

2022年度 卒業論文

ハイパーカミオカンデの新型光電子増倍管 における量子効率の波長・温度特性評価

指導教員 西村 康宏 准教授

慶應義塾大学理工学部物理学科 西村研究室

小林 美咲

2023年1月30日

概要

水チェレンコフ検出器であるハイパーカミオカンデは、2027年の実験開始を目指して建設が進められており、素粒子の統一理論や宇宙の進化史の解明を目的として研究が行われる。現在運用されているスーパーカミオカンデの約10倍の有効体積を持ち、観測統計量が大幅に増加する。素粒子の1種であるニュートリノが検出器内の水に衝突することで放出されるチェレンコフ光を約4万本の50 cm径光検出器で観測し、荷電粒子のエネルギーや運動量などを決定する。また、約6700本の8 cm径光電子増倍管が宇宙線ミュオンのバックグラウンド信号を排除するために設置される予定である。

光電子増倍管の量子効率には波長に依存する。一方、タンクが大きいため水中の光量減衰の影響も大きくなり、この減衰率は波長に依存することからタンク中での量子効率測定には不定性が生じてしまう。このため検出精度の向上には、光電子増倍管をタンクに設置する前に波長感受特性を測定しておくことが重要である。

本研究では光電子増倍管の事前校正の手法を確立することを目標とし、ハイパーカミオカンデで使用を検討している浜松ホトニクス株式会社製8 cm径光電子増倍管(R14374)の量子効率を波長ごとに測定した。キセノンフラッシュランプの連続スペクトル光を分光して、280~700 nmの領域で測定を行った。また、温度が変わると量子効率も変化し、有感波長領域内では量子効率の温度依存性が波長によって変わる可能性が示唆されていることから、5~35 °Cの範囲で量子効率の測定を行った。事前校正の効率化のため、LED光源を用いた量子効率測定手法も検討した。

本研究において量子効率の絶対値は再現できなかったが、想定していた波長依存性を測定することができ、温度が上昇すると量子効率は低下する傾向が確認された。LEDを用いた測定でも量子効率の波長依存性が見られ、今回の研究でパルス光による量子効率測定手法を検証できた。今後ハイパーカミオカンデでの事前校正で量子効率を測定し、高精度測定の実現を目指す。

目次

第1章 序論	6
1.1 背景と目的	6
1.2 ニュートリノ	6
第2章 水チェレンコフ検出器	8
2.1 スーパーカミオカンデ	8
2.2 ハイパーカミオカンデ	8
2.3 チェレンコフ光	9
2.4 光電子増倍管の原理	10
2.5 ハイパーカミオカンデの光電子増倍管	13
2.6 スーパーカミオカンデにおける光電子増倍管の校正	15
2.6.1 光電子増倍管の事前校正	15
2.6.2 相対的な量子効率の校正	16
2.6.3 時間応答の校正	17
第3章 8 cm 径光電子増倍管における量子効率の波長・温度特性	18
3.1 セットアップ	18
3.1.1 光電子増倍管	20
3.1.2 ファンクションジェネレータ	21
3.1.3 キセノンフラッシュランプ	21
3.1.4 モノクロメータ	22
3.1.5 オシロスコープ	23
3.1.6 光ファイバー	23
3.1.7 恒温器	23
3.2 測定方法	24
3.3 測定結果	26
3.4 考察	27
第4章 LED を用いた量子効率の測定	30
4.1 セットアップ	30
4.1.1 LED	30

4.2 LED とキセノン光源での測定の比較	31
第 5 章 結論と今後の展望	34
謝辞	35
参考文献	36

目 次

1.1	標準模型の素粒子 [4]	7
2.1	ハイパーカミオカンデ検出器の概略図 [5]	9
2.2	チェレンコフ光のイメージ図 [6]	10
2.3	チェレンコフ放射の図解	10
2.4	光電子増倍管の構造図 [8]	10
2.5	光電面の種類による温度係数 [8]	11
2.6	サーキュラケージ型 [8]	12
2.7	ラインフォーカス型 [8]	12
2.8	ボックスライン型 [8]	12
2.9	サーキュラライン型 [8]	12
2.10	50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の概略図 [9]	13
2.11	50 cm 径光電子増倍管 (R12860) のベース回路 [9]	13
2.12	50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の量子効率	14
2.13	8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) の概略図	14
2.14	8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) のベース回路	14
2.15	8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) の量子効率	15
2.16	事前校正の装置の概略図	16
2.17	事前校正が行われた光電子増倍管の配置 [10]	16
2.18	時間応答校正装置の概略図 [10]	17
3.1	8 cm 径光電子増倍管の測定セットアップ概略図	19
3.2	8 cm 径光電子増倍管の測定セットアップ	19
3.3	恒温器に設置した 8 cm 径光電子増倍管	19
3.4	キセノンフラッシュランプとモノクロメータのセッティング	19
3.5	8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009)	20
3.6	光電子増倍管モジュール (H11901P-04)	21
3.7	光電子増倍管モジュール用電源 (C7169)	21
3.8	光電子増倍管モジュール (H11901P-04(K4270001), H11901P-113(K4250001)) の量子効率	21
3.9	2W キセノンフラッシュランプモジュール (L13651-14)	22

3.10	モノクロメータ	22
3.11	モノクロメータの光学系	22
3.12	高 OH ファイバーバンドル (BFY200HF2)	23
3.13	小型低温恒温器 (SLC-25A)	24
3.14	オシロスコープでの波形取得	25
3.15	reference PMT の電荷測定	25
3.16	8 cm 径 PMT の電荷測定	25
3.17	8 cm 径 PMT(R14374-Y009) の量子効率の波長分布	27
3.18	ゲインの温度依存性	28
3.19	光ファイバーの分岐比測定のセットアップ概略図	28
3.20	400 nm 以上の測定結果を 1.07 倍した際の量子効率の波長・温度依存性	29
4.1	LED を用いた 8 cm 径光電子増倍管の測定セットアップ概略図	30
4.2	抵抗付き LED の接続	31
4.3	箱に固定した LED	31
4.4	Bivar 社 LED(UV5TZ) の概略図	31
4.5	ROHM 社 LED(SLI-580) の概略図	31
4.6	LED での量子効率測定結果	32
4.7	量子効率の波長分布の比較	32
4.8	量子効率の波長分布の形状比較	33

表 目 次

2.1 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) と 8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) の 特性	15
4.1 LED の特性	31

第1章 序論

1.1 背景と目的

水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置のスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande: SK) は、ニュートリノの性質の解明や陽子崩壊現象の探索、超新星背景ニュートリノの観測などを実験の目的として1996年4月より運用されている。SKでは光センサとして光電子増倍管 (photomultiplier tube: PMT) が用いられている。2027年の実験開始を目指して建設されているハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande: HK) でも使用予定であり、高感度なPMTの開発が行われた。HKはSKの約10倍の有効体積を有しており、より多くのデータが得られるため、従来より高い感度で素粒子の稀な現象の観測が可能になる。素粒子の統一理論や宇宙の進化史の解明を目的として建設されている。

HKのPMTは2026年に取り付けられる予定であり、設置する前に一部のPMTについて測定が行われる。検出精度を上げるためには事前に波長感受特性を測ることが重要であるが、SKでは波長による特性は事前に校正されていなかった。HKは有効体積が大きく観測統計量が大幅に増えるため、統計誤差はSKに比べて大きくなり、相対的に系統誤差が観測感度に影響する。さらに、タンクが大きいことため水中の光量減衰の影響も大きくなるが、光量の減衰率は波長に依存することが知られている。本研究では複数の波長でPMTの量子効率を測定し、波長ごとに量子効率を求められるようにすることを目的の1つとしている。

また、PMTの室温での量子効率は製造会社によって測定されているが、HKの水温は14°Cであり環境が異なる。温度が変わると量子効率も変化し、波長によって量子効率の温度依存性が異なる可能性が示唆されていることから、温度を変えて量子効率を測定して短波長領域の量子効率の温度依存性を調査する。長波長での量子効率の温度依存性についても測定し、HKでの高精度測定への応用を目指す。

1.2 ニュートリノ

標準模型に含まれる素粒子を図1.1に示す。物質を構成する素粒子はレプトンとクォークに大別され、電荷を持たないレプトンはニュートリノと呼ばれる。電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の3つのフレーバーとそれぞれの反粒子が存在すると考えられている。これらは、荷電粒子の e, μ, τ に対応するニュートリノ

である。

1930年にW. Pauli(1900-1958)は、 β 崩壊においてエネルギー保存則が成り立つようにニュートリノの存在を提唱した。F. Reines(1918-1998)とC. L. Cowan(1919-1974)が1956年に原子炉から生じたニュートリノの検出に成功し、初めてニュートリノが観測された[1]。標準模型ではニュートリノは質量を持たないと考えられていたが、1998年に梶田隆章らによって、あるフレーバーのニュートリノが空間を飛ぶ間に他のフレーバーに変化する現象であるニュートリノ振動が観測されたことで質量を持つことが分かった[2]。このニュートリノ振動の観測はSKによって行われた。質量を持つことは解明されたが、3種類のニュートリノの質量の順は分かっていない。質量の順を決定することは、ニュートリノの性質の解明や宇宙初期の様相を理解するためにも重要である。HKは大量のニュートリノを観測することで、質量の順の違いによって生じるニュートリノ分布の僅かな違いを観測し、質量の順の決定を目指す。2020年にはSKでの研究において、物質と反物質の非対称性を説明するために必要となるCP対称性の破れが95%の信頼度で示唆された[3]。HKでもCP対称性の破れの測定が行われ、CP非対称性の発見が期待されている。

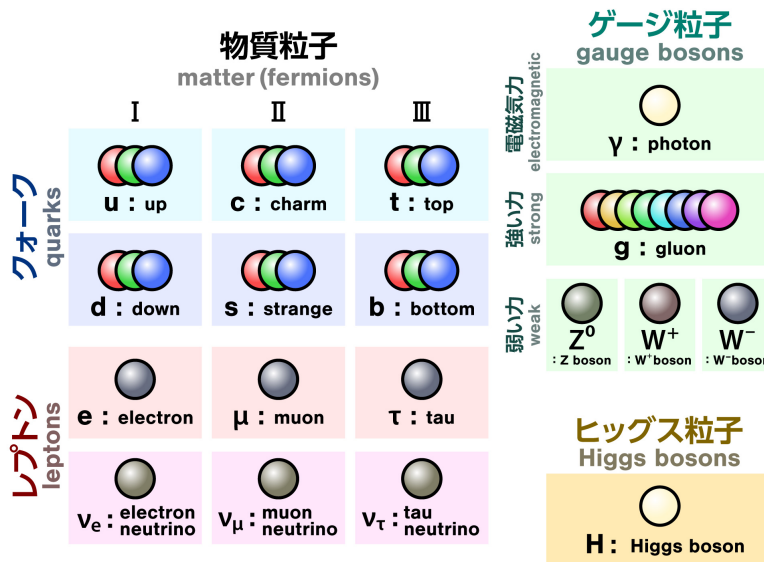


図 1.1 標準模型の素粒子 [4]

第2章 水チェレンコフ検出器

2.1 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (SK) は、岐阜県飛騨市にある神岡鉱山の地下 1000 m に設置されている水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置である。宇宙線ミュオンの影響を避けるため、地中で実験を行っている。SK は直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形のステンレス製水タンクとその壁面近くに設置された光電子増倍管 (PMT) と呼ばれる光センサから構成され、5 万トンの超純水で満たされている。ニュートリノが水に衝突することでチェレンコフ光と呼ばれる光が粒子の進む方向に対して円錐形に放出される。その光を PMT でリングとして検出することで、荷電粒子のエネルギー、運動量、位置、粒子の種類を決定することができる。チェレンコフ光の原理と特性については、2.3 節に記述する。内水槽には 11129 本の浜松ホトニクス株式会社製 50 cm 径 PMT(R3600)、外水槽には 1885 本の浜松ホトニクス株式会社製 20 cm 径 PMT(R1408,R5912) が取り付けられている。

2.2 ハイパーカミオカンデ

ハイパーカミオカンデ (HK) は、2027 年の実験開始を目指して岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下 600 m に建設されている水チェレンコフ検出器である。図 2.1 に概略図を示す。直径 68 m、高さ 71 m のタンクに 26 万トンの超純水を満たすことで、SK の約 10 倍の有効体積が得られる。内水槽には SK で使用されている PMT(R3600) を改良した浜松ホトニクス株式会社製 50 cm 径 PMT(R12860) が約 4 万本、外水槽には 8 cm 径 PMT が約 6700 本設置される予定である。感度が SK のものの 2 倍となる世界最大かつ最高感度の PMT の開発を行っており、光量や検出時間を精確に測定することができる。これによってチェレンコフ光を測定することで、電子やミュオンを 99% 以上の精度で識別できる [5]。CP 対称性の破れの測定やニュートリノ質量の順番の決定に加えて、標準理論を超えた枠組みである大統一理論を検証する鍵となる陽子崩壊の探索を目指している。

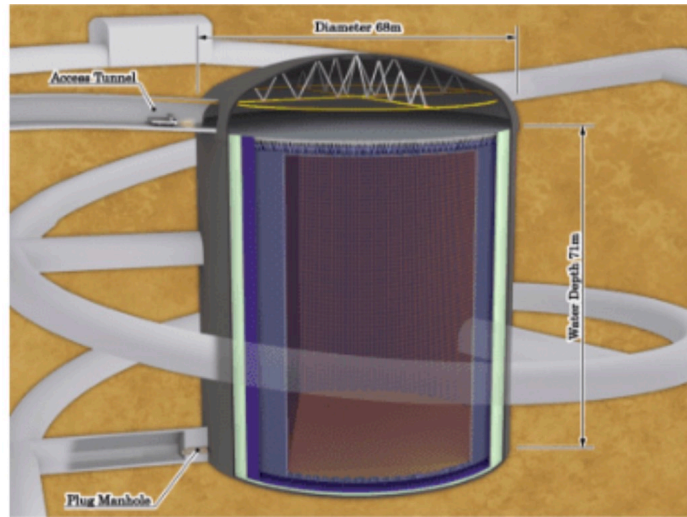


図 2.1 ハイパーカミオカンデ検出器の概略図 [5]

2.3 チェレンコフ光

チェレンコフ光は、荷電粒子が通過する媒質の光速よりも速く媒質中を走ることによって放出される光である。ニュートリノが水に衝突すると電子やミュオンなどの荷電粒子がたたき出され、チェレンコフ光が放射される。図 2.2 にチェレンコフ光のイメージ図を示す。

粒子が速度 v で時間 t だけ進んだときの移動距離は vt と表せる。図 2.3 は図の左側から粒子が入射した際のチェレンコフ放射の様子を表している。真空中の光速を c 、媒質の屈折率を n とすると、電磁波の伝播速度は c/n であり、時間 t での移動距離は ct/n となる。粒子の速度と光速の比を $\beta \equiv v/c$ と定義すると、電磁波の波面と荷電粒子の進行方向がなす放射角 θ は次式で表される。

$$\cos \theta = \frac{c}{n} \cdot \frac{1}{vt} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

これより、チェレンコフ光は荷電粒子の進む方向に対して円錐形に放出されることが分かる。SK や HK での媒質は水であり、水の屈折率 n は 1.33 程度である。 $\cos \theta \leq 1$ より、(2.1) 式から $\beta \geq 1/n \simeq 0.752$ と求まる。これは、水中では荷電粒子が真空中の光速の約 75.2% 以上の速さとなったときにチェレンコフ光が放出されることを意味する。

波長 $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ の領域で電子によって放出されるチェレンコフ光の単位距離あたりの光電子数は次式で表される。

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (2.2)$$

ここで、 α は微細構造定数であり、電荷素量を e 、プランク定数を h とすると、 $\alpha \equiv e^2/hc \simeq 1/137$ で定義される。(2.2) 式より、電子のエネルギーまたは媒質の屈折率が大きいほど

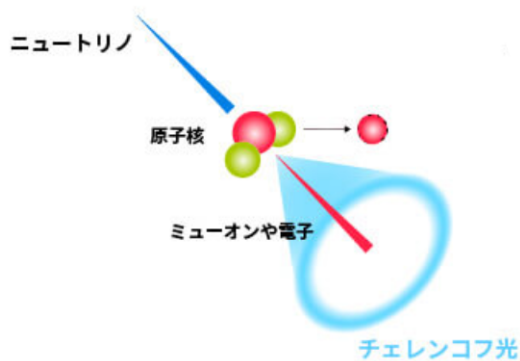


図 2.2 チェレンコフ光のイメージ図 [6]

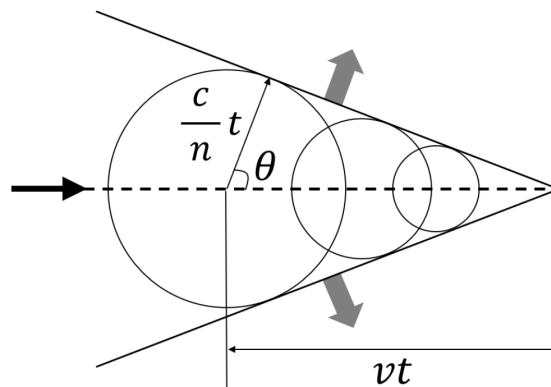


図 2.3 チェレンコフ放射の図解

チェレンコフ光の光電子数が増加することが分かる [7]。(2.2) 式を波長 λ で微分すると、

$$\frac{dN}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (2.3)$$

となり、光子数は λ^2 に反比例する。このことから、チェレンコフ光は連続スペクトルを成しているが、短波長の光を多く放出することが分かる。短波長領域の光量が多いため、PMT の短波長領域での特性を把握することが重要である。

2.4 光電子増倍管の原理

光電子増倍管 (PMT) は微弱な光を検出する光センサである。一般的にはガラス管に封じられた真空管で、入射窓、光電面、収束電極、電子増倍部、陽極によって構成される。構造を図 2.4 に示す。

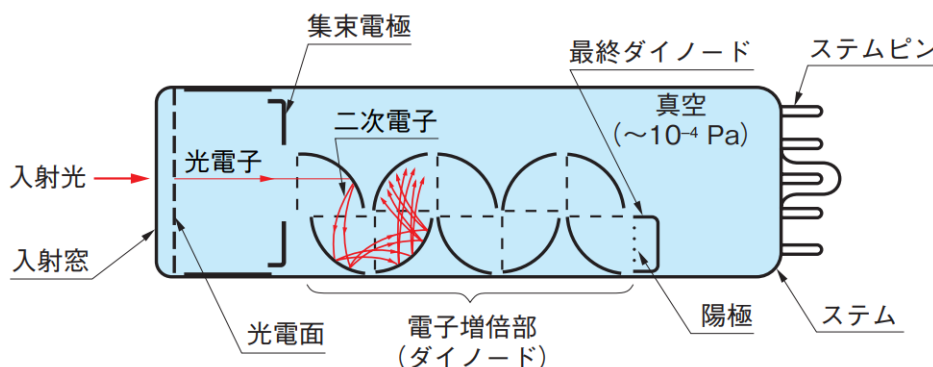


図 2.4 光電子増倍管の構造図 [8]

PMT に入射した光は、ガラス管を透過して光電面内の電子に衝突し、真空中に光電子を放出する。放出された光電子は収束電極で加速・収束され、第 1 ダイノードに衝突して二次電子を放出することにより電子を増倍する。二次電子がそれ以降の電子増倍部に衝突

し、二次電子放出を繰り返す。最終ダイノードから放出される二次電子群は $10^6 \sim 10^7$ 倍になり、陽極から信号が出力される [8]。

PMT の感度特性は、入射窓の透過率と光電面物質によって決まる。光電面は入射窓の真空側表面に形成された膜であり、入射窓を通して入射した光を光電子に変換する。光電面の多くはアルカリ金属を主成分とする化合物半導体でできており、よく使用されている光電面は 10 種類程が知られている。HK で使用する PMT の光電面は、紫外線から可視光に感度を持つバイアルカリ (Sb-K-Cs) が使われる。その他の代表例として、Cs-I、マルチアルカリ (Sb-Na-K-Cs)、GaAsP(Cs) などが挙げられる。Cs-I は 200 nm 以上の波長に対してほとんど感度を持たないため、真空紫外域の計測に用いられる。マルチアルカリ (Sb-Na-K-Cs) は 3 種類以上のアルカリ金属が使用されており、紫外から 850 nm あたりの広い波長域を持つ。GaAsP(Cs) は可視域で 40% 程度の高い量子効率を得られることが特徴である。光電面の厚みなどにより固体差が生じるので、感度を 1 つずつ測定する必要がある。入射窓の材質によって短波長限界が決まる。最もよく使用される材料は硼硅酸ガラスであり、300 nm 以下の紫外線は透過しない。他にも MgF_2 や石英ガラス、UV 透過ガラスなどの種類がある。

PMT の陽極感度の温度特性は波長によって変化することが知られている。図 2.5 に波長と温度係数の関係を示す。HK で使用される PMT の光電面と同種のバイアルカリの温度係数は、550 nm 以下では $-0.4\%/^{\circ}C$ 程度となっており、周囲の温度が $10^{\circ}C$ 上昇すると陽極感度は約 4 % 低下することを意味する。長波長領域では温度係数が正となるため、温度が上がると陽極感度も上昇する。

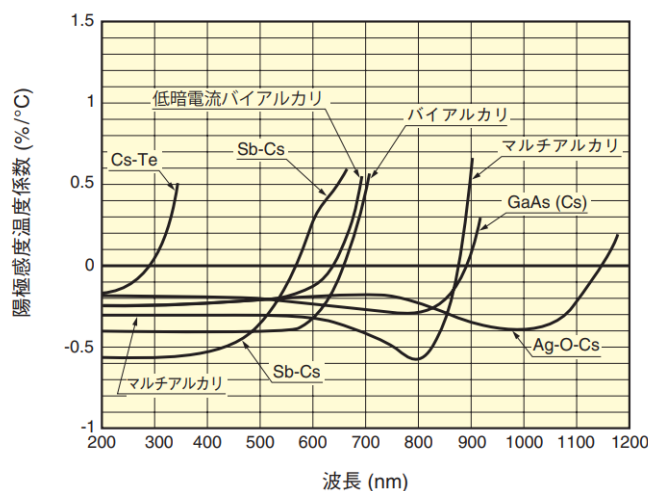


図 2.5 光電面の種類による温度係数 [8]

ダイノードにも多くの種類があり、段数や構造によって特長が異なる。図 2.4 のダイノードはボックス型と呼ばれ、光電子の収集効率に優れている。サーキュラケージ型 (図 2.6) はコンパクトな構造であり、時間応答性に優れ、低い電圧で高いゲインを得られる。ライ

ンフォーカス型(図 2.7)は時間応答特性を持ち、時間分解能やパルスリニアリティ特性に優れている。これらの構造を組み合わせたボックスライン型(図 2.8)やサーキュラライン型(図 2.9)などもある。ボックスライン型はボックス型より時間応答性、時間分解能、パルスリニアリティ特性が良く、ラインフォーカス型より電子収集率が高い。サーキュラライン型はサーキュラケージのコンパクトさを維持し、パルスリニアリティ特性が向上している。



図 2.6 サーキュラケージ型 [8]

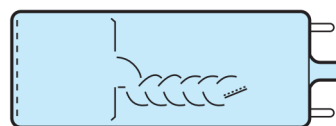


図 2.7 ラインフォーカス型 [8]

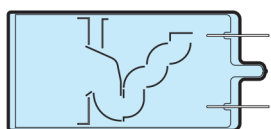


図 2.8 ボックスライン型 [8]

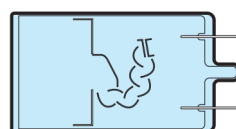


図 2.9 サーキュラライン型 [8]

光電面から放出される光電子数を入射する光子数で割った値を量子効率 (quantum efficiency) という。入射光子は光電面物質の価電子帯の電子にエネルギーを与えるが、エネルギーを得た電子が必ずしも光電子として飛び出すわけではなく、ある確率過程が存在する。波長の短い光子は長い光子に比べて1光子あたりのエネルギーが高く、光電子放出の確率が高くなる。量子効率の測定には、性能が精密に調べられた標準光電管または光半導体素子を二次標準として用いる。これらを使用して測定したい波長の入射光の放射束 L_P を測定し、量子効率を求めたいPMTで光電流 I_K を測定することで、放射感度 Sk が次式で求まる。

$$Sk = \frac{I_K}{L_P} \text{ (A/W)} \quad (2.4)$$

また、量子効率 QE はその波長の放射感度から次式を用いて求められる。

$$QE = \frac{hc}{\lambda e} Sk = \frac{1240}{\lambda} Sk \cdot 100 \text{ (\%)} \quad (2.5)$$

ここで、 h はプランク定数 (6.63×10^{-34} J·s)、 c は真空中の光速 (3.00×10^8 m·s⁻¹)、 e は電子の電荷 (1.60×10^{-19} C)、 λ は入射光波長 (nm) である [8]。

PMT によって検出される電荷 Q は、光子数を N とすると次式で表される。

$$Q = N \times QE \times CE \times \text{Gain} \times e \quad (2.6)$$

ここで、QEは量子効率、CEはPMTの第1ダイノードへの収集効率(collection efficiency)、Gainは光電子の増幅率を意味している。第2ダイノード以下の収集効率は100%と仮定している。

2.5 ハイパーカミオカンデの光電子増倍管

HKの内水槽で使用予定の浜松ホトニクス株式会社製50 cm径PMT(R12860)の概略図を図2.10に示す。形状はSKで使用されているものと似ているが、時間分解能や電荷分解能、検出効率が優れている。図2.11に示すベース回路に2000 Vの電圧が印加され、各ダイノードに分圧している[9]。管径508 mm、有効領域の直径は460 mmであり、感度波長は300~650 nmである。光電面はバイアルカリ、入射窓の材質は硼硅酸ガラスが使われている。ダイノードの構造はボックスライン型(図2.8)で、10段で構成されている。量子効率の波長依存を図2.12の実線に示す。破線で示されているSKのPMTと比べて量子効率は向上しており、ピークの公称値は32%となっている。

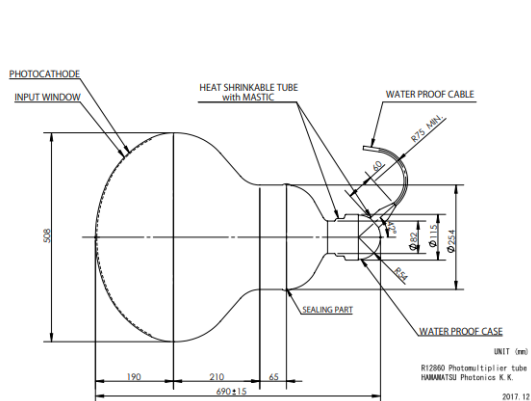


図 2.10 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の概略図 [9]

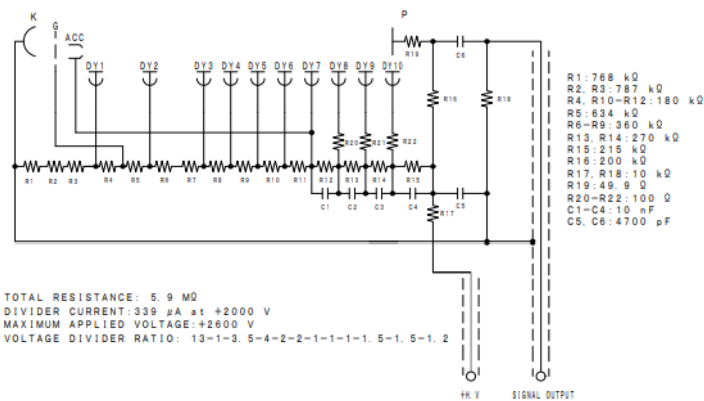


図 2.11 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) のベース回路 [9]

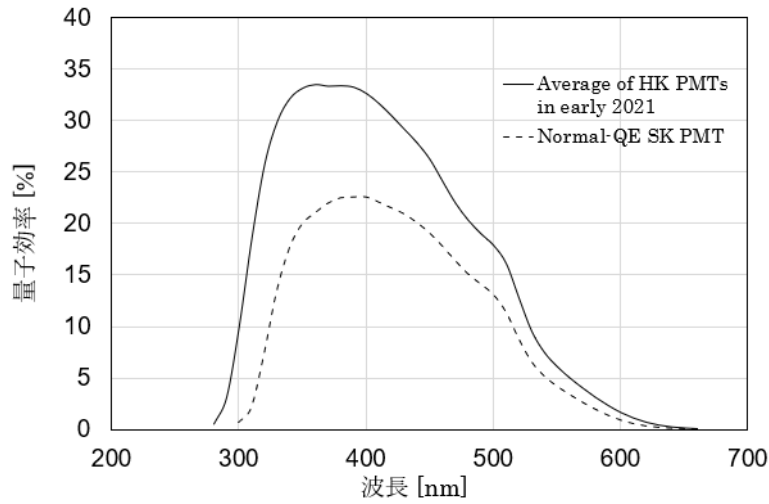


図 2.12 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の量子効率

外水槽で使用する PMT の候補として、図 2.13 に示す浜松ホトニクス株式会社製 8 cm 径 PMT (R14374-Y009) が挙げられる。管径 80 mm、有効領域の直径は 72 mm であり、感度波長は 300~650 nm である。50 cm 径 PMT と同様に、光電面はバイアルカリ、入射窓は硼硅酸ガラスが使用されている。ベース回路は図 2.14 のような 10 段のダイノードで構成されたサーキュライン型 (図 2.9) となっている。量子効率の波長依存を図 2.15 に示す。QE は波長 390~420 nm で最大となり、その値は約 29% である。また、19 本の 8 cm 径 PMT を 1 つの容器に入れて密閉した光センサも使用予定である。これはマルチ PMT と呼ばれ、より詳細なイメージングを行なうことができる。50 cm 径 PMT (R12860) と 8 cm 径 PMT (R14374-Y009) の主な特性を表 2.1 にまとめる。

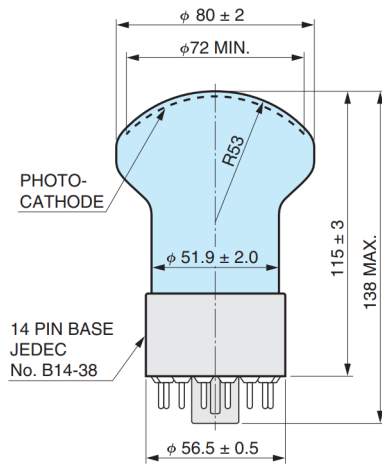


図 2.13 8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) の概略図

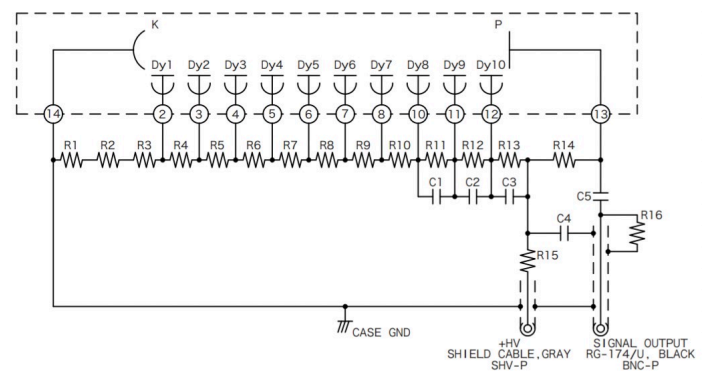


図 2.14 8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) のベース回路

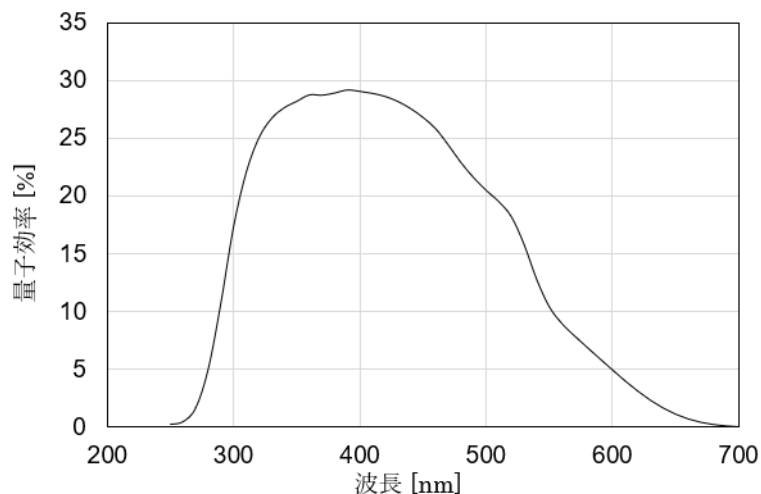


図 2.15 8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) の量子効率

表 2.1 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) と 8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009) の特性

パラメータ		R12860	R14374-Y009
感度波長 (nm)		300~650	300~650
最大感度波長 (nm)		420	420
入射窓材質		硼硅酸ガラス	硼硅酸ガラス
光電面	材質	バイアルカリ	バイアルカリ
	有効領域 (mm)	460	72
ダイノード	構造	ボックスライン型	サーキュラライン型
	段数	10	10
時間応答	上昇時間 (ns)	6.0	2.9
	走行時間 (ns)	95	35
	時間分解能 (ns)	2.4	1.3

2.6 スーパーカミオカンデにおける光電子増倍管の校正

SKで使用されている 50 cm 径 PMT の校正方法の一部について説明する [10]。

2.6.1 光電子増倍管の事前校正

水槽に PMT を設置する前に図 2.16 に示す装置で一部の PMT が校正された。光源はキセノンフラッシュランプを用いている。これはガラス管に少量のキセノンガスが封入されている光源であり、コンデンサに蓄えられたエネルギーを瞬間的に放電することで大

光量のパルス光を発生できる。紫外域から赤外域までの連続したスペクトルを持つことも特徴である。UV フィルターを通ったキセノンフラッシュランプを光ファイバーによって3つに分岐し、2つのアバランシェフォトダイオード (APD) とシンチレータボールに接続した。シンチレータボールによって等方的に放出された光を 50 cm 径 PMT に入れ、各 PMT での高電圧を決定した。この方法で 420 個の PMT の高電圧を決め、それらを図 2.17 の赤い点で示された位置で内水槽に設置した。光源から各 PMT に到達する光量は、光源と PMT の距離によって変化し、さらに水質や PMT 表面での反射にも依存する。事前校正を行った PMT を基準として、SK 内の全ての PMT の高電圧を調整している。

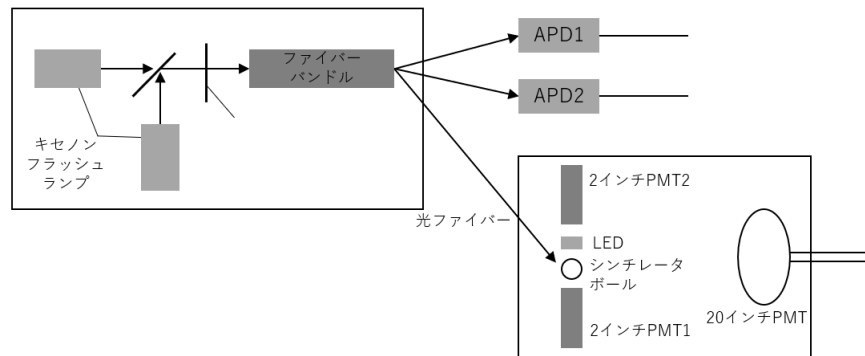


図 2.16 事前校正の装置の概略図

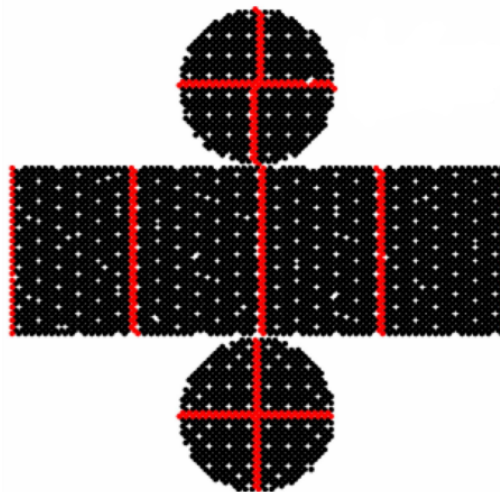


図 2.17 事前校正が行われた光電子増倍管の配置 [10]

2.6.2 相対的な量子効率の校正

PMT の量子効率には固体差があるため、エネルギーの再構成を精度良く行うためには相対的な量子効率を調べる必要がある。光量が小さい場合には観測されるヒット確率は

PMTの量子効率に比例することから、各PMTで観測されたヒット数と到達すると予測される光子数の比を算出した。光源はガンマ線を等方的に放出するNi-Cf線源が使用された。NiOとポリエチレンで作られたボールの中にCf源が混入されたこの線源を内水槽の中心に設置し、測定が行われた。光源からPMTまでの距離や入射角によって位置依存性を補正する。隣接するPMTの表面からの反射や水の散乱や吸収などに由来する位置依存性はモンテカルロシミュレーションによって補正された。これらを考慮すると、PMTの量子効率に依存する差のみが残るため、相対的な量子効率を得ることができる。

2.6.3 時間応答の校正

荷電粒子の位置や方向を再構築するために、PMTの時間応答を校正する必要がある。図2.18に校正を行うための装置の概略図を示す。光源は窒素レーザーを使用している。窒素レーザーは波長337 nm、半値全幅0.4 nsの高速パルス波を放出するガスフローレーザーである。レーザー光の入射時間を決めるため、応答の速い5 cm径PMTをモニターとして使用する。窒素レーザーから放出されたパルス波の波長は、色素レーザーによって量子効率の高い398 nmにシフトし、可変光学フィルターで様々な光量での時間応答を測定した。光源と検出器の位置や電荷から、時間応答の校正を行っている。

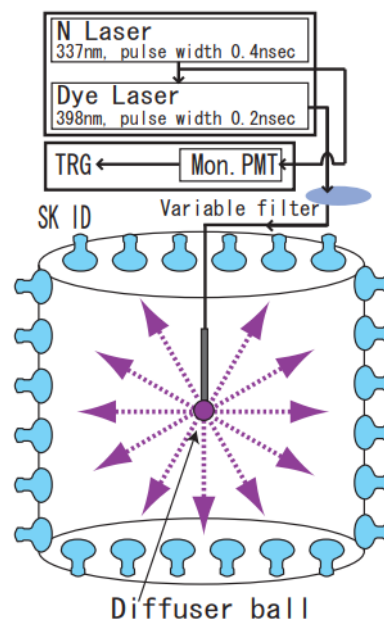


図 2.18 時間応答校正装置の概略図 [10]

第3章 8 cm径光電子増倍管における量子効率の波長・温度特性

PMTの量子効率は波長に依存し、水中の光量減衰率も波長依存性を持つことから、検出精度を上げるためにはHKにPMTを取り付ける前に波長感受特性を測定しておくことが重要となる。HKで使用するPMTの事前校正において、波長ごとの検出効率の測定方法を検討するために本測定を行った。また、温度が変わると量子効率も変化し、有感波長領域内では量子効率の温度依存性が波長によって変わる可能性が示唆されている。室温での量子効率は製造会社によって測定されているが、HKの水温は14 °Cであり環境が異なるため、温度を変えて量子効率を測定し、量子効率の温度依存性を調べる。最終的には50 cm径PMTを用いるが、検出手法を確立するために8 cm径PMTを用いて評価した。

3.1 セットアップ

8 cm径PMTの量子効率を測定するにあたり、図3.1, 3.2に示す装置を用いた。キセノンフラッシュランプの光をモノクロメータで分光し、光ファイバーによって光電子増倍管モジュール(H11901P-04)と8 cm径PMT(R14374-Y009)に入射した。光電子増倍管モジュールは量子効率が測定されているため、これをreferenceとすることで8 cm径PMTの量子効率を求めることができる。reference PMTのコントロール電圧は1 Vとし、8 cm径PMTには700 Vの高電圧を印加した。それぞれの出力をオシロスコープに繋ぎ、プログラムによって波形を取得した。キセノンフラッシュランプとモノクロメータは箱の中で固定し(図3.4)、全体を遮光している。8 cm径PMTは恒温器内に設置し(図3.3)、温度を変えられるようにした。この装置を用いて、5, 14, 25, 35 °Cの4つの温度で量子効率を測定した。室温である25 °CとHKの水温である14 °Cに加えて、さらに低温、高温での挙動を見るために5 °Cと35 °Cを選んだ。光源の波長は280~700 nmで変化させた。

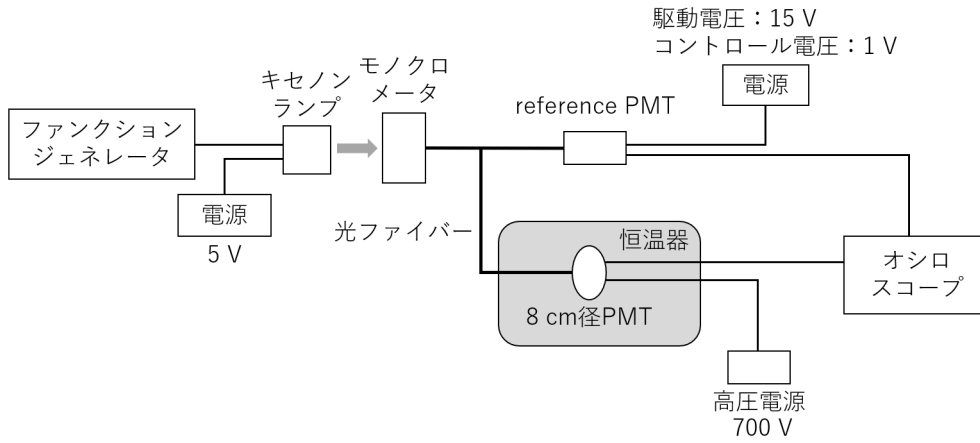


図 3.1 8 cm 径光電子増倍管の測定セットアップ概略図



図 3.2 8 cm 径光電子増倍管の測定セットアップ

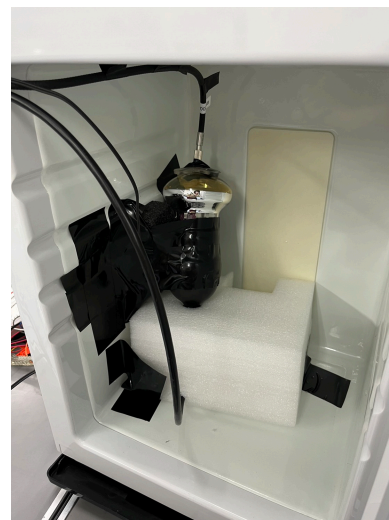


図 3.3 恒温器に設置した 8 cm 径光電子増倍管

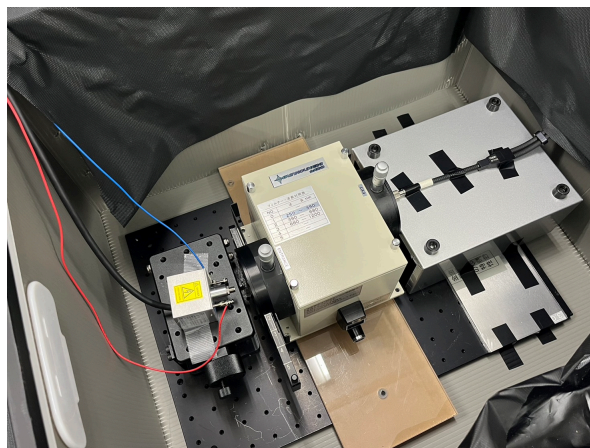


図 3.4 キセノンフラッシュランプとモノクロメータのセッティング

3.1.1 光電子増倍管

図 3.5 に示す浜松ホトニクス株式会社製 8 cm 径 PMT(R14374-Y009) を使用した。型番は BC0679 である。1080 V を印加することで、 3×10^6 Gain を得ることができる。本研究では波形のサチュレーションを防ぐため、700 V を印加した。電源は松定プレジジョン株式会社の光電子増倍管用高圧電源 (HPMR-3P) を用いた。PMT の動作周囲温度は $-30 \sim +50$ °C である。



図 3.5 8 cm 径光電子増倍管 (R14374-Y009)

量子効率の参照用として、図 3.6 に示す浜松ホトニクス株式会社製光電子増倍管モジュール (H11901P-04, H11901P-113) を使用した。シリアルはそれぞれ K4270001, K4250001 である。有効領域の直径は 8 mm であり、感度波長は H11901P-04 が 185~870 nm、H11901P-113 が 185~700 nm となっている。FC/PC コネクタによって光ファイバーが接続できる。電源には図 3.7 に示した浜松ホトニクス株式会社製光電子増倍管モジュール用電源 (C7169) を使用した。コントロール電圧を 0.25~1.8 V で与えて、ゲインを調節できる。本研究では約 2×10^6 Gain が得られる 1.0 V に設定した。この光電子増倍管モジュールの放射感度と量子効率は浜松ホトニクス株式会社によって測定されている (図 3.8) ため、これを既知の値として 8 cm 径 PMT の量子効率を求めた。



図 3.6 光電子増倍管モジュール (H11901P-04)



図 3.7 光電子増倍管モジュール用電源 (C7169)

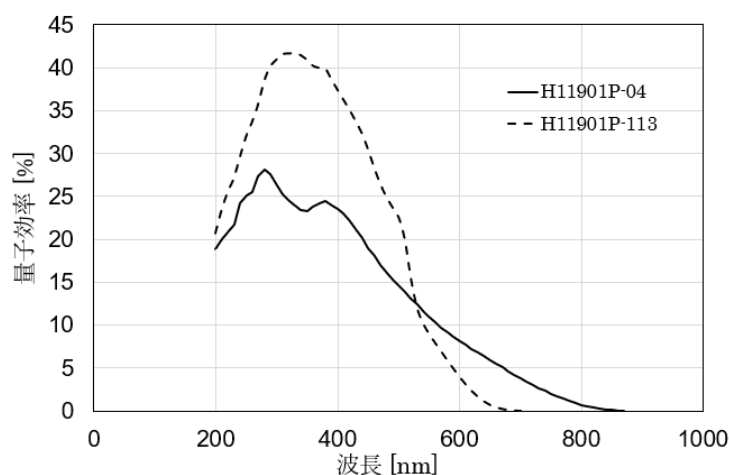


図 3.8 光電子増倍管モジュール (H11901P-04(K4270001), H11901P-113(K4250001)) の量子効率

3.1.2 ファンクションジェネレータ

Tektronix 社製任意波形ファンクションジェネレータ (AFG1062) を使用した。2つのチャンネルがあり、パルス波、矩形波、正弦波をはじめとする任意の波形を出力することができる。本研究ではキセノンフラッシュランプを点灯させる際に使用した。

3.1.3 キセノンフラッシュランプ

図3.9に示す浜松ホトニクス株式会社製2W キセノンフラッシュランプモジュール (L13651-14) を使用した。4.75~5.5 V または 10.8~13.2 V の入力電源を供給した状態で発光パルス信号を入力すると点灯し、数百 ns 程度のパルス幅で発光できる。発光波長の範囲は 185~

2500 nm である。電源は RIGOL 社製プログラマブル直流電源を使用し、トリガーはファンクションジェネレータで周波数 1250 Hz、パルス幅 10 μ s、電圧 3.0 V のパルス波を入力した。



図 3.9 2W キセノンフラッシュランプモジュール (L13651-14)

3.1.4 モノクロメータ

キセノンフラッシュランプを分光するため、図 3.10 に示す分光計器株式会社製 M10 モノクロメータを使用した。モノクロメータは光源から特定の波長の光を取り出す装置である。回折格子を交換すれば、200 nm \sim 25 μ m の波長範囲で使用できる。このモノクロメータは非対称型変形ツェルニ・ターナ光学配置を採用しており、多重回折による迷光を除去している。光学系は図 3.11 のようになっており、図の左側から入射した光が球面鏡、平面鏡、回折格子を介して右側に出射される。波長に応じた高次光カットフィルタが設置されており、390 \sim 680 nm、680 \sim 1200 nm の光を出射する際はそれぞれの波長に対応するフィルタを使用した。



図 3.10 モノクロメータ



図 3.11 モノクロメータの光学系

3.1.5 オシロスコープ

Teledyne LeCroy 社製多機能オシロスコープである WaveSurfer3024z を使用した。4つのチャンネルがあり、PMT の出力波形を見ることができる。また計測の機能が搭載されており、出力波形を積分して面積を測定することで電荷が得られる。帯域は 200 MHz、サンプリング数は 2 GS/s である。

3.1.6 光ファイバー

キセノンフラッシュランプや LED の光源を 2 つに分岐するため、図 3.12 に示す Thorlabs 社製高 OH ファイバーバンドル (BFY200HF2) を使用した。コア径は 200 μm であり、波長 300~1200 nm で使用できる。



図 3.12 高 OH ファイバーバンドル (BFY200HF2)

3.1.7 恒温器

温度を変化させて測定を行うために、図 3.13 に示す三菱電機エンジニアリング株式会社製小型低温恒温器 (SLC-25A) を使用した。ペルチェ素子によって温度が制御され、3~65 $^{\circ}\text{C}$ の範囲で 1 $^{\circ}\text{C}$ 刻みに設定することができる。内容量は 25 L であり、本研究では 8 cm 径 PMT を入れて温度を制御した。



図 3.13 小型低温恒温器 (SLC-25A)

3.2 測定方法

(2.6) 式を用いて量子効率を算出する。まず、ゲインを測定するため、熱電子起因の 1 光電子信号を $-2 \sim -1$ mV 程度の閾値を設けて観測し、電荷を測定した。1 光電子信号の電荷は素電荷とゲインの積で決まるため、測定電荷 Q を素電荷 e で割ることでゲインを導出した。

光を入射した際の 8 cm 径 PMT と reference PMT の電荷はオシロスコープの計測機能によって測定した。図 3.14 はオシロスコープの画面の例であり、チャンネル 1(黄色)が reference PMT、チャンネル 2(赤)が 8 cm 径 PMT の出力となっている。横軸は 500 ns/div、縦軸はチャンネル 1 が 1 V/div、チャンネル 2 が 200 mV/div を表している。オシロスコープの左側 10% と残りの 90% をそれぞれ積分し、左側をベースラインとして使用した。1000 イベント取得した結果から、解析アプリケーションの ROOT を用いて面積を求めた。ROOT は欧州原子核研究機構 (CERN) によって開発されているデータ解析環境であり、素粒子実験で利用されている。オシロスコープの 90% の領域での面積からベースラインの面積を 9 倍した値を引いたヒストグラムを図 3.15, 3.16 に示す。図 3.15 は reference PMT、図 3.16 は 8 cm 径 PMT の 1000 波形で測定した電荷分布である。赤で描かれた線はそれぞれのヒストグラムに対するガウスフィットの結果であり、そのガウス関数の平均値を電荷として使用した。この波形の場合、reference PMT の電荷 Q_{ref} は 77140.4 ± 49.2 pC、8 cm 径 PMT の電荷 Q_{PMT} は 9582.48 ± 6.29 pC と求まった。



図 3.14 オシロスコープでの波形取得

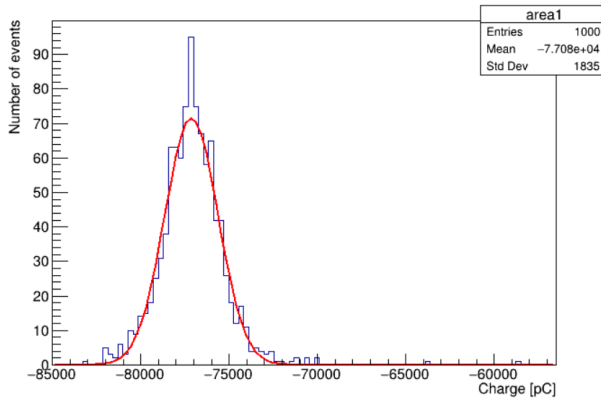


図 3.15 reference PMT の電荷測定

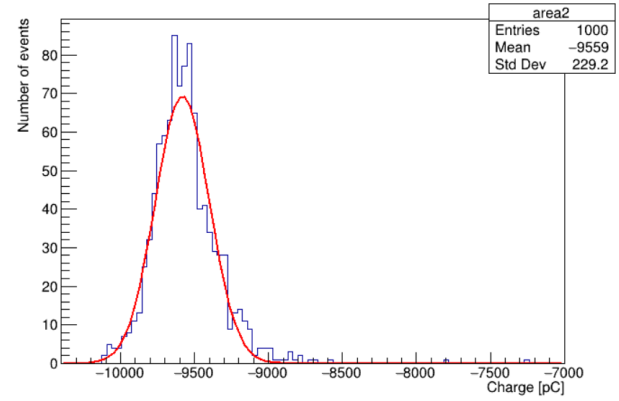


図 3.16 8 cm 径 PMT の電荷測定

reference PMT の QE 値は既知であるため、測定した電荷 $Q_{\text{ref}}(\lambda)$ と Gain_{ref} を (2.6) 式に代入した式、

$$N_{\text{ref}}(\lambda) = \frac{Q_{\text{ref}}(\lambda)}{QE_{\text{ref}}(\lambda) \times CE_{\text{ref}} \times \text{Gain}_{\text{ref}} \times e} \quad (3.1)$$

によって光子数が得られる。光源は光ファイバーを通して2つのPMTに分岐されており、reference PMT 側、8 cm 径 PMT 側の順にファイバーの分岐比が $a : b$ であるとすると、8 cm 径 PMT の光子数 $N_{\text{PMT}}(\lambda)$ は $N_{\text{ref}}(\lambda) \times b/a$ と求められる。これより8 cm 径 PMT の量子効率 $QE_{\text{PMT}}(\lambda)$ は次式で与えられる。

$$QE_{\text{PMT}}(\lambda) = \frac{Q_{\text{PMT}}(\lambda) \times a}{N_{\text{ref}}(\lambda) \times b \times CE_{\text{PMT}} \times \text{Gain}_{\text{PMT}} \times e} \quad (3.2)$$

ここに (3.1) 式の $N_{\text{ref}}(\lambda)$ を代入することで次式が得られる。

$$QE_{\text{PMT}}(\lambda) = \frac{Q_{\text{PMT}}(\lambda) \times a \times QE_{\text{ref}}(\lambda) \times CE_{\text{ref}} \times \text{Gain}_{\text{ref}}}{Q_{\text{ref}}(\lambda) \times b \times CE_{\text{PMT}} \times \text{Gain}_{\text{PMT}}} \quad (3.3)$$

素電荷 e と reference PMT の QE は既知の値であり、2つの PMT のゲインと各波長で測定した電荷をこの式に代入することで、8 cm 径 PMT の量子効率を求めることができる。

3.3 測定結果

reference PMT(H11901P-04) のゲインは1光電子信号の電荷の平均値を素電荷で割ることで、 6.90×10^6 と求まった。8 cm 径 PMT は高電圧を 700 V とすると1光電子での電荷が小さくオシロスコープで測定することができなかつたため、1080 V でのゲインを求めた。その後、550 nm での電荷を高電圧が 700 V と 1080 V の2つ状態で測定し、それらの比を取ると、1080 V での電荷は 700 V での電荷の約 21.4 倍となることが分かった。このことから、1080 V での得たゲインを 21.4 で割ったものを 700 V 印加時のゲインとした。その値は 2.21×10^5 となった。ここで得たゲインと、測定した各波長での電荷から (3.3) 式を用いて量子効率を求めた。ファイバーの分岐比は 1:1 としている。

reference PMT と 8 cm 径 PMT の電荷を求める際に行ったガウスフィッティングの誤差を考慮して量子効率の誤差を求める。それぞれの誤差を $\varepsilon_{\text{ref}}, \varepsilon_{\text{PMT}}$ とすると、 N_{ref} の誤差 ε_N は次式で表される。

$$\varepsilon_N = \frac{\varepsilon_{\text{ref}}}{QE_{\text{ref}} \times CE_{\text{ref}} \times \text{Gain}_{\text{ref}} \times e} \quad (3.4)$$

8 cm 径 PMT の量子効率 QE_{PMT} は、

$$QE_{\text{PMT}} \pm \varepsilon_{\text{QE}} = \frac{Q_{\text{PMT}} \pm \varepsilon_{\text{PMT}}}{(N_{\text{PMT}} \pm \varepsilon_N) \times CE_{\text{PMT}} \times \text{Gain}_{\text{PMT}} \times e} \quad (3.5)$$

$$= \frac{Q_{\text{PMT}} \pm \varepsilon_{\text{PMT}}}{N_{\text{PMT}} \times CE_{\text{PMT}} \times \text{Gain}_{\text{PMT}} \times e \pm \varepsilon_N \times CE_{\text{PMT}} \times \text{Gain}_{\text{PMT}} \times e} \quad (3.6)$$

によって求められる。ここで、 $N_{\text{PMT}} \times CE_{\text{PMT}} \times \text{Gain}_{\text{PMT}} \times e = A$, $\varepsilon_N \times CE_{\text{PMT}} \times \text{Gain}_{\text{PMT}} \times e = \varepsilon_A$ と置くと、(3.6) 式は次のように書き換えられる。

$$QE_{\text{PMT}} \pm \varepsilon_{\text{QE}} = \frac{Q_{\text{PMT}} \pm \varepsilon_{\text{PMT}}}{A \pm \varepsilon_A} \quad (3.7)$$

よって、8 cm 径 PMT の量子効率 QE_{PMT} の誤差 ε_{QE} は次式で求められる。

$$\varepsilon_{\text{QE}} = \sqrt{\left(\frac{1}{A} \times \varepsilon_{\text{PMT}}\right)^2 + \left(\frac{Q_{\text{PMT}}}{A^2} \times \varepsilon_A\right)^2} \quad (3.8)$$

これによって求めた量子効率の誤差 (%) は 10^{-2} 前後のオーダーであり、相対誤差は 0.05 ~ 0.2% ほどであった。

5, 14, 25, 35 °Cの4つの温度で測定した8 cm 径PMTの量子効率の結果を図3.17に示す。横軸は波長、縦軸は量子効率であり、折れ線グラフとして表示した。

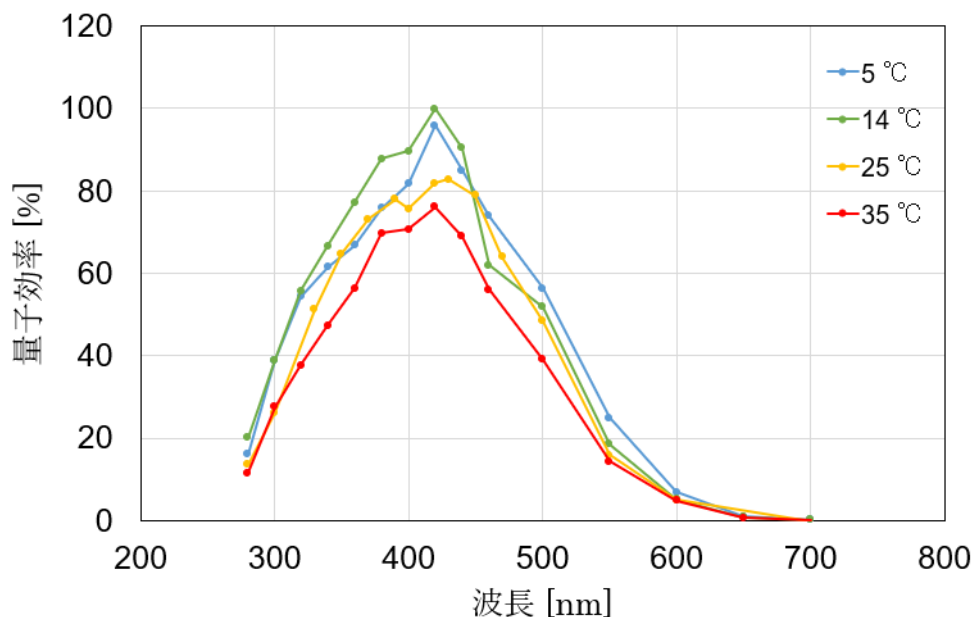


図 3.17 8 cm 径PMT(R14374-Y009)の量子効率の波長分布

図2.15より、8 cm 径PMT(R14374-Y009)は25 °Cでは波長390 nmで量子効率が29%と最大になることが分かる。本測定では25 °C、390 nmでの量子効率は78%となっており、約2.7倍大きくなっている。25 °Cでの量子効率は波長を細かい間隔で測定した結果、430 nmで最大値83%となった。その他の温度はすべて420 nmで量子効率が最大となっており、5 °Cは96%、14 °Cは100%、35 °Cは76%という結果が得られた。430 nmでの量子効率は測定していない。25 °Cでのピークとの比を取ると、順に1.16、1.20、0.92となる。量子効率が100%に近い大きな値を取ることは誤りであり、何らかの要因で絶対値が大きくなってしまっている。400 nm付近で最大となることは、典型的な量子効率の波長依存性と整合性があるが、各温度の400 nmでの量子効率は小さくなっている。

図3.17より、測定した4つの温度の中で最高温となる35 °Cでは他の温度に比べて量子効率が低くなっていることが分かる。短波長領域では14 °Cの量子効率が5 °Cの量子効率を上回っているため一概に温度が上がると量子効率が低下するとは言えないが、そのような傾向は見取れる。

3.4 考察

量子効率の絶対値が大きくなってしまっている理由を考察する。まず、ゲインのずれについて考える。8 cm 径PMTの実際のゲインが本測定で得た結果の2倍であったとすると、全ての量子効率が50%以下となる。reference PMTのゲインは 6.90×10^6 としている

が、データシートではコントロール電圧が1 Vの時のゲインは 2×10^6 となっている。これは典型的な値であるため固体差はあるが、約3.5倍の差が生じていることは量子効率の値に大きく影響する。また、この結果ではゲインは温度に依らず一定であると仮定しているが、温度が下がるとゲインが大きくなる傾向が見られた。図3.18は、各温度で8 cm径PMTに1080 V印加した際に測定されたゲインを21.4で割り、700 Vでのゲインに換算した結果を示している。

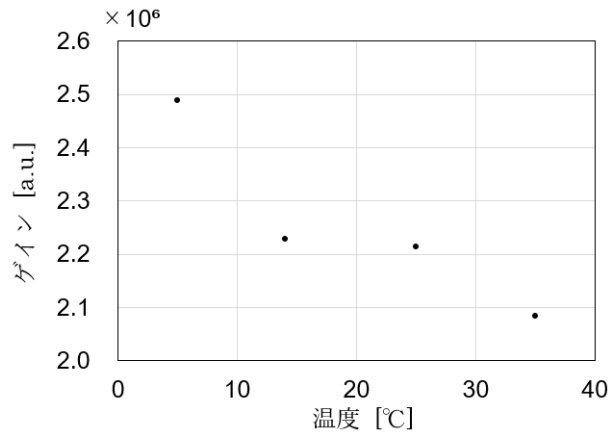


図 3.18 ゲインの温度依存性

光ファイバーの分岐比は1:1であるとして光子数を求めたが、ずれが生じている可能性がある。分岐比を測定するため、量子効率が既知である2つの光電子増倍管モジュール(H11901P-04, H11901P-113)をファイバーの両端に繋ぎ、波長400 nmでの光子数をそれぞれ測定した。測定セットアップの概略図を図3.19に示す。2つの光電子増倍管モジュールを入れ替えて同様の測定を行い、光子数の比を求めた。その結果、分岐比は53%:47%ほどであるということが分かった。しかし、これを考慮すると量子効率は増加するため、量子効率の絶対値が大きくなってしまっている理由としては当てはまらない。

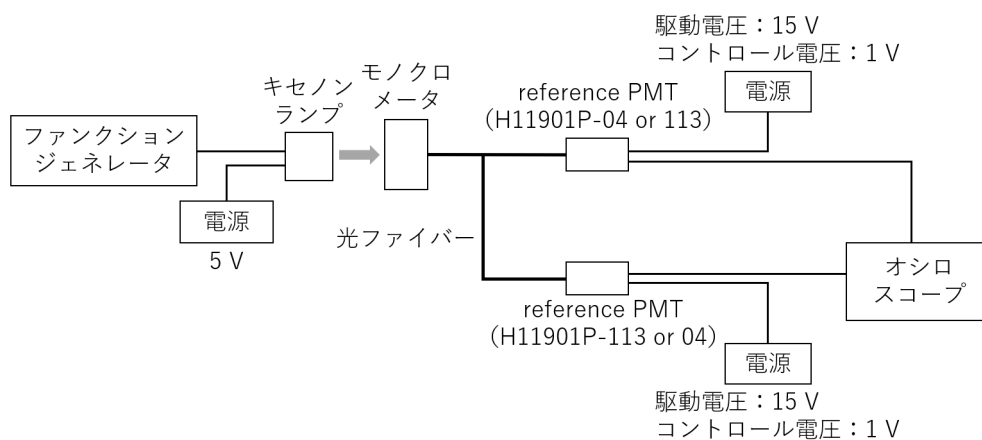


図 3.19 光ファイバーの分岐比測定のセットアップ概略図

各温度の 400 nm での量子効率が低下していることは、モノクロメータのフィルタの利用によって生じる誤差であると考えられる。モノクロメータには 390~680 nm 用の高次光カットフィルタが設置されており、390 nm 以上の波長で測定を行う際はフィルタを利用した。波長 400 nm でフィルタ使用時と未使用時の電荷を取得すると、使用時は未使用時に比べて 6.5%ほど小さくなった。図 3.17 の 400 nm 以上での結果を 1.07 倍したグラフを図 3.20 に示す。調整前に比べて滑らかになっていることが分かる。

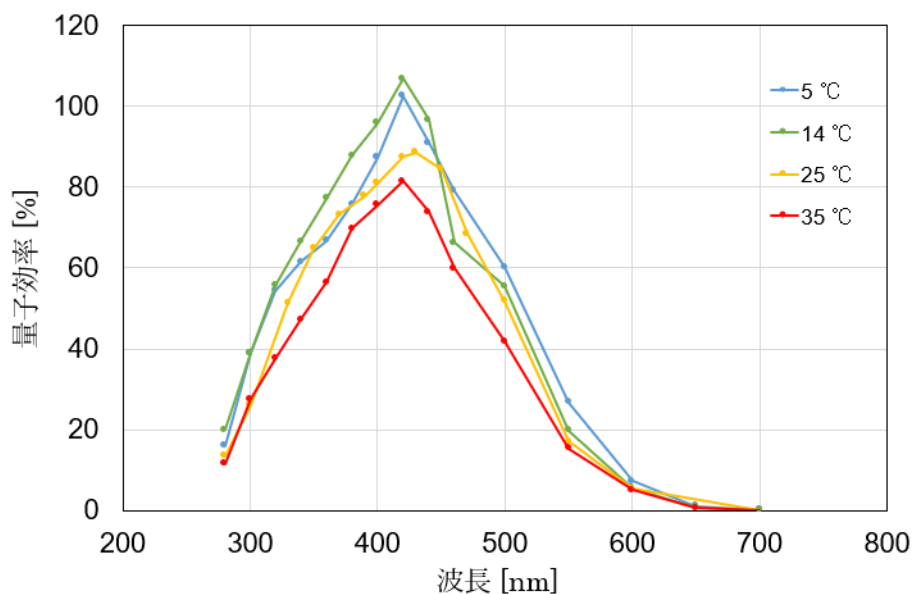


図 3.20 400 nm 以上の測定結果を 1.07 倍した際の量子効率の波長・温度依存性

第4章 LEDを用いた量子効率の測定

HKでは4万本以上のPMTを設置するため、事前校正を効率的に行うことも重要である。キセノンフラッシュランプではなくLEDを用いることで、早く大量のPMTを校正できる。LEDを使用して量子効率を測定し、キセノンフラッシュランプでの測定と比較した。

4.1 セットアップ

装置の概略図を図4.1に示す。キセノンフラッシュランプを用いた測定と同じような構成をしており、光源のみをLEDに変更した。恒温器は25℃に設定した。電荷や量子効率の測定方法は3.1節と同様である。LEDは図4.2のように接続し、保護・終端抵抗として47Ωの抵抗をLEDと直列に繋いだ。図4.3のようにアルミシャーシの箱に固定し、測定時は箱に蓋をした上で暗幕で遮光した。

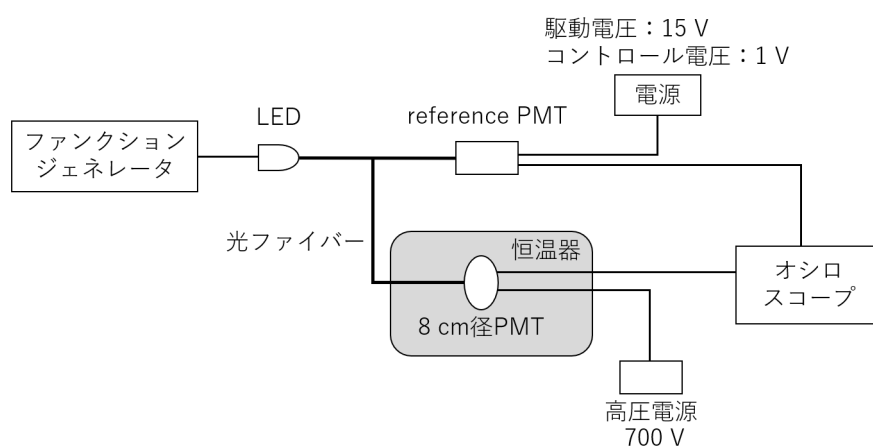


図 4.1 LED を用いた 8 cm 径光電子増倍管の測定セットアップ概略図

4.1.1 LED

直径 5 mm の砲弾型 LED を使用した。紫外線 LED は Bivar 社 (図 4.4)、可視光 LED は ROHM 社 (図 4.5) の製品を使用し、波長が 385~620 nm である 5 種類の LED で測定を行った。表 4.1 に各 LED の特性を示す。ファンクションジェネレーター (AFG1062) を用



図 4.2 抵抗付き LED の接続

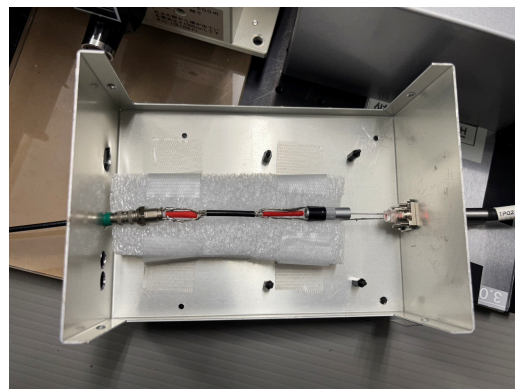


図 4.3 箱に固定した LED

いて、周波数 100 kHz、パルス幅 40 ns のパルス波を入力し、点灯させた。電圧は各 LED の光量や順電圧、順電流を考慮し、1.6~5.0 V の範囲で調整した。

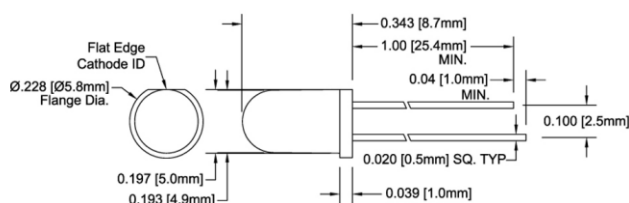


図 4.4 Bivar 社 LED(UV5TZ) の概略図

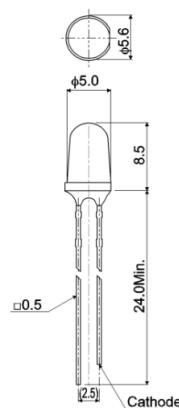


図 4.5 ROHM 社 LED(SLI-580) の概略図

表 4.1 LED の特性

型名	波長/nm	ビュー角/°	順電圧 $V_{Typ.}/V$	順電流 $I_{Typ.}/mA$	素子材料
UV5TZ-385-15	385	15	3.4	15	InGaN
UV5TZ-400-15	400	15	3.3	15	InGaN
SLA580BNT	470	10	3.3	20	InGaN
SLA-580MT	563	10	2.3	20	GaP
SLI-580UT	620	10	1.9	20	AlGaInP

4.2 LED とキセノン光源での測定と比較

5つの波長において、キセノンフラッシュランプと LED の2つの光源で測定した 25 °C での量子効率の結果を図 4.6 に示す。横軸が波長、縦軸が量子効率である。ゲインは 3.3

節で得た値を使用した。ここでも絶対値の違いはあるが、キセノンフラッシュランプを分光した結果と似た概形が得られた。

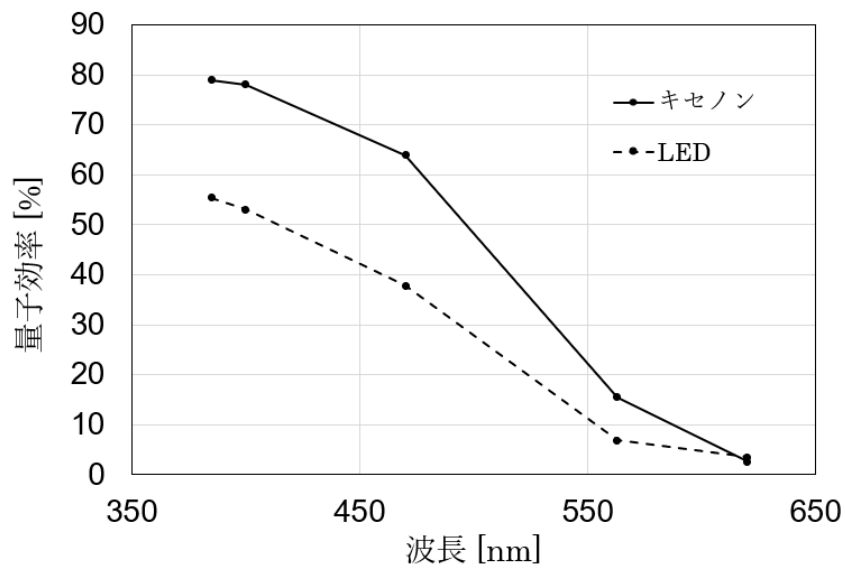


図 4.6 LED での量子効率測定結果

さらに、浜松ホトニクス株式会社によって測定された同 8 cm 径光電子増倍管 (型番: KM29631) の量子効率と比較し、そのグラフを図 4.7 に示す。形状を比較するため波長 400 nm での量子効率が 1 となるようにそれぞれ規格化を行ったグラフが図 4.8 であり、キセノンフラッシュランプと LED で大まかに波長依存性が再現できた。

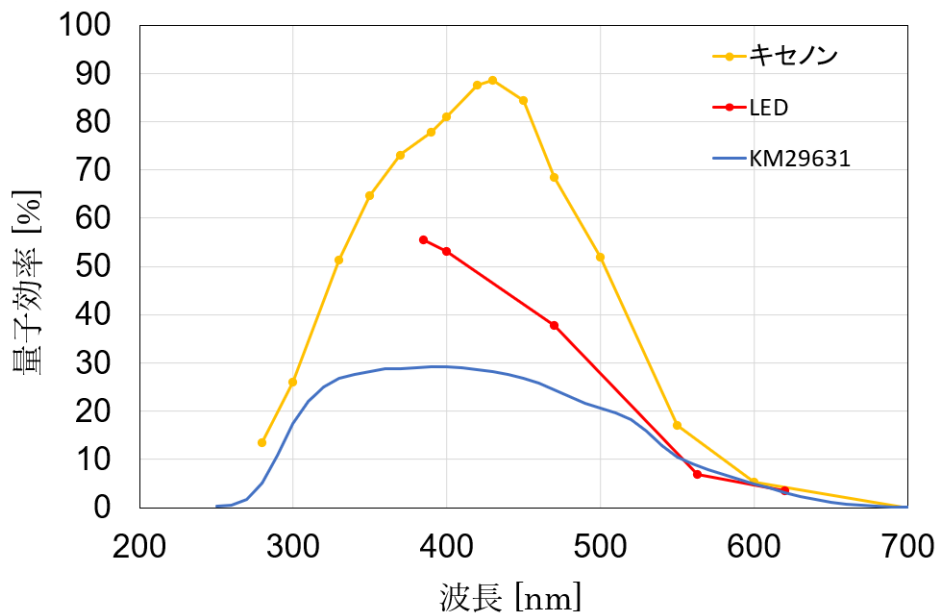


図 4.7 量子効率の波長分布の比較

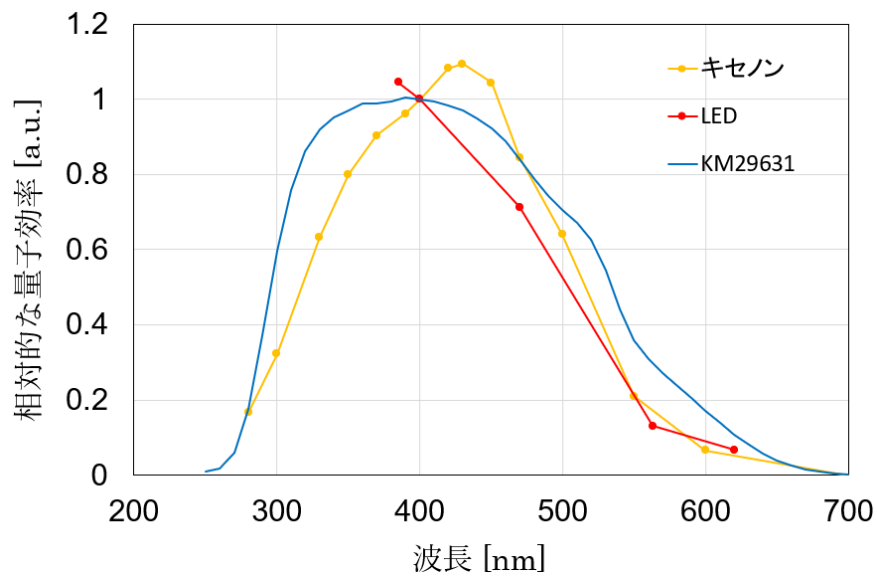


図 4.8 量子効率の波長分布の形状比較

第5章 結論と今後の展望

HKに取り付けるPMTの事前校正において、量子効率を測定する手法を確立することを目指し、キセノンフラッシュランプとLED光源を用いて量子効率を波長ごとに取得するシステムを構築した。量子効率の温度依存性を調査するために、HKで使用を検討している浜松ホトニクス株式会社製8 cm径PMT(R14374)を恒温器内に設置し、5~35 °Cの範囲で量子効率を測定した。

キセノンフラッシュランプを用いた測定では、連続スペクトル光から波長280~700 nmの範囲で分光し、既知の量子効率を持つreference PMTから8 cm径PMTの量子効率を評価した。約400 nm付近でピークを持ち、波長依存性は予測と一致していた。量子効率の絶対値が2倍以上大きい値となってしまう、絶対値は再現できなかった。

PMTの製造会社によって室温での量子効率は測定されているが、HKの予想水温は14 °Cであり環境が異なる。温度が変わると量子効率も変化するため、温度を変化させた環境での量子効率の測定を行った。5, 14, 25, 35 °Cの4通りの温度で測定したところ、温度が高いほど量子効率は低くなる傾向が見られた。

LEDを用いた量子効率の測定でも波長依存性はだまかに一致した。絶対値はキセノンフラッシュランプの結果や予想される量子効率とのずれが見られた。

得られた量子効率の値は予想値とずれており、調査を継続する必要がある。今回検証できなかったずれの原因として、ファイバー入射面の光量分布の非一様性、ファイバーの光量減衰率の波長依存性、reference PMT環境温度の不定性、ゲイン見積もりの不定性などが挙げられる。また、測定の再現性を評価し、絶対値に対する精度を向上させる必要がある。

今後は、キセノンフラッシュランプを用いて精度良く量子効率とその波長・温度依存性を測定できる手法を検討する。LEDでも同様の測定が可能になれば、多くのPMTに対して効率的な事前校正を行えるようになる。短波長帯も含め、より多くのLEDを用いた事前校正システムを構築することで、HKの検出精度向上を目指す。50 cm径PMTの量子効率も詳細に調査した上で、2025, 2026年辺りの事前校正で量子効率の評価を行いたい。

謝辞

本研究を行うにあたり多くの方々にお世話になりました。この場をお借りして感謝の意を述べさせていただきます。

指導教員の西村康宏先生には、測定方法や解析手法、データ取得のプログラム作成など丁寧に指導していただきました。これまでに行われてきた研究やその背景などについても教えていただき、とても勉強になりました。実験機器を迅速に用意してくださったことも有難かったです。お忙しい中、多くの助言をくださり心から感謝しています。

また、研究室の先輩方にも大変お世話になりました。前川雄音さんは、いつも実験の様子を気にかけてくださり実験装置の使い方や測定方法を丁寧に教えてくださいました。測定のプログラムが上手く使用できなかつたときには、時間を割いてプログラムを修正してくださり、とても感謝しています。前川さんが使用されていた実験装置を快く貸してくださったおかげで測定を進めることができました。藤澤千緒里さんには、実験装置の使用方を細かく教えていただき感謝しています。いつも計画的に研究を進められている姿にも刺激を受けていました。岡崎玲大さんにも、実験装置やプログラムについてご指導いただきました。オシロスコープでの波形取得方法も教えていただき感謝しています。同期の佐藤太希君は研究について相談に乗ってくれ、アドバイスをくれたり測定方法を一緒に考えてくれたりとお世話になりました。ありがとうございました。

最後に、これまで私を支えてくれた家族に感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] F. Reines, C. L. Cowan. Detection of the Free Neutrino. Phys. Rev., Vol. 92, pp. 830-831, Nov. 1953.
- [2] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. Phys. Rev. Lett., Vol. 81, No. 8, pp. 1562-1567, Aug. 1998.
- [3] The T2K Collaboration, K. Abe et al. Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations. Nature, Vol. 580, pp. 339-344, Apr. 2020.
- [4] 秋本祐希. 標準模型の素粒子. HIGGSTAN. <https://higgstan.com/standard-model/> (2023-1-11)
- [5] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 検出器について. ハイパーカミオカンデ. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/about/detector/> (2022-12-29)
- [6] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 検出器について. スーパーカミオカンデ. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/about/detector/> (2022-12-29)
- [7] 石河寛昭. チェレンコフ光および α 線の測定. RADIOISOTOPES, Vol. 24, No. 10, pp. 72-77, Oct. 1975.
- [8] 浜松ホトニクス株式会社編集委員会. 光電子増倍管-その基礎と応用-第4版. 浜松ホトニクス株式会社, 2017, 337p.
- [9] Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration, K. Abe et al. Hyper-Kamiokande Design Report. Nov. 2018.
- [10] K. Abe et al. Calibration of the Super-Kamiokande Detector. Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 737, pp. 253-272, Feb. 2014.