

2007年度修士学位論文

原子炉ニュートリノ振動実験
Double Choozのための
10インチ光電子増倍管性能評価システムの開発

首都大学東京大学院理工学研究科物理学専攻

高エネルギー実験研究室

春名 毅

学修番号 06879330

概要

ニュートリノには ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の 3 種類があり、それらが飛行中にお互いに変身しあう現象をニュートリノ振動という。近年、スーパーカミオカ実験、KamLAND 実験、K2K 実験など日本における実験で、ニュートリノ振動に関する理解は急速に進展している。ニュートリノ振動は、3 種類のニュートリノ間の混合をあらわす、牧・中川・坂田 (MNS) 行列によって説明される。この MNS 行列の要素は、 θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23} の 3 つの混合角と 1 つの位相 δ で表現される。これらの内 θ_{12} と θ_{23} はこれまでのニュートリノ振動実験で測定されているが、 θ_{13} に関しては過去に CHOOZ 実験により $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.15$ という上限値が求められているのみで、その有限値は未だに求められていない。また δ の測定にも θ_{13} の値が決定されている必要がある。このような現状から θ_{13} を精度良く求める事は、現在に残されたニュートリノ物理の最重要課題のひとつに挙げられている。

現在、この残された最後の混合角 θ_{13} を精度良く測定するために、国際共同実験 Double Chooz の準備が着々と進んでいる。Double Chooz 実験は先の CHOOZ 実験と同じように、フランス北東部にある CHOOZ 原子炉からの $\bar{\nu}_e$ を用いて行われる。Double Chooz 実験ではニュートリノ振動が起きる前の $\bar{\nu}_e$ 数と、ニュートリノ振動により減ったあとの $\bar{\nu}_e$ 数を計数することにより $\sin^2(2\theta_{13})$ を測定する。そのために 1 台の測定器は原子炉近くに設置され、もう 1 台は原子炉から 1.1 km の所に設置される。実験は 2009 年から開始されるが、最終的には $\sin^2(2\theta_{13})$ の感度として 0.03 まで測定することを目標としている。その中で、日本グループはこれら 2 台の測定器に使用される 10 インチ光電子増倍管 (PMT) の性能試験、及び物理データ解析を担当することとなっている。

ニュートリノ検出は逆 β 崩壊を利用して行われるが、この反応の断面積は非常に小さく標的を大きくせざるを得ない。また、標的として用いられる液体シンチレーターでの発光量も少ない為、効率よく光子を捉える必要がある。そのため高感度でかつ大量の大口径光電子増倍管の設置が必要となる。Double Chooz 実験では測定器あたり 390 本もの 10 インチ光電子増倍管を用いてニュートリノ反応を測定する予定である。

日本グループは、製造業者から納品される光電子増倍管の約半数の性能検査を実施する予定である。光電子増倍管には個体差があり、それを起源として系統誤

差が生ずる恐れがある。それ故に、使用されるすべての光電子増倍管の性能を詳細に理解し、わずかな個体差をもモンテカルロシミュレーションに数値パラメータとして導入することによって、測定器に起因する系統誤差を最小限に抑えたいと考えている。

本修士論文では、上記の目的のために開発した光電子増倍管の性能評価システムと、それを用いた評価の結果に関して記述する。

目次

概要	i
第1章 序論	1
1.1 物理的背景	1
1.1.1 ニュートリノ混合	1
1.1.2 ニュートリノ振動	3
第2章 Double Chooz 実験	6
2.1 概要	6
2.2 原子炉ニュートリノ	6
2.2.1 Chooz 原子炉	6
2.2.2 原子炉からのニュートリノ	6
2.2.3 反電子ニュートリノの検出	8
2.3 検出器	12
2.3.1 ニュートリノターゲットと γ キャッチャー	12
2.3.2 Nonscintillating Buffer	12
2.3.3 Buffer Vessel PMT サポート構造	13
2.3.4 Inner veto システム	16
2.3.5 Outer veto システム	16
2.3.6 検出器に関するまとめ	17
2.4 バックグラウンド	17
2.4.1 Accidental バックグラウンド	17
2.4.2 Correlated バックグラウンド	18
2.5 加速器ニュートリノ振動実験	18
2.6 本研究目的	20
第3章 Double Chooz 実験用光電子増倍管と評価試験用暗箱	22
3.1 Double Chooz 用光電子増倍管	22
3.1.1 基本仕様	22
3.1.2 ダイノード	23

3.1.3	ブリーダー回路	23
3.1.4	Splitter 回路	25
3.2	暗箱	27
3.2.1	仕様	28
3.2.2	回転テーブル	29
3.2.3	光源	30
3.2.4	消磁	31
3.3	ドイツでの PMT 試験システム	33
第 4 章	光電子増倍管の評価試験とその結果	35
4.1	光源の時間的安定性	35
4.2	DAQ ロジック	36
4.3	1 光電子を用いた性能評価	36
4.3.1	増倍率	38
4.3.2	Peak to Valley Ratio	38
4.3.3	$\frac{1}{4}$ 単一光電子パルス高 Threshold Level の決定	40
4.3.4	時間特性	41
4.4	Dark Counts	43
4.4.1	時間変化	43
4.4.2	その他の基礎試験	44
4.5	PMT 評価試験の手順	45
4.6	1 光電子と Dark Counts の評価試験のまとめ	46
4.7	光子検出効率	53
4.7.1	LED から発生する光子数のキャリブレーション	53
4.7.2	10 インチ PMT の光子検出効率	54
4.7.3	まとめ	57
第 5 章	多チャンネル高圧電源の性能評価	60
5.1	仕様	60
5.1.1	SY1527LC	60
5.1.2	A1535	62
5.2	電圧の出力値	62
5.3	出力電圧の安定性	64
5.4	ノイズの測定	65
5.4.1	ダミー回路を用いた測定	65
5.4.2	Splitter を用いた測定	69
5.5	RPH-022 との比較	71

5.5.1	波形	71
5.5.2	PMT のペDESTAL	71
5.6	まとめ	72
第 6 章	まとめと今後	73
	謝辞	75
	参考文献	77

目次

1.1	CHOOZ 実験で得られた $\sin^2(2\theta_{13})$ の排除領域 [5]	2
1.2	三世代を考慮した原子炉ニュートリノの振動確率 ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ のとき)	5
2.1	期待される $\sin^2(2\theta_{13})$ の上限値の時間的推移	7
2.2	Chooz の位置と地図 [4]	7
2.3	Chooz の二つの原子炉	8
2.4	原子炉内での ^{235}U の崩壊過程 [6]	9
2.5	主な核種から生成されるニュートリノのエネルギー分布	10
2.6	逆 β 崩壊で検出される $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布 [8]	11
2.7	$\bar{\nu}_e$ の検出原理 (逆ベータ崩壊)	11
2.8	Double Chooz 検出器の概略図	13
2.9	Buffer Vessel に備え付けられる PMT の配置	14
2.10	検出器に配置される PMT の位置	15
2.11	PMT のサポート構造	15
2.12	生成される光電子数の検出器内一様性のモンテカルロシミュレーション [13]	16
2.13	加速器ニュートリノ・原子炉ニュートリノ実験における $\sin^2 2\theta_{13}$ の予想される上限値の推移 [10]	19
2.14	加速器ニュートリノ振動実験のみの時と、原子炉ニュートリノ振動実験を含めたときの、 $\sin^2(2\theta_{13})$ の不定性 [12]	20
3.1	浜松ホトニクス株式会社製 R7081 と波長特性	23
3.2	ボックスライン型ダイノード構造 [14]	24
3.3	TA5706 の第 1 ダイノードと、第 2 ダイノードの位置	24
3.4	ブリーダー回路	25
3.5	PMT のブリーダー部に施される加工	26
3.6	Splitter の回路図と、CIEMAT が作成した Prototype の Splitter	27
3.7	日本側で行われる性能評価試験に用いる暗箱の設計図と、セットアップの様子の写真	28

3.8	回転テーブル (SGSP-160YAW) の設計図 [15]	29
3.9	光源設置場所	30
3.10	Kingbright 社製青色発光ダイオード【L53MBC】	31
3.11	磁場が PMT へ与える影響	32
3.12	MPI で使用する予定の暗箱	34
4.1	光源の時間的安定性	35
4.2	DAQ ロジック図	37
4.3	TA5711 の高電圧毎の 1 光電子ピーク	39
4.4	TA5711 における増幅率の印加電圧依存性	39
4.5	TA5646 における Peak to Valley Ratio	40
4.6	Threshold Scan	41
4.7	TA5646 の TDC 分布	42
4.8	TA5713 の TDC 分布	43
4.9	TA5646 の Dark Counts の時間変化	44
4.10	TA5711 における Dark Counts の入射光依存	45
4.11	TA5711	46
4.12	浜松と、開発した性能評価システムで得られた 1×10^7 Gain を得るための印加高電圧値の比較	49
4.13	浜松と、開発した性能評価システムで得られた P/V 値の比較	49
4.14	浜松と、開発した性能評価システムで得られた TTS 値の比較	50
4.15	相対的な 1 光電子走行時間	50
4.16	浜松と、開発した性能評価システムで得られた Dark Counts の周波数の比較	51
4.17	印加高電圧値と、相対的な TT との関係	52
4.18	AA2580 の Quantum Efficiency	54
4.19	光子数の Calibration 結果	55
4.20	TA5646 の QE×CE	55
4.21	試験した 14 本の QE×CE	58
4.22	QE×CE 値の個体差	59
5.1	CAEN 社製の多チャンネル高電圧電源のメインフレーム SY1527(左)と、高電圧電源のモジュール A1535(右)	61
5.2	CAEN 社製 A1535[16]	62
5.3	高電圧ケーブル変換箱	63
5.4	出力電圧	63
5.5	2kV までの出力電圧値	64

5.6	チャンネル0の印加電圧の安定性	65
5.7	ダミー回路図	66
5.8	アルミ箔で覆ったときの様子	66
5.9	1チャンネルのみに高電圧を印加した時の各チャンネルのノイズレ ベルの Scattered Plots	67
5.10	全チャンネルと1チャンネルのみに1500V印加した時のノイズの比較	68
5.11	Splitterを通した後の各チャンネルのノイズレベルの Scattered Plots	69
5.12	Splitterを通した時の全チャンネルと1チャンネルのみに1500V印 加した時のノイズの比較	70

表 目 次

2.1	1.8MeV のエネルギー閾値を超える原子核崩壊における $\bar{\nu}_e$ の数とエネルギー	10
2.2	原子炉からの系統誤差	12
2.3	検出器の構造 [7]	17
3.1	R7081 の基本特性	22
3.2	RG303 の仕様	27
3.3	回転テーブル (SGSP-160YAW) の仕様 [15]	29
3.4	μ メタルの仕様	33
3.5	暗箱内の磁場	33
4.1	性能評価試験の結果のまとめ 1	47
4.2	性能評価試験の結果のまとめ 2	48
4.3	光子検出効率の平均	56
5.1	全チャンネルと 1 チャンネルのみのノイズの比較	68
5.2	Splitter を通した場合の全チャンネルと 1 チャンネルのみのノイズの比較	71
5.3	CAEN と REPIC のノイズの比較	71
5.4	CAEN と REPIC のノイズの比較	72

第1章 序論

1.1 物理的背景

1998年、スーパーカミオカンデ (SK) グループが大気ニュートリノの ν_e 、 ν_μ の混合比が予測値と違う、いわゆる大気ニュートリノ異常から、ニュートリノ振動を発見したことを発表した。これはニュートリノの少なくとも一種類に質量が存在すると言う、標準模型を超えた物理として注目できる。

1.1.1 ニュートリノ混合

ニュートリノが質量を持った場合、フレーバー固有状態とは異なる質量固有状態が存在し、自由運動をしている間にニュートリノが世代を越えて変化するニュートリノ振動を考えることができる。今、簡単化するために二種類だけのフレーバーを考える。エネルギー E_ν を持ったニュートリノ ν_x が、距離 L を移動したとき、同じフレーバーである確率は、

$$P_{\nu_x \rightarrow \nu_x} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \Phi \quad (1.1)$$

$$\Phi = \frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu} \quad (1.2)$$

と表され、これをニュートリノ振動と呼ぶ(詳細は、1.1.2節を参照)。ここで Δm^2 は二つの質量固有状態の質量の二乗の差である ($|m_2^2 - m_1^2|$)。また、 θ は質量固有状態間の混合角である。現在ニュートリノのフレーバーは3つであると考えられており、ニュートリノに質量がある場合、フレーバー固有状態、すなわち ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ は、質量固有状態 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 の重ね合わせで表され、以下の 3×3 の MSN(牧・坂田・中川) 行列で表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

更に、 U_{MNS} は、以下のように表される。

$$\begin{aligned}
 U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.4)
 \end{aligned}$$

ここで、 c_{12} 、 s_{13} 等は一般的な表し方として知られていて、 $\cos\theta_{12}$ 、 $\sin\theta_{13}$ を表す。

SK(Super-Kamiokande) 及び K2K(KEK to Kamioka) 実験が、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ により生成される ν_μ を用いて、 $|\Delta m_{23}^2| \sim 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ 、 $\sin^2(2\theta_{23}) \sim 1$ が計測され [1][2]、KamLAND や太陽ニュートリノ実験から $|\Delta m_{12}^2| \sim 8 \times 10^{-5} eV^2$ 、 $\sin^2(2\theta_{12}) \sim 0.8$ が測定された [3]。また、Double Chooz 実験の前身である、CHOOZ 実験では、 $|\Delta m_{13}^2| = 2.5 \times 10^{-3}$ の場合、 $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.15$ の上限値を出している。図 1.1 に、CHOOZ 実験で得られた $\sin^2(2\theta_{13})$ の排除領域を示す。

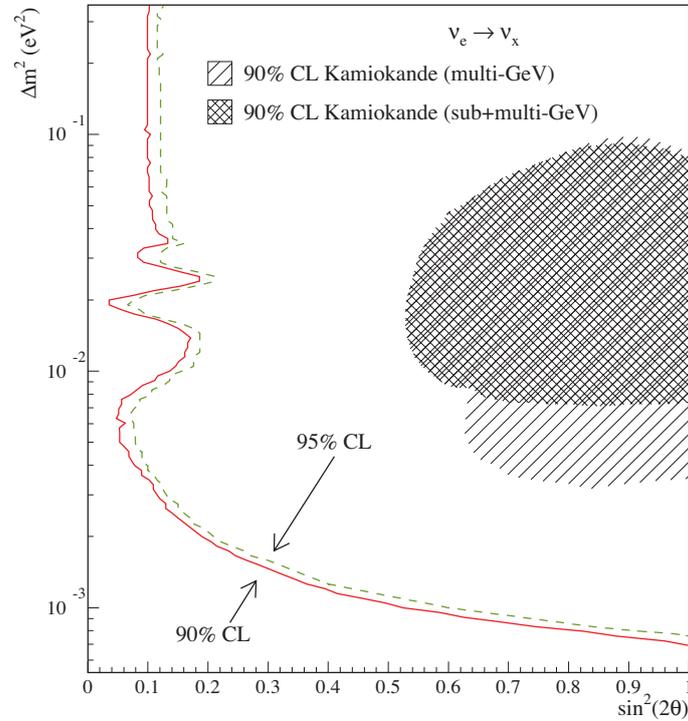


図 1.1: CHOOZ 実験で得られた $\sin^2(2\theta_{13})$ の排除領域 [5]

よってこれらの結果から、現在 MNS 行列は、

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 0.7 & 0.7 & < 0.2e^{i\delta} \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

であることが判っている。これは、ニュートリノの混合状態はクォークの混合状態を表す CKM(カビボ・小林・益川) 行列と大きく異なっている。

1.1.2 ニュートリノ振動

質量固有状態 $|\nu_i(t)\rangle$ の時間発展は、Schrödinger 方程式より、

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i(t)\rangle \quad (1.6)$$

とかける。ここで \mathcal{H} は自由粒子の Hamiltonian である。これより、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\mathcal{H}_i t} |\nu_i(0)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.7)$$

となる。よって、 $t=0$ のとき、フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ であったニュートリノが (ここで $\alpha = e, \mu, \tau$)、時刻 t で $|\nu_\beta\rangle$ である確率は量子力学的に、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\alpha | U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* | \nu_\beta \rangle|^2 \quad (1.8)$$

となる ($i = 1, 2, 3$)。

ここで再び簡単化の為に、ニュートリノのフレーバー固有状態を、 $|\nu_e\rangle$ と $|\nu_\mu\rangle$ の 2 世代のみと仮定する。この時、混合行列は 2×2 に簡略化され、一般的に以下のようなで混合行列で表すことができる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

ここで、 ν_e が ν_e である確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu_e \rangle|^2 \quad (1.10)$$

$$= \left| \sum_{i=1,2} U_{ei}^* U_{ei} e^{-iE_i t} \right|^2 \quad (1.11)$$

$$= |\cos^2\theta e^{-iE_1 t} + \sin^2\theta e^{-iE_2 t}|^2 \quad (1.12)$$

となる。更に、

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.13)$$

であるから、時間 t の間に走る距離を $L(L=ct)$ とすると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.14)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.15)$$

となる。ここで $\Delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2|$ である。

現在、クォークと同様にレプトンも 3 世代であると考えられているため、実際の MNS 行列は 3×3 であるので、式 1.14 及び式 1.15 を拡張する必要がある。よって反電子ニュートリノが反電子ニュートリノである確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ は、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{13}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32}) \quad (1.16)$$

であらわされる。ここで、 $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$ であり、 $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ である。式 1.16 において Φ_{21} 、 Φ_{32} を含む項は $|\Delta m_{23}^2|$ の振動が初めて最大になる場所、すなわち $\Phi_{13} = \pi/2 (L=1.5\text{km 付近})$ では、 Φ_{31} を含む項よりも無視できるほど小さく、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{31}^2 (eV^2) \frac{L(km)}{E(MeV)} \right) + O(10^{-3}) \quad (1.17)$$

と書ける。図 1.2 に、 $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} eV^2$ の時の、 $\bar{\nu}_e$ の振動確率と原子炉からの距離の関係を示す。Double Chooz 実験では θ_{13} に着目しており、Far 検出器は原子炉から 1.05km の地点に設置する。これにより、原子炉ニュートリノ欠損は Δm_{31}^2 に寄与する部分がほとんどであるため、純粋な $\sin^2(2\theta_{13})$ を測定することが可能となる。

よって、KamLAND では $L \sim 180\text{km}$ で、 Δm_{12}^2 による振動を観測したのに対し、Double Chooz では、 $L=1.05\text{km}$ で、 Δm_{13}^2 による振動の精密測定を目指す。

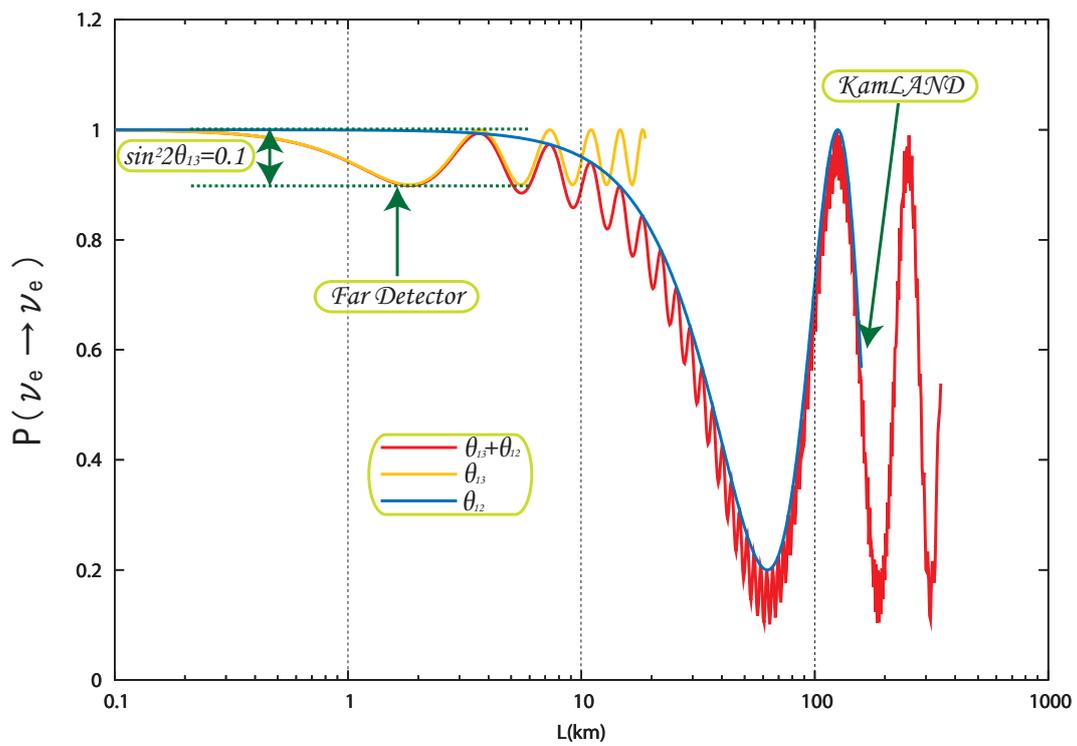


図 1.2: 三世代を考慮した原子炉ニュートリノの振動確率 ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ のとき)。黄線は、 θ_{13} のみの振動、青線は θ_{12} のみの振動。赤線は θ_{12} 及び θ_{13} 両方の振動。

第2章 Double Chooz 実験

2.1 概要

Double Chooz 実験では、MNS 行列に含まれるニュートリノ混合角の内、上限値が求まっているのみで、唯一有限確定値が得られていない θ_{13} を精密測定する事が目的である。そのために、フランスの Chooz 原子炉から発生する反電子ニュートリノを、二つの液体シンチレータ等で満たされた Near (炉心から 280m) 及び Far 検出器 (炉心から 1.05km) で測定する。期待される反電子ニュートリノ Flux がどの程度欠損しているのかを測定し、さらにこのことから、式 1.17 における $\sin^2(2\theta_{13})$ の値を決定する、もしくは、現在 CHOOZ 実験で得られている $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.15$ という上限値を下げる事を主たる目的としている。図 2.1 に、式 1.17 における $\sin^2(2\theta_{13})$ の期待される感度の時間的推移を示す。

2.2 原子炉ニュートリノ

2.2.1 Chooz 原子炉

Double Chooz 実験で観測する反電子ニュートリノは、フランスの Chooz 村にある二基の原子炉によって作られる。これらの原子炉はフランスとベルギーの共同利用で、EDF(the French company Electricité de France) によって運転されている。Chooz 村は、フランス北東部のアルデンヌ地方に位置し、ベルギーとの国境に近い。図 2.2 に地図を示す。また、図 2.3 にあるように、傍に Meuse 川が流れている。

Chooz 原子炉は二つとも、加圧水型原子炉 (PWR : Pressurized Water Reactor) で酸化ウラン (UO_x) を燃料とし、出力は 4.27GW_{th} (熱出力) である。

2.2.2 原子炉からのニュートリノ

ここでは、Double Chooz 検出器で検出される反電子ニュートリノのエネルギースペクトルについて触れる。反電子ニュートリノは、2 基の Chooz 原子炉内での

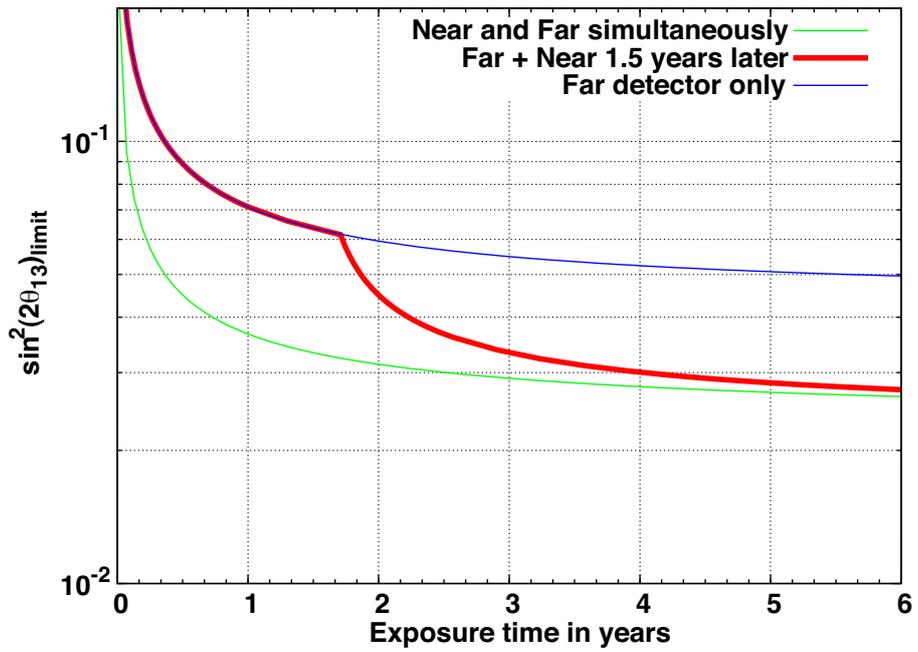


図 2.1: 期待される $\sin^2(2\theta_{13})$ の上限値の時間的推移。赤線が実際の実験推移。青線が Far 検出器のみ。緑線が Far と Near 検出器が同時に稼働した時の期待される上限値の推移。

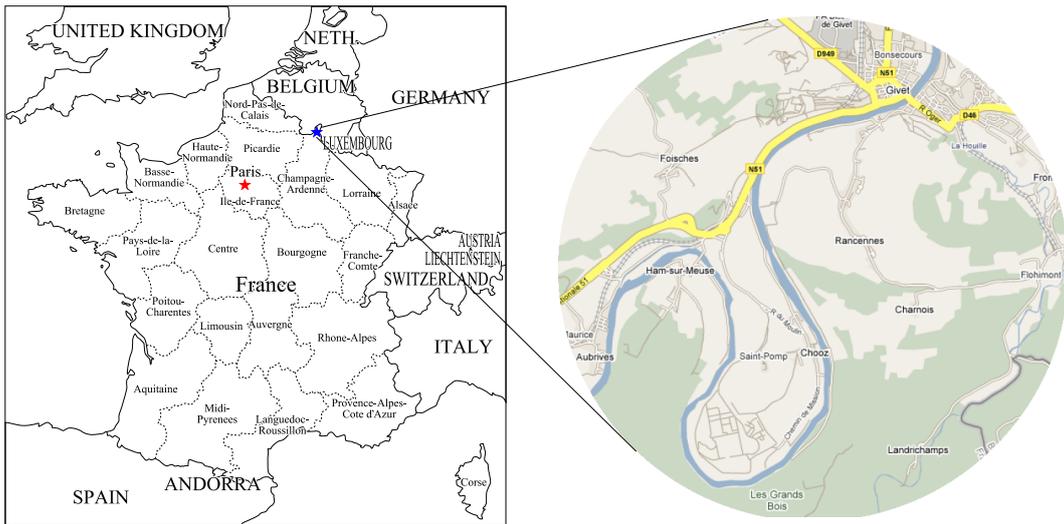


図 2.2: Chooz の位置と地図 [4]



図 2.3: Chooz の二つの原子炉。 R_E が東側 R_W が西側の原子炉をそれぞれ表している。

4つの主な放射性同位体 (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) の β^- 崩壊により生成される (図 2.4)。全体の反電子ニュートリノのエネルギースペクトルは、 ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu は計測値から、 ^{238}U は理論値から求められている。表 2.1 に、原子核崩壊における $\bar{\nu}_e$ の数とエネルギーを示す。これから、西側と東側の原子炉をそれぞれ R_W R_E のように表記する。Far 検出器は、 R_E から $1114.6 \pm 0.1\text{m}$ 、 R_W から $997.9 \pm 0.1\text{m}$ に位置し、 $2.86\nu\text{events/h}$ の観測が見込まれる。Near 検出器は R_E から 290.7m 、 R_W から 260.3m に位置する予定で、 $41.2\nu\text{events/h}$ の観測が見込まれている。この場所は、両方の原子炉から同じニュートリノフラックス比が見込め、これにより原子炉の出力の相関のない揺らぎからくる系統誤差をキャンセルすることが出来る。

2.2.3 反電子ニュートリノの検出

Double Chooz 実験のニュートリノターゲットは検出器中心部の 10.32m^3 の液体シンチレータである。シンチレータは 20% の PXE($\text{C}_{16}\text{H}_{18}$)、80% のドデカ

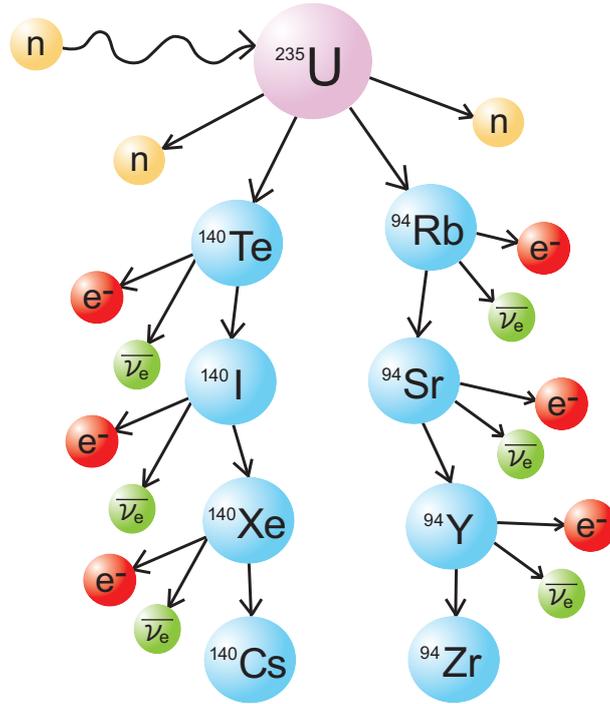


図 2.4: 原子炉内での ^{235}U の崩壊過程 [6]

ン ($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$)、第一発光材の PPO と波長変換剤の Bis-MSB で構成され、その中に 0.1% のガドリニウムが含まれている。よって、 6.79×10^{29} の自由陽子が逆 β 反応に利用される。陽電子のエネルギーと、ターゲットに入ってくるニュートリノのエネルギーとの間の直接的な関係は、反跳中性子を考慮に入れて、

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \cos \theta_{e^+}} \quad (2.1)$$

と書くことが出来る。ここで目に見えるエネルギー (E_{vis}) を陽電子と電子の消滅反応の運動エネルギーと定義する。 $\Delta = M_n - M_p = 1.293 \text{ MeV}$ 、 $\langle \cos \theta_{e^+} \rangle = 0$ (θ_{e^+} はニュートリノと陽電子がなす角) とすると、以下のように書ける。

$$E_{vis} = E_{e^+} + m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e \quad (2.2)$$

原子炉から放出されるニュートリノのエネルギーは、図 2.5 の様に、各種によって異なったエネルギースペクトルになる。

図 2.6 は、逆 β 崩壊で観測されるニュートリノのエネルギー分布である。観測されるニュートリノのエネルギー分布 = 断面積 \times 原子炉ニュートリノのエネルギーとなり、約 4MeV 付近が最も多く観測される。

表 2.1: 1.8MeV のエネルギー閾値を超える原子核崩壊における $\bar{\nu}_e$ の数とエネルギー [7]

	比率	$\bar{\nu}_e$ の数/1 崩壊	エネルギー放出/1 崩壊 (MeV)
^{235}U	55.6%	1.92 ± 0.036	201.7 ± 0.6
^{238}U	7.1%	2.38 ± 0.048	205.0 ± 0.9
^{239}Pu	32.6%	1.45 ± 0.030	210.0 ± 0.9
^{241}Pu	4.7%	1.83 ± 0.035	212.4 ± 1.0

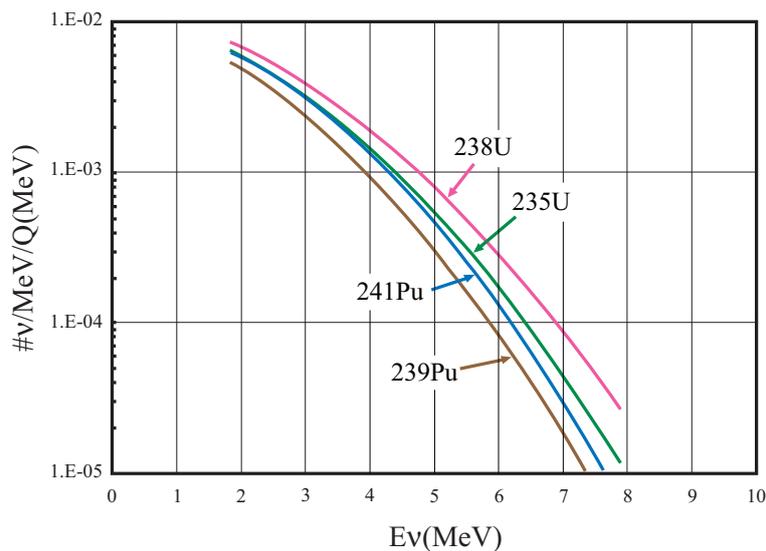


図 2.5: 主な核種から生成されるニュートリノのエネルギー分布

検出原理の模式図を図 2.7 に示す。

原子炉から発せられる反電子ニュートリノは、0.1% のガドリニウム (Gd) を含んだ液体シンチレータ内 (ニュートリノターゲット層) で、陽子と反応し逆ベータ崩壊を起こす。



この崩壊の閾値は 1.8MeV である。ニュートリノが陽子と逆 β 崩壊すると、陽電子と中性子を生成する。陽電子は電子と 2γ の対消滅反応を起こし、まずこれを検出する (Prompt Signal)。次に、Prompt Signal が出てから $\tau \sim 30\mu\text{s}$ 後に、逆 β 崩壊で生じた中性子はニュートリノターゲット層中の Gd に捕獲され、合計約 8MeV の γ 線を放出し、これを検出する (Delayed Signal)。これら 2 つのシグナルから、エネルギー、時間差を再構成することにより、ニュートリノイベントを識別する。

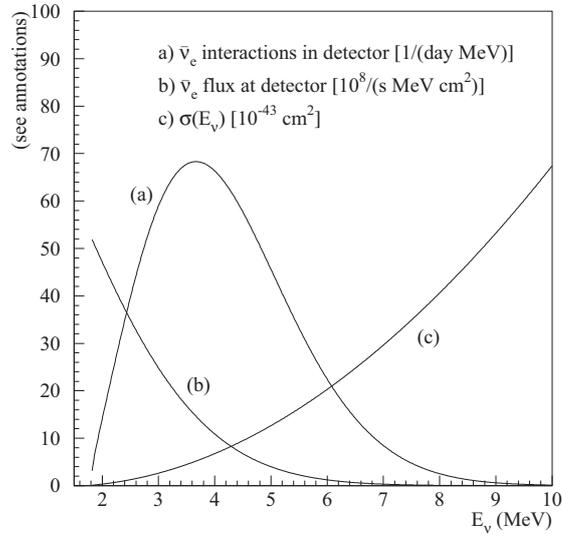


図 2.6: 逆 β 崩壊で検出される $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布 [8]

prompt signal

$$E_{prompt} = E - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) + 2m_e(1.0\text{MeV})$$

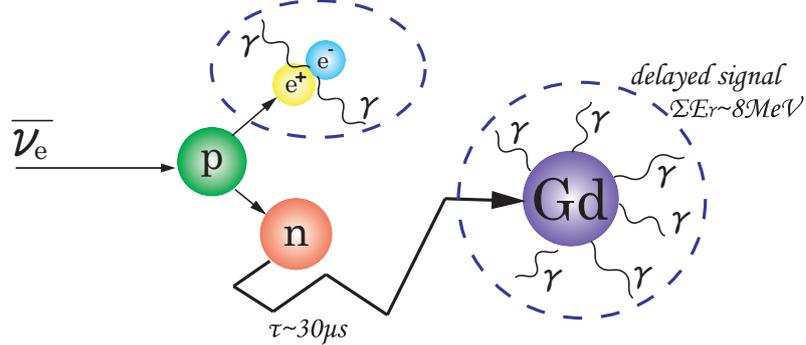


図 2.7: $\bar{\nu}_e$ の検出原理 (逆ベータ崩壊)

$$E_{prompt} = E_{\bar{\nu}_e} - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) - 1.0\text{MeV}(E_\gamma) \quad (2.4)$$

$$E_{delayed} = \Sigma E_\gamma \sim 8\text{MeV} \quad (2.5)$$

2.3 検出器

検出器の概略図を図 2.8 に示す。検出器は原子炉の炉心から 1.05km 離れたところにひとつ (Far 検出器) と、約 300m 離れたところにひとつ (Near 検出器) 設置する。Far 検出器は 2009 年からデータ取得をはじめ、Near 検出器は 2010 年からデータ取得を始める予定である。Far と Near はそれぞれ全く同じ構造であり、これにより検出効率等の、系統誤差が小さくなることを見込んでいる。表 2.2 に、原子炉が起源の主な系統誤差を CHOOZ 実験と比較して示す。

表 2.2: 原子炉からの系統誤差

	CHOOZ	Double Chooz
Reactor Power	~ 2%	negligible
Energy per fission	0.6%	negligible
$\bar{\nu}_e$ /fission	0.2%	negligible
ニュートリノ断面積	0.1%	negligible

検出器のニュートリノターゲットは直径 115cm、高さ 246cm で、体積は 10.3m³ である。Near、Far 検出器共に、全く同じ光電子増倍管 (PMT¹) の設置構造がある。これにより、相対的な規格化による系統誤差を 0.6% にすることができる。しかし、検出器上部にかかる土の量が異なる (Near=70~80、Far=300 m.w.e.) 為、宇宙線起源のバックグラウンドレートが、Near と Far で随分異なる。

2.3.1 ニュートリノターゲットと γ キャッチャー

ターゲットとガンマキャッチャーは、波長が 400nm を超える紫外光と可視光を透過するアクリルで出来ている。最も要求される制約は、アクリル容器と、ニュートリノターゲットと γ キャッチャーの液体シンチレータ間の、化学的な適合性である。少なくとも実験が続く間 (5 年以上)、化学的に安定である必要がある。ニュートリノターゲットと、 γ キャッチャーの容器はキャストアクリルでできている。ターゲット部の高さは 246cm で直径 230cm、厚さ 8mm の円柱で、体積は 10.3m³ である。

2.3.2 Nonscintillating Buffer

シンチレーション光を出さない 105cm 厚の液体の領域 (114.2m³) は、主に PMT のガラスや、ブリーダー回路に含まれる放射性物質が起源のアクシデンタルバッ

¹Photo Multiplier Tube の略

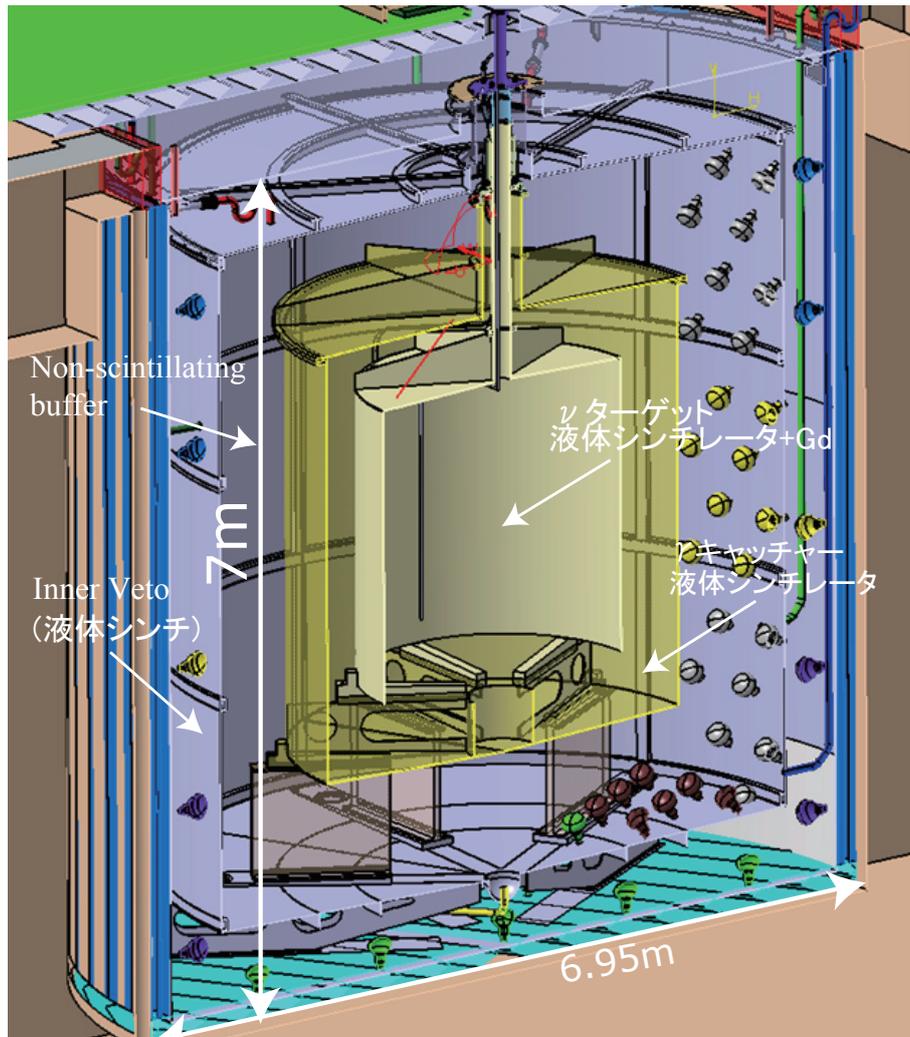


図 2.8: Double Chooz 検出器の概略図

クグラウンド (2.4.1 節参照) の量を減らすためのものである。この領域があることで、ニュートリノターゲットと γ キャッチャー部のシングルレートを 10Hz 以下に保つことができると見積もられている。

2.3.3 Buffer Vessel PMT サポート構造

この容器は 3mm のステンレス製で、10 インチの PMT を 390 本備え付けるためのものでもある。

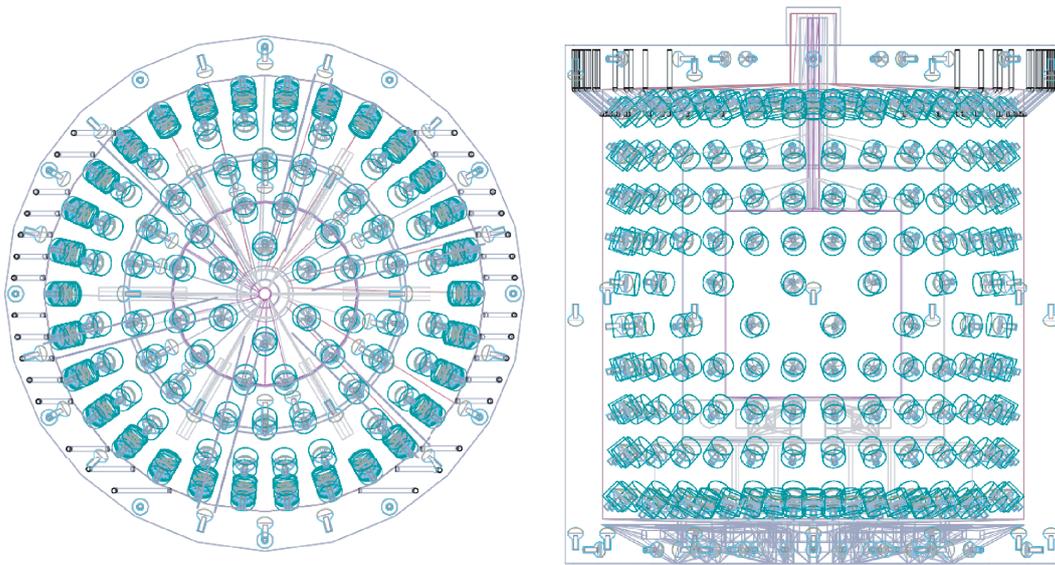


図 2.10: 検出器に配置される PMT の位置



図 2.11: PMT のサポート構造

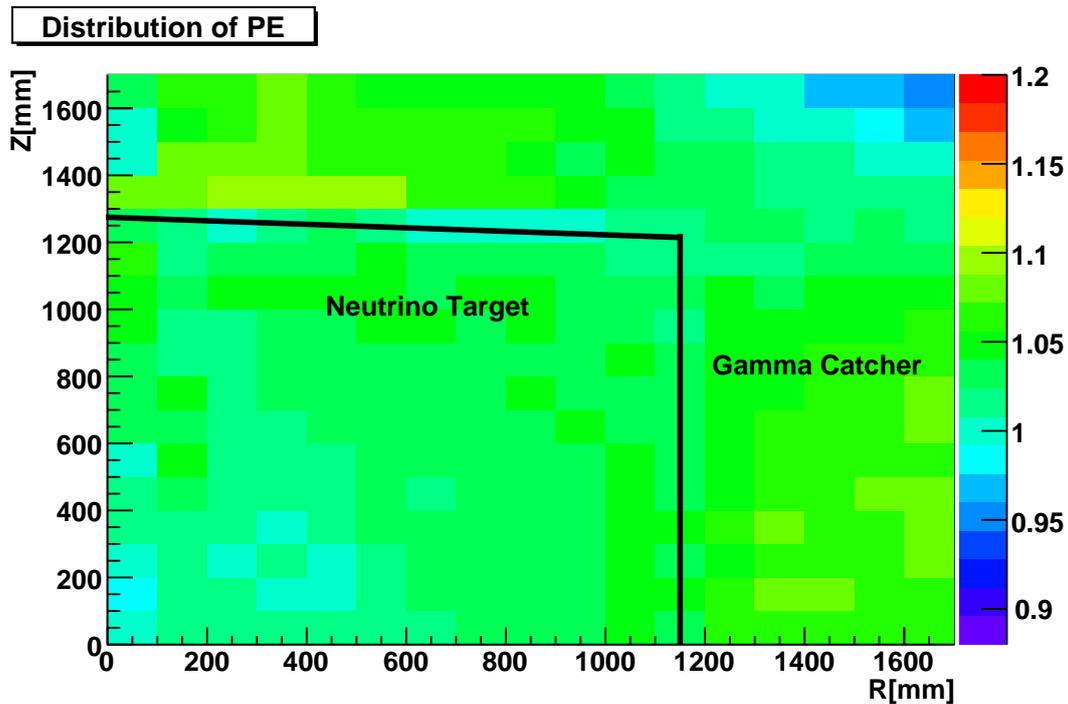


図 2.12: 生成される光電子数の検出器内一様性のモンテカルロシミュレーション [13]

2.3.4 Inner veto システム

液体シンチレーターで満たされた 50mm 厚の排除領域がある。これは主に検出器の周りにある土壌からくる自然放射線、すなわちこれらは ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の崩壊による γ 線を排除するために設置される。

2.3.5 Outer veto システム

Outer veto は proportional-tube トラッカーシステムで、ミューオンであるかどうかとミューオンが通過した位置を特定するために用いられる。これは宇宙線による核破砕反応で生じるバックグラウンド量を見積もるために必要である。核破砕反応に関しては、2.4.2 節で後述する。

2.3.6 検出器に関するまとめ

表 2.3 にここまで記述してきた、検出器の構造に関する寸法や体積、質量等をまとめる。

表 2.3: 検出器の構造 [7]

Inner Detector	Inner Diameter (mm)	Inner Height (mm)	厚さ (mm)	構成物	体積 (m ³)	質量 (tons)
Target	2300	2458	8	GD-LS	10.3	0.35
γ -Catcher	3392	3578	12(-15)	LS	22.6	1.1-1.4
PMT	-	-	-	-	-	-
Buffer	5516	5674	3	オイル	114.2	7.7
Veto	6590	6640±100	10	LS	90	20
Shielding	6610	6660±100	170	Steel	-	300
Pit	6950	7000	-	-	-	-

2.4 バックグラウンド

2.2.3 節で述べたように、Double Chooz 実験では、遅延同時計測によって、ニュートリノの Event Selection をする。しかし、ニュートリノ信号以外でも、遅延同時計測のカットの条件を Accidental に、または Correlated に満たすバックグラウンドが存在する。Double Chooz 実験では、特に Far 検出器が建設される予定の場所の、自然界からのバックグラウンドについては、前進の実験である CHOOZ 実験のデータからよく理解されている。以下では本実験における主な 2 つのバックグラウンドについて述べる。

2.4.1 Accidental バックグラウンド

検出器内部での γ 線、 β 線及び中性子は、擬似 Prompt Signal を作る。更に、擬似 Delayed Signal は、主に中性子がガドリニウムに捕獲されることにより起こる。この中性子の発生源のひとつは高速中性子、すなわち宇宙線ミューオンが検出器内部やその周辺の土壌内の原子核と核反応を起こして生成される。このバックグラウンドは、Far 検出器が置かれる場所では CHOOZ 実験で $45 \pm 2/h$ と既に測定されている [9]。この結果から、中性子イベントレートが Double Chooz 実験では $83/h$ と見積もられている。

2.4.2 Correlated バックグラウンド

Accidental バックグラウンドとは違い、Prompt 信号と Delayed 信号が相関的な理由で発生するものが、Correlated バックグラウンドと呼ばれる。理由は主に以下の二つが挙げられる。

高速中性子

宇宙線起源の μ 粒子が地殻の原子核などと反応をして生成される高速中性子が、検出器中心部のガドリニウムを含む液体シンチレータ (ニュートリノターゲット) 内に進入する。この中性子が、液体シンチレータ中の陽子と衝突することでエネルギーを失い、最終的に Gd に捕獲された場合、Correlated バックグラウンドとなる。高速中性子により衝突された陽子がシンチレータ中で発光し Prompt Like 信号となり、熱化した熱中性子が Gd に捕獲されて放出される γ 線が Delayed Like 信号となる。

核破砕反応

宇宙線ミューオンが、液体シンチレータ中で核破砕反応を起こし生成された不安定な原子核が崩壊し、 β 線や γ 線と共に中性子を放出した場合、 β 線や γ 線が疑似 Prompt 信号となり、中性子が熱中性子化した後に Gd に捕獲され疑似 Delayed 信号となる。これらにより、核破砕反応は Correlated バックグラウンドとなる。ただし、Correlated バックグラウンドの条件を満たす事象は以下の二つのみで、その他は崩壊の半減期が長いため、遅延同時計測のイベントセレクションによりカットすることが出来る。

- ${}^8\text{He}(t_{1/2} = 119\text{ms}) \rightarrow n + e^- + {}^7\text{Li}$
- ${}^9\text{He}(t_{1/2} = 178\text{ms}) \rightarrow n + e^- + {}^8\text{Be}$
 ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$

2.5 加速器ニュートリノ振動実験

現在、世界中で注目されているニュートリノ振動実験ではあるが、Double Chooz の様な原子炉ニュートリノ振動実験だけではなく、加速器を用いてニュートリノを生成しそれを遠く離れた検出器で検出する、長基線加速器ニュートリノ振動実験も積極的に推進されている。具体的には、T2K(Japan)、NO ν A(USA)、MINOS(USA)

等が挙げられる。これらを含めた、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の予想される上限値の時間推移を図 2.13 に示す。原子炉ニュートリノ振動実験は、 ν_e の Disappearance であることに対し、加速器ニュートリノ振動実験の特徴は、Appearance であることである。これは加速器ニュートリノ実験では、原子炉ニュートリノ実験のように ν_e を直接的に作り出すことができない事に依る。

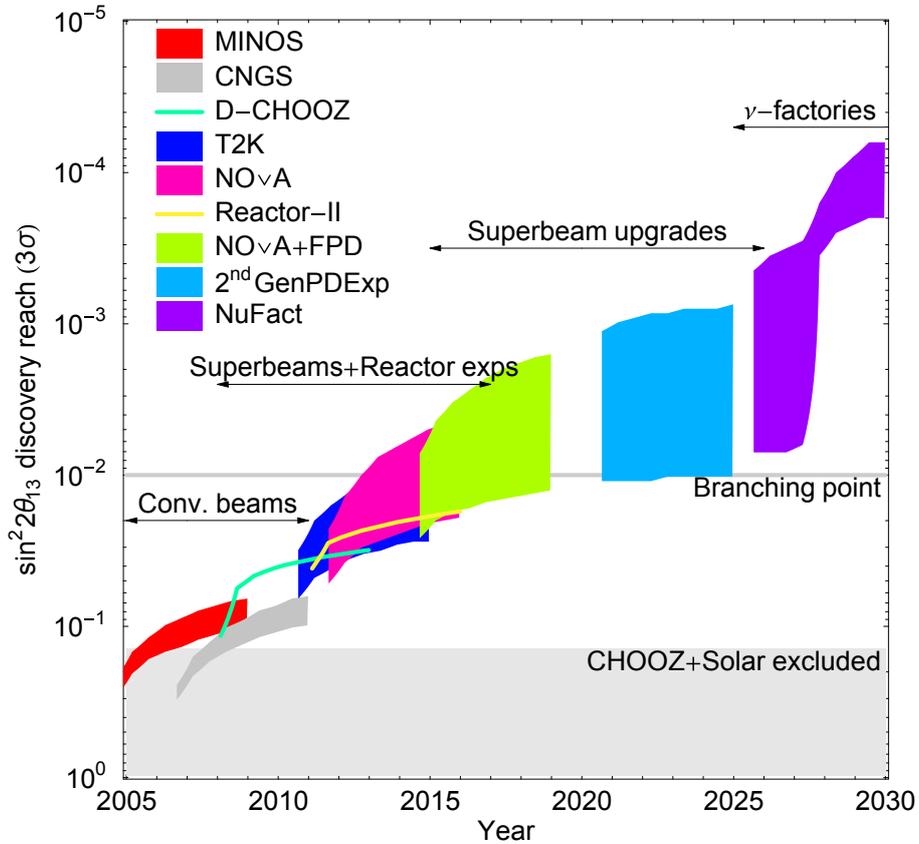


図 2.13: 加速器ニュートリノ・原子炉ニュートリノ実験における $\sin^2 2\theta_{13}$ の予想される上限値の推移 [10]

T2K 実験では、現在茨城県東海村で建設中の J-PARC の 50GeV 陽子シンクロトン加速器を用い陽子を加速し、それをグラファイト標的に当て、生成した π 中間子を電子ホーンで収束させる。更にこの π を、93m の崩壊トンネルで崩壊させることでニュートリノビームを生成する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.6)$$

生成されたニュートリノビームは、295km 離れたスーパーカミオカンデ (SK) で検出する。この際、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率を ν_e と SK の水に含まれる酸素原子の Charged

Current 反応の検出で計測する。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は、

$$\left. \begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \\ P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \end{aligned} \right\} = -4 \sum_{j < k} \text{Re} \left(U_{\mu j} U_{e j}^* U_{\mu k}^* U_{e k} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} \right) \mp 2 \sum_{j < k} \text{Im} \left(U_{\mu j} U_{e j}^* U_{\mu k}^* U_{e k} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} \right) \\ = s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2} + \frac{1}{2} J_r \sin \Delta_{21} \sin \Delta_{31} \cos \delta \mp J_r \sin \Delta_{21} \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2} \sin \delta + O(\epsilon s_{13}^2) \quad (2.7)$$

ここで、 $\Delta_{ij} \equiv \Delta m_{ij}^2 L / 2E$ 、 $\epsilon \equiv \Delta m_{21}^2 / |\Delta m_{31}^2|$ 、 $J_r \equiv \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} c_{13}^2 s_{13}$ である [11]。原子炉ニュートリノ振動を表す式 (1.17) と加速器ニュートリノ振動を表す式 (2.7) を見比べても分かるように、加速器ニュートリノ振動実験の方がパラメータの数が多く、 $\sin^2 2\theta_{13}$ を正確に測ることは困難である。特に、未だ実験的に測られていない CP Violation を示す δ を含んでいるため、加速器ニュートリノ実験における、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の不定性は大きくなる。図 2.14 に、加速器ニュートリノ振動実験のみの時と、原子炉ニュートリノ振動実験を含めた時の $\sin^2(2)\theta_{13}$ の不定性の違いを示す。

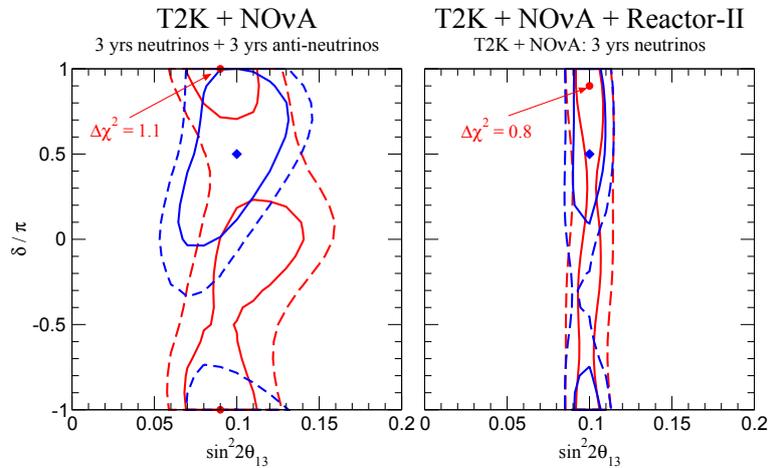


図 2.14: 加速器ニュートリノ振動実験のみの時と、原子炉ニュートリノ振動実験を含めたときの、 $\sin^2(2\theta_{13})$ の不定性 [12]。左図は加速器ニュートリノ実験 (T2K+NO ν A) のみ。右図は、これに原子炉ニュートリノ実験を加えたもの。直線は 90% CL で、破線は 3σ のライン。

2.6 本研究目的

本実験のようなニュートリノを検出するための実験はバックグラウンドが多く、高い S/N が要求される。その為、さまざまな点から実験誤差を減らす必要があり、

PMT の個体差が起源の系統誤差も減らす必要がある。故に、PMT の個体差をモンテカルロシミュレーションにパラメータとして導入しなければならない。すなわち、個々の PMT の特性を知ることは実験精度を上げる大事な手段のひとつであると言える。

Double Chooz 日本グループでは、設置される約半数の PMT に対して個体差を調べることを決定した。まず、日本で納品された PMT の詳細な性能評価試験を行い、空輸後、輸送によるダメージがないかどうかの簡単なチェックをヨーロッパで受け入れ検査として行う予定である。

本修士論文では、日本で行う予定の性能評価試験システム、及び 14 本の PMT を用いた性能評価の結果について報告する。

第3章 Double Chooz 実験用光電子増倍管と評価試験用暗箱

本章では、Double Chooz 実験に用いられる 10 インチ光電子増倍管（以下 PMT）と、作成した日本側での性能評価システム（暗箱等）に関して簡単に説明する。尚、本論文で用いた 10 インチ光電子増倍管とは、浜松ホトニクス株式会社製の R7081 を指す。

3.1 Double Chooz 用光電子増倍管

3.1.1 基本仕様

Double Chooz 実験では、10 インチ PMT を用いることを決定した。その理由は様々あるが、一番の理由は南極大陸で行われている、宇宙から来る高エネルギーニュートリノを観測するための IceCube 実験において、10 インチ光電子増倍管が採用され、ここ数年大量に生産されていることである。大口径の光電子増倍管は全て手作りであるため、生産過程で諸特性が変化するという短所があるが、10 インチの場合は先に生産中であったため、このような諸特性の変化量が少ないと見込まれている。

表 3.1 に R7081 基本特性を、図 3.1 に設計図と波長特性を示す。

項目	特性
波長領域	300nm ~ 650nm
Photo Cathode の物質	バイアルカリ (Sb-Rb-Cs)
ピーク波長	420nm
直径	φ253mm
Dynode の数	10
重量	約 1150g

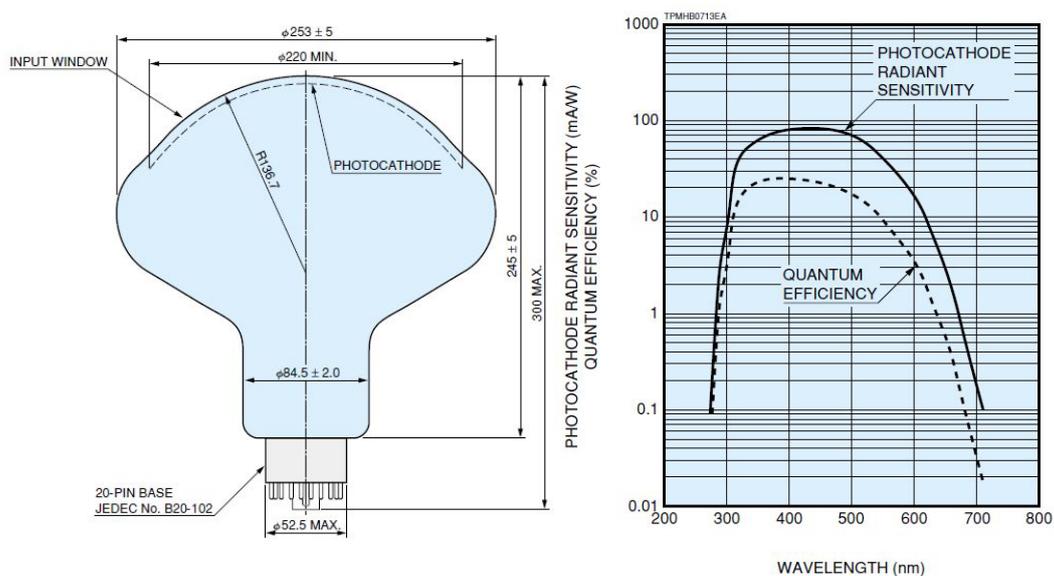


図 3.1: 浜松ホトニクス株式会社製 R7081 と波長特性

また、PMT 各々に、シリアルナンバーの TA**** という番号が与えられており、これにより PMT 個体を識別する。

3.1.2 ダイノード

R7081 のダイノード構造はボックスライン型のダイノード構造をしており、ダイノードの数は合計 10 個である。図 3.2 にボックスライン型ダイノード構造と電子軌道モデルを示す。また、例として、TA5706 の光電面方向から見たダイノードの構造を図 3.3 に示す。これを見ると、構造が上下左右で対称でない事が分かる。よって、PMT の特性もこのダイノードの方向に依存する可能性があるため、Double Chooz 実験ではダイノードの方向を図 3.5 に示すケーブルの出口に対して 45 度単位でランダムになる様に加工し、ダイノードの方向依存を極力打ち消す様にする。

3.1.3 ブリーダー回路

PMT は、各ダイノード間の電位差により電子が加速され、それがダイノードに衝突することにより 2 次電子を増幅する。このダイノード間の電位差は、PMT 全体に印加される高電圧と、各ダイノード間の抵抗値によって決定される。本性能評価試験で用いたブリーダー回路を図 3.4 に示す。この回路から、Double Chooz 用の

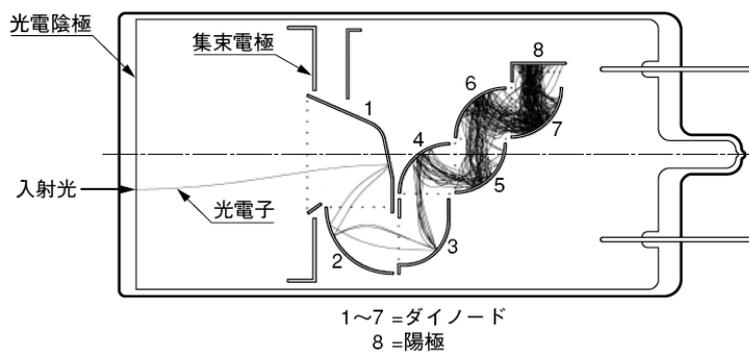


図 3.2: ボックスライン型ダイノード構造 [14]

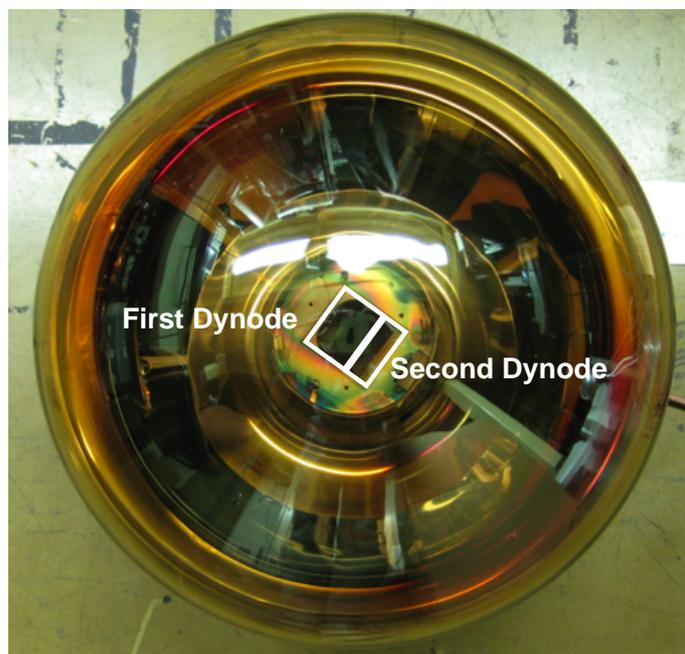


図 3.3: TA5706 の第 1 ダイノードと、第 2 ダイノードの位置

PMT には、正の高電圧を印加する。正電圧用プリーダー回路にした理由は暗電流を抑制する為でもある。また、図 3.4 の赤丸の R24(49.9Ω) は Back Termination と呼ばれ、インピーダンスマッチングによる反射波の再度の反射を防ぐ役割を持つ。この Back Termination により、PMT から後段の 3.1.4 節で説明する Splitter 回路に向かう Charge 量は半減され、ADC で見える Charge 量は実際に PMT によって増幅された Charge 量に比べて半減される。また、カソードから第一ダイノードま

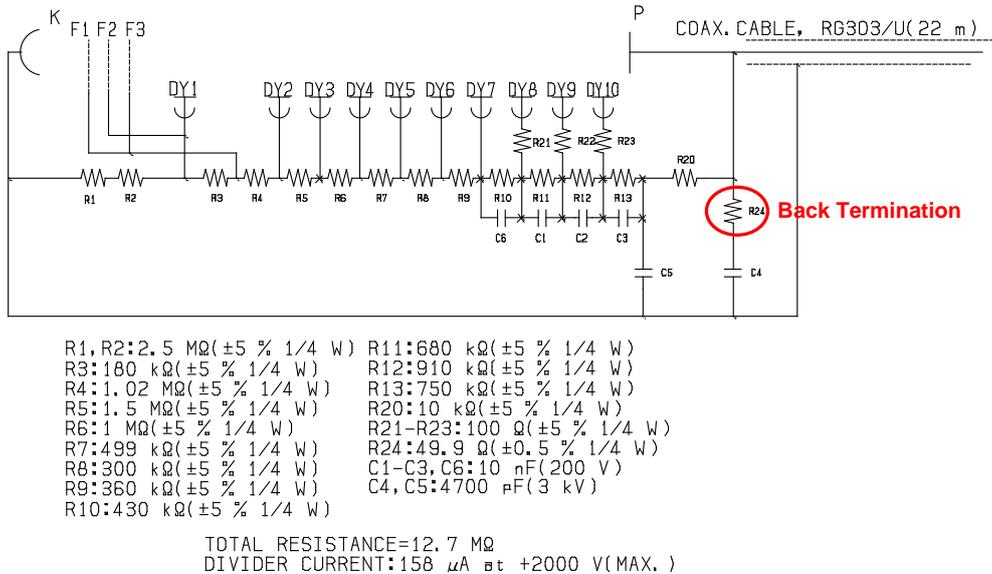


図 3.4: R7081 に用いられるブリーダー回路。ただし、TA5465 と TA5647 は C6 のコンデンサーがない。

での抵抗値が、全抵抗の 49% を占めているが、これは光電面で発生した光電子が高磁場により効率よく第一ダイノードに入射する為のものである。

実際のニュートリノ振動実験では、PMT はバッファオイル中に浸される。その為、ブリーダー回路をそのまま露出した状態でオイル中に浸す事が出来ない。従って、ブリーダー部を何らかの形で保護する必要があり、Double Chooz 実験では、KamLAND 実験¹で使用実績のあるブリーダー部の加工を行う。図 3.5 に、その設計図と加工されたブリーダー部の写真を示す。この加工にはシリコン接着剤、テフロンテープ、Oリング等を使用し、オイルの侵入を防いでいる。なお、この加工を行い KamLAND 実験で 6 年間使用した結果、PMT が壊れる確率は数% であった。また、PMT 本体から 3.1.4 節で述べる Splitter 回路までの 20m 同軸ケーブル (RG303/U) は、表面にテフロン加工が施され、耐オイル仕様となっている。この同軸ケーブルの特性を、表 3.2 に示す。

3.1.4 Splitter 回路

Double Chooz 実験では、ケーブルの数を少なくするために、PMT には一本のみのケーブルが接続されている。すなわち、一般的な PMT の様に、高電圧を印加

¹KamLAND 実験では、浜松ホトニクス株式会社製の口径 17 インチ PMT が用いられたが、ブリーダー部に関しては設計サイズが同じである。

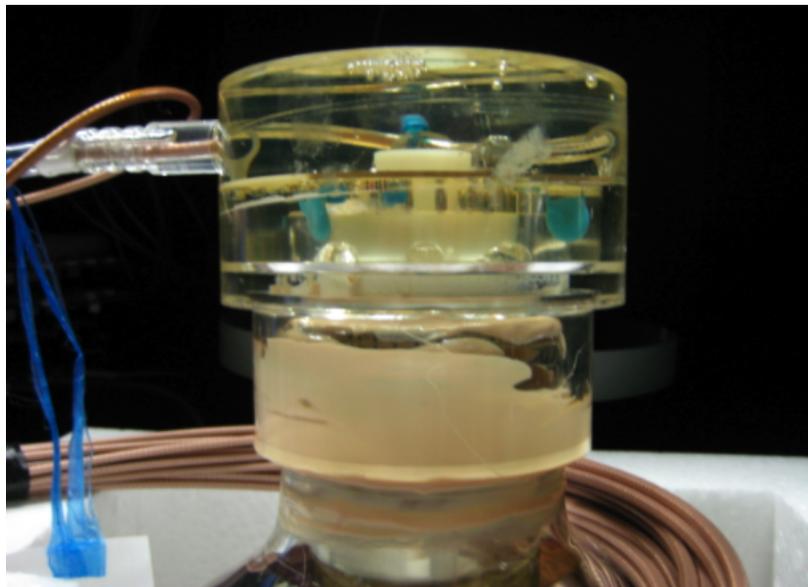
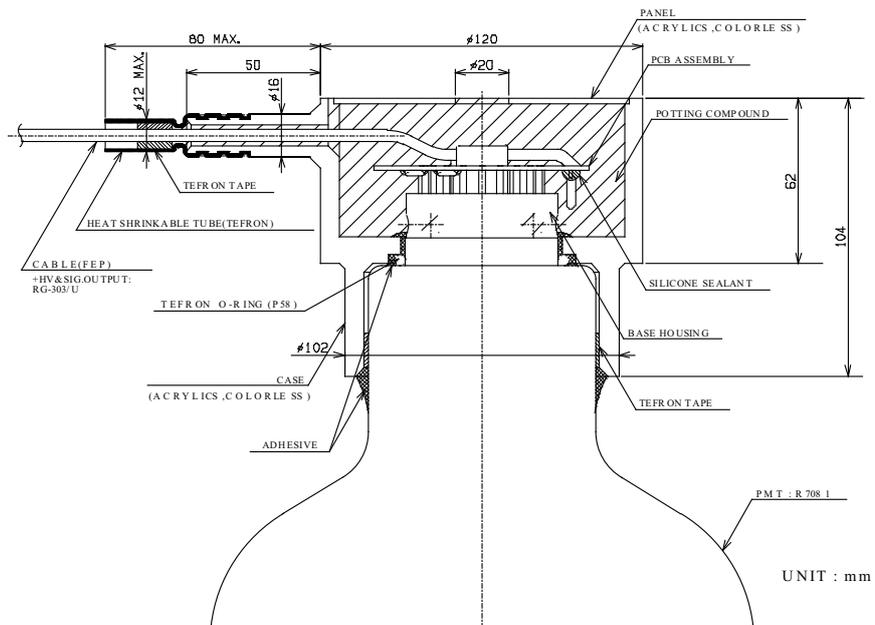


図 3.5: PMT のプリーダー部に施される加工

するためのケーブルと PMT から信号を読み出すためのケーブルが独立ではなく共通である。よって、PMT に接続されるケーブルの先には、PMT に印加する高電圧とシグナルの二つを分岐する回路が必要となる。これを Splitter 回路と呼ぶ。作成した Splitter 回路図を図 3.6 に示す。PMT からシグナルは、AC 高周波パル

表 3.2: RG303 の仕様

Impedance	Max Volt.	Attenuation	Weight	Conductor		Dielectric		Screen	Jacket	
				Mat.	ϕ mm	Mat.	ϕ mm		Mat.	ϕ mm
50 ± 1	2.5	2.6 dB/20m @100MHz	0.9	StCuAg	0.95	PTFE	2.95	3.6	FEP	4.3

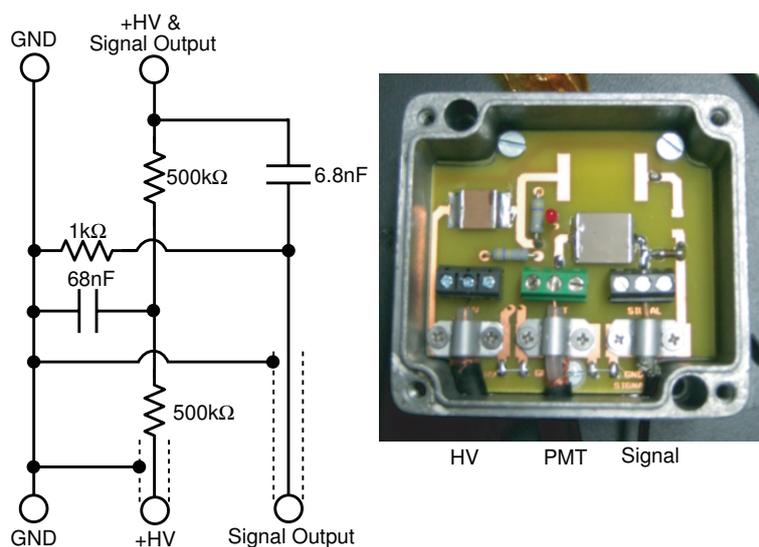


図 3.6: Splitter の回路図と、CIEMAT が作成した Prototype の Splitter

スであるため、コンデンサーを通過することが出来るが、高電圧は DC の低周波であるため、コンデンサを通過することが出来ない。よって、PMT からの信号は 6.8nF のコンデンサーを通過し、モジュール側に接続される。一方、68nF のコンデンサーは、高電圧電源からの高周波ノイズをカットするために設置される。

3.2 暗箱

光電子増倍管は、1 光子を計測できるほどの超高精度光検出器であるため、性能評価試験を行う際は外からの光を完全に遮断する必要がある。その為、外界から光を遮断する暗箱を本性能評価試験用に作成した。以下にその仕様や光源、その他付随するものを記述する。

3.2.1 仕様

日本側で行われる性能評価試験に用いる暗箱の正面から見たときの設計図と、実際に PMT をセットした様子を示した写真を図 3.7 に示す。

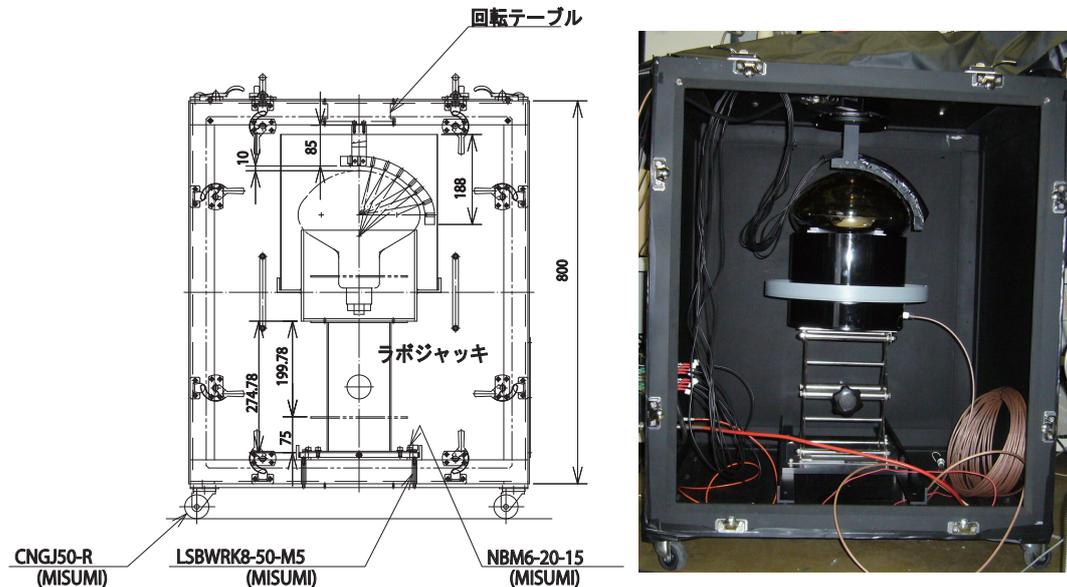


図 3.7: 日本側で行われる性能評価試験に用いる暗箱の設計図と、セットアップの様子の写真。但し、実際は PMT のまわりに μ メタルを設置し、地磁気などの磁場の影響を排除する。

この暗箱は、アルミニウム製で、上部と正面を開閉することができる。ただし、上部の扉には PMT の光子検出効率の位置依存性を測定する際に使用する、回転テーブルが上部の扉に設置されているため、普段は開閉しない。回転テーブルに関しては、3.2.2 節で詳しく述べる。PMT を設置する為の土台となる部分には、ステンレス製のラボジャッキが備え付けられており、これを用いて PMT の高さを調節する。1 光電子を用いた諸特性の評価試験では、ラボジャッキを折り畳み、PMT を光源（ピコセカンドレーザーパルサー）から 20cm 離す。PMT の光子検出効率の位置依存性の評価試験を行う際は、ラボジャッキを上げて、PMT を光源（LED）に近付ける。

また、PMT に接続するケーブルや、光源として用いる LED 駆動用の同軸ケーブルは、正面から見て左側の設置されたコネクタ盤に付けられた、SHV コネクタ等を通し、暗箱内部に接続する。尚、これら各々のコネクタのグラウンドは、グラウンドループを防ぐ為にコネクタ盤からは浮かせる様に加工した。

3.2.2 回転テーブル

本実験に用いられた回転テーブルは、シグマ光機株式会社製の SGSP-160YAW である。また、この回転テーブルは駆動コントローラが必要で、SHOT-602 を使用しこれと Linux コンピュータを RS-232C シリアルケーブルで接続した。表 3.3 に回転テーブルの仕様と、図 3.8 に回転テーブルの設計図を示す。

表 3.3: 回転テーブル (SGSP-160YAW) の仕様 [15]

項目	特性
テーブルサイズ (mm)	$\phi 160$
質量 (kg)	2.5
最大移動 ($^{\circ}/s$)	30
繰り返し位置決め精度 ($^{\circ}$)	0.020
対荷重 (N)	196(20kg)
駆動部	ステッピングモータ
ハーフパルス移動量	0.0025 $^{\circ}$

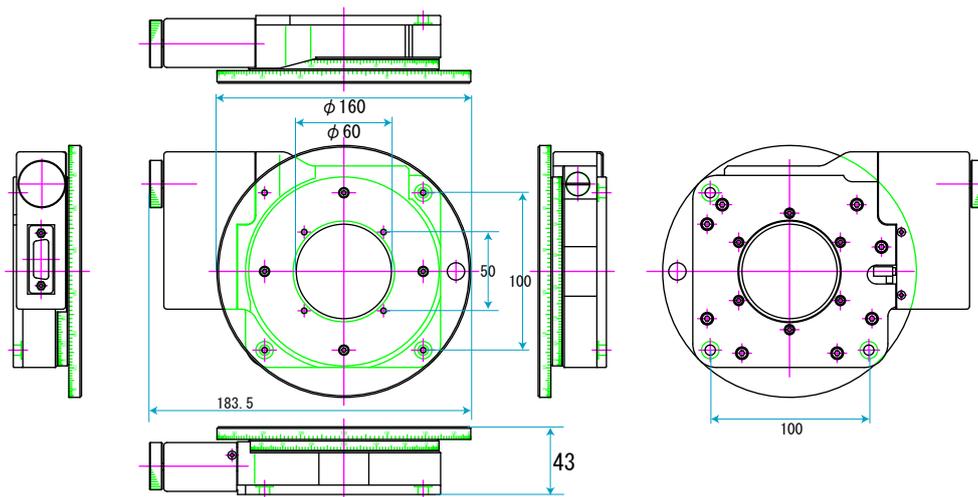


図 3.8: 回転テーブル (SGSP-160YAW) の設計図 [15]

3.2.3 光源

本性能評価試験で使用する光源は、ピコ秒レーザーパルサーと、LED8個である。これらの光源はそれぞれ、図 3.9 に示す光源アームの穴に設置した。なお、LED の光は PMT の光電面に対して垂直にあたる様に設計した。これを 3.2.2 節で示した回転テーブルに連結し、回す事によって、PMT の光子検出効率の Position Dependence を調べた。

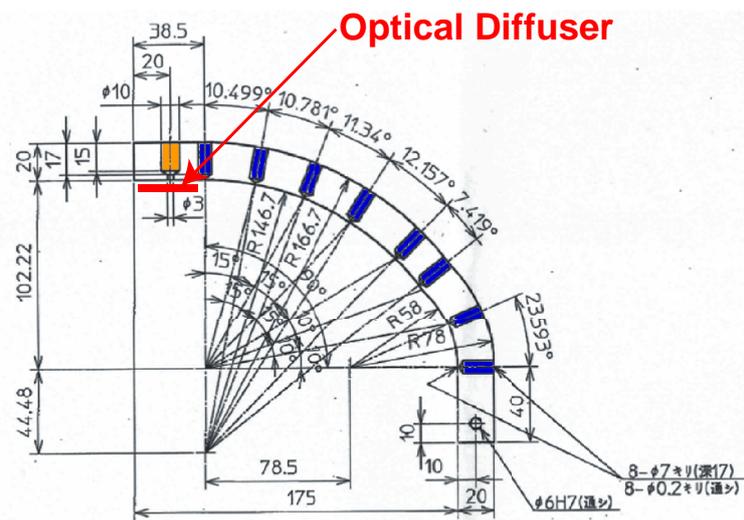


図 3.9: 光源設置場所。橙色にピコ秒レーザーパルサーの光ファイバーを、青の部分に LED を設置した。

液体シンチレータから発せられる光の波長は約 420nm であるため、これに近い波長を持った光源を選択した。また、これらの光源の時間的安定性についても調べた。方法や、結果は 4.1 節に詳述する。以下に各々の光源について説明する。

ピコセカンドレーザーパルサー

本性能評価試験で用いたピコセカンドレーザーパルサーは、Advanced Photonic Systems 社製の、EIG10000 である。レーザー光の波長は 438.7nm、パルス幅は 40ps 以下、ジッターは 4ps である。ピコ秒レーザーパルサーは発光時間 $\sigma \sim 20ps$ と非常に短いため、PMT の特性時間に比べ、デルタ関数的であると言える。よって、ピコ秒レーザーパルサーは、PMT の時間特性を測定する際に十分な威力を発揮する。ただし、本実験の場合、時間特性だけでなく、1 光電子を用いた測定にはすべ

てこれを利用した。これは、光量の調節が次に述べる LED に比べ比較的容易に出来るからである。

また、光ファイバーの出口にはシグマ光機株式会社製の DFB1-30C02-400 フロスト型拡散板を設置し光を拡散させなるべく PMT 全体に光が当たる様にした。

LED

本実験の LED は Kingbright 社製の L53MBC を 8 個使用した。波長は 430nm (カタログ値) の青色発光ダイオードである。LED には、タイミングとパルス幅の調節された TTL パルスが入力され、これを電源として光るようにした。また、陽極側には電流が流れすぎないように、 47Ω の抵抗を付けた。

図 3.9 にある様に、LED のから PMT に光を入射するときに通る穴の大きさの直径は 0.2mm で、光の向きが Collimate されている。また、8 個の LED の内、ひとつは PMT の頂点に位置する様になっており、回転テーブルに依らず、常に特定の場所に光が入射する様になっている。その為、頂点の LED は PMT の Gain 変動の Calibration ソースとして使用した。

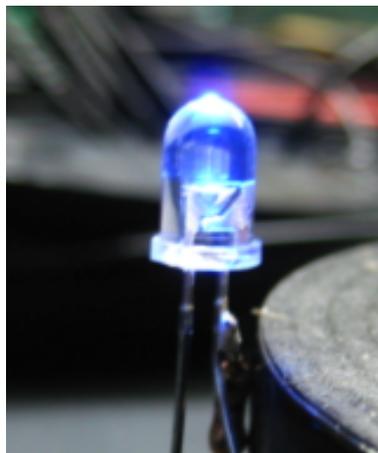


図 3.10: Kingbright 社製青色発光ダイオード【L53MBC】

3.2.4 消磁

PMT は、発生した電子を電場によって増幅する。その為、PMT における増倍率は、外部からの磁場に影響されやすい。特に、ニュートリノ検出に用いられる様な大口径の PMT の場合、光電面から First Dynode までの距離が長く、磁場の

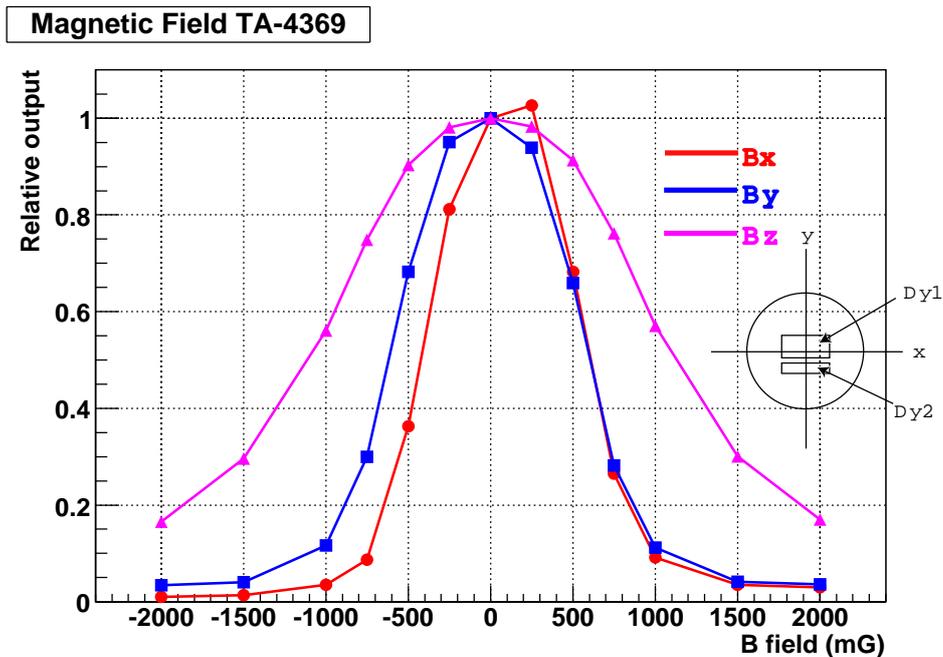


図 3.11: 磁場が PMT へ与える影響

影響が大きい。図 3.11 に、スペインの CIEMAT グループ²がヘルムホルツコイル磁場生成装置中で計測した Relative な PMT のアウトプットを示す。地磁気の大さは絶対値で約 400mG であるから、地磁気程度の小さい磁場でも増幅率に影響を及ぼす。

その為、磁場をカットするための μ メタルを、PMT 周りに設置する必要がある。そこで、PC の周りに PB を接触しないように設置した。表 3.4 に μ メタルの仕様を、表 3.5 にホール素子を持ちいた磁場測定器で測った磁場の値を示す。なお、この磁場測定器は、地磁気を用いて Calibration を行った結果、 $\pm 1\%$ 程度の精度で計測できる事が分かっている。これから、 μ メタルで磁場をシールドした場合、設置しないときに比べて、磁場の絶対値が約 1/10 になっていることが分かる。また、図 3.11 から、 $\pm 30\text{mG}$ 程度であれば、PMT の Gain に殆ど影響を与えない事が分かる。

²Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Técnicas

表 3.4: μ メタルの仕様

項目	PC	PB
厚さ	0.2	0.5
直径	$\phi 315$	$\phi 325$
高さ	325	325
透磁率 (H/m)	180000	45000
組成	Ni, Mo	Ni, Fe

表 3.5: 暗箱内の磁場。単位は mG。ベクトル方向は、暗箱正面から、手前側を + X、右方向を + Y、上方向を + Z と定義。

	X	Y	Z	Absolute
μ なし (ラボジャッキを上げた状態)	-115.4	-264.7	-90.6	302.6
μ あり (ラボジャッキを上げた状態)	-3.8	-12.5	-23.5	26.9
μ なし (ラボジャッキを下げた状態)	-210.9	-236.8	-104.6	333.9
μ あり (ラボジャッキを下げた状態)	-1.0	-9.5	-32.5	33.9

3.3 ドイツでの PMT 試験システム

ここでは、現在開発中のドイツで行う空輸後試験について簡単に触れる。今までは、浜松ホトニクス株式会社から日本グループに納品される予定の PMT を日本で試験する為の性能評価システムについて述べてきた。我々は日本で検査を行った後に、PMT をヨーロッパに輸送する必要がある。輸送手段は空輸で、ヨーロッパ側でも簡単な受け入れ検査を行う。日本グループでは、その空輸によるダメージがないかどうかを、ドイツ連邦共和国ハイデルベルグにある、MPI-K³で行う予定である。MPI-K で行う性能評価試験に用いる暗箱を、図 3.12 に示す。

この暗箱では、日本で行う評価試験とは違い、8 本同時に PMT を試験する。光源は LED を 1 個用い、LED からの光を Belle PID システムでも用いられている分岐光ファイバーを用いて、光を PMT に入射する。また、入射させる時は、日本の評価システムと同様に、PMT とファイバーの末端との間を 20cm 離し、同一の光学拡散板で光を拡散させ、PMT 全体に光が当たる様にしている。光源が LED であるため、PMT の時間特性は計測できず、光子検出効率も測る事は出来ないが、その他の試験結果は日本の評価システムにおいて測られた物と比較する。

³Max Planck Institute für Kernphysik

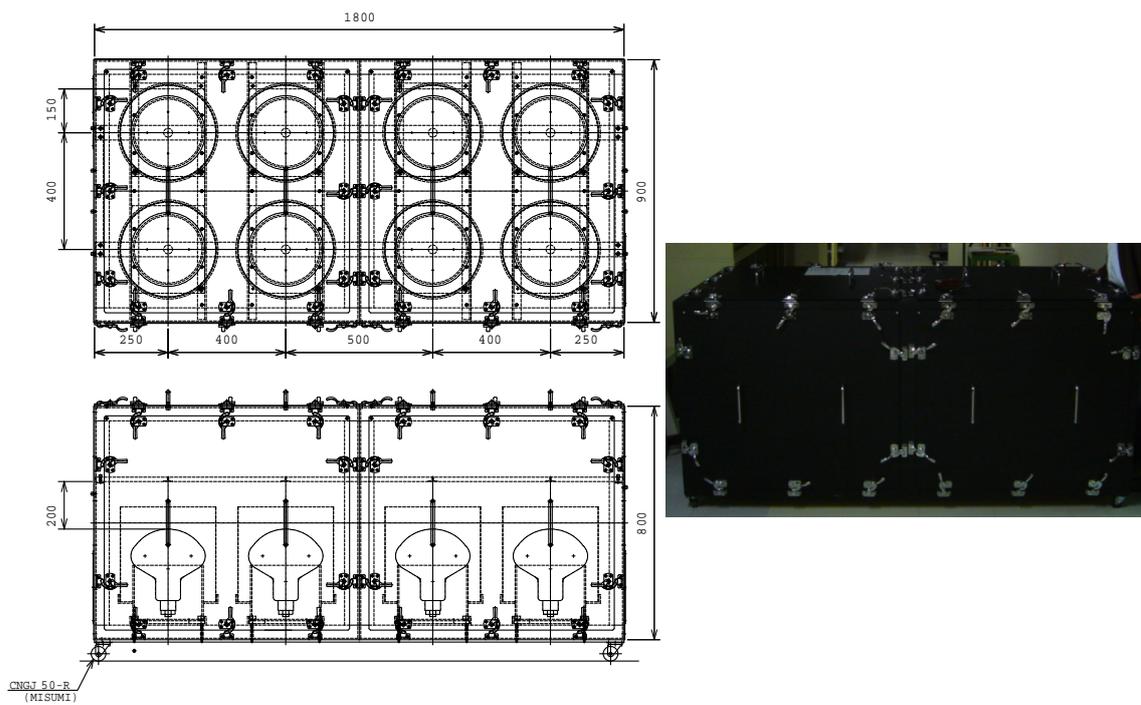


図 3.12: MPI で使用する予定の暗箱

第4章 光電子増倍管の評価試験とその結果

本章では、第3章に記述した光電子増倍管性能評価試験装置を用いた評価試験の結果に関して記述する。

4.1 光源の時間的安定性

実験に先立ち、3.2.3節で述べた2種類の光源の時間的な安定性を、約12時間連続でデータを取得し検証した。実験方法は、レーザーとLEDを交互に10Hzの周波数で発光させ、PMTで光を検出しADCでCharge量を見た。2種類の光源を同時に検証する事により、PMTの増幅率に依る時間的なふらつきはキャンセルできる。

結果を図4.1に載せる。各々の点は、5000イベントずつまとめたものをガウス関数でフィッティングし平均値と誤差を求めた。また、誤差にはADCの系統誤差として5%加えた。

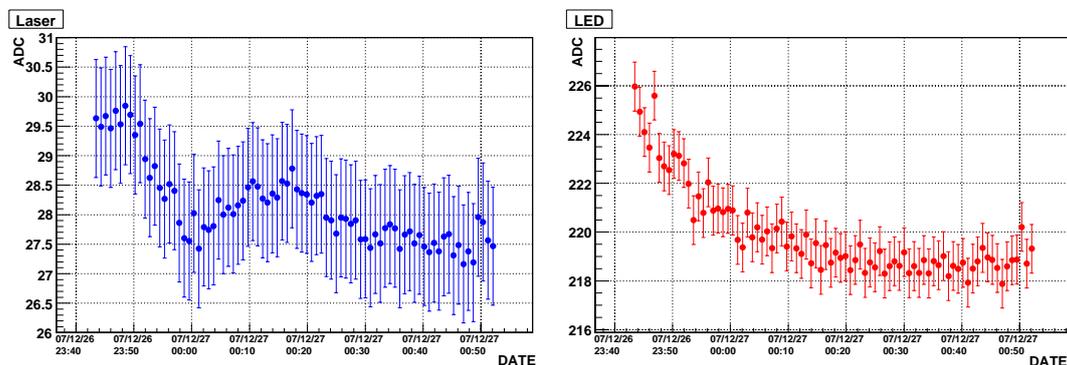


図 4.1: 光源の時間的安定性。左図がレーザー、右図がLEDのADCカウントを表している。

レーザーの光量は全て誤差の範囲内に入っており、安定している事が分かる。また、このことから、PMTのGainの変動も少なかった事が分かる。一方で、LEDの光量は時間とともに減衰している事が分かる。しかし、このグラフにおいては1プロットが約8分に対応する為、LEDを用いた試験の際には殆ど影響がないと判断した。

4.2 DAQロジック

本試験評価では高エネルギーや原子核実験等で多く用いられるNIMと、CAMACのモジュールを使用し、これらでDAQ¹ロジックを作成した。図4.2に作成したロジックを示す。ロジックを作る際は、誰でも扱える様にする為に、ケーブルの抜き差しがなるべく無い様にした。

1 光電子を用いた特性試験では、分解能を高める為にアンプを使用するが、光子検出効率を試験する時は光量も大きい為アンプを必要としない。しかしながら、Splitterから出てくるSignalケーブルは1本であるため、この時だけSignalがアンプモジュールを通らない様にした。ここで用いたアンプ、ADC(LeCroy 2249W)及びTDC(豊伸 C021)は、NIMのロジックシグナルを用いてキャリブレーションされたもので、それぞれアンプの増倍率は8.59倍、ADCは0.235pC/count、TDCは36.7ps/countあった。

4.3 1 光電子を用いた性能評価

光子が光電面に入射すると、光電効果により電子を発生する。入射する光子が非常に少ない場合、光電効果により発生する光電子の数は確率的にポアソン分布に従う。

$$P(k, \mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^k}{k!} \quad (4.1)$$

ここで、 μ は平均光電子数、 k は光電子数である。 μ は、光電子数が0のイベント数、すなわちペDESTALイベントと、全イベント数の比によって求まる。ペDESTALイベントの確率は式4.1から、

$$P(k=0) = e^{-\mu} = \frac{N_{ped}}{N_{all}} \quad (4.2)$$

¹Data Acquisition

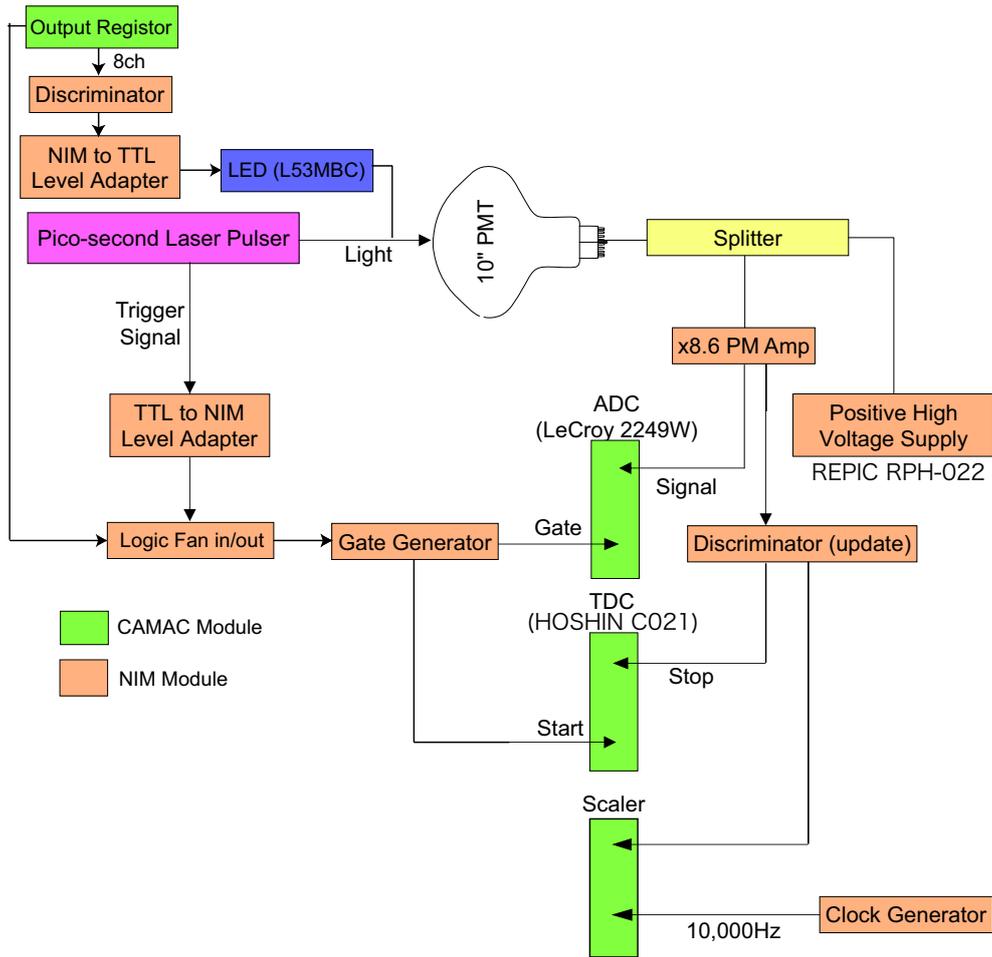


図 4.2: DAQ ロジック図。ただし、光子検出効率を計測する時は 8.6 倍アンプは使用しない。

となる。ここで、 N_{ped} はペDESTALイベント、 N_{all} は全イベント数である。これより、

$$\mu = -\ln\left(\frac{N_{ped}}{N_{all}}\right) \quad (4.3)$$

となる。本性能評価試験では、4.3.2 節と 4.3.4 節で記述する Peak to Valley Ratio と Transit Time Spread は、平均光電子数を 0.1 以下と定義し測定した。これは、2 光電子以上のイベントを極力除外する為である。

4.3.1 増倍率

光電面で発生した光電子は、相対的な電位差により加速され第1ダイノード (DY1) に衝突する。その後、二次電子を放出し後段のダイノードに次々衝突することにより、電子が増倍される。電位差はカソードからアノードにかけて印加される高電圧と、図3.4のベース回路の抵抗によって決定される。最終的な増倍率 (以下 Gain) は印加電圧 V に依存し、

$$Gain = a^n \left(\frac{V}{n+1} \right)^{kn} = \alpha V^\beta \quad (4.4)$$

となる。ここで、 a は定数、 n はダイノードの数 (R7081 の場合は、10)、 $\alpha \equiv a^n / (n+1)^{kn}$ 、 $kn \equiv \beta$ である。Double Chooz 実験では、PMT の試験データおよび実際のニュートリノ振動実験で、Gain を 1×10^7 で行うため、性能評価試験の一番最初に Gain が 1×10^7 を得る為の高電圧値を知る必要がある。

実際の Gain は、図4.3にあるような、1光電子のヒストグラムをADCの分解能、アンプの増幅率、素電荷を元に解析する事によって得られる。よって、今回の実験で用いた Gain を求める式は、

$$Gain = \frac{(ADC \text{ Count}) \times 0.235 \times 10^{-12}}{8.59 \times 1.602 \times 10^{-19}} \quad (4.5)$$

となる。8.59 はアンプの増幅率、 0.235×10^{-12} はADCの分解能である。

光電子の分布は、確率的に式4.1のポアソン分布に従うが、それぞれのADC値は正規分布になる。よって、ペDESTALから1光電子ピークまでのADCカウント幅の1/2の幅だけガウス関数でフィッティングし Gain を求めた。

4.3.2 Peak to Valley Ratio

Peak to Valley Ratio (以下 P/V) とは、ペDESTALと1光電子ピークの間に来る谷のイベント数の比である。この比が大きければ大きいほど、PMTの1光電子に対する分解能が良くなる。また、本性能評価試験では、P/V値を求めるにあたって、全イベント数を300,000イベントとし、更にポアソン分布から求まる平均光電子数を0.1以下と定義した。これにより、0光電子 (ペDESTAL) は全体の約90.5%、1光電子は約9.1%、2光電子は約0.4%とすることができる。

4.3節でも述べたように、非常に微弱な光の場合、発生する光電子の数は、ポアソン分布に従う。さらにPMTの増倍率やADCの分解能等により、ADC Countはガウス分布をする。よって、本来であればポアソン分布と、ガウス分布関数でフィットすべきである。

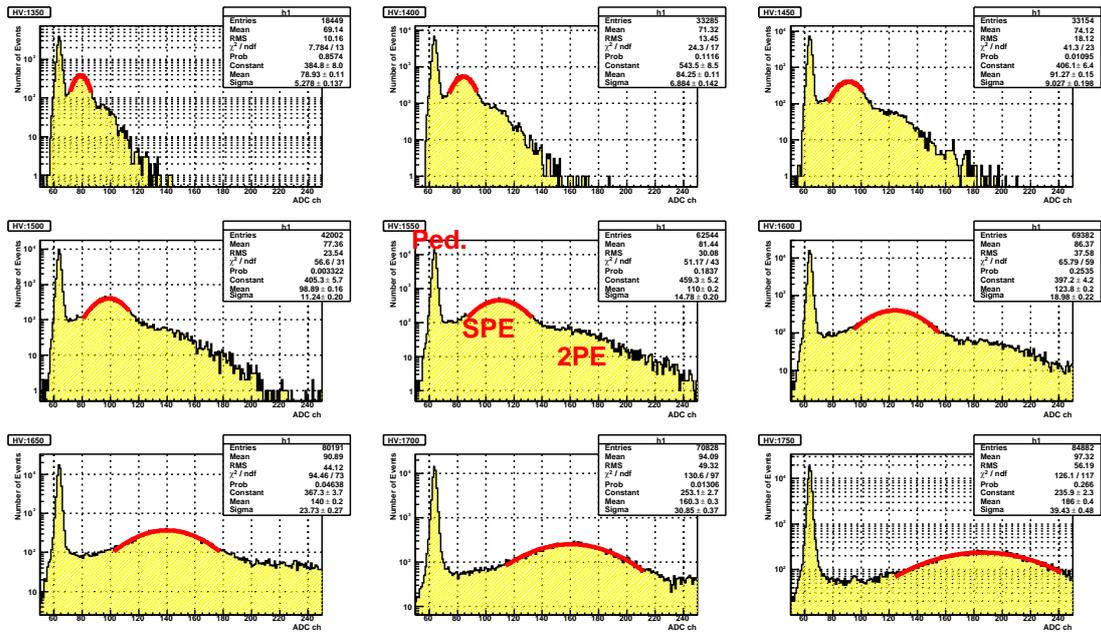


図 4.3: TA5711 の高電圧ごとによるヒストグラム。赤線が 1 光電子ピークをガウス関数でフィットしたもの。左上から 1450V、真ん中上段が 1350V の順に 50V ずつ変化し、右下が 1750V。

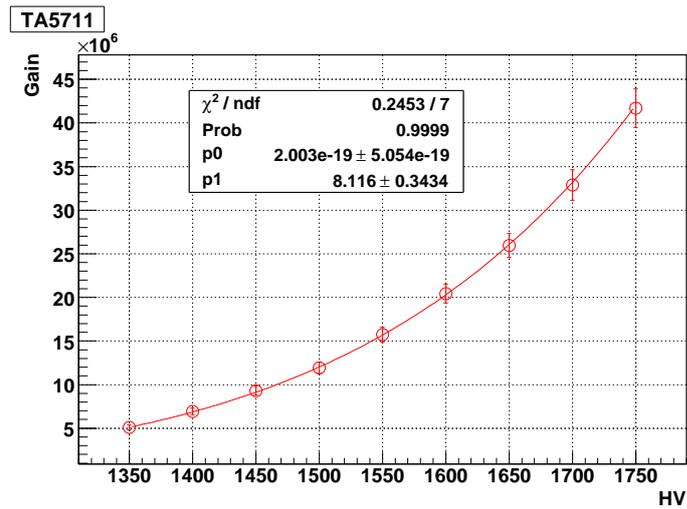


図 4.4: TA5711 における増幅率の印加電圧依存性

しかしながら、上記の様な理想的な関数でフィットした場合、 χ^2/ndf 値が非常に悪くなるため、本性能評価システムでは以下のような1光電子フィッティング関数を定義し、ヒストグラムをフィットした。

$$f(x) = P_0 \times \exp\left(-\frac{x}{P_1}\right) + \frac{P_2}{\sqrt{2\pi}P_4} \exp\left(-\frac{(x - P_3)^2}{2P_4^2}\right) \quad (4.6)$$

この1光電子フィッティング関数で実際にフィットした例を、図 4.5 に示す。このフィットの結果、TA5646 における P/V 値は 4.50 ± 0.33 であった。また、この誤差は統計誤差に依る物である。

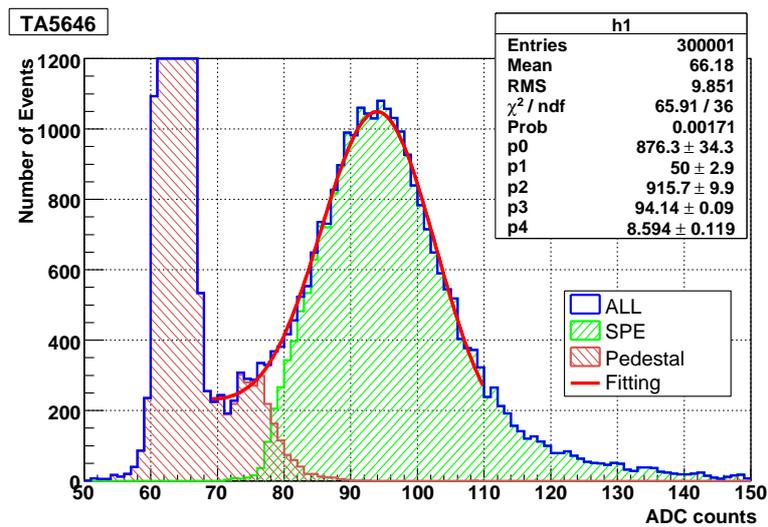


図 4.5: TA5646 における Peak to Valley Ratio

尚、P/V の最低要求性能は 2.5 である。

4.3.3 $\frac{1}{4}$ 単一光電子パルス高 Threshold Level の決定

次の測定項目に行く前に、ここで $\frac{1}{4}$ 単一光電子パルス高 Threshold Level(以下 $\frac{1}{4}$ Th Level) の決定について説明する。時間特性と Dark Counts の測定項目では、PMT からの高周波パルスに対して、Discriminator の閾値 (Threshold) を超えた時に1つの NIM の Logic パルスを出す必要がある。この時、Threshold Level は1光電子のパルス高に対して $\frac{1}{4}$ と定義する。これは、1光電子のパルス高の 1σ 相当に値する。

1/4 Th Level を決める為に、TA5554 に Gain が 1×10^7 になる高電圧値 (1596V) を印加し、1 光電子イベントをレーザーを用いて作った。この時、1 光電子イベントを Threshold スキャンする事により、1/4 Th Level を決定した。Threshold Scan の結果を図 4.6 に示す。

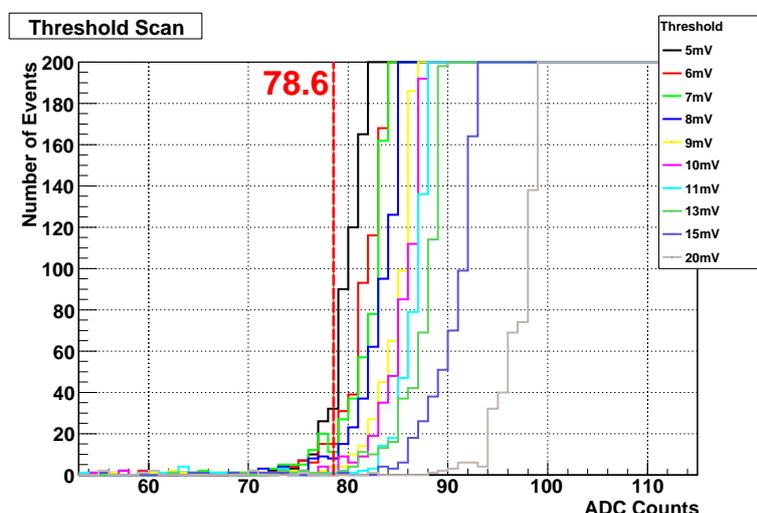


図 4.6: Threshold Scan

ペDESTALは71ADC count で、1 光電子のピークは101ADC count であったので、78.6ADC カウントあたりで切れる Threshold Level が 1/4 Th Level である。よって、 -10mV を 1/4 Th Level として以降の測定を行った。

4.3.4 時間特性

1 光電子走行時間幅

走行時間幅 (TTS : Transit Time Spread) とは、1 光電子を PMT の光電面に全面照射したとき、1 光電子がダイノードで増幅されパルスとなって出力されるまでの時間 (走行時間) の幅を指す。また、1 パルスごとの光電子数が増えると、この時間特性も良くなり、これは光電子数の平方根に反比例する。その為、P/V の計測時の様に、平均光電子数が 0.1 にし、複数の光電子が入射する事を防ぐ必要がある。従って TTS は評価試験時間の短縮も含めて、P/V と同時にデータを取得した。

図 4.7 に、TA5646 の TTS を測定した際の TDC 分布を示す。TDC の Start シグナルは、ピコ秒レーザーパルサーのトリガーを使用し、Stop シグナルは、4.3.3 節で決定した Threshold Level を用いた。

図 4.7 より、ヒストグラムは単純にガウス関数でフィットできない。よって、二つのガウス関数の足し合わせの以下のダブルガウス関数を定義した。

$$f(x) = \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}P_2} \exp\left(\frac{-(x - P_1)^2}{2P_2^2}\right) + \frac{P_3}{\sqrt{2\pi}P_5} \exp\left(\frac{-(x - P_4)^2}{2P_5^2}\right) \quad (4.7)$$

TTS は一般的に半値全幅 (FWHM²) で表される。従って、フィットした関数から FWHM を求めた。TA5646 の場合、FWHM=74.0 TDC count である。更に、TDC の分解能は、 $TDC_{resol} = 36.7ps/count$ であるから、TA5646 の TTS は $2.72ns$ と求まる。

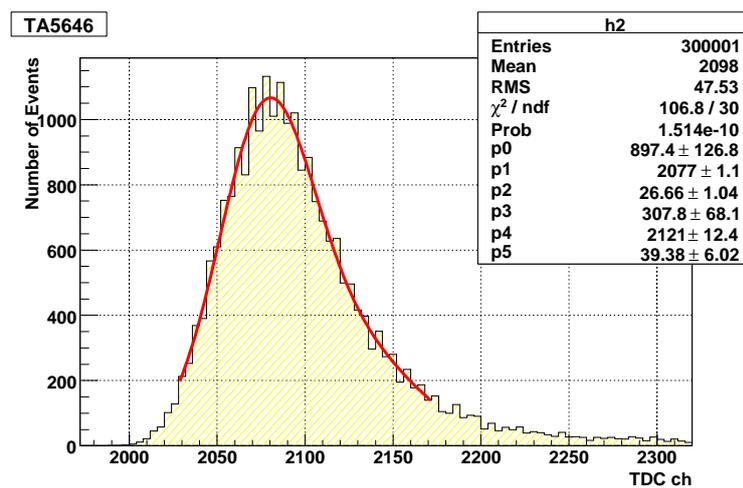


図 4.7: TA5646 の TDC 分布

相対的な電子走行時間

TTS は 1 光電子の走行時間の幅であるが、走行時間の絶対値も、PMT の性能を決める上で重要なパラメータの 1 つである。この絶対値を Transit Time(以降 TT) と言う。しかしながら、本性能評価システムの場合、この絶対量は光子が PMT に入射する絶対時間が正確に求める事が出来ないので、TT の絶対値も求めることができない。しかし、ある PMT を基準とした TT の相対量を求める事は可能であるので、この TT の相対値を求めた。

ここで、例として TA5713 の TDC 分布を 4.8 に示す。TT の相対値は、図 4.7 に示した TA5646 の TDC を測定の基準として計算した。TA5646 のピーク 2080.39

²Full Width at Half Maximum

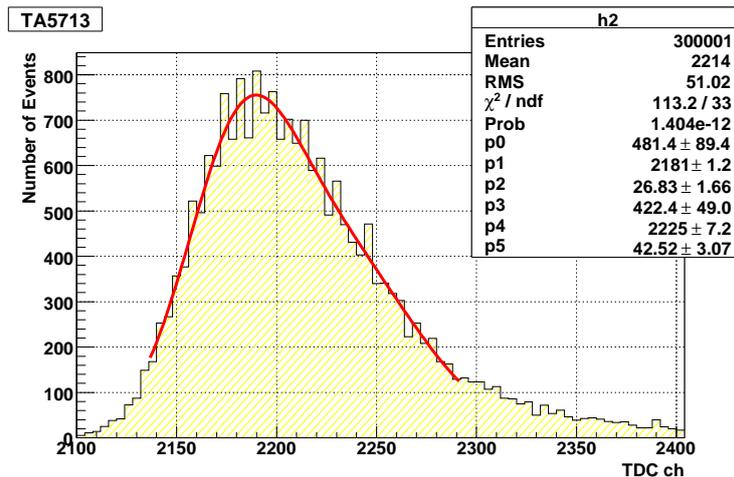


図 4.8: TA5713 の TDC 分布

カウントであるのに対し、TA5713 のピークは、2189.84 カウントであるから差が 109.45 となる。これに TDC_{resol} をかけると、TA5713 の TT は TA5646 の TT に対して、4.02ns 大きい事が分かる。

4.4 Dark Counts

PMT は、光が入射していない状態でも、光電面やダイノードからの熱電子放出、管内の残留ガスのイオン化による電流などといった原因から、常に電流が流れている。これを暗電流と呼ぶ。微弱光を扱う PMT においては、これらはバックグラウンドとなり、実験結果に影響を及ぼす可能性がある。その為、個々の PMT がどれだけの周波数で暗電流を発生させるかを知る必要がある。尚、4.3.3 節で決定した Threshold Level での、暗電流の周波数を Dark Counts と呼ぶ。

4.4.1 時間変化

PMT に高電圧を印加してから、Dark Counts が時間的にどのように変化するかを調べた。PMT は TA5646 を使用した。結果を図 4.9 に示す。

高電圧を印加して間もない時は Dark Counts の周波数が高く、時間が経つに連れ減衰して行く様子が見て取れる。浜松での性能評価試験では、高電圧を印加してから約 30 分後に Dark Counts を計測するが、本性能評価システムでは、4.5 節で述べる試験手順を踏むので、高電圧を印加してから約 2 時間半後に計測を開始

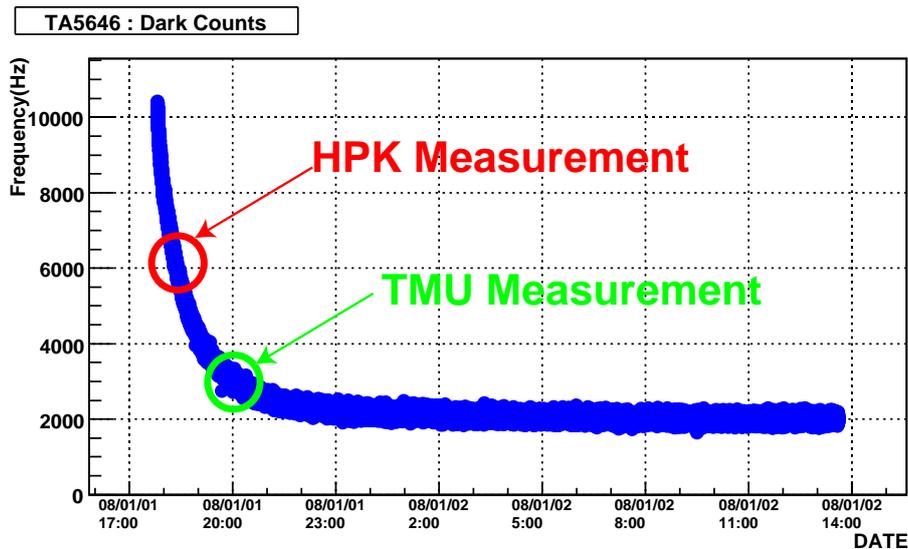


図 4.9: TA5646 の Dark Counts の時間変化。赤丸の部分が浜松における Dark Counts のデータ取得の時間帯。緑丸が本性能評価システムでのデータ取得の時間帯。

する。よって、本性能評価システムの方が、浜松で計測される Dark Counts の値よりも良くなる。この結果に関しては、4.6 節にまとめた。

4.4.2 その他の基礎試験

上記の時間変化の試験以外に、高電圧を印加して Dark Counts がある程度安定してから、高電圧を切って PMT に白熱電球の光を数秒当て、その後直ぐに高電圧を印加し、Dark Counts がどのように変化したかを測定した。なお、この時に使用した PMT は TA5711 を使用した。図 4.10 に結果を示す。

高電圧を暫く印加しある程度安定してから光を当てた場合、すなわち図 4.10 の赤の境界線より右側は、高電圧を印加していない時、すなわち赤の境界線より左側に比べ、速い段階で Dark Counts が減衰し、一定になる事が解った。

また、今度は Dark Counts がある程度安定してから高電圧を切ってそのまま暗箱内で約 16 時間放置し、再び高電圧をかけた場合、Dark Counts が変化するかどうかを調べた。結果を 4.11 に示す。

この結果から、暗い場所に放置しておけば、高電圧を切っても Dark Counts は増加しない事が解る。すなわち、実際の Double Chooz 実験でも、高電圧を切って

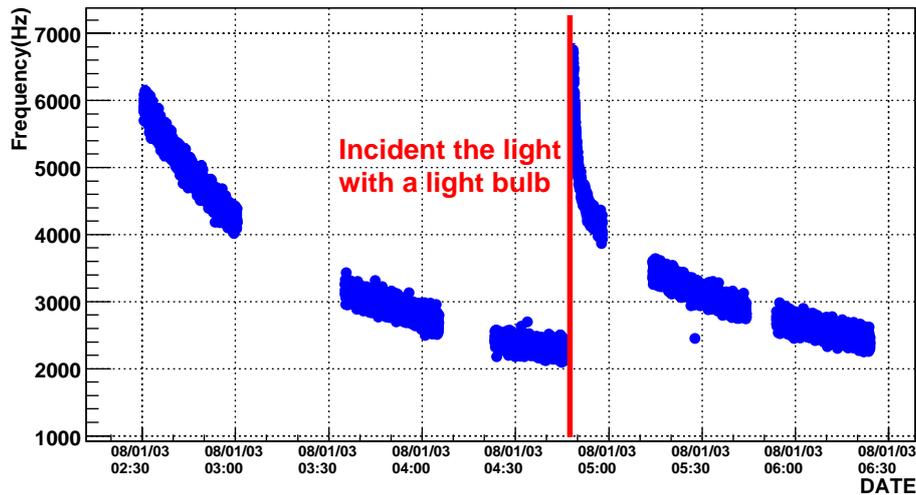


図 4.10: TA5711 における Dark Counts の入射光依存

暫く経ったとしても、検出器を解放しなければ Dark Counts が安定するまで待つ必要はない。

4.5 PMT 評価試験の手順

実際の PMT 評価試験は次から次へと流れ作業の様に PMT を試験する必要がある。従って、どの順番で何を測るかを事前に決定しておく事が極めて重要である。その為、今まで記述してきた基礎データから日本側での PMT の受け入れ性能評価試験は、以下の順番で試験する事とした。尚、光子検出効率は 4.7 節で詳細を記述する。

1. 浜松で測定された Gain が 1×10^7 を得る電圧値を印加し、1 時間安定するまで待つ。
2. 増幅率の高電圧印加依存性を測定する。
ここで、増幅率が 1×10^7 になる高電圧値を決定し、以降行う評価試験の印加値とする。
3. 平均光電子数=0.1 で、P/V と時間特性を測定するために、300,000 イベントデータを取得する。
4. アンプを介さず平均光電子数=0.1 で波形データをデジタルオシロスコープで取得する。

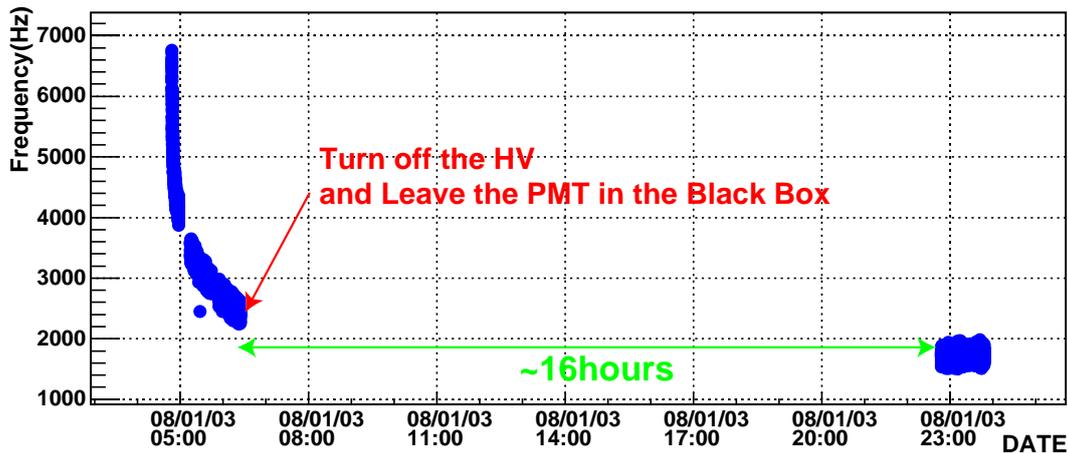


図 4.11: TA5711

5. Dark Counts を 30 分間測定する。
6. 高電圧を切り、ラボジャッキを上げて光子検出効率を計測する準備をする。
この際、PMT に光がなるべく当たらない様に注意する。
7. 高電圧を再び印加し、光子検出効率を測定する。

これらの試験は合計で約 4 時間/1 本の時間を費やす。その為、1 日に最大 3 本の試験を行うとすると、1 システムで 1 ヶ月に試験できる最大の本数は約 80 本程度となる。

4.6 1 光電子と Dark Counts の評価試験のまとめ

4.5 節の手順に沿って、PMT14 本をそれぞれ性能評価した。以下に、今まで述べてきた 1 光電子と Dark Counts の性能評価試験の 14 本分の結果を浜松ホトニクスが行った試験結果と一緒に載せる。TMU1 は 1 回目の性能試験のデータで、TMU2 は後日再現性を確認するために、再び性能評価試験を行った時のデータである。また HPK が浜松での試験データを表す。相対的な TT に関しては、TA5646 の 1 回目の測定を基準として、その相対値を算出した。また、これは浜松では測定されていない。

更に、これらのデータをプロットした物を、図 4.12 から 4.16 に示す。

表 4.1: 性能評価試験の結果のまとめ 1

SN	HV (V) to obtain 1×10^7 Gain			P/V		
	TMU1	TMU2	HPK	TMU1	TMU2	HPK
TA5646	1550	1559	1530	4.45 ± 0.32	3.66 ± 0.26	3.097
TA5647	1570	1565	1550	3.47 ± 0.22	3.99 ± 0.29	3.334
TA5704	1475	1472	1430	4.55 ± 0.32	4.60 ± 0.33	3.035
TA5706	1361	1350	1340	4.64 ± 0.32	4.83 ± 0.32	3.551
TA5708	1405	1400	1370	4.68 ± 0.31	4.73 ± 0.33	3.595
TA5711	1465	1469	1440	3.99 ± 0.27	3.96 ± 0.25	2.891
TA5718	1384	1377	1360	3.30 ± 0.18	3.97 ± 0.27	3.102
TA5719	1370	1358	1330	3.91 ± 0.27	3.93 ± 0.26	3.008
TA5465	1542	1530	1530	5.14 ± 0.40	4.85 ± 0.32	4.415
TA5554	1590	1596	1560	5.02 ± 0.36	4.97 ± 0.33	3.982
TA5701	1322	1322	1300	3.95 ± 0.27	3.84 ± 0.25	3.173
TA5710	1590	1597	1550	2.64 ± 0.15	2.55 ± 0.14	3.441
TA5713	1386	1382	1370	3.63 ± 0.24	3.51 ± 0.21	2.928
TA5714	1314	1310	1260	4.29 ± 0.15	4.44 ± 0.28	3.421

表 4.2: 性能評価試験の結果のまとめ 2

SN	TTS (ns)			Relative TT (ns)		Dark Counts (Hz)		
	TMU1	TMU2	HPK	TMU1	TMU2	TMU1	TMU2	HPK
TA5646	2.72 ±0.26	2.53 ±0.11	3.353	0 ±1.16	-0.53 ±1.08	2855 ±78	2605 ±83	4500
TA5647	2.47 ±0.08	2.61 ±0.18	3.449	-0.34 ±1.05	-0.12 ±1.11	2682 ±93	3070 ±80	3900
TA5704	2.77 ±0.16	3.16 ±0.18	3.910	2.22 ±1.18	2.08 ±1.34	3268 ±99	3825 ±103	5800
TA5706	2.99 ±0.13	3.11 ±0.05	3.765	4.31 ±1.27	3.78 ±1.32	2384 ±76	2635 ±79	4900
TA5708	2.83 ±0.15	2.93 ±0.14	3.781	4.02 ±1.2	2.96 ±1.25	3943 ±192	3907 ±139	6600
TA5711	2.80 ±0.17	2.94 ±0.10	3.566	2.11 ±1.19	1.86 ±1.25	2637 ±81	2451 ±77	1800
TA5718	3.07 ±0.18	3.01 ±0.13	3.824	3.96 ±1.31	3.88 ±1.28	2186 ±70	2428 ±81	3200
TA5719	3.13 ±0.08	3.07 ±0.11	3.880	4.34 ±1.33	4.01 ±1.31	2237 ±82	2365 ±72	2600
TA5465	2.66 ±0.16	2.82 ±0.08	3.363	0.43 ±1.13	0.53 ±1.20	3755 ±94	3356 ±75	6000
TA5554	2.69 ±0.08	2.61 ±0.16	3.266	-0.70 ±1.14	-0.76 ±1.11	3720 ±90	3795 ±105	4000
TA5701	3.33 ±0.20	3.20 ±0.24	4.056	5.50 ±1.42	5.40 ±1.36	3462 ±94	3340 ±89	4200
TA5710	2.70 ±0.20	2.64 ±0.15	3.465	-2.12 ±1.15	-2.88 ±1.12	2903 ±91	2780 ±77	3600
TA5713	3.54 ±0.15	2.98 ±0.10	3.910	4.02 ±1.51	3.70 ±1.27	2425 ±73	2597 ±75	5700
TA5714	3.17 ±0.29	3.12 ±0.12	4.097	5.93 ±1.35	5.79 ±1.33	2480 ±76	2341 ±74	5200

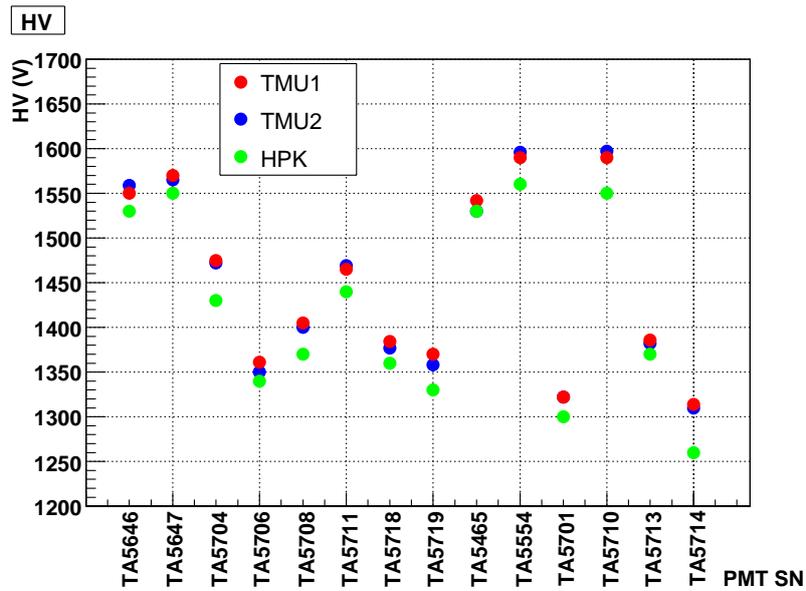


図 4.12: 浜松と、開発した性能評価システムで得られた 1×10^7 Gain を得るための印加高電圧値の比較

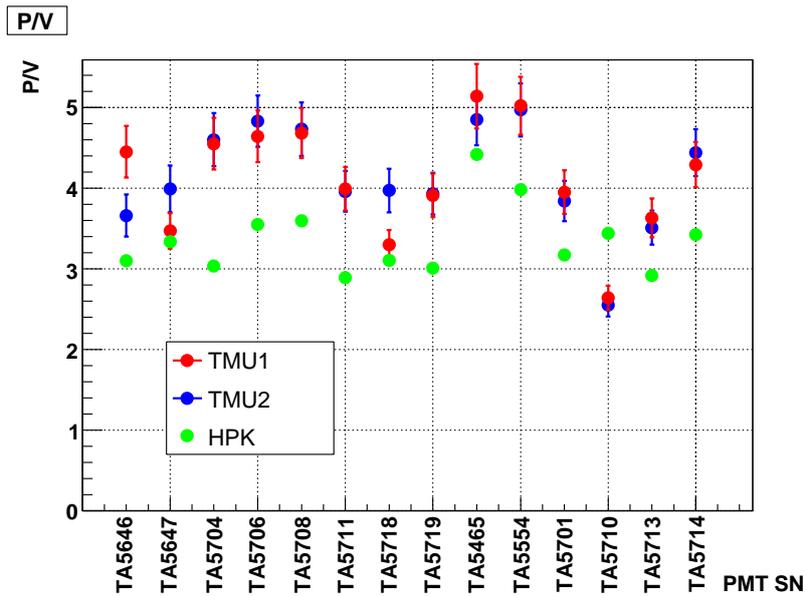


図 4.13: 浜松と、開発した性能評価システムで得られた P/V 値の比較

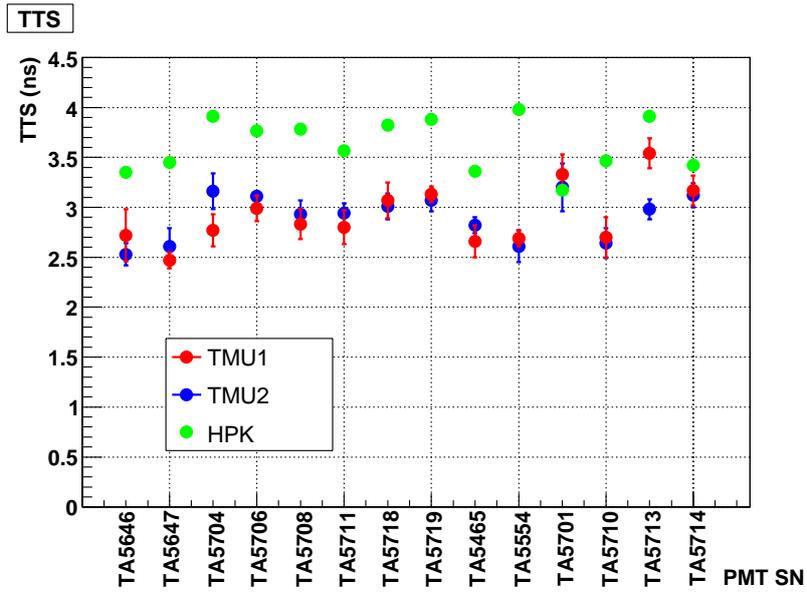


図 4.14: 浜松と、開発した性能評価システムで得られた TTS 値の比較

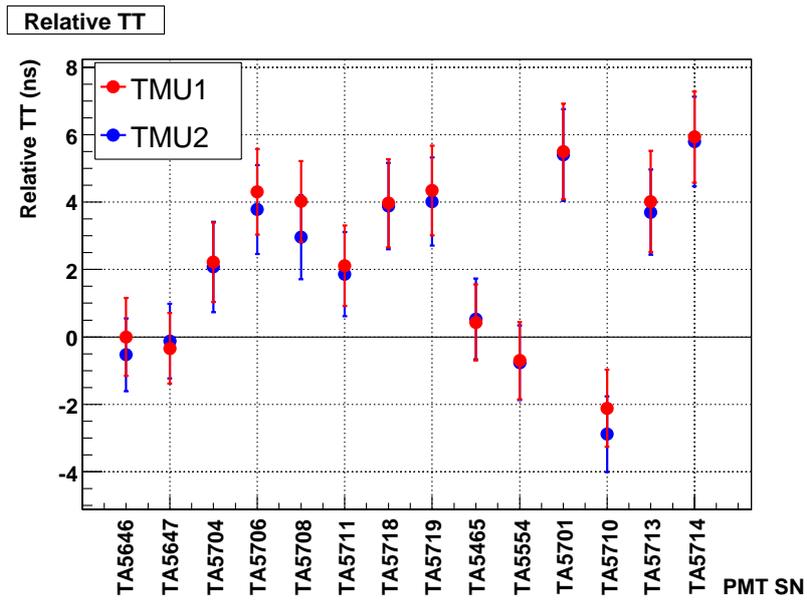


図 4.15: 相対的な 1 光電子走行時間

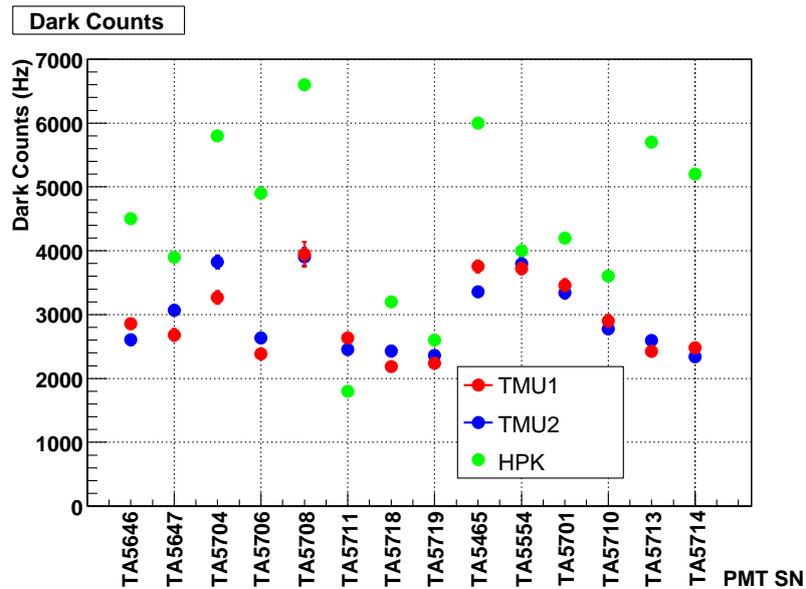


図 4.16: 浜松と、開発した性能評価システムで得られた Dark Counts の周波数の比較

印加高電圧値

浜松の測定値より軒並み高いことがわかる。これは、浜松の測定系で使われているダイノード間に設置された抵抗値が違う事に依る。PMT 毎の傾向としては、非常に良く一致していると言える。

P/V

P/V 値に関しては、浜松と比べて優れた値が結果として表れた。再現性も誤差の範囲内で確認できた。これは、本性能評価システムの場合、高電圧電源から来る高周波信号をコンデンサーでカットしているため、ペDESTALの Charge 量が浜松に比べシャープになっているためであると考えられる。よって、傾向だけを見ると、浜松と矛盾しない。しかしながら、TA5710 は浜松と比べても非常に悪い値が出た。要求性能も 2.5 以上であるのでこの種の PMT はストックしてスペアとして使用する。

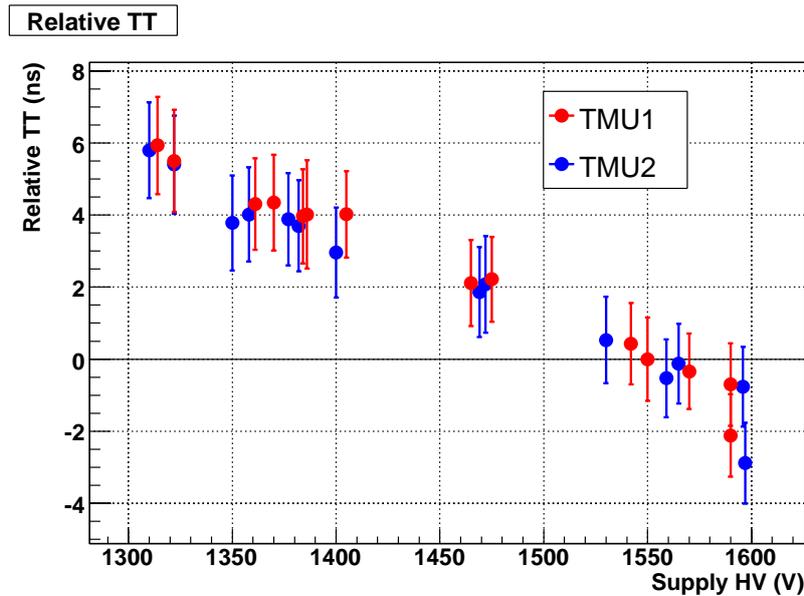


図 4.17: 印加高電圧値と、相対的な TT との関係

TTS

TTS に関しても P/V 値と同様に、浜松と比べて優れた結果が得られ、再現性も確認された。また、傾向も非常に浜松に近い。

相対的な TT

再現性がよく確認された。TA5710 と TA5714 を比べると約 9ns、すなわち光速の場合 2.7m もの差が出ている。ここで、図 4.17 に、印加高電圧値と相対的な TT との関係を示す。よって、TT は印加高電圧値に依存する事が分かる。これは、印加高電圧値によって、ダイノード間にかかる電場の強さが変化するため、これに電子の速度が変化するためであると考えられる。すなわち、高電圧値が小さければ電子のスピードが遅くなり、TT の絶対値も大きくなる。

Dark Counts

再現性に関しては誤差の範囲内に入っていないが、これは PMT の保存状況や高電圧を印加してからの測定するまでの時間、温度等に依存するので再現するのが難しい。しかしながら、傾向は非常によく再現した。

浜松との比較では、浜松の Dark Counts の測定のタイミングが高電圧を印加してから時間的に比べて、開発された測定システムに比べ短いため、周波数が高く出る傾向にある。

4.7 光子検出効率

光子検出効率とは、光子が光電面に入射したとき、光電効果により光電子が飛び出す効率、すなわち量子効率 (Quantum Efficiency) と、光電面で発生した光電子がダイノードへ入射する効率 (Collection Efficiency) の掛け合わせた効率 (以下、QE×CE) のことである。これを測定するために、コンピュータで制御される回転テーブルが、LED を設置した光源のアーム (図 3.9) を回し、データを取得した。

QE×CE を知るには、次式から LED から PMT に入射する光子数 N_p を知る必要がある。

$$QE \times CE = \frac{N_{pe}}{N_p} = \frac{(ADC_{count} - ped) \times ADC_{resol}}{N_p \times (1.602 \times 10^{-19} \times Gain)} \quad (4.8)$$

ここで、 N_{pe} は測定された光電子数、 ADC_{count} は ADC 値、 ADC_{resol} は ADC の分解能、Gain は PMT の増倍率を指す。よって、10 インチ PMT の QE×CE を計測する前に、浜松ホトニクス株式会社製、H8643 (シリアルナンバー:AA2580) 1 インチ PMT を用いて、発生する光子数を測定した。

4.7.1 LED から発生する光子数のキャリブレーション

式 4.8 より、光子数を見積もるには、Reference として用いる AA2580 の QE、CE 及び Gain を求める必要がある。AA2580 は浜松ホトニクスでの QE の絶対値を計測されていて、これを図 4.18 に示す。LED の波長は 430nm であるから、AA2580 の 430nm での QE 値は、27.44% である。また、1 インチ光電子増倍管は、光電面から第一ダイノードまでの距離が十分短く、更に LED の光は図 3.9 にある様に、非常に小さく Collimate されているため、式 4.8 における CE は 100% として計算した。Gain に関しては独自に計測し、印加電圧 1700V で 5.71×10^6 になることを確認し、これをパラメータとして用いた。AA2580 で計測した光子数を図 4.19 に示す。これらの入射光子数は、LED に入力する TTL パルスの時間幅を調節したり、Collimate する穴に Neutral Density フィルター等を設置することにより、250Photon くらいになる様にした。

また、LED の経年変化等から Photon 数が日によって異なってくる可能性があるため、Calibration を毎日行う必要がある。しかしながら、上で述べた様な 1 インチ PMT で各々の LED の光量を測定する事は大変な労力と時間を要するため、

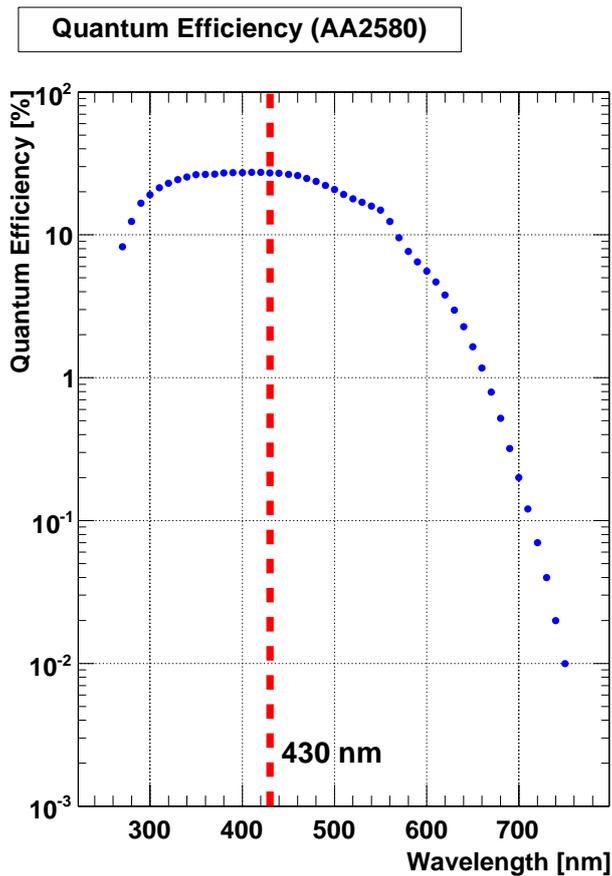


図 4.18: AA2580 の Quantum Efficiency

LED Calibration 用の Reference の 10 インチ PMT (TA4349) を用意した。この 10 インチ PMT で毎日 LED の光量を Calibration した。

4.7.2 10 インチ PMT の光子検出効率

これら上記のデータと、式 4.8 から 10 インチ PMT の $QE \times CE$ を測定した。測定する際は、1 ポイントにつき 10,000 イベントで、 ϕ 方向に 15 度刻みで測定した。また、PMT に接続されている RG303 ケーブルがブリーダー回路から出てくる方向を $\phi = 0$ と定義した。結果の例として図 4.20 に TA5646 のデータを示す。

LED0 は、その真上を他の LED の為の TTL パルス電源ケーブルが通っているため、キャリブレーションが困難であった。故に、LED0 は PMT の常に同じ位置に照射されているので、このデータは $QE \times CE$ の値としてではなく、PMT の Gain

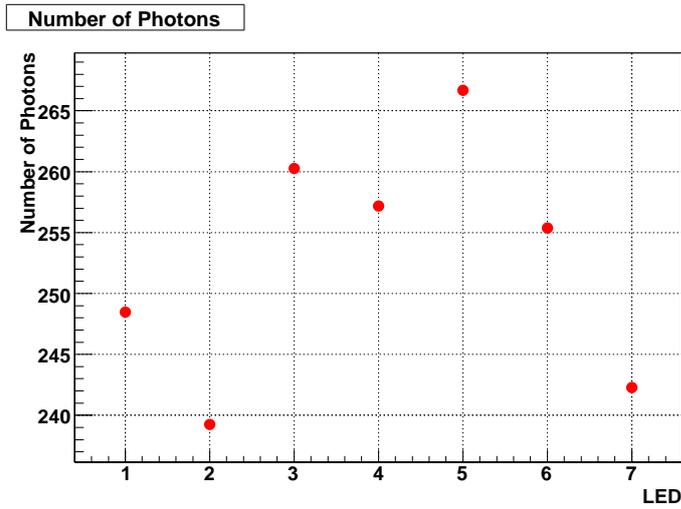


図 4.19: 光子数の Calibration 結果

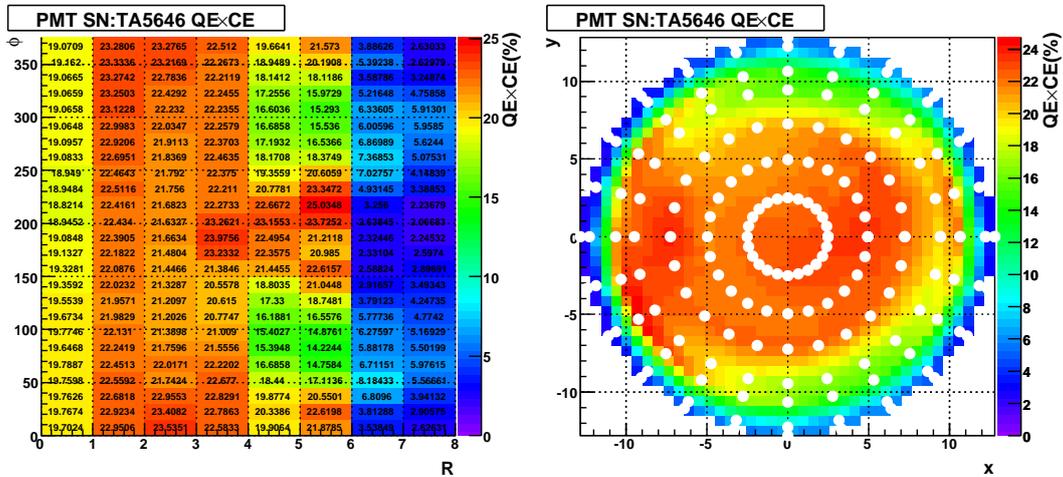


図 4.20: TA5646 の QE x CE。左図は、横軸 LED の番号、縦軸は PMT の ϕ 方向の角度。右図は LED の場所と ϕ から光電面の入射ポジションを見積もりプロットしたものの。ただし、プロット間は内挿してある。

が変動していないかどうか知る為の Reference Point として使用する事にした。

図 4.21 に計測した 14 本の PMT の QE x CE を、Z 軸のスケールを統一して示す。この図から全ての PMT において、QE x CE がダイノードの方向に依存している事が解る。すなわちダイノードの段方向に Efficiency が長細くなる。これは図 3.2 にあるように光電子が増幅される際は、ダイノードに次々と衝突を繰り返すため、

ダイノードの方向に対して横方向に電子が加速されるよりも平行に加速された方が、後段のダイノードに衝突しやすい為であると考えられる。

また、中心方向から5番目のLEDが出すEfficiencyが高い事が見て取れる。これは、丁度このあたりに光電面の曲面に対するわずかな特異点があり、光電面を作っているバイアルカリが金属蒸着される時に均一ではなく、この部分に多く蒸着している可能性が考えられる。また、QE×CEに個体差がある事も解る。

ここで、QE×CEの個体差がより明確に解る様に、PMTの頂点方向から数えて、1～3番目のLEDによって測定されたQE×CE値の平均を求めた。また、浜松で計測された青色感度指数から、大凡の量子効率を求めたので、結果を表4.3に示す。また、これらのプロットを図4.22に示す。

表 4.3: 光子検出効率の平均

SN	HPK		QE×CE(%)	
	SkB	QE(%)	TMU1	TMU2
TA5646	8.4	21.84	22.34 ± 0.64	23.56 ± 0.94
TA5647	8.2	21.32	22.87 ± 0.91	21.90 ± 1.02
TA5704	9.1	23.66	23.40 ± 0.89	23.56 ± 1.24
TA5706	9.2	23.92	24.73 ± 0.75	23.31 ± 0.80
TA5708	9.0	23.40	23.91 ± 0.29	23.57 ± 0.45
TA5711	8.2	21.32	21.14 ± 0.48	21.23 ± 0.58
TA5718	8.2	21.32	21.44 ± 0.36	20.94 ± 0.57
TA5719	8.6	22.36	23.25 ± 0.85	21.91 ± 0.88
TA5465	8.6	22.36	24.15 ± 0.52	21.85 ± 0.23
TA5554	8.8	22.88	23.44 ± 0.47	24.01 ± 0.53
TA5701	8.4	21.84	22.18 ± 0.75	20.78 ± 0.48
TA5710	8.6	22.36	22.37 ± 1.14	23.09 ± 1.02
TA5713	8.8	22.88	22.42 ± 0.82	22.80 ± 0.47
TA5714	9.1	23.66	23.82 ± 0.56	24.08 ± 0.87

浜松の測定では、青色感度指数 (SkB) を波長 400nm で計測し、光は光電面全体に照射している。大凡の量子効率 η は、この青色感度指数の2.6倍である。なお、この浜松の測定系での量子効率には、光電子収集効率も含まれる。その為、本評価システムと浜松のデータを単純に比較する事が可能である。

よって、これらの結果から、本性能評価システムで計測された光子検出効率は再現性も確認され、浜松との相関もよく一致していると判断できる。

4.7.3 まとめ

10インチ光電子増倍管の個体差性能評価試験システムを完成させた。本性能評価システムは、4時間/1本で性能評価をする事が可能で、これは約80本/月に対応するため、月50本の納品スピードに十分対応できる。

また、同じPMTを2度測定する事で全ての検査項目に於いて再現性が確認され、更に浜松ホトニクスとの測定データとの比較では相関が得られた。

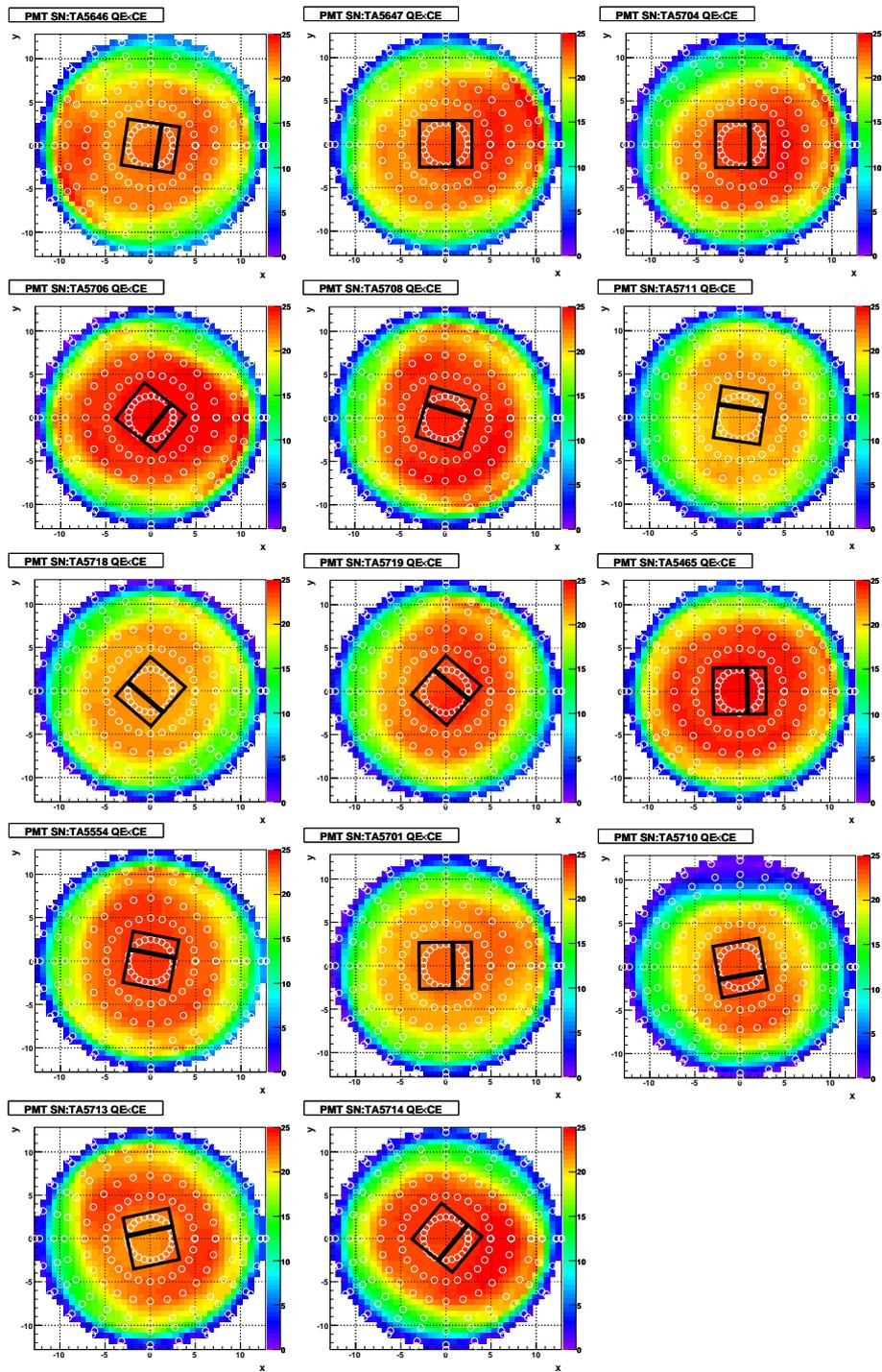


図 4.21: 試験した 14 本の QE×CE。Z 軸の Maximum 値は、25 %で統一した。

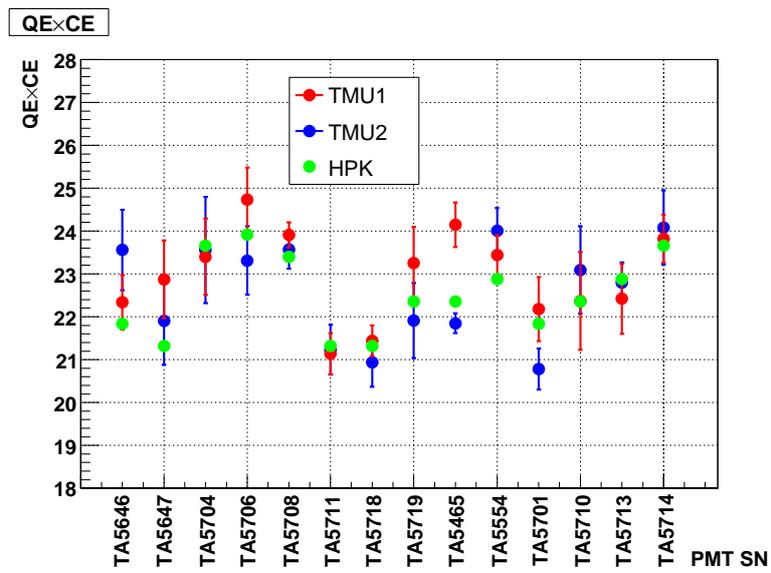


図 4.22: QE x CE 値の個体差

第5章 多チャンネル高圧電源の性能 評価

Double Chooz 実験では、全ての PMT の増倍率を 1×10^7 に統一するので、PMT には個々に対して独立の HV が必要である。更に、390 本/detector もの PMT を使用するため、大量の高電圧電源が必要となる。PMT の個々の性能検査では、4 チャンネルの NIM 電源の高電圧印加モジュールを使用し、その電圧値も手作業で設定するが、本実験の様な多チャンネル検出器になると、一回一回手作業で電圧値を合わせることは時間がかかりすぎてしまうため、コンピュータで操作できる様な多チャンネル高電圧電源が必要となる。

その為、Double Chooz 実験では CAEN の SY1527LC が候補として挙がり、これの性能評価試験を行った。図 5.1 に、CAEN 社製の多チャンネル高電圧電源のメインフレームと、高電圧電源のモジュール A1535 を示す。

性能評価試験では、設定値と出力値の比較、電圧値の長期安定性、高電圧電源からのノイズに関して調べた。本章では、これらの試験方法と、結果について記述する。

5.1 仕様

ここでは SY1527LC と A1535 の仕様について簡単に触れる。

5.1.1 SY1527LC

SY1527LC はイタリアの CAEN 社製の高電圧印加モジュールのためのメインフレームである。このフレームには最高で 16 個のモジュールを設置する事が出来る。メインフレーム自体に CPU を搭載しており、設置されたモジュールを OS ベースで操作、モニタリングできる。モニターできる量としては、印加電圧値、電流値、等である。インターフェイスとして Ethernet と RS232 が設置されており、外部のコンピュータと通信することによりプログラマブルに高電圧値を操作する事が可能である。また、メインフレーム自体にキーボードやディスプレイを接続する事

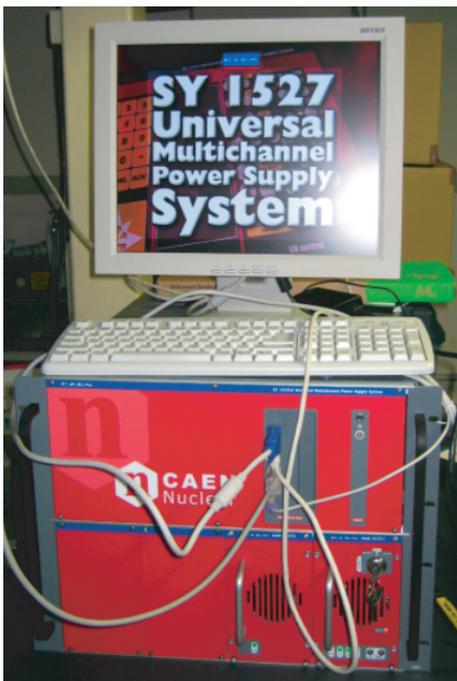


図 5.1: CAEN 社製の多チャンネル高電圧電源のメインフレーム SY1527(左) と、高電圧電源のモジュール A1535(右)

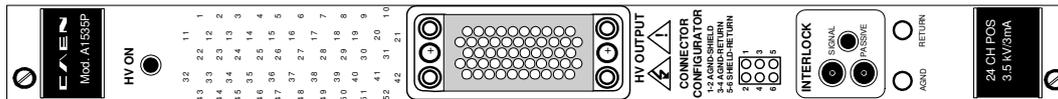


図 5.2: CAEN 社製 A1535[16]

も可能で、リモートでも操作できる。ただしこれはプログラマブルに操作は出来ない。

5.1.2 A1535

A1535 モジュールは、SY1527LC にスロット形式で取り付けられるモジュールである。グラウンドは共通で、ひとつのモジュールには 24 チャンネルの高電圧電源がある。印加最高高電圧値は 3.5kV で、最高電流値は 3mA である。また、PMT が劣化しない様に一気に高電圧を印加するのではなく、1 ~ 500V/sec の幅で設定する事が出来る。

A1535 モジュールには、特殊な Radial コネクタが取り付けられており、そこから HV を取り出さなくてはならない。図 5.2 に A1535 のフロント部分を示す。そこで、高電圧ケーブルに変換する為のコネクタの箱を制作した(図 5.3)。モジュールからコネクタの箱までは、高電圧のケーブル(青いケーブル)とグラウンドケーブル(黒色のケーブル)がビニールを剥き出しの状態にしたまま接続した。また、コネクタの箱には 24 チャンネルの SHV コネクタが取り付けられており、RG59U ケーブルに接続できる様にした。また、グラウンドはモジュール側から接続されている。更に SHV コネクタとこれが設置されているサーシ盤が導通しており、ここで共通グラウンドとなっている。

5.2 電圧の出力値

1kV まで

コンピュータ操作により、設定された高電圧値が正しく出力されているかどうか試験した。試験方法は、設定値を変化させモニター上に出力される Monitor 値と、デジタルマルチメータで実際の出力値を読む事により比較する。Monitor 値の分解能は、0.5V である。尚、本試験においては全チャンネルに同じ電圧値を設定し測定した。例としてチャンネルを二つピックアップし、これを図 5.4 に示す。尚、設定値 500V の時デジタルマルチメータのレンジが自動的に変更される。

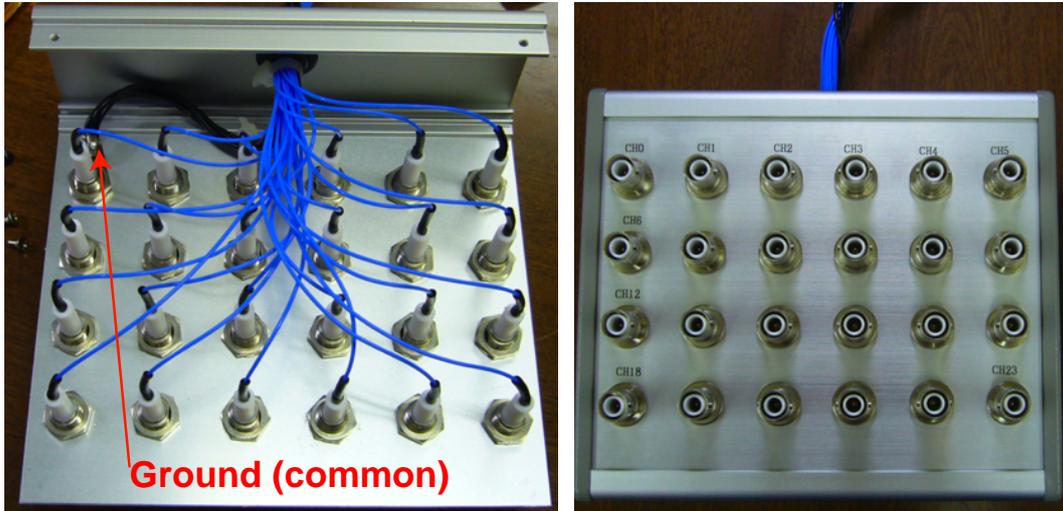


図 5.3: 高電圧ケーブル変換箱。左図の黒ケーブルが Ground となっており、これがサーシと導通する事によって全チャンネルのグラウンドが共通となっている。

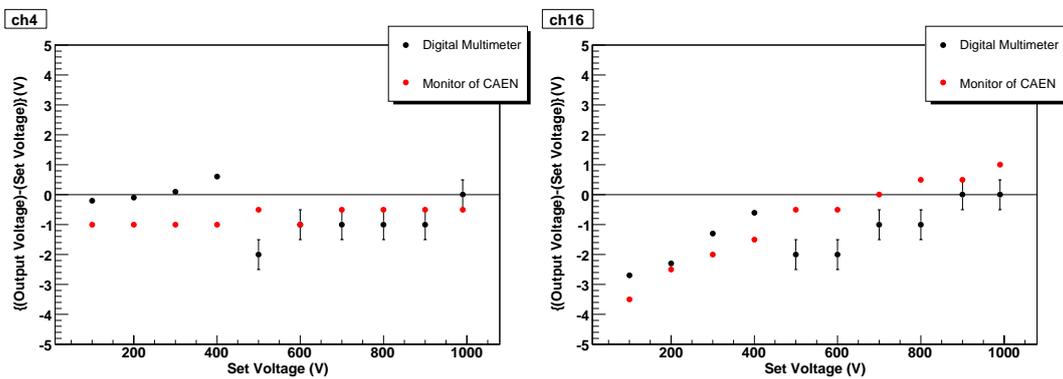


図 5.4: 出力電圧。例としてチャンネル 4 とチャンネル 16 を載せる。横軸は設定電圧で、縦軸は計測された電圧値に設定電圧を引いたもの。また、赤のプロットが CAEN のモニター値で、黒のプロットがデジタルマルチメータの値。

ただし、本実験に用いたデジタルマルチメータは、1kV までしか測定できないため、それ以上は、Monitor 値のみを参照した。

電圧値が高くなるに連れて、Monitor 値が設定値に近づいている。その為、PMT の Gain が 1×10^7 になる様な高電圧領域では、モニター値が十分信頼できる物と期待される。

2kV まで

先の結果より、高電圧領域では Monitor 値が信頼できるので、2kV までの電圧の出力値の試験はモニター値のみで行った。例としてチャンネルを二つピックアップし、それを図 5.5 に示す。

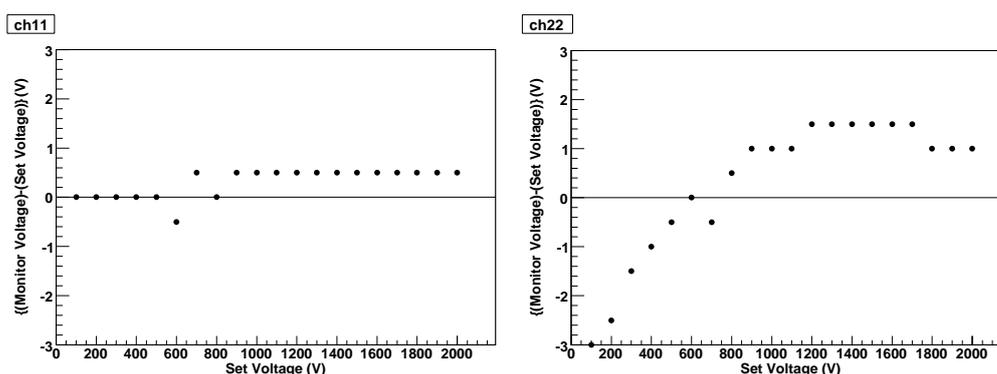


図 5.5: 2kV までの出力電圧値。横軸は設定電圧で、縦軸は計測された電圧値に設定電圧を引いたもの。

5.3 出力電圧の安定性

PMT の Gain はブリーダー回路に印加される電圧値に依存する。よって、印加電圧の安定性は重要となるため、これを試験した。約 17 時間電圧をかけた場合のモニター値を 1Hz で測定し続けた。この時、

- 電圧をかけ始めてから 30 分経過してから測定を開始
- Ch0 のみに電圧を印加しこの安定性を測定
- 設定値は実際に PMT に印加する様な高電圧の 1660V

として、試験した。結果を図 5.6 に示す。

結果、電圧の変動は全く見られなかった。

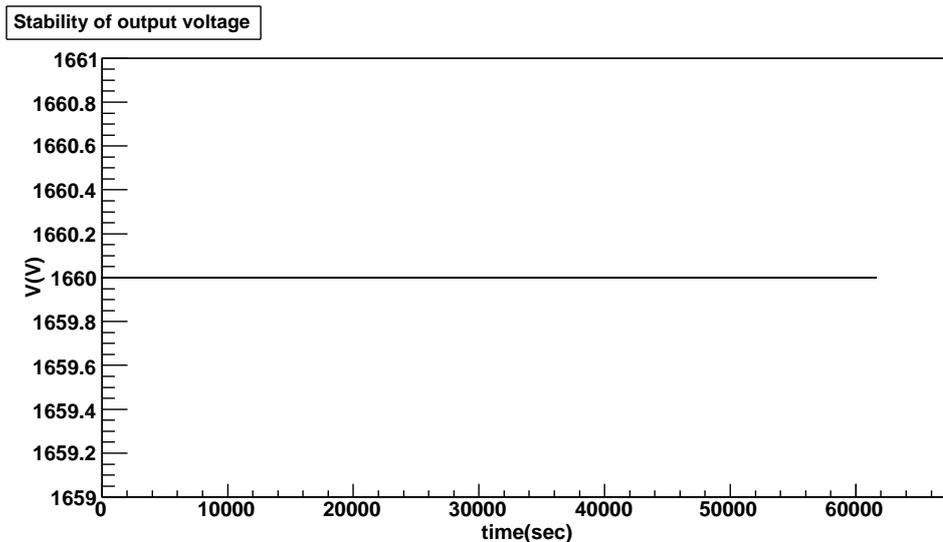


図 5.6: チャンネル 0 の印加電圧の安定性

5.4 ノイズの測定

PMT からのパルス高は数十 mV と小さいため、少ないノイズレベルでもトリガーとなってしまう可能性がある。従って、高電圧電源起源のノイズがどれほどあるかを測定した。

5.4.1 ダミー回路を用いた測定

作成したダミー回路を図 5.7 に示す。ダミー回路は、3.1.4 節で記述した Splitter 回路を模して作成した。ただし、本試験の場合、Splitter の様な Noise カット用のコンデンサーは付けずに、高電圧電源から来る高周波 Noise が直接観測できる様にした。また、コンデンサーが付随していない抵抗のみのダミー回路も作成し接続した。これは、全チャンネルに高電圧を印加出来る様にする為の物である。

モジュールからケーブル変換箱までの間をアルミ箔で覆い、更にグラウンドを銅テープで覆う事によりグラウンドの接続を強化したところ Noise が軽減された。図 5.8 にアルミ箔でグラウンドを強化した時の様子を示す。

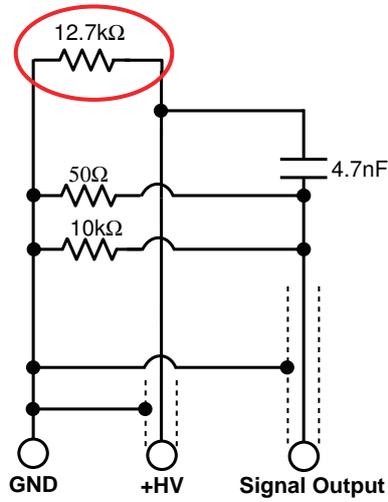


図 5.7: ダミー回路。ノイズを測定しないチャンネルは赤丸の部分のみを接続した。

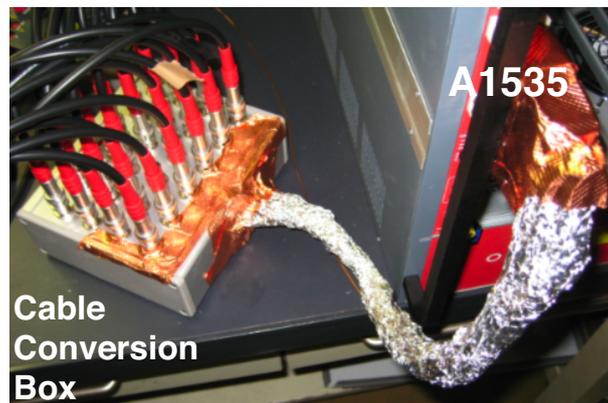


図 5.8: アルミ箔で覆ったときの様子

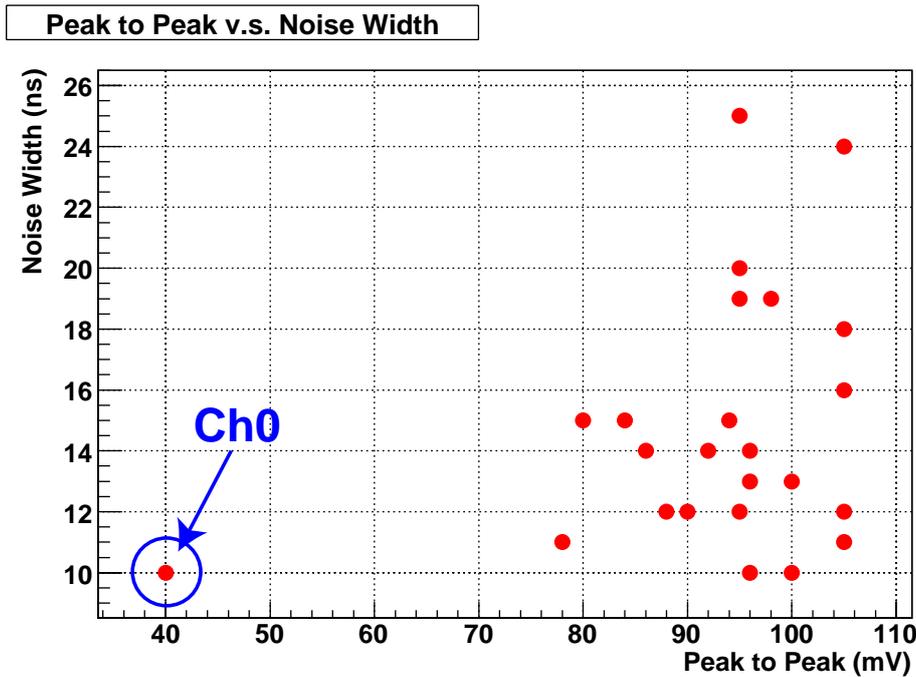


図 5.9: 1チャンネルのみに高電圧を印加した時の各チャンネルのノイズレベルの Scattered Plots。横軸がスパイクノイズの振幅で縦軸がノイズ幅

1チャンネルのみに高電圧を印加

1チャンネルのみに高電圧を印加した時の試験データを、図5.9に示す。ここでのノイズ幅とは、振幅が最大のノイズの周期と定義する。青丸で囲ったチャンネル0のみ、ノイズの振幅が特に小さい事が判るが、これも他のチャンネルと同じ測定条件である。

この結果は全ての Ch でほぼ同等であった。

全チャンネルに高電圧を印加

前とは別に、図5.7の赤丸部分だけを全チャンネルに接続し、1500Vを印加した。このとき、チャンネル0とチャンネル1のみを選んでノイズをオシロスコープの波形として取得した。1チャンネルのみに1500V印加した時のオシロスコープの波形と共に図5.10に示す。また、まとめたものを表5.1に示す。

この図と表から、ノイズの振幅は全チャンネルに高電圧を印加した時の方が、大きくなる事が分かるが、時間幅は殆ど変化しないことがわかる。

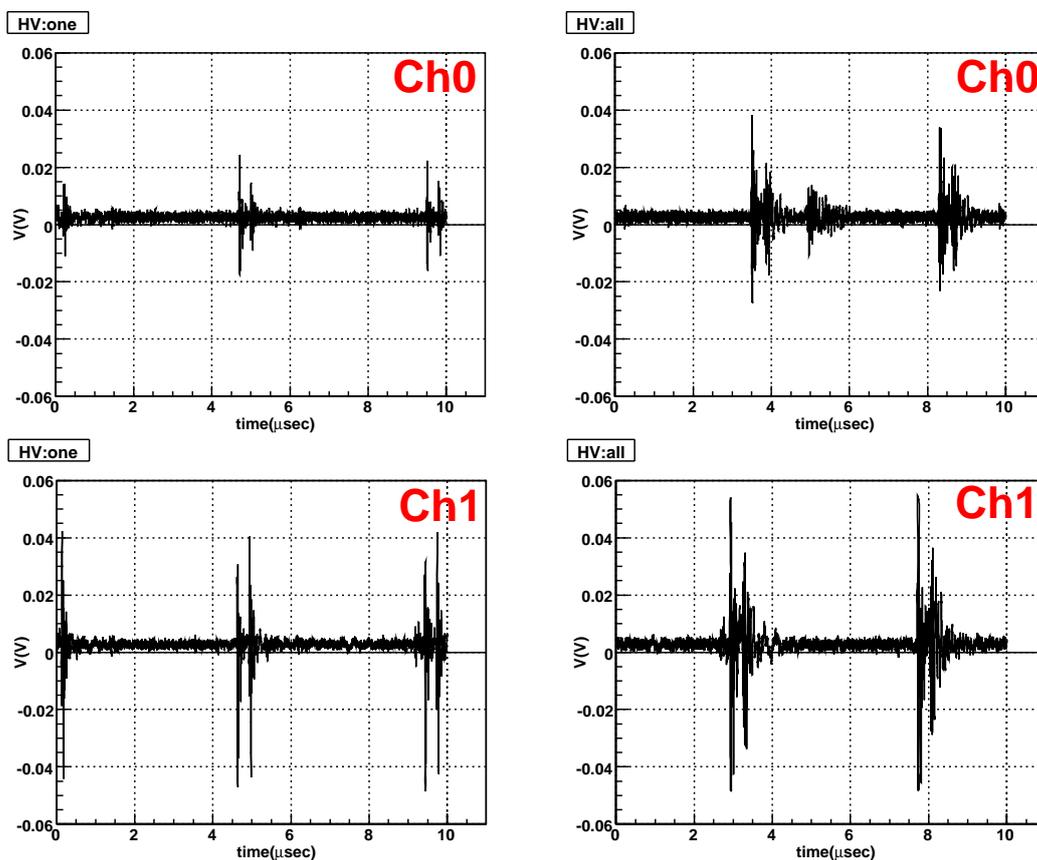


図 5.10: 全チャンネルと1チャンネルのみに1500V印加した時のノイズの比較。左側が1チャンネルのみで、右側が全チャンネルに印加した時の物。

表 5.1: 全チャンネルと1チャンネルのみのノイズの比較

	Ch0		Ch1	
	1チャンネル	全チャンネル	1チャンネル	全チャンネル
Peak-to-Peak (mV)	40	68	90	105
ノイズの時間幅 (ns)	10	13	12	12

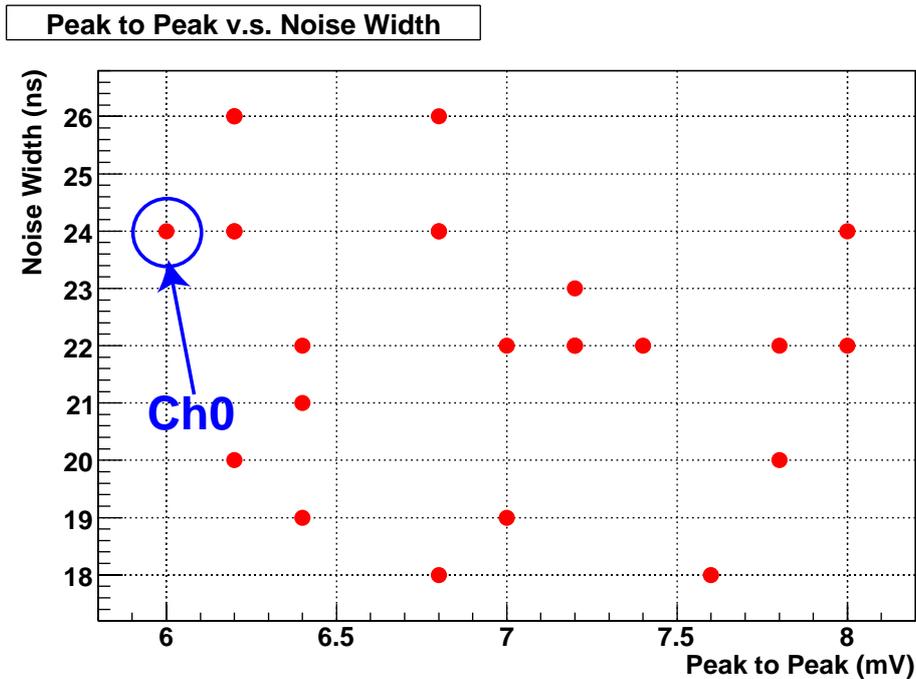


図 5.11: Splitter を通した後の各チャンネルのノイズレベルの Scattered Plots。横軸がスパイクノイズの Peak to Peak で縦軸がノイズ幅

5.4.2 Splitter を用いた測定

1 チャンネルのみに高電圧を印加

ここまでは、HV からの高周波ノイズを直接見る為の測定であったが、Double Chooz 実験で PMT に高電圧を印加する際は、3.1.4 節で記述した高電圧と信号を分岐する Splitter 回路を通す。従って、図 3.6 の 65nF のコンデンサで高周波ノイズをある程度カットできる。そこで、実際に使う Splitter に CAEN の高電圧電源を接続し、高電圧を印加して、シグナルケーブルから出力される Noise を測定した。この測定においては、10 インチ PMT も接続した。ただし、PMT に接続したチャンネル数は 1 つのみで、その他全てのチャンネルはダミー回路に接続し電圧を印加した。図 5.11 に、結果の Scattered Plots を載せる。ダミー回路で測定した時は、Ch0 のみノイズの振幅が小さかったが、Splitter を通すと他チャンネルと差別化できなくなった。

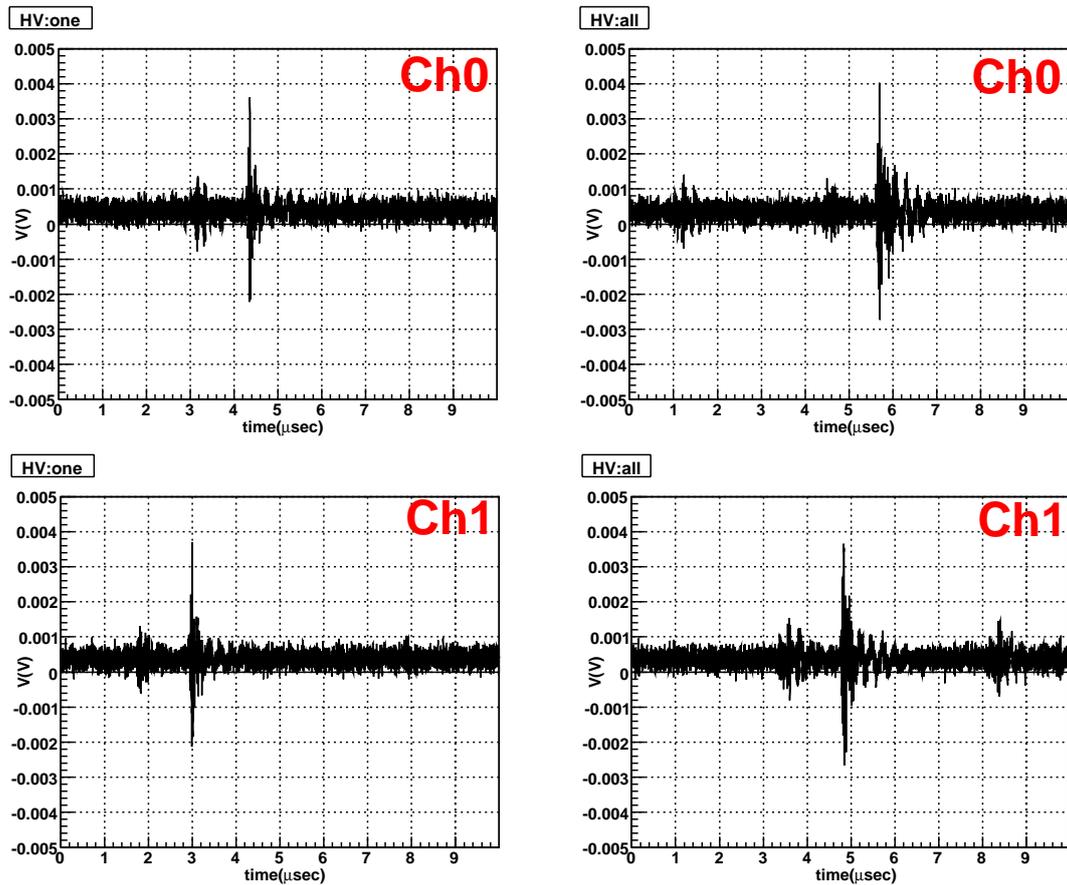


図 5.12: Splitter を通した時の全チャンネルと 1 チャンネルのみに 1500V 印加した時のノイズの比較。左側が 1 チャンネルのみで、右側が全チャンネルに印加した時の物。

全チャンネルに高電圧を印加

これに関しても、全チャンネルにダミー回路を用いて高電圧を 1500V 印加し、ノイズをオシロスコプの波形として取得した。1 チャンネルのみに 1500V 印加した時のオシロスコプの波形と共にを図 5.12 に示す。また、これらをまとめたものを、表 5.2 に示す。

Splitter を用いた場合は、全チャンネルに印加した場合でも電源からのノイズはノイズカットのコンデンサーで十分にカットされており、1 チャンネルのみに印加した時と殆ど変わらなかった。

表 5.2: Splitter を通した場合の全チャンネルと 1 チャンネルのみのノイズの比較

	Ch0		Ch1	
	1チャンネル	全チャンネル	1チャンネル	全チャンネル
Peak-to-Peak (mV)	6.0	7.0	6.2	6.8
ノイズの時間幅 (ns)	24	18	26	22

5.5 RPH-022 との比較

5.5.1 波形

NIM 電源ベースで高電圧を印加する事が出来る、林栄精機製 (以下 REPIC) の RPH-022 と比較した。NIM 電源は Noise が少ない事でよく知られている。表 5.3 に、ダミー回路を用いた時と Splitter を用いた時とでの、CAEN 及び REPIC 各々のノイズレベルの比較を示す。

表 5.3: CAEN と REPIC のノイズの比較

	ダミー回路		Splitter	
	CAEN	REPIC	CAEN	REPIC
振幅 (mV)	80~100	17.5	6.0~8.0	3.8
時間幅 (ns)	10~20	18	18~26	23

5.5.2 PMT のペDESTAL

CAEN、REPIC 共に 10 インチ PMT に接続し高電圧を印加して、Clock Generator と ADC を用いてペDESTAL 値を測定した。すなわちノイズが多いと ADC 値の幅が広がる。表 5.4 はその結果で、数値は CAEN で印加した時のペDESTAL の RMS 値、括弧内は REPIC の RMS 値を 1 とした時の相対値である。この時の REPIC の RMS 値は、2.64 であった。また、一番右側の比は「全チャンネルに印加した時の RMS/1 チャンネルのみに印加した時の RMS」である。

ここで、REPIC との相対値が 1.5 以上のノイズレベルが高い値になった測定は、他の測定時間に比べて後でデータを取得した物である。また、チャンネル 0 の RMS 値を再び計測したところ 4.78 となったので、チャンネル毎にノイズレベルが変わっ

表 5.4: CAEN と REPIC のノイズの比較

チャンネル	1チャンネルのみ印加	全チャンネル印加	比
0	3.08(1.17)	3.41(1.29)	1.11
1	3.25(1.23)	3.58(1.35)	1.10
6	3.29(1.24)	3.49(1.32)	1.06
12	4.29(1.62)	3.66(1.38)	0.85
18	4.37(1.66)	4.87(1.84)	1.11

た訳ではなく、ある時を境に変動した物と考えられる。変動した原因として実験室のグラウンドが他の実験室で何かしらの大電流実験が行われた事により不安定になった可能性が挙げられる。なお、この時を境にして、もう一度 REPIC のペダスタルを計測したが RMS 値が 2.67 となり変動しなかった。その為、CAEN は外部からのノイズに影響されやすい事が判った。

5.6 まとめ

CAEN のモニター値と実際に出力される値は、低電圧で $\pm 2.0V$ 以内で一致、高電圧では更に精度を増して $\pm 1.5V$ で一致しており、PMT の Gain に対して大きな影響は与えないため、モニター値を十分信頼できる値として使用する事が出来ると判断できる。また、この電圧は長時間かけても変動せず一定である。

モジュールからコネクタ箱の間のケーブルにノイズ対策としてシールドもっと頑丈にする必要がある。また、ノイズの振幅は、HV からの高周波パルスを直接見た場合 $80 \sim 100mV$ であるが、図 3.6 の Splitter 回路を介すと、 $68nF$ のコンデンサーで大幅にノイズをカットする事が出来、最終的に $6.0 \sim 8.0mV$ にできる。ただし、このパルス高であると実際の Double Chooz 実験で使用される $1/4$ 単一光電子パルス高 Threshold Level 以上であるため、更なる高周波カットのためのフィルターが必要であり、CAEN の高電圧電源を使用する場合は Splitter の改良が求められる。

第6章 まとめと今後

Double Chooz 実験は、フランス北東部に位置する Chooz 村で行われる予定の、国際原子炉ニュートリノ振動実験であり、2009年3月に原子炉から1.05km離れた Far 検出器を、2010年に~280m離れた Near 検出器を稼働させるべく R&D の最終局面を迎えている。

その中で、我々日本グループは、10インチ光電子増倍管の個体差が起源の系統誤差を軽減すべく、使用される光電子増倍管の個体差を詳細に理解し、わずかな個体差をもモンテカルロシミュレーションに数値パラメータとして導入することによって、測定器に起因する系統誤差を最小限に抑えたいと考えた。そこで、独自に PMT の性能評価システムを開発し、実際に光電子増倍管を14本用いて PMT の性能評価とシステムの性能評価を行った。

性能評価する項目は、様々な基礎データを基に、実際に検査をする順番に、

1. 浜松で測定された Gain が 1×10^7 を得る電圧値を印加し、1時間安定するまで待つ。

2. 増幅率の高電圧印加依存性を測定する。

ここで、増幅率が 1×10^7 になる高電圧値を決定し、以降行う評価試験の印加値とする。

3. 平均光電子数=0.1で、P/Vと時間特性を測定するために、300,000イベントデータを取得する。

4. アンプを介さず平均光電子数=0.1で波形データをデジタルオシロスコープで取得する。

5. Dark Counts を30分間測定する。

6. 高電圧を切り、ラボジャッキを上げて光子検出効率を計測する準備をする。

この際、PMTに光がなるべく当たらない様に注意する。

7. 高電圧を再び印加し、光子検出効率を測定する。

の6項目で、1本あたり約4時間を費やす。その為、1日に最大3本の試験を行うとすると、1システムで1ヶ月に試験できる最大の本数は約80本程度となる。

実際に上記の手順を踏んで14本のPMT（浜松ホトニクス社製 R7081）の性能評価試験を行ったところ、全ての性能評価試験項目に於いて浜松ホトニクスへの要求性能を満たしており、Double Chooz 実験での使用が十分可能である事が分かった。また、全ての試験項目を2度行ったところ、再現性も確認され、更に浜松ホトニクスでの性能評価試験のデータと比較した結果、矛盾しないデータが得られた。更に、Quantum Efficiency×Collection Efficiency に関しては、ダイノードの方向に依存する事も解った。

この研究により、2008年4月末から、月に50本ペースで順次納品される予定のPMTの性能評価試験を、シフト性で誰でも試験が行えるシステムが完成した。

今後は得られたPMTの試験データをデータベース化し、モンテカルロシミュレーションに導入する事によって、ニュートリノイベントにどのような系統的な差が出来るかを見積もる必要がある。

また、CAEN製高電圧電源の性能評価試験では、スパイクノイズのパルス高がイベントのトリガーとなる、 $\frac{1}{4}$ 単一光電子パルス高閾値レベルを、Splitter に設置されている高周波ノイズ除去フィルターを通して超えているため、CAEN社製の高電圧電源を使用する場合は、現在のSplitterではDouble Chooz 実験を行う事が出来ないと判断された。よって、CAENの高電圧電源を使用する場合は、Splitter回路で更に高周波をカットできる様に改良する必要がある。またケーブル変換をするためのコネクタにつけられるグラウンドを、現在作成された物よりも強化し導通を良くし、ケーブルに対するシールドをもっと頑丈にする必要がある。その他の性能には特に問題がないと判断できた。

謝辞

本研究を行うに当たり、多くの方々にご指導、ご鞭撻頂きました。皆様のご支援がなければこの学位論文はあり得ませんでした。ここに感謝の弁を述べさせていただきます。

まず、なんと言いましても指導教官の住吉教授には実験手法やその他何から何までお世話になりました。実験立ち上げという、一番面白い時期に参加させてもらい、更にはご尽力により4回も海外出張させて頂くことで、大変貴重な経験をさせて頂きました。大変感謝しております。また研究室では浜津客員准教授、千葉助教、汲田助教には3年間の研究室生活を送る上でいろいろとアドバイスを頂きました。KASKA/Double Chooz Japan グループのスタッフでは、新潟大学の田村教授、宮田准教授、川崎助教、東北大学の末包准教授、元木助教、東北学院大学の坂本准教授、宮城教育大学の福田准教授、東京工業大学の久世准教授、新田特別研究員、神戸大学の原准教授、鈴木助教、広島工業大学の長坂准教授、KEKの石原教授、大阪大学の早川助教にはミーティング中に様々なアドバイスを頂きました。

また、KASKA/Double Chooz Japan グループの学生では、東京工業大学の古田氏、前田氏、船木氏、松原氏、田中氏、吉野氏、今野氏、東北大学の土屋氏、田畑氏、神戸大学の田村氏、中島氏、安部氏、新潟大学の酒井氏、青木氏、中島氏、堀内氏、山崎氏と様々な方と交流し意見交換することにより、私の知見を深めることができました。特に古田氏には常陽実験に度々呼んで頂き、原子炉での作業という貴重な経験を幾度もする事が出来ました。また、同じ研究室でKASKA/Double Chooz Japan グループであった、佐久間氏と、遠藤氏、升森氏、香山氏、黒田氏には、本修士論文を書くにあたって多大なご迷惑とご協力を頂きました。皆様有り難うございました。

Double Chooz 実験の海外 Institute の皆様には英語の分からない私を Collaborator として快く迎えて頂き、私の稚拙な英語能力でも気を悪くせずに丁寧に説明して頂きました。有り難うございました。

また、ZEUS-Japan の皆様にも全く関係のない私を度々宴席等に呼んで頂きました。有り難うございました。

更に、都立大・首都大、高エネルギー実験研究室の先輩の神谷氏、梶氏、関氏、

李氏、太田氏、鶴崎氏、中川氏、渡辺氏、石川氏、柴崎氏、同期の中村氏、西澤氏、と2005年度の卒研究生、後輩の荒川氏、植木氏、佐久間氏、2006年度・2007年度卒研究生の方々には、研究室生活を送るにあたり大変お世話になりました。有り難うございました。そして、大学物理事務の河村さん、岩堀さん、浅井さん、岩元さん、阿部さんには無理なお願いを度々しましたが、多大なるご支援をいただきました。有り難うございました。

その他ここには書ききれない方々からのご支援を頂きました。本当に有り難うございました。

最後に、友人、部活動の仲間と共に、これまで育てて頂いた両親に感謝致します。

参考文献

- [1] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I, *Physics Rev. D*, Vol 71, 112005, 2005
- [2] E. Aliu, et al (The K2K Collaboration), Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment, *Physics Rev. Lett.* Vol 94, 081802, 2005
- [3] T. Araki et al. (KamLAND Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion, *Physics Rev. Lett.*, Vol. 94, 081801, 2005
- [4] <http://maps.google.co.jp/>
- [5] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration), Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment, *Physics Lett. B*, Vol 466 (415-430), 1999
- [6] 前田順平, 原子炉ニュートリノ振動実験のための宇宙線飛跡検出器の開発, 修士論文, 東京工業大学大学院理工学研究科, 2006.
- [7] Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} , hep-ex/0606025, 2006
- [8] Carlo Bemporad et al., Reactor-based Neutrino Oscillation Experiments, hep-ph/0107277, 2001
- [9] Apollonio, et al., Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station, *Eur. Phys. J. C*27 (331-374), 2003
- [10] M.G. Albrow, et al., Physics at a Fermilab Proton Driver, hep-ex/0509019, 2005

- [11] H. Minakata, H. Sugiyama, and O. Yasuda, Reactor measurement of θ_{13} and its complementarity to long-baseline experiments, *Phy Rev. D*, Vol 68, 033017, 2003
- [12] P. Huber, M. Lindner, M. Rolinec, T. Schwetz, W. Winter, Combined potential of future long-baseline and reactor experiments, hep-ph/0412133, 2004
- [13] 安部創, 原子炉ニュートリノ実験 Double Chooz における検出器シミュレーション, 卒業論文, 神戸大学理学部物理学科, 2007
- [14] 浜松ホトニクス, 光電子増倍管その基礎と応用, 第三版, 2005/8/1
- [15] シグマ光機, <http://www.sigma-koki.com/>
- [16] CAEN, Technical Information Manual, MOD. A1535, 9 July 2007, Revision n.4