

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索に向けた
キセノン比例シンチレーション検出器の開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

秋山 晋一

2014年1月27日

概要

素粒子の一つであるニュートリノが発見されて半世紀たつが、その性質については未だ不明のことも多い。その一つとして質量が極端に小さいことがあげられる。ニュートリノ振動現象の発見により、ニュートリノが数 meV から、数百 meV の質量を持つことが示されたが、これは同じレプトンである電子に対して 7 から 9 桁も小さい。このような性質を説明する方法としてシーソー機構が提唱されているが、これはニュートリノが実は粒子と反粒子が等しいというマヨラナ粒子であることを前提としている。そのためニュートリノがマヨラナ粒子であるかを検証することは素粒子物理学の大きな課題の一つであり、検証方法として現在唯一可能な方法がニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊事象を観測することである。この方法は起こるとしても非常に稀であり（寿命 $> 10^{25}$ 年）現在まで観測された例はない。

この二重ベータ崩壊探索実験を目標として、キセノンを用いたガス検出器の製作とエネルギー分解能の評価を行った。キセノンは二重ベータ崩壊を起こす核種を持ち、それ自体が検出器として利用できる。また信号としてエレクトロルミネッセンス（比例シンチレーション）と呼ばれる現象を用いることで半導体並みのエネルギー分解能を得ることができるという利点を持っている。これは放射線によって生じた電離電子が電場によって加速され、キセノン原子に衝突し、次々に励起することによる脱励起光である。さらに本研究では読み出し部分を工夫した Electroluminescence light collection cell (ELCC) を開発した。これはエレクトロルミネッセンスを起こす領域をセル構造化し、各セルを光検出器 MPPC で読み出すもので、光検出の一様性の向上が期待される。キセノンの発光波長は紫外であり、通常 MPPC では検出が不可能であるが、現在同じくキセノンを用いた実験である MEG 実験と浜松ホトニクスが共同で紫外光に感度のある MPPC を開発中である。

本研究では MPPC による研究の前段階として、読み出しに紫外光に感度のある PMT、MEG 実験で用いられている低アウトガスの PMT を用いてエネルギー分解能の評価と、分解能を決定する要因についての考察を行った。また、マルチアノード PMT を用い ELCC に飛跡検出能力があることを確認した。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	ニュートリノ	3
1.2	シーソー機構	3
1.3	マヨラナ粒子	4
1.4	二重ベータ崩壊実験	5
第 2 章	キセノン比例シンチレーション検出器	7
2.1	検出器の概念	7
2.2	エレクトロルミネッセンス	9
2.3	他のガス検出器との比較	9
2.4	ELCC(electroluminescence light collection cell)	11
2.5	ドリフト電子のシミュレーション	11
第 3 章	試作機の製作	14
3.1	試作機の概要	14
3.2	ドリフト電場の構成	14
3.3	測定に使用する PMT	17
3.3.1	H3178-51Q(UVPMT)	17
3.3.2	R6041Q(MEGPMT)	17
3.3.3	H8711-406 (マルチアノード PMT)	17
3.4	構造物の材質	18
3.4.1	ELCC	18
3.4.2	フィールドケージ	18
3.5	放電対策	18
3.6	VETO の設計	21
3.7	ガス配管	25
第 4 章	性能評価	27
4.1	線源とその反応	27
4.1.1	線源に要求される性質	27
4.1.2	ガンマ線と物質の相互作用	28
4.1.3	光電吸収過程とキセノンの特性エックス線	28
4.2	データ取得系	30

4.3	測定結果	31
4.3.1	H3178-51Q(UVPMT) による測定	31
4.3.2	R6041Q(MEGPMT) による測定	41
4.3.3	H8711-406 (マルチアノード PMT) による測定	50
4.4	アウトガス	57
第 5 章	考察	59
5.1	期待される信号の大きさと統計的ゆらぎ	59
5.1.1	イオン対生成	59
5.1.2	ドリフト中の電離電子の吸収	60
5.1.3	ELCC 開口率	60
5.1.4	EL 増幅	61
5.1.5	光子の検出効率	61
5.1.6	一光子の分解能	63
5.1.7	その他の寄与	64
5.2	キセノンの純度と失われる信号	64
5.3	期待される光子数と検出された光子数について	66
5.4	分解能を決定する支配的な要素	67
第 6 章	まとめ	69

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノはスピン $\frac{1}{2}$ の中性レプトンであり、弱い相互作用を通してのみ物質と反応する。標準理論では左巻きの粒子（右巻きの反粒子）のみ存在する。三種の荷電レプトンに対応して ν_e, ν_μ, ν_τ の三種類があることがわかっている。[1]

ニュートリノはその存在が予言された当時から質量はゼロに近いであろうと予想され、標準理論はニュートリノを質量0の粒子として構築している。実際、今日に至るまでベータ崩壊のスペクトルから推察されるニュートリノの質量は実験精度の限界で常にゼロに等しい。しかしながら、大気ニュートリノ [2]、太陽ニュートリノ [3]、原子炉 [4] や加速器 [5] からのニュートリノによって、ニュートリノ振動現象が実験的に確認された。ニュートリノ振動は、ニュートリノにごくわずかに質量がある場合に起きる現象で [6]、ニュートリノにわずかながらも質量があることが確認されたことになる。しかしニュートリノ振動からは質量の二乗差しかわからず、質量の絶対値は未だわかっていない。

1.2 シーソー機構

任意の二つのスピノール場、 ψ_1, ψ_2 に対して、ローレンツ不変な量

$$\frac{1}{2}(\bar{\psi}_{1L}\psi_{2R} + \bar{\psi}_{1R}\psi_{2L} + h.c.) \quad (1.1)$$

(h.c. はエルミート共役) を考える。 $\psi_1 = \psi_2$ のとき、この項をディラック質量項と呼ぶ。ここで ψ_1 が ψ_2 の反粒子である ($\psi_1 = \psi_2^c$) 場合を考える。この場合、電荷をもった粒子では、電荷の保存のためこのような項は許されないが、ニュートリノは中性であるので問題ない。レプトン数の保存は理論から要請されるものではなく、実験的に許される余地がある。そのためニュートリノの最も一般的なラグランジアンは、

$$-\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + h.c.) + \frac{m_L}{2}(\bar{\psi}_R^c\psi_L + h.c.) + \frac{m_R}{2}(\bar{\psi}_L^c\psi_R + h.c.) \quad (1.2)$$

と書ける。右辺第三、第四項をマヨラナ質量項と呼ぶ。ここでマヨラナ場

$$N_1 = \frac{\psi_L + (\psi_L)^c}{\sqrt{2}}, N_2 = \frac{\psi_R + (\psi_R)^c}{\sqrt{2}} \quad (1.3)$$

を導入するとラグランジアン 1.2 は、

$$-\mathcal{L} = \bar{N}_1 i\gamma^\mu \partial_\mu N_1 + \bar{N}_2 i\gamma^\mu \partial_\mu N_2 + m_D(\bar{N}_1 N_2 + \bar{N}_2 N_1) + m_L \bar{N}_1 N_1 + m_R \bar{N}_2 N_2 \quad (1.4)$$

$$= \bar{N}_1 i\gamma^\mu \partial_\mu N_1 + \bar{N}_2 i\gamma^\mu \partial_\mu N_2 + \begin{pmatrix} \bar{N}_1 & \bar{N}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

と表される。第一項、第二項は運動エネルギーを表し、第三項が質量項である。この

$$(M) = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

をニュートリノ質量行列と呼ぶ。対角化により、

$$RMR^{-1} = \begin{pmatrix} m_N & 0 \\ 0 & m_\nu \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

$$m_N, m_\nu = \frac{m_L + m_R}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_R - m_L)^2}{4} + m_D^2} \quad (1.8)$$

と書ける。今、一般的なレプトンのディラック質量に比べて、非常に大きな右巻き質量と、非常に小さな左巻き質量 $m_R \gg m_D \gg m_L$ を仮定すると、

$$M_1 \approx m_R, M_2 \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.9)$$

と近似できる。 m_R が十分に大きければ M_2 は小さく、これが実際に観測されるニュートリノの質量であると考えられる。つまり、非常に大きな右巻き質量と、荷電レプトン程度のディラック質量を混合することによって、他のクォーク、荷電レプトンに比べて極端に小さなニュートリノ質量を導くことができる。これがシーソー機構である。シーソー機構が成り立つためにはニュートリノが次節で述べるマヨラナ粒子でなければならない。

1.3 マヨラナ粒子

粒子と反粒子が同一粒子であるフェルミオンをマヨラナ粒子という。たとえば電子は電荷をもつため粒子と反粒子（電子と陽電子）では電荷の符号が異なり、マヨラナ粒子ではありえない。ニュートリノはレプトン数を保存量として持つが、レプトン数が完全な保存量であるという根拠は存在しない。そのためニュートリノはマヨラナ粒子である可能性がある。

ニュートリノがマヨラナ粒子であるかを確かめる方法として、たとえば、ニュートリノの磁気能率を測定する方法が考えられる。マヨラナ粒子は磁気能率を持っていないからである。しかしニュートリノの磁気能率は標準理論による計算からは小さすぎて観測不可能であることがわかっている。現状唯一可能と考えられている手法は、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊を観測することである。

1.4 二重ベータ崩壊実験

二重ベータ崩壊とは、原子核のベータ崩壊が二回同時に起こる現象である。これは一回のベータ崩壊は娘核のエネルギーが親殻より大きく、エネルギー的に許されないが、二回同時であれば娘核のエネルギーが親殻より小さくなるような核種で起こる反応である。通常の二重ベータ崩壊では原子核から電子2個と反電子ニュートリノ2個が放出される。しかし、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合は一度目のベータ崩壊によって生じた仮想的な反ニュートリノがニュートリノとして原子核に吸収されることにより二度目のベータ崩壊を起こす。すなわちニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊が起こりうる(図1.1)。

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊においては崩壊のエネルギーのほぼすべてが、放出される2個の電子に与えられる。一方ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊においてはニュートリノがエネルギーを持ち去るため、電子のエネルギーは連続的な値をとる(図1.2)。そのため、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索は、崩壊による2個の電子を検出し、そのエネルギーの和のピークを探すことによって行われる。この反応はニュートリノの質量が小さいほど起こりにくく、稀にしか観測されないため、崩壊核を大量に用意する必要がある。現在の世界的目標は有効ニュートリノ質量として $10^{-2} eV/c^2$ 程度の領域を探索することであり、そのためには1トン程度の二重ベータ崩壊核が必要であるとされている。

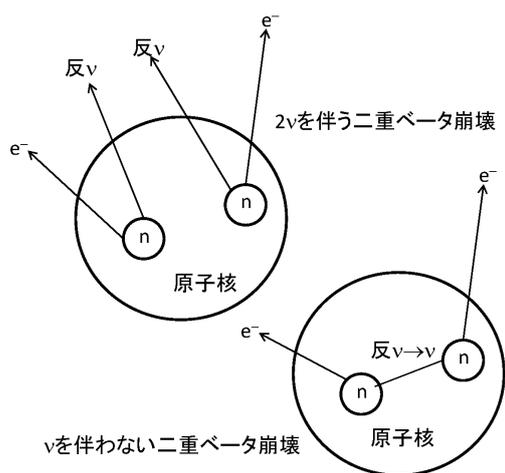


図 1.1: 二重ベータ崩壊の模式図

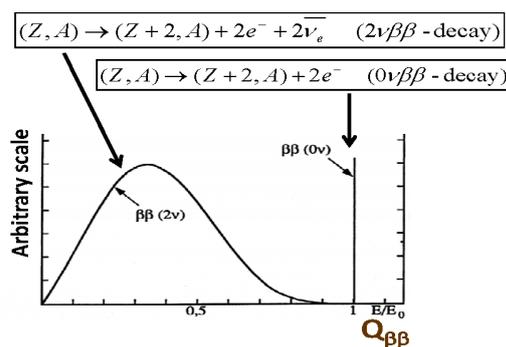


図 1.2: 二重ベータ崩壊で放出される2個の電子のエネルギースペクトル

二重ベータ崩壊探索の実験として様々な元素を用いた実験が行われている。ここではこれらの中の特にゲルマニウムを用いた半導体検出器による実験と、本研究でも用いるキセノンを用いた実験についてそれぞれの利点と欠点を考えてみたい。

まず、ゲルマニウムを用いた半導体検出器は非常に良いエネルギー分解能を持つことが利点である。信号のキャリアである電子、正孔対を作るために必要なエネルギーはわずかに $3eV$ 程度であり、キャリア数のゆらぎによる分解能の悪化は最小限に抑えられている。実際に半導体としてゲルマニウムを用いた GERDA 実験においては、 ^{76}Ge の二重ベータ崩壊の Q 値 $2039keV$ において

(3.2 ± 0.2)keV、0.16% (FWHM) の分解能を達成している [7]。しかし半導体検出器は2つの意味で大型化が困難であるという問題を抱えている。一つは半導体が高価であることで、現在の実験領域であるトンスケールを確保するには莫大な予算を必要とする。もう一つは半導体検出器自体の持つ弱点である。検出器を大型化すると、放射線によって生じた電子、正孔対が電極までドリフトする際、より長い距離を移動する。このとき結晶に不純物があるとキャリアを捕獲、あるいは再結合させ、信号を失わせてしまい高い分解能を維持することを困難にする。また、キャリアを電極に集めるためには検出器に高い電圧を印加する必要があるが、検出器の持つ電気伝導度、あるいは検出器表面の汚染によって漏れ電流が流れ、このゆらぎが検出器の信号を覆い隠してしまうという問題がある。検出器の表面積は当然のことながら検出器の大型化に伴って増大するので、この漏れ電流も問題となる。そのため検出器をただ大型化するのではなく、いくつかのブロックに分けるなどの工夫が必要であり、技術的にも研究が必要である。

キセノンを用いた実験の利点は半導体のような技術的、金銭的な課題が少ないことである。代表的な実験である KamLAND-Zen 実験はすでに数百 kg のキセノンを確保しており、キセノンを1トンのスケールまで確保することに金銭的問題や資源量の問題はない。また、半導体は先に述べたように大型化には素子の製造段階から研究が必要であるが、キセノンの場合はそのようなことがなく、既存の技術、検出器の大型化に集中することができる。キセノン検出器の欠点は、通常の方法では半導体ほどのエネルギー分解能を達成するのが難しいことである。液体シンチレータにキセノンを溶かし込んだ KamLAND-Zen 実験では ^{136}Xe の二重ベータ崩壊の Q 値 2459keV で 9.9% (FWHM)[8]、液体キセノンを用いた EXO 実験では 4.3% (FWHM)[9] であり、いずれも半導体検出器程の分解能を達成するには至っていない。

このような二つの潮流を踏まえて、本研究では大型化が容易なキセノンを用いながら、半導体並みの高いエネルギー分解能を持ち、さらに粒子の飛跡検出能力も持った、理想的な検出器の開発を目指すこととした。この検出器の概念については次章以降で述べる。

第2章 キセノン比例シンチレーション検出器

2.1 検出器の概念

二重ベータ崩壊の検出器には、大質量化が容易で、高エネルギー分解能であることが要求される。ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊は稀事象であり、その検出には崩壊核を大量に確保する必要がある。高エネルギー分解能は背景事象を排除するのに必要である。不純物に含まれる放射性物質や宇宙線によって生成された中性子や不安定核からの放射線が二重ベータ崩壊と同じ程度のエネルギーを落とした場合偽信号となってしまうが、エネルギー分解能を向上することによってこれらを弁別することができる。また、このような環境背景事象が全くない場合でも、ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊は起こる。ニュートリノがほとんどエネルギーを持ち出さない場合は電子のエネルギーがQ値に近づくため、これをニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊と区別するためにも高エネルギー分解能が要求される。

キセノンガスを用いた比例シンチレーション検出器は大質量化、高エネルギー分解能という2つの要求を満たす可能性を持っている。信号源として放射線による電離現象を用いるガス検出器である。エネルギー分解能の限界を決める、キャリアとなる電離電子の統計的ゆらぎはFWHMで0.25%と半導体並みに優れている。この電離電子を高電場によってドリフトさせ、電子とキセノン原子との衝突によって生じる脱励起光を観測する。詳しくは後述するが、このガスの脱励起光（エレクトロルミネッセンスEL、あるいは比例シンチレーション光と呼ばれる）を用いた検出器は他のガス検出器に比べいくつかの利点を持ち、特に高エネルギー分解能を達成可能である。

また本研究ではエレクトロルミネッセンス光の読み出しに工夫を凝らし、読み出し面をセルに分割したセンサー（Electroluminescence light collection cell）を開発している。これはEL光の収集効率を向上させ、光量の検出位置依存性を低減するとともに、Time Projection Chamber (TPC)として、放射線の飛跡の再構成を可能とする。飛跡情報は粒子識別を可能にし、環境背景事象の除去に役立つ。たとえばアルファ線は電子に比べ飛跡はずっと短く、二重ベータ崩壊の信号との区別が可能である。ガンマ線においても複数回のコンプトン散乱のような事象については飛跡が2つに分かれ、識別が可能となる。

図2.1に二重ベータ崩壊探索実験の検出器の概念を示す。濃縮された ^{136}Xe を30気圧で運用する場合、直径2m、高さ1.7mで1トンスケールの検出器となる。二重ベータ崩壊によって生じた電離電子は、フィールドケージの作る電場によってELCCプレーンまでドリフトし、ELCC内でエレクトロルミネッセンス光を発する。これを光検出器Multi Pixelated Photon Counter (MPPC)で検出し、後段のデジタイザーで読み出すという仕組みになっている。飛跡検出についてはドリフト方向についてはドリフト時間情報を用い、二次元平面は7.5mm間隔で並べられたMPPC（約5万個）によって行う。

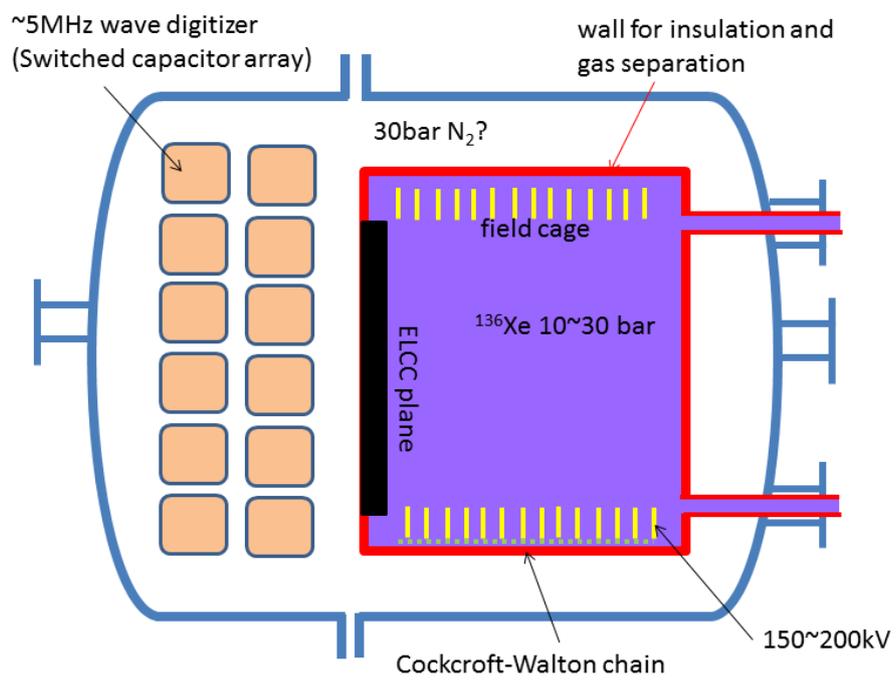


図 2.1: 二重ベータ崩壊探索実験の検出器概念図

本研究と同じく、高圧の ^{136}Xe ガス TPC で、読み出しにエレクトロルミネッセンスを用いる二重ベータ崩壊探索実験 NEXT がスペイン等の研究グループにより進められている。NEXT 実験では EL 増幅のための高電場をメッシュ電極で生成し、背後の MPPC 面で飛跡の検出、チェンバーの反対側にある PMT 面でエネルギー測定を行っている。しかし、PMT 面は EL 増幅領域から遠く検出できる立体角が限られているため、光量に反応位置依存性ができてしまう。

それに対して本研究の ELCC は EL 増幅領域をセル内に限定することで、位置依存性をなくすとともにエネルギー測定と飛跡検出を一つの面で行うことを可能としている点に特長がある。

2.2 エレクトロルミネッセンス

ガス中に放出された電子は急速に熱運動化されるが、電場があると電気力線に沿って加速される。電場が十分に強ければ、電子がガス分子に衝突することによってガス分子を電離したり、励起したりすることが可能となる。ドリフト電子のエネルギーが電離の閾値より少し小さい場合はガス分子を励起する。ガスとして希ガスを用いる場合、数密度が $n > 10^{10}\text{cm}^{-3}$ であれば以下のようなプロセスによって脱励起光を発する。これがエレクトロルミネッセンスである [10]。



エレクトロルミネッセンスによる信号増幅は線形の過程である。ドリフトする電子 1 個によって作られる光子数 N_{ph} はドリフト距離 $x[\text{cm}]$ 、電場強度 $E[\text{kV}/\text{cm}]$ 、圧力 $p[\text{bar}]$ を用いて、以下のように表される [10]。

$$dN_{ph}/dx = 70(E/p - 1.0)p \quad (2.2)$$

図 2.2 に圧力換算された EL 増幅の利得と電場のグラフを示す。EL 増幅の利得には電場の閾値が存在し、その後は線形に増加していくことがわかる。

2.3 他のガス検出器との比較

ガス検出器には印加する電場の強度に応じて、電離箱、比例計数管、ガイガーミュラー管などがある。このうち、入射粒子のエネルギーの計測が可能なのは、電離箱と比例計数管である。しかしいずれも大型、かつ高いエネルギー分解能の検出器を作成することは難しい。電離箱においては、大型化により電気容量が増大し、振動雑音によって分解能が悪化してしまう。比例計数管は電離電子をなだれ増幅させるため、増幅過程の揺らぎが分解能を決定してしまうからである。これに比して、エレクトロルミネッセンス（比例シンチレーション）を用いた検出器は、大型化と高いエネルギー分解能の両立が可能である。その理由は、エレクトロルミネッセンスによる信号増幅が線形の過程であることによる（式 2.2）。このため、信号の増幅率の電場強度への依存は小さく、むしろ増幅区間の電圧降下に依存する。そのため、振動などによる電場の変動の影響を小さくすることができる。また増幅過程での揺らぎも比例計数管よりも小さい。

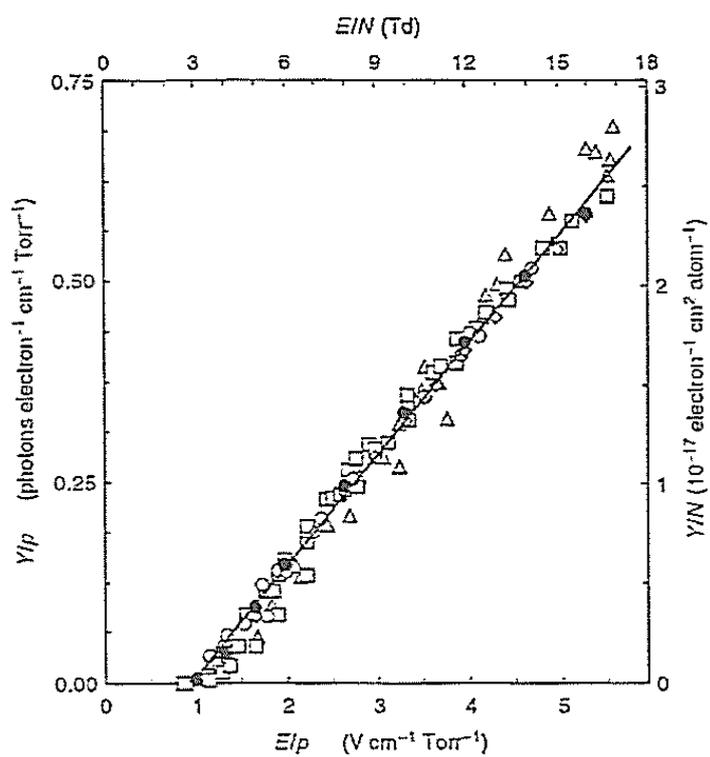


図 2.2: 圧力換算された、キセノンの 293K におけるエレクトロルミネッセンス発光量と圧力換算された電場との関係 [10]

2.4 ELCC(electroluminescence light collection cell)

エレクトロルミネッセンスをおこす方法として、最も単純に考えられる方法は、2枚のメッシュ電極を用意し、その間に高電圧を印加することである。検出にはメッシュ電極の背後あるいは離れた場所に光検出器を設置する。しかし、この方法では、エレクトロルミネッセンス光は全方向に拡散し、概して収集効率は低い。また検出器を大型化した際、検出器内のどこで発光したかによって収集効率が変化し、分解能が悪化するといった問題がある。本研究ではこの問題を解決するべく、Electroluminescence light collection cell (ELCC)を開発した。

図 2.3 は ELCC の概念図である。PTFE に穴を開け EL 増幅領域をセル構造にし、1つのセルを1つの光検出器で検出する。1つのセルの断面を図 2.4 に示す。セルの径に比べ小さな穴の開いたアノードを用い、適切な電場を印加することで、ELCC までドリフトしてきた電子はセルに吸い込まれ、アノード、メッシュ間でエレクトロルミネッセンス光を発する (図 2.5)。

ELCC の機構により、以下のような改善が期待される。発光のプロセスはセル内で完結しているため、場所依存性はなくなる。また、単純にして堅牢な構造であるため、大型化も容易であると考えられる。

各セルの読み出しの光検出器として、MPPC を用いる予定である。しかし、一般的な MPPC はキセノンの発光波長に感度がなく、現在浜松ホトニクスと MEG 実験が共同で紫外光に感度のある MPPC を開発中である。そのため本研究では ELCC の原理検証のため、光検出器として、紫外光に感度のある PMT (UVPMT)、MEG 実験で用いられているアウトガスの少ない PMT、紫外光に感度のあるマルチアノード PMT を用いた。マルチアノード PMT を除いて、1つのセルを1つの検出器で検出するものではない。

2.5 ドリフト電子のシミュレーション

図 2.6 は図 2.1 の検出器による、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊からの電子のトラック、および ELCC で観測される事象のシミュレーション結果である。キセノン中を電子がドリフトする際、拡散が起きるためトラックはぼやけ、2本の電子のトラックを明確に区別することはできないが、アルファ線については図 2.7 のように飛跡の広がり数は数セル以内に限定されており、弁別が可能であることがわかる。また、ガンマ線についても、複数個所でコンプトン散乱するような事象に関しては、トラックが複数に分かれるので区別が可能であると考えられる。

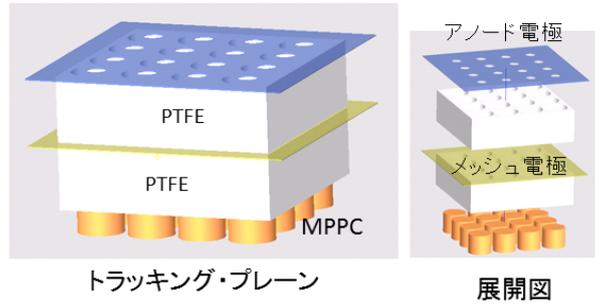


図 2.3: ELCC の概念図

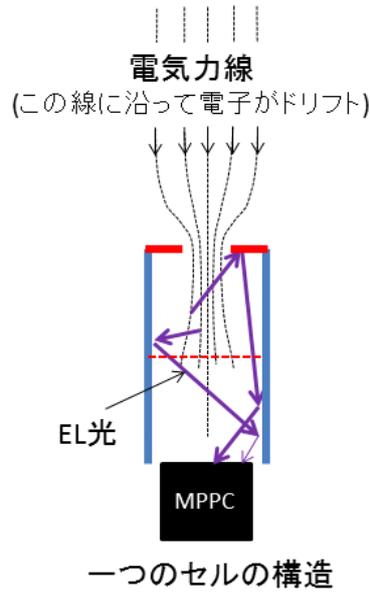


図 2.4: cell の断面

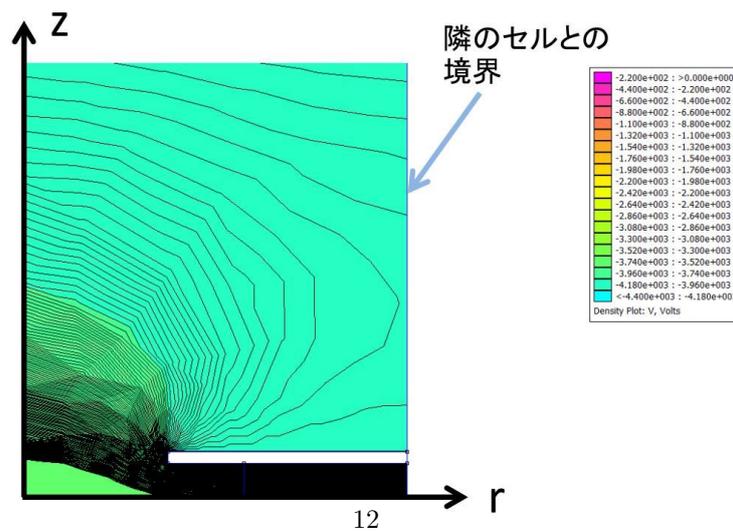


図 2.5: 1つのセルにおける等ポテンシャル面のシミュレーション

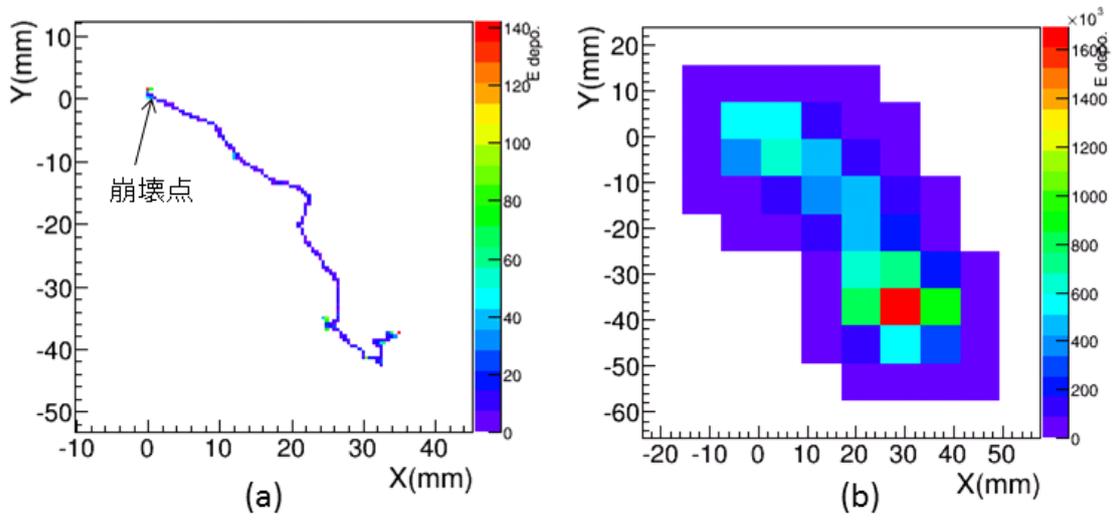


図 2.6: (a) 電子のトラックの例、(b)(a) を ELCC で観測した場合の事象図

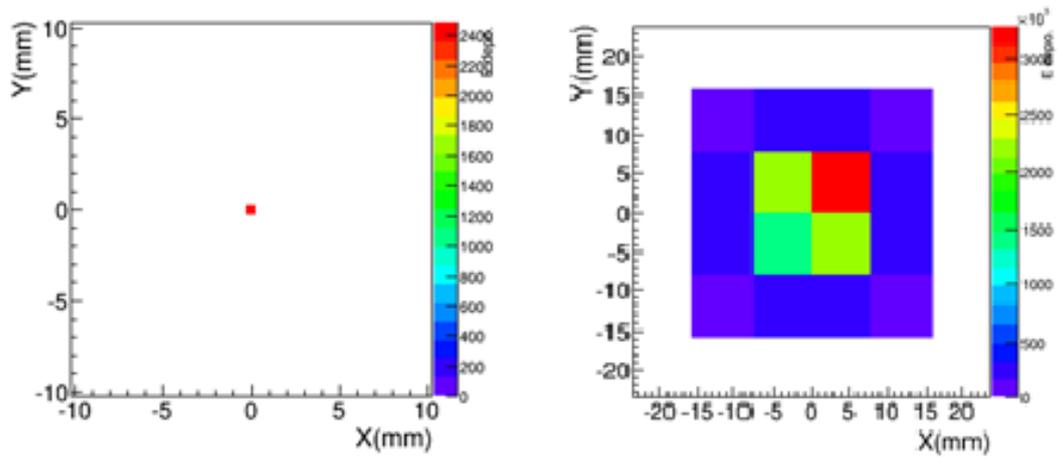


図 2.7: (a) アルファ線のトラックの例、(b)(a) を ELCC で観測した場合の事象図

第3章 試作機の製作

3.1 試作機の概要

図 3.1 に検出器の一例を示す。真空容器のフランジからスペーサーが伸びており、空中に固定した PMT の上に ELCC を取り付けた。ELCC はエレクトロルミネッセンス光による増幅を行う最も重要な構成要素である。その上に 5mm 間隔で厚さ 0.5mm の銅のリングを積み上げ、抵抗分割によって一様なドリフト電場を構成し、電離電子を ELCC に導くフィールドケージがある。フィールドケージの最上部は外部からの電位の侵入を防ぐとともに後述する VETO 信号用の光を透過させるためメッシュによってカバーされている。

本研究では現在までに 3 つの試作機を製作した。それぞれの持つ課題と改善点を簡単に述べると以下ようになる。

1. 一号機 EL 増幅の確認のために製作。ELCC セル数 16。読み出しには波長変換材を塗布した 1 インチの PMT R1398 を使用。アノードとグラウンド電極を隔てる PTFE にねじ用の貫通穴が開いており、そこを通じての放電が問題となった。
2. 二号機 ELCC セル数 60、一号機の反省を踏まえ、PTFE に開けるねじ穴は非貫通にするなど、アノード、グラウンド間の放電対策を施した。アノード穴の径が 2mm であり、シミュレーションの結果電気力線が十分に ELCC 内に入っていないことが判明した。また、抵抗の取り付けに通常のはんだを用いるなど、アウトガス対策が不十分であった。後述する UVPMT と MEGPMT で分解能の評価を行った。
3. 三号機 ELCC セル数 60、二号機の反省を踏まえ、アノード穴の径を 2.5mm に広げたもの。図 2.5 はこの三号機の設計における電場のシミュレーションである。またアウトガス対策として抵抗の取り付けはねじを用いて機械的に行っている。UVPMT で分解能の評価を行った。

3.2 ドリフト電場の構成

ELCC 上部で生じた電離電子を ELCC までドリフトさせるための電場は TPC として使用するために、一様であることが望ましい。単に二枚の電極を平行平板として配置し、電圧を印加するだけではこの目的を達成することはできない。極板面積に対してドリフトさせるための距離が大きく、側面からの電場の侵入が問題となるからである。そのため二枚の極板間に一定の間隔でリング状の電極を挿入し、抵抗分割によって段階的に電圧を変化させるという方法をとる。このフィールドケージによって内部ではドリフト方向に一様な電場が構成される。この方法によって構成され

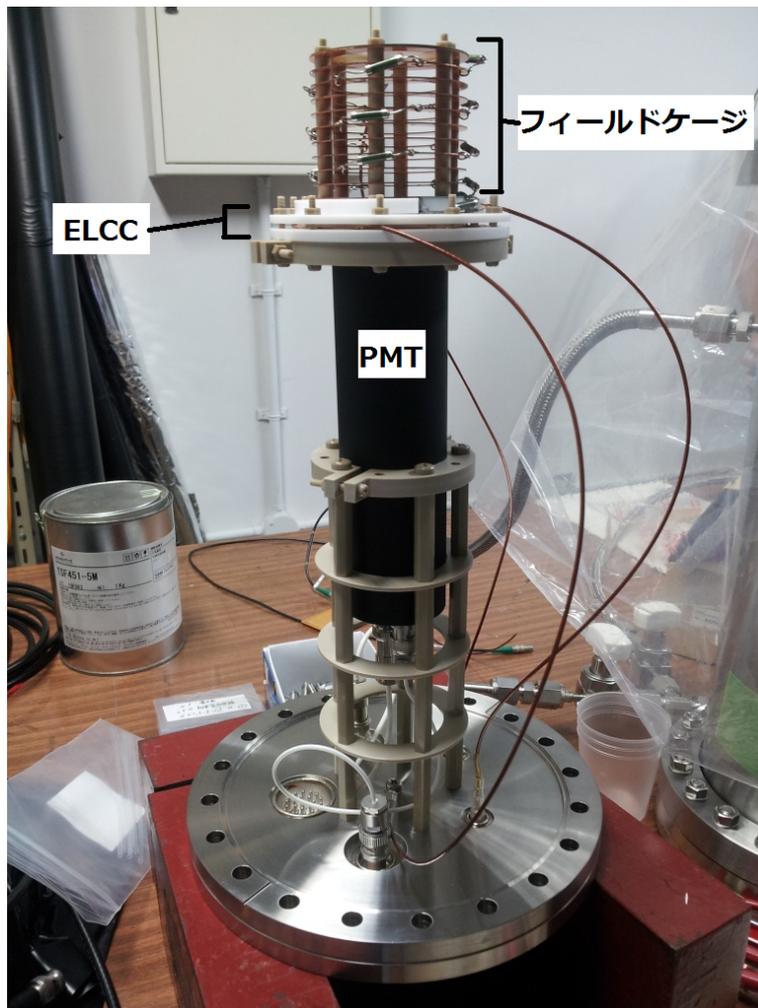


図 3.1: 検出器の全体図の一例

る電場について、有限要素法を用いた電磁場計算ソフト FEMM4.2 を用いてシミュレーションを行った。

図 3.2 は二号機、三号機におけるドリフト電場の等ポテンシャル面である。このときの $r = 0\text{mm}$ (中心) および $r = 16\text{mm}$ (有感領域の端) での電場強度とドリフト方向の位置 z のグラフを図 3.3、3.4 に示す。アノード面を $z = 0$ としている。フィールドケージ内部の電場の一様性は中心部で約 2%、周辺部でも約 5.5% である。

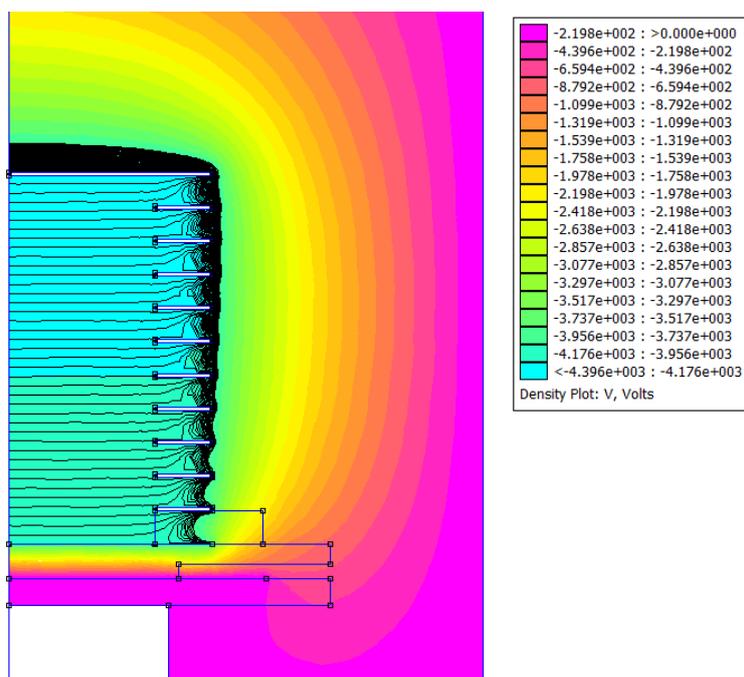


図 3.2: ドリフト電場の等ポテンシャル面

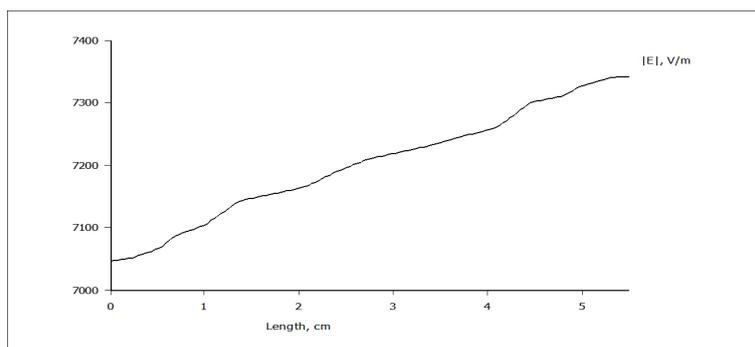


図 3.3: 中心軸 ($r=0$) での電場強度。横軸は、 z 方向の位置。 $z=0$ がアノード面。

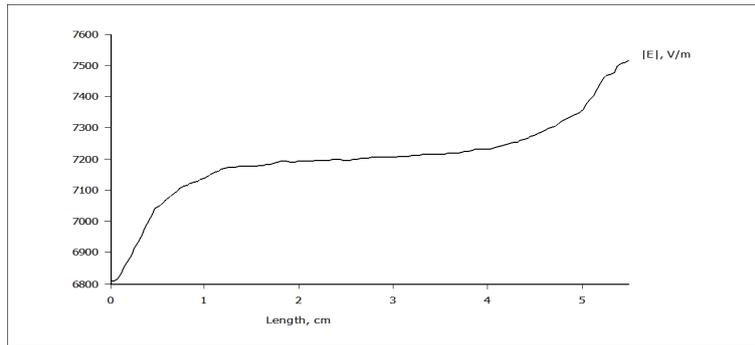


図 3.4: 有感領域の端 ($r=16$) での電場強度。横軸は、 z 方向の位置。 $z=0$ がアノード面。

3.3 測定に使用する PMT

本研究では検出器のエネルギー分解能の評価に、紫外光に感度のある PMT (H3178-51Q)、MEG 実験で使用されているアウトガスの少ない PMT (R6041Q) を用いた。また飛跡の検出にはマルチアノード PMT (H8711-406) を使用した。それぞれの PMT について以下で述べる。

3.3.1 H3178-51Q(UVPMT)

H3178-51Q は直径 $1+1/2$ インチの PMT である。入射窓に合成石英を用いることで、キセノンの発光波長 (170nm) の紫外光を観測することができる。光電面にはバイアルカリが使用されている。アウトガス対策として、ポッティング材を減らし、さらに排気時に内部に残ったガスが抜けやすいよう背面に通気口を開けている。

3.3.2 R6041Q(MEGPMT)

R6041Q は MEG 実験で使用されている直径 55.65mm、厚さ 40mm の PMT である。メタルパッケージで外側がグラウンドになっており、プラス HV を印加して使用する。窓は合成石英で紫外光を観測できる。

3.3.3 H8711-406 (マルチアノード PMT)

H8711-406 は一辺 4.2mm の正方形の受光面が 4×4 チャンネル並んでおり、各チャンネルを独立に読み出すことができる PMT である。入射窓には合成石英を用いており、紫外光を観測することができる。また UVPMT と同様にアウトガスを減らすため、内部のポッティング材を減らし、通気口を開けている。

このほかにチェンバーの外に配置し VETO 信号を検出する PMT H6559 がある。検出できる立体角をできるだけ大きくするため 3 インチのものを選択している。この PMT は紫外光には感度が無いが、後述するように VETO 用の信号は可視光であるため問題ない。

3.4 構造物の材質

不純物ガスの混入を防ぐためには、真空容器の気密を確保することはもちろんであるが、チェンバーや検出器に用いる材質も重要な要素となる。真空容器を排気すると、内壁や材料表面からガスが放出されるからである。

放出ガスの主な成分は水である。物質表面は水が吸着し汚染されており、多孔質物質の場合は内部にも水が存在している。真空容器を排気すると、これらの水が水蒸気となって放出され、真空を悪化させ、ひいてはのちに導入するキセノンの純度を悪化させる。一般に金属やガラスはガス放出量が少なく、樹脂や多孔質材は多い。

図 3.5 にいくつかの物質のガス放出率の測定例を示す。ガス放出率は多くの物質で排気時間 t におおむね反比例の関係がある。このことからわかるように、ガス放出率は物質の種類以外にも、その物質の置かれていた環境に強く依存している。

3.4.1 ELCC

ELCC をグラウンドメッシュ電極部分とアノード電極部分に分けたものを図 3.6 に示す。本体には PTFE を用いる、これはキセノンのシンチレーション光である紫外線を反射し、セル下部の PMT で効率よく収集する役割を果たす。またアウトガスの少ない材質であるため、高純度の実験に適している。アノード電極には無酸素銅を使用した。グラウンド電極には、発生したエレクトロルミネッセンス光を透過させるため、メッシュを使用した。固定に用いるねじにはアウトガスの少ないプラスチックである、PEEK を使用した。

3.4.2 フィールドケージ

電極には無酸素銅を用いた。抵抗には株式会社日本ファインケムの高真空高電圧用抵抗器 RG1S(F) (図 3.7) を用いた。電極間のスペーサーには株式会社廣杉計器の PEEK の中空スペーサー CPE-304.5 を用いた。

二号機では電極と抵抗の接続に通常のはんだを用いたが、フラックスからのアウトガスが懸念されるため、三号機では図 3.8 のように銅のピースによって抵抗線を挟み、機械的に接着する方法をとった。

3.5 放電対策

信号の検出方法として、エレクトロルミネッセンスを用いる以上、高電圧とそれに伴う放電の問題に留意する必要がある。また、実験に用いるキセノンは 1 気圧において絶縁破壊電圧が空気より

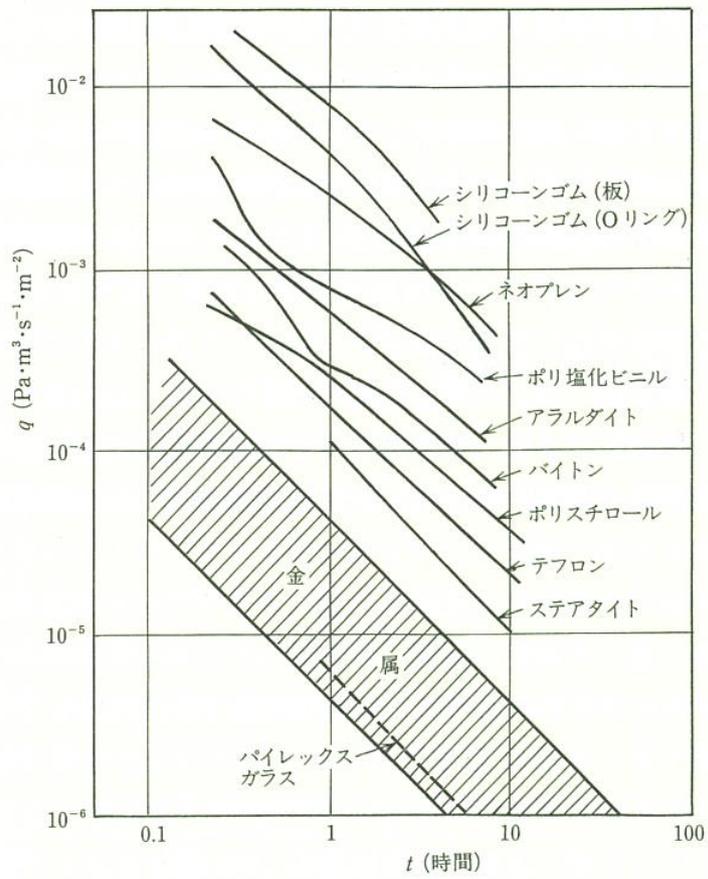


図 3.5: 種々の物質のガス放出率の測定例 [11]

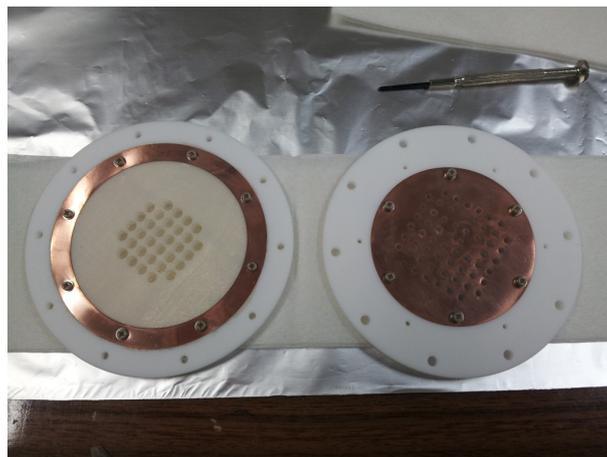


図 3.6: ELCC のグラウンドメッシュ電極 (左) とアノード電極 (右)



図 3.7: 高真空高電圧用抵抗器 RG1S(F)

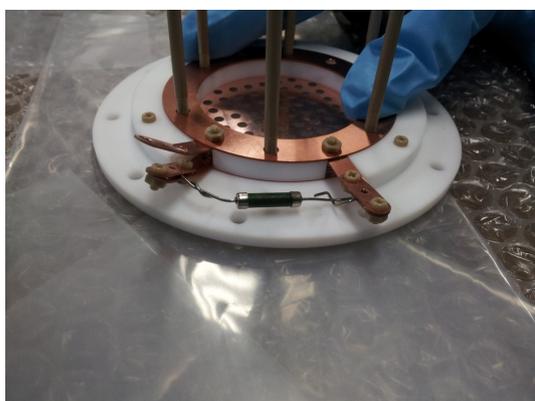


図 3.8: フィールドケージの抵抗分割

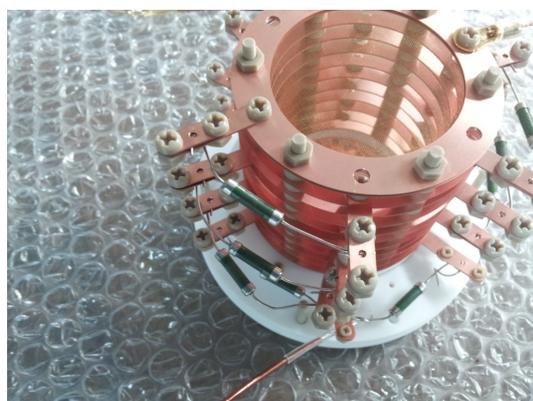


図 3.9: フィールドケージ完成図

も小さいため、特にフィードスルーにおける放電が、ELCCに印加できる電圧を制限してしまうという問題があった。この対応策として、Accu-Glass社のピーク及びテフロン製の熱縮チューブを用いて高電圧となる部分を覆い、耐圧を高める対策をとった(図3.10)。

ELCC内においても放電は深刻な問題である。特にエレクトロルミネッセンス光を発生させるアノード、メッシュ間には数kVの高い電圧がかかっており、放電が起こりやすい。一号機での試験においてはアノードの固定に用いていたねじ穴を通じて放電が起き、必要な電圧をかけることができなかった(図3.11)。そのため、アノード、メッシュ間に放電の経路ができないように設計を見直す必要があった。



図 3.10: フィードスルーとピンコネクタをテフロン(半透明)、ピーク(薄茶色)の熱縮チューブで覆い、耐電圧を高める



図 3.11: 放電によって焦げ付いたねじ

3.6 VETO の設計

ELCCの性能評価のためには、単一のエネルギーを測定する必要がある。本実験では ^{241}Am のガンマ線を用いているが、光電吸収によって放出された電子の飛跡がフィールドケージ外に飛び出してしまえば、その分のエネルギーが失われてしまう。このような事象を排除するため、以下のような方法をとった。

ELCCは60個のセルからなっているが、このうち最外周の28セルをVETOセルとした。図3.12に示すように、このセルはEL増幅は行いが穴は貫通しておらず、下部のPMTでこれらのセルからの光が検出されることはない。また、グラウンドメッシュの下に図3.13に示す波長変換材(wave length shifter, WLS)を塗布したポリスチレンのフィルムを挿入し、EL増幅によって生じた紫外光を可視光に変換する。この可視光はアノードの穴を抜けてチェンバー上部のVETO用PMTで検出される。チェンバーのビューポートにはコスモテック社のICF203VPKを用いているが、このビューポートに用いられているガラスはコバルガラスなので、可視光は透過するが紫外光は透過しない(図3.14)。そのためVETO用PMTで光が検出されたイベントを除去することで、電子が有効領域を飛び出してしまった事象を排除することができる。

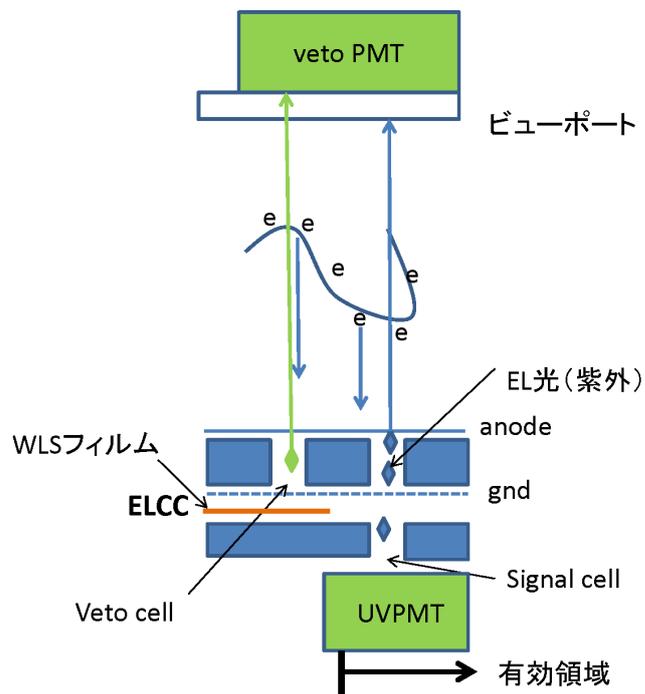


図 3.12: VETO の原理

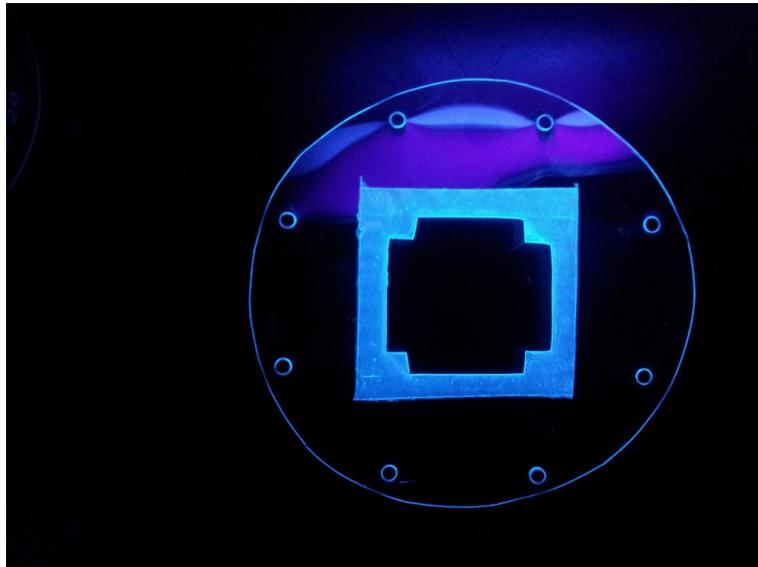


図 3.13: WLS を塗布したポリスチレンフィルム

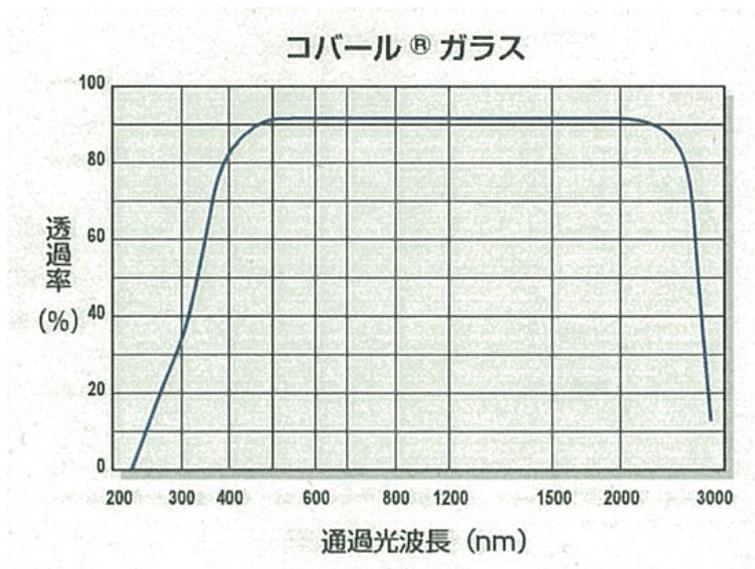


図 3.14: コバールガラスの透過率 vs 透過光波長 [13]

しかしこの方法では電子がアノードに衝突したり、ドリフトメッシュを突き抜けてしまうイベントについては除去できない。そのため本研究では、図 3.15 の鉛のコリメータを用いてガンマ線の上下の方向を制限する方法をとった。

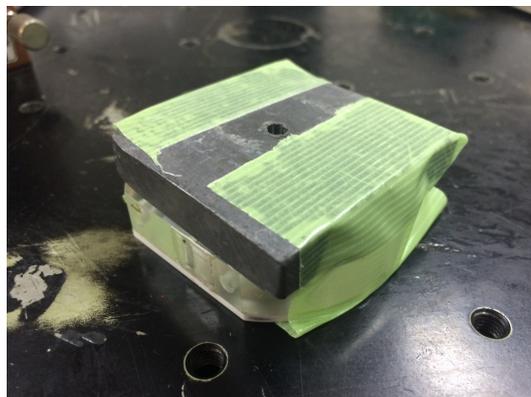


図 3.15: ^{241}Am 線源と鉛のコリメータ

波長変換材に用いたのは 1,1,4,4-テトラフェニル-1,3-ブタジエン (TPB) (図 3.18) である。発光波長スペクトラムを図 3.16 に示す [12]。TPB は針状の結晶であり、物体表面に塗布するために、パラロイド樹脂 (図 3.17) とともにトルエン (図 3.19) に溶解させた。混合比は TPB 0.10g、パラロイド 1.02g、トルエン 20.3g である。

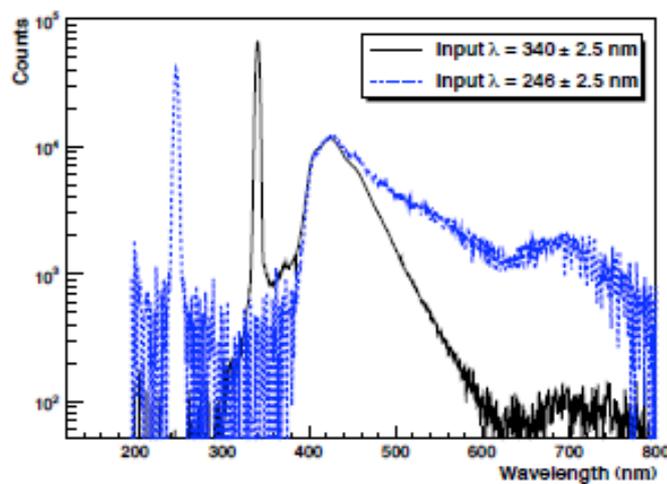


図 3.16: TPB の発光波長 [12]

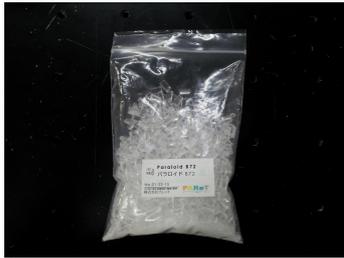


図 3.17: パラロイド樹脂

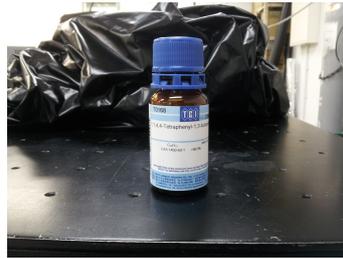


図 3.18: TPB

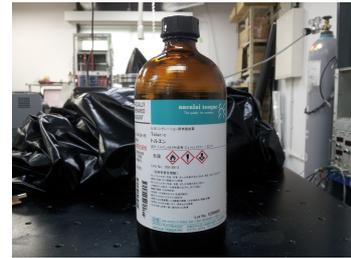


図 3.19: トルエン

3.7 ガス配管

電離電子を信号に用いる検出器では、電子を再捕獲する不純物ガスの混入を防ぎキセノンの純度を保つことが重要であり、ガスを導入、排出する配管の継ぎ手の選択にも注意を要する。

継手にはフランジの間にゴムの O リングを挟んで締め付けることによってシーリングを行うクランプ継手、フロントフェルールと呼ばれる穴の開いた円錐状のさやをチューブ配管および相手のボディに押し付けることによってシーリングを行う Swagelok、グラウンドと呼ばれるエッジによってガスケットを挟み、雄ナットと袋ナットによって締め付けることによってシーリングする VCR 等がある。このうち VCR は超高真空に用いられ本研究の用途に適している。

同様に真空容器にふたをするフランジには、O リングを押し付けることによって気密を保つ JIS フランジ、フランジに彫られたエッジによって金属のガスケットを挟みシールするコンフラットフランジがある。JIS フランジは O リングが繰り返し使用可能で、フランジ材の種類もある程度自由であるなどの利点を持つが、O リングからのガス放出があるため、超高真空には向かない。対してコンフラットフランジはガスケットを塑性変形させるために再利用が困難であるものの、フランジ、シール部分をすべて金属で構成し、超高真空領域まで使用できる。以上から継手として VCR、フランジにはコンフラットフランジを採用した。

検出器の入った真空容器の排気、キセノン導入系の配管を図 3.20 に示す。SAES マイクロトル精製機 (図 3.21) はキセノンを通すことによってキセノン中の不純物 (H_2O , O_2 , CO , CO_2 , H_2 , acids, Bases, Organics, Refractory compounds) を取り除くものであるが、本研究では後述するようにアウトガスの問題が大きく、不純物が多すぎるため、導入するには至っていない。

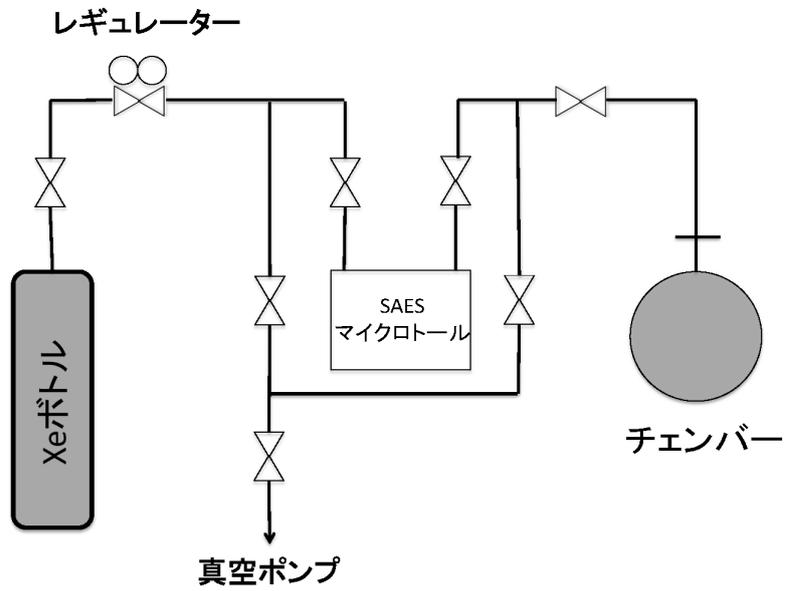


図 3.20: 真空容器排気、キセノン導入系



図 3.21: SAES マイクロトル精製機

第4章 性能評価

4.1 線源とその反応

4.1.1 線源に要求される性質

ELCC の性能評価に使用する線源を選択する。要求される性質は、エネルギーが単一で、キセノン中での粒子の飛程が短いことである。現行の ELCC では検出領域が $28 \times 28 \times 55\text{mm}$ 程度であり、この領域内ですべてのエネルギーを落とさなければならない。これらの要求を満たす候補として低エネルギーガンマ線源がある。次節で述べるように比較的低いエネルギー領域ではガンマ線は光電吸収によってその全エネルギーを原子中の電子に与える。そのため単一のエネルギーが得られる。低エネルギーであれば光電子の飛程も短い。またガンマ線であるため真空容器の外からあてることができる。

本研究では低エネルギーガンマ線源として、 ^{241}Am を用いることとした。 ^{241}Am は半減期が 432.2 年の放射性同位体であり、 α 崩壊によって ^{237}Np に崩壊し、主として 59.5keV のガンマ線を放射する。図 4.2 にキセノン中での電子の Continuous Slowing Down Approximation (CSDA) range のグラフを示す。CSDA range とは、物質の電子に対する阻止能 (dE/dx) の逆数を $E = 0$ から電子のエネルギーまで積分することによって得られる電子の飛程である。60keV での飛程は $1.1 \times 10^{-2}\text{g/cm}^2$ である。常温一気圧でのキセノンの密度は $5.9 \times 10^{-3}\text{g/cm}^3$ であるから、光電子の飛程は 1.9cm 程度と求められる。

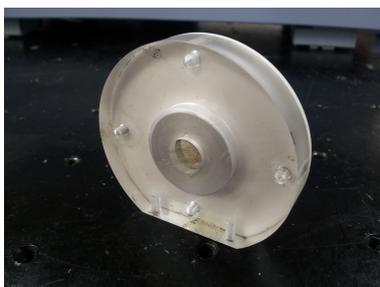


図 4.1: ^{241}Am 線源

¹図 4.2 のグラフの作成には NIST estar
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> を用いた。

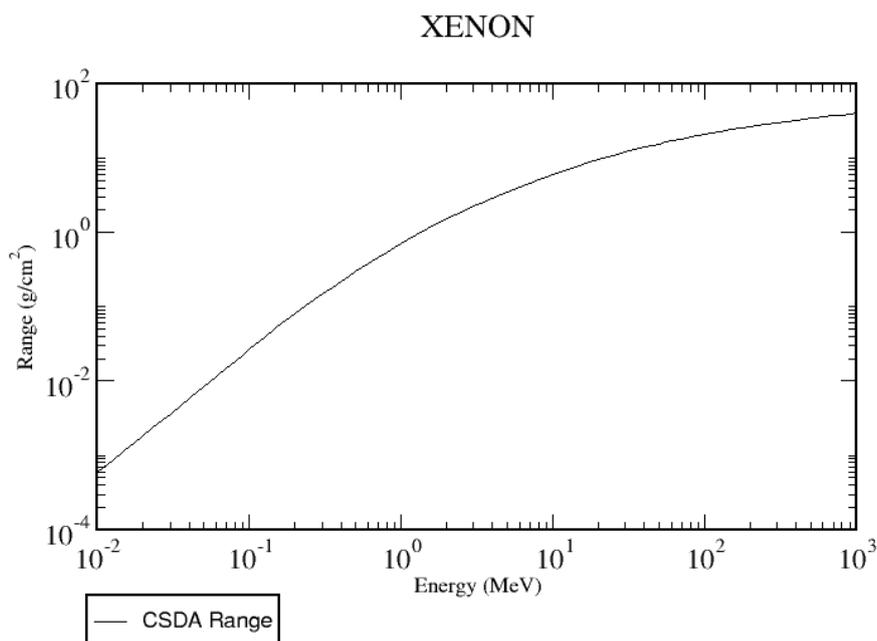


図 4.2: キセノン中での電子の CSDA range vs 電子のエネルギー¹

4.1.2 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線と物質との相互作用には、光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成がある。各相互作用の起こりやすさは、ガンマ線のエネルギーと物質に依存する。一般に低エネルギーの領域では光電吸収が、高エネルギー領域では電子対生成が支配的であり、MeV 程度の領域でコンプトン散乱が支配的になる。検出器でガンマ線の全エネルギーを測定するためには、ガンマ線のエネルギーをすべて物質中の電子に与える必要があり、コンプトン散乱は不適である。図 4.3 にキセノン中におけるガンマ線の反応断面積のグラフを示す。本研究で用いる 60keV 程度のエネルギーでは相互作用として光電吸収が支配的であり、検出器の性能評価に適していることがわかる。

4.1.3 光電吸収過程とキセノンの特性エックス線

光電吸収過程では、ガンマ線は原子と相互作用して消失し、エネルギーを持った光電子が放出される。十分なエネルギーを持ったガンマ線は主に原子中で最も強く結合している電子である、K 殻電子を光電子として放出する。この光電子が持つエネルギーは以下の式で与えられる。

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (4.1)$$

E_b は光電子の存在していた殻の結合エネルギーである。この相互作用によって光電子と束縛殻の一つに空孔を持つ原子のイオンが生じる。この空孔は媒質中の自由電子の捕獲や原子内の他の殻の

²図 4.3 の作成には光子と物質との相互作用断面積データ検索プログラム xcom_v3_3 <http://www.fujita-hu.ac.jp/~hid-kato/freesoft.html> を用いた。

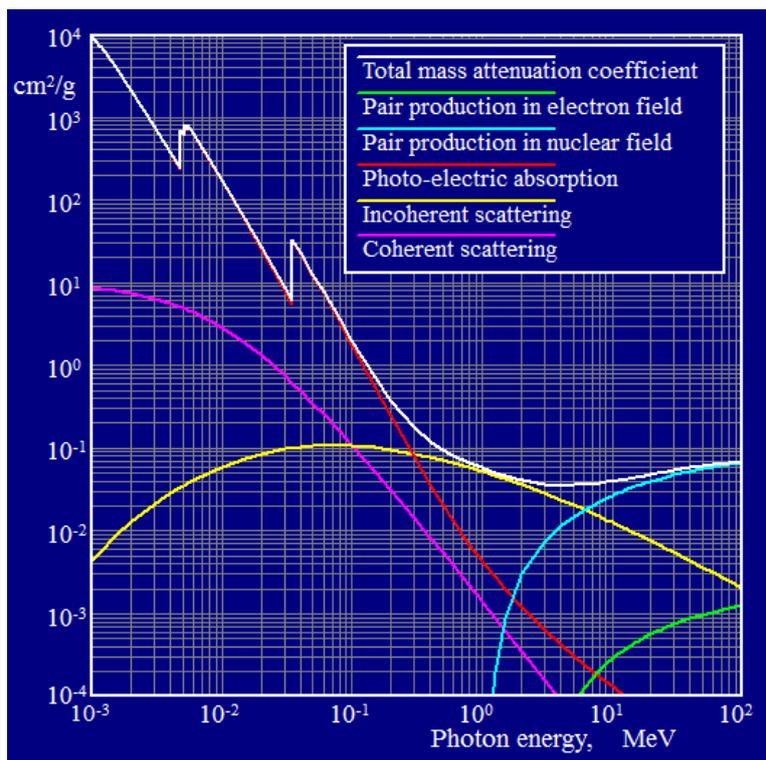


図 4.3: ガンマ線のキセノンとの反応断面積²

電子再配列によってただちに満たされる。この際結合エネルギーに応じた特性 X 線が放出される。この X 線は平均自由行程が短く、再び光電吸収作用によって吸収されるが、検出器が小さくて、特性 X 線が検出器の外に逃げ出してしまう場合はそのエネルギーが失われることになる。また特性 X 線の代わりにオージェ電子を放出して原子の励起エネルギーが失われることもあり、この場合はガンマ線のエネルギーのすべてが電子に与えられたことになる。光電吸収に続いて特性 X 線が放射される割合を蛍光収率 (fluorescence yield) といい、この割合は吸収原子の原子番号 Z に依存する。

以下本検出器の場合について具体的に述べる。ガンマ線のエネルギーは 59.5keV、吸収原子はキセノン ($Z=54$) である。図 4.4 に蛍光収率と原子番号のグラフを示す [14]。キセノンでのガンマ線の光電吸収のうち約 86% が K 殻で起こり、うち 87.5% がキセノン原子の K 殻の特性 X 線に費やされ、残りの 12.5% がオージェ電子放出で使われる。最初のエネルギーの残り 14% は K 殻電子と相互作用せず、L 殻や M 殻との光電効果で吸収される。

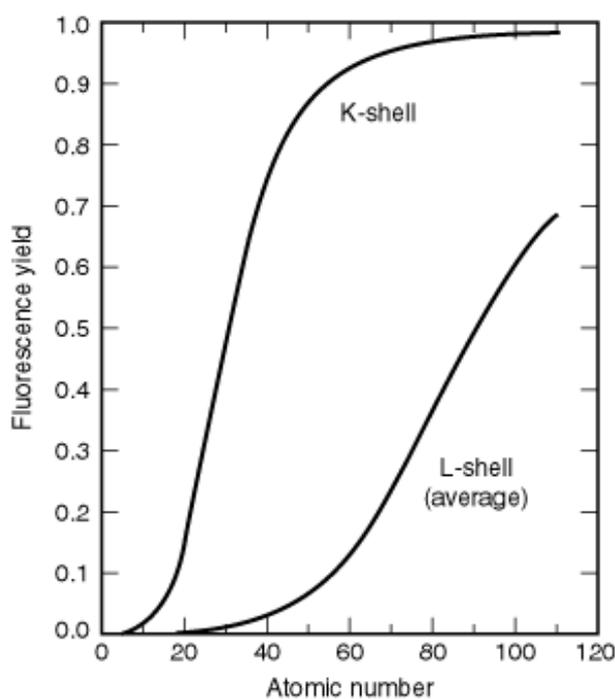


図 4.4: 蛍光収率 vs 原子番号 [14]

4.2 データ取得系

PMT からの信号波形は Flash ADC を用いて保存した。Flash ADC は CAEN 社の 8 channel 14bit 帯域幅 40MHz の 100MHz degitizer V1724 を使用した。VME 読み出しにより、PC からデータ取得をコントロールする。トリガーには、信号から NIM ロジックを通し閾値をこえたものを外部トリガーとして用いた。



図 4.5: Flash ADC V1724 と NIM モジュール

4.3 測定結果

4.3.1 H3178-51Q(UVPMT) による測定

紫外光に感度のある光電子増倍管 H3178-51Q (以下、UVPMT) では試作二号機 (アノード穴の径が 2mm のもの)、および三号機 (アノード穴の径が 2.5mm のもの) でデータを取得した。測定条件について表 4.1 に示す。以下では二号機、三号機の測定結果について順に述べる。

信号波形

図 4.6 は UVPMT による ELCC の信号の波形およびチェンバー外部の VETOPMT の波形の例である。ELCC が光ると同時に VETO 用の PMT でも光が検出されているのがわかる。このような信号はカットされる。

典型的な波形の時間幅は数 μs 程度である。これは以下のような理由による。フィールドケージ内の電子のドリフト速度は電場とガスの圧力で決まる。このデータにおいては $73\text{V}/\text{cm}$ の電場を印加しており、1 気圧のキセノン中であれば、電子のドリフト速度は $1\text{mm}/\mu\text{s}$ 程度である。60keV ガンマ線による光電子の飛程は 1.9cm であり、電離電子はドリフト電場方向に数 mm 程度の広がりを持つと考えられる。そのため ELCC に電子が到着するタイミングは数 μsec 程度の広がりをもつ。

	アノード電圧 (kV)	ドリフトメッシュ電圧 (kV)	信号閾値 (mV)
UVPMT、二号機	-3.8	-4.2	-59
UVPMT、三号機	-4.0	-4.4	-52
	EL 増幅電場 (kV/cm)	ドリフト電場 (V/cm)	
UVPMT、二号機	7.6	73	
UVPMT、三号機	8.0	73	
	UVPMT 印加電圧 (kV)	VETO 用 PMT 印加電圧 (kV)	
UVPMT、二号機	-1.5	-2.1	
UVPMT、三号機	-1.5	-1.9	

表 4.1: UVPMT を用いた実験における測定条件

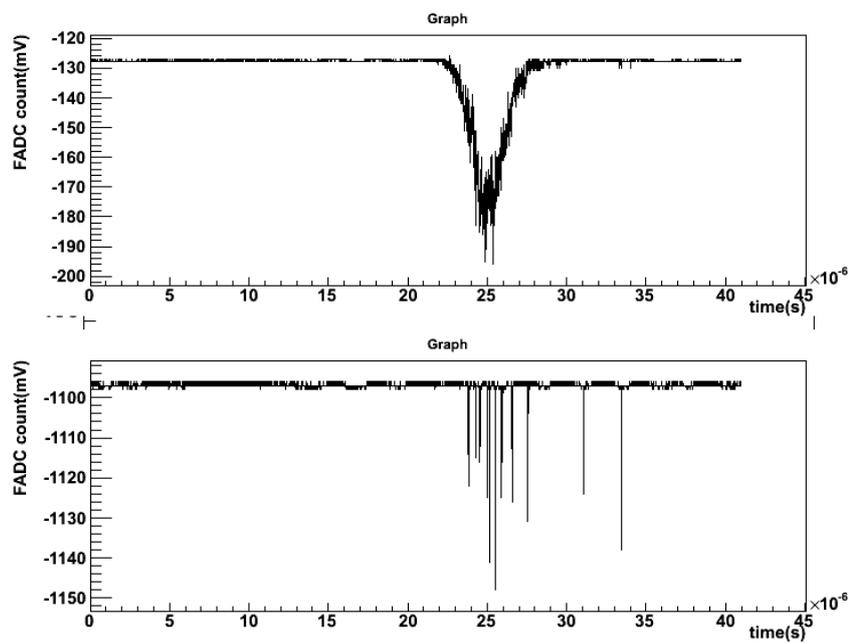


図 4.6: UVPMT、二号機における、ELCC の信号波形（上）及び VETOPMT の信号波形（下）の例

波形の積分のアルゴリズム

信号波形から検出された光子数を求めるには、波形を積分して全電荷がいくらであるかを求める必要がある。FADC の波形データは各サンプリングタイミングでの電圧値であり、積分のためにはペDESTAL値を求め、そこからある閾値をこえたとき信号として足しあげるという方法をとる。具体的には以下のような手続きである。

各イベントは UVPMT、VETOPMT それぞれ約 $41\mu\text{s}$ (100MHz サンプリングで 4096 サンプル) の波形データである。これを、ペDESTALを計算するペDESTAL領域 ($0\sim 10\mu\text{s}$) と、ELCC の信号および VETOPMT の信号が見られる信号領域 ($15\sim 40\mu\text{s}$) に分けて考える。各イベントごとにペDESTAL領域のサンプルの平均をもとめ、これをペDESTALとする。次に信号領域において、各サンプルの値からペDESTALを差し引き、閾値を超えたサンプルについては足しあげる。この閾値はペDESTALの中心値からのふらつきから決める。図 4.7 に二号機での、図 4.8 に三号機での ELCC の波形における、ペDESTAL領域の各サンプルから、平均値を差し引いた値の分布を示す。いずれにおいても各イベントにおいてペDESTALは 1mV 以内で安定しているため、積分の閾値は -2mV と設定した。

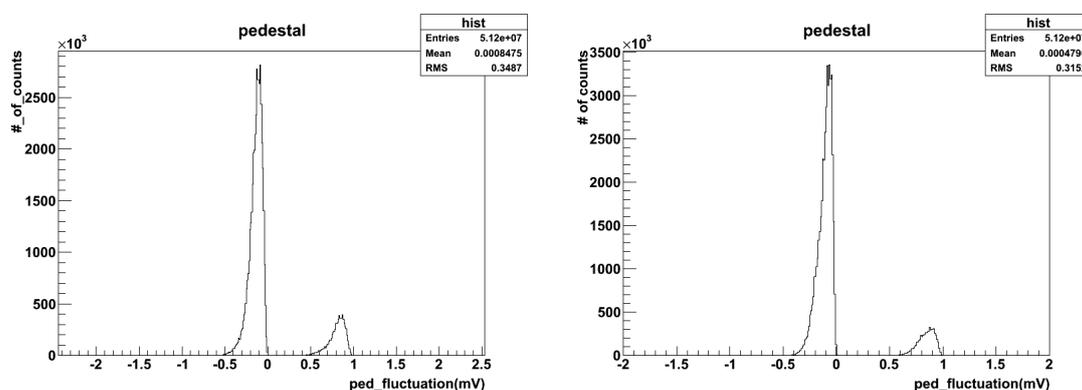


図 4.7: UVPMT、二号機における、ELCC の波形のペDESTALのふらつきの分布
図 4.8: UVPMT、三号機における、ELCC の波形のペDESTALのふらつきの分布

光量の時間変化

図 4.9、4.11 はそれぞれ二号機と三号機での、ELCC の信号の積分値とイベントナンバーの二次元ヒストグラムである。このデータはそれぞれ 6,430 秒、4,261 秒をかけて 50,000 イベントを取得したものである。時間がたつにつれ、ピークの光量が徐々に減少していくさまが見える。この現象の原因として、ドリフト中の電離電子がアウトガスによる不純物によって吸着されていることが考えられる。

この時間変化による分解能への影響を補正するため、エスケープピークの減少がイベントナンバーに線形な関係であるとして光量の補正を行った。補正後の二次元ヒストグラムを図 4.10(二号機)、4.12 (三号機) に示す。ピーク値が一定になるように補正されているのがわかる。

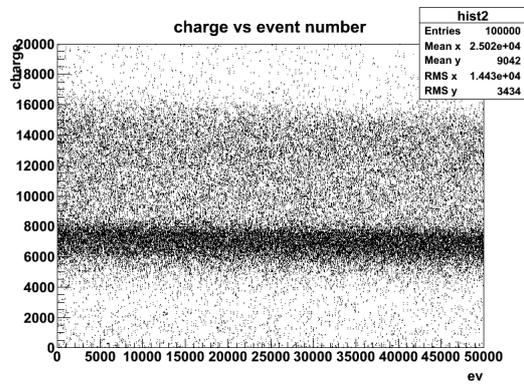


図 4.9: UVPMT、二号機での FADC の積分値とイベント数（経過時間）のグラフ

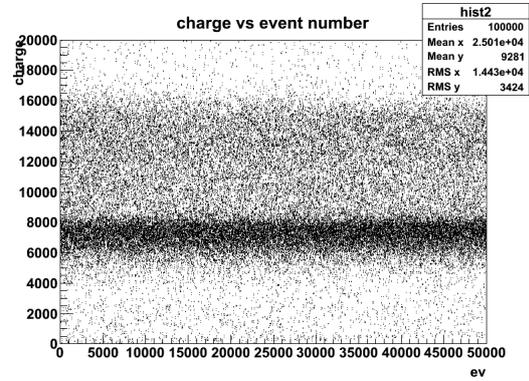


図 4.10: UVPMT、二号機での光量を補正した FADC の積分値とイベント数（経過時間）のグラフ

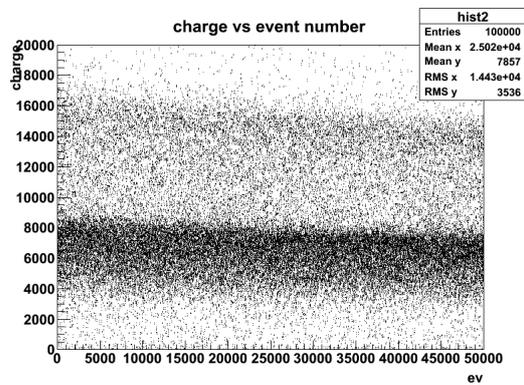


図 4.11: UVPMT、三号機での FADC の積分値とイベント数（経過時間）のグラフ

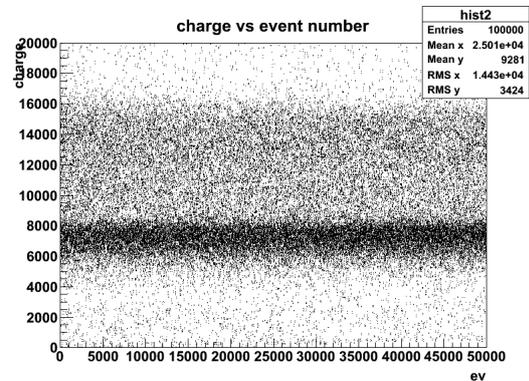


図 4.12: UVPMT、三号機での光量を補正した FADC の積分値とイベント数（経過時間）のグラフ

補正前後の ELCC の信号の積分値のヒストグラムを図 4.13、4.14（二号機）図 4.15、4.16（三号機）に示す。積分値とエネルギーの換算は、エスケープピークの高値側をガウシアンでフィットし、中央値を 29.8keV にスケールすることで行った。光量の補正によって、ピークの高値側のエッジが鋭くなっていることがわかる。

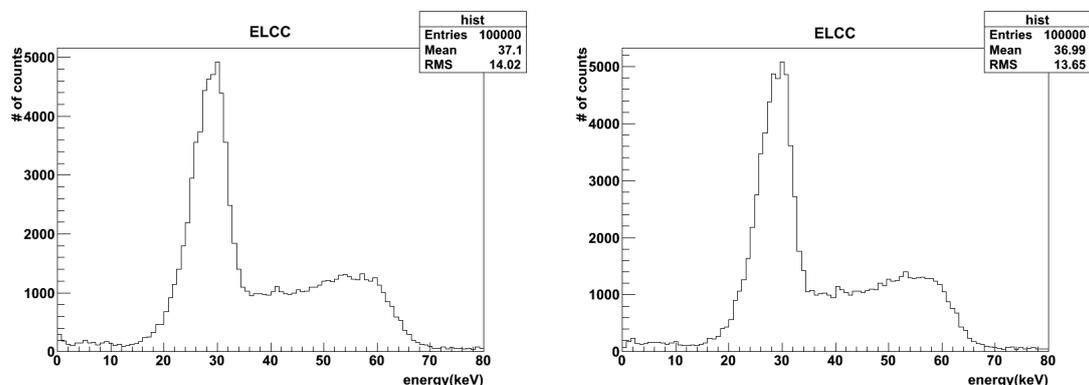


図 4.13: UVPMT、二号機での光量の補正をかけた前の ^{241}Am のエネルギーのヒストグラム
 図 4.14: UVPMT、二号機での光量の補正をかけた後の ^{241}Am のエネルギーのヒストグラム

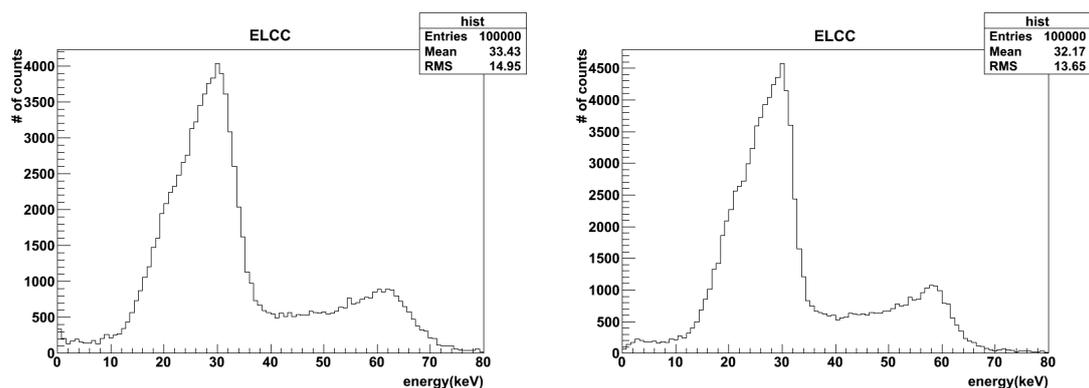


図 4.15: UVPMT、三号機での光量の補正をかけた前の ^{241}Am のエネルギーのヒストグラム
 図 4.16: UVPMT、三号機での光量の補正をかけた後の ^{241}Am のエネルギーのヒストグラム

VETO 分布

VETOPMT の信号の積分値のヒストグラムを図 4.17、図 4.18（二号機）図 4.19、図 4.20（三号機）に示す。二号機については積分値が 0 のペDESTALがあり、150 付近にピークを持ち、高値側にだらだらとした分布が見える。ペDESTALとピークの谷の間で、分解能の評価に十分なイベントが残る VETO 値として今回は積分値が 30 以上のイベントについてはカットすることとした。

それに対して、三号機には積分値 0 のペDESTALが見られない。この原因として VETOPMT の遮光が不十分であった可能性が考えられる。以下の解析では三号機については VETO のカットによる評価は行わない。

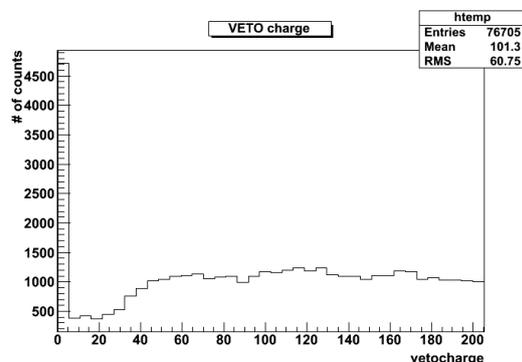
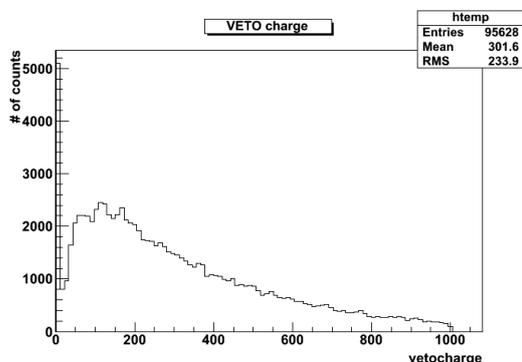


図 4.17: UVPMT、二号機での VETO 信号の積分値分布

図 4.18: UVPMT、二号機での VETO 信号の積分値分布 (0 付近の拡大図)

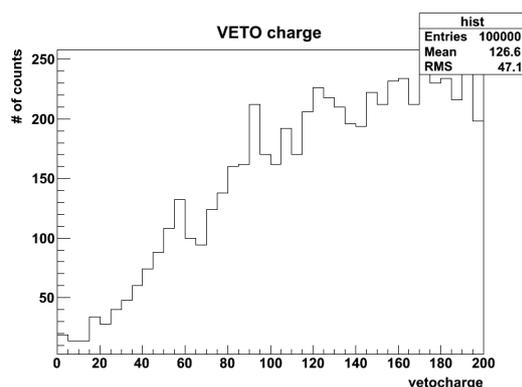
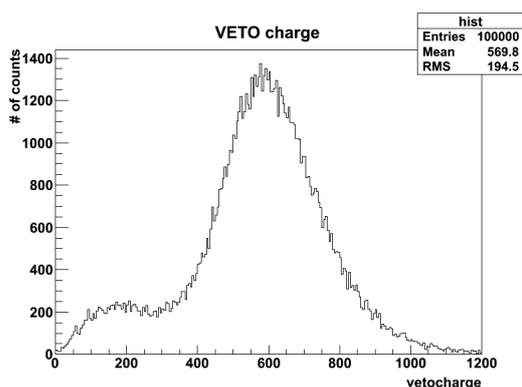


図 4.19: UVPMT、三号機での VETO 信号の積分値分布

図 4.20: UVPMT、三号機での VETO 信号の積分値分布 (0 付近の拡大図)

分解能の評価

再掲図 4.14 は二号機における、光量を補正した ^{241}Am のエネルギーのヒストグラムである。このうち VETO によるカットをかけたヒストグラムを図 4.22 に示す。三号機については光量を補正した ^{241}Am のエネルギーのヒストグラムを再掲図 4.16 に示す。低値側のピークは特性 X 線が検出器から逃げ出したことによるエスケープピーク、高値側のピークは ^{241}Am の 59.5keV の信号のピークである。

このエスケープピークから分解能の評価を行う。キセノンの K 殻の特性 X 線には K_{α} (29.7keV) と K_{β} (33.8keV) があり、エスケープピークは ^{241}Am の 59.5keV からそれぞれを引いた 25.7keV と

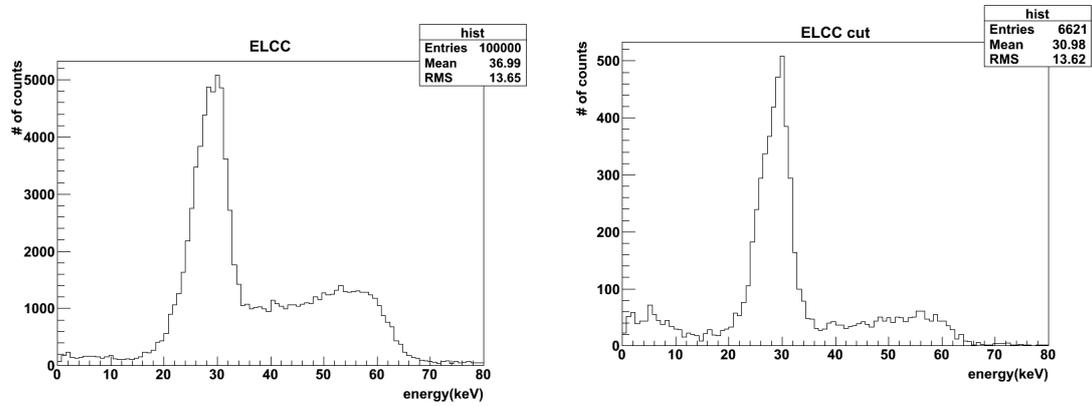


図 4.21: 再掲図 4.14 UVPMT、二号機における、光量を補正した ^{241}Am のエネルギー分布

図 4.22: UVPMT、二号機における、光量を補正し、VETO によるカットをかけた後の ^{241}Am のエネルギー分布

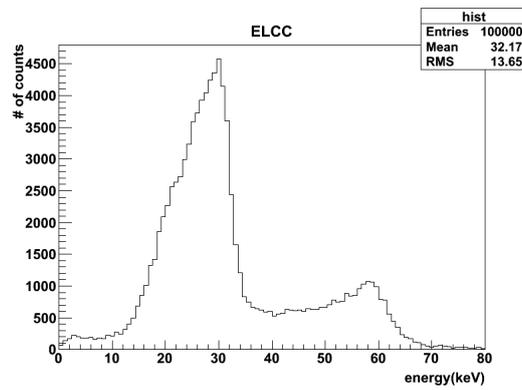


図 4.23: 再掲図 4.16 UVPMT、三号機における、光量を補正した ^{241}Am のエネルギー分布

29.8keV のピークの重ね合わせになるが、今回は 29.8keV のピークの高値側の片側をガウシアンでフィットして分解能を評価した。25.7keV の寄与もあるので実際の分解能は、この評価よりも良いはずである。

二号機、三号機それぞれの分解能と、キセノンの二重ベータ崩壊の Q 値に換算した分解能を表 4.2 に示す。分解能の換算は、電離電子数 N の相対揺らぎが $1/\sqrt{N}$ で減少していくことを用いて、29.8keV での分解能に $\sqrt{29.8/2459}$ をかけることによって行った。二号機については veto のカットにより、分解能が向上していることがわかる。三号機は ELCC の電子収集効率は向上しているはずであるが、結果としては分解能は向上しなかった。この点については考察でのべる。

	二号機カット前	二号機カット後	三号機カット前
29.8keV ピーク	18.1%	13.8%	19.1%
2459keV 換算	2.0%	1.5%	2.1%

表 4.2: UVPMT を用いた ELCC の分解能

光子数への換算

エネルギー分解能の要因を調べるため、信号の積分値を光子数に換算する。図 4.24 は ELCC の波形データに含まれた PMT の暗電流の信号の例である。PMT の暗電流は光電面からの熱電子が増幅されることによる信号であり、この分布から 1 光子当たりの電荷を求めることで、ELCC の信号を光子数に換算することができる。

暗電流の波形の積分のアルゴリズムは以下の通りである。UVPMT の波形データは 1 イベントあたり約 $41\mu\text{s}$ (100MHz サンプリングで 4096 サンプル) であり、このうちペDESTAL を計算するペDESTAL 領域 ($0\sim 10\mu\text{s}$) に紛れ込んだ暗電流を調べる。

各イベントごとにペDESTAL 領域のサンプルの平均をもとめ、これをペDESTAL とする。次にペDESTAL 領域を前から調べてゆき、各サンプルの値からペDESTAL を差し引き、閾値を超えたサンプルを足してゆく。この閾値はペDESTAL の中心値からのふらつきから決める。信号の全電荷の積分アルゴリズムで述べたように、この閾値は -2mV である。サンプルの値が閾値を越えなくなったところで積分をやめ、積分値と積分区間 (暗電流の時間幅) を記録する。

二号機、三号機それぞれにおける暗電流の積分値と時間幅の二次元ヒストグラムを図 4.25、4.26 に示す。

時間幅の大きいものほど積分値も大きい、1 光子の時間幅は 20ns 程度であり、長い時間幅のものは図 4.27 のように ELCC の信号が連続するなど 1 光子以外の信号であると考えられる。

二号機、三号機それぞれにおける、暗電流の時間幅のヒストグラムを図 4.28、4.29 に示す。ここから一光子の時間幅は二号機、三号機ともに 40ns 未満に決定した。

二号機、三号機での暗電流の積分値のヒストグラムを図 4.30、4.31 の黒いヒストグラムで示す。時間幅 40ns 未満のものは赤いヒストグラムで描かれている。

積分値の大きなものがカットされ、残ったものの平均を 1 光子の積分値であるとする。二号機においては $5.601/1$ 光子、三号機においては $4.16/1$ 光子である。ここから 29.8keV ピークを光子

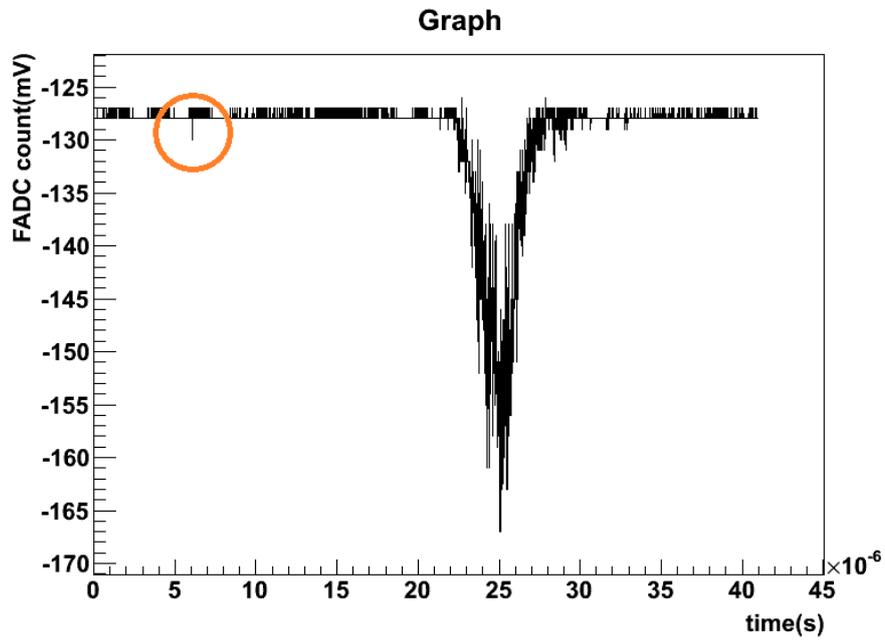


図 4.24: UVPMT の暗電流の信号例 (赤丸で囲った部分)

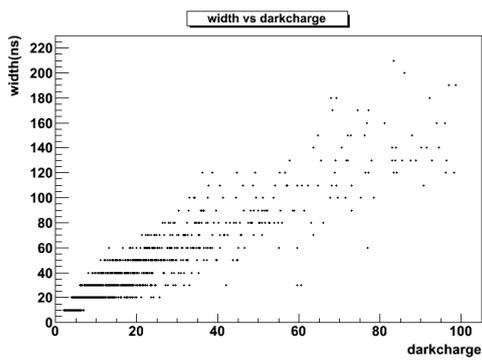


図 4.25: UVPMT、二号機での暗電流の積分値 (横軸) と時間幅 (縦軸) の関係

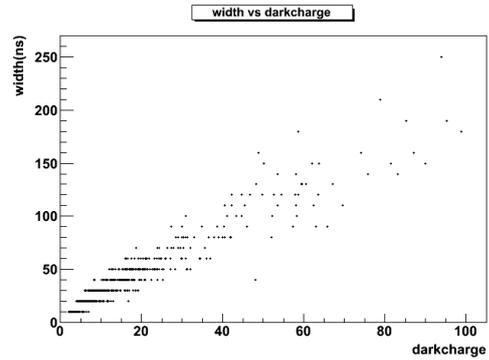


図 4.26: UVPMT、三号機での暗電流の積分値 (横軸) と時間幅 (縦軸) の関係

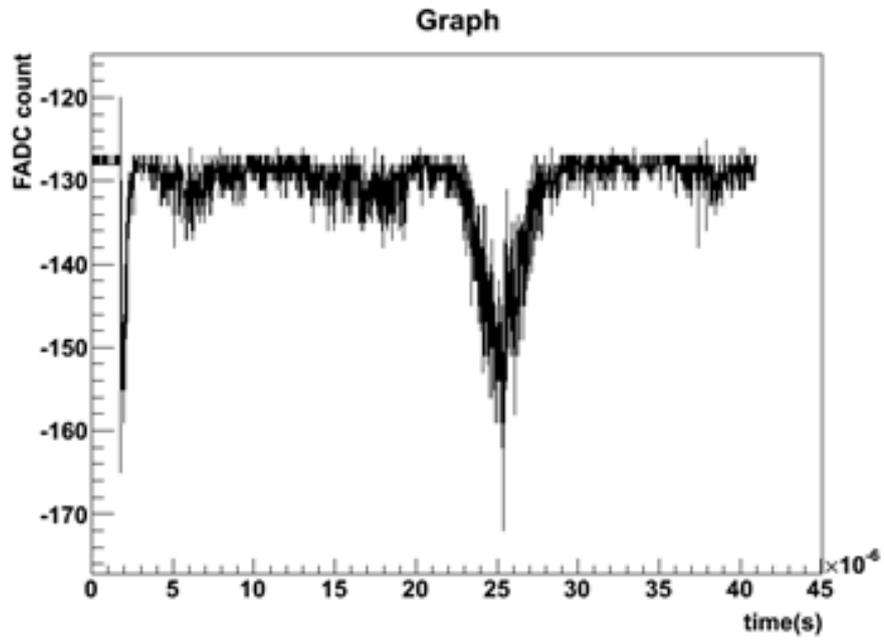


図 4.27: UVPMT、二号機での、ELCC の連続した信号の例

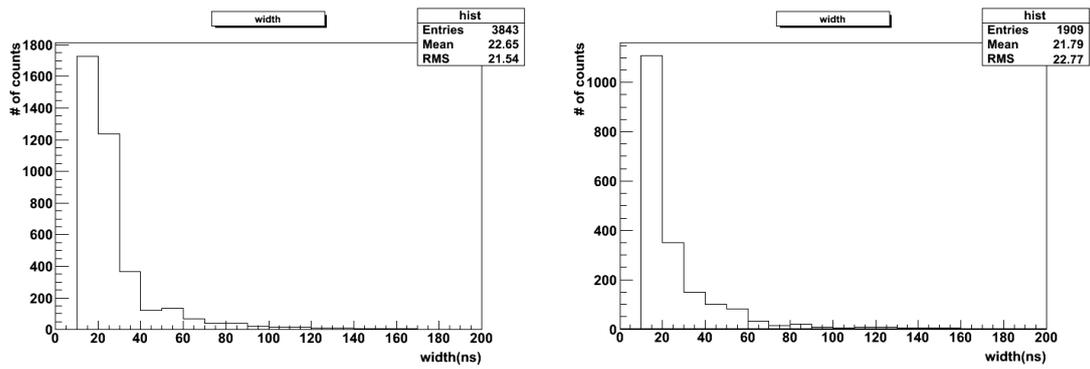


図 4.28: UVPMT、二号機での暗電流の時間幅のヒストグラム

図 4.29: UVPMT、三号機での暗電流の時間幅のヒストグラム

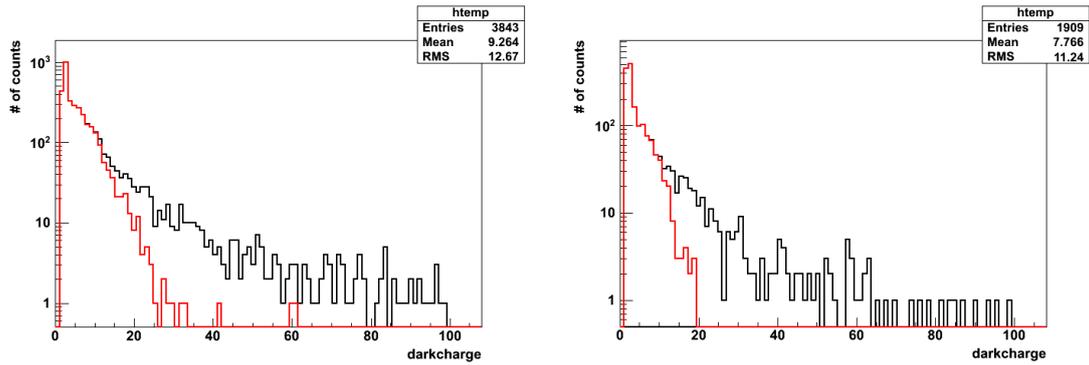


図 4.30: UVPMT、二号機での暗電流の積分値のヒストグラム (黒)、うち時間幅 40ns 未満のもの (赤)
 図 4.31: UVPMT、三号機での暗電流の積分値のヒストグラム (黒)、うち時間幅 40ns 未満のもの (赤)

数に換算する。二号機については光量を補正し、VETO によるカットをかけたあとのデータを用い、1360 光子を得た。三号機については VETO が機能していないため、光量は補正し、VETO によるカットはかけていないデータを用いて 1859 光子を得た。これらの光子数の妥当性については考察で述べる。

4.3.2 R6041Q(MEGPMT) による測定

MEG 実験で用いられている光電子増倍管 R6041Q (以下 MEGPMT) では試作二号機でデータを取得した。この PMT はアウトガスが少なくなるように作られており、キセノンの純度悪化による光量の減少が緩和されると期待される。測定条件について表 4.3 に示す。

	アノード電圧 (kV)	ドリフトメッシュ電圧 (kV)	信号閾値 (mV)
MEGPMT、二号機	-3.8	-4.2	-52
	EL 増幅電場 (kV/cm)	ドリフト電場 (V/cm)	
MEGPMT、二号機	7.6	73	
	MEGPMT 印加電圧 (V)	VETO 用 PMT 印加電圧 (kV)	
MEGPMT、二号機	+950	-1.9	

表 4.3: MEGPMT を用いた実験における測定条件

信号波形

図 4.32 は、MEGPMT による ELCC の信号波形およびチェンバー外部の VETOPMT の信号の波形である。前節の UVPMT と異なり、MEGPMT では ELCC の信号のあとにオーバーシュートが見られる。これは MEG の PMT が通常のものとは異なり、図 4.33 に示すように、信号読み出しに AC カップリングを用いていることによる。このときパルス状の信号波形の後のオーバーシュートは時定数に従って減少する。このカップリングの時定数は $39\mu\text{s}$ であり、短い信号パルス ($\sim 20\text{ns}$) ではオーバーシュートは問題にならないが、今回のような数 μs にわたるような信号ではその影響が顕著に表れる。この時定数の短さは ELCC の信号を本来よりも小さくし、分解能を悪化させる。

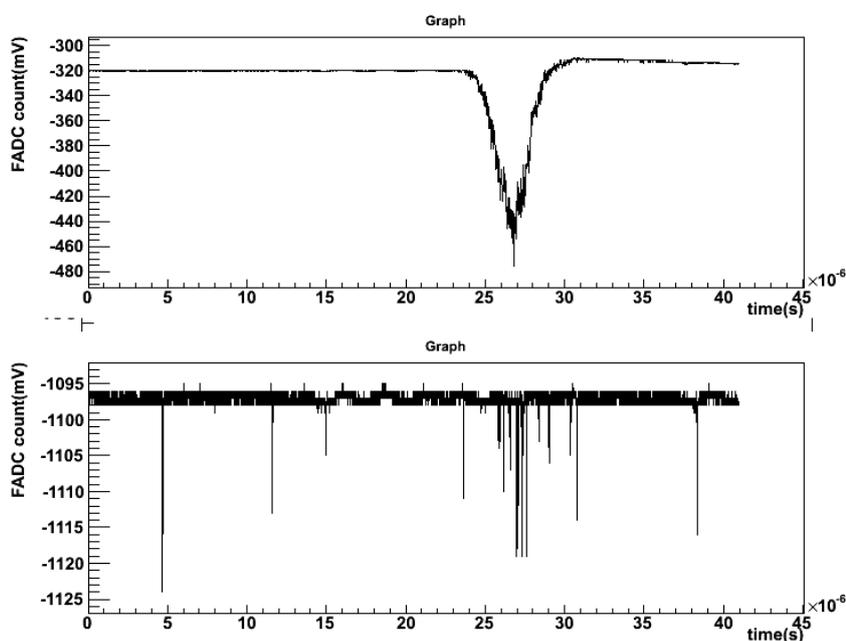


図 4.32: MEGPMT、二号機における、ELCC の信号波形（上）及び VETOPMT の信号波形（下）の例

図 4.34 は ELCC の信号の積分値のヒストグラムである。前節の UVPMT に比べ、明らかに分解能が悪化していることがわかる。

deconvolution

分解能を正しく評価するためには信号波形を再構成する必要がある。まずは信号が AC カップリング（ハイパスフィルター）によってどのようにゆがむかについて考察し、その後波形の補正方法を述べる。

ハイパスフィルター（CR 微分回路）を図 4.35 に示す。

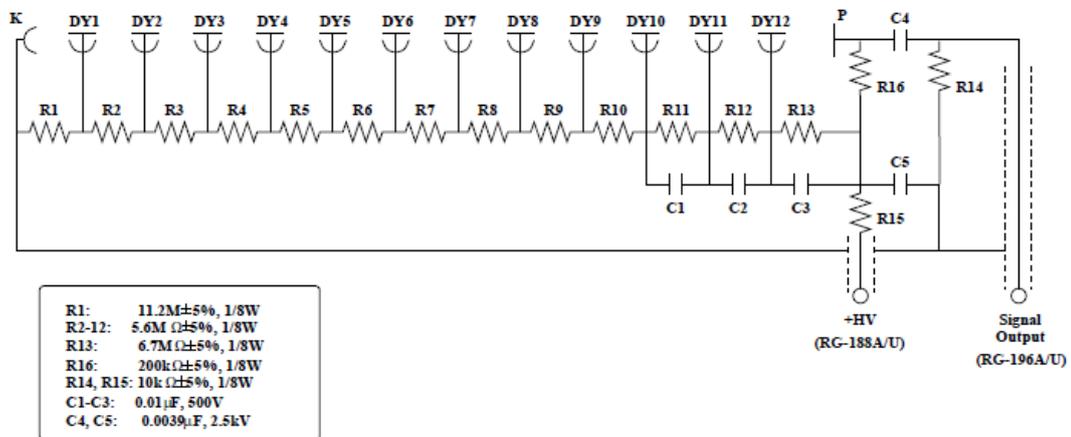


図 4.33: PMT R6041Q の回路図 [15]

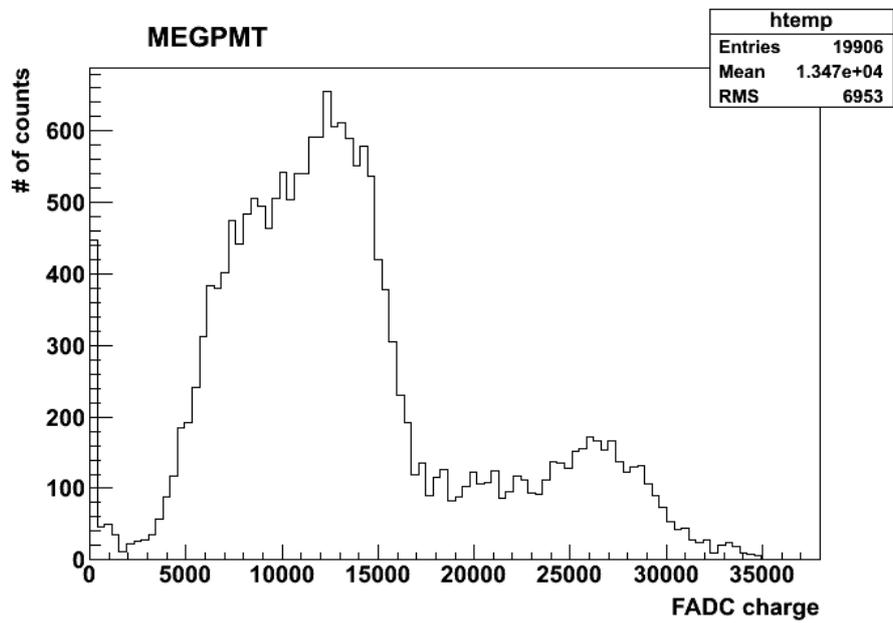


図 4.34: MEGPMT での ^{241}Am のエネルギー分布

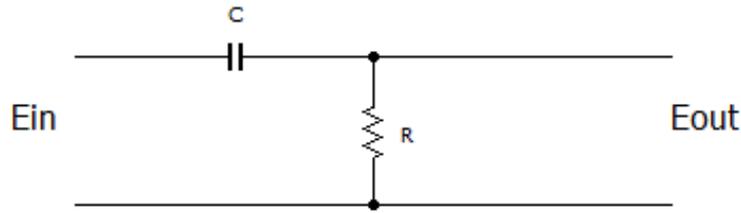


図 4.35: CR 微分回路

コンデンサに蓄えられる電荷を $Q(t)$ とすると入力電圧と出力電圧の間には、

$$E_{in} = \frac{Q(t)}{C} + E_{out} \quad (4.2)$$

の関係がある。これを時間微分すると、

$$\frac{dE_{in}}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} + \frac{dE_{out}}{dt} \quad (4.3)$$

$$\frac{dE_{in}}{dt} = \frac{i}{C} + \frac{dE_{out}}{dt} \quad (4.4)$$

となる。 $E_{out} = iR$ であり、 $RC = \tau$ とおくと、

$$E_{out} + \tau \frac{dE_{out}}{dt} = \tau \frac{dE_{in}}{dt} \quad (4.5)$$

を得る。

ここで、時定数 τ が十分小さいとして、左辺第二項を無視すると、

$$E_{out} \simeq \tau \frac{dE_{in}}{dt} \quad (4.6)$$

となる。すなわち時定数が小さい場合、この回路は入力波形 E_{in} の時間微分に比例する出力波形 E_{out} を作る。

次に時定数が長い場合を考える。このとき式 4.5 の左辺第一項は無視できて、

$$\tau \frac{dE_{out}}{dt} \simeq \tau \frac{dE_{in}}{dt} \quad (4.7)$$

を得る。積分定数をゼロとすると、

$$E_{out} \simeq E_{in} \quad (4.8)$$

であり、この回路は入力波形をそのまま通過させる。

さて、実際の波形の処理について考える。ここでは信号波形を図 4.36 のようなステップ関数の重ね合わせであると考え、FlashADC のサンプリング (10ns 間隔) ごとの電圧差をステップ関数だと思ふのである。ステップ電圧入力

$$E_{in} = \begin{cases} E & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (4.9)$$

に対して、出力は、

$$E_{out} = Ee^{-t/\tau} \quad (4.10)$$

である。すなわちステップ関数の鋭い立ち上がり（立下り）を素通りさせ、そのあとは時定数に従って減衰する出力波形となる。（図 4.37）

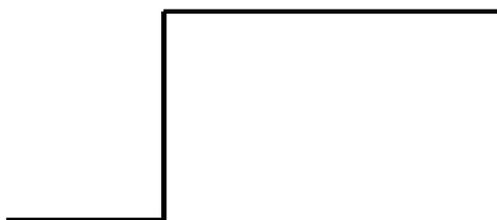


図 4.36: ステップ関数

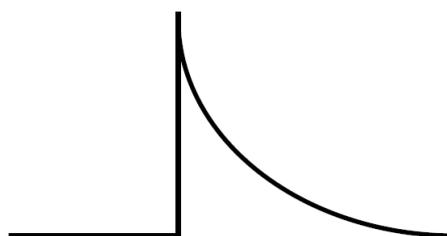


図 4.37: ハイパスフィルターを通った後のステップ関数

そのため、deconvolution は以下のような手続きとなる。ある時刻 t_1 と $t_1 + 10\text{ns}$ におけるステップ関数について、時刻 $t > t_1$ であるすべてのサンプルに対して、減衰分の補正を加える。

$$E_{dec}(t) = E(t) + \Delta E_1(1 - e^{(t-t_1)/\tau}) \quad (4.11)$$

ここで、 ΔE_1 は時刻 t_1 と $t_1 + 10\text{ns}$ での電圧差である。これをすべてのステップについて行うのである。

この手続きによって波形が再構成される様子を図 4.38、4.39 に示す。deconvolution によって波形のオーバーシュートが改善されているのがわかる。

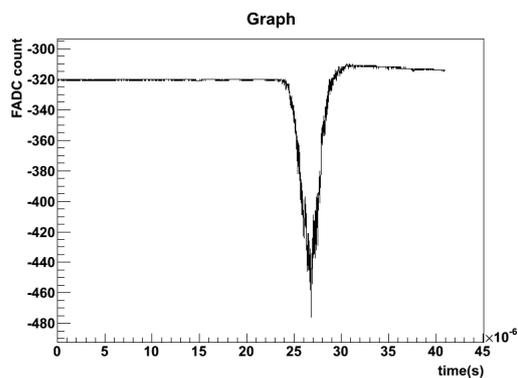


図 4.38: deconvolution 前の波形

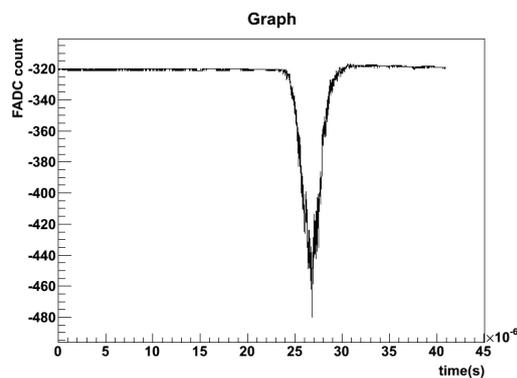


図 4.39: deconvolution 後の波形

光量の時間変化

図 4.40 は deconvolution の処理を施した後の ELCC の信号の積分値とイベントナンバーの二次元ヒストグラムである。このデータは 6,922 秒をかけて 100,000 イベントを取得したものである。UVPMT の二号機での実験 (図 4.9) と比較するとデータ取得時間は同程度であるが、明らかに本実験のほうが光量の減少が大きい。これは PMT の材質以外の影響を受けてしまったものと考えられる。

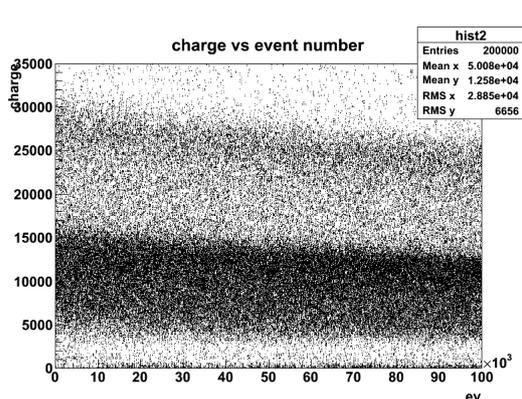


図 4.40: MEGPMT における、FADC の積分値とイベント数 (経過時間) のグラフ

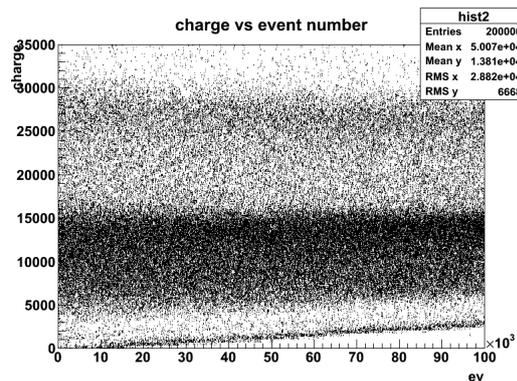


図 4.41: MEGPMT における、光量を補正した FADC の積分値とイベント数 (経過時間) のグラフ

これに光量の補正を行った、補正前後の ELCC の信号の積分値のヒストグラムを図 4.42、4.43 に示す。ピークがより鮮明になっている。

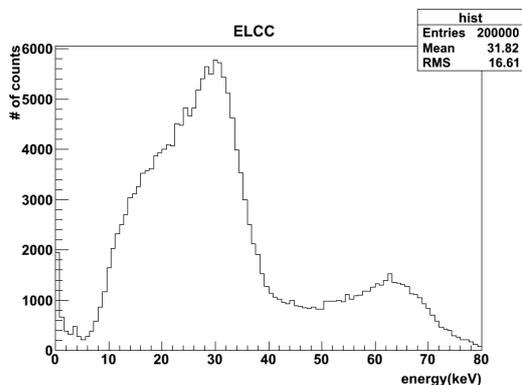


図 4.42: MEGPMT、二号機における光量を補正する前の ^{241}Am のエネルギー分布

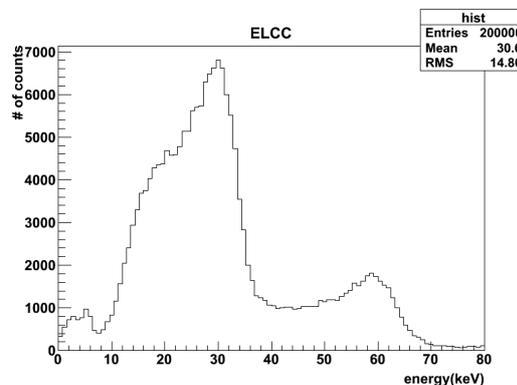


図 4.43: MEGPMT、二号機における光量を補正した後の ^{241}Am のエネルギー分布

VETO 分布

図 4.44、図 4.45 に VETOPMT の信号の積分値のヒストグラムを示す。積分値が 0 のペDESTAL があり、200 付近にピークを持ち、高値側にだらだらとした分布が見える。今回は積分値が 30 以上のイベントについては VETO することとした。

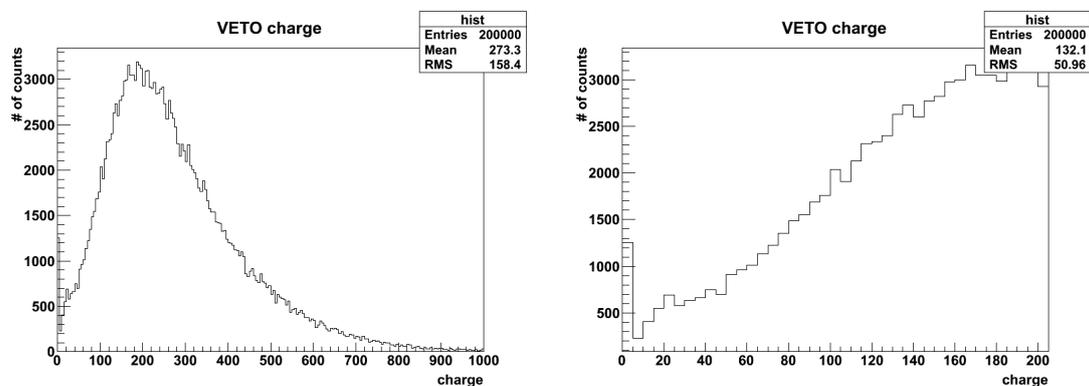


図 4.44: MEGPMT、二号機を用いた実験での VETO 信号の積分値分布
 図 4.45: MEGPMT、二号機を用いた実験での VETO 信号の積分値分布 (0 付近の拡大図)

分解能の評価

図 4.43 に光量の補正後の ELCC の信号の積分値のヒストグラムを示す。同様に VETO によるカットをかけたヒストグラムを図 4.47 に示す。低値側のエスケープピーク、と ^{241}Am の 59.5keV の信号のピークが見えている。

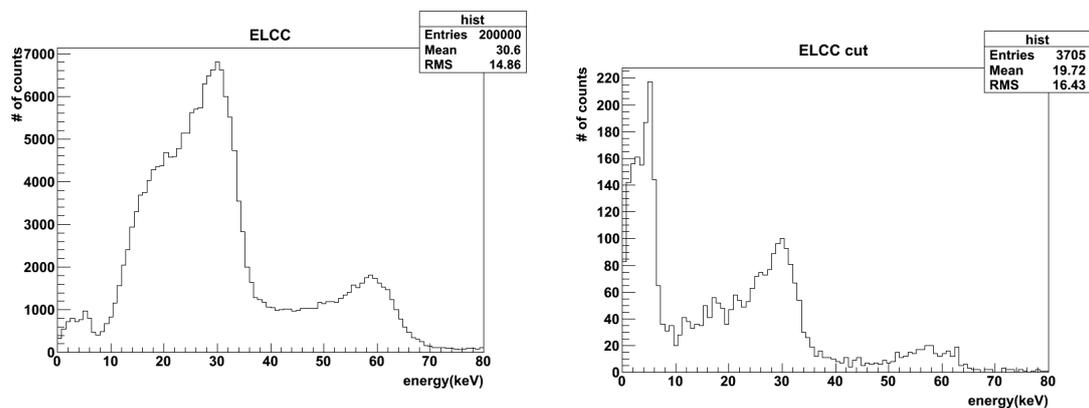


図 4.46: 再掲図 4.43 MEGPMT、二号機を用いた実験での、VETOPMT の信号によるカットをかける前の、光量を補正した ^{241}Am のエネルギー分布
 図 4.47: MEGPMT、二号機を用いた実験での、VETOPMT の信号によるカットをかけた後の、光量を補正した ^{241}Am のエネルギー分布

エスケープピークから分解能の評価を行った結果と、キセノンの二重ベータ崩壊の Q 値に換算した分解能を表 4.4 に示す。veto のカットにより、分解能が向上している。しかし UVPMT よりも分解能は悪いという結果になった。

	カット前	カット後
29.8keV ピーク	29.3%	22.6%
2459keV 換算	3.2%	2.5%

表 4.4: MEGPMT を用いた ELCC 二号機の分解能

光子数への換算

暗電流の積分値と時間幅の二次元ヒストグラムを図 4.48 に示す。

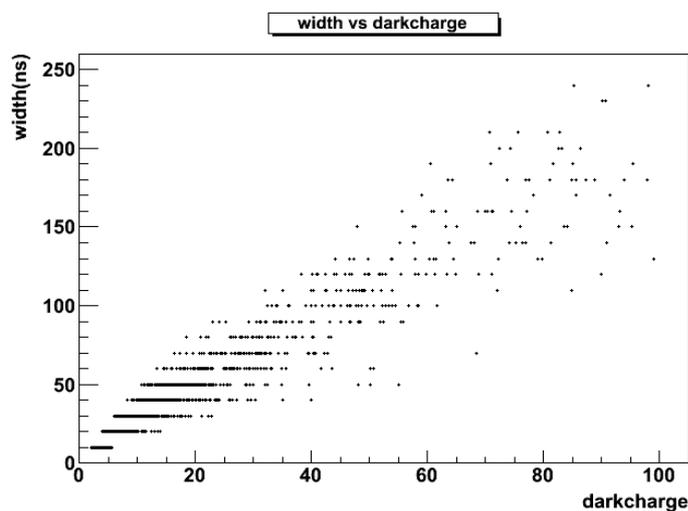


図 4.48: MEGPMT、二号機での暗電流の積分値 vs 時間幅

UVPMT と同様に、時間幅の大きいものほど積分値も大きいことがわかる。暗電流の時間幅のヒストグラムを図 4.49 に示す。ここから一光子の時間幅は 40ns 未満と決定した。

暗電流の積分値のヒストグラムを図 4.50 の黒いヒストグラムで示す。時間幅 40ns 未満のものは赤いヒストグラムで描かれている。

積分値の大きなものがカットされ、残ったものの平均を 1 光子の積分値であると考え。MEGPMT では 4.418 である。光量を補正し、VETO によるカットをかけたあとのデータを用い 29.8keV ピークを光子数に換算すると、3090 光子となる。

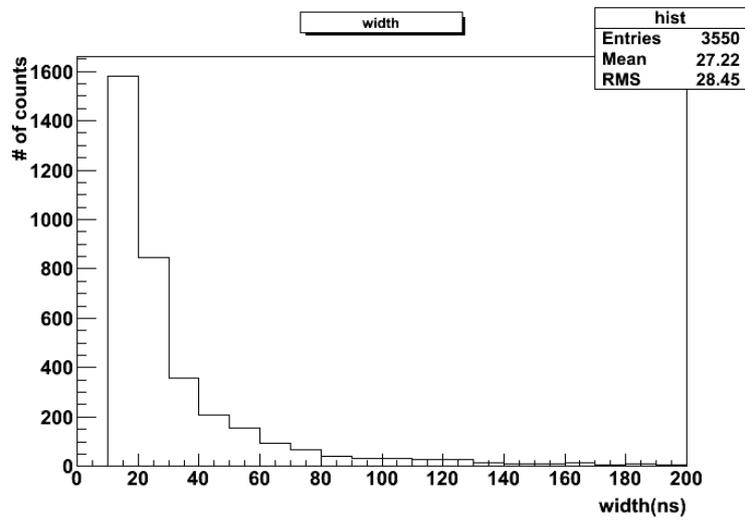


図 4.49: MEGPMT、二号機での暗電流の時間幅のヒストグラム

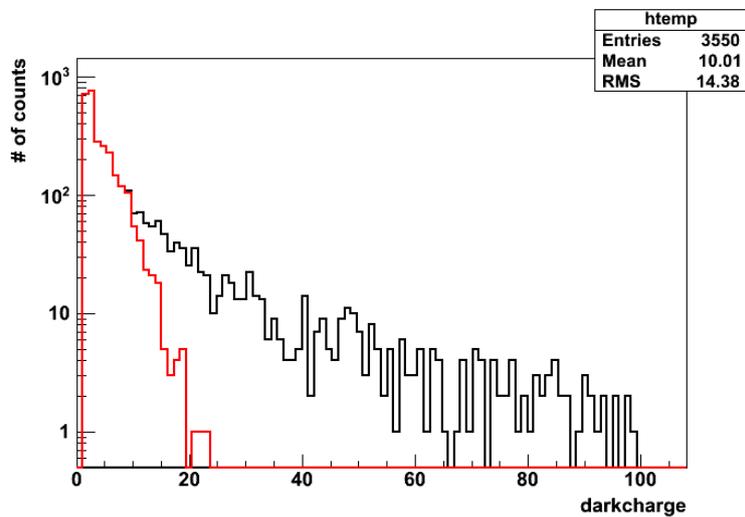


図 4.50: MEGPMT、二号機での暗電流の積分値のヒストグラム (黒)、うち時間幅 40ns 未満のもの (赤)

4.3.3 H8711-406 (マルチアノード PMT) による測定

ELCC の飛跡検出能力を確認するため、三号機とマルチアノード PMT H8711-406 を用いてセルごとの読み出しを行った。測定条件について表 4.5 に示す。以下では測定結果について述べる。

	アノード電圧 (kV)	ドリフトメッシュ電圧 (kV)	信号閾値 (mV)
マルチアノード PMT、三号機	-4.0	-4.4	-120
	EL 増幅電場 (kV/cm)	ドリフト電場 (V/cm)	PMT 印加電圧 (V)
マルチアノード PMT、三号機	8.0	73	-780

表 4.5: マルチアノード PMT を用いた実験における測定条件

トリガーシステム

イベントトリガーには 16 チャンネルのうち中央の 1 チャンネル (6ch) を用いた。EL 光は数 μs にわたって発光が起こるが、マルチアノード PMT では光量が不足し、UVPMT や MEGPMT のようななめらかな波形にならず、ギザギザとした針状のパルスが重なった波形となる可能性がある。そのため、トリガーに用いるチャンネルがパルスを発してから $1\mu\text{s}$ 以内に次のパルスが入射したようなものを EL 信号であるとしてトリガーするという手法をとった。

信号波形

図 4.51 に各チャンネルの信号波形の例を示す。グラフの配列はそのままマルチアノード PMT の各チャンネルの受光面の配列に相当する。ある 1 セル (10ch) が大きく光っていることが確認できる。

光量分布

各チャンネルの波形を積分し、光量の分布としてプロットする。積分のアルゴリズムは UVPMT で述べた方法とほとんど同じである。ベDESTAL を計算したのち、信号領域のサンプルについて、ベDESTAL を差し引き、閾値をこえたものを足しあげる。

閾値は各チャンネルごとにベDESTAL のふらつきから決める。図 4.52 に各チャンネルのベDESTAL のふらつきのヒストグラムを示す。これは 500 イベントのデータのベDESTAL 領域のサンプルから、ベDESTAL を差し引いたもののヒストグラムである。

ここから、各チャンネルについて閾値は表 4.6 のように設定した。

いくつかのイベントについて、波形と光量の分布を示す。1 セルないし 2 セルが大きく発光しており、これは電離電子が数 mm から 1cm 程度の広がりを持つことを示している。

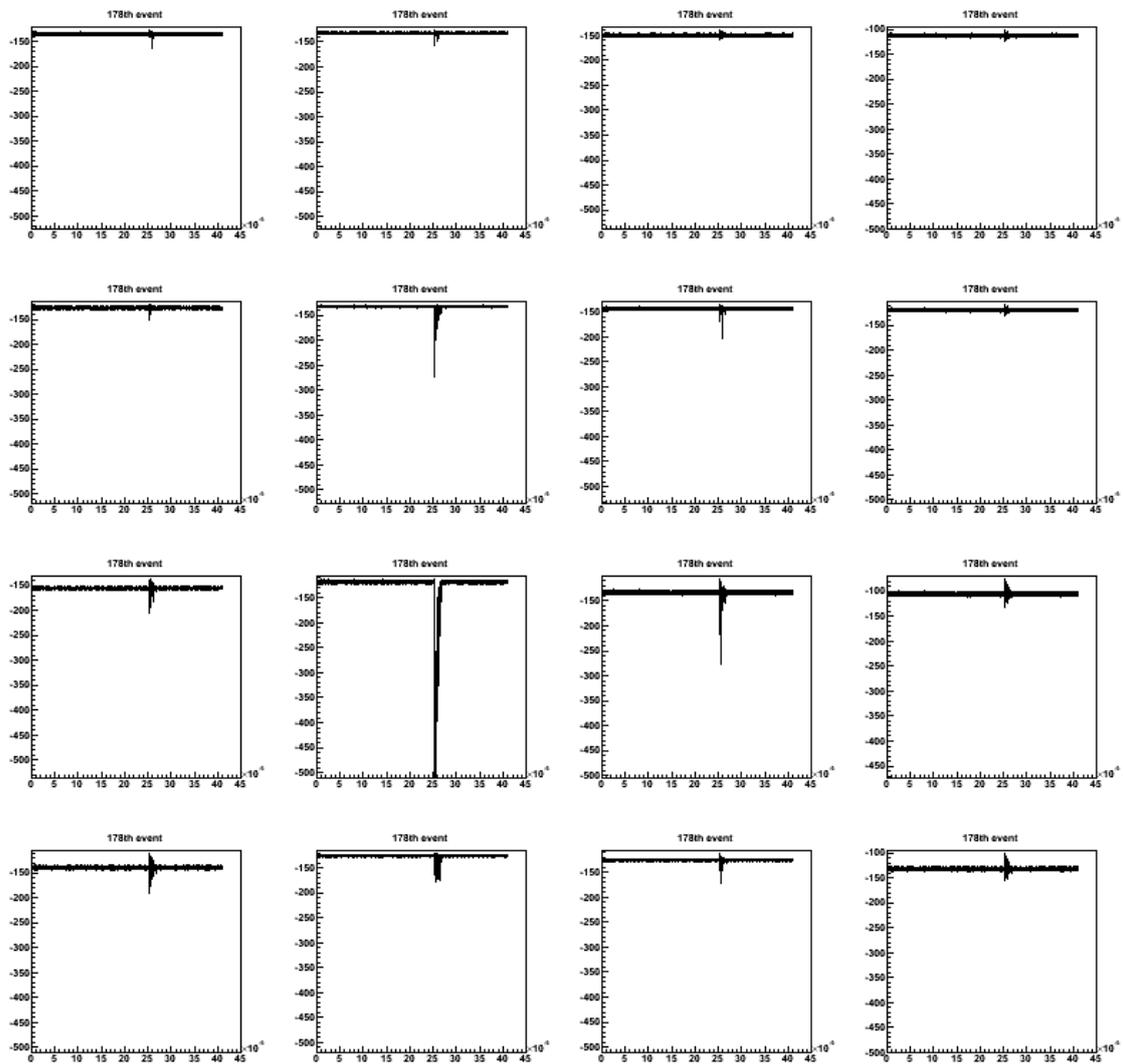


図 4.51: マルチアノード PMT、三号機での信号波形の例

1ch	2ch	3ch	4ch	5ch	6ch	7ch	8ch
-3mV	-2mV	-3mV	-3mV	-4mV	-3mV	-3mV	-4mV
9ch	10ch	11ch	12ch	13ch	14ch	15ch	16ch
-3mV	-4mV	-4mV	-4mV	-5mV	-3mV	-3mV	-5mV

表 4.6: マルチアノード PMT の各チャンネルの積分の閾値

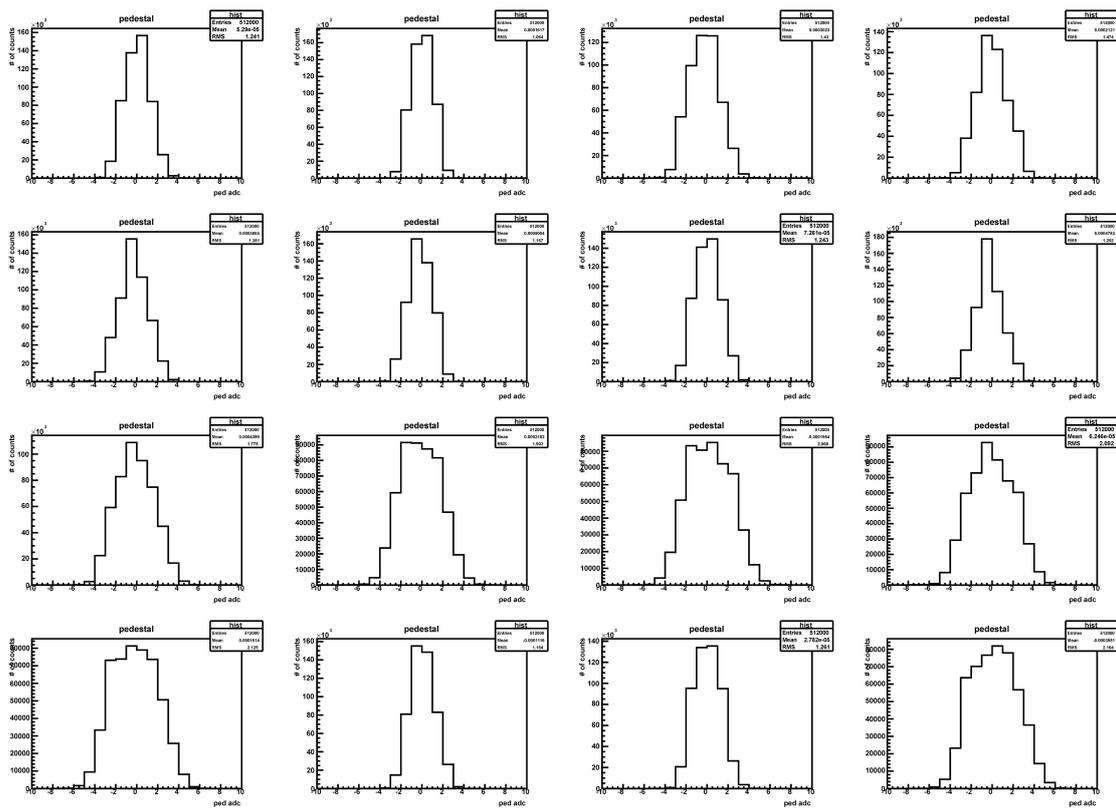


図 4.52: マルチアノード PMT、三号機での、各チャンネルのペダスタルのふらつき

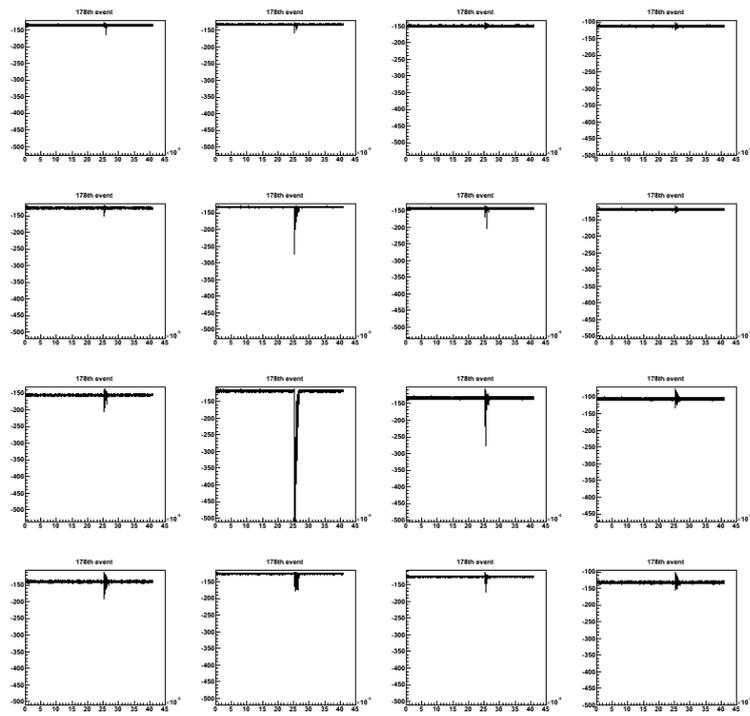


図 4.53: マルチアノード PMT、三号機での信号波形の例 1

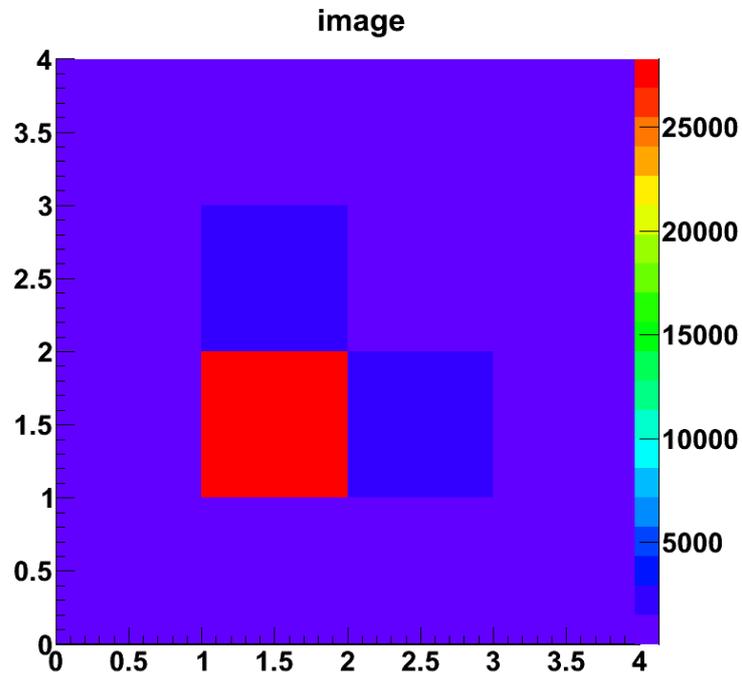


図 4.54: 信号波形の例 1 の光量分布

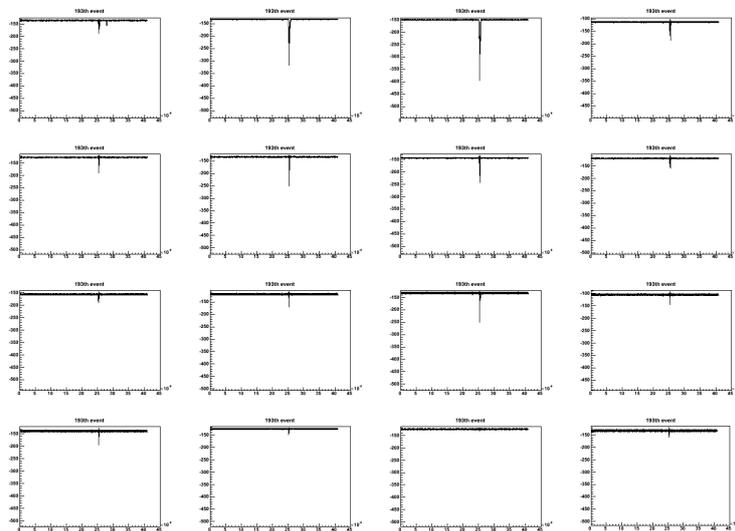


図 4.55: マルチアノード PMT、三号機での信号波形の例 2

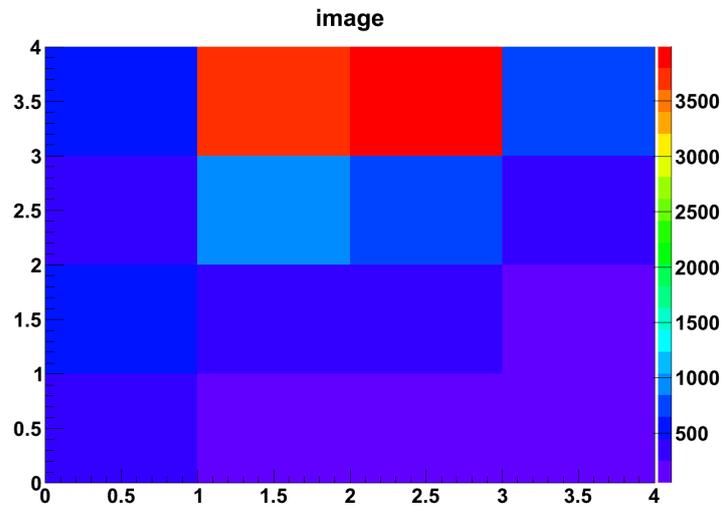


図 4.56: 信号波形の例 2 の光量分布

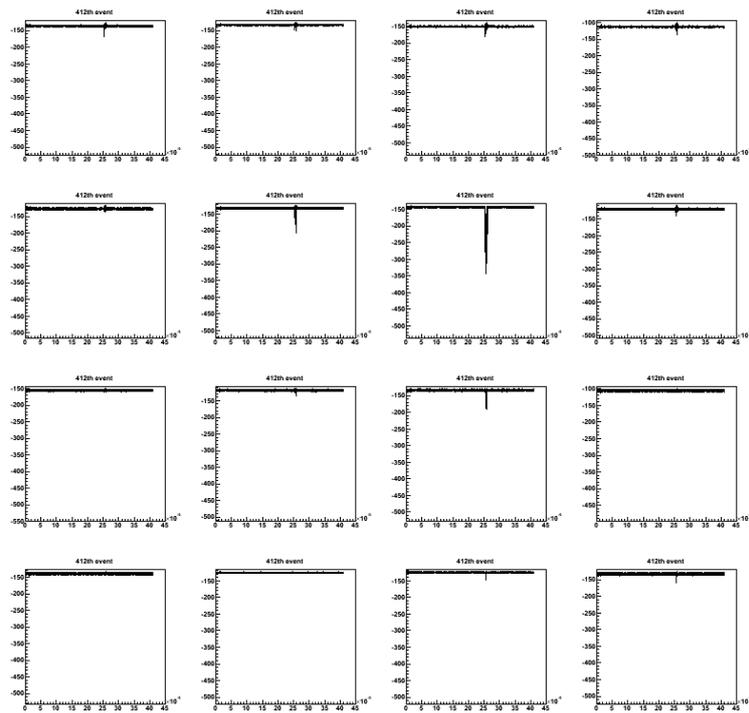


図 4.57: マルチアノード PMT、三号機での信号波形の例 3

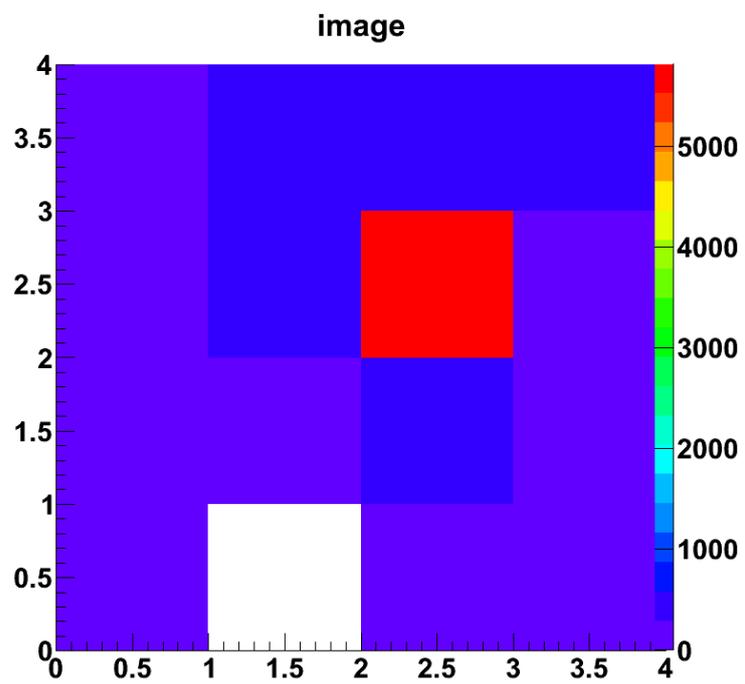


図 4.58: 信号波形の例 3 の光量分布

4.4 アウトガス

本研究では時間とともに検出器の光量が低下している。この原因として、不純物ガスの影響が考えられる。真空容器内部に入った PMT やその他の構造物がどの程度のガス放出を行っているかを評価するため、真空容器内部に入れるものを段階的に変化させたうえで真空引きを行い、バルブを閉じたのちに真空が悪化していくさまを測定した。中に入れたものは以下のものである。

1. チェンバーのフィードスルーのついたフランジをブランクフランジに変更したもの（中には何も入らない）
2. フィードスルーフランジのみ（中には何も入らない）
3. フィードスルーフランジ+ UVPMT とフランジから支える治具
4. フィードスルーフランジ+ UVPMT とフランジから支える治具+ ELCC + フィールドケージ（二号機）
5. フィードスルーフランジ+ MEGPMT とフランジから支える治具

表 4.7 にそれぞれの到達圧力、平均単位時間アウトガス量を示す。

	到達圧力 (Pa)	平均単位時間アウトガス量 (Pa/s)
1.	3.3×10^{-5}	1.77×10^{-5}
2.	2.4×10^{-5}	3.43×10^{-5}
3.	3.8×10^{-4}	1.22×10^{-2}
4.	9.4×10^{-4}	1.96×10^{-2}
5.	1.2×10^{-4}	2.72×10^{-3}

表 4.7: チェンバー内に入れたものと到達圧力、平均単位時間アウトガス量の関係

チェンバー内にもものを入れなければ、 10^{-5} Pa の超高真空領域に近づくことは可能であるが、それでも排気をやめると徐々に真空は悪化してゆく、これはチェンバー表面が水分子等によって汚染されているためと考えられる。中にもものをいれるとその傾向はより顕著である。アウトガス量を増大させている原因は PMT + 治具と ELCC + フィールドケージであるが、PMT と ELCC + フィールドケージのアウトガスへの寄与は同程度であり、ELCC + フィールドケージの材質を改善しても到達圧力を劇的に小さくすることは難しいと推測される。

ところで、この測定では MEGPMT は同じ条件での UVPMT に比べアウトガス量は 0.22 倍であるが、ELCC の分解能測定では不純物ガスの混入による光量の低下は MEGPMT のほうが大きかった。これはアウトガス量が PMT の保管状況に依存しているためであると予想される。アウトガスの主な成分は水であるが、一度十分に排気され水蒸気として放出したのち、乾燥した環境（キセノン中）によって保管されていた場合、それ以上材料が汚染されることはないため、次に排気された際のアウトガス量は減少する。実際に UVPMT の実験では、掲載したデータを取得する以前に 2 度排気とキセノンの導入を行っているのに対し、MEGPMT では 1 度しか行われていない。材

料によるアウトガスの影響を正確に測りたい場合は、事前に十分な排気を施した上で、同じ条件で保存したものをを用いて行うべきである。

第5章 考察

5.1 期待される信号の大きさと統計的ゆらぎ

観測される信号の大きさやエネルギー分解能は種々の要因で決まっている。本研究において、ガンマ線が光電吸収されてから、エレクトロルミネッセンス光がPMTによってとらえられるまでの過程を考えると、

1. 光電吸収によって生じた光電子が周囲のキセノン原子を電離する。
2. 電離電子がフィールドケージ内をドリフトする。
3. ドリフトしてきた電子がELCCに吸い込まれる。
4. EL増幅が起こる。
5. ELCC下部のPMTで検出される。

となるが、これらにはそれぞれ次のような統計的ゆらぎがあり、分解能を悪化させる。

1. イオン対生成数のゆらぎ
2. 電子がドリフト中に不純物ガスによって吸収されてしまうことによるゆらぎ
3. 電子がELCCに吸い込まれるか否かのゆらぎ（ELCC開口率）
4. EL増幅のゆらぎ
5. 光子の検出効率のゆらぎ

これに加えてPMTの一光子の分解能（PMTの増幅ゆらぎやFADCの分解能による）もエネルギー分解能に寄与する。以下ではこれらの過程を順を追って考察する。また、定量的な評価ができていない要因については、その他の寄与としてまとめる。これらの寄与の合計と測定結果の比較については5.4節で議論する。

5.1.1 イオン対生成

光電効果によって生じた光電子はキセノン中を通過する際に、電離作用によってイオン対を生成する。このイオン対の数の平均 $N_{i,p}$ はガンマ線のエネルギー E をイオン対生成エネルギー（W値） ϵ で割ることによって得られる。イオン対の生成される確率分布がポアソン分布に従うと仮定する

と、分散 $\sigma_{N_{i,p}}^2$ は E/ϵ で与えられる。しかし実際にはイオン対の生成過程は独立ではなく、分散は F 倍小さくなることが知られている。すなわち、 $\sigma_{N_{i,p}}^2 = FE/\epsilon$ となる。この係数 F をファノ因子と言う。キセノンの W 値は 22.1eV/ion pair であり、ファノ因子は 0.13 である [10]。 $E = 29.8\text{keV}$ のとき、 $N_{i,p} = 1350$ 、 $\sigma_{N_{i,p}}^2 = 175$ である。

5.1.2 ドリフト中の電離電子の吸収

電離電子の一部は、ELCC に向かってドリフトする途中で電気陰性の分子によって捕獲され、失われてしまう。電子が電気陰性分子に捕えられるまでの平均時間として、電子の平均寿命 τ_e を導入する。すると、電離電子数 N の時間変化は以下の式で与えられる [10]。

$$N(t) = N_{i,p}e^{-t/\tau_e} \quad (5.1)$$

電子の寿命は不純物ガスの種類と密度に依存する。以下では、ドリフト時間の平均を \bar{t} として、電子がドリフト後生き残る確率 $p = e^{-\bar{t}/\tau}$ の二項分布に従うと仮定する。するとドリフト後の電子数の平均値 $N = pN_{i,p}$ と表される。このとき N の分散 σ_N^2 は、

$$\begin{aligned} \sigma_N^2 &= p(1-p)N_{i,p} + \left(\frac{\partial N}{\partial N_{i,p}}\right)^2 \sigma_{N_{i,p}}^2 \\ &= p(1-p)N_{i,p} + p^2FN_{i,p} \\ &= ((1-p) + pF)N \end{aligned} \quad (5.2)$$

で表される。生き残る確率 p の具体的な値は、アウトガスと、そこから求められる不純物ガスの密度から決まる。これについては続く 5.2 節で述べる。

5.1.3 ELCC 開口率

電離電子は電気力線に従ってドリフトするが、すべての電離電子を ELCC で収集するにはこの電気力線がすべて ELCC に入ってゆく必要がある。この ELCC 開口率を ϵ_o で表すと、ELCC に入る電子数 $N_{el} = \epsilon_o N$ となる。この過程が二項分布に従うと仮定すると、 N_{el} の分散 σ_{el}^2 は

$$\begin{aligned} \sigma_{N_{el}}^2 &= \epsilon_o(1-\epsilon_o)N_{el} + \left(\frac{\partial N_{el}}{\partial N}\right)^2 \sigma_N^2 \\ &= \epsilon_o(1-\epsilon_o)N + \epsilon_o^2((1-p) + pF)N \\ &= ((1-\epsilon_o) + \epsilon_o(1-p) + \epsilon_o pF)N_{el} \end{aligned} \quad (5.3)$$

と与えられる。図 5.1、5.2 にそれぞれ二号機（アノード径 2mm）と三号機（アノード径 2.5mm）における ELCC のアノード付近での等ポテンシャル面の有限要素法による計算結果を示す。三号機では全領域で電子が収集可能であるが、二号機においては図の赤矢印の領域ではもはや電子が収集できないことがわかる。ここから二号機における ELCC 開口率は大まかには 60% 程度と見積もられる。

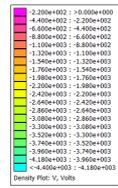
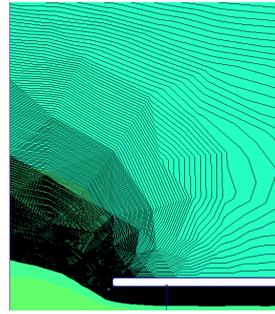
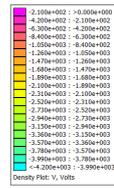
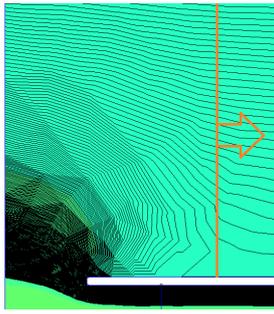


図 5.1: ELCC 二号機アノード穴付近での等ポテンシャル面 図 5.2: ELCC 三号機アノード穴付近での等ポテンシャル面

5.1.4 EL 増幅

以下では ELCC での増倍率（1 個の電子が発生させる光子数）の平均を g とする。すると増幅によって得られる光子数の期待値 $N_{ph} = gN_{el}$ となる。この増幅は電子がキセノンと衝突する確率過程であるため、 g はゆらぎを持つ。また、増幅電場の不均一や、電子の入射経路によっても g は異なる値をとると考えられる。これらをまとめて、 g のゆらぎを σ_g とする。すると光子数 N_{ph} の分散 $\sigma_{N_{ph}}^2$ は、

$$\begin{aligned}\sigma_{N_{ph}}^2 &= N_{el}\sigma_g^2 + \left(\frac{\partial N_{ph}}{\partial N_{el}}\right)^2 \sigma_{N_{el}}^2 \\ &= \frac{N_{ph}}{g}\sigma_g^2 + g^2((1 - \epsilon_o) + \epsilon_o(1 - p) + \epsilon_o pF)N_{el} \\ &= \left(\frac{\sigma_g^2}{g} + g(1 - \epsilon_o) + g\epsilon_o(1 - p) + g\epsilon_o pF\right)N_{ph}\end{aligned}\quad (5.4)$$

と表される。

増倍率 g の具体的な値は EL 増幅の式 2.2 から得られる。UVPMT、二号機では $g = 230$ 、UVPMT、三号機では $g = 245$ 、MEGPMT、二号機では $g = 230$ である。 σ_g については 5.4 節で考察する。

5.1.5 光子の検出効率

EL 増幅による光子 N_{ph} 個のすべてが検出されるわけではない。以下のような理由によって、光量は落ちてゆく。これらをまとめて光量が δ 倍に落ちるとすると、検出される光子数 $N_{det} = \delta N_{ph}$ は二項分布に従い、その分散 $\sigma_{N_{det}}^2$ は、

$$\begin{aligned}\sigma_{N_{det}}^2 &= \delta(1 - \delta)N_{ph} + \left(\frac{\partial N_{det}}{\partial N_{ph}}\right)^2 \sigma_{N_{ph}}^2 \\ &= \delta(1 - \delta)N_{ph} + \delta^2\left(\frac{\sigma_g^2}{g} + g(1 - \epsilon_o) + g\epsilon_o(1 - p) + g\epsilon_o pF\right)N_{ph} \\ &= \left((1 - \delta) + \frac{\delta\sigma_g^2}{g} + \delta g(1 - \epsilon_o) + \delta g\epsilon_o(1 - p) + \delta g\epsilon_o pF\right)N_{det}\end{aligned}\quad (5.5)$$

と表される。

ELCC の構造によるもの

EL 光が検出されるには、ELCC 下部の PMT に光が届く必要がある。EL 光の発光は等方的であるから、上方に向かって飛び出した光子は検出されず、光量は約半分落ちる。次に下方に飛び出した光子のうちいくらかは、グラウンドメッシュで反射してしまう。メッシュは $\phi 0.03\text{mm}$ 、100mesh/inch であり開口率は約 78% である。さらにメッシュのしたの PTFE 層で反射した光のうちいくらかは上方に向かうため、PMT で検出されない。乱反射をすると仮定すれば、1度の反射で光量の約半分が失われることになる。

PTFE の紫外光に対する反射率

PTFE は紫外光に対する良い反射材であり、キセノンの発光波長付近の 175nm での反射率は 55% である。しかし、そこから反射率は急激に低下し、170nm 以下では反射は見られなくなる [10]。図 5.3 に希ガスの発光波長と強度のグラフを示す。キセノンの発光波長は 150nm から 200nm 程度までの広がりを持ち、175nm 以上（図の赤矢印の部分）はだまかに見積もって 20% である。そのためキセノンからの紫外光に対する PTFE の反射率は、おおまかには $55 \times 0.20 = 11\%$ 程度であると見積もられる。

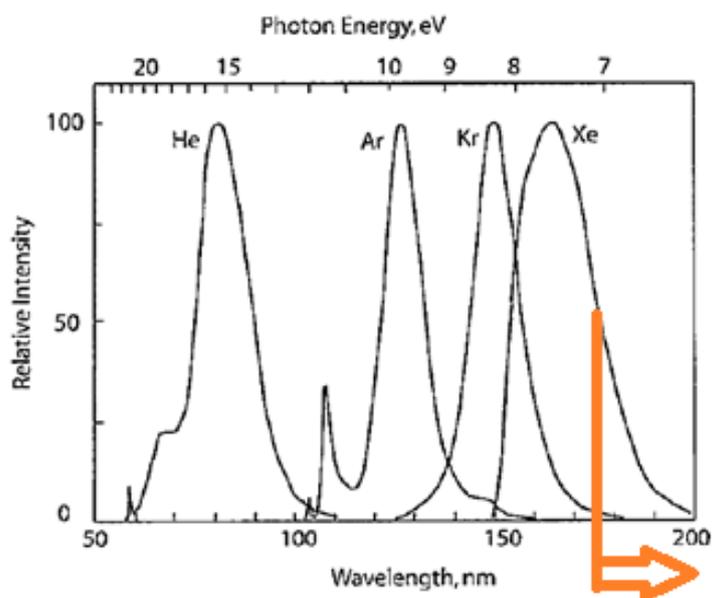


図 5.3: ヘリウム、アルゴン、クリプトン、キセノンの発光波長と相対強度 [10]

PMT の量子効率

PMT の信号は、入射光子が PMT の光電面の電子をたたき出すことによって生じる。しかし入射光子のすべてが光電子に変換されるわけではない。PMT の窓ガラスは入射光子の一部を吸収する。また光電面の電子が光子からエネルギーを受け取っても、光電面物質内の電子との衝突によってエネルギーを失い、光電面から飛び出すことができないこともある。これらは確率過程であり、光電子の数を入射光子の数で割ったものを量子効率と呼ぶ。

本研究で用いた UVPMT の場合、窓ガラスには合成石英、光電面にはバイアルカリが使用されている。この組み合わせの PMT について、量子効率は 28% 以上であるという報告がある [16]。以下では UVPMT の量子効率は約 30% であるとする。

PMT 窓での吸収と反射

前項で扱った量子効率は光が PMT 窓に対して垂直に入射した場合を考えている。光が窓に対して斜めに入射した場合、窓を通過する距離はより長くなり、吸収が起きやすくなる。また境界面での反射もより大きくなる。合成石英の屈折率は 1.561 である。

以上の要素を踏まえて、検出効率 δ を Geant4 でシミュレーションし、評価した。シミュレーションのジオメトリの断面図を図 5.4 に示す。PTFE に径 3.8mm、高さ 9mm の穴が開いている。このうち上部の入口から 5mm の区間で EL 増幅が起こる。増幅部の終端はグラウンドメッシュ電極であり、開口率は 78% であるため、この位置に透過率 78% の膜を設置してある。光は反射を繰り返して、一部が下部の PMT 窓に到着する。この窓の屈折率は 1.561 である。

このような条件のもと、EL 増幅部でランダムに 170nm の光を発生させ、PTFE での反射率を 11% としてシミュレーションした。結果、PMT に到達した光は 6.1% であった。光の検出効率 δ は $6.1\% \times (\text{量子効率})$ で表される。量子効率が 30% であるとすれば、 $\delta = 1.83\%$ である。

検出効率が低いのは PTFE の紫外光に対する反射率が低いためと考えられる。検出効率向上のため、メッシュ電極と PMT の距離を 4mm から 2mm に変更したシミュレーションの結果は $\delta = 2.64\%$ であった。この領域は PMT のアノードが窓に近く、グラウンドメッシュ電極と密着するのを避けるために設けているものであり、ゼロにすることはできない。

5.1.6 一光子の分解能

最後に、光子が検出された際、一光子あたりの信号の大きさのゆらぎも分解能に寄与することとなる。これは PMT の増幅率のゆらぎや、FADC の電圧に対する分解能に基づく。一光子の分解能の分散 σ_{1pe}^2 による、信号の分散への寄与は

$$\sigma_{1pe}^2 N_{det} \tag{5.6}$$

で与えられる。

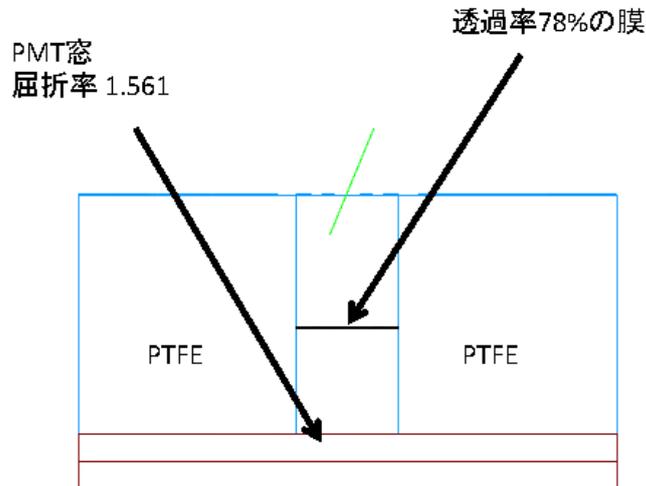


図 5.4: Geant4 による ELCC の光収集効率のシミュレーションのジオメトリ

σ_{1pe} は 4 章の UVPMT、MEGPMT それぞれについて光子数への換算を行った際の一光子の FADC 積分値の値と RMS の比から求めることができる。UVPMT、二号機では 0.778、UVPMT、三号機では 0.695、MEGPMT、二号機では 0.673 である。一光子の分解能は 70 ~ 80% 近くゆらいでいるが、これは光検出器を MPPC にすることによって大幅に改善すると期待される。

5.1.7 その他の寄与

今までに挙げたもの以外にも、エネルギー分解能に寄与する要因は存在する。本研究では分解能の評価は K_{α} のエスケープピーク 29.8keV を用いて行ったが、実際にはその近くに K_{β} のエスケープピーク 25.7keV があり、この 2 つのピークが重なることによって分解能は悪化している。この影響の評価には K_{α} 線と K_{β} 線の放射強度に関する情報が必要となるが、現状では得られていない。

また、VETO によるカットが十分でないことも挙げられる。VETO セルからの光が十分に検出されなかったり、電離電子がアノードやドリフトメッシュにあたることによって本来よりも小さな信号となってしまふ。これによってピークは低値側に余分の広がりを持つことになる。これを防ぐためには検出器を大型化し、光電子の飛程に比べて有感領域を大きくすることが必要である。

5.2 キセノンの純度と失われる信号

電離電子がキセノン中をドリフトする際、電気陰性の不純物原子や分子 AB に電子が付着し、信号が失われることがある。この過程として以下の三種類が考えられる [10]。

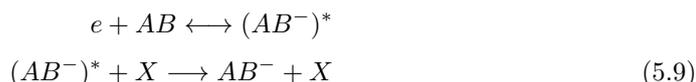
1. 放射型付着



2. 分裂型付着



3. 二段階 Bloch-Bradbury[18] 反応として理解される三体型付着



ここで X はガス中で多い割合を占める原子や分子であり、電子と電気陰性分子の結合エネルギーを持ち去る役割を持つ。放射型付着（式 5.7）の反応断面積は小さく、分裂型付着は閾値をもつ過程である。そのため、電子付着の基本的な過程は式 5.9 の三体型付着となる。

以下では電気陰性分子として酸素 O_2 を仮定する。電子の寿命は三体型付着によって酸素イオンの脱励起状態が生成される速度によって決まる。すなわち、



のような有効反応定数 k_{eff} と電子の寿命 τ には以下のような関係がある。

$$k_{eff}[O_2] = 1/\tau \quad (5.11)$$

ここで、 $[O_2]$ は酸素の数密度を表す。

この過程は前述のとおり二段階の Bloch-Bradbury 反応として理解される。



このとき、有効反応定数 k_{eff} は次の式であらわされる。

$$k_{eff} = \frac{k_1(k_3[O_2] + k_4[X])}{k_2 + k_3[O_2] + k_4[X]} \quad (5.16)$$

ただし、ここでは O_2^{-*} の数密度が電子の数密度に対して十分に小さいと仮定している。この仮定は k_2 が $k_1[O_2]$ より十分大きい、すなわち O_2^{-*} が電子を離すまでの時間が十分に小さいときに正しい。式 5.11、5.16 から、

$$\frac{1}{\tau[O_2]} = \frac{k_1(k_3[O_2] + k_4[X])}{k_2 + k_3[O_2] + k_4[X]} \quad (5.17)$$

を得る。逆数を取り、

$$\tau[O_2] = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_{O_2r} + k_X} \frac{1}{[X]} \quad (5.18)$$

と表される [19]。ここで r は酸素と X の数密度の比であり、 $k_{O_2}(=k_1k_3/k_2)$ と $k_X(=k_1k_4/k_2)$ は酸素と X についての三体型付着の頻度定数である。

ここから、アウトガスを酸素と仮定して電子の寿命を概算的に見積もってみる。文献 [19] によると、 $k_1 = (2 \sim 6) \times 10^{-11} \text{cm}^3/\text{s}$ 、 $k_{O_2} = (2.3 \pm 0.2) \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$ 、 $k_{Xe} = (0.085 \pm 0.005) \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$ である。キセノンは理想気体として扱い、数密度は標準状態で $[Xe] \simeq 2.7 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ である。混合比は正確には得られないが、アウトガスのデータ (表 4.7) から、平均単位時間アウトガス量を $10^{-2} \text{Pa}/\text{s}$ のオーダーとして考えると、データ取得時 (キセノン導入から数十分の間) では、不純物ガスの圧力は $10^0 \sim 1 \text{Pa}$ のオーダー、すなわち $r \sim 10^{-4 \sim 5}$ 程度であると考えられる。ここから酸素の数密度は $[O_2] \sim 10^{14 \sim 15}/\text{cm}^3$ とする。なお、アウトガスの主成分は水であるが、 $k_{H_2O} = 14 \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$ であり、今考えている混合比 r においては $k_{O_2}r, k_{H_2O}r \ll k_{Xe}$ であるため、結果にはほとんど影響しない。

これらの値から、 τ は非常に大まかに $0.4 \sim 4 \text{ms}$ と見積もられる。フィールドケージの高さは 55mm であり、電離電子が平均で約 30mm ドリフトすると仮定する。ドリフト速度は $1 \text{m}/\text{ms}$ 程度であるから、電子は約 $30 \mu\text{s}$ の間ドリフトすることになる。このとき、ドリフト後に電子が生き残る確率 $p(=e^{-t/\tau})$ は $0.93 \sim 0.99$ となり、この大きさ程度のドリフト領域では信号の減少は少ないと予想される。ただし、これよりさらにアウトガスが増えると、電子付着の影響は顕著に現れる。たとえば、寿命が 0.1ms ($[O_2] \sim 4 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ に相当する) になると、 $p \simeq 0.74$ である。

いずれにしても、電子の寿命を正確に知るためには、ドリフト時間と信号の大きさのデータが必要である。そのためには検出器に TPC の能力を持たせる必要がある。しかし、現状では線源のエネルギーが小さく、時刻 $t=0$ を決定する一次シンチレーション光が小さく、観測することができないため、ドリフト時間の情報は得られていない。今後の研究においては検出器を大型化し、検出できる線源のエネルギーを大きくし、一次シンチレーション光からドリフト時間情報を得ることで、電子の寿命を直接決定することが必要である。

5.3 期待される光子数と検出された光子数について

5.1 節での考察から期待される光子数と、実際に観測された光子数を表 5.1 に示す。MEGPMT

	UVPMT、二号機	UVPMT、三号機	MEGPMT、二号機
期待される光子数	3270	5810	3270
観測された光子数	1360	1859	3090

表 5.1: 各検出器の組み合わせにおいて期待される光子数と、実際に観測された光子数

においては 6% の精度で期待される光子数と観測値が一致したが、UVPMT については、期待される光子数よりも少ないという結果になった。この原因として、UVPMT での一光子の FADC の積分値の見積もりが間違っている可能性が考えられる。一光子の信号が小さく、FADC の分解能では検出できない場合、実際には複数個の光子である信号を一光子であると判断してしまうことになる。この対策として、PMT に印加する電圧を上げ、ゲインを上げることによって信号を検出しや

すくする方法が考えられる。あるいは他の原因として、UVPMT の量子効率の見積もりを間違っている可能性がある。UVPMT の量子効率は文献 [16] から 30% として計算したが、浜松ホトニクス の資料によれば、入射窓に合成石英を用い、光電面にバイアルカリを使用した場合、波長 170nm の光に対する量子効率は 5 ~ 10% である [17]。

5.4 分解能を決定する支配的な要素

5.1 節では ELCC の分解能を決定する要素とその寄与について述べた。以下ではそのうちの要素が支配的で、分解能に制限をかけているのかについて考察する。

5.1 節での考察から、信号全体の相対揺らぎ σ/N_{det} は、FWHM で

$$2.35 \times \frac{\sigma}{N_{det}} = 2.35 \times \frac{\sqrt{\sigma_{1pe}^2 N_{det} + \sigma_{N_{det}}^2}}{N_{det}} \quad (5.19)$$

$$= \frac{2.35}{\sqrt{N_{det}}} \sqrt{\sigma_{1pe}^2 + (1 - \delta) + \frac{\delta \sigma_g^2}{g} + \delta g(1 - \epsilon_o) + \delta g \epsilon_o(1 - p) + \delta g \epsilon_o p F}$$

$$= \frac{2.35}{\sqrt{N_{i,p}}} \sqrt{\frac{\sigma_{1pe}^2}{\delta g \epsilon_o p} + \frac{1 - \delta}{\delta g \epsilon_o p} + \frac{\sigma_g^2}{g^2 \epsilon_o p} + \frac{1 - \epsilon_o}{\epsilon_o p} + \frac{1 - p}{p} + F} \quad (5.20)$$

と表される。2 行目から 3 行目の変形は $N_{det} = \delta g \epsilon_o p N_{i,p}$ であることを用いた。このうち第 1 項は 1 光子の分解能、第 2 項は光子の検出効率、第 3 項は EL 増幅、第 4 項は ELCC 開口率、第 5 項は吸収、第 6 項はイオン対生成のゆらぎの寄与を表している。

各要素の値を表 5.2 に示す。括弧内の数字はそれぞれ試作機の番号を表し、uv は UVPMT、meg

$N_{i,p}$	p	$\epsilon_o(2)$	$\epsilon_o(3)$	$g(2)$	$g(3)$	σ_g	δ	$\sigma_{1pe}(2uv)$	$\sigma_{1pe}(3uv)$	$\sigma_{1pe}(2meg)$	F
1350	0.96	0.6	1	230	245	?	0.0183	0.778	0.695	0.673	0.13

表 5.2: 分解能を決定する各要素の値

は MEGPMT を表す。ここで $N_{i,p}$ は 29.8keV の信号に対して、キセノンの W 値 $22.1eV/i.p$ から求めた。 p は 5.3 節の考察から決定した。 ϵ_o 、 δ は前節のシミュレーションから得られた値である。 σ_g については具体的な値を出すことはできていない、そこでここでは実験で得られた分解能と式 5.20 の比較から σ_g を求める。ただし、ここでは 2 つのエスケープピークの重なりや、VETO のカットの不十分さによる寄与は含まれていない。そのため、ここで得られる σ_g は過大評価となる。

式 5.20 に、UVPMT、二号機での各値を代入すると、

$$(\text{分解能 } 13.8\%) = \frac{2.35}{\sqrt{1350}} \sqrt{0.25 + 0.40 + 3.3 \times 10^{-5} \times \sigma_g^2 + 0.69 + 0.042 + 0.13 \times 100} \quad (5.21)$$

である。増幅部以外では、分解能への寄与は ELCC 開口率、光子の検出効率、一光子の分解能、イオン対生成、電子の吸収の順で大きいが、これらをすべて合わせても分解能への寄与は 7.9% である。式 5.21 から σ_g を求めると、 $\sigma_g = 306$ であるが、これは増幅率のゆらぎが $306/230 \times 100 = 133\%$

あることを意味し、このような状況は考えにくい。これ以上定量的な評価はできないが、 K_{β} 線のエスケープピークや、VETO のカットの不十分さが分解能に大きく寄与している可能性がある。

EL 増幅の分解能への寄与を評価するために、 σ_g を独立に評価する方法を考えてみる。 σ_g がゆらぐ原因として、電離電子が ELCC に侵入する経路によって、増幅電場が一様でないことが考えられる。ELCC の構造上、増幅部の電場はアノード穴からはみ出して外に広がっており、穴の直上からまっすぐに ELCC に入射する電子と、アノード穴付近で急激に曲げられて ELCC に入射する電子では増幅に差が生まれると考えられる。この揺らぎを評価するには、ELCC 付近の電場の詳細な計算と、電子の経路に沿った EL 増幅の式 2.2 の積分によるシミュレーションが必要である。

次に式 5.20 に UVPMT、三号機での各値を代入すると、

$$(\text{分解能 } 19.1\%) = \frac{2.35}{\sqrt{1350}} \sqrt{0.11 + 0.23 + 1.7 \times 10^{-5} \times \sigma_g^2 + 0 + 0.042 + 0.13 \times 100} \quad (5.22)$$

となる。ELCC 開口率が 100% であるため、開口率によるゆらぎは 0 である。EL 増幅を除いた分解能への寄与は光子の検出効率、一光子の分解能、イオン対生成、電子の吸収の順で大きい。これらの合計の分解能への寄与は 4.6% である。残りの寄与が EL 増幅のゆらぎによるものと仮定すると、 $\sigma_g = 703$ であるが、やはりこのような状況は考えにくい。ただし、三号機では VETO によるカットができていないため、電離電子が有効領域から逃げ出すことによる分解能への寄与が大きい可能性がある。

最後に MEGPMT、二号機での値を代入する。

$$(\text{分解能}) = \frac{2.35}{\sqrt{1350}} \sqrt{0.19 + 0.40 + 3.3 \times 10^{-5} \times \sigma_g^2 + 0.69 + 0.042 + 0.13 \times 100} \quad (5.23)$$

UVPMT、二号機で求めた $\sigma_g = 306$ を用いても、式 5.23 の右辺は 13.6% であり、実験値である 22.6% を説明することはできない。この原因として電離電子が有感領域の外に出てしまうことによる寄与、 K_{β} のエスケープピークによる寄与のほかに、MEGPMT が信号読み出しに AC カップリングを用いており、波形の再構成が不十分である可能性が考えられる。より良い分解能を得るためには、波形再構成の時定数の調整が必要であると考えられる。

第6章 まとめ

本研究では、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験を目的として、キセノンガスを用いた比例シンチレーション検出器の研究を行った。キセノンは二重ベータ崩壊を起こす同位体を持ち、それ自体が検出器として利用できる。また信号として EL 光を用いることによって半導体並みの高いエネルギー分解能を達成可能であり、大型化への障害も少ないという特長を持つ。さらに本研究では EL 光の読み出し部に工夫をこらした ELCC を開発した。これによって検出器を大型化した際の発光位置依存性は低減すると期待され、またエネルギー測定と粒子の飛跡検出を 1 つの面で行うことが可能となる。これにより環境背景事象を取り除き、二重ベータ崩壊探索実験をより高精度で行うことができると期待される。

このような理想的な検出器への第一歩として、小型の試作機の製作とエネルギー分解能の評価、および ELCC の飛跡検出能力の確認を行った。分解能の評価には紫外光に感度のある PMT(H3178-51Q)、MEG 実験で使用されているアウトガスの少ない PMT(R6041Q) を用いた。飛跡検出にはマルチアノード PMT(8711-406) を用いた。試作機のうち、最良のエネルギー分解能として、キセノンの二重ベータ崩壊のエネルギーに換算して 1.5%(FWHM) が得られた。これはキセノンを用いた二重ベータ崩壊探索実験である、KamLAND-Zen 実験の 9.9%(FWHM)、EXO 実験の 4.3%(FWHM) に比べて高いエネルギー分解能である。試作機については未だに対策が不十分な点もあり、分解能は今後もさらに向上すると期待できる。分解能を悪化させる原因として電離電子のゆらぎ、不純物ガスによる電離電子の吸着、ELCC 開口率、EL 増幅のゆらぎ、光の検出効率、1 光子の分解能について評価を行い、今後必要とされる対策について考察を行った。また定量的な評価はできていないが、本研究においては検出器の有効領域が小さいため線源のすべてのエネルギーを検出することが難しく、分解能を悪化させる大きな要因となっている可能性がある。これは検出器を大型化し、MPPC で各セルを読み出すことによって解決できると考えられる。さらに、電離電子の吸着の効果を正確に評価するためには、電離電子の寿命を直接測定することが必要であり、そのためにも早い段階で検出器を大型化し、TPC として使用できるようにするべきである。

飛跡検出については ELCC のセルごとの読み出しを行い、ある数セルだけが強く光るイベントを得ることができた、これは ELCC が飛跡検出能力を持つことを示している。検出器を大型化し、より大きなエネルギーの飛跡について性能を評価することが必要である。

今後は光検出器として MPPC を用い、より大型、高圧の検出器によって性能評価を行い、より二重ベータ崩壊探索実験に近い状況での性能を評価していく予定である。

謝辞

始めに修士課程二年間の研究生生活を支えてくださった皆様、本当にありがとうございます。

本プロジェクトのリーダーである市川温子准教授にはガス検出器について、その概念から配管一つの選び方まで丁寧に教えていただきました。修士論文の執筆においても常に進行状況を気にかけてくださり、直前まで添削をしていただきました。また私の進路に関してもお忙しい中相談にのってくださいました。

中家剛教授には講義以外にも、研究における心構えについて多くの助言をいただきました。目先のことにとらわれやすい私にとって、広い視野で物事を考えることの大切さを教えていただきました。またミーティングにおいても私が見落としている点を的確に指摘していただきました。

南野彰宏助教にはミーティングにおいて真空やガスの純化について多くの内容を教えていただきました。具体的な作業の話もしてくださり、大変勉強になりました。

久保一さんにはVMEの使い方について何も知らない私に丁寧に教えていただきました。また、家城佳さん、関繁人さんは直接本プロジェクトには関わらないにも関わらず、特にプログラミングについて何度も初歩的などころから教えてくださいました。

石山優貴君は私が修士二回生のときからプロジェクトに参加し、議論、研究を手伝ってくれました。特に修士論文執筆中、多くの作業を手伝ってくれました。修士論文にマルチアノードPMTの結果を載せることができたのも石山君のおかげです。

高エネルギー物理学研究室の皆様のおかげで、修士二年間の研究を進めることができました。本当にありがとうございます。

最後に、私を常に支えてくださる家族、友人に深く感謝いたします。

関連図書

- [1] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, "Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance", Phys. Rept. 427, 257 (2006)
- [2] Y.Ashie et al.[Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation", Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004)
- [3] Q.R. Ahmad et al.[SNO Collaboration], "Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory", Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002)
- [4] T.Araki et al.[The KamLAND collaboration], "Measurement of Neutrino Oscillation with Kam-LAND: Evidence of Spectral Distortion", Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005)
- [5] E. Aliu et al.[K2K Collaboration], "Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment", arXiv:hep-ex/0411038 (2005)
- [6] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata, "Remarks on the unified model of elementary particles", Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p.870 (1962)
- [7] M.Agostini et al.[GERDA collaboration], "Results on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment", Phys.Rev.Lett 111, 122503(2013)
- [8] A.Gando et al.[The KamLAND-Zen Collaboration], "Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{136}Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in ^{76}Ge ", arXiv:1211.3863v2
- [9] J.B. Albert et al.[EXO collaboration], "An improved measurement of the $2\nu\beta\beta$ half-life of ^{136}Xe with EXO-200", arXiv1306.6106v3
- [10] E.Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, T.Doke, "Noble Gas Detectors", WILEY-VCH
- [11] 堀越源一, 『真空技術 [第3版]』, 東京大学出版会
- [12] E. Gomez et al. [The NEXT collaboration], "The NEXT-100 experiment for $\beta\beta 0\nu$ searches at LSC", arXiv:1106.3630v1

- [13] コスモテック株式会社, 真空配管部品総合カタログ, Rev.1.0, p84
- [14] X-RAY DATA BOOKLET, <http://xdb.lbl.gov/>
- [15] Kenji Ozone PH.D THESIS, "Liquid Xenon Scintillation Detector for the New $\mu \rightarrow e\gamma$ Search Experiment", Department of Physics, Faculty of Science, University of Tokyo
- [16] K.Abe et al. "XMASS detector", Nucl. Instrum. Meth. A 716 (2013) 78-85
- [17] 浜松ホトニクス株式会社, 『光電子増倍管 その基礎と応用 第3a版』
- [18] F.Bloch and N.E.Bradbury, "On the Mechanism of Unimolecular Electron Capture", Phys. Rev. 48, 689-696 (1935)
- [19] H.Shimamori and Y.Hatano, "THERMAL ELECTRON ATTACHMENT TO O_2 IN THE PRESENCE OF VARIOUS COMPOUNDS AS STUDIED BY A MICROWAVE CAVITY TECHNIQUE COMBINED WITH PULSE RADIOLYSIS", Chem. Phys. 21,187-201(1977)