

原子炉ニュートリノ実験における波形弁別法によるバックグラウンド除去法の開発

神戸大学理学部物理学科粒子物理研究室ニュートリノグループ
0513125S/廣政 達也

概要

現時点で唯一発見されていないニュートリノ振動角 θ_{13} の精密測定を目的とした Double-Chooz 実験が近年開始される。その実験においてニュートリノ信号のバックグラウンドになりうる「宇宙線による高速中性子信号」の除去法を本実験で開発していく。

本実験で観測を行う液体シンチレータには PSD 用に製作された BC501A、Double-Chooz 実験で実際使われる液体シンチレータと同じ成分比をもつ PXE ベース、Gd を含有した BC521 の 3 種類を用意した。線源は高速中性子と γ 線を放射する ^{252}Cf 、その γ 線との比較のために ^{137}Cs 、各液体シンチレータのコンプトンエッジを求めるために ^{60}Co を用いた。反跳陽子の信号 (高速中性子イベント) と γ 線の信号 (ニュートリノイベント) の弁別を行うため、2 つの波形の特性を利用する波形弁別法 (PSD 法) という手法を用いる。

一つ目の実験では、2 つのゲート幅の異なるゲートで信号を測定し、narrow Gate での積分値と wide Gate での積分値の比を用いて弁別を行う。BC501A では明確に γ 線イベントと中性子イベントの弁別が出来たのに対し、PXE ベースと BC521 では 2 つのイベントを示すガウシアンが重なってしまい、正確な弁別が困難であるという結果となった。

二つ目の実験では、FADC を用いて直接波形を測定し、各イベントの信号の立下りをフィットし、そのフィット関数のパラメータで弁別を行った。今回の解析では単純な指数関数をフィットさせ、 $1/n$ イベントにおけるパラメータの違いが確認できた。しかしベースラインの設定を誤ったため、肝心のテイル部が隠れてしまい正確な結果かどうかは疑問が持たれる。

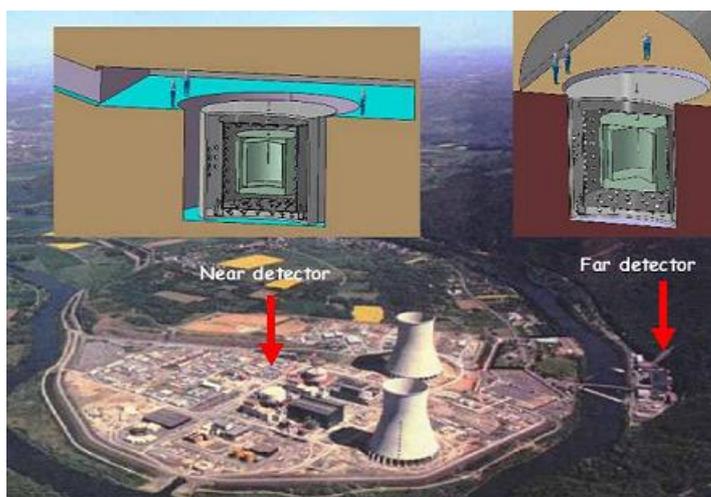


図 1: Chooz 原子炉

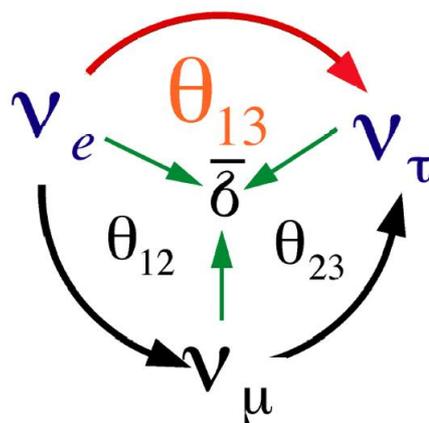


図 2: 混合角

目次

1	序論	6
1.1	ニュートリノ	6
1.1.1	ニュートリノ	6
1.1.2	ニュートリノ振動	6
1.2	原子炉ニュートリノ	9
1.2.1	原子炉ニュートリノ	9
1.2.2	原子炉ニュートリノ検出	9
1.2.3	原子炉ニュートリノ実験	9
1.2.4	Double-Chooz 実験	11
1.2.5	宇宙線による BG	12
2	シンチレータ	14
2.1	シンチレータ	14
2.2	発光原理	15
2.3	遅延蛍光	16
2.4	クエンチング	17
3	$1/n$ 波形弁別法	18
3.1	PSD 原理	18
3.2	本実験における PSD	18
4	実験で用いた装置	20
4.1	液体シンチレータ	20
4.2	シンチレーションカウンター	20
4.3	放射線源	21
4.4	データ収集・解析	22
5	ダブルゲートによる波形弁別	24
5.1	セットアップ	24
5.1.1	ロジック	24
5.1.2	測定	24
5.2	結果	25
5.2.1	ADC 値分布/コンプトンエッジ	25
5.2.2	ダブルゲートによる弁別	26
5.2.3	ダブルガウシアンフィット	27
5.2.4	窒素バブリング	28
5.2.5	中性子遮蔽	29
5.2.6	線遮蔽	30

6	FADC を用いた波形弁別	31
6.1	セットアップ	31
6.2	結果	32
6.2.1	$1/n$ 波形	32
7	まとめ	34

目 次

1	Chooz 原子炉	1
2	混合角	1
3	2 世代間の混合角	8
4	ニュートリノイベント	10
5	検出器	12
6	高速中性子イベント	13
7	発光原理	16
8	ダブルゲートによる弁別	18
9	FADC で得られた波形による弁別	19
10	容器	21
11	容器断面図	21
12	シンチレーションカウンタ	21
13	ロジック	24
14	測定の様子	25
15	コンプトンエッジの求め方	26
16	BC501A	26
17	PXE ベース	26
18	BC521	26
19	BC501A	27
20	PXE ベース	27
21	BC521	27
22	PXE ベース/ ^{137}Cs	28
23	PXE ベース/ ^{252}Cf (Fit)	28
24	BC501A/ ^{252}Cf (Fit)	28
25	BC521/ ^{252}Cf (Fit)	28
26	バブリング	29
27	中性子線遮蔽前	29
28	中性子線遮蔽後	29
29	線遮蔽前	30
30	線遮蔽後	30
31	ロジック	31
32	線波形	32
33	高速中性子波形	32

表 目 次

1	信号のエネルギー	10
2	PXE ベースの成分比	20
3	各液体シンシレータの光量	26
4	各液体シンシレータの光量変化	28
5	パラメータ	33

1 序論

1.1 ニュートリノ

1.1.1 ニュートリノ

ニュートリノとはレプトンの一つでスピン $\frac{1}{2}$ を持つ中性粒子である。これらは弱い相互作用と重力相互作用しか起こさず、中性粒子であることから検出が難しい。理論的には1913年に Wolfgang Ernst Pauli により予言され、1935年に Enrico Fermi によって理論づけられた。実験的には1956年に Frederick Reines と Clyde Cowan によって存在が確認された。また電子、 μ 粒子、 τ 粒子の反応で生成されるニュートリノはそれぞれ異なる粒子であることが Leon Max Lederman , Melvin Schwartz , Jack Steinberger の実験により判明した。これらの3種類の粒子は反応を起こすレプトンに因んで、それぞれ電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ と呼ばれる。

現在の素粒子物理の基盤となっている標準模型ではニュートリノの質量は0とされていたが、1998年にスーパーカミオカンデグループが観測していた大気ニュートリノ異常によりニュートリノ振動が確認された。ニュートリノ振動の発見は3種類のニュートリノのうち少なくとも一つが質量を持つことを示しており、このことからニュートリノ振動の解明は標準模型を超える素粒子物理学への手がかりとされている。しかし、未だにニュートリノの質量の絶対値は求まっておらず、上限値しか分かっていない。

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &> 2.5eV \\ m_{\nu_\mu} &> 170KeV \\ m_{\nu_\tau} &> 18.2MeV \end{aligned}$$

現在、ニュートリノの混合角を求めようとする Double-Chooz 実験や T2K 実験などの他、宇宙物理学の分野でもニュートリノは注目されている。

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、あるニュートリノが時間発展と共に別のフレーバーを持つ(他の世代の)ニュートリノへと変化する現象である。実験的に発見されているニュートリノ振動は $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ である。この現象はニュートリノが質量を持ち、弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態が一致せず、3つの質量固有状態が1つに縮退していない場合に起こる。ここで弱い相互作用の固有状態 $|\nu_i\rangle$ は質量固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ の混合状態になっている。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここで U_{MNS} とは { 牧・中川・坂田 } 行列で

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{13}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (3)$$

と表される。ここで $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 δ ; レプトン反応中で CP-violation を起こすパラメータである。なお θ_{ij} は ν_i と ν_j の混合角である。

現時点で分かっている値は

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 0.7 & 0.7 & < 0.2e^{i\delta} \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (4)$$

で、 U_{e3} すなわち $\sin \theta_{13}$ のみ上限値でしか与えられていない。

ここで時刻 t 、距離 L として質量の固有状態の時間発展を考えると

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_it - p_iL)} |\nu_i(0)\rangle. \quad (5)$$

ここで相対論的近似 ($m_i \ll E_i$) を行うと、

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \simeq E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (6)$$

より (5) は

$$|\nu_i(t)\rangle \simeq e^{-i(m_i^2/2E_i)L} |\nu_i(0)\rangle \quad (7)$$

と変形できる。ここで、 $t \simeq L$ とした。

ここでフレーバー α のニュートリノ ν_α が $L=0(t=0)$ の状態において、(1)(2) より

$$|\nu_\alpha(0)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i(0)\rangle \quad (8)$$

となるので、位置 L における状態は

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i(0)\rangle \quad (9)$$

$$= \sum_{\alpha'} \left(\sum_i U_{\alpha' i} e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\alpha' i}^* \right) |\nu_{\alpha'}(0)\rangle. \quad (10)$$

これより、 $L=0$ のフレーバ α のニュートリノが距離 L 走ったときにフレーバーが α' になる確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'})$ は次のように表される。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = |\langle \nu_{\alpha'} | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\alpha' i}^* \right|^2. \quad (11)$$

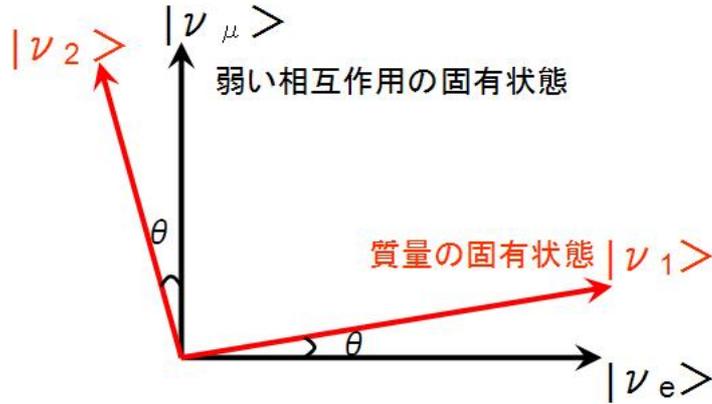


図 3: 2 世代間の混合角

2 フレーバー間 ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) のニュートリノ振動を考えるため、 θ_{13}, θ_{23} はゼロとする。

このときの混合行列 U は図 3 から

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

これより ν_e が振動しない確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \left| \sum_{i=1,2} U_{ei} e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{ei}^* \right|^2 \quad (13)$$

$$= \left| \cos^2 \theta_{12} e^{-i(m_1^2/2E)L} + \sin^2 \theta_{12} e^{-i(m_2^2/2E)L} \right|^2 \quad (14)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{2L}{4E}. \quad (15)$$

単位を変えると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - 2 \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 [eV^2] \frac{L [Km]}{E [GeV]} \right). \quad (16)$$

よって ν_e から ν_μ への振動確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right). \quad (17)$$

ニュートリノ振動の起こる確率はこの確率は質量の二乗の差 Δm^2 と混合角 θ をパラメータとして振動する。更にニュートリノ振動の確率が 0 でないための条件として、 Δm^2 が値を持つことが挙げられるが、その為には少なくとも 1 つのニュートリノが質量を持たねばならない。このことからニュートリノ振動の発見は、間接的にニュートリノが質量を持つことの証明となる。

1.2 原子炉ニュートリノ

1.2.1 原子炉ニュートリノ

原子炉とは ^{235}U や ^{239}Pu などの放射性同位体に中性子を照射し、人工的に核分裂を起こさせる装置である。原子炉内では核分裂が起こると高速中性子(約1MeV)と中性子過剰の原子核を放出する。高速中性子は減速材により熱中性子化し、次なる核分裂を引き起こす。これを連鎖反応と呼ぶ。一方、不安定な原子は崩壊を繰り返すことで安定な原子核へと変化していき、同時に反電子ニュートリノが放出される。



それらは安定な原子核になるまでに平均6回の β 崩壊を起こし、 β 崩壊1回につき約200MeVのエネルギーを持つ $\bar{\nu}_e$ を1個放出する。

1.2.2 原子炉ニュートリノ検出

原子炉ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ はシンチレーションカウンターにより検出される(液体シンチレータについては後述)。ディテクター内に入射した $\bar{\nu}_e$ は内部の陽子と衝突し、逆 β 崩壊を起こす。



ここで中性子と陽電子が生成される。陽電子は液体シンチレータ内の電子と反応し、 γ 線を放出する(対消滅)。



一方、中性子はGd(中性子吸収物質)に吸収され、励起した Gd^{*} から γ 線が放出される。



これらの γ 線が液体シンチレータ内の電子を散乱させ(コンプトン散乱)、シンチレーション光を発する。陽電子の反応によるものを即発信号、中性子の反応によるものを遅延信号と呼び、2つの信号の平均間隔は30 μs である。それぞれの信号のエネルギーは反応プロセスから予測できるので、2つの信号が条件にあったエネルギーと時間間隔で測定されたとき、ニュートリノイベント(図4に示す)とみなす。また各信号の予測されるエネルギーを表1にまとめる。

1.2.3 原子炉ニュートリノ実験

原子炉から放出されるニュートリノの $\nu_e \rightarrow \nu_x$ の振動実験である。振動後の ν_x はエネルギーが低いため、荷電カレント反応 μ 粒子や τ 粒子を生成することは無

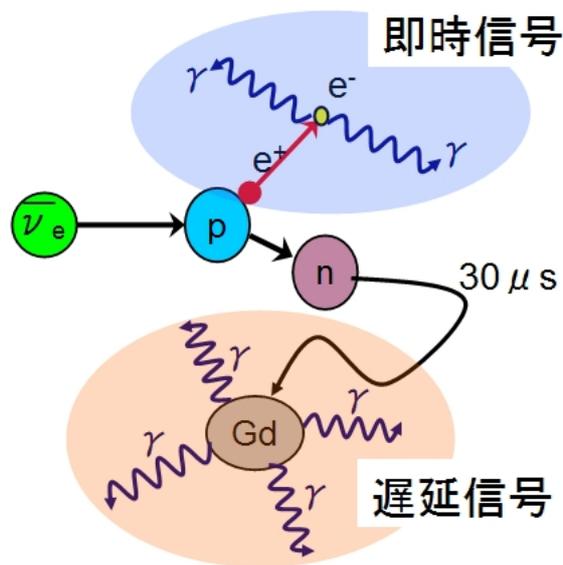


図 4: ニュートリノイベント

表 1: 信号のエネルギー

	即発信号	遅延信号
反応	陽電子 + 対消滅 線 ($\sim 1\text{MeV}$)	Gd^* が放出する 線
エネルギー	$1 \sim 8\text{MeV}$	約 8MeV

いことから原子炉ニュートリノ実験は disappearance 実験である。長所としては、発生源が原子炉と決まっているためニュートリノの飛行距離が分かること・原子炉の発熱量からニュートリノのフラックスやエネルギーを見積もることが出来ること・ニュートリノの種類が分かっていること、が挙げられる。原子炉ニュートリノ実験として Savanna River、Palo Verde、CHOOZ、Double-Chooz、KamLAND、Daya Bay、RENO 等が挙げられる。

- Savanna River

ニュートリノを発見した歴史的な実験であり、原子炉から 11m、深さ 12m の地点に検出器を置き、ニュートリノの信号を検出した。ターゲットには Gd と同じく中性子を吸収する Cd を溶解させた水を使用している。

- Palo Verde

アメリカの Palo Verde 原子力発電所からのニュートリノを測定。検出器は原子炉からおよそ 1 Km の地点に設置。ニュートリノ振動は確認出来なかった。

- CHOOZ

フランス北部の Chooz 原子力発電所からのニュートリノを測定。原子炉から 1 Km、深さ 300m の地点に 5 トン液体シンチレータ検出器を設置。ニュートリノ振動は確認出来なかったが、最も厳しい θ_{13} の上限値を与えている。

- KamLAND

神岡鉱山の地下 1000m に 1000 トン液体シンチレータ検出器を設置。測定地から半径 175Km の範囲に原子炉が複数存在する。極低放射線環境での測定を行う。原子炉ニュートリノの他、太陽ニュートリノ、地球ニュートリノの検出も行う。

- Daya Bay

中国の Daya Bay 原子力発電所からのニュートリノを測定。原子炉から 1Km の地点に near detector、2Km の地点に far detector を設置。2010 年から測定開始。

- RENO

韓国の Young Wang 原子力発電所からのニュートリノを測定。2010 年から測定開始

1.2.4 Double-Chooz 実験

フランス北部、ベルギーとの国境近くにある Chooz 原子力発電所を利用して行った Chooz 実験の後継実験。Chooz 原子力発電所は熱出力 4.2GW の沸騰水型原子炉 2 基からなっている。Near と Far の 2 つの検出器で測定されたニュートリノイベントを比較し、ニュートリノ振動を確認、混合角の精密測定を行う。検出器の内部構造を次に表す。

1. ν -target

電子ニュートリノを検出する液体シンチレータで満たされている。液体シンチレータはマックスプランク研究所で開発されたもので 80 % ドデカン ($C_{12}H_{26}$)、20 % PXE(1-Phenyl-1-xylyl ethane) で波長変換剤に bis-MSB、発光剤に PPO、中性子吸収剤として Gd を 0.1 % 含有している。発光量は約 6000photons/MeV

2. -catcher

ν -target でとらえ切れなかった Gd^* からの γ 線を捕捉し、元のエネルギーに再現するためのもの。 ν -target 内の液体シンチレータから Gd を抜いたものを使用。

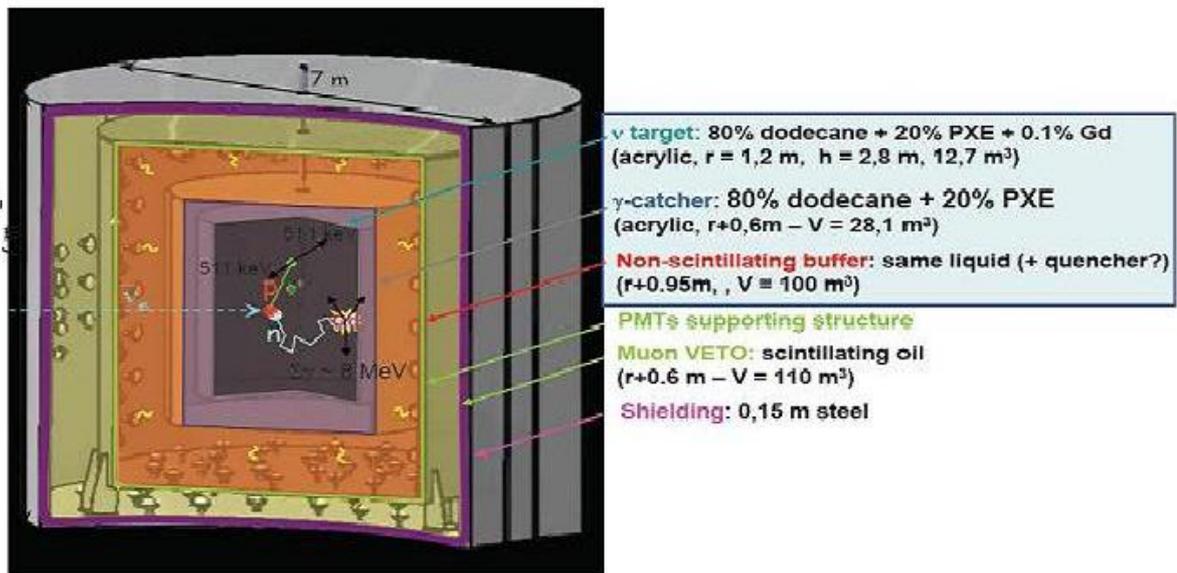


図 5: 検出器

3. Non-Scintillating Buffer

PMT からの 線が液体シンチレータに届かないようにする働きを持つ。 - catcher と同じ密度のミネラルオイルを使用する。

4. PMT

10 インチ PMT を 390 本使用する。

5. Inner Muon Veto

宇宙線 μ 粒子を Veto する役割を担う。液体シンチレータと 70 本の 8 インチ PMT で構成される。

6. Shield

外部の土からの 線を遮蔽するための厚さ 17cm の鉄をはさんでいる。

Far 検出器は原子炉から 1 Km の地下 300m 地点に設置されている。Near 検出器は原子炉をはさんで反対側、原子炉から 50m の地下 m に設置。2 基の原子炉合わせて 8.4GW の熱出力をもつことから放出されるニュートリノは 1 秒当たり 10^{21} 個と見積もることが出来る。

1.2.5 宇宙線による BG

宇宙線 μ 粒子が検出器近くの岩盤や検出器の原子核と衝突すると高速中性子が生成される。この高速中性子が液体シンチレータ内に入射するとシンチレータ内

の陽子を散乱させながらエネルギーを落とし、熱中性子化して Gd に吸収される。その後励起状態の Gd が放出する 線が信号を発するが、もし散乱された陽子が出す信号がニュートリノイベントの即時信号と同じエネルギーを持ち、二つの信号の時間差が $30 \mu\text{s}$ だったならば、ニュートリノイベントと誤認識してしまう恐れがある。

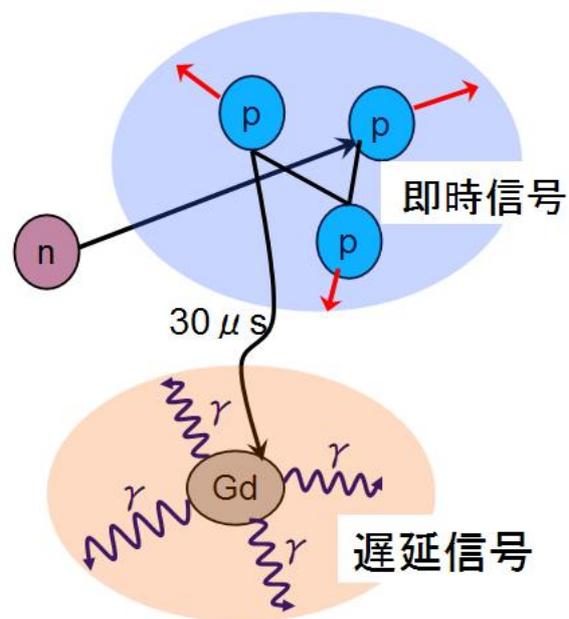


図 6: 高速中性子イベント

2 シンチレータ

2.1 シンチレータ

放射線の通過に伴い発光現象を起こす物質をシンチレータと呼ぶ。シンチレータは無機シンチレータと有機シンチレータの2つに大別できる。

無機シンチレータはNaI結晶などの金属ハロゲン化物結晶を用いたものを指す。無機シンチレータでは放射線の通過により、分子内の基底状態にある電子が励起され高エネルギー伝導体にあがり、基底状態に正孔が出来る。この正孔が結晶中を移動し、電子と再結合すると発光する。電離エネルギー当たりの発光量が有機シンチレータに比べて大きく、良い分解能が得られる。しかしシンチレーション光の平均減衰時間は0.2 μ sと、有機シンチレータに比べて非常に長い。

一方、有機シンチレータは更に3種類分別でき、アントラセン等を用いた結晶シンチレータ・有機溶剤に発光剤を溶かした液体シンチレータ・ポリスチレンに発光剤を混ぜたプラスチックシンチレータが存在する。蛍光減衰時間が数nsと、無機シンチレータに比べて短い。次の式はシンチレーション光の強度の時間的変化を表す。

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (22)$$

また、ある種の有機シンチレータは I_0 や τ が1種類ではなく、数種類の指数関数の和

$$I = \sum_i I_i e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (23)$$

で表されることもある。

有機シンチレータの発光機構は、通過した放射線により分子内の電子が励起され、その電子が基底状態に落ちる際に蛍光を出すというものである(詳しくは3.2発光原理)。また有機シンチレータの蛍光の波長は紫外線領域の波長帯域であり、可視光領域で透明な有機物に吸収されやすくその吸収長は数nm程度しかない。そのため光をPMTに届けるために紫外光を可視光に変える波長変換剤を必要とする場合がある。

一般的にシンチレータに求められる条件として次のことが挙げられる。

- 高いシンチレーション効率
- 蛍光の波長に対して透明
- 蛍光の減衰時間が短い
- 蛍光の波長がPMTの光感度に適合

ここでは安価で形を選ばない点で、Double-Chooz実験で使用される様な大型シンチレーションカウンターに適している液体シンチレータについて詳しく見ていく。

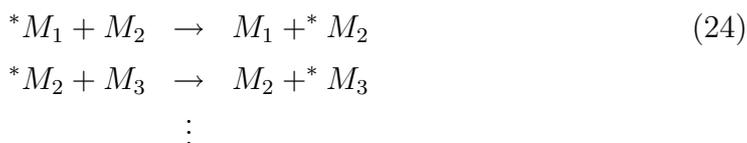
2.2 発光原理

液体シンチレータは一般的に有機溶媒と発光剤 (溶質)、波長変換剤で生成される。有機溶媒には芳香族が使用されるが、これは不飽和結合を持ち σ 電子と π 電子から成り立っている。シンチレーションに関わる反応は主に π 電子の励起である。発光までの過程は次のように考えられている。

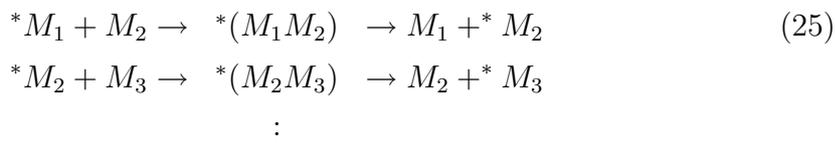
過程 1 通過した放射線のエネルギーを受け取り溶媒分子中の π 電子が励起。ここで溶質が溶媒に比べて少ないことから、入射した放射線が溶質分子を励起させることはほとんど無い。

過程 2 励起溶媒分子から他の溶媒分子へのエネルギー受け渡しを行う。これには 2 つの仮説があり、一つは分子の衝突によりエネルギーを受け渡す”衝突過程説”。もう一つは励起状態の分子と基底状態の分子の体 (エキシマー) によりエネルギーを受け渡す”エキシマー形成説”である。どちらの場合もエネルギーの移行は $10^{-9}s$ 以下で行われる。 M_x は溶媒分子、* は励起状態を表す。

衝突過程



エキシマー形成



過程 3 励起溶媒分子のエネルギーを受け取った溶質分子が励起する。これには 2 で述べた”衝突過程説”と、励起溶媒分子からの蛍光により溶質分子へエネルギーを受け渡す”輻射的エネルギー移行説”がある。

過程 4 励起溶質分子の基底状態への遷移に伴って発光が起こる。これには複数の過程が競合して起こっている。

- 内部転換

発光を伴わない遷移で、 $10^{-11} \sim 10^{-12}s$ の寿命を有する。

- 蛍光放射

シングレットの励起状態から基底状態への発光を伴う遷移で、 $10^{-8} \sim 10^{-9}s$ の寿命を有する。このとき発する光を (即発) 蛍光と呼ぶ。蛍光はスピン多重状態の等しい状態間での放射遷移による光である。

- 系間遷移

シングレットからトリプレットへの発光を伴わない遷移で、 $10^{-7} \sim 10^{-8} s$ の寿命を有する。この過程はスピンの反転を伴うため量子力学的に禁制で、遷移確率は低い。但し、重分子が存在すると禁制がわずかに解けることがある。

- 燐光放出

トリプレットから基底状態への発光を伴う遷移で、 $10^{-4} s$ という長い寿命を持つ。これはシングレットよりもトリプレットのほうが寿命が長いためである。このとき発する光を燐光と呼ぶ。燐光はスピン多重状態の異なる状態間での放射遷移による光である。またトリプレットはシングレットに比べてエネルギー準位が低いいため、蛍光に比べ波長が長い。

図 7 に Jablonski-ダイアグラムを示す。

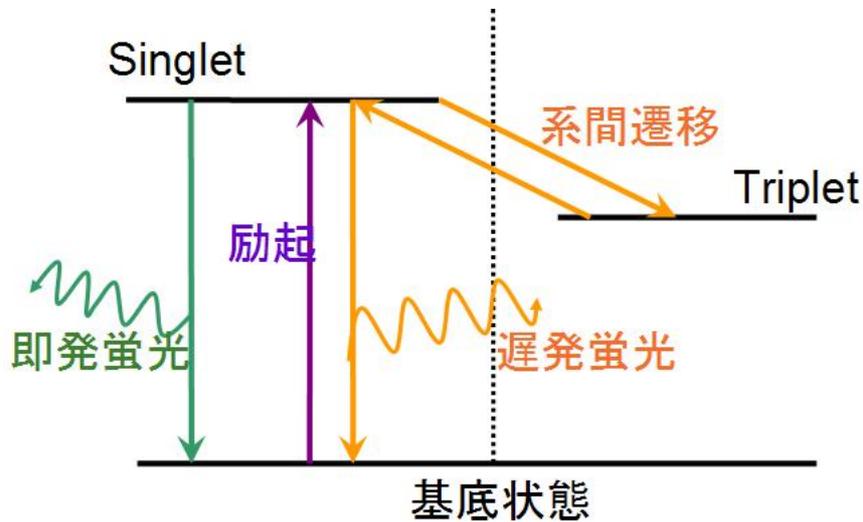


図 7: 発光原理

2.3 遅延蛍光

蛍光には 3.2 で述べた即発蛍光と減衰時間が数百 ns の遅発蛍光がある。即発蛍光がシングレットから基底状態への遷移に対し、遅発蛍光はトリプレットへ系間遷移した後、シングレットに戻って基底状態への遷移を行う際に発する蛍光である。遅発蛍光は分子を励起させる粒子のエネルギー損失率は Bethe-Bloch の式

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4_0 z^2 e^4 Z}{m v^2 A} (\log[\frac{2 m v^2}{I(1 - \beta^2)}] - \beta^2) [MeV/g/cm^2] \quad (26)$$

に依存する。この dE/dx が大きな粒子に対して遅発成分は大きくなる。

2.4 クエンチング

放射線のエネルギーは全てが液体シンチレータ内で発光に使われるわけではなく、光エネルギーに変わることないエネルギーが存在する。このような現象が起きる原因としてクエンチングが挙げられる。クエンチングには様々な種類があり、3-2で述べた内部遷移もクエンチングの一つである。ここでは酸素によるクエンチングのみ説明を行う。

酸素分子は強い電子受容性を持ち、励起した分子と2量体を形成しやすい。これはエキシプレックスといい、種類の異なる2分子で形成される2量体である(エキシマーは同種分子による2量体)。このエキシプレックスが生じると分子は発光を伴わず基底状態へ戻る。



ここで 1M はシングレット状態の溶媒分子、 3O_2 はトリプレット状態の酸素分子、 $(M^+O_2^-)^*$ はエキシプレックスを表す。このクエンチングを防ぐためには窒素ガスやアルゴンガスを液体シンチレータ内でバブリングし、酸素分子を取り除く必要がある。

3 /n 波形弁別法

3.1 PSD 原理

波形弁別法 (Pulse Shape Discrimination method : PSD method) とは、パルスの形状により放射線を種類ごとに弁別する手法である。ここでは液体シンチレータ内で起こった高速中性子イベントと γ 線イベントの弁別について説明する。

高速中性子イベントは液体シンチレータ内の陽子を散乱させるので、PMT で読み取る信号は反跳陽子の信号である。対して γ 線イベントは液体シンチレータ内の電子を散乱させるので、信号は電子の信号である。2章で述べた通り、シンチレーション光の遅発成分は粒子のエネルギー損失率が比例するので、反跳陽子の信号の方が遅発成分が多い。

この遅発成分による波形の違いを利用し、 γ 線イベントと高速中性子イベントを弁別する。

3.2 本実験における PSD

本実験では 2 つの方法を用いて弁別を行う。

1. ダブルゲート法

ある信号に対して 2 つの積分区間 (ゲート) を用意する。一つは電子信号の幅 (narrow gate)、もう一つは反跳陽子信号の幅 (wide gate) で、それぞれの区間で積分を行う。 γ 線イベントの場合、2 つの区間で積分した値はほとんど変わらないはずである。また高速中性子イベントの場合、wide gate の積分値が narrow gate の値よりも大きくなるはずである。そこで弁別比を $R = \text{wide} / \text{narrow gate}$ とし、弁別比の違いからイベントを弁別する。

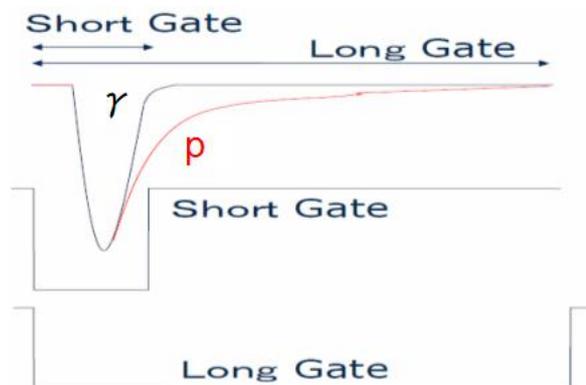


図 8: ダブルゲートによる弁別

$$R = \frac{\text{widegate での積分電荷量}}{\text{narrowgate での積分電荷量}} \quad (28)$$

2. FADC を用いた弁別

FADC(詳細は後述) を用いて波形を直接観測。それぞれのイベントの波形は遅発蛍光成分により、テイル部が異なることが分かっている。このテイル部にある関数を Fit し、それぞれの Fit 関数のパラメータの違いから弁別する。

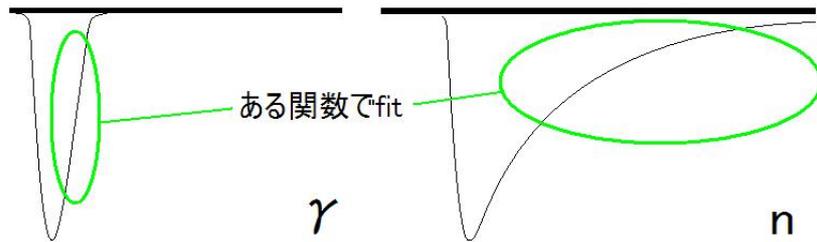


図 9: FADC で得られた波形による弁別

4 実験で用いた装置

4.1 液体シンチレータ

本実験で用いた液体シンチレータは以下の3種類である。

- BC501A

PSD 用に開発されたサンゴバン製の液体シンチレータ。弁別能力は優れているが引火点が 29 度と非常に低いため、原子炉ニュートリノ実験に適していない。

- PXE ベース

実際の D-Chooz 実験に用いられるものと同じ成分比で製作された液体シンチレータ。PXE は 1-Phenyl-1-xylyl ethane の略称で、溶媒として使われている。他に発光剤として PPO、波長変換剤として bis-MSB、希釈剤としてドデカンを使用している。表 2 に成分比を示す。

- BC521

Gd を 0.5 % 含有させたサンゴバン製の液体シンチレータ。Palo Verde 実験で使用されていた。溶媒としてプソイドクメンを用いており、アクリルを長時間浸すと侵食する。

表 2: PXE ベースの成分比

	PXE	PPO	$C_{12}H_{26}$	bis-MSB
成分比	20 %	6 g/L	80 %	20 mg/L

4.2 シンチレーションカウンター

本実験では液体シンチレータと PMT(PhotoMultiplier Tube) で測定を行った。液体シンチレータの種類については前節で述べた。PMT、及びシンチレーションカウンタの仕様は下に記す。

- PMT

製造元：浜松ホトニクス社

製品名：H6527

サイズ：5 インチ

- 液体シンチレータ容器

材質：ステンレス鋼、アクリル板 (放射線入射窓)

内容量：1.5L

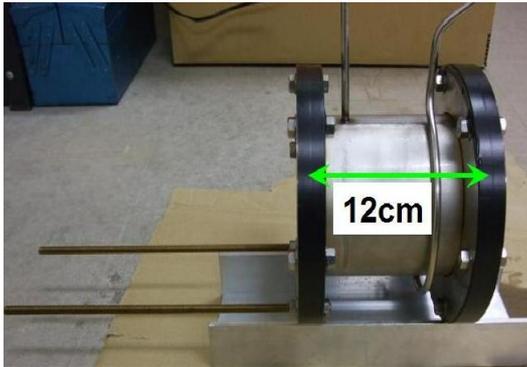


図 10: 容器

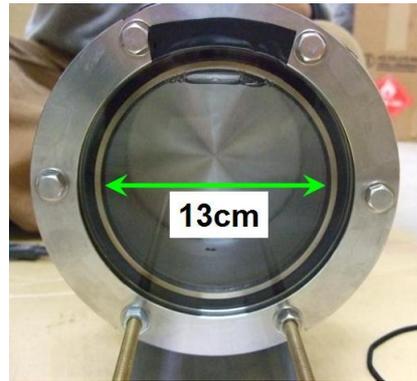


図 11: 容器断面図

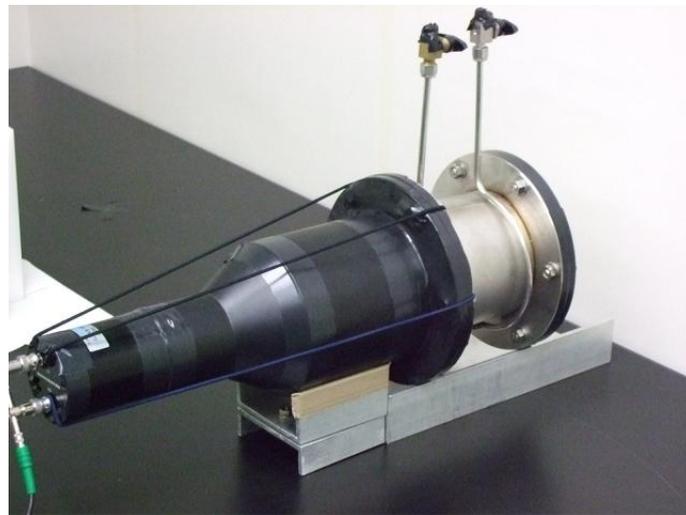


図 12: シンチレーションカウンタ

4.3 放射線源

本実験では 3 種類の放射線源を使用した。下に各放射線源の詳細を記す。

- ^{60}Co

原子番号 27 の遷移金属 Co の放射性同位元素。半減期は 5.2714 年。1.173MeV と 1.333MeV の線を放出し、 ^{60}Ni になる。本実験ではエネルギーキャリブレーションと光量比較のために用いた。

- ^{137}Cs

原子番号 55 のアルカリ金属 Cs の放射性同位元素。半減期は 30.07 年。

0.662MeV の γ 線を放出し、 ^{137}Ba になる。本実験では Cf の γ 線との比較のために用いた。

- ^{252}Cf

原子番号 98 のアクチノイド Cf の放射性同位元素。半減期は 2.65 年。自発核分裂を起こし中性子を放出する。

~ 20 n / fission : 80 % 以上が 1MeV 以下 (平均 0.6MeV)

~ 4n / fission : 2.14MeV

本実験では中性子源として用いた。

4.4 データ収集・解析

データ収集には NIM 回路と CAMAC を用いた。

NIM(*nuclear instrument module*) 回路とは電源電圧や接続方式を規定している NIM 規格のモジュールで、主に素粒子/原子核実験で使用されている。NIM ピンに装着することで、電源供給ピンや制御信号ピンとモジュールを接続し、動作させることが出来る。

本実験で使用した主要モジュールの説明を行う。

- Pulse height discriminator

波高弁別器。閾値を設定して、それを越えるパルスが入力されたときのみ出力する装置。閾値以下のノイズを除去するために用いる。

- Coincidence

同時計数回路。複数のパルスが時間的に重複して入力された時に出力する装置。

- Gate Generator

入力された信号のパルス幅を調節したり、パルスを Delay させたりする装置。

CAMAC(*Computer Automated Measurement And Control standard*) とは PC でコントロールできるモジュールの規格の一つ。素粒子・原子核実験で使用される。カードコネクタで PC と接続されたクレートにモジュールを挿入することで電源が供給され、バスを通じてデータの処理をする。

本実験では ADC と FADC モジュールを用いた。

- ADC(Analog to Digital Convertor)

ゲート間に入力されたアナログ信号の電荷量を積分し、デジタル信号に変換するモジュール。

- **FADC(Flash ADC)**

アナログからデジタル信号に変換するモジュール。ADC よりも処理速度が速く、波形のデータを得ることが出来る。今回は 500MHz - 8bit の FADC を使用した。

- **CREATE CONTOROLLER**

信号を PC に送信、または Output register から信号を出すように PC から制御する。

データ解析には ROOT を用いた。ROOT とは CERN が開発した C++ による解析ソフトウェアで、高エネルギー物理学の分野で主に使われている。

作成したマクロは以下の 3 種類である。

- ADC 分布のヒストグラムからコンプトンエッジを求めるマクロ
- wide/narrow の弁別比のヒストグラム・2次元ヒストグラムを描くマクロ
- 指数関数でフィットした FADC の波形データを描くマクロ

5 ダブルゲートによる波形弁別

5.1 セットアップ

5.1.1 ロジック

本実験で用いたロジック回路を下に示す。

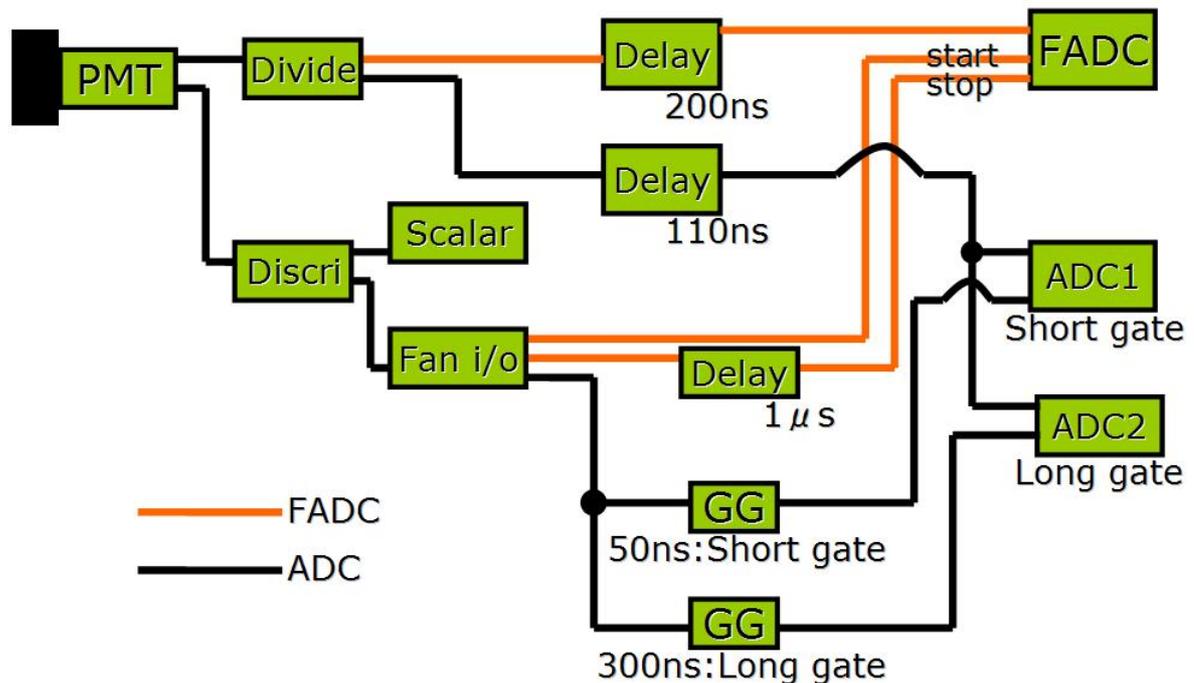


図 13: ロジック

赤線が FADC への回路、黒線が ADC への回路である。

PMT からの信号が Discriminator と Fan in/out を通り、Gate Generator で 2 種類のゲートを作る。一つはゲート幅が 50ns の short gate で、これは ADC1 へと送られる。もう一つはゲート幅 300ns の narrow gate で、これは ADC2 へ送られる。

5.1.2 測定

測定は図 14 のように液体シンチレータの横に放射線源を設置して行った。本実験で行った測定をまとめる。

- 液体シンチレータ (3 種類) に放射線 (3 種の線源) を照射し、ADC と FADC のデータを取得
- 上記の測定において、窒素バブリング前後のデータを取得



図 14: 測定の様子

- 線源 ^{252}Cf を用いたときのみ、線/中性子線の遮蔽を行いデータを取得

5.2 結果

5.2.1 ADC 値分布/コンプトンエッジ

^{60}Co の ADC 値分布を図 15 に示す。 ^{60}Co の γ 線のエネルギーはおよそ 1MeV なのでコンプトン散乱が起こりやすい。このヒストグラムに見られるコンプトンエッジから各液体シンチレータの光量を次の手順で調べる。

1. コンプトンエッジのピーク部にガウシアンをフィット。
2. ガウシアンの最大値の半値に直線を引き、ヒストグラムの交点の値を求める。
3. この値をコンプトンエッジとみなす。

こうして得られたコンプトンエッジを各液体シンチレータの光量として考えると表 3 の結果が得られた。

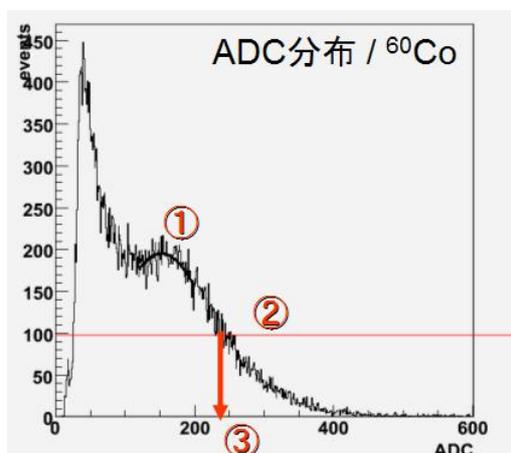


図 15: コンプトンエッジの求め方

表 3: 各液体シンシレータの光量

液体シンチレータ	光量
BC501A	231
PXE ベース	209
BC521	150

5.2.2 ダブルゲートによる弁別

得られた wide gate と narrow gate の ADC 値から弁別比 R を求め、 $1/n$ イベントの弁別を行う。次のヒストグラムは線源 ^{252}Cf で横軸を弁別比、縦軸をイベント数にとったものである。

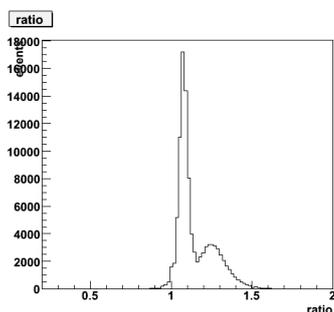


図 16: BC501A

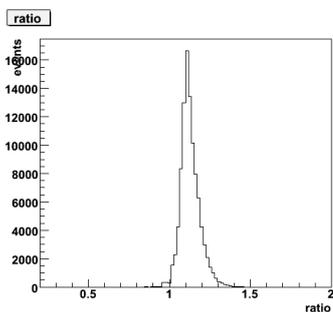


図 17: PXE ベース

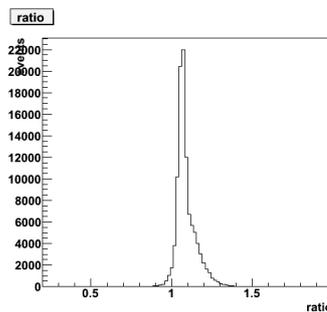


図 18: BC521

BC501A では二つのピークが見られ、弁別比が 1 に近い方のピークは線イベント、二つ目のピークは高速中性子イベントだと分かる。対して PXE ベースと

BC521 では僅かにピークの右側にふくらみが見えるが、はっきりとイベントを区別することが出来なかった。

下は2次元ヒストグラムである。

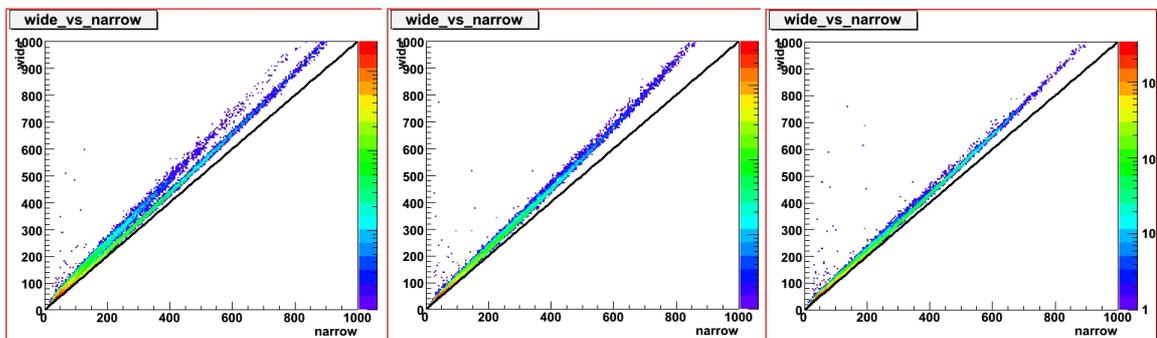


図 19: BC501A

図 20: PXE ベース

図 21: BC521

BC501A のヒストグラムは2つに分割して、 $1/n$ イベントの弁別が出来ていることが分かる。この分割はADC値(エネルギー)が大きいほど顕著に見られた。対して他の2つの液体シンチレータには分割が見えず、ここでも弁別の可能性は見えなかった。

5.2.3 ダブルガウシアンフィット

PXE ベースとBC521の $1/n$ イベント弁別を行うために ^{137}Cs のデータを用いた解析を行う。 ^{137}Cs の放出する 線のエネルギーは ^{252}Cf の放出する 線のエネルギーに近いことを利用して、 ^{137}Cs の弁別比のヒストグラムをガウシアンでフィットし、得られた Mean 値を ^{252}Cf の 線イベントのガウシアンに当てはめる。更にダブルガウシアンでフィットすることで $1/n$ イベントの弁別を行った。

青のガウシアンが 線イベント、赤のガウシアンが中性子イベントを表す。この解析から得られた各液体シンチレータの弁別の様子を次の図に示す。

ダブルガウシアンフィットを行うことで、 線イベントに埋もれている中性子イベントの存在が確認できたがこの結果から定量的に弁別を行うことは出来なかった。

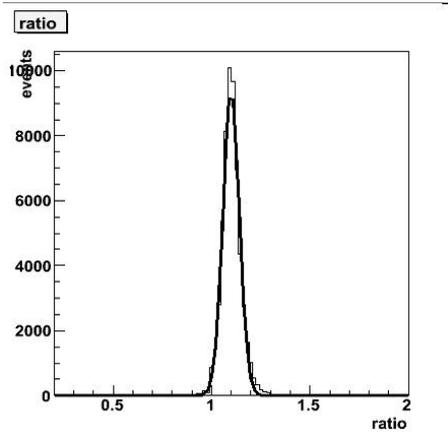


図 22: PXE ベース/ ^{137}Cs

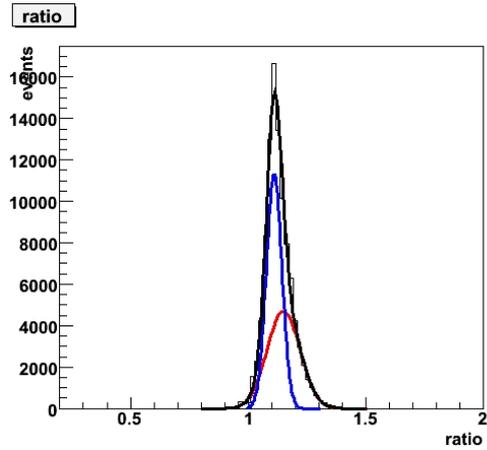


図 23: PXE ベース/ ^{252}Cf (Fit)

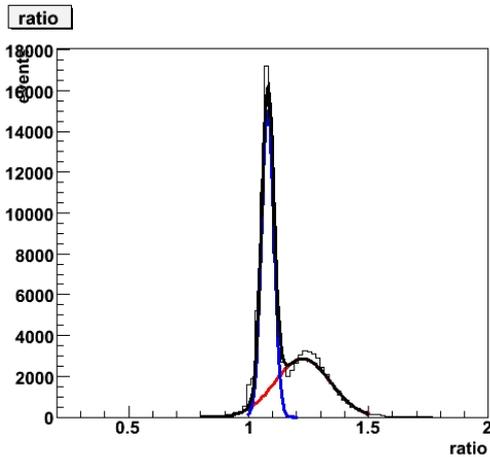


図 24: BC501A/ ^{252}Cf (Fit)

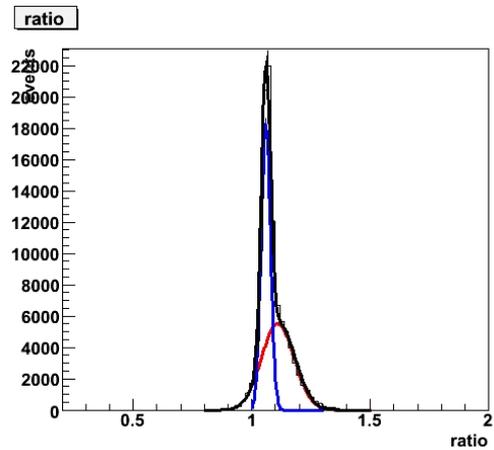


図 25: BC521/ ^{252}Cf (Fit)

5.2.4 窒素バブリング

2.4 で説明した窒素バブリングを行い、バブリング前と後の光量の変化を調べた。バブリングは窒素 20cc/min を 1 時間 (1200cc) 行った。

表 4: 各液体シンシレータの光量変化

液体シンシレータ	光量 (バブリング前)	光量 (バブリング後)
BC501A	231	240
PXE ベース	209	207
BC521	150	167

BC501A と BC521 では光量の増加が見られたが、PXE ベースでは逆に光量が減少した。

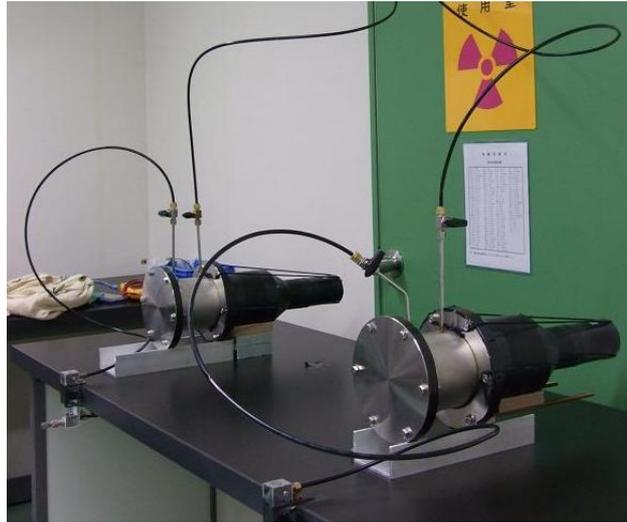


図 26: バブリング

5.2.5 中性子遮蔽

図 14(BC501A/ ^{252}Cf) の二つ目のピークが 線イベントを示しているのか確かめるために、次の写真のように検出器とシンチレーションカウンタの間に中性子吸収剤としてボロン入り PE を設置し、中性子線を遮蔽した上で測定を行った。

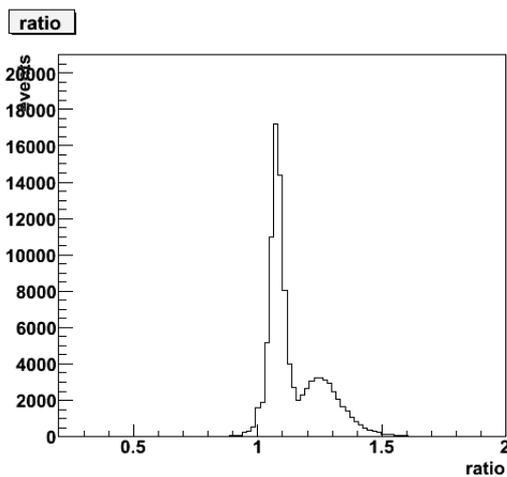


図 27: 中性子線遮蔽前

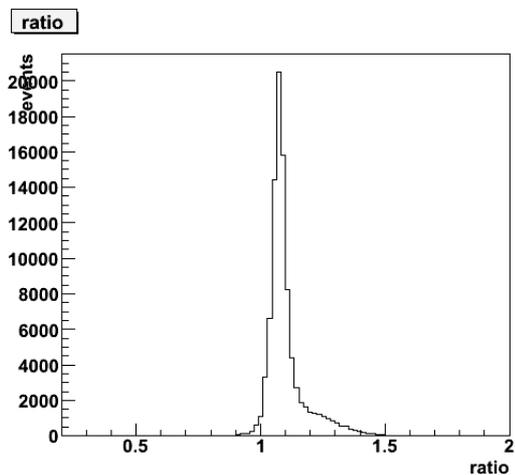


図 28: 中性子線遮蔽後

遮蔽後にはピークが小さくなっており、このピークが高速中性子イベントを示していることが確かめられた。

5.2.6 線遮蔽

中性子線遮蔽と同様に検出器とシンチレーションカウンタの間に鉛ブロックを設置し 線の遮蔽をした上で測定を行った。

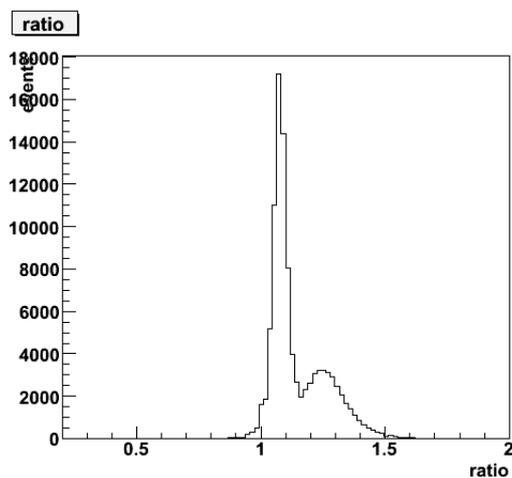


図 29: 線遮蔽前

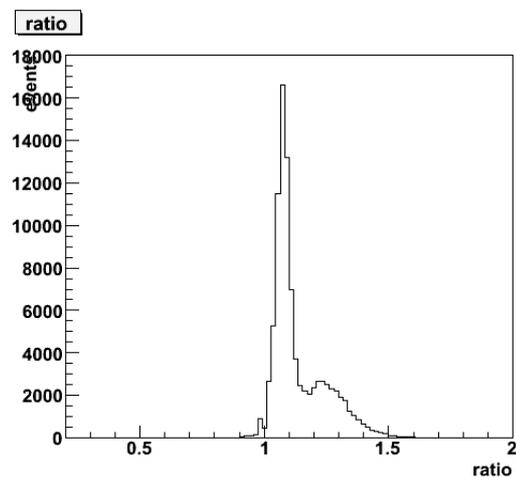


図 30: 線遮蔽後

ヒストグラムから イベントが僅かに減っていることが分かるが、同じく中性子イベントも減っているため、このデータから有益な結果を得ることが出来なかった。

6 FADCを用いた波形弁別

6.1 セットアップ

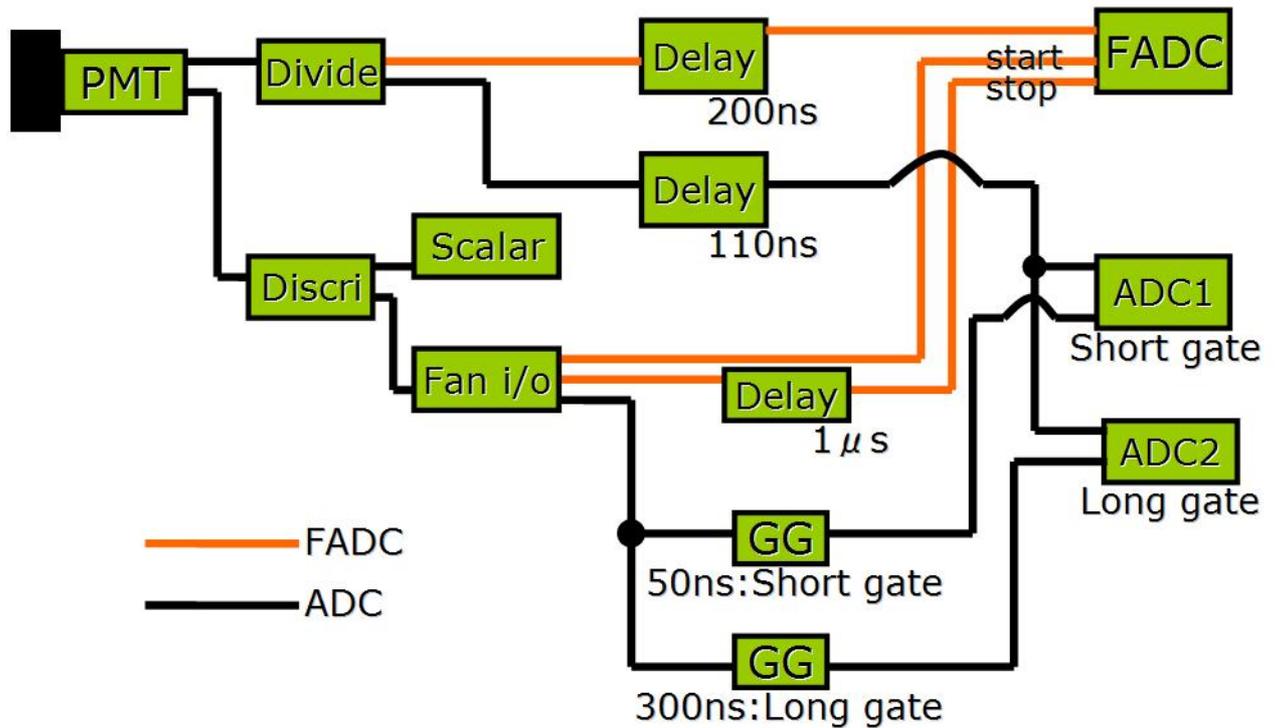


図 31: ロジック

赤線が FADC の回路を表す。

本実験では Fan in/out からの信号が FADC に送られてから読み取りを開始し、 $1 \mu\text{s}$ デレイさせた信号が送られるまで読み続けるよう設定した。用いた FADC は 500MHz のものなのでピン幅が 2ns のデータを取ることが出来る。

測定は 5.2.1 で述べたものと同じである。

6.2 結果

6.2.1 /n 波形

FADC のデータから得られた 線イベントと高速中性子イベントの波形を次に示す。本実験では単純な指数関数

$$f(x) = -(Ae^{-\alpha x} - 255) \quad (29)$$

でフィッティングをかけた。範囲は波形の違いが顕著に現れるピークの 1/3 の値からから 60ns と設定した。

今回の解析ではテイル部の伸びを確認して 線か中性子が決定した。

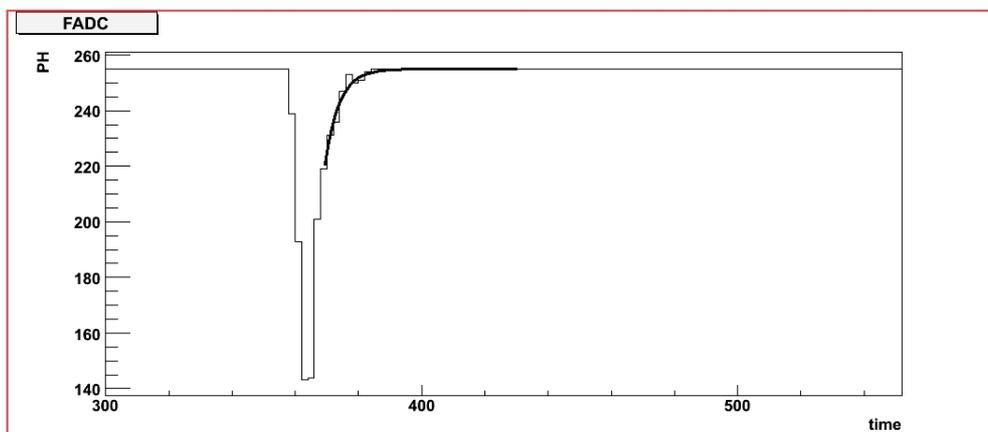


図 32: 線波形

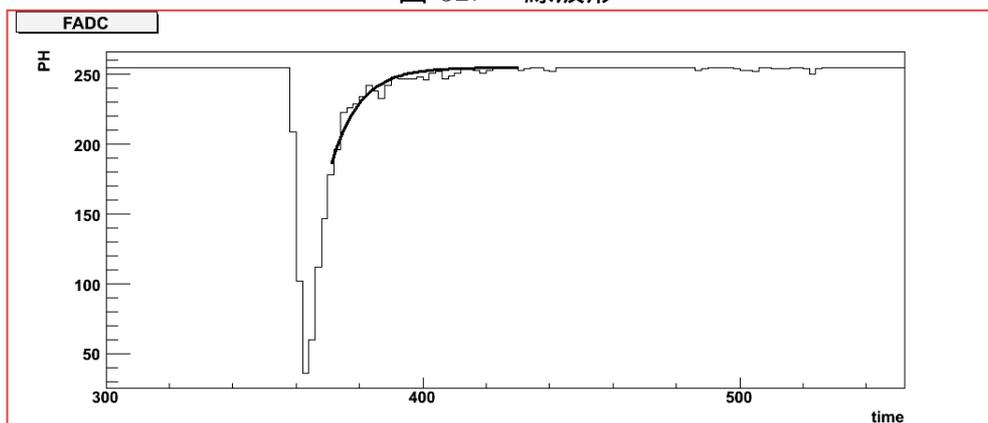


図 33: 高速中性子波形

各パラメータは表 5 にまとめる。

線と中性子の波形は確かに異なっており、フィット関数のパラメータの違いからも弁別可能だということが分かった。しかし、本実験ではセットアップ時にベー

表 5: パラメータ

	線	中性子線
α	0.2176	0.1133

スライドの設定ミスにより肝心のテイル部が隠れてしまっていることから、このデータから精密な解析は困難であった。

7 まとめ

ADCデータによる解析ではPSD用に開発されたBC501Aは例外として、 $1/n$ イベントを波形弁別することが困難であるという結果に至った。またPXEベースはBC501Aと光量が大きく変わらないのにも関わらず、ほとんど弁別出来ていなかった事と、最も光量が小さいBC521の方がPXEベースよりも中性子イベントを確認しやすかった事から、弁別と光量の依存関係はないと思われる。

窒素バブリングによる光量の変化はPXEベースを除いて、バブリング後に光量の増加が確認できた。PXEベースで光量が現象していた原因は、ADC値分布のビンの触れ幅が大きいことが解析に支障を与えた為、と思われる。正確な光量値が出せるようにプログラムを改善する必要がある。

FADCで得られた波形による解析では、本実験では設定ミスもあり正しい弁別が出来たか疑問が残るが、ある程度テイル部が隠れてしまってもフィット関数のパラメータに違いが見られたことから、波形弁別が出来る可能性が十分に見られた。

参考文献

- [1] 粒子線検出器 - 放射線計測の基礎と応用 -
K. クラインクネヒト著/高橋嘉右・吉白肇 共訳/培風館
- [2] 放射線計測/加藤貞幸 著/培風館
- [3] 放射線計測学/三浦功 他共著/裳華房
- [4] 原子炉ニュートリノ実験用液体シンチレータの経年変化測定
および n 波形弁別実験
天野翔太 卒業論文/神戸大学粒子物理研究室
- [5] 原子炉 $_{13}$ 実験 DoubleChooz
末包文彦/東北大学ニュートリノ科学研究センター

謝辞

本論文を執筆するにあたり多くの方々のお力添えを頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。まず、本研究に携わる機会を与えてくださり、熱心に指導してくださった指導教官の原 俊夫准教授に感謝申し上げます。また青木茂樹教授には毎週のミーティングの際、解析方法などについての的確なアドバイスをして頂きました。鈴木 州助教には液体シンチレータの経年変化実験をはじめとして様々な指導を直接して頂きました。ありがとうございます。

D-Chooz JAPAN のコラボレーションミーティングでは東北大学の末包教授、新潟大学の田村教授、宮田教授、首都大学東京の住吉教授、東京工業大学の久世教授、に大変お世話になりました。また東京工業大学で開かれた GEANT4 講習会では浜津氏に熱心な指導をしていただきました。

研究室の先輩である岡田氏、楠本氏、田村氏、矢野氏にはDAQやROOT、UNIXについて色々とお教えていただきました。ありがとうございます。同じニュートリノグループの秦氏、原田氏、森嶋氏には日常적으로お世話になりました。

最後に共同実験者である新潟大学理学部物理学科の宮本氏と解析用のマクロを作成してくださった勝亦氏に感謝の意を述べさせていただきます。