

修士論文
液体シンチレーターの
低エネルギー電子に対する
発光特性の研究

江口 浩司

2003年6月18日

要旨

KamLAND 実験は約3年間にわたる建設期間を経て、約一年数ヵ月前待望の測定開始の日を迎えた。以後、KamLAND 検出器は連日順調にイベントを検出し、これらから、いくつかの重要な結果を導きだし、ニュートリノ物理学、天文学に大きな貢献をし始めている。KamLAND 実験では検出器に入射してくる反ニュートリノを、液体シンチレーターの発光現象を通じて検出し、その情報を使って液体シンチレーター内で起こした反応を再構築している。そのうち発光量にはニュートリノなどの飛来粒子に関するエネルギーの情報が含まれる。このエネルギー情報の誤差は、ニュートリノのイベント数の誤差やニュートリノのスペクトルの変形に直接の影響を与えるので、エネルギーを正確にキャリブレーションすることは KamLAND 実験にとって非常に重要である。しかしキャリブレーションの結果、発光量と γ 線エネルギーとの間で、特に低エネルギーで大きくリニアリティが悪いことがわかった。

そこで今回は電子のエネルギーを精度良く知ることのできる方法を考案し、電子のエネルギーと液体シンチレーターの発光量の関係を見ることによって、リニアリティを悪くしている要因の一つと推測されている電離濃度に関するクエンチングを調べた。この実験の結果をシミュレーションにかけると、より信頼性のある KamLAND 検出器のエネルギー補正を行うことができ、ニュートリノ振動測定の精度向上に貢献することができる。

目次

第1章	序論	4
第2章	KamLAND 実験	5
2.1	ニュートリノの検出	5
2.1.1	背景	5
2.1.2	原子炉反ニュートリノ	8
2.1.3	地球反ニュートリノ	12
2.1.4	太陽ニュートリノ	12
2.2	カムランド検出器	15
2.2.1	検出器の概要	15
2.2.2	反ニュートリノ検出原理	18
第3章	実験の動機	20
3.1	動機	20
3.1.1	KamLAND 実験での課題	20
3.1.2	電子エネルギー応答の測定へ	22
3.2	電離濃度クエンチング	23
3.2.1	電離濃度クエンチング	23
3.2.2	Birks の式	24
第4章	実験装置	25
4.1	測定原理	25
4.2	実験装置	27
4.3	Ge 検出器	33
第5章	実験結果及び考察	36
5.1	Ge 検出器キャリブレーション	36
5.2	測定結果	38
5.2.1	Cs 線源における結果	38

5.2.2	Co 線源を使用している結果	43
5.2.3	統合した結果	44
5.3	考察	46
第6章	まとめ	49
6.1	結論	49
6.2	今後の課題	49

第1章 序論

KamLAND 実験は約3年間にわたる建設期間を経て、平成14年2月、待望の測定開始の日を迎えた。以後、約一年数ヵ月、KamLAND 検出器は連日順調にイベントを検出し、これらから、いくつかの重要な結果を導きだし、ニュートリノ物理学、天文学に大きな貢献をし始めている。

KamLAND 実験が前世代の神岡実験と異なる点は、ニュートリノのターゲットとして液体シンチレーターを用いている点である。液体シンチレーターを用いる利点はシンチレーション光はチェレンコフ光に比べて極めて光量が多いため、エネルギー分解能が良くなり、低エネルギーニュートリノによる微弱信号を捉えることができることである。これによって、原子炉反ニュートリノ、地球反ニュートリノなど、これまでの神岡実験では観測できなかった数 MeV 領域までの低エネルギーニュートリノを検出することが可能となった。KamLAND 実験は、世界で最も大容量の液体シンチレータを擁し、極低バックグラウンド環境で行うため、最も感度が良く数種の低エネルギーニュートリノを検出することができるものである。

このように液体シンチレーターは、KamLAND 実験を特徴づけるものである。それと同時に実験データの質を左右する KamLAND の装置の中でもっとも重要な部分であるといっても過言ではない。より正確な解析を行うには、この液体シンチレーターの緒性質を熟知する必要がある。実際、多くのコラボレーターたちによって、様々な側面からこの液体シンチレータの性質に関する研究がなされている。

この論文は、その一環として、KamLAND の液体シンチレーターのエネルギー—発光量特性、特に今まで、熟慮されていなかった低エネルギー電子の発光特性について調べたことについて述べるものである。このデータは後に述べるように KamLAND 実験のキャリブレーション時に出てきた課題の解決に重要な役割を果たすと考えられる。

第2章 KamLAND 実験

2.1 ニュートリノの検出

2.1.1 背景

Kamiokande 実験で太陽ニュートリノを検出して以来、素粒子物理学および天体物理学の両分野では、様々な実験結果から、ニュートリノの質量に関する振動現象、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ欠損問題等が話題になってきた。

観測によるニュートリノの質量の上限はクォークや他のレプトンに比べて非常に小さかったため、標準模型では、ゼロとされていたが、スーパーカミオカンデが1998年、ニュートリノがわずかな質量を持っている証拠を得たことを発表し、おおいに注目を集めた。ニュートリノに質量と混合があれば、ニュートリノ振動現象が生じる。ここで、真空中でのニュートリノ振動について、簡単に述べる。弱い相互作用の固有状態である3つのフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) は、質量固有状態 (ν_3, ν_2, ν_1) の重ね合わせで表され、それぞれの質量固有状態に質量差がある場合、時間に応じてニュートリノフレーバーの振動が起ると考えられる。簡単の為、2種類間のニュートリノ振動について考える。ニュートリノ振動は、フレーバー固有状態と質量固有状態間の混合の強度 $\sin^2 2\theta$ と、ニュートリノ質量の二乗差 $\Delta m^2 (= m_{\nu_2}^2 - m_{\nu_1}^2)$ によって決定され、ニュートリノのフレーバーの変化する確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L(m)}{E(\text{MeV})} \right) \quad (2.1)$$

と表される。L(m) はニュートリノが生成されてから検出されるまでに走行した距離、E(MeV) はニュートリノのエネルギーである。この確率に応じて、ニュートリノが飛行中に他のフレーバーに変化した場合、実験により検出されるニュートリノの数は振動がない場合の予想より少なくなる。太陽ニュートリノ欠損問題とは、太陽ニュートリノの検出数が予

想より少ないというものである。これに対する説明として、標準太陽模型に不定性があるというものと、太陽内部でできた電子ニュートリノがニュートリノ振動によって異なるフレーバーに変化し観測にかからなくなるというものなどがあげられている。真空中でニュートリノ振動が起っているとする解を“Jast-so”解と呼ぶ。また、太陽などの物質中でニュートリノ振動が起っているとする Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein(MSW) 効果と呼ばれる現象による解もある。その他、大気ニュートリノ異常問題からニュートリノ振動現象を調べている実験もある。1次宇宙線は、地球上空の大気中の窒素と酸素と相互作用をして、主に π 粒子を生成する。それが、 $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu, \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ に崩壊する。その結果、複雑な生成過程にもかかわらずおおよそ $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$ になるはずである。もしニュートリノ振動が存在すれば、この比が $2 : 1$ からずれることになる。実際にスーパーカミオカンデでは、 $R(\frac{\nu_\mu}{\nu_e}) \cong 0.6$ という値が観測されている。水チェレンコフ検出器では、相互作用によってニュートリノが転化したレプトン (e, μ) の方向から、ニュートリノの天頂角分布が測定できる。神岡実験で最初にその異常が観測され、スーパーカミオカンデで確認されている。これがニュートリノ振動によるものだとすると、 $\sin^2 2\theta \approx 1$ で、 Δm^2 はおおよそ $3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ になる。LAMPF と LSND などでは 800MeV 陽子加速器から出た陽子を標的に衝突させ、生成した π 粒子や μ 粒子からのニュートリノ (数十 MeV) を用いて、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動現象を調べている。LSND では、この振動が起る確率は 3×10^{-3} という結果を出している。KARMEN でも、これについて検証している。また、BNL E776、FNAL、Minos や K2K などでは、加速器で生成した高エネルギー π^\pm, K^\pm 粒子の飛行中の崩壊から生じた高エネルギー (数 GeV) のニュートリノを用いる。特に Minos や K2K は、ニュートリノの飛行距離が 700km、250km と長距離であるため、long baseline 実験と呼ばれる。Minos では、ニュートリノの平均エネルギーが 12GeV と高エネルギーであり、 τ 粒子を生成することが可能である。その結果、 $\nu_\mu - \nu_\tau$ 振動を、 τ 粒子の検出により、検証することができる。その他、原子炉内で生成されたニュートリノを検出して、ニュートリノ振動現象について調べる実験もあり、Bugey、Palo Verde、Chooz、KamLAND などがあげられる。これについては後に述べる。図 2.1 に種々の実験グループによる $\nu_e - \nu_\mu$ ニュートリノ振動パラメータ探索範囲の図を示す。横軸が混合角 θ を含む混合の強さ $\sin^2 2\theta$ 、縦軸はニュートリノの質量の 2 乗差 Δm^2 を表している。太陽ニュートリノに関しては MSW 効果による解が示されている。

以下に、KamLAND 実験において検出されるニュートリノとその事象数について、それぞれ述べる。

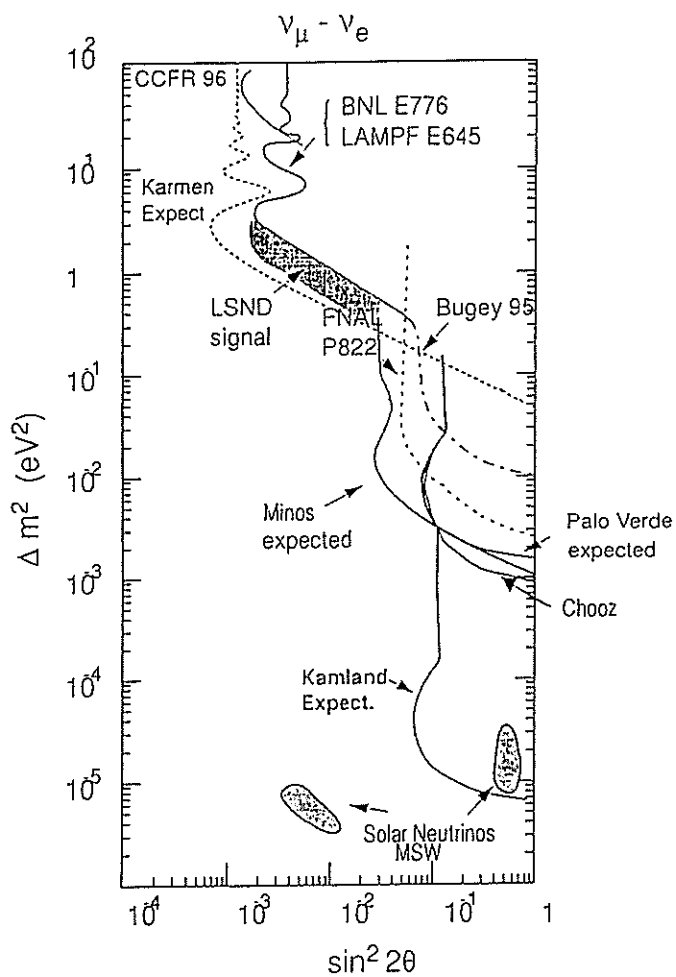
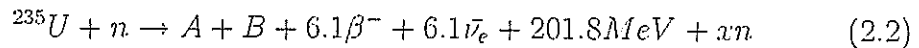


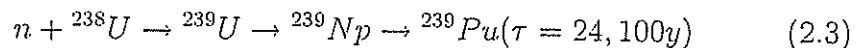
図 2.1: 種々の加速器や原子炉実験グループによる $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ニュートリノ振動パラメーターの 90% C.L. 排除領域探索結果

2.1.2 原子炉反ニュートリノ

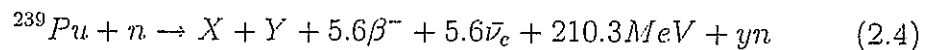
原子炉反ニュートリノを検出することは、KamLAND 実験の主な目的である。原子炉内で核分裂を起こす主な物質は ^{235}U であり、軽水炉では核燃料中のウランの約 3% を占める。その反応は次のようなものである。まず、式 2.2 のように熱中性子を吸収して核分裂を起し、生じた娘核がベータ崩壊する際に反ニュートリノが生成される。



^{238}U は、0.8MeV 以上の高速中性子によって核分裂する。また式 2.3 のように熱中性子の捕獲反応の後にベータ崩壊を 2 回繰り返して、核分裂を起し、核分裂性の同位体 ^{239}Pu を生成する。



生成された ^{239}Pu は式 2.4 のように熱中性子によって核分裂を起し、エネルギーとニュートリノを発生する。



こうして、核分裂一個あたり平均約 6 個の反ニュートリノが生じる。核分裂 1 個あたりに解放されるエネルギーは平均約 200MeV である。このように、原子炉からは、他のフレーバーの混合のない純粋な電子型反ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が得られる。また、原子炉内の U、Pu などの燃料混合比は、時間経過に伴って変動する (バーンアップ効果)。しかし、その燃料の構成は日毎に計算可能であり、また総出力量を原子炉から得ることで、数%の精度でニュートリノのフラックスを計算することができる。このように計算した原子炉からのニュートリノフラックスによる予想値と検出された事象数とを比較することによって、ニュートリノ振動の可能性を検証する。

KamLAND 実験の検出器にやってくる反ニュートリノが生成される原子炉は、柏崎、大飯、高浜、浜岡、敦賀などである。図 2.2 に日本国内に存在する原子力発電所の分布図を示す。また、各発電所ごとの熱出力、神岡までの距離、全熱出力フラックス量をまとめたのが表 2.1 である。熱出力フラックスは、原子炉からみた検出器の立体角から、 $P/(4\pi L^2)$ で求めた。電子型反ニュートリノは、液体シンチレーター中の陽子と逆ベータ崩壊反応をして、陽電子と中性子を生じる。

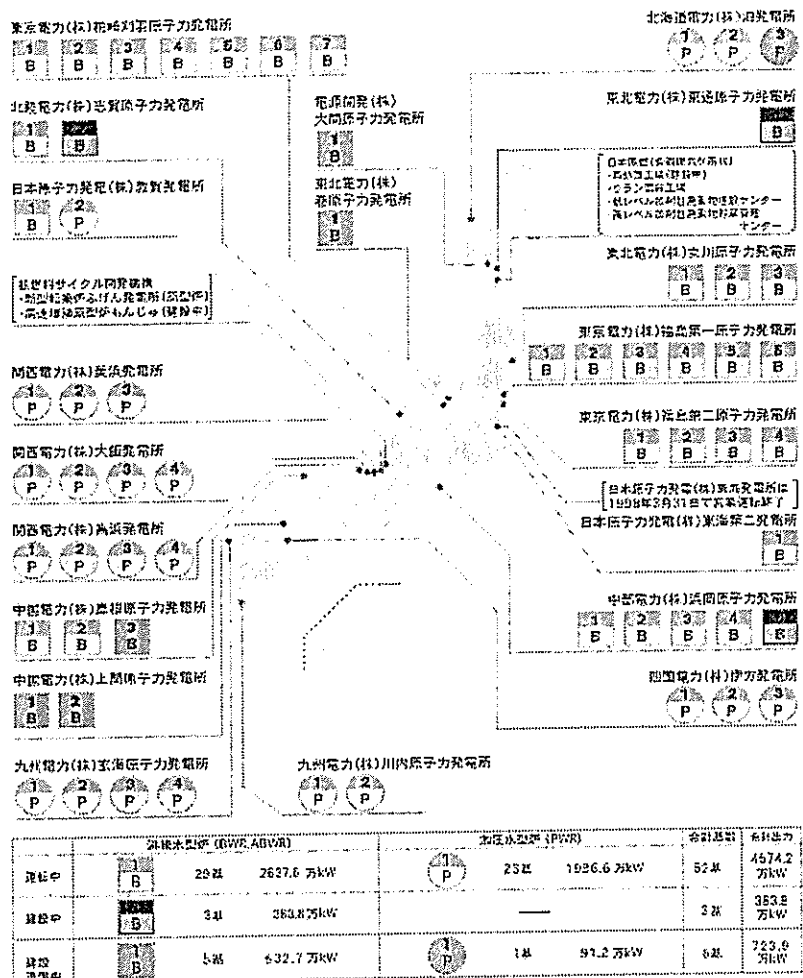


図 2.2: 日本国内の原子力発電所

発電所	熱出力 (GWth)	距離 L	フラックス (GW/cm ²)
柏崎	24.5	160	7.7×10^{-15}
大飯	13.7	190	2.9×10^{-15}
高浜	10.2	210	1.8×10^{-15}
浜岡	10.6	210	1.9×10^{-15}
敦賀	4.5	150	1.5×10^{-15}

表 2.1: 主要な発電所からのニュートリノフラックス

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.5)$$

この反応の断面積は、

$$\sigma = 9.548 \times 10^{-44} \times \{(E_\nu - 1.3)^2 - m_e^2\} [cm^2] \quad (2.6)$$

で与えられ、そのエネルギーしきい値は1.8MeVである。反応数は、ニュートリノフラックス F_ν 、検出器内の陽子数 N_p に比例する。

$$N = \sigma \times F_\nu \times N_p \quad (2.7)$$

これから、実際に検出される原子炉反ニュートリノは、1年間に1000トンあたり約700事象となる。式2.1ニュートリノ振動は以下のとき最大になる。

$$\Delta m^2 = \frac{1}{1.27} \times \frac{\pi}{2} \times \frac{E(MeV)}{L(m)} \quad (2.8)$$

そのため、 Δm^2 に対する感度は、ニュートリノの飛行距離とニュートリノのエネルギー分布によって決定される。より小さい Δm^2 を検出するには、エネルギーの小さいニュートリノを検出するか、検出器までの距離を長くしなければならない。

図2.3は2003年3月より10月までKamLANDで収集したニュートリノのエネルギー分布である。観測されたニュートリノの量は、ニュートリノ振動が無い場合に予想される量の60%しかなく、高い確率で原子炉ニュートリノの振動が確認された。

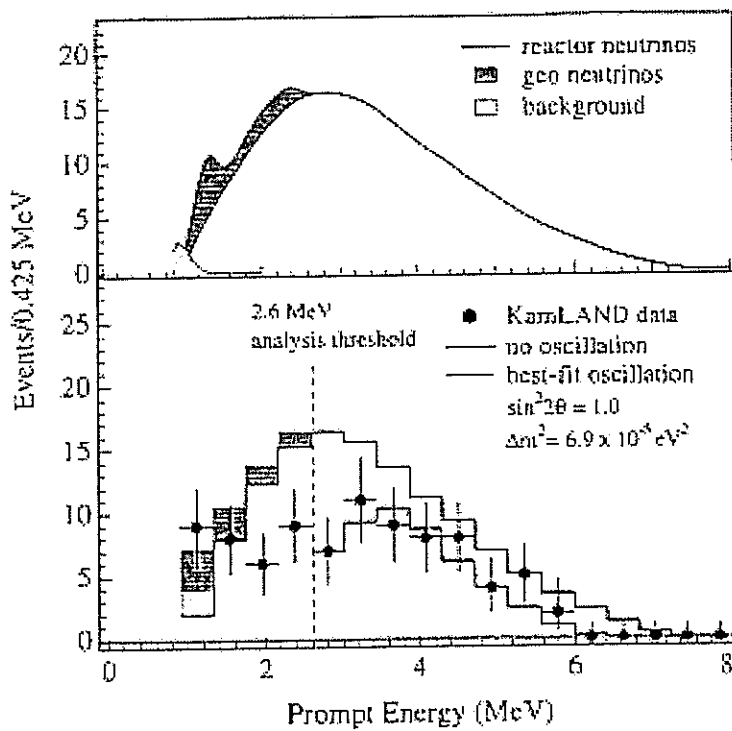
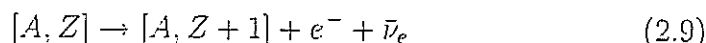


図 2.3: KamLAND 実験の検出器での反ニュートリノフラックス

2.1.3 地球反ニュートリノ

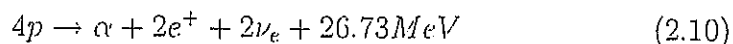
地球はその表面から、約 40TW の熱を放出している。放射性元素の崩壊による熱はその約 40% (~ 16TW) と見積もられており、さらにその 90% は ^{238}U 、 ^{232}Th などの崩壊エネルギーからもたらされていると考えられている。これら地球内部の放射性元素は、次のようにベータ崩壊し、反ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) を放出する。



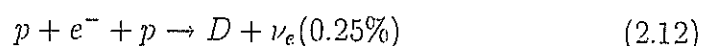
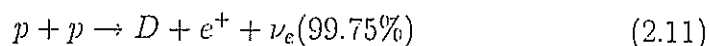
ここで、A、Z はそれぞれ質量数と原子核の電荷である。この反ニュートリノを直接検出することによって、地球内部の熱学的構造に対する情報を得ることができる。地球内部のウラン含有量と U/Th 比に対しては様々なモデルがあるが、まだ詳しくは解明されていない。図 2.4 に地球反ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。KamLAND 実験ではこのうちエネルギーが 1.8MeV より高いニュートリノが検出できる。一般的に約 50% の U、Th はマントルに、残りは大陸プレートの下にある地殻 (厚さ ~35km) に存在しているとされ、海洋プレートの下にある地殻 (~6.5km) にはあまり存在していないとされている。同様の測定がイタリアの Gran Sasso にある Borexino 検出器で行われる予定である。Gran Sasso は大陸プレートの中央部分に位置している。一方、KamLAND 実験の検出器は、海洋プレートと大陸プレートの境に位置している。以上より、この 2 つの異なる地理的条件のもとでの測定データを比較することによって、地球内部の構造をより詳しく知ることができると期待されている。

2.1.4 太陽ニュートリノ

太陽を含めた恒星の進化の源は、恒星内で起っている次のような核融合反応である



この反応には 陽子-陽子鎖 (pp チェーン) と炭素窒素酸素環 (CNO サイクル) という 2 つの反応がある。これらは弱い相互作用での反応を含むため、ニュートリノを放出する。pp チェーンの中でニュートリノを放出する反応は、



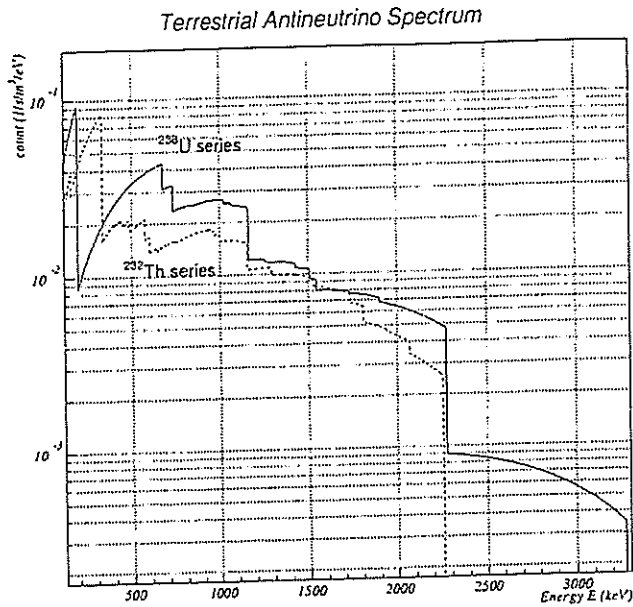
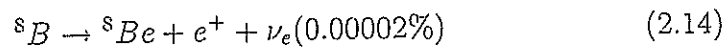
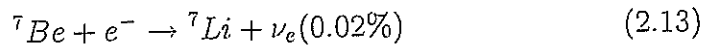


図 2.4: 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル



の4つである。これらの反応から放出されるニュートリノはそれぞれ、pp ニュートリノ、pep ニュートリノ、⁷B ニュートリノ、hep ニュートリノと呼ばれる。また、CNO サイクルの中でニュートリノを放出する反応は、



である。これらの反応から放出されるニュートリノにもそれぞれ名前がついている。3体崩壊によって放出されるニュートリノはエネルギー分布が連続スペクトルになり、2体崩壊によって放出されるものは単色になる。表に放出されるニュートリノのエネルギー、図 2.5 に標準太陽模型空予想されるエネルギースペクトルを示す。

ニュートリノ	エネルギー (MeV)
pp	≤ 0.420
pep	1.442
${}^7\text{Be}$	0.861 (90%) 0.383 (10%)
${}^8\text{B}$	≤ 15.0
hep	≤ 18.77
${}^{13}\text{N}$	≤ 1.199
${}^{15}\text{O}$	≤ 1.732
${}^{17}\text{F}$	≤ 1.732

表 2.2: 太陽ニュートリノのエネルギー

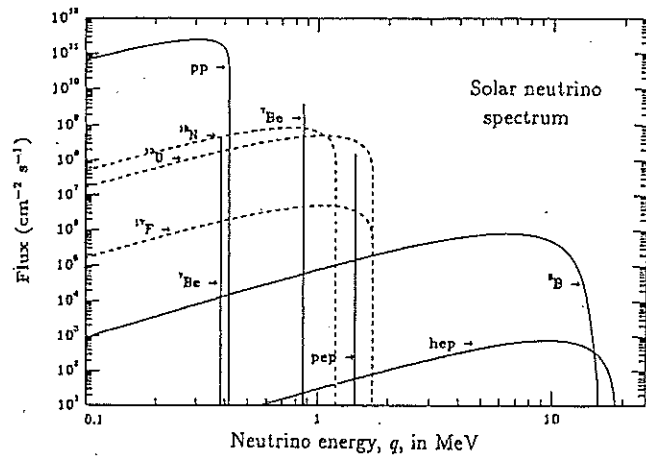


図 2.5: 標準太陽模型の予想する太陽ニュートリノのエネルギースペクトル。

2.2 カムランド検出器

2.2.1 検出器の概要

KamLAND 実験の検出器はカミオカンデ検出器が設置してあった空洞をさらに 4 m 掘り下げ、そこに外側から順に超純水を満たした水チェレンコフアンタイ槽、パラフィンオイルを満たした球形タンク槽、液体シンチレータバルーン槽の 3 層からなる検出器で構成されている。最外槽の水チェレンコフアンタイ槽は、岩盤に不織布を張り付け、その上にポリウレタン樹脂を塗布することによって、純水を保持する。カミオカンデで使用した 20 インチ光電子増倍管が、チェレンコフ光計測用に再利用され、外部から侵入する宇宙線を検知する。水チェレンコフアンタイ槽の中央には 3000m^2 ステンレス球形タンク槽が据付けられる。タンク内は、この中に吊される液体シンチレータバルーンとの浮力差を 1% 以下に調整するため、液体シンチレータの主成分であるパラフィンオイルが注入される。タンクの内壁には、新しく開発された 17 インチ光電子増倍管が 1325 本、蜂の巣状に取り付けられている。これによって、液体シンチレータ内で起きる素粒子反応によって生じるシンチレーション光が計測される。タンクや光電子増倍管の材質、またこれらに付着した塵等は、放射性元素 (Rn) の発生源で、実験の主なバックグラウンドとなる。このため、タンク内壁の光電子増倍管の前面を、厚さ 3mm の透明アクリル板による壁で覆い、ラドンが液体シンチレータ槽に拡散するのを防ぐ。球形タンク槽の中心には 1200m^2 プラスチック製液体シンチレータバルーン槽が網目状の紐で吊される。新しく開発した 135 ミクロン厚の多層膜フィルムは、ラドンの拡散係数が非常に小さく、液体シンチレータ内を極低放射能空間にする役割を果たしている。液体シンチレータはパラフィンオイル 80%、プソイドクメン 20% PPO (ジフェニールオキサゾール:1.5g/l) の割合の混合液である。このシンチレータはアントラセンの 50% 以上の発光量を持ち、KamLAND 検出器において 300 光電子/MeV の光応答を示す。

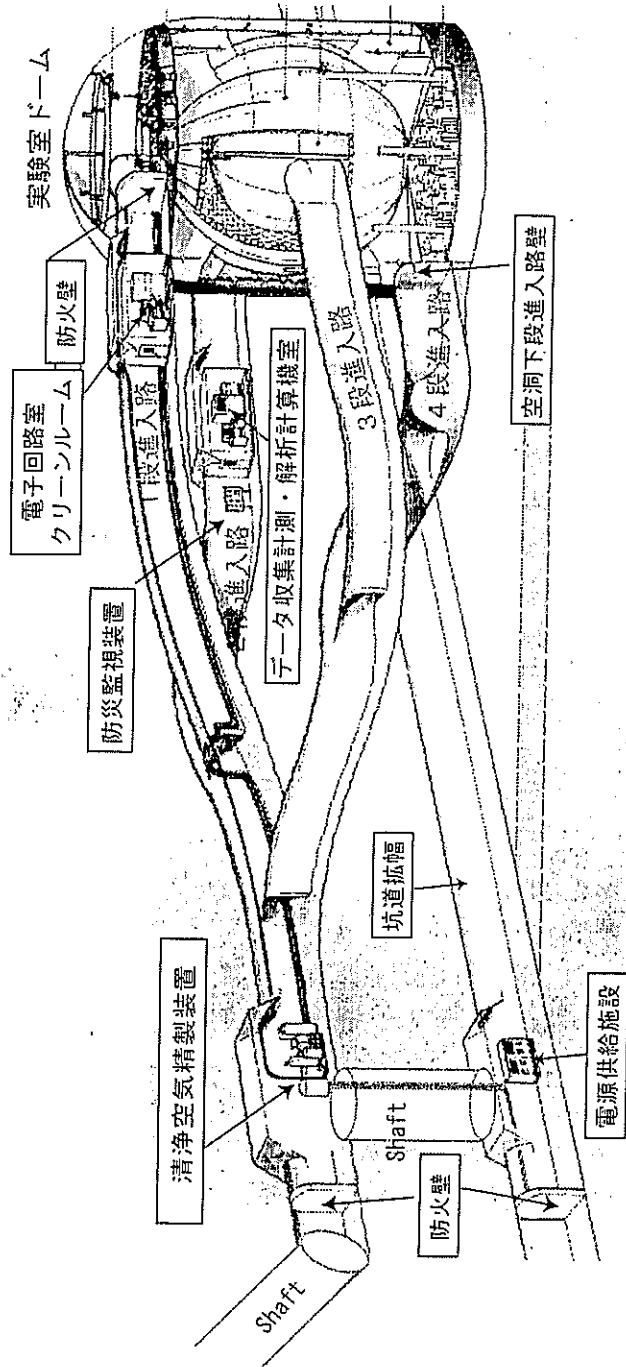


図 2.6: KamLAND 実験施設の全体図

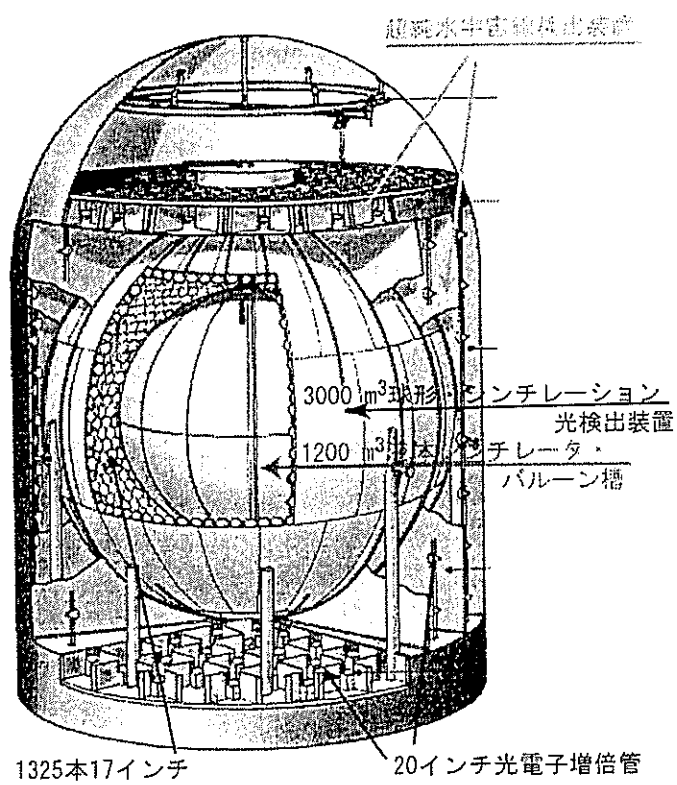


図 2.7: KamLAND 検出器 (測定装置)

2.2.2 反ニュートリノ検出原理

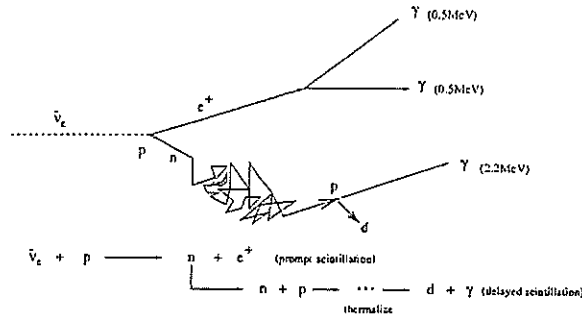


図 2.8: 電子型反ニュートリノ反応

電子型ニュートリノは液体シンチレータ中で図 2.8 のような過程により遅延同時信号を発生する。まず、入射した反電子型ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) は液体シンチレータ中の水素原子核 (p) と衝突すると、陽電子 (e^+) と中性子 (n) を発生する。その陽電子の運動エネルギーは、電子型反ニュートリノのエネルギーから、この反応のしきい値 1.8MeV を差し引いたものになる。陽電子は蛍光を発生しながら数 cm 飛行し、最後に液体シンチレータ中の電子と対消滅を起こし、 0.5MeV のエネルギーを持つ 2 本の γ 線を発生する。これらの γ 線は反対方向にそれぞれ平均 10cm 程飛行して、コンプトン散乱と光電効果により 0.5MeV のエネルギーを放出する。これらの現象はニュートリノが反応してから数 ns 以内に起こり、結局 $E_\nu - 0.8\text{MeV}$ のエネルギーを放出する。このようにして発生した信号を Prompt Signal と呼ぶ。一方、中性子は数 10keV 程度の反跳エネルギーを持ち、液体シンチレータ中の原子核と衝突を繰り返しながら熱中性子化し、平均 $170\mu\text{s}$ 後に約 30cm 離れた場所で陽子に捕獲され、 2.2MeV の γ 線を放出する。これを Delayed Signal と呼ぶ。したがって、反ニュートリノ反応による遅延同時信号が生じたかどうかは、平均 $170\mu\text{s}$ 離れた Prompt Signal と Delayed Signal の 2 つの信号を確認しなければならない。以下に、ニュートリノ候補となる 2 つの信号の条件をまとめる。

- 有効体積 (fiducial volume) $R < 5\text{m}$ 内での反応
- 時間差 $0.5\mu\text{sec} < \Delta T < 660\mu\text{sec}$
- 反応位置差 $\Delta R < 1.6\text{m}$

- $1.8\text{MeV} < E_{\text{delayed}} < 2.6\text{MeV}$
- Delayed Signal の反応位置が 中心軸より 1.2m 以上離れていること
(温度計からのバックグラウンド除去のため)

第3章 実験の動機

3.1 動機

3.1.1 KamLAND 実験での課題

KamLAND 実験では検出器に入射してくる様々な粒子を、液体シンチレーターの発光現象を通じて検出し、その量的情報、時間情報や、位置情報などを使って液体シンチレーター内で起こした反応を再構築している。そのうち発光量にはニュートリノなどの飛来粒子に関するエネルギーの情報が含まれる。このエネルギー情報の誤差は、ニュートリノのイベント数の誤差やニュートリノのスペクトルの変形に直接の影響を与える。従って、エネルギーと発光量の関係を正確に知ることは KamLAND 実験にとって非常に重要である。

KamLAND 実験のエネルギーキャリブレーションは、人工 γ 線源と、宇宙線 μ 粒子が検出器内で作る中性子や不安定原子核を用いて行われた。人工 γ 線源については、検出器最上部から液体シンチレーターバルーン (図 2.7 参照) 内に挿入し、その応答を見た。

キャリブレーションに使用したのは ^{60}Co 、 ^{65}Zn 、 ^{68}Ge 、Am-Be の 4 つの各放射線源から出された γ 線に対する応答と、陽子の中性子捕獲 γ 線、 ^{12}C の中性子捕獲 γ 線に対する応答である。図 3.1 に各 γ 線に対するエネルギー応答の様子を示す (Am-Be による γ 線によるものを除く)。これを見ると、エネルギー分解能は各々 $\frac{7.5\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$ 程であり、(1-5MeV) の範囲ではエネルギー決定精度 2%以上を与えることができる。

しかしキャリブレーションの結果、発光量と γ 線エネルギーとの間のリニアリティが問題になった。表に実際のエネルギー (以下 Real Energy と呼ぶ) と、発光量のデータから算出されたエネルギー (以下 Visible Energy と呼ぶ)、さらにはそれら二つの割合 ($\frac{\text{Visible Energy}}{\text{Real Energy}}$) を図 3.2 に示す。但し、Visible Energy は陽子の中性子捕獲 γ 線に対する応答を基準にとっ

source		エネルギー (MeV)	E_{vis} (MeV)
^{68}Ge	2γ	0.511×2	0.875
^{65}Zn	1γ	1.11552	1.049
^{60}Co	2γ	1.173+1.333	2.357
$n\text{p} \rightarrow d\gamma$	1γ	2.22457	2.220
$n^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}\gamma$	1γ	4.9468	5.142
Am-Be	1γ	7.652	8.032

表 3.1: キャリブレーションに使用した source、エネルギーと E_{vis}

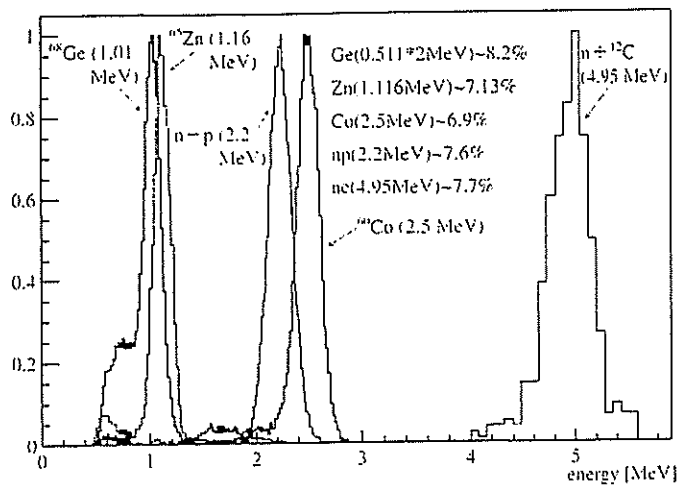


図 3.1: KamLAND 検出器の γ 線に対するエネルギー応答

ている。ここで ^{60}Co γ 線は、1.173MeV、1.332MeVの2本の γ 線を発しているため、Real Energyを2つのエネルギーの平均である1.2525MeVと、Visible Energyを観測された $2.332\text{MeV}/2 = 1.166\text{MeV}$ とした。もう一つの 2γ 由来である ^{68}Ge γ 線についても同様に、Real Energyを0.511MeV、Visible Energyを、0.4386MeVとした。これを見ると、低エネルギー側にエネルギーが低くなるにつれて、明らかにリニアリティが悪くなっていることが分かる。この現象の原因はどこにあるのであろうか。KamLAND実験において、エネルギーキャリブレーションが非常に重要な位置にあるのは、先にのべたところである。そこで我々はそのリニアリティが悪化するメカニズムの理解を目指すことにした。原理の理解はより信用度の高いエネルギー補正に貢献する。

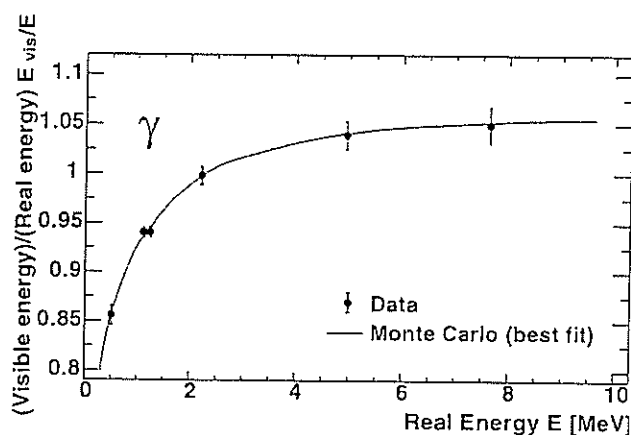


図 3.2: KamLAND 実験におけるエネルギーキャリブレーション結果

3.1.2 電子エネルギー応答の測定へ

このエネルギーキャリブレーションのリニアリティの悪さについていくつかの要因と思われるものが提唱された。その主なものはチェレンコフスレシオールドの効果と電離密度のクエンチング効果である。3.2で詳しく述べるが、 γ 線は液体シンチレーター中に入射すると、コンプトン効果や光電効果によってエネルギーを電子にわたす。我々は γ 線のエネルギーを観測するとき、直接電子 γ 線のエネルギーを観測するのではなく、反跳電子のエネルギーを観測することによって間接的に観測しているの

である。電離密度クエンチングとはその電子のエネルギーを観測するときに発生する現象なのである。そこで今回は電子のエネルギーを精度良く知ることのできる方法を考案し、電子のエネルギーと液体シンチレーターの発光量の関係を見ることによって、クエンチングを調べた。この結果をシュミレーションにかけると、より信頼性のある KamLAND 検出器のエネルギー補正を行うことができ、ニュートリノ振動測定 of 精度向上に貢献できる。

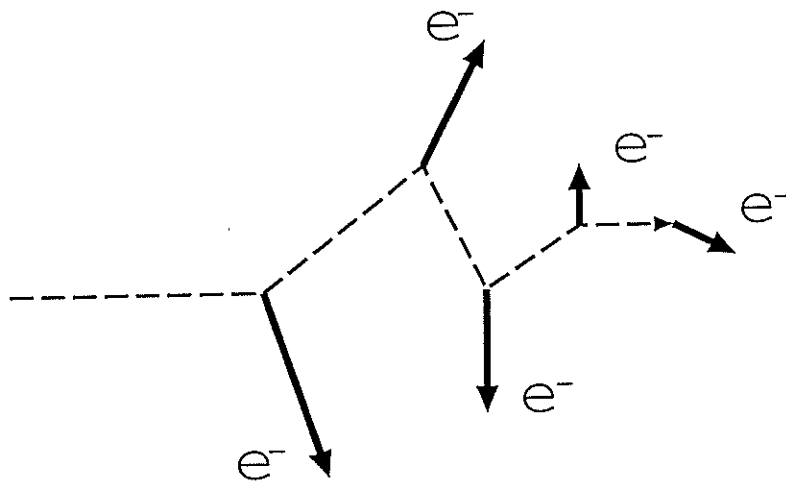


図 3.3: ガンマ線はコンプトン散乱を繰り返す

3.2 電離濃度クエンチング

3.2.1 電離濃度クエンチング

液体シンチレーター中に電子が入射した後、シンチレーションプロセスの最初の段階は飛来電子によるシンチレーター内の分子の励起やイオン化である。このプロセスは4つに分類される。

1. π 電子の励起
2. π 電子イオン化
3. その他の電子の励起

4. その他の電子のイオン化

1、2の反応はシンチレーションに寄与する反応である。1はシンチレーション光のうち速く伝達する成分になる候補である。2はイオン化が起った後、再結合を起こし、シンチレーション光のうち遅く伝達する成分に寄与する。

一方、3、4の反応はシンチレーションに寄与しないか、または逆にクエンチの効果をもたらす。3の反応は熱的に浪費になり、発光には寄与しない。

4は恒久的、または一時的に分子に損傷を与える。恒久的に損傷を受けた場合、分子の構造が変化し、大量の放射を受けると液体シンチレーターの性能を低下させる。また、一時的に損傷を受けた分子は、イオンの再結合を阻害し、結果的に発光量を落とす。この現象をイオン化クエンチングと呼ぶ。クエンチングの原因となる損傷を受けた粒子の密度は、荷電粒子の飛跡に沿っている電離密度に密接に関連していることが知られている。このクエンチ量を半経験的に算出する式を Birks の式という。

3.2.2 Birks の式

Birks の式は単位飛程あたり放出される発光量 $\frac{dL}{dx}$ と荷電粒子の単位飛程当りエネルギー損失 $\frac{dE}{dx}$ の間の関係式である。

上で述べたように粒子による電離密度が大きいとシンチレーション効率が低下する。消光の確率を説明するため Birks は次のように書いた。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{L_0 \frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (3.1)$$

この式は Birks の式としてよく用いられる。実際は k_B は特定のシンチレーターによるのでシンチレーターごとに測定する必要がある。ほとんどの場合、 L_0 を規格化し、この1つのパラメータで実験データによく合わせることができる。

第4章 実験装置

4.1 測定原理

図に測定に使用する反応の概略を示す。線源から放射された γ 線はま

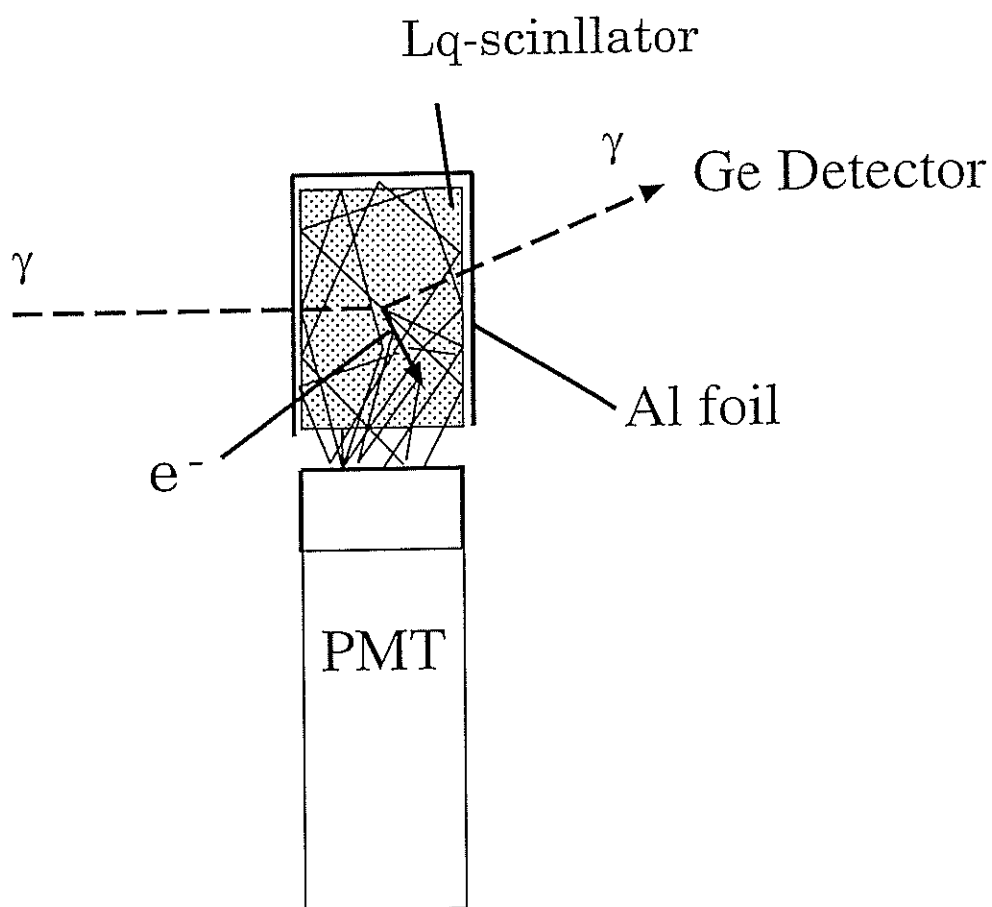


図 4.1: 測定原理

ず、液体シンチレーターに入射する。 γ 線は液体シンチレーター中の電子と、

コンプトン散乱をおこし、電子と、エネルギーを失った γ 線が放出される。放出された電子は液体シンチレータ中でエネルギーを失いながら止まる。電子が失ったエネルギーの一部は、液体シンチレーターの溶媒に移り光エネルギーとなって発光する。その光は、光電子増倍管で観測する。一方、コンプトン散乱で放出された γ 線は、ゲルマニウム検出器によりそのエネルギーを精度良く観測される。線源の γ 線エネルギーからGe検出器で測定されたエネルギーを引いてコンプトン散乱の反跳電子が持っていたエネルギーを決定する。今回の場合は、 γ 線のエネルギーをエネルギー分解能の良いゲルマニウム検出器で測定することによりそれを指標とし、算出された電子のエネルギーと光電子増倍管の観測した発光量を比較した。図4.2は ^{137}Cs から放射された0.662MeVの γ 線のコンプトン散乱により反跳された電子のエネルギーと角度の関係である。これからわかるように、線源とゲルマニウム検出器との相対角度を変えることにより反跳電子のエネルギー範囲を変えることができ、広いエネルギー領域を観測することができる。

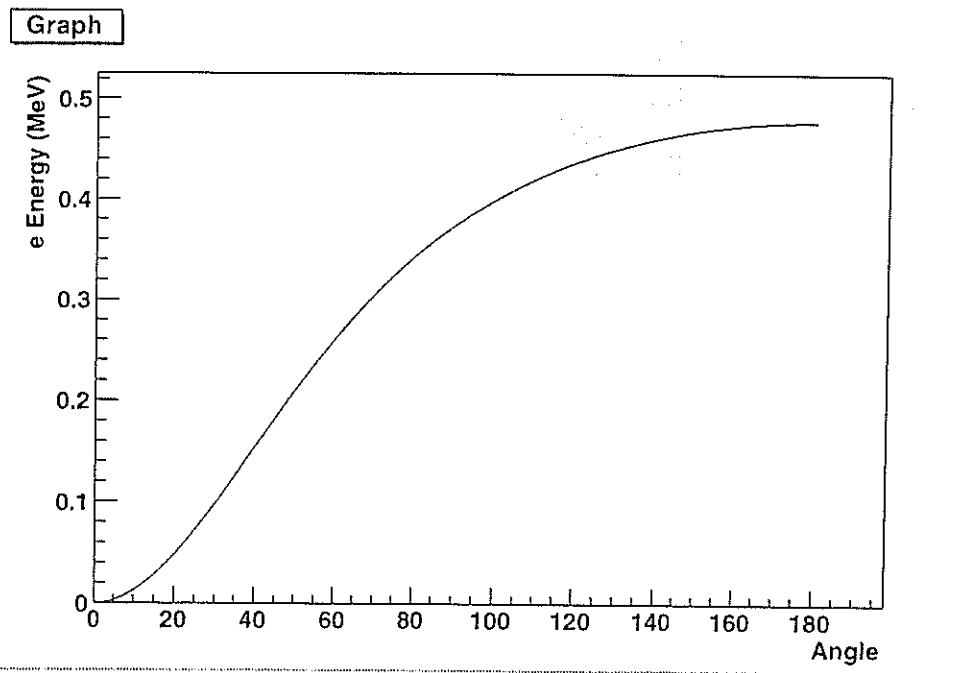


図 4.2: Cs線源 (0.662MeV) のときのコンプトン反跳電子エネルギー

散乱 γ 線のエネルギーと散乱角の関係式
$\hbar\omega = \frac{\hbar\omega_0}{1 + (\hbar\omega_0/mc^2)(1 - \cos\theta)}$
反跳電子のエネルギーと散乱角の関係式
$E_c = \hbar\omega_0 \frac{2(\hbar\omega_0/mc^2)\cos^2\phi}{(1 + \hbar\omega_0/mc^2)^2 - (\hbar\omega_0/mc^2)^2\cos^2\phi}$
微分散乱断面積とガンマ線の角度の関係式
$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right]$
$\alpha \cong \frac{\hbar\omega}{mc^2}$ 、 r_0 は古典電子半径

表 4.1: コンプトン散乱の関係式

4.2 実験装置

以下の図に実験装置および測定回路を示す。今回の実験は、東北大学ニュートリノセンター内の測定室に液体シンチレーターに光電子増倍管を光学的に接合した測定系と、ゲルマニウム γ 線検出器を組み合わせた装置を構成し、発光特性を測定した。線源はガンマ線源 ^{60}Co (1.17MeV, 1.33MeV) と ^{137}Cs (0.633MeV) を用いた。液体シンチレーターは底面が直径約 3cm、高さ 7.5cm のガラス製バイアルに入れてある。バイアルの大きさは、コンプトン散乱がバイアルの中心付近で起きたときバイアル内で電子がエネルギーを失うという条件で、かつなるべく小さいものを選んだ。液体シンチレーターは KamLAND 実験装置で使用されているもので、検出器から実際に取り出してきたものである。液体シンチレーターを封入したバイアルの底面と 2 インチ光電子増倍管の入射窓は、シリコン樹脂で光学的に接着されている。光電子増倍管は浜松ホトニクス社製の H1161 を使用した。また、集光効率を高めるため、及び信号の位置依存を小さくするために、バイアルの周囲にはアルミニウム箔を巻いた。さらにアルミはくの外側に、外光が液体シンチレーターおよび光電子増倍管に入らないように入念に遮光措置を施した。ガンマ線源はテーブル上に置き、その位置を変えることによりエネルギー領域を変えた。Ge 検出器カプセルは図 4.4 のように水平に設置し、コンプトン γ を観測した。ガンマ線源と液体シンチレーターのバイアルとの間、及びバイアルとゲルマニウム検出器の間には、鉛ブロックによってスリットを作り、バイアルの中心でコンプトン散乱を起こしたものだけを捕らえるようにした。

回路系は大きく光電子増倍管の系統とゲルマニウム検出器の系統に分けられる。光電子増倍管から出てきた信号は豊伸電子製アンプを通った

後、Delay を経て ADC につながっている。一方、ゲルマニウム検出器から出た信号は検出器カプセルに内蔵されているプリアンプで増幅された後、EG&G ORTEC 社製のスペクトロスコピーアンプ (Model 673) で増幅し、ADC へと導かれている。2つのADCのゲートは、お互いの信号のコインシデンスをとり、Ge信号のタイミングで作られている。光電子増倍管側のゲート幅は500ns、Ge検出器のそれは3.5 μ sである。これは、バックグラウンドの排除の役割のほかに、1つの反応で起った2つデータのペアを正しく組み合わせるためという役割もある。ADCによって数値化したデータはPCによって解析した。

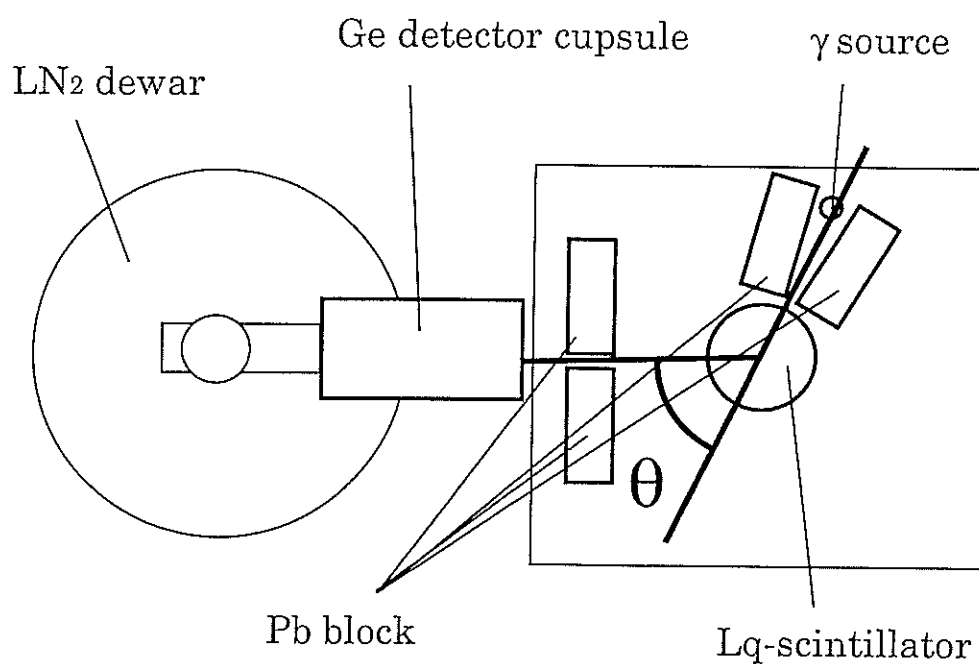


図 4.3: 実験装置概略図



図 4.4: 実験装置の写真

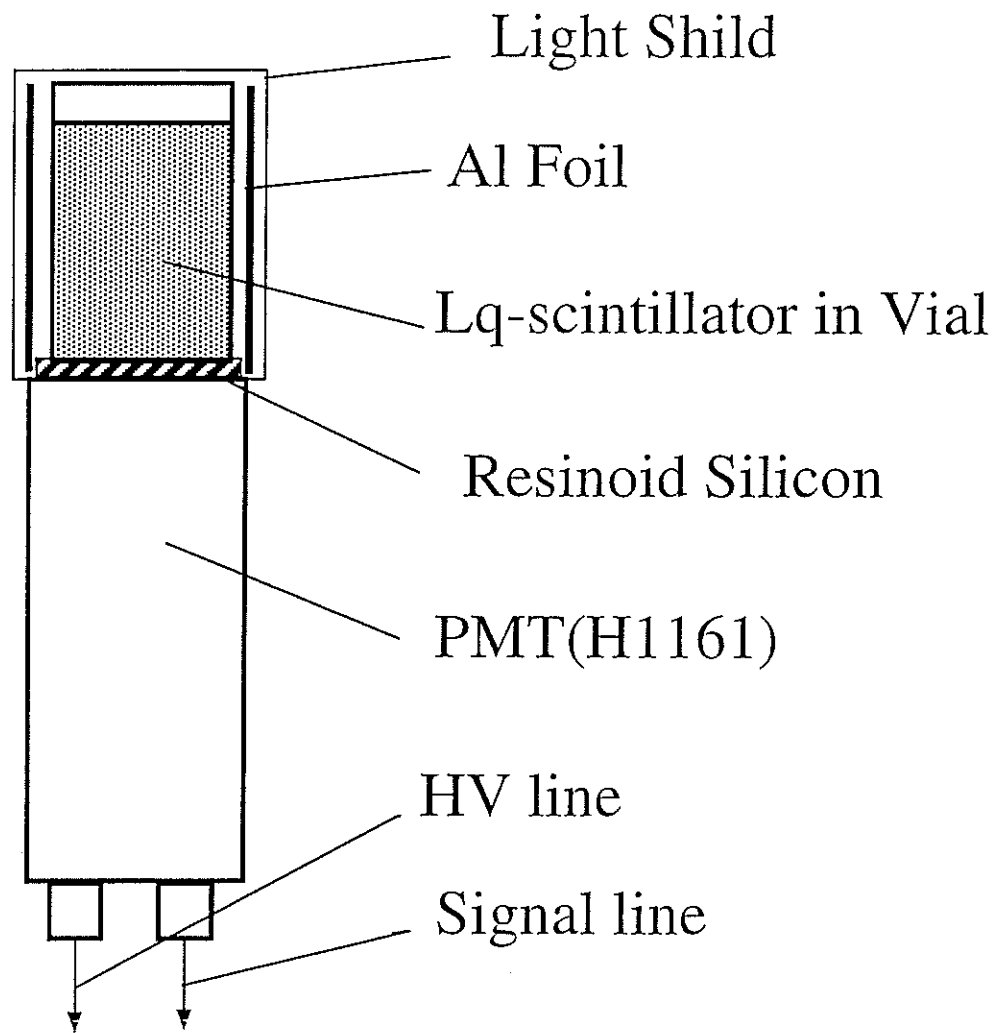


図 4.5: 液体シンチレーター—光電子増倍管の概略図

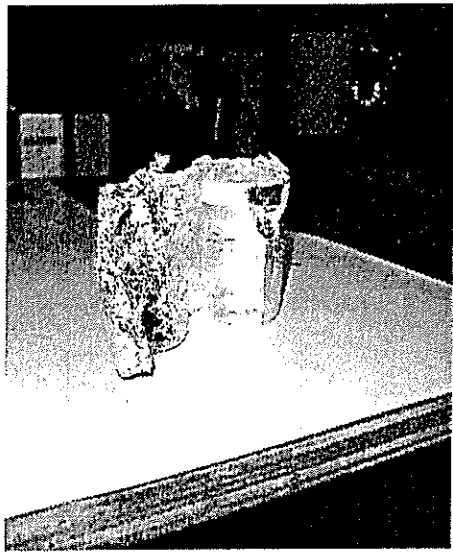


図 4.6: 実際のバイアル



図 4.7: 光電子増倍管

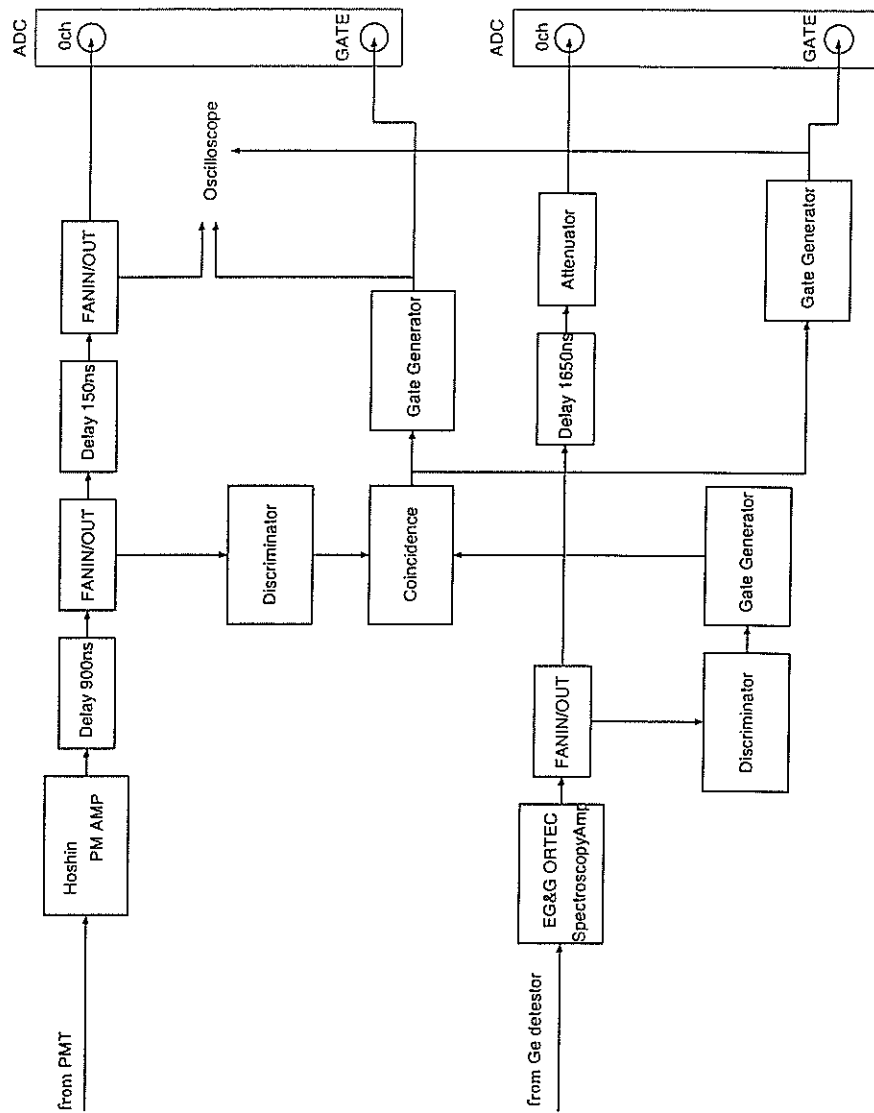


図 4.8: データ収集回路系

4.3 Ge 検出器

今回の実験では、そのエネルギー分解能の良さから、ゲルマニウム検出器を使って測定をした。ここでは Ge 検出器について、今回使用した検出器の性能、などについてまとめる。測定に使用したのは、高純度ゲルマニウム検出器である。これは、不純物濃度を 10^{-10} 以下にまで下げた高純度のゲルマニウム結晶を用いた検出器で、リチウムドリフトした Ge(Li) 検出器とは異なり、室温に戻しても特性が劣化しない。すなわち、使用するときだけ冷却を行えば良く、室温で保存できるのが最大の利点である。図 4.10 に検出器 (EG&G ORTEC 社製、GMX-35210-P) の模式図を示す。アルミニウム製の検出器カプセルと冷却用の液体窒素を入れるクライオスタットデュアー (20L) とから構成されている。検出器カプセルは、ゲルマニウム結晶と前置増幅器が入っており、断熱のために真空になっている。結晶は内部がくり貫かれたクローズドエンド同軸型で、中心部分に電極がついている。また、結晶は銅でできた冷却棒でクライオスタットデュアー内の液体窒素と結ばれ、熱伝導によって冷却される。検出器に付属している前置増幅器は平均 137mV/MeV の信号を出力し、その risetime は 25s である。

性質	Ge
原子番号	32
原子量	72.61
密度	5.323g/cm^3
原子の密度	$4.5 \times 10^{22}\text{cm}^{-3}$
禁止帯幅エネルギー (77K)	0.67eV
電子-正孔対当りの平均エネルギー (77K)	2.96eV

表 4.2: Ge の性質

結晶	高純度 Ge(n 型)
結晶の直径	57.4mm
結晶の長さ	74.4mm
有感面積	140cm ²
入射窓の材質	Be
入射窓の厚さ	0.5mm
測定可能エネルギー範囲	3keV ~ 10MeV
分解能 (FWHM at 1.33MeV、 ⁶⁰ Co)	2.1keV (実測値)
分解能 (FWHM at 5.9keV、 ⁵⁵ Fe)	0.84keV
ピーク/コンプトン比	45:1 (実測値)
検出効率 (at 1.33MeV、 ⁶⁰ Co)	35%

表 4.3: 使用した Ge 検出器の性質

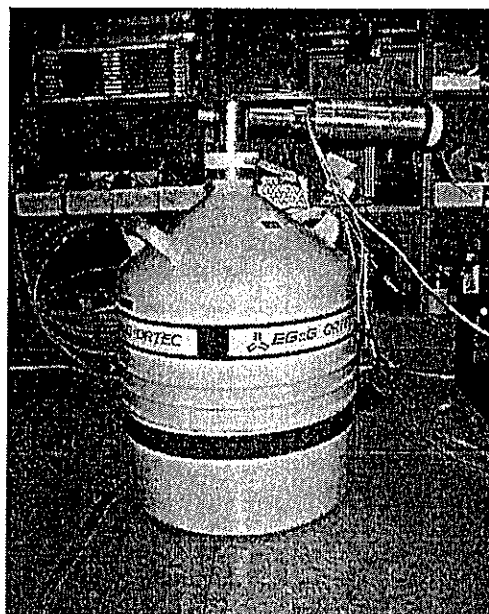


図 4.9: ゲルマニウム半導体検出器

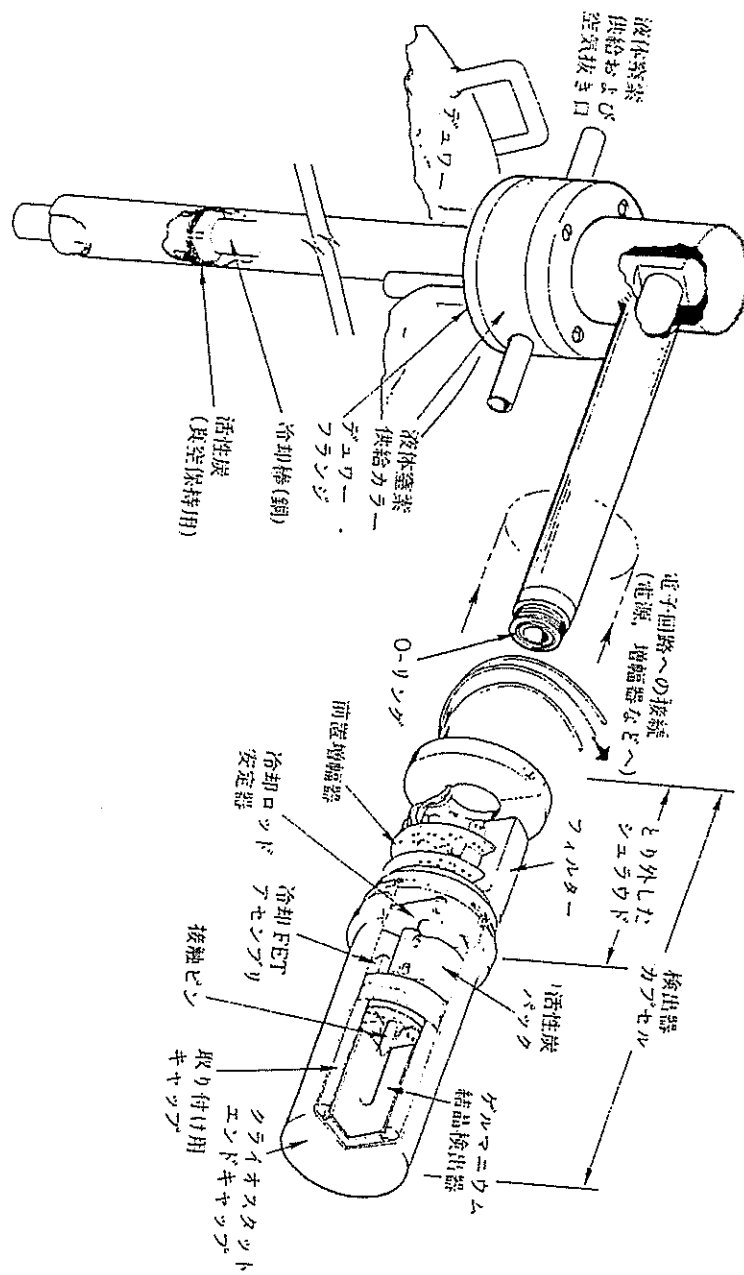


図 4.10: ゲルマニウム半導体検出器の概略図

第5章 実験結果及び考察

5.1 Ge検出器キャリブレーション

まずはじめに、ゲルマニウム検出器の放射線エネルギーに対する応答の比例性をチェックし、ADCが出力したチャンネルとエネルギーを対応させる。これには ^{60}Co の二種類のエネルギーのガンマ線、 ^{137}Cs のガンマ線をGe検出器の検出窓近くに置いて測定した。ゲルマニウム検出器のキャリブレーション結果を図5.1に示す。下の2つのスペクトルは ^{137}Cs の0.662MeV、 ^{60}Co の1.332、1.173MeVのピークが鋭く見えている。ピークの低エネルギー側にある連続部分はGe検出器からのエスケープである。ピークをガウスフィットし、それぞれのエネルギーと対応させたのが図5.1(上)のである。これは一次関数でフィットした。

さらに、ここでキャリブレーションデータを使ってGe検出器の分解能を確認した。結果は1.332MeVで $\sigma = 2.10\text{keV}$ 、1.173MeVで $\sigma = 2.26\text{keV}$ 、0.662MeVで $\sigma = 1.84\text{keV}$ であった。これは液体シンチレーターのエネルギー分解能を大きく越えているものであり、電子エネルギーの分解能は非常に良い精度で決めることができる。

線源	エネルギー (MeV)
^{60}Co	1.332
^{60}Co	1.173
^{137}Cs	0.662

表 5.1: 線源の γ 線エネルギー

Ge Detector Calibration

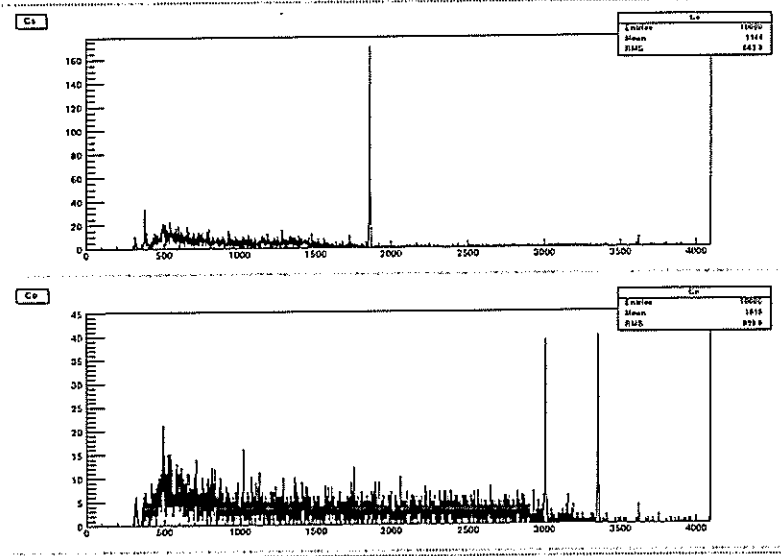
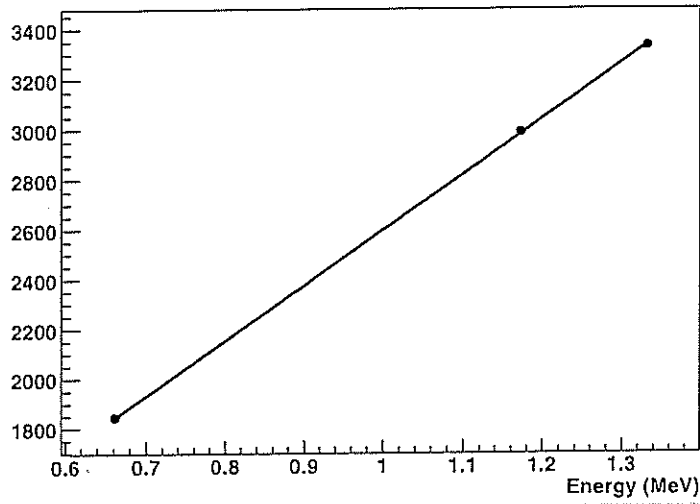


図 5.1: Ge 検出器のキャリブレーション

5.2 測定結果

5.2.1 Cs線源における結果

Cs線源とGe検出器を約60度に配置したときのデータを図5.3(下)に示す。PMTのチャンネル対Ge検出器のチャンネルで2次元プロットすると図のようにコンプトン散乱のデータが見えていることがわかる。コンプトン散乱よりGe検出器のチャンネル側で低エネルギー側に広がっているデータのかたまりは、Ge検出器からのエスケープの結果である。図5.3(上)は、PMT、Ge検出器それぞれ(下)に入っているラインでカットしたときのヒストグラムを示している。PMTのデータは横の線(Ge検出器1160ch-1180ch:約18keV)内のデータ、Ge検出器のデータは縦の線(PMTが820-840ch)内のデータである。それぞれのデータの広がりには $\sigma_{PMT} = 152.0$ 、 $\sigma_{Ge} = 52.09$ 程度である。

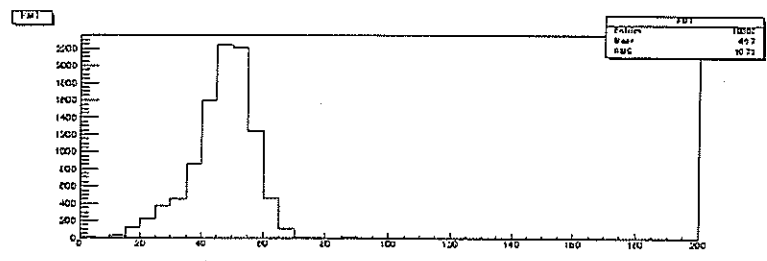


図 5.2: PMT データのペDESTAL

図5.2はPMTのデータのペDESTALである。このデータの広がりには $\sigma = 8.24$ であり実際のデータの広がり比べて十分に小さい。従ってペDESTALは十分精度良く決めることができる。

図5.4もやはり線源とGe検出器を約60度に配置したときのデータである。(上)の四角形でカットをしたときの、PMT、Geそれぞれのヒストグラムである。今回はこのように1つのRUN毎にカットし、解析を行った。データの広がりにはそれぞれ $\sigma_{PMT} = 130.2$ 、 $\sigma_{Ge} = 55.13$ であった。図5.5はいくつかの角度でとったデータを重ね合わせたものである。 E_{Ge} 、 $+E_{LS}$ が一定であることがわかる。前方散乱になるにしたがってGe検出器からみたデータの広がりが大きくなっていることがわかるが、前方散乱になるにしたがってコンプトン散乱の角度に対するエネルギーの広がりが運動学的に大きくなるためである。コンプトン散乱に関する関係式は表4.1に示してある。各RUN(角度)毎に図5.4のようにカット、ガウス

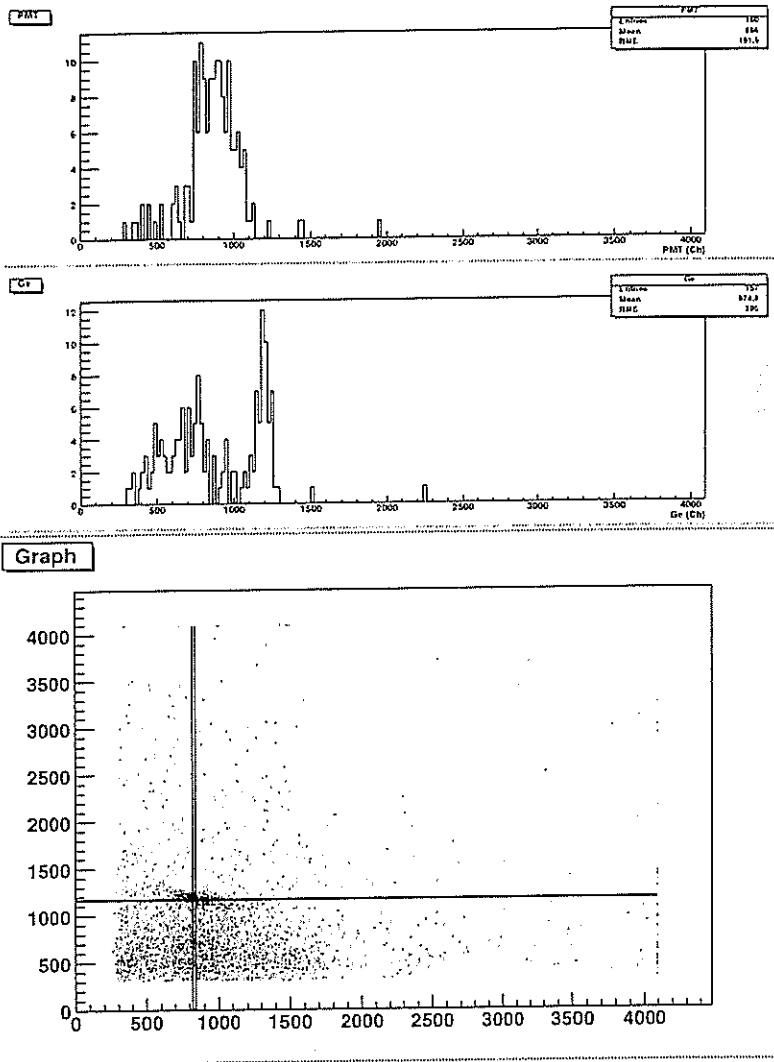


図 5.3: 60 度付近のデータ

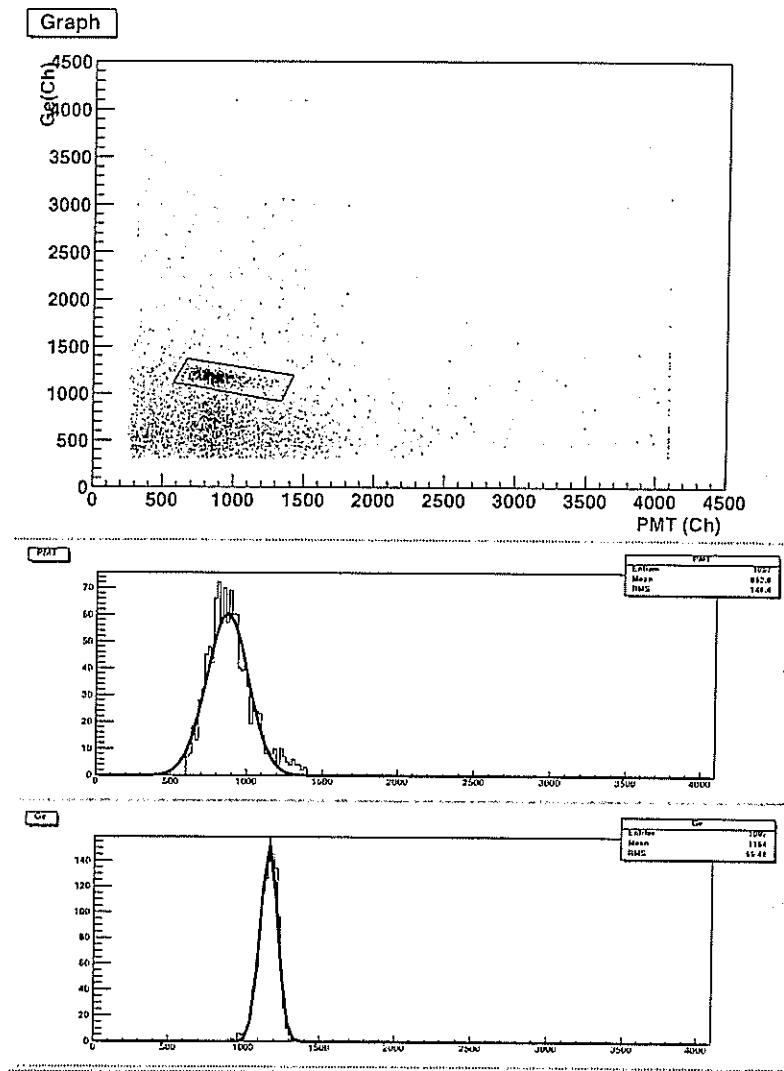


図 5.4: データのカット

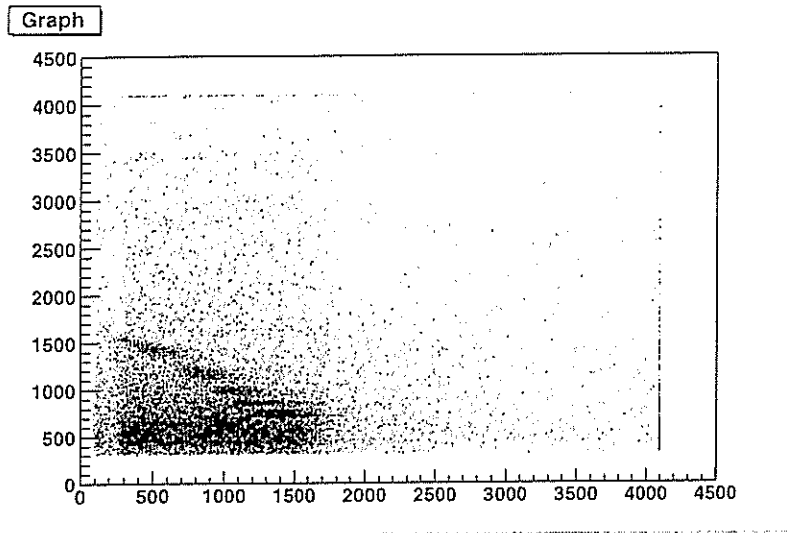


図 5.5: データ (重ね合わせ)

フィットを施し、Ge 検出器からのデータを電子のエネルギーになおしたものが図 5.6 である。フィットした関数は三次関数である。図 5.7 は図 5.6 からさらに $\frac{\text{Channel} - \text{Pedestal}}{e\text{Energy}}$ という計算をしたものである。

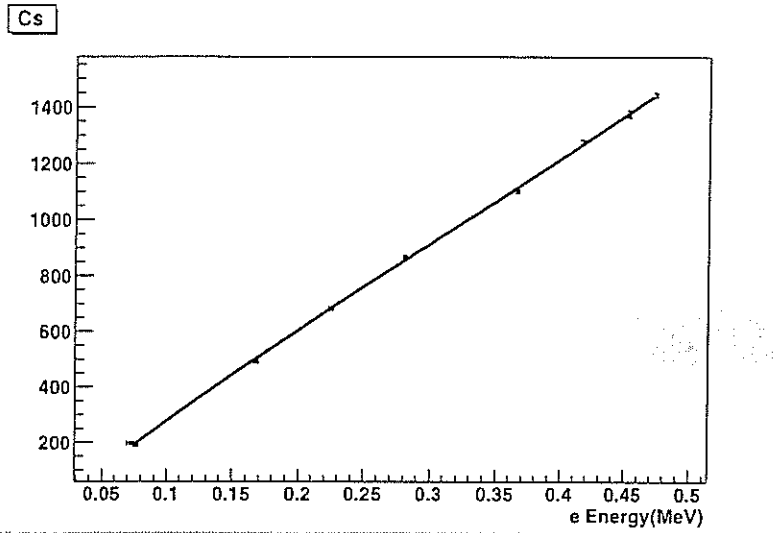


図 5.6: Cs における結果 (Channel)

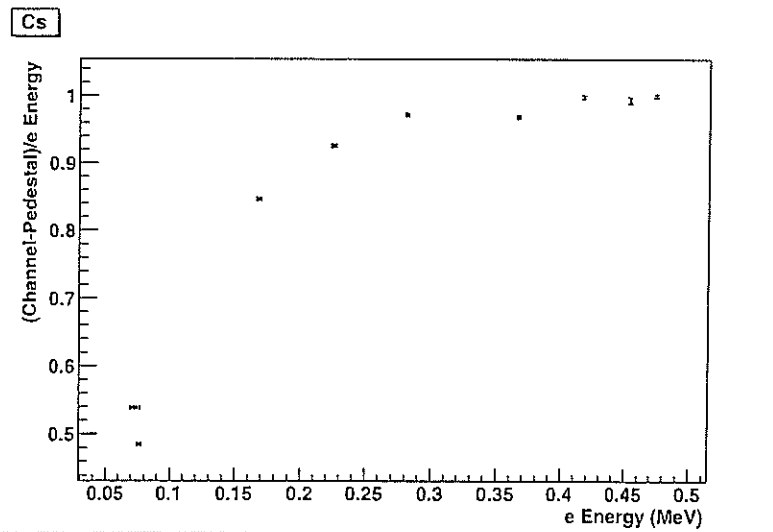


図 5.7: Cs における結果 (Channel/Energy)

5.2.2 Co線源を使用しての結果

Co線源についても同様に、線源とゲルマニウム検出器との間の相対角度を変えて測定した。Co線源によって放射される γ 線は前方散乱側でコンプトン散乱の断面積が小さく、相対的にバックグラウンドが大きくなりデータの選別が困難になったので、後方散乱(約120-140度)のデータを使用した。さらに、 ^{60}Co は1.33MeVと1.17MeVの二つのガンマ線を放射するが、今回の実験ではこの二つのエネルギーのコンプトン散乱後のガンマ線のエネルギーは後方散乱では非常に近く、分離することができなかったため、二つの平均をとり解析を行った。以下は解析に使用した、約40度、約60度、約80度、約100度における測定のPMTチャンネル対Ge検出器チャンネルの2次元プロットである。

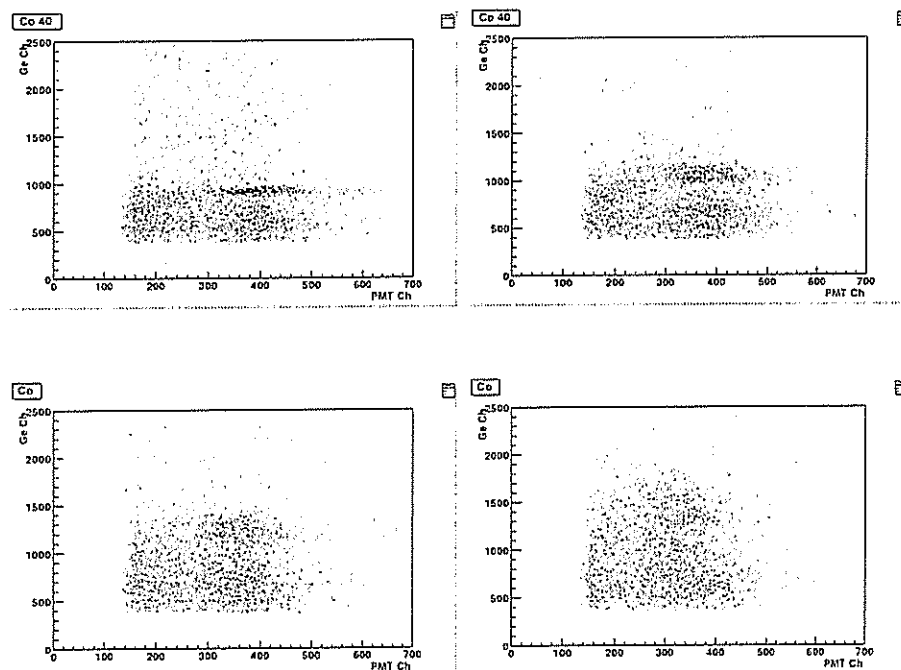


図 5.8: PMTch-Ge 検出器 ch プロット (上: 140、120 度付近、下: 100、80 度付近)

Cs線源の時と同様に、1つのRUN毎にカット、フッティングし算出した値をまとめたものを図5.9示す。

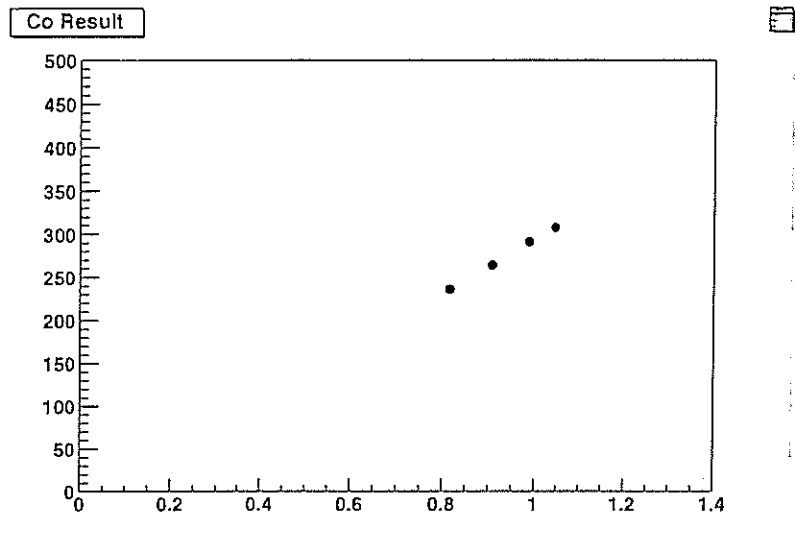


図 5.9: Co における結果

5.2.3 統合した結果

Cs 線源、Co 線源のデータのゲインを合わせ、統合させた結果を図 5.10 に示す。図 5.11 は図 5.10 の値を横軸のエネルギーで割り、規格化したものである。この結果について次節で議論することにする。

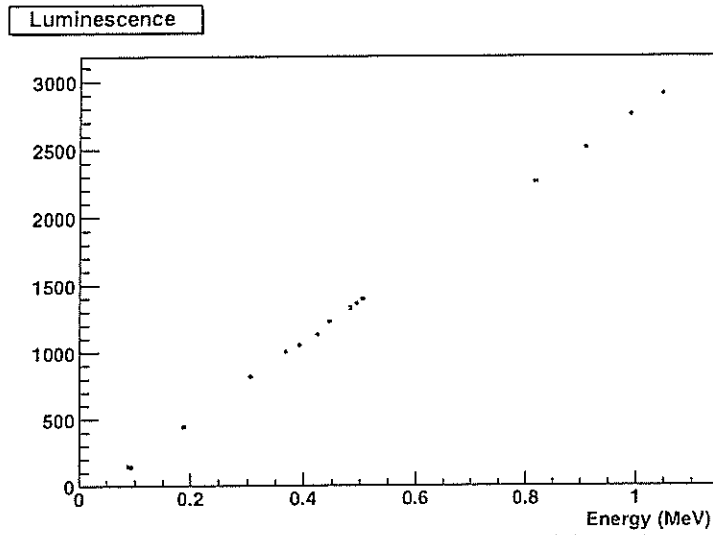


図 5.10: 統合した結果

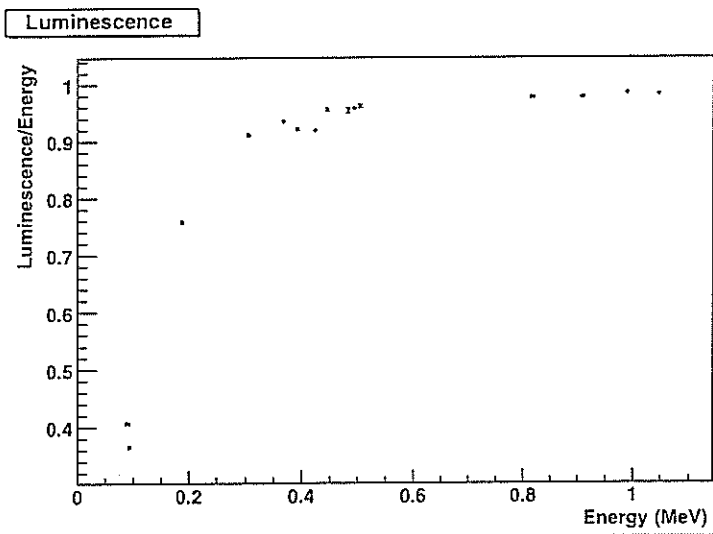


図 5.11: 統合した結果(エネルギーで割ったもの)

5.3 考察

まず、図 5.10、図 5.11 からエネルギーの範囲は 1MeV から 1MeV の広い範囲でとることができた。また測定精度も議論するに十分である。データの性質を見ると図 5.10 から低エネルギーにおいて non-linearity が見られた。この non-linearity の原因を以下の方法で追求した。まず、今回測定しようとしていた電離濃度クエンチングから予想される各エネルギーに対する液体シンチレーターの応答（発光量）を示す。Birks の式 3.1 から

$$\frac{L}{L_0} = \int_0^{x_0} \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} dx = \int_{E_0}^0 \frac{1}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} dE \quad (5.1)$$

である。この積分を数値計算するためには $\frac{dE}{dx}$ のエネルギーとの関係が必要だが、それをシミュレーションによって求めた。その結果を図 5.12 に示す。

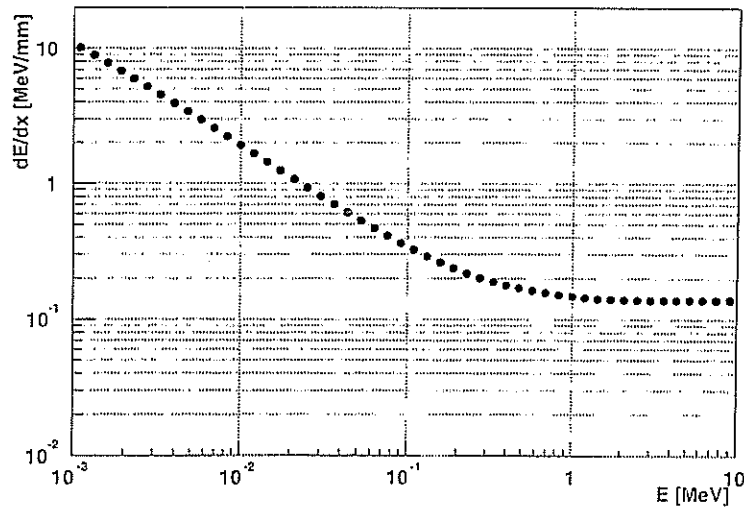


図 5.12: シミュレーションから算出した dE/dx

エネルギーが 1MeV より小さくなると $\frac{dE}{dx}$ は大きくなることがわかる。しかし、このシミュレーションはエネルギーが小さいときの信頼性がないのでこの部分に対する積分を式 5.2 のようにまとめて定数とおいた。

$$\frac{L}{L_0} = \int_{E_0}^0 \frac{1}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} dE = (C + \int_{E_0}^{0.05} \frac{1}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} dE) \quad (5.2)$$

ここで、

$$C = \int_{0.05}^0 \frac{1}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} dE \quad (5.3)$$

である。式5.2をプロットしたのが図5.13である。ここで k_B の値は、KamLAND実験で使用されている値である $k_B = 0.2[\text{mm/MeV}]$ を使用した。また L_0 は任意である。積分の低エネルギー部分 C は0とおいている。従ってこのグラフは、定数 C の不定性を持っている。定性的な議論になるが、今回測定した結果のグラフ5.10は低エネルギー側で図5.15(左)のように上に凸で、原点を通る直線からはずれていることがわかる。それに対して、電離濃度クエンチングから予想される直線は、図5.15(右)のように低エネルギー側では下に凸で、エネルギーが上がると直線になるグラフになっている。実験で得た結果では、50keVから200keVのエネルギー領域で、発光効率が良いことになる。この現象に近いものとしてはチェレンコフ効果による発光の影響があるが、この影響はしきい値220keV以上で現れるものであり、より低エネルギーで発光効率が良い今回のデータで説明することはできない。今回の結果は、電離濃度クエンチでもチェレンコフ効果でも説明ができない。今後より信頼性の高いデータをとって原因を追求したい。

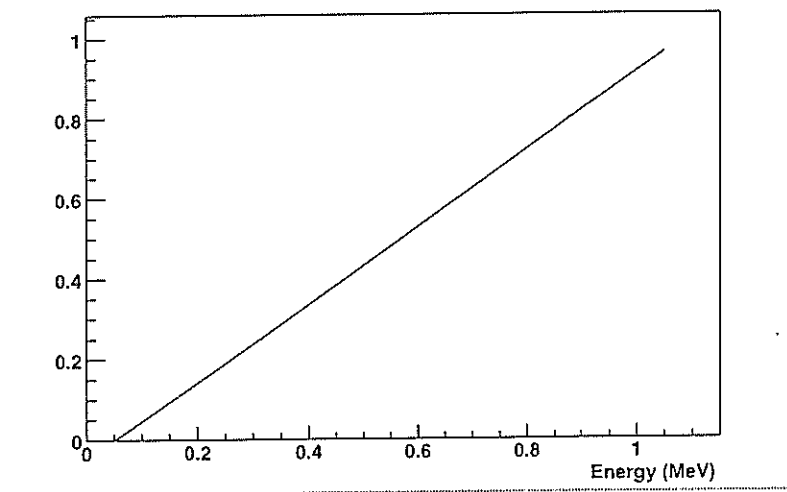


図 5.13: 電離濃度クエンチから予想される応答

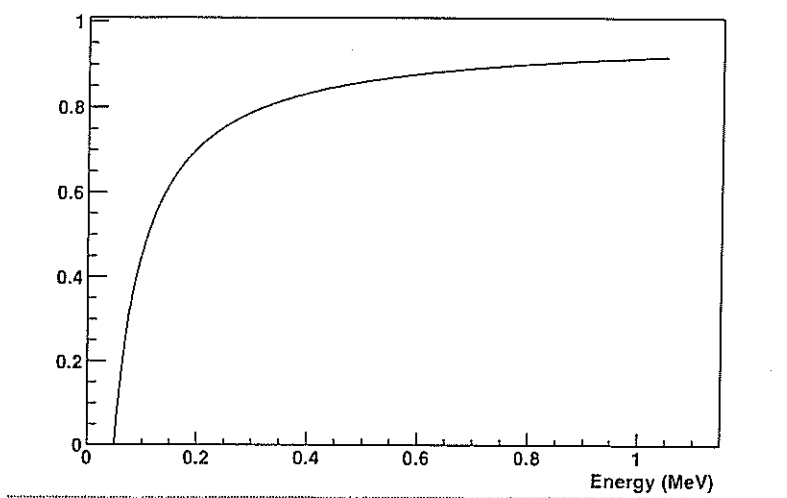


図 5.14: 電離濃度クエンチから予想される応答 (エネルギーで割ったもの)

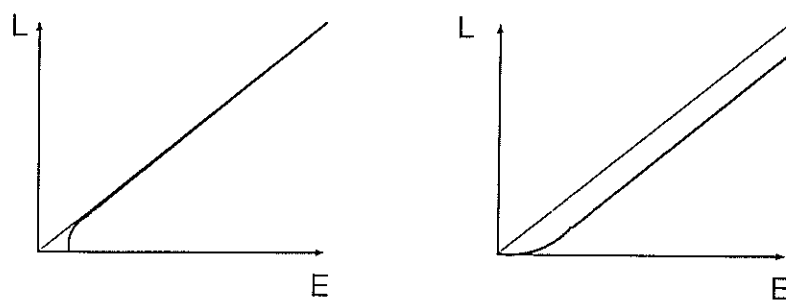


図 5.15: 今回のデータ (左) と電離濃度クエンチから予想される応答 (右)

第6章 まとめ

6.1 結論

今回の測定で、低エネルギー (200keV) 領域の電子における液体シンチレーターの応答をはじめて詳しく測定した。その結果リニアリティからのずれが観測された。しかし、これは今回測定を試みた電離濃度に関するクエンチングとは性質が異なることから、何か別の要因が隠れている可能性がある。今回その要因及びそれと電離濃度クエンチングとの関係を解明するまでには至らなかった。

6.2 今後の課題

まず、今回の実験で見つかった低エネルギー領域でのリニアリティのずれの原因を調べるのが求められる。さらに今回の実験では 450keV 付近のデータが、ほかの領域よりぶれていたが、原因がわかっていない。さらに、今回は ^{60}Co と ^{137}Cs を用い、主に 1 MeV 以下の入射電子について考えた。しかしながらより多くの考察を得るには、より大きなエネルギー領域のデータを得て、今回のデータと一緒に考える必要がある。今回の測定で実験方法は優れていることがわかったので、注意深く測定を続けることにより、今後より良いデータがとれると思われる。さらに、KamLAND 実験のキャリブレーションを定量的に検証するには、今後、シュミレーションを行う必要がある。

関連図書

- [1] KamLAND Collaorator “First Resaults from KamLAND:Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance” PhysRevLett.90.02.1802
- [2] 八木浩輔著 原子核物理学 基礎物理科学シリーズ4 朝倉書店
- [3] グレン F ノル 放射線計測ハンドブック 日刊工業新聞社
- [4] 石河 寛昭 液体シンチレーション測定法 南山堂
- [5] 山越 和雄 低レベル放射線測定 共立出版
- [6] 河上 聡子 「大深度地下実験室における環境放射能測定研究」 修士論文
- [7] Toshiyuki Iwamoto “Measurement of Reactor Anti-Neutrino Disappearance in KamLAND” Ph.D Thesis
- [8] Osamu Tajima “Measurement of Electron Anti-Neutrino Oscillation Parameters with a Large Liquid Detector,KamLAND” Ph.D thesis

謝辞

本論文をまとめるにあたり、多くの方に助言をいただきました。この場を借りてお礼申し上げます。特に指導教官の末包文彦先生におかれましては、何度言われても行動しようとしないう私を根気強くご指導してくださいました。本当にありがとうございました。鈴木厚人先生には、KamLAND実験に参加するという貴重な機会を与えていただきました。どうもありがとうございました。古賀真之さん、石原賢治さんには、実験の助言のほかに、神岡での生活などでも大変お世話になりました。KamLANDグループの白井淳平先生、井上邦雄先生や先輩方の小川さん、岩本さん、榎本さん、渡辺さん、池田晴雄さん、池田清さん、中嶋さんには、修士論文を進める上で困ったとき、助けていただきました。同期の川島くん、前田くん、清水くん、田村くん、田中くん、西郷くん、藤沢くんのおかげで楽しい研究生活を送ることができました。そのほか、お世話になったニュートリノセンター及びKamLAND コラボレーターの方々に心から感謝の意を表したいと思います。本当にありがとうございました。

1000

0

1

0

1