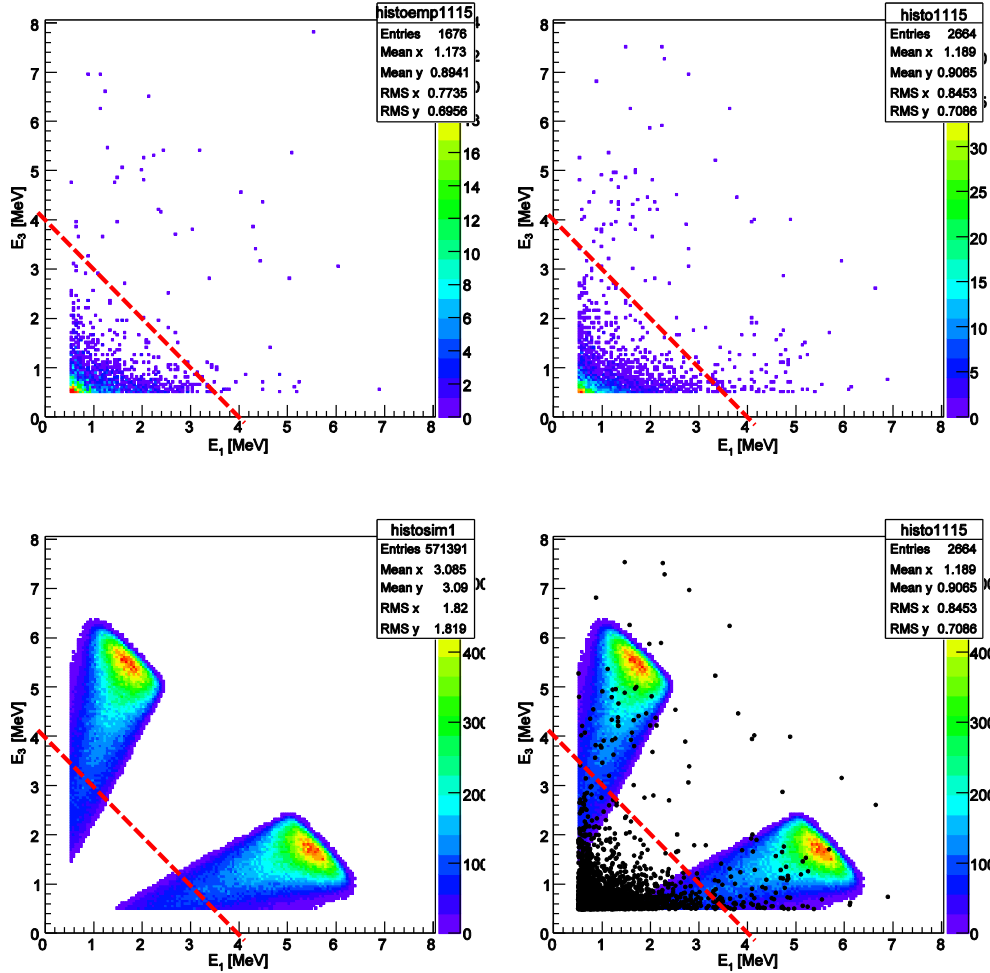


図 33 左上: γ 線 27 MeV におけるチェンバー内が真空の際のエネルギー対応図. 横軸が図 23 の Si1 で検出したエネルギー, 縦軸が図 23 の Si3 で検出したエネルギー. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている. 点線は (縦軸)+(横軸)=4 の直線で, (縦軸)+(横軸)<4 をバックグラウンドとした.

図 34 右上: γ 線 27 MeV における実験のエネルギー対応図. 縦軸と横軸, 点線は図 33 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 35 左下: γ 線 27 MeV という条件で行った (p,t) 反応のシミュレーション. 縦軸と横軸, 点線は図 33 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 36 右下:図 34 と図 35 を重ねたもの. 縦軸と横軸, 点線は図 33 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

42, 図 43 を重ねたものである. 図 44 において, バックグラウンドを除いたエネルギー領域で, 実験とシミュレーションのエネルギー対応図の重なる部分に (p,t) 反応のイベントがあるので, その部分の実験でのイベント数を計測した.

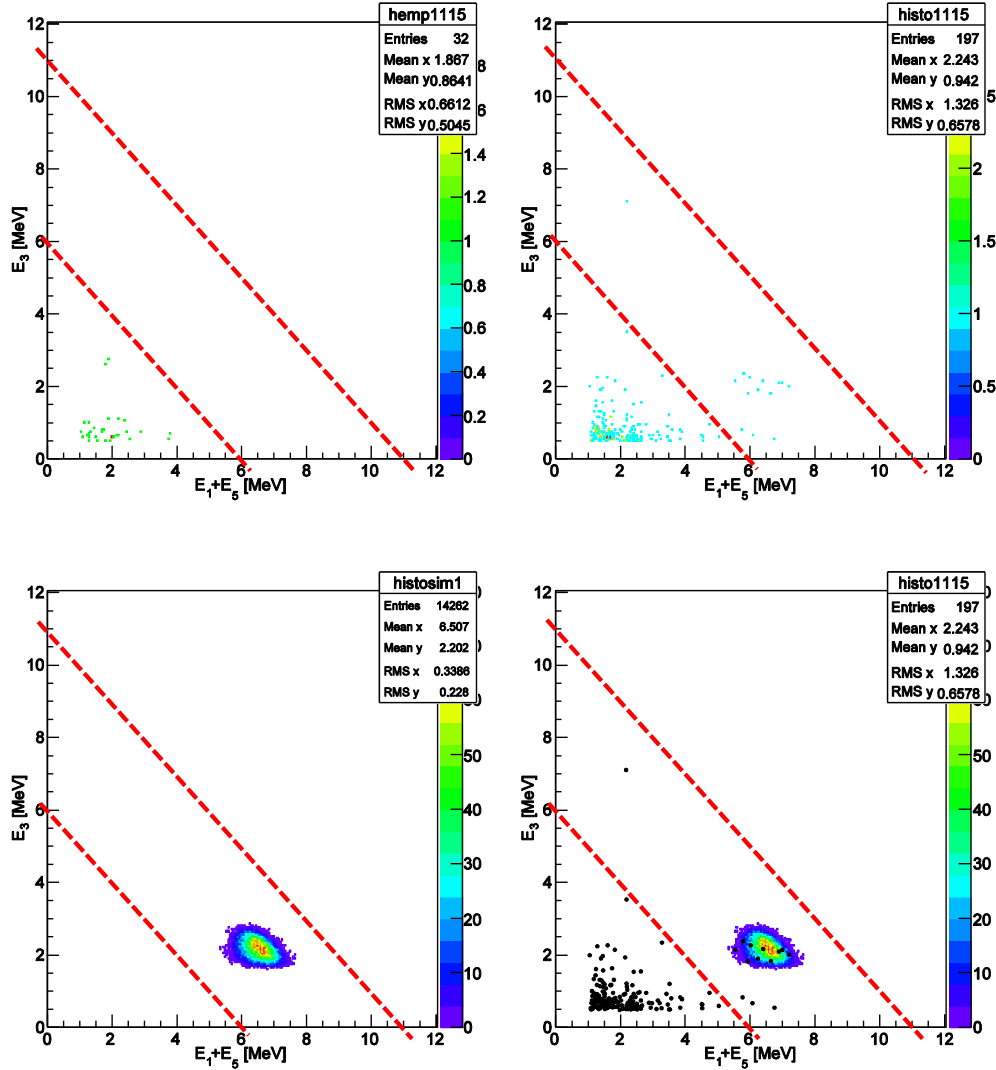


図 37 左上: γ 線 29 MeV におけるチェンバー内が真空の際のエネルギー対応図. 横軸が図 23 の Si1 と Si5 で検出したエネルギーの和, 縦軸が図 23 の Si3 で検出したエネルギーの和. 点線は (縦軸)+(横軸)=6 及び (縦軸)+(横軸)=11 の直線であり, (縦軸)+(横軸)<6 と (縦軸)+(横軸)>11 をバックグラウンドとした. 各 Si 検出器で検出したエネルギー 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 38 右上: γ 線 29 MeV における実験のエネルギー対応図. 縦軸と横軸, 点線は図 37 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギー 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 39 左下: γ 線 29 MeV という条件で行った (p,t) 反応のシミュレーション. 縦軸と横軸, 点線は図 37 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 40 右下:図 38 と図 39 を重ねたもの. 縦軸と横軸, 点線は図 37 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

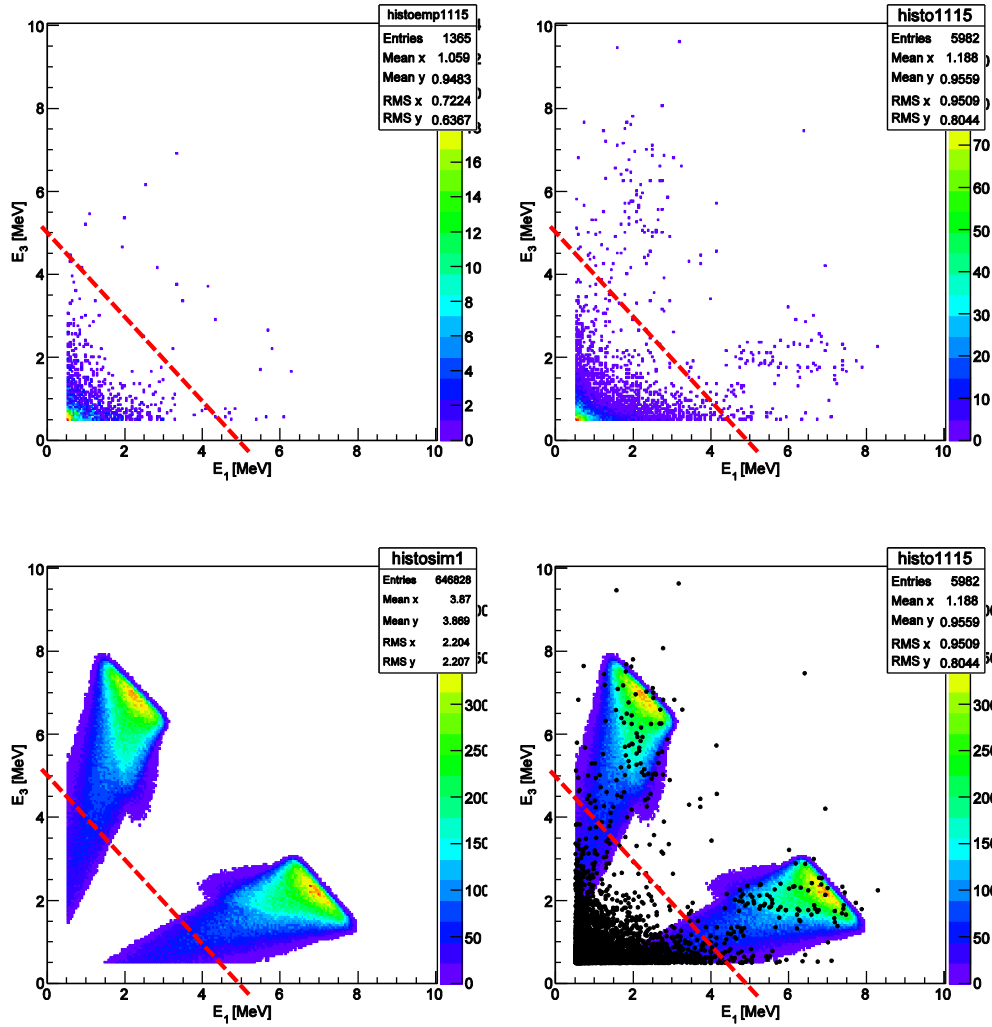


図 41 左上: γ 線 29 MeV におけるチェンバー内が真空の際のエネルギー対応図. 横軸が図 23 の Si1 で検出したエネルギー, 縦軸が図 23 の Si3 で検出したエネルギー. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッショルドをかけている. 点線は (縦軸)+(横軸)=5 の直線で, (縦軸)+(横軸)<5 をバックグラウンドとした.

図 42 右上: γ 線 29 MeV における実験のエネルギー対応図. 縦軸と横軸, 点線は図 41 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッショルドをかけている.

図 43 左下: γ 線 29 MeV という条件で行った (p,t) 反応のシミュレーション. 縦軸と横軸, 点線は図 41 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッショルドをかけている.

図 44 右下:図 42 と図 43 を重ねたもの. 縦軸と横軸, 点線は図 41 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッショルドをかけている.

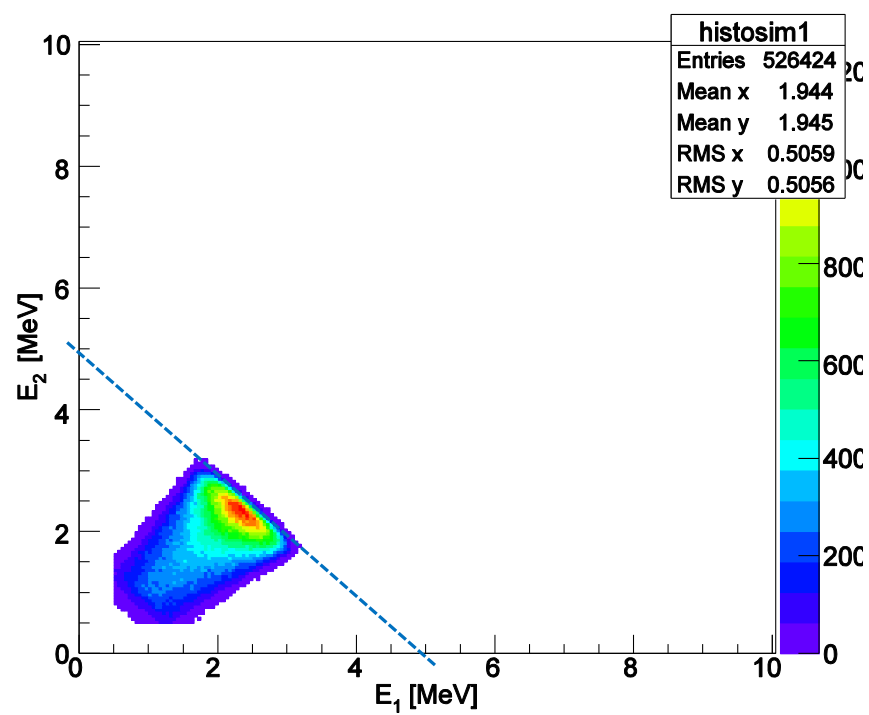


図 45 γ 線 29 MeV という条件で行った (d,d) 反応のシミュレーション. 縦軸と横軸, 点線は図 41 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

4.3.5 34 MeV γ 線の場合

γ 線が 34 MeV のときは表 3 の全ての反応が起こる. (p,t) 反応の生成粒子のうち p はこの γ 線のエネルギーでは 325 μm のストリップ型 Si 検出器を貫通することがある. よって, まずストリップ型 Si 検出器とパッド型 Si 検出器の両方を用いた解析を行う. 表 3 のうち (d,d) 反応と (d,n,p) 反応, ($2n,2p$) 反応は, 生成粒子が 325 μm のストリップ型 Si 検出器を貫通しないので考慮する必要はない. 図 46 はチェンバー内を真空にした場合に, Si1, Si3, Si5 について tdc の同時イベントを選んで, その 3 枚の Si 検出器で検出したエネルギーの対応を図示したものである. 他の向かい合う Si 検出器の組み合わせでも同様の図が得られるので, 図 46 より, 3 枚の Si 検出器で検出したエネルギーの和 $E_1 + E_3 + E_5$ が 8 MeV 以下, 15 MeV 以上のものをバックグラウンドとした. 図 47 は 34 MeV での実験において tdc の同時イベントを選んだ際の $E_1 + E_5, E_3$ のエネルギー対応図, 図 48 は 34 MeV γ 線で (p,t) 反応のシミュレーションを行った際の $E_1 + E_5, E_3$ のエネルギー対応図である. ここで, 図 49 は図 47, 図 48 を重ねたものである. 図 49 において, バックグラウンドを除いたエネルギー領域で実験とシミュレーションのエネルギー対応図の重なる部分に (p,t) 反応のイベントがあるので, その部分の実験でのイベント数を計測した.

また, 34 MeV γ 線の場合でもストリップ型 Si 検出器で止まる p が存在するので, ストリップ型 Si 検出器のみを用いた解析も行った. チェンバー内を真空にして 34 MeV γ 線を照射した際, Si1 と Si3 に tdc の同時イベントを選んで, その 2 枚の Si 検出器で検出したエネルギーの対応を図示すると図 50 のようになる. 他の向かい合う Si 検出器の組み合わせでも同様の図が得られるので, この図を基に, 向かい合うストリップ型 Si 検出器のエネルギー和が 6 MeV 以下のものをバックグラウンドとした (ただし, 図 50 の (縦軸) $< 2 \times$ (横軸), (横軸) $< 2 \times$ (縦軸) というエネルギー領域のバックグラウンドについては後述する). ここで (d,n,p) 反応, ($2n,2p$) 反応のうち, Si 検出器で検出できるものの最大エネルギー和はそれぞれ 4.758 MeV, 2.85 MeV であり, ここでバックグラウンドとしたエネルギー領域の中に含まれるので, ここでは (d,n,p) 反応および ($2n,2p$) 反応を考慮する必要はない. 図 51 は 34 MeV γ 線での実験において tdc の同時イベントを選んだ際の Si1, Si3 のエネルギー対応図, 図 52 は 34 MeV γ 線で (p,t) 反応のシミュレーションを行った際の Si1, Si3 のエネルギー対応図である. ここで (d,d) 反応についてのシミュレーションを図 54 に示す. これを除くために, 図 54 より (縦軸) $< 2 \times$ (横軸) かつ (横軸) $< 2 \times$ (縦軸) となる領域を選び, その部分のイベントを (p,t) 反応のバックグラウンドとした. 図 53 は図 51, 図 52 を重ねたものである. 図 53 において, バックグラウンドを除いたエネルギー領域で, 実験とシミュレーションのエネルギー対応図の重なる部分に (p,t) 反応のイベントがあるので, その部分の実験でのイベント数を計測した.

4.3.6 結果

γ 線の各エネルギーの場合における, チェンバー内が真空の場合のエネルギー対応図より, バックグラウンドとして除いた部分以外のエネルギー領域にも除かれていないイベントが残っている. この領域のイベントと, それぞれ同じエネルギーでのシミュレーションのエネルギー対応図とが重なる領域を数え上げた. このイベントは上で計測した ^4He が封入された場合のイベントの中にも含

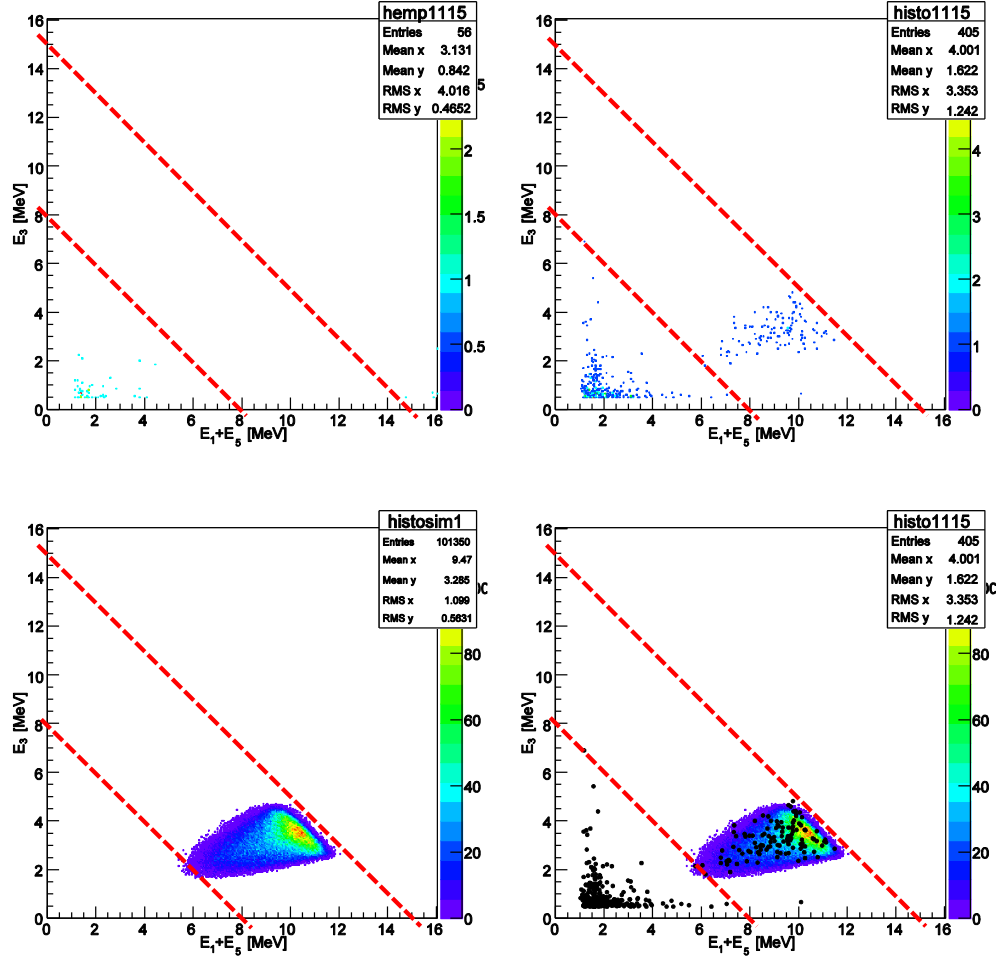


図 46 左上: γ 線 34 MeV におけるチェンバー内が真空の際のエネルギー対応図。縦軸と横軸は図 37 と同様。点線は (縦軸)+(横軸)=8 及び (縦軸)+(横軸)=15 の直線であり, (縦軸)+(横軸)<8 と (縦軸)+(横軸)>15 をバックグラウンドとした。各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている。

図 47 右上: γ 線 34 MeV における実験のエネルギー対応図。縦軸と横軸, 点線は図 46 と同様。各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている。

図 48 左下: γ 線 34 MeV という条件で行った (p,t) 反応のシミュレーション。縦軸と横軸, 点線は図 46 と同様。各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている。

図 49 右下:図 47 と図 48 を重ねたもの。縦軸と横軸, 点線は図 46 と同様。各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている。

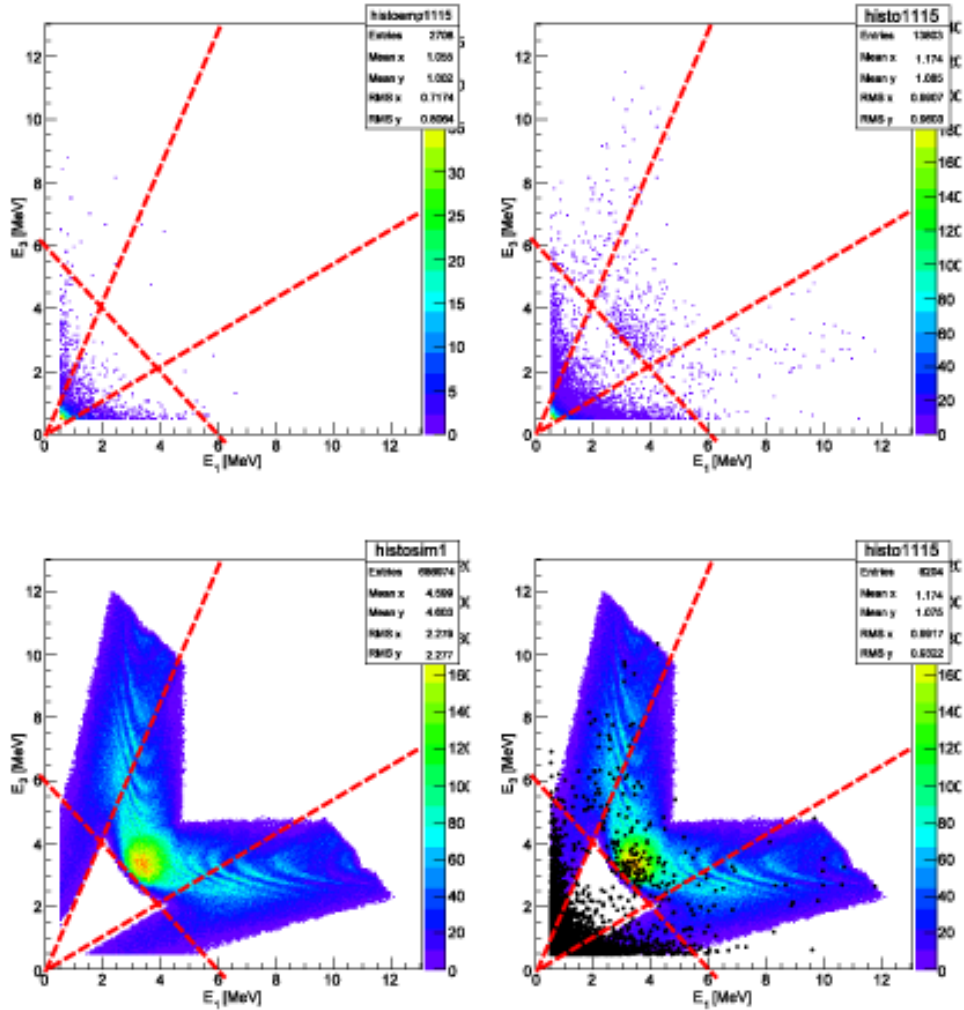


図 50 左上: γ 線 34 MeV におけるチェンバー内が真空の際のエネルギー対応図. 横軸が図 23 の Si1 で検出したエネルギー, 縦軸が図 23 の Si3 で検出したエネルギー. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている. 3 種類の点線はそれぞれ (縦軸)+(横軸)= 6, (横軸)= $2\times$ (縦軸), (縦軸)= $2\times$ (横軸) の直線で, (縦軸)+(横軸)< 6, (縦軸)< $2\times$ (横軸), (横軸)< $2\times$ (縦軸) をバックグラウンドとした.

図 51 右上: γ 線 34 MeV における実験のエネルギー対応図. 縦軸と横軸, 点線は図 50 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 52 左下: γ 線 34 MeV という条件で行った (p,t) 反応のシミュレーション. 縦軸と横軸, 点線は図 50 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

図 53 右下:図 51 と図 52 を重ねたもの. 縦軸と横軸, 点線は図 50 と同様. 各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている.

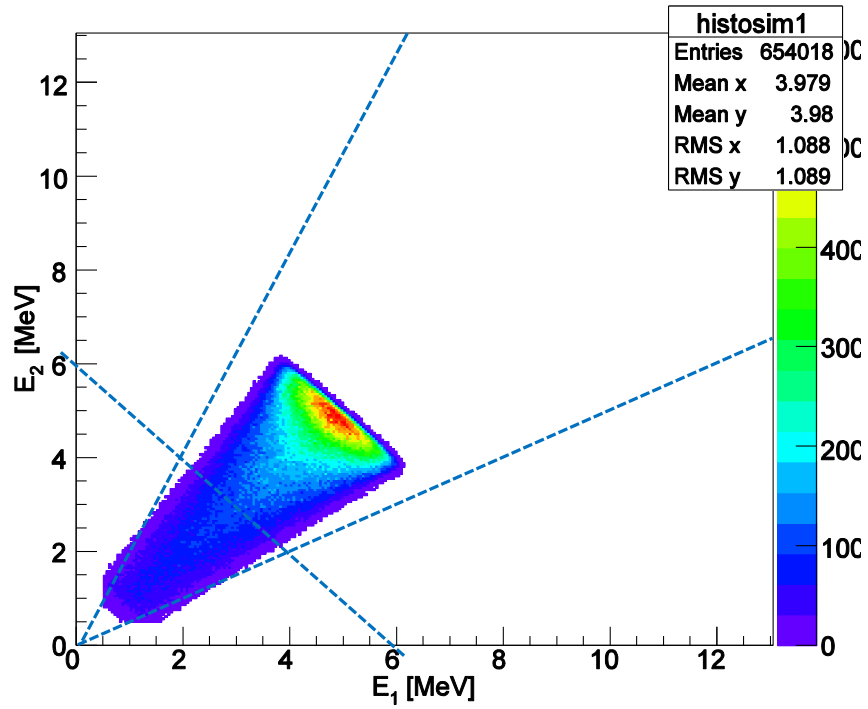


図 54 γ 線 34 MeV で行った (d,d) 反応のシミュレーション．縦軸と横軸，点線は図 50 と同様．各 Si 検出器で検出したエネルギーに 0.5 MeV 以上というスレッシュホールドをかけている．

まれているので，入射 γ 線数，live time の補正をかけて取り除くことで真の (p,t) 反応の yield Y が求まる． (p,t) の断面積を求める式は

$$\sigma = \frac{Y}{N_{\gamma} N_t \epsilon}$$

N_{γ} は入射 γ 線数， N_t はターゲットの ${}^4\text{He}$ の面密度， ϵ は (p,t) 反応の Si 検出器での検出効率である．この式の各パラメータと断面積を求めると表 4 のようになった．

図 55 は横軸が入射 γ 線のエネルギー，縦軸が (p,t) の断面積としたときのグラフである．丸い点が向かい合うストリップ型 Si 検出器のエネルギーの対応を用いた際の断面積，四角い点がストリップ型 Si 検出器とパッド型 Si 検出器，それと向かい合うストリップ型 Si 検出器の 3 枚のエネルギーの対応を用いた際の断面積である．

表 4 (p,t) 反応の断面積と各パラメータ

E_γ	$N_\gamma(\text{count})$	$N_t(\text{mb}^{-1})$	$Y(\text{count})$	ϵ	$\sigma(\text{mb})$
23 MeV	$(3.20 \pm 0.21) \times 10^8$	1.66×10^{-7}	17 ± 10	0.30	1.09 ± 0.65
25 MeV	$(1.66 \pm 0.13) \times 10^9$	1.65×10^{-7}	170 ± 18	0.46	1.36 ± 0.19
27 MeV	$(2.40 \pm 0.04) \times 10^8$	4.77×10^{-7}	118 ± 30	0.65	1.59 ± 0.40
29 MeV ^{†*1}	$(7.48 \pm 0.99) \times 10^8$	4.82×10^{-7}	266 ± 67	0.69	1.07 ± 0.30
29 MeV ^{‡*2}	$(7.48 \pm 0.99) \times 10^8$	4.82×10^{-7}	37 ± 6	0.14	$(7.58 \pm 1.60) \times 10^{-1}$
34 MeV [†]	$(2.08 \pm 0.16) \times 10^9$	4.76×10^{-7}	350 ± 41	0.24	1.44 ± 0.20
34 MeV [‡]	$(2.08 \pm 0.16) \times 10^9$	4.76×10^{-7}	433 ± 21	0.45	$(9.80 \pm 0.88) \times 10^{-1}$

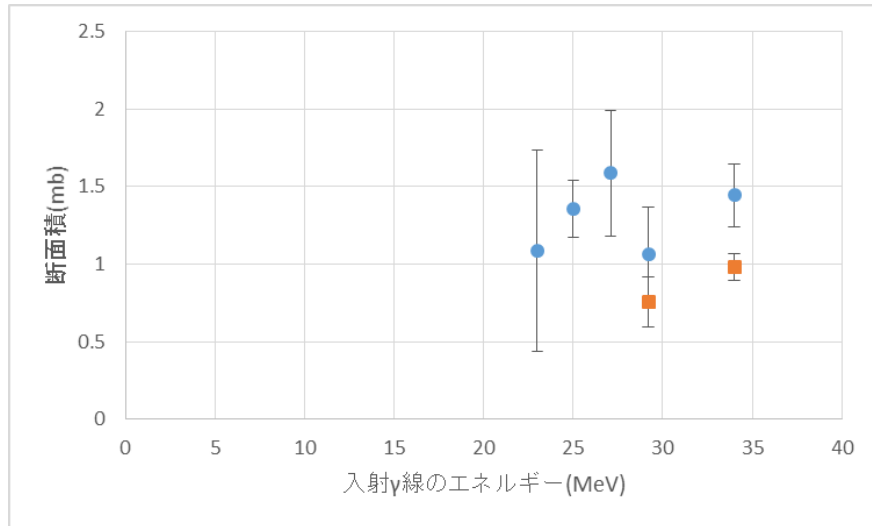


図 55 (p,t) 反応の断面積

*1 † は解析においてパッド型 Si 検出器を用いなかった際の結果を表す.

*2 ‡ は解析においてパッド型 Si 検出器を用いた際の結果を表す.

4.4 中性子検出器の検出効率

得られたデータにおける中性子数を求めるにあたって、中性子の検出効率が 1 でないため実際の粒子数とは異なる粒子数が得られている。これを補正するために、線源 ^{252}Cf を用いて実験に用いた中性子検出器の検出効率の評価を行った。

4.4.1 シミュレーションによる検出効率

今回の実験に用いた中性子検出器を用いた過去の実験例に [11] M.Yosoi, PhD.thesis, KyotoUniversity. がある。[11] M.Yosoi, PhD.thesis, KyotoUniversity. ではこの中性子検出器の検出効率をシミュレーションによって評価しており、これによる検出効率の曲線は図 56 のようになる。

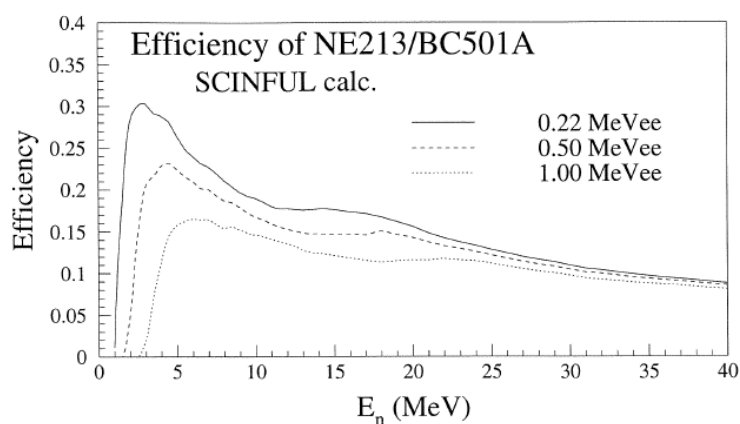


図 56 Efficiency by M.Yosoi

[11] M.Yosoi, PhD.thesis, KyotoUniversity.

実験に用いた ^{252}Cf の中性子のエネルギー分布は以下のように与えられる。

$$\frac{dN}{dE} = \sqrt{E} * \exp\left(\frac{-E}{1.3}\right) \quad (4.6)$$

このシミュレーションによる平均の検出効率を求めるため、図 56 の 2 MeV から 25 MeV の範囲を 100 keV 毎に分割した各点で、式 (4.6) に各点のシミュレーションによる検出効率を掛け合わせたものを足し合わせて検出される中性子数を求め、また各点での式 (4.6) を足し合わせることで全粒子数を求めた。この全粒子数を検出される粒子数で割ることで検出効率を求めた。検出効率は 0.2 MeV, 0.5 MeV, 1.0 MeV の 3 つの電子換算したエネルギー閾値で求めた。表 5 に結果を示す。

4.4.2 実験における検出効率

実験に用いた中性子線源は ^{252}Cf であり、表 6 に詳細を示す。

表 5 Efficiency by simulation

閾値 [MeV]	全粒子数	検出される粒子数	検出効率 [%]
0.20	1.31×10^1	1.97	1.50×10^1
0.50	1.31×10^1	0.89	6.80
1.00	1.31×10^1	0.28	2.14

表 6 線源 ^{252}Cf

線源番号	9015NC
基準日	2000/04/14
半減期	2.64 y
放射能	3.71×10^6 Bq
中性子フラックス	4.31×10^5 n/s
フルエンス・線量率換算	3.38×10^{-10} Sv/cm ²
平均エネルギー	2.37 MeV

実験を行ったのは 2013/12/7 であるため, このフラックスに崩壊による補正と立体角による補正を行った.

半減期 t_0 の原子は初期の原子数 N_0 を用いて

$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{-\ln 2 t}{t_0}\right) \quad (4.7)$$

と書ける. よって経過年数として $t = 1.37 \times 10^1$ [y] を代入して実験時のフラックスを求めた. また立体角補正では, ビームから中性子検出器までの距離を半径に持つ球に対する中性子検出器の感応部の面積比を採用した. これにより, 立体角を考慮した実験時のフラックス f は

$$f = 4.53 \times 10^2 \text{ [n/s]} \quad (4.8)$$

となった. これに測定した時間をかけることで, 測定中に出た中性子数 N_{neutron} が

$$N_{\text{neutron}} = 5.58 \times 10^5 \text{ [n]} \quad (4.9)$$

と得られた.

実験で得られた中性子, γ 線は図 57, 図 58 のように分けられる. ここで, 図中の左側のピークが γ 線, 右側が中性子である.

これを先のシミュレーションと比較するために, 電子換算したエネルギー閾値
• 0.2 MeVee

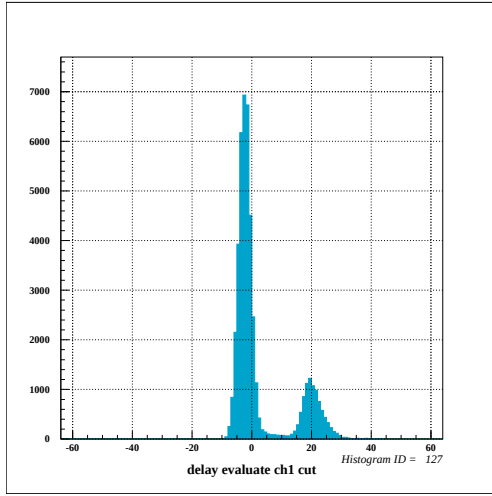


図 57 n - γ discrimination detec.1

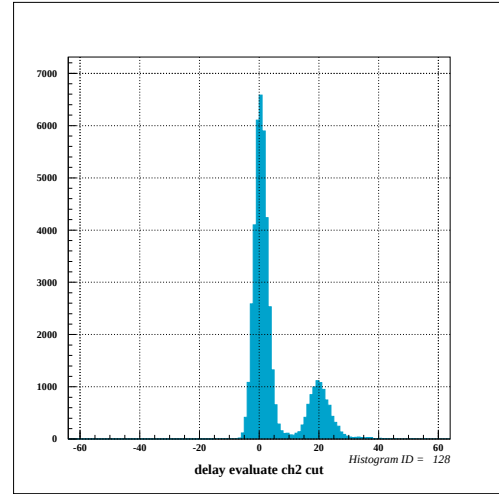


図 58 n - γ discrimination detec.2

- 0.5 MeV
- 1.0 MeV

の 3 条件で検出効率の検証を行った. ここで, 得られたヒストグラムは count-ch のヒストグラムであるため, 線源 Co のデータを用いまずこれを count-Energy に対応させる必要があった.

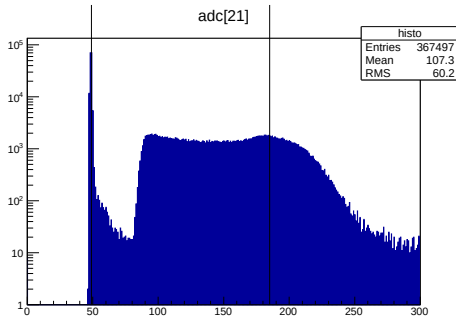


図 59 Compton edge and pedestal of Co detec.1

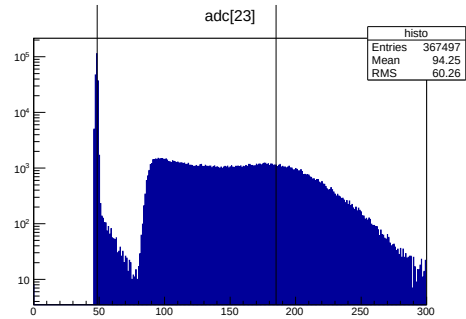


図 60 Compton edge and pedestal of Co detec.2

図 59, 図 60 の Co のヒストグラムにおいて, 185 ch のコンプトンエッジはエネルギー 9.6×10^{-1} MeV であり, 50 ch のピークはエネルギーゼロの原点である. よってこのコンプトンエッジと原点の 2 点で Energy-ch の対応を表す直線を求めた. 各閾値での Energy-ch 対応が求められたので, 閾値以上のエネルギー領域にある中性子数を求めこれを式 (4.9) で割ることにより各閾値での検出効率を求めた. 表 7 に結果を示す.

閾値 0.5 MeV, 1.0 MeV ではシミュレーションによる検出効率が実験による検出効率に比べ 15 % 程度小さいのに比べ, 0.2 MeV では 13 % 程度大きくなっているのは実験時に測定装置の仕様で閾値を 0.2 MeV に設定できなかったからである.

表 7 Energy=ch*a+b

閾値 [MeV]	ch	a	b	ch _{C.edge}	N_{det}	Eff _{exp} [%]	Eff _{sim} [%]
detec. 1							
0.2	8.02×10	7.10×10^{-3}	-3.50×10^{-1}	185	6.26×10^4	1.12×10	1.50×10
0.5	1.20×10^2	7.10×10^{-3}	-3.50×10^{-1}	185	4.49×10^4	8.05	6.80
1.0	1.90×10^2	7.10×10^{-3}	-3.50×10^{-1}	185	1.50×10^4	2.69	2.14
detec. 2							
0.2	8.08×10	6.81×10^{-3}	-3.30×10^{-1}	190	6.14×10^4	1.10×10	1.50×10
0.5	1.22×10^2	6.81×10^{-3}	-3.30×10^{-1}	190	4.22×10^4	7.56	6.80
1.0	1.95×10^2	6.81×10^{-3}	-3.30×10^{-1}	190	1.43×10^4	2.56	2.14

以上の結果から, 実験で得られた中性子数の補正に用いる定数 K を

$$K = \frac{\text{Eff}_{\text{sim}}}{\text{Eff}_{\text{exp}}} \quad (4.10)$$

により求めた. 表 8 に結果を示す.

表 8 補正定数 K

K	0.2 MeV	0.5 MeV	1.0 MeV
detec.1	1.35	0.88	0.85
detec.2	1.37	0.90	0.84

4.5 ($n, {}^3\text{He}$) 反応

表 3 のように, γ 線により ${}^4\text{He}$ が ${}^3\text{He}$ と中性子に分裂する ($n, {}^3\text{He}$) 反応が起こる. この節では ($n, {}^3\text{He}$) 反応が起きた回数を実験データから解析する.

4.5.1 back-to-back Gate

${}^4\text{He}$ は γ 線により光分解した後 ${}^3\text{He}$ は Si 検出器で検出され, 中性子は Si 検出器では検出されず液体シンチレーション検出器により検出される. このとき Si 検出器と液体シンチレーション検出器の距離は同じではないが, ${}^3\text{He}$ と中性子は分解後ほぼ同時に検出器に到達し検出される. よって 2 つの検出器が同時に鳴ったイベント (tdc により同時に検出されるイベント) を選択すれば ($n, {}^3\text{He}$) 反応を含むイベントを弁別できる. この向かい合った検出器で同時に観測したものを選別

する gate を back-to-back Gate と呼ぶ.

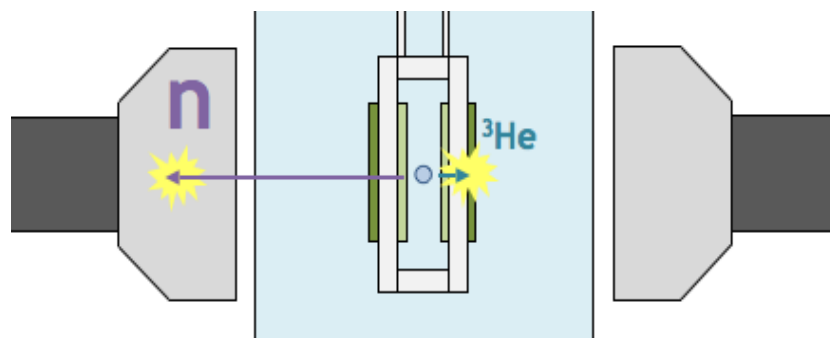


図 61 チェンバー内での $(n, {}^3\text{He})$ 反応のモデル

4.5.2 バックグラウンド γ 線

中性子が通過することにより液体シンチレーション検出器は発光し、その光を光電子増倍管 (PMT 検出器) で検出することにより中性子の存在を検出することができる。しかし、チェンバー中の ${}^4\text{He}$ やそれを封止しているアラミド膜中の電子と γ 線ビームがコンプトン散乱し、その散乱した γ 線によっても液体シンチレーション検出器が発光するため、液体シンチレーション検出器で検出した粒子の種類を弁別する必要がある。

4.5.3 Pulse Shape Discrimination

液体シンチレーション検出器を用いて、中性子と γ 線を弁別するために Pulse Shape Discrimination を行う。中性子は反跳陽子、 γ 線は反跳電子によって液体シンチレーション検出器を発光させる。また液体シンチレーション検出器の発光応答は dE/dx に比例し、反跳電子よりも反跳陽子のほうが dE/dx が大きくなるため反跳陽子による信号は遅発光成分 (tail) が大きくなる。波形の形の違いを図 62 に示す。そこで、この遅発光成分による波形の違いにより中性子とノイズのバックグラウンド γ 線を弁別することができる。

本実験では波形の全体部分 total と遅発光部分 tail の積分値を得るために液体シンチレーション検出器からの信号を 2 つに分けた。その内の 1 つに delay をかけ、同じタイミングのゲートを用いて total の波形と tail の波形に切り取った信号を adc に送ることにより total, tail 信号のそれぞれの積分値を得た。液体シンチレーション検出器からの信号を分けて、delay をかける様子は図 63 のようになる。

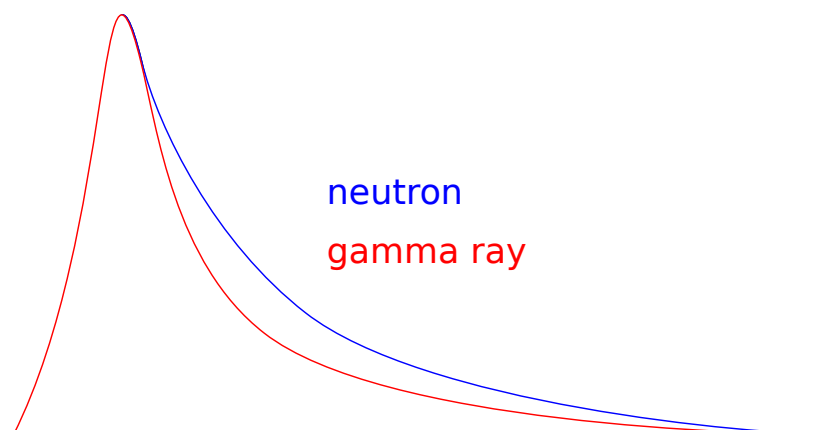


図 62 液体シンチレーション検出器に対する中性子と γ 線の波形の違い

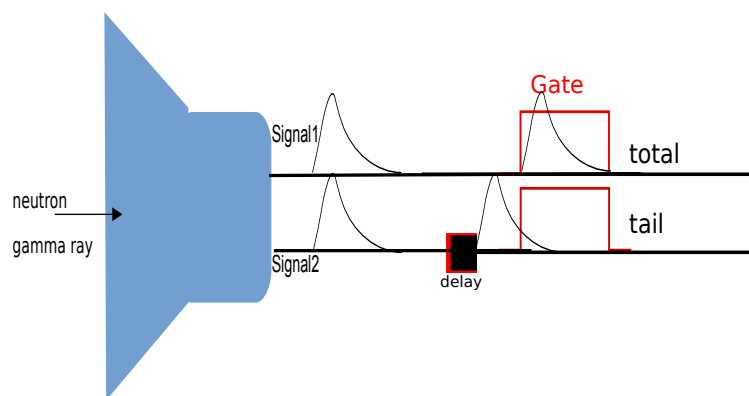


図 63 液体シンチレーション検出器からの信号を tail, total として得る様子

実験装置を用いて得た積分値 total, tail の相関を見る．縦軸を tail , 横軸を total として二次元プロットしたものは図 64 のようになる．中性子の波形は遅発光成分 tail が比較的大きくなるので図 64 において青線で囲まれた範囲内に分布している点が中性子に対応しており, 赤線で囲まれた範囲に直線状に分布している点が γ 線に対応している．

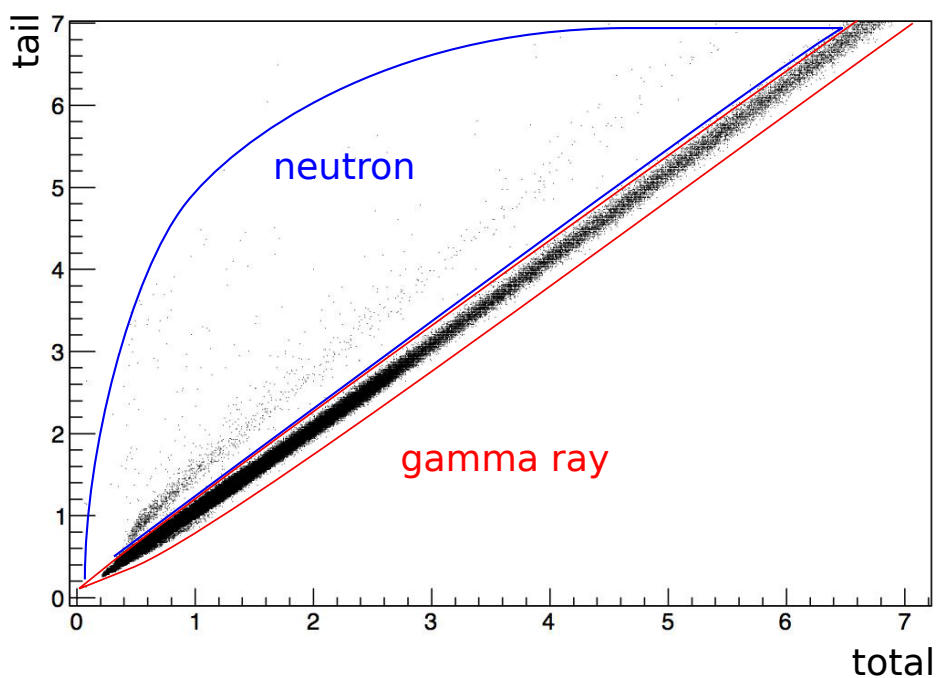


図 64 tail を縦軸 total を横軸にとったヒストグラム

また 2 つの成分 total と tail の比をとることにより中性子と γ 線を弁別することができる．中性子線源であり、 γ 線も放出する ^{252}Cf を用いてその応答を検出した．このときの total/tail の値は図 65 のようになる．中性子の tail 成分は γ 線に比べて大きな値を取るため中性子の total/tail の値は小さくなる．よって図 65 の 0.5–0.8 付近のピークは中性子に対応し、0.8–1.1 付近のピークは γ 線に対応すると考えられる．これより中性子と γ 線の tail/total の値に関する対応が確認でき、中性子は total/tail に関して 0.5–0.8 の間の値を取るとして実験データを解析した．実験により得られた total/tail のヒストグラムは図 66 である．図 66 上の 0.5–0.8 の間に中性子は分布するとして、範囲内のイベントを切り取ることで実験データの中性子と γ 線を弁別した．

このような波形の違いに着目して行う弁別法を Pulse Shape Discrimination (PSD) と呼ぶ．

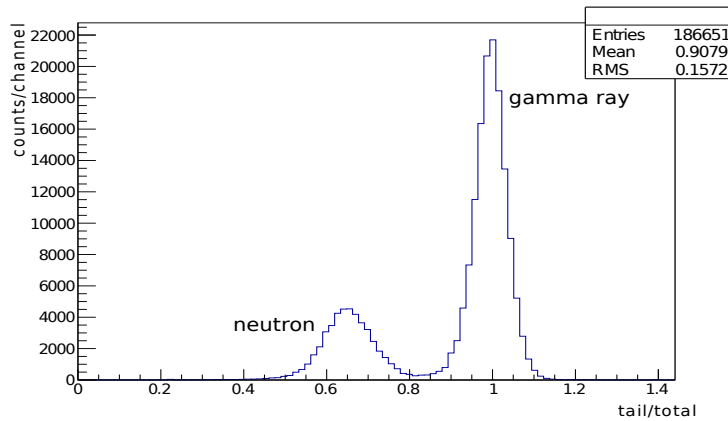


図 65 PMT 検出器で検出した ^{252}Cf の total/tail のヒストグラム

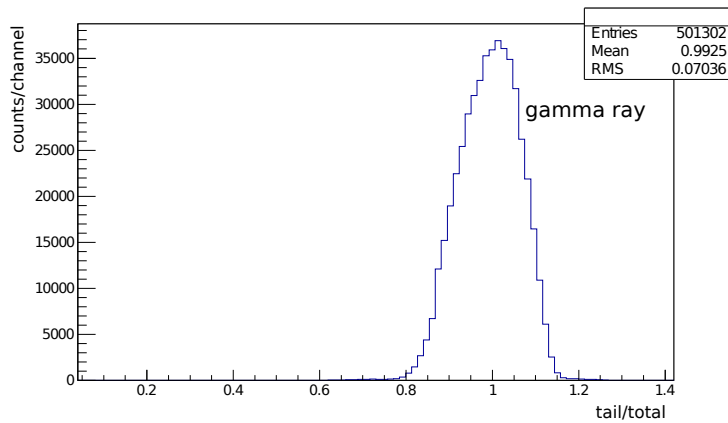


図 66 PMT 検出器で検出した 34 MeV における total/tail のヒストグラム

4.5.4 Data / simulation

本節で説明した back-to-back Gate や PSD を適用することにより ($n, ^3\text{He}$) 反応を見つけ出す. 液体シンチレーション検出器を用いて中性子のエネルギー自体を正確に検出することはできないため, Si 検出器により検出される ^3He のエネルギー (横軸; energy 縦軸; counts) を調べる. 本実験では γ 線のエネルギーを 23 MeV, 25 MeV, 27 MeV, 29 MeV, 34 MeV に設定して計測を行ったが, 以下では中性子の収量が最も多いことが期待される 34 MeV のデータに注目して示す. また, すべての Si 検出器と両方の液体シンチレーション検出器で検出されたイベントを合計したものを扱っている.

まず, back-to-back Gate や PSD 等の Gate をかけていない ^3He のエネルギーは図 67 のようになる. これに back-to-back Gate をかけたものが図 68 のようになり, ($n, ^3\text{He}$) 反応を含むイベント

が弁別される. Entries が明らかに減少している. このとき図 68 には中性子だけでなく γ 線によるノイズが含まれている. 更に, γ 線によるノイズを除くために PSD を適用したものが図 69 である. Entries は図 68 より更に減少し, back-to-back Gate や PSD による弁別の様子が確認できる.

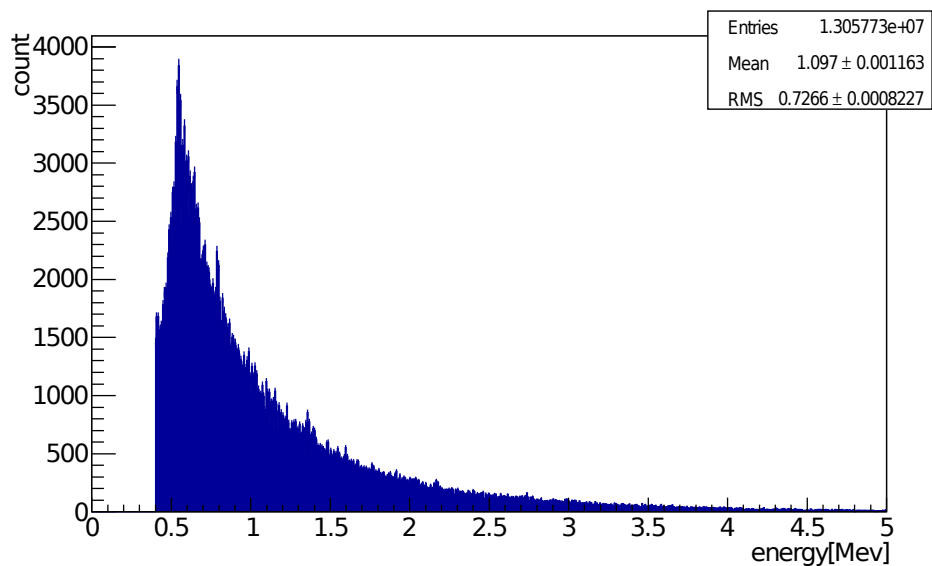


図 67 Gate をかけていない: Si 検出器で検出した ^3He の energy: 34 MeV

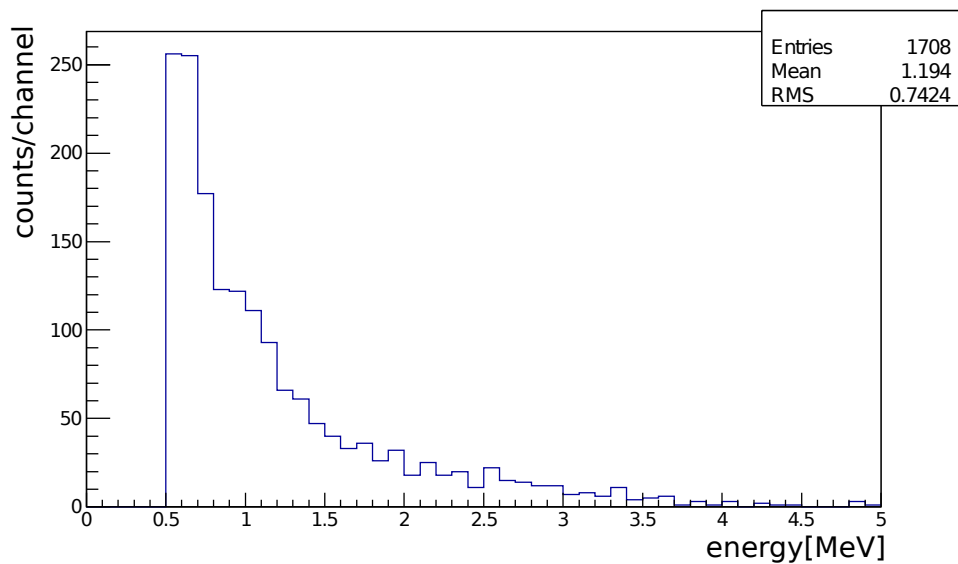


図 68 back-to-back Gate: Si 検出器で検出した ^3He の energy: 34 MeV

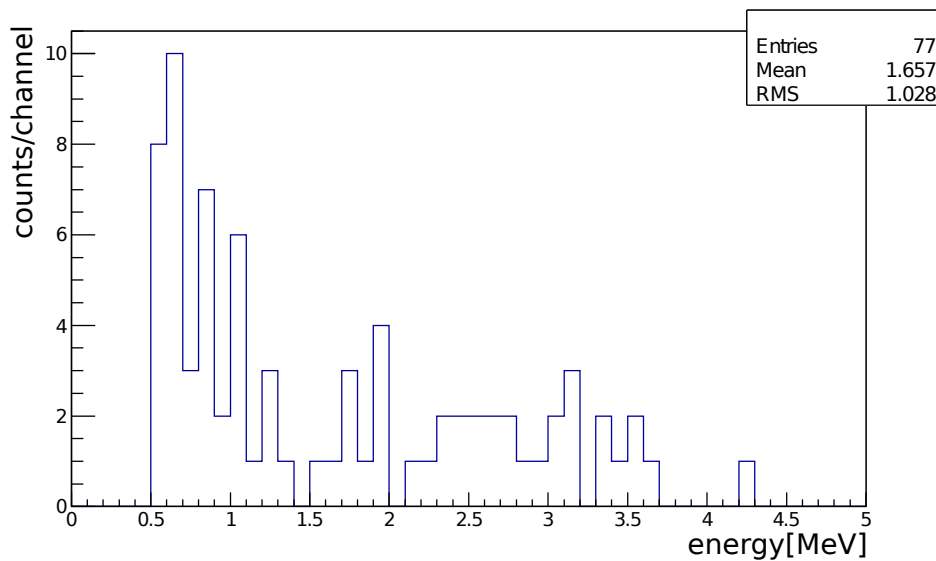


図 69 back-to-back Gate と PSD : Si 検出器で検出した ^3He の energy : 34 MeV

4.5.5 simulation

ここまでは実験データのみを操作する弁別処理を行ったが、加えてシミュレーションとの比較を行った。比較のためにシミュレーションも 23 MeV, 25 MeV, 27 MeV, 29 MeV, 34 MeV それぞれのデータを生成し、生成されたデータに実験で得られたデータと同じく back-to-back Gate と PSD の Gate をかけた。そのときシミュレーションから生成したデータ (34 MeV) に back-to-back Gate と PSD による処理を行ったものが図 70 になる。

このシミュレーションによるヒストグラム図 70 では、1.49 MeV–3.7 MeV の部分にイベントが集中している。このことから本実験 (34 MeV) においても 1.49 MeV–3.7 MeV の範囲で ^3He が検出され则认为、実験データに更に Gate をかけこの範囲の外のイベントを切り捨てる操作を行った。back-to-back Gate と PSD の処理を行った ^3He エネルギー (図 70) に更にシミュレーションから読み取った 1.49 MeV–3.7 MeV の Gate を適用すると図 71 のようになる。

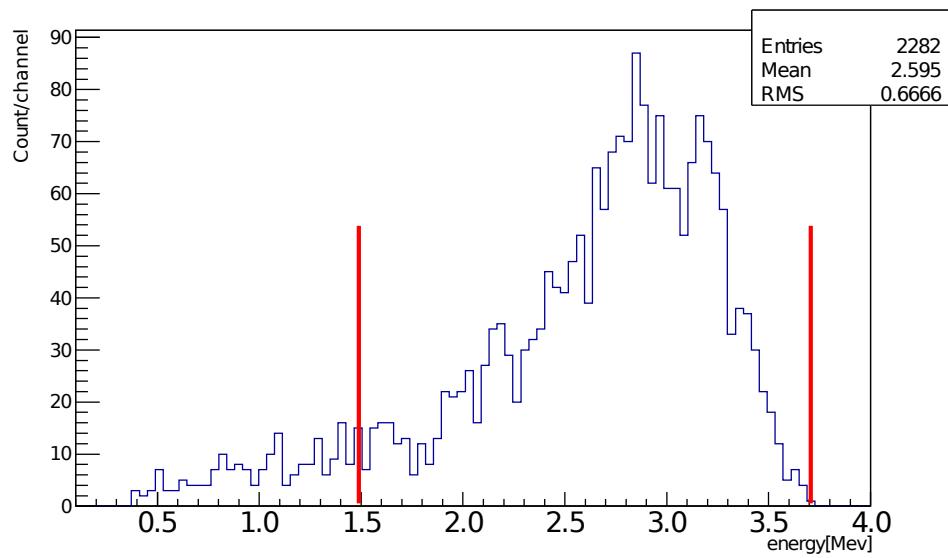


図 70 back-to-back Gate と PSD : ^3He の energy : シミュレーション 34 MeV : 赤い縦線は 1.49 MeV–3.7 MeV の gate 位置

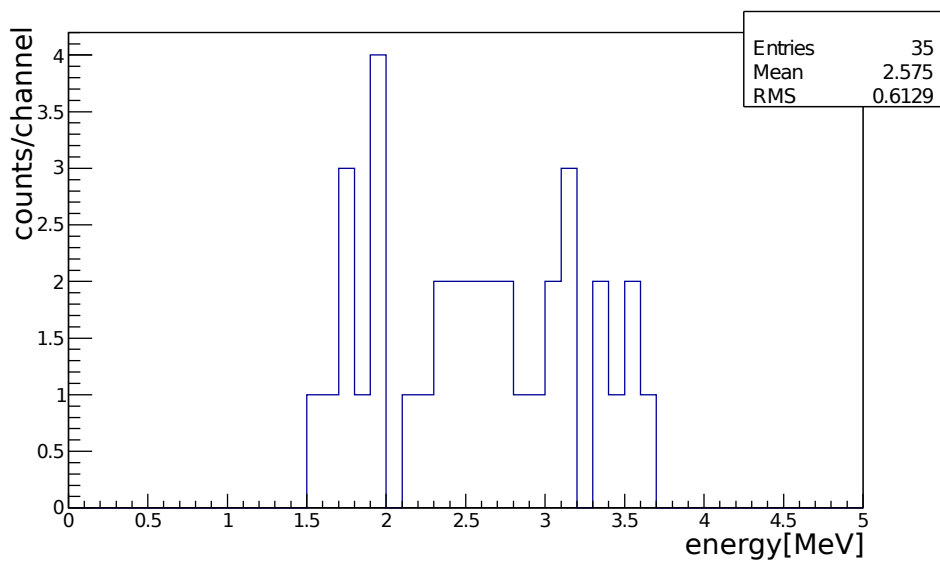


図 71 back-to-back Gate と PSD と 1.49 MeV–3.7 MeV の Gate : Si 検出器による ^3He の energy : 34 MeV

4.5.6 収量と真空状態

解析の目的は $(n, {}^3\text{He})$ 反応を特定しその反応が起きた数を知る事であり, 弁別操作の結果である図 71 における ${}^3\text{He}$ の Entries こそが目的の $(n, {}^3\text{He})$ 反応回数である. 検出した ${}^3\text{He}$ の数 Entries は, 収量 (Y :yield) である.

ここまでで得られた収量 Y は純粋に $(n, {}^3\text{He})$ 反応由来のものだけではない. チェンバー内に ${}^4\text{He}$ を詰めずに真空状態にして観測を行っても一定の収量が得られる. そのため真空状態においても同様の観測を行い, そこで得られた真空状態での収量を ${}^4\text{He}$ を詰めた状態の収量から差引くことで真の収量を求めることができる.

真の yield を求める式は

$$Y_{\text{true}} = Y_{4\text{He}} - Y_{\text{empty}} \frac{N_{\gamma}(\text{lifetime})}{N'_{\gamma}(\text{lifetime}')} \quad (4.11)$$

N_{γ} は γ 線の数であり, lifetime は accept/request である. 「'」が付いているものは真空状態での計測における量である.

4.5.7 結果

断面積 σ を求める式は

$$Y = \sigma N_{\gamma} N_t \epsilon \quad (4.12)$$

N_t は ${}^4\text{He}$ の個数で面密度と距離 (10 cm) から決まり. N_{γ} は γ 線の数で, ϵ はシミュレーションから与えられる値である. 加えて, Y は本節で行った解析により決まっている.

以上の式, 値から σ を誤差を含め求めた. ただし, シミュレーションにより導出された efficiency が 23 MeV, 25 MeV では 0 だったため 23 MeV, 25 MeV の σ は求めることはできなかった.

表 9 $(n, {}^3\text{He})$ 反応の断面積

E_{γ}	σ [mb]	Y [count]	N_{γ} [count]	N_t [mb ⁻¹]	ϵ
27 MeV	$(5.55 \pm 1.31) \times 10^{-1}$	1.07	4.77×10^{-7}	$(2.08 \pm 0.16) \times 10^9$	1.69×10^{-2}
29 MeV	$(5.37 \pm 1.74) \times 10^{-1}$	5.46	4.82×10^{-7}	$(7.48 \pm 0.99) \times 10^8$	2.81×10^{-2}
34 MeV	$(4.26 \pm 0.47) \times 10^{-1}$	11.51	4.76×10^{-7}	$(2.40 \pm 0.04) \times 10^8$	2.72×10^{-2}

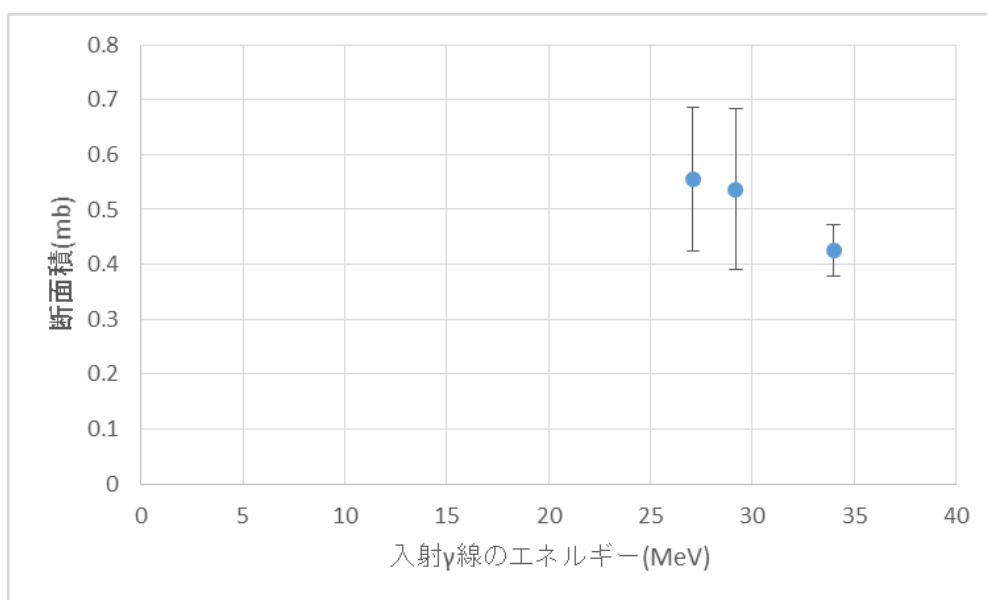


図 72 (γ, n) 反応の断面積

5 結論

今回の実験で得られた ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$, ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}$ の断面積の図 55 と図 72 を, 図 1, 図 2 と対応させると, 図 73, 図 74 のようになった. 図 73 は ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$ の断面積のグラフであり, 13P4(1), 13P4(2) とした点が今回の実験で得られた点で, 13P4(1) がストリップ型 Si 検出器のみを用いた場合の断面積, 13P4(2) がストリップ型 Si 検出器とパッド型 Si 検出器の両方を用いた場合の断面積を表す. 図 74 は ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}$ の断面積のグラフであり, 13P4 の黄色い丸の点が今回の実験で得られた断面積を表す.

図 73 と図 74 により, 今回の実験では ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$ では 25 MeV 周辺にピークが存在し, その付近に GDR 領域があると考えられる. すなわち ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$, ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}$ 共に Shima らによる断面積と一致する傾向は見られず, それ以前に提唱されてきた断面積に近いデータが得られている.

また図 75 は横軸に γ 線のエネルギー, 縦軸に式 (1.12) の $R\gamma$ をとったグラフである. 赤い丸で示した点が Shima ら [1] の得た点である. 今回の実験で求めた値は 13P4(1), 13P4(2) と書かれた点であり, 13P4(1) が ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$ の解析でストリップ型 Si 検出器のみを用いた場合の値, 13P4(2) が ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$ の解析でストリップ型 Si 検出器とパッド型 Si 検出器の両方を用いた場合の値を表す. これより, 今回の実験で核力の荷電対称性を示すことはできなかった.

誤差の主な原因としては, ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$, ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}$ とともに, 34 MeV, 29 MeV に関しては入射 γ 線数の誤差の影響が, 23 MeV, 25 MeV, 27 MeV については (p,t) の yield の誤差の影響が大きかった.

yield の誤差の原因として, チェンバー内を真空にして γ 線を入射した時間が短かったことが挙げられる. チェンバー内を真空にした際, γ 線のエネルギーが低いほど, バックグラウンドとして除いたエネルギー領域以外のイベントの数が少なかったため, 4.3.6 節で yield の補正を行った際に統計誤差が大きくなってしまった. これによる誤差が十分小さくなる程度に長い時間, 計測を行えば良かったと考えられる.

また, γ 線の幅は実際にはハロー状に広がりを持っているため, Si 検出器で入射 γ 線の一部をそのまま検出してしまい, 誤差を大きくしていると考えられる. 今回は光分解反応の生成粒子を多く検出するために向かい合う Si 検出器の幅を狭くしていたが, この広がりが実験で光分解反応のイベントを計測する際にどの程度影響するかを把握しておくことができていなかった. そのため, 予めその影響を調べた上で Si 検出器どうしを適切な幅に広げればよいと考えられる.

さらに, 今回は back-to-back のイベントを観測しようとしたが, 実際に向かい合う Si 検出器で検出したイベントは左右の Si 検出器で対称となっていなかった. これを改善するには, 今回はストリップ型 Si 検出器のストリップを 4 分割にしたが, そのストリップの分割数を増やすという方法が考えられる. これにより back-to-back のイベントだけを選びやすくなると考えられる.

また, 光分解反応が起こった際に入射 γ 線の偏極方向と平行な向きに生成粒子が最も多く飛んでいくという性質があり, γ 線 25 MeV, 23 MeV の実験の際には Si 検出器に垂直に向く方向に γ 線を入射していたが, γ 線 27 MeV, 29 MeV, 34 MeV ではその方向から 16 度ほど傾いていた. これ

により光分解反応の生成粒子で Si 検出器や液体シンチレーション検出器で検出されなかったものの数が増えたと考えられる． γ 線の偏極方向を適切に選ぶ方法を最初のうちから把握しておくべきであった．

入射 γ 線の誤差について、今回の実験で実効的な入射 γ 線を計数するためには、入射 γ 線のエネルギー分布を決定することが必要であった．しかし、今回用いた NaI シンチレーション検出器ではその大きさが十分ではなく、入射 γ 線のエネルギー分布を実験から決めることができなかった．そのため、解析では計算によって入射 γ 線のエネルギー分布を求めたのであるが、この計算に用いた各パラメータの値を正しく決定しておく必要もあった．

以上が、同様の実験を行う際に改善することができる今後の課題である．

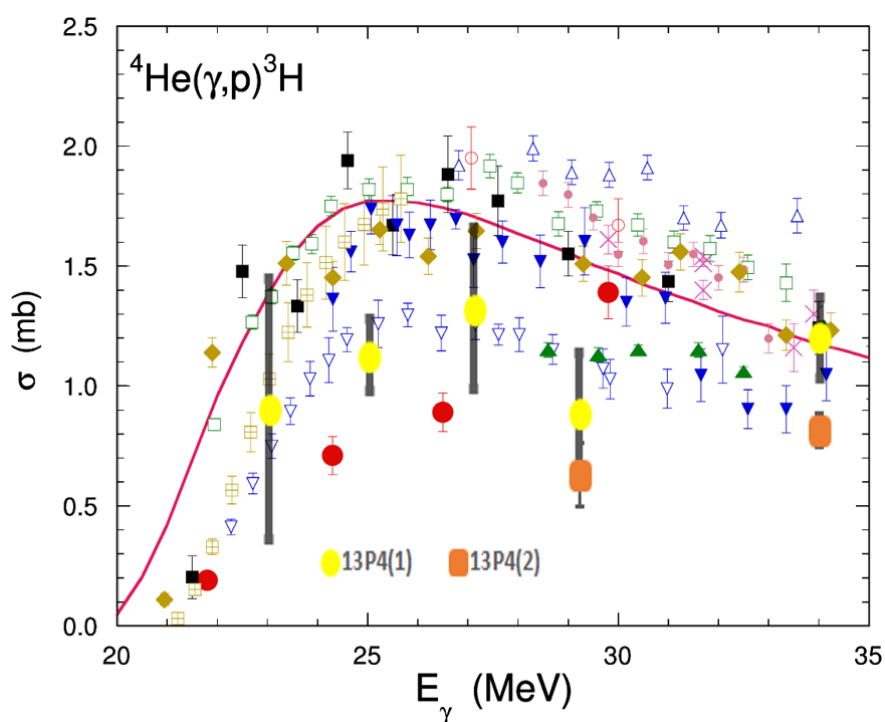


図 73 ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$ 反応の断面積のグラフ．横軸が γ 線のエネルギー，縦軸が ${}^4\text{He}(\gamma,p)t$ の断面積である．13P4(1), 13P4(2) が今回の実験で得られた点で，13P4(1) がストリップ型 Si 検出器のみを用いた場合，13P4(2) がストリップ型 Si 検出器とパッド型 Si 検出器の両方を用いた場合を表す．

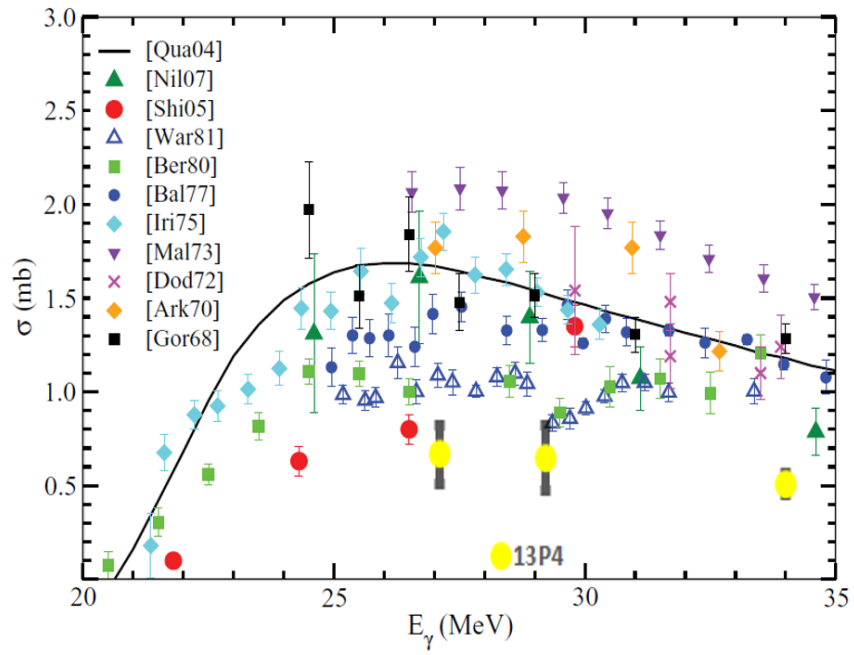


図 74 ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ の断面積のグラフ. 横軸が γ 線のエネルギー, 縦軸が ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ の断面積. 13P4 の黄色い丸が今回の実験で得られた点である.

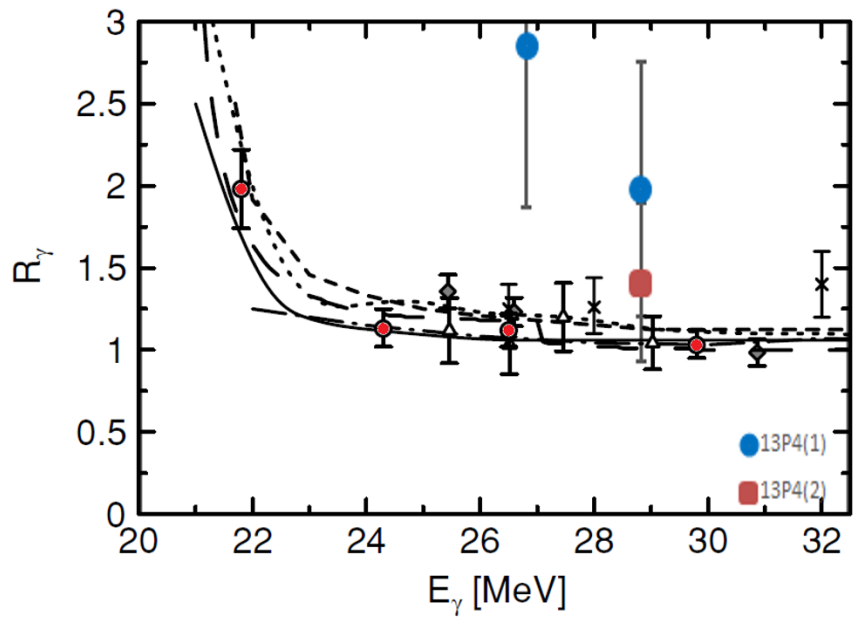


図 75 荷電対称性についてのグラフ. 横軸が γ 線のエネルギー, 縦軸が式 (1.12) の R_γ である. 13P4(1), 13P4(2) と書かれた点であり, 13P4(1) が ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ の解析でストリップ型 Si 検出器のみを用いた場合の値, 13P4(2) が ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ の解析でストリップ型 Si 検出器とパッド型 Si 検出器の両方を用いた場合の値を表す.

付録 A Lorentz integral transform

A.1 光分解反応断面積の導出

光分解反応 (${}^4\text{He}(\gamma, p)t$, ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$) の断面積は始状態の波動関数を $|\Psi_\alpha\rangle$, 終状態の波動関数を $|\Psi_{N,3}^-(E_{N,3})\rangle$ ($(N, 3) = (p, t) \text{ or } (n, {}^3\text{He})$) とすると

$$\sigma_{N,3} = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} k \mu \omega_\gamma \sum_{M_3, M_N = \pm \frac{1}{2}} \int \left| \langle \Psi_{N,3}^-(E_{N,3}) | D_z | \Psi_\alpha \rangle \right|^2 d\Omega_k \quad (\text{A.1})$$

のようにかける. ここで, エネルギー $E_{N,3}$ は入射ガンマ線のエネルギーを ω_γ とし ${}^4\text{He}$ のエネルギーを E_α とおくと, 反跳を無視する限り

$$E_{N,3} = \omega_\gamma + E_\alpha \quad (\text{A.2})$$

で与えられる. また, dipole operator D_z はアイソスピン演算子 τ と重心位置からの相対位置演算子の第 3 軸成分 z を用いて次のように与えられる

$$D_z = \sum_{j=1}^4 \frac{1 + \tau_j^3}{2} z_j. \quad (\text{A.3})$$

以上で与えられる断面積 $\sigma_{N,3}$ を計算するには遷移行列

$$T_{N,3}(E_{N,3}) = \langle \Psi_{N,3}^-(E_{N,3}) | D_z | \Psi_\alpha \rangle \quad (\text{A.4})$$

を求めれば良い. しかし, この行列を求めるには 4 核子系における Schrödinger 方程式を連続状態の波動関数に対して解く必要があり厳密な解を得ることは困難である. したがって, この行列を何らかの近似法によって求める必要がある. LIT は問題を局在化された波動関数を求めることに帰着させる方法であり有用である.

A.2 LIT による近似

遷移行列を一般的な形に書くと

$$T_f(E_f) = \langle \Psi_f^-(E_f) | \hat{O} | \Psi_0 \rangle \quad (\text{A.5})$$

となる. ここで $\hat{O}$ は dipole operator D_z に対応する摂動演算子である. 簡単のために, 二体崩壊の場合 ($f = a, b$) のみを考える. この時, 散乱状態の波動関数 $|\Psi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle$ は以下のように書ける

$$|\Psi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle = \hat{\mathcal{A}} |\phi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle + \frac{1}{E_{a,b} - i\epsilon - H} \hat{\mathcal{A}} \mathcal{V} |\phi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle. \quad (\text{A.6})$$

ただし, $|\phi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle$ は崩壊片の一方が電荷を持たない場合は粒子 a と粒子 b を表す平面波のテンソル積でかけるが, 崩壊片の両方が電荷を保つ場合は Coulomb 相互作用が長距離力であるためこ

の限りではない. 具体的には Coulomb 波動関数 $w_\ell(k; r)$ と球面調和関数 $Y_{\ell m}$, phase shift $\delta_\ell(k)$ を用いて以下のような級数で書くことができる.

$$\phi_{a,b}^-(E_{a,b}) = \frac{\Phi_a(1, \dots, n_a) \Phi_b(n_a + 1, \dots, A)}{(2\pi)^{3/2}} 4\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} i^\ell e^{-i\delta_\ell(k)} \frac{w_\ell(k; r)}{kr} Y_{\ell m}(\Omega_r) Y_{\ell m}^*(\Omega_r). \quad (\text{A.7})$$

ここで Φ_a と Φ_b はそれぞれの崩壊片の内部波動関数である. それぞれの, 崩壊片を表す波動関数は既に反対称化されているとすると, (A.6) 式における反対称化演算子 $\hat{\mathcal{A}}$ は崩壊片の間の反対称化のみを考えればよく, したがって以下のように書ける:

$$\hat{\mathcal{A}} = \sqrt{\frac{n_a! n_b!}{A!}} \left[1 - \sum_{i=1}^{n_a} \sum_{j=n_a+i}^A \mathcal{P}_{ij} \right]. \quad (\text{A.8})$$

ここで $\mathcal{P}_{ij}$ は粒子 i と粒子 j を入れ替えるオペレータである. 以上から, (A.6) 式におけるポテンシャル $\mathcal{V}$ は核力と崩壊片の間の電磁相互作用のうち双極子項以降を考慮すればいいことがわかる. 遷移行列はいわゆる”素通り”の項

$$T_{a,b}^{\text{Born}}(E_{a,b}) = \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \hat{\mathcal{A}} \hat{O} \right| \Psi_0 \right\rangle \quad (\text{A.9})$$

とそうでない項

$$T_{a,b}^{\text{FSI}}(E_{a,b}) = \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} \frac{1}{E_{a,b} + i\epsilon - H} \hat{O} \right| \Psi_0 \right\rangle \quad (\text{A.10})$$

に分けて考えることができる. 完全性の条件

$$\oint d\nu |\Psi_\nu(E_\nu)\rangle \langle \Psi_\nu(E_\nu)| = 1$$

を用いて計算すると

$$T_{a,b}^{\text{FSI}}(E_{a,b}) = \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \frac{F_{a,b}(E)}{E_{a,b} + i\epsilon - E} dE \quad (\text{A.11})$$

となる. ここで, E_{th} は崩壊の閾値エネルギーであり, また $F_{a,b}(E)$ は

$$F_{a,b}(E) = \oint d\nu \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} \right| \Psi_\nu(E_\nu) \right\rangle \left\langle \Psi_\nu(E_\nu) \left| \hat{O} \right| \Psi_0 \right\rangle \delta(E - E_\nu) \quad (\text{A.12})$$

で与えられるものとする. 更に, (A.11) 式を主値積分を用いて書けば

$$T_{a,b}^{\text{FSI}}(E_{a,b}) = -i\pi F_{a,b}(E_{a,b}) + \mathcal{P} \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \frac{F_{a,b}(E)}{E_{a,b} - E} dE \quad (\text{A.13})$$

となる. 以上で述べたことから, $F_{a,b}(E)$ を全ての閾値以上のエネルギー領域に渡って知ることができれば, すなわち $T_{a,b}^{\text{FSI}}(E_{a,b})$ を得ることがわかる. しかし, $F_{a,b}(E)$ を完全に求めることは Ψ_ν を完全に求めることと同値であり結局 Schrödinger 方程式を解かなければならない. これを, 回避するために LIT を用いる. LIT とは Lorentzian を核とした次の積分変換である.

$$L[F_{a,b}](\sigma) = \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \frac{F_{a,b}(E)}{(E - \sigma_R)^2 + \sigma_I^2} dE. \quad (\text{A.14})$$

完全性の条件を用いて変形すると

$$L[F_{a,b}](\sigma) = \int d\nu \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \nu \hat{\mathcal{A}} \frac{1}{H - \sigma^*} \right| \Psi_\nu(E_\nu) \right\rangle \left\langle \Psi_\nu(E_\nu) \left| \frac{1}{H - \sigma} \hat{O} \right| \Psi_0 \right\rangle. \quad (\text{A.15})$$

ここで、次の条件を満たす $\tilde{\Psi}_1$ と $\tilde{\Psi}_2$ を導入する:

$$\tilde{\Psi}_1(\sigma) = (H - \sigma)^{-1} \hat{O} |\Psi_0\rangle \Leftrightarrow (H - \sigma) |\tilde{\Psi}_1\rangle = \hat{O} |\Psi_0\rangle \quad (\text{A.16})$$

$$\tilde{\Psi}_2(\sigma) = (H - \sigma)^{-1} \hat{\mathcal{A}} \nu |\phi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle \Leftrightarrow (H - \sigma) |\tilde{\Psi}_2\rangle = \hat{\mathcal{A}} \nu |\phi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle \quad (\text{A.17})$$

これらを用いて $L[F_{a,b}](\sigma)$ は

$$L[F_{a,b}](\sigma) = \left\langle \tilde{\Psi}_2(\sigma) \left| \tilde{\Psi}_1(\sigma) \right\rangle \quad (\text{A.18})$$

のように書ける. ここで, (A.16) 式, (A.17) 式に注目すると $\tilde{\Psi}_1$ と $\tilde{\Psi}_2$ は局所化されていることがわかる. 実際, $\hat{O}$ は摂動オペレーターで $1/r$ より早く無限遠で 0 になる. また, ν は核力と双極子項以降の電磁相互作用のみ含んでいてこれも $1/r$ より早く無限遠で 0 となる. したがって, 散乱問題は LIT によって局所化された. 2 体以上に崩壊する場合には対称性の良い形に変形しておくとう便利である:

$$L[F_{a,b}](\sigma) = \frac{1}{2i\sigma_I} \left\langle \phi^-(E_{a,b}) \left| \nu \hat{\mathcal{A}} \left[\frac{1}{H - \sigma} - \frac{1}{H - \sigma^*} \right] \hat{O} \right| \Psi_0 \right\rangle \quad (\text{A.19})$$

ここで, $\tilde{\Psi}'_1$ を以下のように導入する.

$$(H - \sigma^*) |\tilde{\Psi}'_1(\sigma)\rangle = \hat{O} |\Psi_0\rangle. \quad (\text{A.20})$$

すると, $L[F_{a,b}](\sigma)$ は次のように書ける:

$$L[F_{a,b}](\sigma) = \frac{1}{2i\sigma_I} \left[\left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \nu \hat{\mathcal{A}} \right| \tilde{\Psi}_1(\sigma) \right\rangle - \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \nu \hat{\mathcal{A}} \right| \tilde{\Psi}'_1(\sigma) \right\rangle \right]. \quad (\text{A.21})$$

今度は, (A.16) 式, (A.20) 式を連立して解けば良い. これらの方程式は局所化されており, また, 互いに対称な形になっている. (A.16)-(A.17) あるいは (A.16)-(A.20) を解く際に実際には何らかの基底波動関数を用意し, 行列を作った後逆行列を求めるという手順を踏む. 基底波動関数としては hyperradial function で重み付けられた correlated hyperspherical harmonics (CHH) を用いる. また, 更に収束を良くするために (A.21) 式に Lanczos の方法 [10] を用いている:

$$L[F_{a,b}](\sigma) = \frac{\sqrt{\langle \Psi_0 | \hat{O}^\dagger \hat{O} | \Psi_0 \rangle}}{2i\sigma_I} \sum_{i=0}^n \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \nu \hat{\mathcal{A}} \right| \varphi_i \right\rangle \left\langle \varphi_i \left| \frac{1}{H - \sigma} - \frac{1}{H - \sigma^*} \right| \varphi_0 \right\rangle. \quad (\text{A.22})$$

ここで, $|\varphi_i\rangle$ は $|\varphi_0\rangle = \hat{O} |\Psi_0\rangle$ を満たすように決められた Lanczos の正規直交基底である.

付録 B 逆コンプトン散乱

光分解反応を発生させるために必要な γ 線の生成方法に関する「逆コンプトン散乱」について説明する。一般に「コンプトン散乱」は静止している電子に γ 線を入射した場合に、 γ 線が散乱される現象を指す。このとき、散乱される γ 線は入射した γ 線よりエネルギーが小さい。一方、「逆コンプトン散乱」では、その物理的な過程は「コンプトン散乱」と同一であるが、電子が特に入射 γ 線よりも大きなエネルギーを持っている点において「コンプトン散乱」と大きく異なる。

B.1 準単色性

逆コンプトン散乱の大きな特長である準単色性について説明する。簡単の為に γ 線と電子の散乱が以下の表式で表される場合について考える。

$$\begin{pmatrix} \frac{E_L}{c} \\ -p_L \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{E_e}{c} \\ p_e \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \frac{E_\gamma}{c} \\ p_\gamma \cos \theta \\ p_\gamma \sin \theta \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{E'_e}{c} \\ p'_e \cos \phi \\ p'_e \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

相対論的エネルギーの表式は

$$E_L = p_L c \quad (\text{B.2})$$

$$E_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (\text{B.3})$$

であり、散乱後も同様の物理量も同様に表せる。

4 元運動量保存より

$$E_L + E_e = E_\gamma + E'_e \quad (\text{B.4})$$

$$-p_L + p_e = p_\gamma \cos \theta + p'_e \cos \phi \quad (\text{B.5})$$

$$0 = p_\gamma \sin \theta + p'_e \sin \phi \quad (\text{B.6})$$

最初に、 ϕ を消去する。

$$(p'_e \cos \phi)^2 = (-p_L + p_e - p_\gamma \cos \theta)^2 \quad (\text{B.7})$$

$$(p'_e \sin \phi)^2 = (p_\gamma \sin \theta)^2 \quad (\text{B.8})$$

より

$$\begin{aligned} (p'_e)^2 &= (-p_L + p_e - p_\gamma \cos \theta)^2 + (p_\gamma \sin \theta)^2 \\ &= (p_e - p_L)^2 + (p_\gamma)^2 - 2(p_e - p_L)p_\gamma \cos \theta \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

次に、 $(p'_e c)^2$ を 2 通りで表して、エネルギーの関係式を得る。まず、運動量保存より

$$\begin{aligned} (p'_e c)^2 &= (p_e c - p_L c)^2 + (p_\gamma c)^2 - 2(p_e c - p_L c)p_\gamma c \cos \theta \\ &= (\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} - E_L)^2 + (E_\gamma)^2 - 2(\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} - E_L)E_\gamma \cos \theta \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

であり, 更にエネルギー保存より

$$(p'_e c)^2 = (E'_e)^2 - m_e^2 c^4 = (E_e + E_L - E_\gamma)^2 - m_e^2 c^4 \quad (\text{B.11})$$

である. 以上より

$$\begin{aligned} E_\gamma &= \frac{1}{2} \frac{(E_e + E_L)^2 - m_e^2 c^4 - (\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} - E_L)^2}{(E_e + E_L) - (\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} - E_L) \cos \theta} \\ &= \frac{(E_e + \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}) E_L}{(E_e + E_L) - (\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} - E_L) \cos \theta} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

ここで, 散乱角が大きなものはコリメーターによって標的まで届かないので $\cos \theta \simeq 1 - \frac{1}{2}\theta^2$ と近似すると

$$\begin{aligned} E_\gamma &\simeq \frac{(E_e + \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}) E_L}{(E_e + E_L) - (\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} - E_L) (1 - \frac{1}{2}\theta^2)} \\ &= \frac{(E_e + \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}) E_L}{(E_e - \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} + 2E_L) + \frac{1}{2}(\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} - E_L)\theta^2} \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

B.2 クライン=仁科の公式

コンプトン散乱の微分断面積はクライン=仁科の公式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + k(1 - \cos \theta)]^2} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{k^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + k(1 - \cos \theta)} \right) \quad (\text{B.14})$$

$$k = \frac{E_L}{m_e c^2} \quad (\text{B.15})$$

で表される [13]. ここで r_e は古典電子半径であり, E_L は電子の静止系における γ 線のエネルギー, θ は電子の静止系における γ 線の散乱角である. コンプトン散乱は軸対称な現象であり, 方位角 ϕ に関しては一様である.

B.3 γ 線エネルギー分布の具体的計算法

4.2 節で述べた, γ 線のエネルギー分布を計算する具体的な方法について述べる. 本節では, 電子ビームの平均的な進行方向を z 軸とする.

実験に用いた電子ビームのエネルギーの大きさ E_e は一様ではなく, 設定したエネルギーに依存する幅を持つ. また, 電子ビームの進行方向は必ずしも z 軸に平行ではなく, その水平方向の角度のずれ $\theta_{\parallel}$ と垂直方向の角度のずれ $\theta_{\perp}$ はガウス分布に従う. まずはこれら, 3 つのパラメータをガウス分布に従うようにランダムに決めると, 電子ビームの 4 元ベクトルは

$$p_e = \begin{pmatrix} \frac{E_e}{c} \\ p_{ex} \\ p_{ey} \\ p_{ez} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{E_e}{c} \\ \frac{p_e}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta_{\parallel} + \tan^2 \theta_{\perp}}} \begin{pmatrix} \tan \theta_{\parallel} \\ \tan \theta_{\perp} \\ 1 \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad (\text{B.16})$$

レーザーの進行方向は一樣に z 軸反平行

$$p_L = \begin{pmatrix} \frac{E_L}{c} \\ p_{Lx} \\ p_{Ly} \\ p_{Lz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{E_L}{c} \\ 0 \\ 0 \\ -p_L \end{pmatrix} \quad (\text{B.17})$$

と仮定し、式 (B.16) と式 (B.17) で表される散乱を計算する。

クライン＝仁科の公式を用いるには、電子の静止系における物理量が必要である。そのために、実験室系の 4 元ベクトルに対して $\beta = \frac{\mathbf{p}_e c}{E_e}$ 方向のローレンツ変換を行う。例えば、電子の静止系における電子の 4 元ベクトルは

$$\begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\boldsymbol{\beta}^T \\ -\gamma\boldsymbol{\beta} & \mathbf{1}_3 + \frac{\gamma-1}{\beta^2}\boldsymbol{\beta}\otimes\boldsymbol{\beta}^T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E_e}{c} \\ \mathbf{p}_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma\left(\frac{E_e}{c} - \boldsymbol{\beta}^T \cdot \mathbf{p}_e\right) \\ -\gamma\boldsymbol{\beta}\frac{E_e}{c} + \mathbf{p}_e + \frac{\gamma-1}{\beta^2}\boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\beta}^T \cdot \mathbf{p}_e) \end{pmatrix} \quad (\text{B.18})$$

である。レーザーの 4 元ベクトルに対しても同様の計算を行い、電子の静止系におけるレーザーのエネルギーと運動方向を計算する。これより B.2 節で述べたクライン＝仁科の式に従うように、電子の静止系における散乱角を決定できる。

散乱角を決定することができれば、B.1 節と同様にして、散乱後の 4 元ベクトルが計算可能であり、最後に電子の静止系から実験室系への逆ローレンツ変換を行うことによって、実験室系における γ 線のエネルギーと散乱角が計算できる。

次に、逆コンプトン散乱によって生じた γ 線がコリメーターを通過するか否かを計算する。まず、電子ビームは有限の大きさを持っているので、空間のいずれの点において γ 線が生じるかについて、 x 座標と y 座標にはガウス分布に従って決め、 z 座標については空間的な広がりがないものと仮定して決定した。これらの座標の値と実験室系における散乱角の値から、 γ 線がコリメーターを通過するか否かが判定できる。コリメーターを通過する γ 線のみを選んでそのエネルギーを記録して、ヒストグラムとする。4.2 節の図 22 では、1,000,000 イベント発生させ、10 keV 刻みでヒストグラムとしている。

付録 C simulation

本稿では実験の解析に利用した simulation について解説する。コードは全てにわたって C++ を利用しているが、C++0x 以降の使用に当たる手法は用いていない。また、C++ に特徴的な方法も最小限にとどめ、継承や template の使用もない。また、本来は public とすべきでない method が public なこともある。例外処理もしていないので実行時には注意が必要である。完全なソースコードは 2013 年度の P4 の web ページ^{*3}にある。^{*4} source は p4sim.cpp, event.cpp, constant.cpp, Nefficiency.cpp, MT.cpp, rand.cpp で構成されそれぞれの役割は以下の述べる。ただし、単位系は内部演算は SI 単位系を採用し、UI 部分のエネルギーについては MeV を採用している。

^{*3} <http://particle4.r.ribbon.to/code/>

^{*4} celbelos@gmail.com にメールを送るという方法もある。

p4sim.cpp: メインループ, γ 線のエネルギー分布を決定
 event.cpp: γ 線, ガス, Si 検出器, 液体シンチレーション検出器
 constant.cpp: Bethe-Bloch によるエネルギー減衰, 物理定数, Landau や Vavilov 関数の定義
 Nefficiency.cpp: 液体シンチレーション検出器の efficiency のデータ (ハードコード) 及び線形補間
 MT.cpp: メルセンヌ・ツイスタによる乱数生成
 rand.cpp: MT.cpp を元に重み付き乱数を生成する

C.1 event.cpp

event.cpp は 6 つのオブジェクトで構成される. 構成要素は photon, particle, gas, rectangle, circle, detector である. それぞれの役割は以下の通り (図 76 参照).

photon: γ 線を表す. p+t, n+ ^3He , d+d 崩壊のモードを知っており, 2 つの particle への参照を記憶している.
 particle: n, p, d, t, ^3He のいずれかを表し, 質量や電荷を記憶している.
 gas: ^4He ガスを表している.
 rectangle: ストリップ型 Si 検出器を表している. ストリップの分け方は等間隔で単一のストリップとみなすコンストラクタが存在する.
 circle: 液体シンチレーション検出器を表している. 便宜上, 電荷を持たない粒子に対してのみ感度を持つ.
 detector: gas, rectangle, circle を統括するオブジェクト.

C.1.1 photon

γ 線を表すこのオブジェクトは, 以下のメンバ変数を持っている.

double energy 入射 γ 線のエネルギー
 double event_position 光分解反応が起こった x 方向の位置
 int event_no イベントの種類 (0:p+t, 1:n+ ^3He , 2:d+d)
 particle *event_particle[2] 光分解反応の結果生じた 2 粒子 (particle) への参照
 static int n_reaction threshold を超えて反応を起こした photon の数
 ただし, 軸の取り方はビームラインに平行に x 軸をとっている. (図 77 参照)

コンストラクタは単一で

```
photon::photon(double Energy, double event_area_low,
```

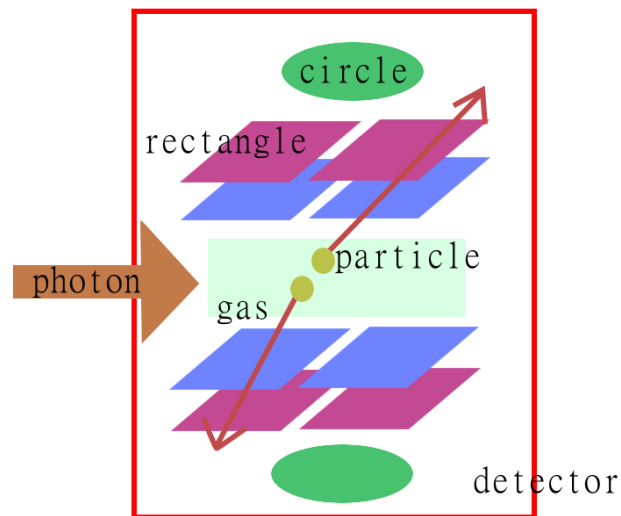


図 76 event.cpp におけるオブジェクト

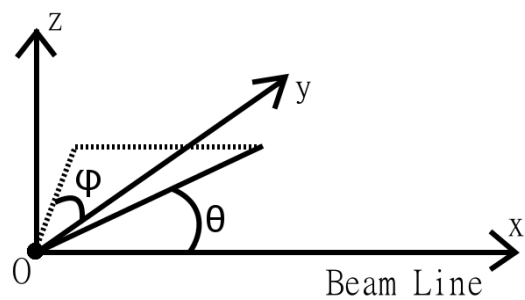


図 77 軸の取り方

```
double event_area_high)
```

のみが使用可能である。double Energy は photon::energy と同等で double event_area_low, double event_area_high はそれぞれ x 軸方向の interaction length の下限と上限に対応している。コンストラクタ内での動作は

- photon::energy の決定
- photon::event_no の決定
- 反応地点 (photon::event_position 及び y, z 方向) の決定
- エネルギーが反応の threshold を超えているかどうかの判定
- 生成粒子の運動量の向きを決定
- 生成した粒子と γ 線の間でのエネルギー運動量保存を解く
- 反応生成物に対応する particle オブジェクトのコンストラクタ呼び出し (photon::event_particle の決定)

である. `photon::energy` は引数の代入によって決定されている. `photon::event_no` は 3 種類の反応の断面積に比例した離散的な確率分布から決定した. `y, z` 方向についてはガウス分布で重み付けされた乱数で決定した. 反応地点は `photon::event_position` については引数 `event_area_low` と `event_area_high` の間で一様分布を考え決定した. 生成粒子の運動量の向きは重心系において, θ と ϕ 方向に対して分布

```
double angdist(double *x,double *p){
    return pow(sin(x[1]),2.0);
}
```

を考え, 重み付き乱数で決定した. ただし, ここで `x[1]` と ϕ が等価な変数である.

C.1.2 particle

`particle` クラスは以下のメンバ変数を持っている.

<code>int z</code>	元素番号
<code>int a</code>	質量数
<code>int n_history</code>	検出器に対してエネルギーを落とした回数
<code>history histories[3]</code>	検出器に落としたエネルギーなどが記録されている
<code>double mass</code>	質量
<code>double n[3]</code>	粒子の進行方向を表す単位ベクトル
<code>double position[3]</code>	粒子の位置
<code>double energy</code>	粒子のエネルギー

ここで `history` 構造体は定義

```
struct history{
    int id; //検出器を表す通し番号
    double lost_energy; //検出器に対して落としたエネルギー
    int strip_no; //シリコン検出器の場合にのみ有効. \ ストリップの番号を表す. \
    double timer; //反応が起こってから検出までの時間
};
```

に従っている. これに関して, `particle` クラスの内 method

```
void AddHistory(int Id,double Energy,int StripNo,double Timer)
```

が, `particle::histories` への記録を行っている.

C.1.3 gas

`gas` オブジェクトは以下のメンバ変数を持っている.

int z	元素番号
double massA	原子量
double I	平均励起エネルギー
double pressure	圧力
double temperature	温度
double mass	ガス 1 粒子の質量
double density	ガスの質量密度
double number_surface_density	ガスの面数密度

コンストラクタは

```
gas::gas(int Z,double MassA,double Pressure,double Temperature,
        double Mass,double Length)
```

となっているが, double Length はガスの interaction length を表し, コンストラクタ内で理想気体の状態方程式から gas::density が計算されている. なお, gas::I は constant.cpp にて定義されている関数

```
double MEP(double Z)
{
    double e=1.60217657e-19;
    if(Z < 13)
    {
        return Z*(12+7/Z)*e;
    }else{
        return Z*(9.78+58.8*pow(Z,-1.19))*e;
    }
}
```

により計算される. 粒子が通過する際のエネルギー減衰を表す関数として

```
double EnergyLoss(particle *input_particle,double dx,double *
    timer)
```

が定義されているが, その実体は constant.cpp にて定義されている関数

```
double strag_bbint_wt(double z,double _M,double Energy,
                    double dx,int Z,double rho,
                    double A,double I,int n,double *Timer)
```

である. この関数では dx の距離を n 個に分割し各ステップごとに bethe-bloch の式で与えられるエネルギー減衰を計算し, Gauss, Landau, Vavilov 関数で stragling を考慮している. また, 同時に各ステップを粒子が通過する時間を Timer に加えている.

C.1.4 rectangle

rectangle クラスは以下のメンバ変数を持つ.

int id	rectangle, circle 間で共通の検出器 ID
int direction	xyz 軸のどの方向に垂直かを示す
int n_strip	ストリップの数
int strip_direction	ストリップが分割される向き
int z	元素番号 (Si=14)
double density	質量密度
double massA	原子量
double I	平均励起エネルギー
double area[3][2]	検出器の占める領域
double thickness	検出器の厚み
double insensible	不感層の厚み
double *strip	各ストリップの占める領域

コンストラクタは rectangle クラスをストリップに分けられた Si 検出器とみなす場合とそうでない場合に対応するものが存在する. particle クラスを検出するための関数

```
detect Detect(particle *input_particle)
```

は以下のように動作する.

- particle が電荷を持つかどうか判定
- 電荷を持てば particle の進行方向 particle::n の内 rectangle::direction と同じ方向の成分を抽出し, それと particle の初期位置と rectangle までの距離の比を測る.
- この比を particle::n に掛けて particle の初期位置を足し, それが rectangle の占める領域に入っているかどうかを判定する.
- もしストリップに分けられているならば WhichStrip メソッドによってどのストリップに particle が当たったかを判定する.
- 最終的な結果は detect 構造体に返される.

ここで, detect 構造体は定義

```
struct detect{
    double distance;
    int strip_no;
};
```

で与えられる. detect::distance は particle の初期位置から検出器までの直進距離を示し検出不可能なら 0 となる. detect::strip_no は検出されたストリップを示しストリップなしなら 0, ありなら 0 から rectangle::n_strip-1, 検出不可能なら-1 となる. particle が rectangle を通過する際のエネルギー減衰はメソッド

```
double rectangle::EnergyLoss(particle *input_particle, int opt)
```

により実現される. この関数の実体は

```
double strag_bbint(double z,double _M,double Energy,
                  double dx,int Z,double rho,double A,
                  double I,int n)
```

であり, これは strag_bbint_wt(C.1.3 参照) において, 時間の計測を行わないものである. なお, particle の進行方向によって Si の厚さが異なって見えるので

```
rectangle::EffectiveThickness(double n[3],int opt)
```

により有効な厚さを rectangle::EnergyLoss 内部で計算している. この関数は opt=0 のとき rectangle::insensible を考慮せず, opt=1 のとき考慮している.

C.1.5 circle

circle クラスは以下のメンバ変数を持つ.

int id	rectangle, circle 間で共通の検出器 ID
int direction	xyz 軸のどの方向に垂直かを示す
double center[3]	液体シンチレーション検出器の中心点
double radius	液体シンチレーション検出器の半径

particle クラスを検出するための関数

```
detect Detect(particle *input_particle)
```

は以下のように動作する.

- particle が電荷を持つかどうか判定
- 電荷を持たなければ efficiency を考慮し検出可能かを決定する.
- 検出可能なら particle の進行方向 particle::n の内 circle::direction と同じ方向の成分を抽出し, それと particle の初期位置と circle までの距離の比を測る.
- この比を particle::n に掛けて particle の初期位置を足し, それが circle の占める領域に入っているかどうかを判定する.
- 最終的な結果は detect 構造体に返される. (detect::strip_no は検出されれば 0, 検出不可能なら-1)

C.1.6 detector

detector クラスは以下のメンバ変数を持つ.

int n_rectangle	rectangle の個数
int n_circle	circle の個数
rectangle **rectangles	rectangle への参照
circle **circles	circle への参照
gas *internal_gas	gas への参照

このクラスに付随する関数

```
int detector::Detect(photon *input_photon)
```

が粒子の検出を全て統括している. したがってこの関数が 1 photon に対する実質的な 1 ループとなっている. 具体的な動作は以下のとおり.

- photon クラスから particle クラスの参照を得る
- 各 particle に対して各検出器 (rectangle, circle) の Detect 関数を rectangle::id(又は circle::id) の小さい順に呼び出す.
- もし, Detect 関数が detect::strip_no $\geq$ 0 を返せば検出したとみなす.
- rectangle に対しては gas::EnergyLoss を考慮し, circle に対してはエネルギー減衰を考慮しない.
- 検出器中でのエネルギー減衰を rectangle に対しては rectangle::EnergyLoss とし, circle に対しては全てのエネルギーを失うとみなす.
- 検出されたら particle::AddHistory を呼び記録する.
- 1 つでも粒子が検出されれば 1 を返す. そうでなければ 0 を返す.

C.2 constant.cpp

このファイルで特筆すべきことはないが, Landau, Valivov 関数の定義は ROOT^{*5} の TMath::Landau と TMath::Vavilov^{*6} を用いている.

C.3 Nefficiency.cpp

このファイルでは Yosoi の論文で与えられた scinful によるシミュレーションの結果 (図??参照) を線形補間して確率とみなす関数が定義されている.

^{*5} <http://root.cern.ch/drupal/>

^{*6} <http://root.cern.ch/root/html534/TMath.html>

C.4 MT.cpp

Matsumoto^{*7} によるメルセンヌ・ツイスタのソースをヘッダーと定義に分けて利用している. C++11 での random ヘッダーとは関係がない.

C.5 rand.cpp

重み付け乱数を生成する方法が列挙されているが, 最終的には一定区間で重み関数を積分して離散化し, MT による乱数で選択する方式をとっている. これも C++11 での random ヘッダーとは関係がない.

C.6 p4sim.cpp

メインループで行っていることは UI の部分を除けば以下の通り.

- simulation により生成された γ 線のエネルギー分布を元に photon のエネルギーを決定し, photon オブジェクトを指定個数生成する.
- 全ての photon オブジェクトに対して, detector::Detect 関数を呼ぶ
- 各 photon に対して GetHistory を呼び, 検出されたエネルギーを ROOT のクラス TTree^{*8} に記録する

なお, 実験データとの対応のため TTree に記録する際に複数のストリップをひとまとめにするハッシュを行っている.

^{*7} <http://www.math.sci.hiroshima-u.ac.jp/m-mat/MT/MT2002/mt19937ar.html>

^{*8} <http://root.cern.ch/root/html/TTree.html>

付録 D run summery

表 10 run summery における凡例

No:	ランナンバー. 欠けているところは有意なデータを取っていない.
E_γ :	入射ガンマ線のエネルギー
E_e :	蓄積リング中の電子のエネルギー
気圧:	チェンバー中の気圧
気温:	ハッチ中の気温
time:	パルサーのカウントから算出した計測時間
accept:	DAQ がデータを取った数
request:	DAQ に対して割り込みをかけようとした数
2249trig:	2249adc モジュールのゲートが開いた数
Si[F]OR:	ビームラインから見て前方 (Front) の Si 検出器のいずれかが粒子を検出したイベント数
Si[F] $\geq$ 2:	Front の Si 検出器のいずれか 2 つが粒子を検出したイベント数
Si[R]OR:	ビームラインから見て後方 (Rear) の Si 検出器のいずれかが粒子を検出したイベント数
LiqOR:	液体シンチレーション検出器のいずれかが粒子を検出したイベント数

No	E_γ [MeV]	E_e [GeV]	気圧 [$\times 2\text{hPa}$]	気温 [$^{\circ}\text{C}$]	time [insec]	accept	request	2249trig	Si[F]OR	Si[F] ≥ 2	Si[R]OR	LiqOR
1001	29.2	1.289	997.7	25.5	347064	2148	2124	97	16688	2050	79071	49072
1002	29.2	1.289	997.7	25.5	4744951	26171	25903	1241	198961	24421	1170091	657530
1003	29.2	1.289	997.5	26.3	11749424	380794	329698	2403	378405	378405	10883615	1587281
1004	29.2	1.289	0*9	25.3	325656	17634	8359	54	17580	17580	94411	43614
1005	29.2	1.289	0	25.5	3263022	74741	71371	495	74251	74251	178734	434571
1006	27	1.5	0	26.4	85577	41044	1544	10	47034	47033	46038	11313
1007	27	1.5	0	**10	3567731	530134	514495	458418	57994	57994	39641	473101
1008	27	1.5	987	*	346388	55489	52940	44334	9732	9732	210405	45796
1009	27	1.5	*	26.1	3698412	568229	546139	471737	82245	82245	64438	486878
1010	27	1.5	985.9	26.9	1163575	178930	171542	147531	26871	26870	22425	152239
1011	27	1.5	986.9	26.7	3619125	549148	526815	458120	76623	76623	67064	473224
1012	27	1.5	985.4	25.7	3755272	43812	43447	250	43558	43558	30824	486886
1014	27	1.5	984.5	25.3	1937060	274849	266763	246581	20815	20815	9046	254414
1016	27	1.5	*	*	5039658	702245	682014	635415	48087	48086	20790	654786
1017	34	1.398	0	27.8	146256	30669	29452	20501	9319	9319	2478	21371
1018	34	1.398	0	28.1	1597323	315201	303415	221504	85168	85168	21287	230234
1019	34	1.398	0	28.1	308288	60764	58533	42594	16535	16535	4040	44297
1020	34	1.398	988	26.8	9117188	1673032	1613810	1231566	396434	396434	177796	1277708
1021	34	1.398	983.9	27.3	722018	95979	93322	92030	1349	1349	623	94715
1022	34	1.398	983.4	26.9	9819212	1655716	1600487	1297706	313409	313409	156602	1343357

*9 この"0"はチェンバー内を真空にしたという意味であって、計測値は 0 hPa ではない。

*10 記述がない。

1023	34	1.398	0	26.1	1807887	303086	293162	239137	55868	55868	30458	247582
1024	25	1.196	0	26.3	431088	64329	62416	58008	4541	4541	0	54804
1025	25	1.196	0	26.5	351043	53760	52120	47571	4704	4704	0	49091
1026	25	1.196	0	26.2	327757	48845	47335	43313	4175	4175	0	44704
1027	25	1.196	0	25.9	354312	53105	51569	46844	4874	4874	1	48314
1028	25	1.196	0	24.9	1912010	314204	302665	255719	49379	49379	0	265036
1029	25	1.196	339.2	24.2	287281	46586	44940	38039	7319	7319	0	39341
1030	25	1.196	339.2	24.4	4672201	799890	709719	612202	171567	169567	0	632776
1031	25	1.196	339.8	24.9	1830609	259185	251022	230450	261671	261671	0	237762
1032	25	1.196	339.8	24.9	1804378	256022	247979	227418	21631	21631	0	234634
1034	25	1.196	340.5	24.8	1392639	224115	216608	190243	27585	27584	0	196753
1035	25	1.196	*	*	601932	90862	88088	80350	8125	8125	0	82820
1036	25	1.196	340.7	24.9	608823	90302	87994	80110	7724	7724	0	82600
1037	25	1.196	340.7	24.9	583036	85438	82690	76238	6763	6763	0	78760
1038	25	1.196	*	*	7090176	1040660	1007802	919304	92490	92485	0	444205
1039	23	1.148	341.2	24.7	5387294	746832	724434	678474	48184	48184	0	699383
1040	23	1.148	0	24.8	1264365	169749	164885	157651	7488	7487	0	162551
1077	*	*	*	*	1218775	636304	579999	580089	14	6	0	636662
1078	*	*	*	*	300866	463411	367331	367466	0	0	0	463526

表 12 各 run における光子数. run No. は実験時につけた便宜上の番号. 備考欄の “Er” は Er レーザーで測定を行ったこと, “empty” はチェンバー内を真空にして測定を行ったこと, “vertical” はレーザーの偏極を縦にして測定を行ったことを示す. 測定時間は MCA に記録された Real Time による.

run No.	γ 線エネルギー [MeV]	測定時間 [sec]	光子数	誤差	備考
1001	29	353	3.6×10^7	2.9×10^6	
1002	29	4801	4.1×10^8	4.0×10^7	
1003	29	11888	7.5×10^8	9.9×10^7	
1004	29	329	1.9×10^7	2.7×10^6	empty
1005	29	3301	1.6×10^8	2.8×10^7	empty
1007	27	3605	8.8×10^7	2.9×10^6	Er,empty
1008	27	356	8.6×10^6	4.6×10^5	Er
1009	27	3737	7.9×10^7	2.4×10^6	Er
1010	27	1206	2.3×10^7	5.4×10^5	Er
1011	27	3657	6.6×10^7	1.8×10^6	Er
1012	27	3795	6.4×10^7	2.1×10^6	Er
1014	27	1957	3.1×10^7	9.3×10^5	Er
1016	27	5093	7.3×10^7	1.6×10^6	Er,empty
1018	34	1613	2.7×10^8	1.3×10^7	empty
1020	34	9215	1.2×10^9	7.5×10^7	
1022	34	9926	9.1×10^8	8.2×10^7	
1023	34	1818	1.7×10^8	1.5×10^7	empty
1024	25	434	5.9×10^7	3.7×10^6	empty
1025	25	346	5.7×10^7	2.4×10^6	empty
1026	25	333	4.9×10^7	2.9×10^6	empty
1027	25	358	5.1×10^7	2.9×10^6	empty
1028	25	1932	2.9×10^8	1.6×10^7	empty
1029	25	290	4.6×10^7	2.5×10^6	
1030	25	4720	6.4×10^8	4.0×10^7	
1031	25	1849	1.0×10^8	1.5×10^7	vertical
1032	25	1823	1.3×10^8	1.6×10^7	
1034	25	1407	2.1×10^8	1.1×10^7	
1035	25	608	6.1×10^7	4.6×10^6	vertical
1036	25	615	5.4×10^7	4.8×10^6	vertical
1037	25	589	4.1×10^7	1.1×10^6	vertical
1038	25	7165	6.9×10^8	6.0×10^7	
1039	23	5442	3.2×10^8	2.1×10^7	
1040	23	1270	6.5×10^7	6.5×10^6	empty

付録 E Si 検出器架台の設計図

本実験のために製作した Si 検出器架台の設計図を記載する. この設計図を書いたのは西宮大輔である.

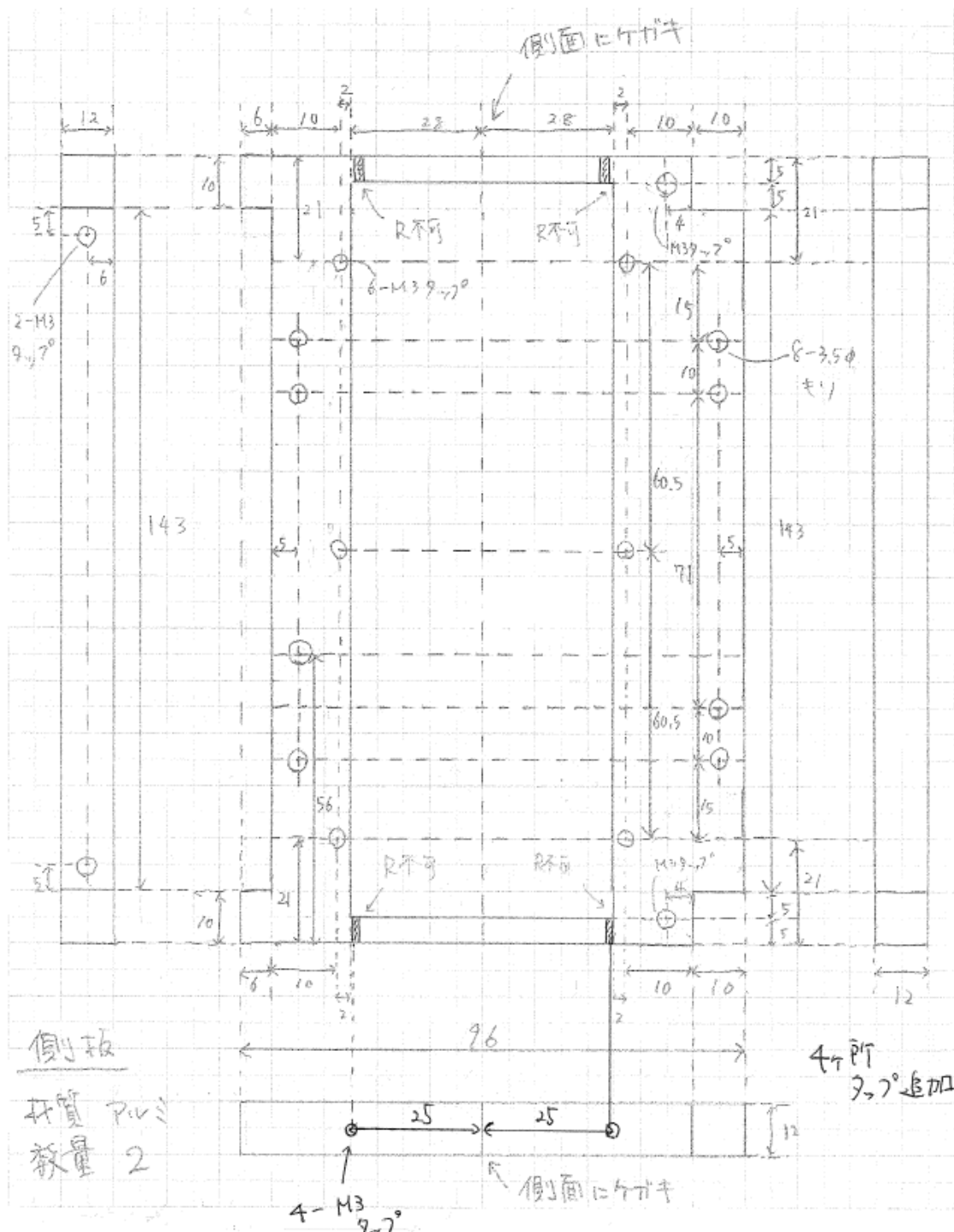


図 78 Si 検出器架台設計図：側板

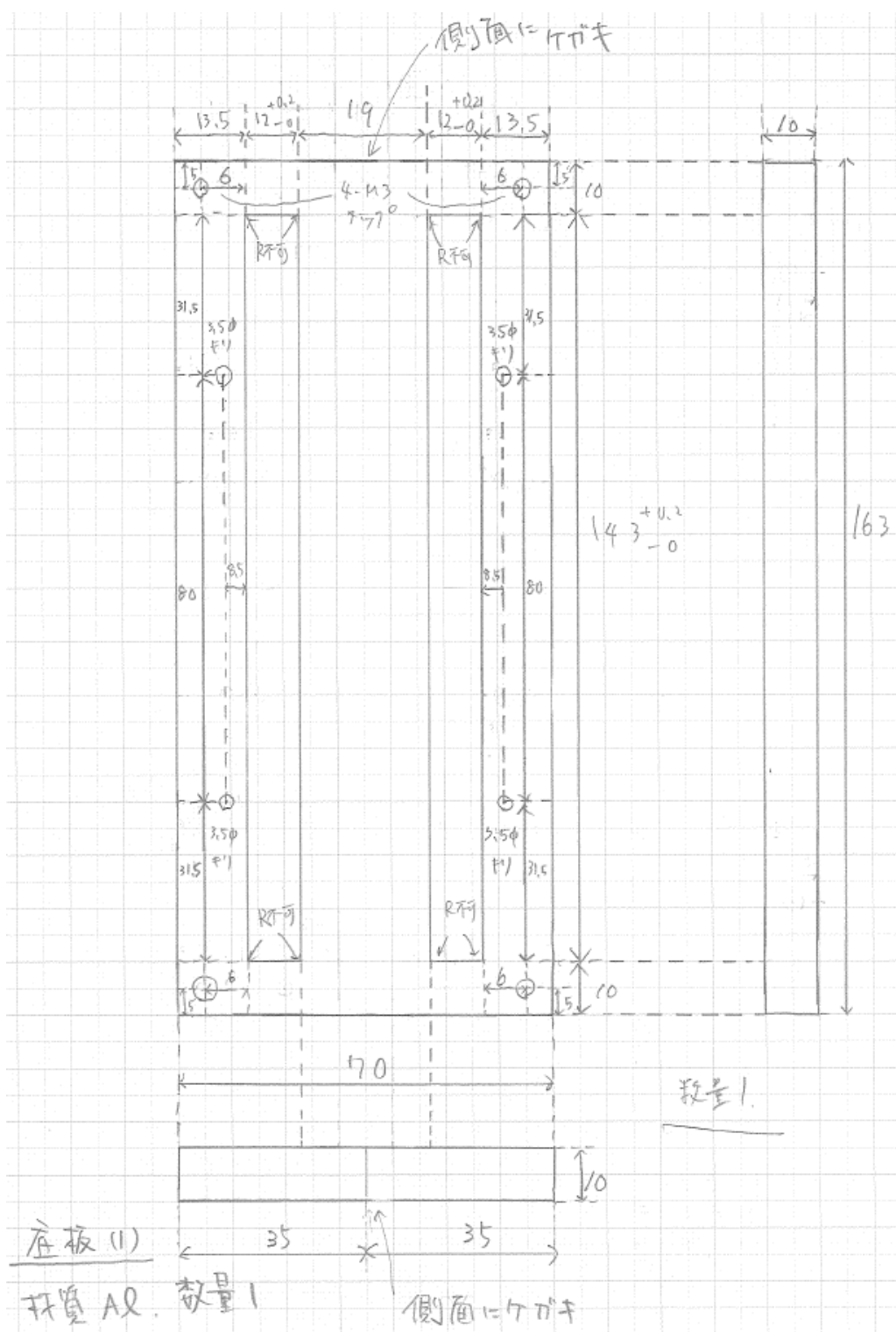


図 79 Si 検出器架台設計図：底板 (1)

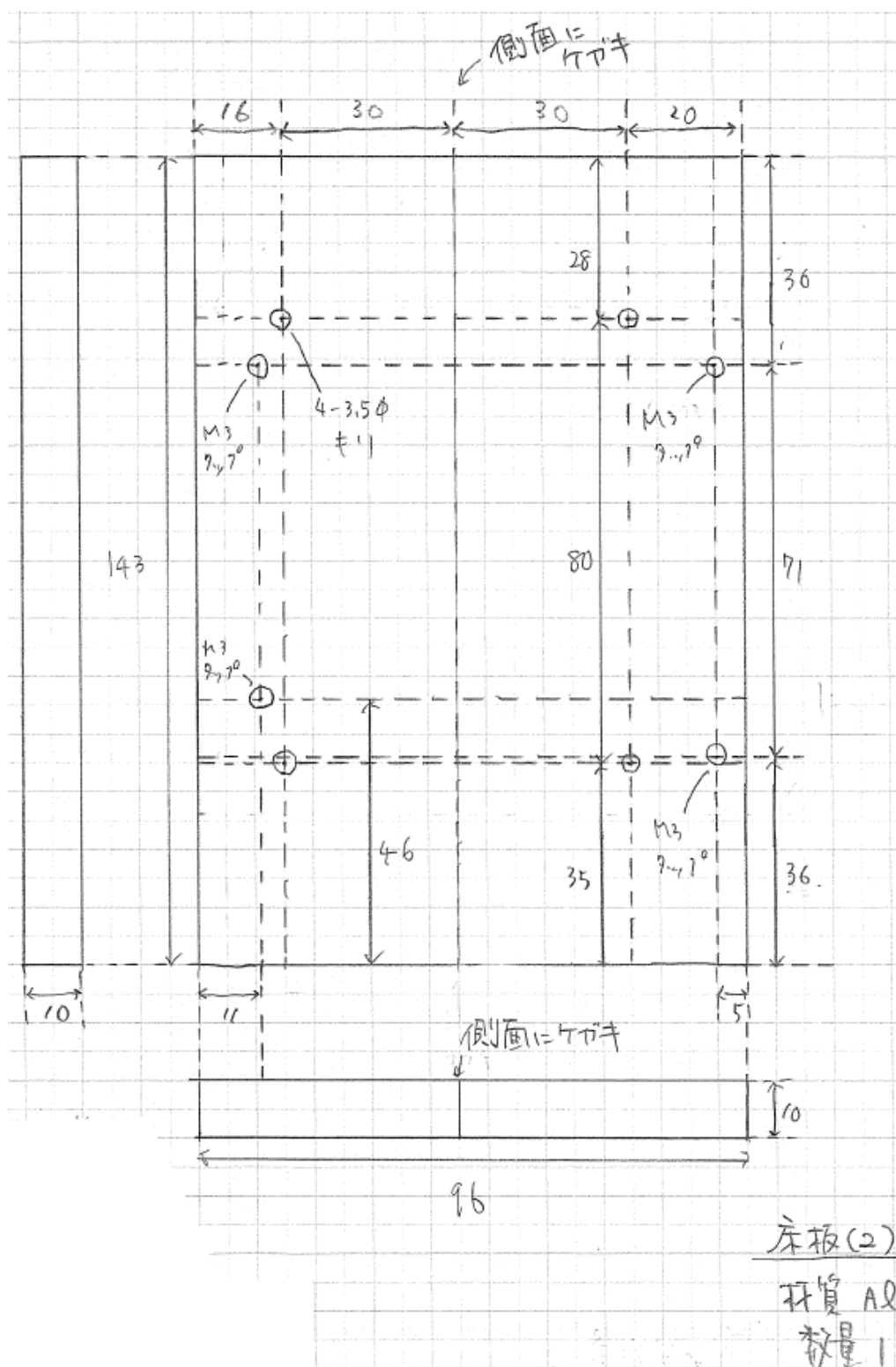


図 80 Si 検出器架台設計図：底板 (2)

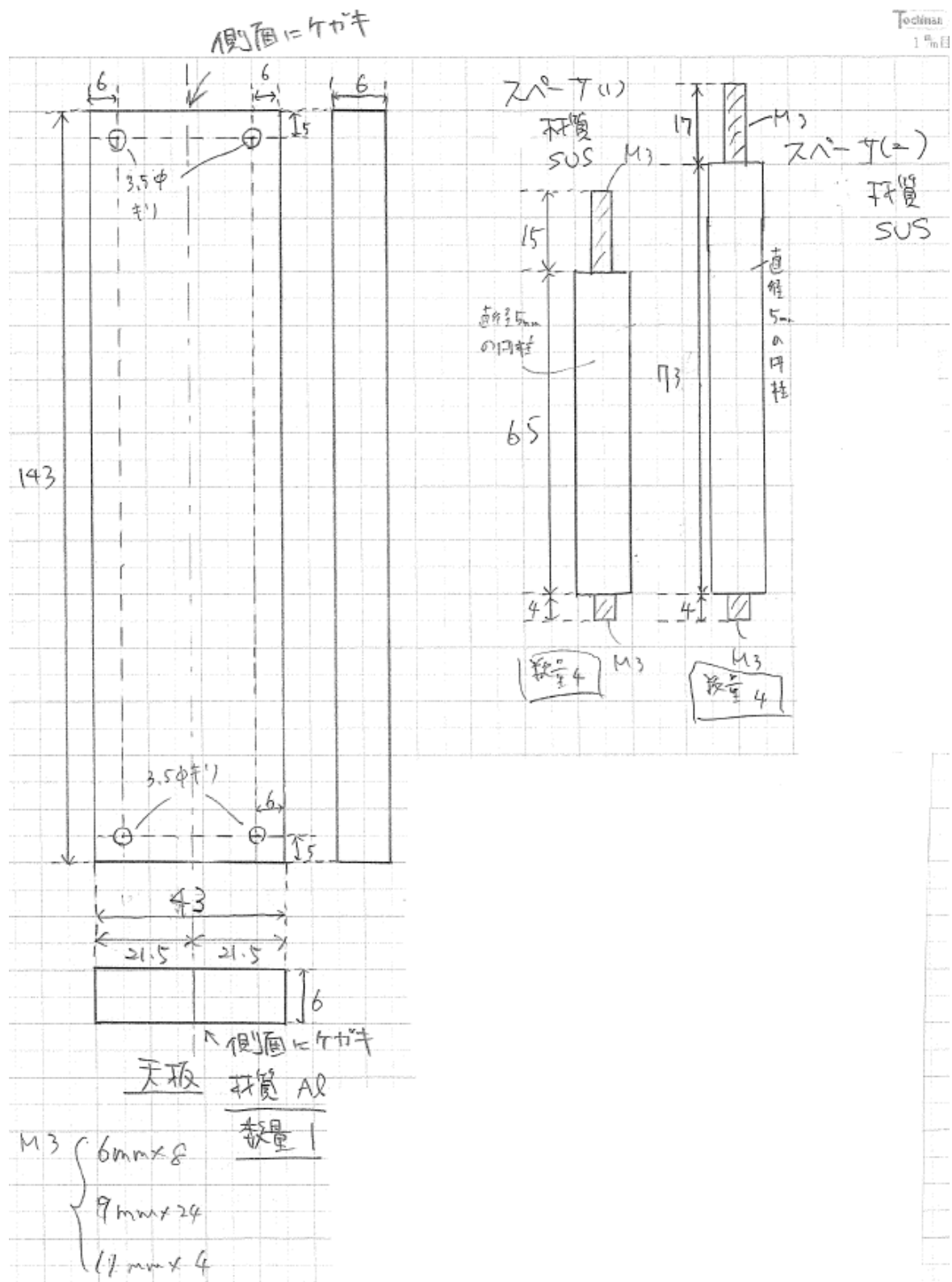


図 81 Si 検出器架台設計図：天板とスパーサー

謝辞

本研究にあたり、多くの方のご指導、ご協力を頂きました。ここにその感謝の意を表したいと思います。

まず、最もお世話になった川畑貴裕准教授、延與佳子准教授に感謝申し上げます。川畑准教授には、私たちが実験のイロハも分からない段階から丁寧に原子核実験について教えていただき、誰も原子核・ハドロン研究室に進学しない不届き者達に対して最後まで熱心な指導を行ってくださいました。延与准教授には、原子核理論の基礎から丁寧に指導していただきました。物理の論文を読む経験も少ない私たちに論文の読み方から教えていただきました。

TA の足立智さん、小林史治さん、村田求基さんにも感謝申し上げます。先生方よりも私たちに近い立場から、多くのことを教えていただきました。特に本実験にも同行していただいた、足立さん・村田さんには大変お世話になりました。ハードな実験の日々もお二人の助けが合って乗り越えることが出来ました。

今回の実験中に CC/NET module が故障するアクシデントがあったのですが、その際に代わりの CC/NET を送っていただいた津村美保さんにもお世話になりました。また、今回の実験は昨年度の P4 の研究を引き継ぐ形で行われたのですが、昨年度の実験について教えていただいた石井佑季さんにも感謝申し上げます。

今回の実験で New SUBARU 施設を利用させていただくにあたり様々な便宜を図っていただいた兵庫県立大学の宮本修司教授には感謝申し上げます。また GACKO ビームラインを使用させていただくにあたり甲南大学の宇都宮弘章教授にもお世話になりました。甲南大学の秋宗秀俊教授には実験の場にも来ていただき、有用なご意見やご指導をいただき大変助かりました。レーザーやビームの調整法については井上智章さんにお世話になりました。実験の事務手続きにおいては、New SUBARU 事務の金谷奈生子さんに大変お世話になりました。

実験で使用した Si 検出器は理化学研究所からお借りしたものでした。お貸ししていただいた黒川明子さん、銭廣十三さんには大変感謝申し上げます。また、結局最終的な解析ではデータを使用しなかったのですが、LaBr₃ 検出器もお借りして γ 線のデータを取ろうとしていました。その検出器をお貸しいただいた京都大学エネルギー理工学研究科の大垣英明教授に感謝申し上げます。

このように本研究は多くの方のお力によって支えられ、無事その結果をまとめることが出来ました。今後、私たちは原子核実験に関わるわけではありませんが、今回の研究を通して学んだことを忘れず、研究者や教員としての道を歩んでいきたいと思います。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] T. Shima, S. Naito, Y. Nagai, T. Baba, K. Tamura, T. Takahashi, T. Kii, H. Ohgaki, and H. Toyokawa, Phys. Rev. C **72**, 044004 (2005).
- [2] W. Tornow, J. H. Kelley, R. Raut, G. Rusev, A. P. Tonchev, M. W. Ahmed, A. S. Crowell, and S. C. Stave, Phys. Rev. C **85**, 061001 (2012).
- [3] R. Raut, W. Tornow, M. W. Ahmed, A. S. Crowell, J. H. Kelley, G. Rusev, S. C. Stave, and A. P. Tonchev, Phys. Rev. Lett. **108**, 042502 (2012).
- [4] T. Baba, PhD.thesis, Titech. (1999).
- [5] K. Tamura, Master's thesis, Titech. (2001).
- [6] G. Ellerkmann, W. Sandhas, S. A. Sofianos, and H. Fiedeldey, Phys. Rev. C **53**, 2638 (1996).
- [7] V. D. Efros, W. Leidemann, and G. Orlandini, Phys. Rev. Lett. **78**, 4015 (1997).
- [8] S. Quaglioni, W. Leidemann, G. Orlandini, N. Barnea, and V. D. Efros, Phys. Rev. C **69**, 044002 (2004).
- [9] R. A. Malfliet and J. Tjon, Nucl. Phys. **A127**, 161 (1969).
- [10] M. A. Marchisio, N. Barnea, W. Leidemann, and G. Orlandini, Few-Body Syst. **33**, 259 (2003).
- [11] M. Yosoi, PhD.thesis, KyotoUniversity.
- [12] 兵庫県立大学 高度産業科学技術研究所 ニュースバル放射光施設 ニュースバル電子蓄積リング ニュースバル電子蓄積リングのパラメーター
<http://www.lasti.u-hyogo.ac.jp/NS/facility/ring/para.html>
- [13] William R. Leo 「Techniques for nuclear and particle physics experiments」 p.56