

# ハイパー・カミオカンデにおけるPMTガラス素材の 透過率測定

横浜国立大学 理工学部  
数物・電子情報系学科 物理工学EP  
学籍番号 1664130  
佐野 翔一

2020年2月12日

## 概要

ハイパーカミオカンデ計画とは、スーパーカミオカンデを大型化して飛躍的に感度を高めた水チェレンコフ検出器「ハイパーカミオカンデ」を岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山に建設し、ニュートリノ観測や陽子崩壊探索を通して素粒子・宇宙の研究を推進するものである。

我が国が推進してきた大型水チェレンコフ検出器である「カミオカンデ」「スーパーカミオカンデ」は、それぞれ超新星ニュートリノの観測およびニュートリノ振動現象とニュートリノ質量の発見を成し遂げ、ノーベル物理学賞にもつながった。一方で、ニュートリノが他の素粒子に比べて極端に軽い理由や、宇宙が現在の姿になった原因がニュートリノの性質にある可能性など、ニュートリノに関する新たな謎が生まれている。ニュートリノ研究は次世代の素粒子・宇宙物理学への突破口として世界的に大きな関心を集めており、我が国が主導する次期基幹計画「ハイパーカミオカンデ」の早期実現が世界中の研究者により求められている [1]。

水槽内壁にはスーパーカミオカンデで使用された光センサー(浜松ホトニクス社 R3600)の2倍の感度を持つ高性能光センサー(浜松ホトニクス社 R12860)を約4万本備え、反応から発生するチェレンコフ光を高い精度で計測する。この光センサーからの信号には常にノイズ(暗電流)が含まれ、この寄与は測定に影響を及ぼす。そのため、このノイズはある基準値を下回ることが要求される。R12860 から発せられる連続パルス型のノイズは、ガラスに含まれる放射性物質が原因であることが突き止められ、従来のガラス(Old-R12860 ガラス)よりも放射性物質を低減したガラス(LowRI-R12860 ガラス)が作成された。本研究では、ガラス内の放射性物質を低減することによって透過率がどれほど変化したのかを見積もる。

# 目 次

<b>第1章 ニュートリノ</b>	<b>3</b>
1.1 ニュートリノについて . . . . .	3
1.2 ニュートリノ振動 . . . . .	4
1.2.1 2世代によるニュートリノ振動 . . . . .	4
1.2.2 3世代によるニュートリノ振動 . . . . .	5
1.3 ニュートリノの質量階層性と各パラメーター . . . . .	6
1.4 ニュートリノの反応 . . . . .	6
<b>第2章 陽子崩壊</b>	<b>8</b>
2.1 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ . . . . .	8
2.2 $p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$ . . . . .	9
<b>第3章 チェレンコフ放射</b>	<b>11</b>
<b>第4章 ハイパーカミオカンデ実験</b>	<b>14</b>
<b>第5章 光センサー</b>	<b>16</b>
5.1 光センサーについて . . . . .	16
5.1.1 概要 . . . . .	16
5.1.2 QE . . . . .	17
5.1.3 ダークレート . . . . .	17
5.2 新型 50cm 径光電子増倍管 R12860 . . . . .	18
5.3 放射線不純物含有量を低減した新 PMT ガラス . . . . .	18
5.3.1 連続パルスの性質調査 . . . . .	20
5.3.2 連続パルスの原因調査 . . . . .	20
5.3.3 PMT バルブ素材であるガラスの透過率 . . . . .	21
<b>第6章 PMT ガラスの透過率測定</b>	<b>22</b>
6.1 目的 . . . . .	22
6.2 解析方法 . . . . .	22
6.2.1 透過率 . . . . .	22
6.2.2 反射の影響を除いた透過率 . . . . .	22
6.3 測定 . . . . .	25
6.3.1 測定機器 . . . . .	25
6.3.2 測定方法 . . . . .	26

6.3.3	測定結果	27
6.3.4	考察	33
第7章 結論		<b>41</b>

# 第1章 ニュートリノ

## 1.1 ニュートリノについて

簡単にニュートリノの歴史について触れる。1930年、Pauli が  $\beta$ 崩壊における  $\beta$ 線のエネルギー分布を研究している際、崩壊の前後でエネルギーが保存されないことを発見した。粒子の軌跡や電荷保存則などの観点から、崩壊には電気的に中性で非常に軽い粒子が関与していることが示唆された。この粒子は1933年、Fermi によってニュートリノ(neutrino)と名付けられた。1956年にはアメリカの物理学者 Reines が、原子炉を用いてニュートリノを初めて観測することに成功した。1970年代、太陽から飛来する太陽ニュートリノの観測量が理論値に比べて少ないことが問題となつたが、これは後述のニュートリノ振動と呼ばれる現象を考慮することで解決された。1987年には、大マゼラン星雲で起きた超新星爆発により発生したニュートリノを、カミオカンデで観測することに成功した。1998年にはスーパーカミオカンデでニュートリノ振動現象が観測され、太陽ニュートリノ問題に終止符を打つとともに、標準模型ではゼロだと考えられていたニュートリノの質量が、わずかではあるが値を持つということが発見された。

現在の素粒子標準模型の中で、物質を構成する物質粒子は、強い相互作用をするクォークと、強い相互作用をしないレプトンに分類される。物質を構成する粒子はいずれもスピンが  $1/2$  で、次の表 1.1 のようにまとめられる。

表 1.1: 物質を構成する粒子

分類	電荷	スピン	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	+2/3	1/2	$u$	$c$	$t$
	-1/2	1/2	$d$	$s$	$b$
レプトン	1	1/2	$e$	$\mu$	$\tau$
	0	1/2	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

ニュートリノはこのうち電荷を持たない中性レプトンに分類され、 $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  の 3 世代が存在する。先に述べたように、標準理論ではニュートリノに質量がないことを前提としているが、次節に述べるニュートリノ振動の発見により、極めて小さいながらもニュートリノに質量があることが明らかにされた。

ニュートリノは電荷を持たず、質量も著しく小さいため、物質と相互作用をほとんど起こないので観測が難しい。スーパーカミオカンデやハイパーカミオカンデでは、ニュートリノが水の電子や原子核と相互作用した際に生成される荷電粒子が放出するチerenコフ光を検出することで、間接的にニュートリノを観測する。チerenコフ光については後の章で述べる。

## 1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動現象は、1957年にロシアの原子核物理学者 Pontecorvo によって、最初に予測が成された。この予測はクォークの混合の理論からの類推であった。その後、1962年に、牧、中川、坂田が3世代間の振動に拡張を行った。そして、1998年にスーパーKミオカンデを用いて実験的に確認された。

ニュートリノは表1.1で示した弱い相互作用の固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) とは独立に、質量の固有状態  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) を持つ。生成・観測時は弱い相互作用の固有状態として振る舞うが、飛行の際は質量の固有状態として振る舞う。弱い相互作用の固有状態は、質量の固有状態の重ね合わせとして記述できる。すなわち  $U$  をユニタリ行列、 $U_{\alpha i}$  をその成分として、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

と表される。

### 1.2.1 2世代によるニュートリノ振動

簡単のために、ニュートリノの2つの世代  $\nu_1, \nu_2$  について考える。このときユニタリ行列  $U$  はニュートリノ混合角を  $\theta$  を用いて

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表され、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と書ける。質量固有状態  $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$  をそれぞれエネルギー  $E_1, E_2$  の固有状態とすると、その時間発展の式は

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0)\rangle \quad (i = 1, 2) \quad (1.4)$$

となるので、式(1.3),(1.4)から、弱い相互作用の固有状態は

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = e^{-i(E_1 t - p_1 x)} \cos \theta |\nu_1(0)\rangle + e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \sin \theta |\nu_2(0)\rangle \quad (1.5)$$

$$|\nu_\beta(t)\rangle = -e^{-i(E_1 t - p_1 x)} \sin \theta |\nu_1(0)\rangle + e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \cos \theta |\nu_2(0)\rangle \quad (1.6)$$

と書ける。

$\nu_\alpha$  が  $\nu_\beta$  に変化する時の確率  $P(\alpha \rightarrow \beta)$  は、 $\alpha$  を時刻 0 での始状態、 $\beta$  を時刻  $T$  での終状態とした時の確率振幅

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \| \langle \nu_\beta(T) | \nu_\alpha(0) \rangle \|^2$$

から計算でき、生成点からの飛行距離を  $L$  とすると、

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{(E_1 - E_2)T - (p_1 - p_2)L}{2}\right) \quad (1.7)$$

となる。

ここで、ニュートリノが光速で飛行すると仮定し、運動量が等しい ( $p_1 = p_2 = p$ ) とする。

ニュートリノの質量を  $m_i$  とすると、その質量は極めて小さいため、

$$E_i = \sqrt{p^2 c^2 + m_i^2 c^4} \simeq pc + \frac{m_i^2 c^3}{2p} \quad (1.8)$$

から

$$E_1 - E_2 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} \quad (1.9)$$

と近似でき、飛行距離  $L = cT$  から

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta) &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4p} T\right) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4pc} L\right) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2]}{4E [\text{GeV}]} L [\text{km}]\right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

と求められる。

ニュートリノ振動が起こるためには、この確率振幅が値を持たなければならない。すなわち  $\Delta[m^2] = m_1^2 - m_2^2$  が値を持つことになり、ニュートリノには質量が存在する。

### 1.2.2 3世代によるニュートリノ振動

ニュートリノの3つの世代  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  について考える。このとき、

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

このユニタリ行列は Pontecorvo、牧、中川、坂田によって導かれ、PMNS 行列として知られている。

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

ここで、 $\theta_{ij}$  は  $\nu_i$  と  $\nu_j$  の混合角、 $\delta_{\text{CP}}$  は Dirac の CP 位相と呼ばれ、CP 対称性の破れによる因子である。遷移確率は、

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta) &= \| \langle \nu_\beta(L) | \nu_\alpha(0) \rangle \|^2 = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

のように計算できる。

### 1.3 ニュートリノの質量階層性と各パラメーター

ニュートリノ振動の観測により、ニュートリノは質量をもつことが明らかとなったが、三種類のニュートリノの質量の順番は決定されていない。標準模型を超えた模型として、大統一理論は主として順階層 ( $m_1 < m_2 < m_3$ ) を予言する一方、超対称性を考慮したモデルには逆階層 ( $m_3 < m_1 < m_2$ ) を予言するものも存在する。質量階層性の測定は、宇宙初期のニュートリノの果たした役割の理解や、二重ベータ崩壊の探索によるニュートリノのマヨラナ性(粒子と反粒子が同一であるという性質)の検証に重要である [1]。

実験的に求められているニュートリノ振動における各パラメーター(混合角  $\theta_{ij}$  と CP 位相  $\delta$ 、質量  $\Delta m_{ij}^2$ ) の最適値と  $3\sigma$ ( $2\sigma$ ) での値の範囲を表 1.2 に示す。括弧外と括弧内の値はそれぞれ順階層 ( $m_1 < m_2 < m_3$ ) と逆階層 ( $m_3 < m_1 < m_2$ ) の場合に対応している。

表 1.2: ニュートリノ振動における各パラメーター [2]

パラメーター	最適値	$3\sigma$ での値の範囲
$\Delta m_{21}^2$ [ $10^{-5}\text{eV}^2$ ]	7.37	6.93 – 7.96
$\Delta m_{31(23)}^2$ [ $10^{-3}\text{eV}^2$ ]	2.56(2.54)	2.45 - 2.69 (2.42-2.66)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	0.250 - 0.354
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.425	0.381 - 0.615
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.589	0.384 - 0.636
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.0215	0.0190 - 0.0240
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.0216	0.0190 - 0.0242
$\delta/\pi$	1.38(1.31)	$2\sigma:(1.0 - 1.9)$ ( $2\sigma:(0.92 - 1.88)$ )

### 1.4 ニュートリノの反応

ニュートリノは電磁相互作用や強い相互作用を起こさず、その微小な質量のために重力相互作用もほとんど起こさないが、弱い相互作用を介した反応は起こす。この弱い相互作用を利用して、ニュートリノと核子などとの相互作用によって生成したレプトンが発するチェレンコフ光や、ニュートリノに散乱されたレプトンを観測することで、間接的にニュートリノを検出する。

水チェレンコフ検出器実験におけるニュートリノ検出に利用される弱い相互作用を介した反応には、次の 2 種類に分類できる。

- ・荷電カレント反応 :  $W$  ボソン ( $W^\pm$ ) の交換を介して起こる。ニュートリノは同一世代の荷電レプトンに転換する。

- ・中性カレント反応： $Z$ ボソン( $Z^0$ )の交換を介して起こる。ニュートリノはニュートリノのまま残り、反応した物質にエネルギーと運動量を受け渡す。

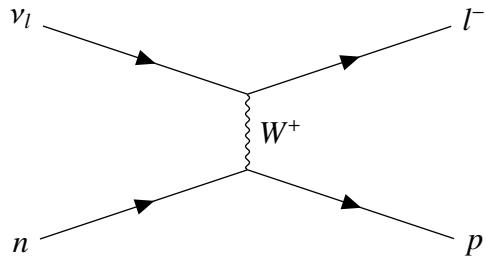


図 1.1: 荷電レプトンを生成する荷電カレント反応のダイアグラム ( $l = e, \mu, \tau$ )

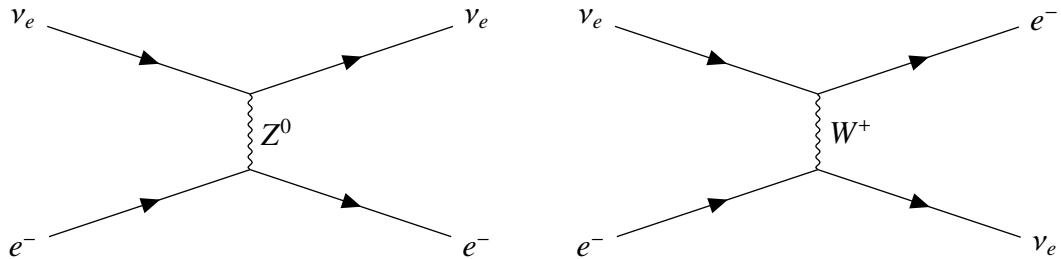


図 1.2: ニュートリノ-電子散乱のダイアグラム(左：中性カレント反応、右：荷電カレント反応)

$e^-$  や  $\mu^-$  などの荷電レプトンを生成する反応は荷電カレント反応であり、ダイアグラムは図 1.1 のようになる。一方で図 1.2 のようなニュートリノ-荷電レプトン散乱は、厳密には、ニュートリノと荷電レプトンがそれぞれ運動量とエネルギーを交換する中性カレント反応と、ニュートリノは荷電レプトンに、荷電レプトンはニュートリノに転換する荷電カレント反応の 2 種類が存在する。前者は任意のタイプのレプトンについて起こるが、後者は電子ニュートリノと電子についてのみ起こる。この後者の寄与により、ニュートリノ-荷電レプトン散乱の中では電子ニュートリノに最も高い感度を持つ。

高エネルギーを扱う加速器ニュートリノでは荷電カレント反応で得られた荷電レプトン、低エネルギーを扱う太陽ニュートリノや原子炉ニュートリノではニュートリノ-電子散乱により得られた電子を主に観測する [3]。

## 第2章 陽子崩壊

最も基本的な4つの相互作用のうち、電磁相互作用と弱い相互作用を統一的に記述する電弱理論は Weinberg と Salam によって完成された。現在では、電磁相互作用と弱い相互作用に加えて強い相互作用を統一する大統一理論が模索されている。

電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用の3つをそれぞれ扱うことのできる素粒子模型を標準模型と呼ぶ。この模型によると、陽子や安定原子核内の中性子の寿命は無限であるとされている。一方、標準模型を超えた理論体系として、電弱相互作用と強い力を統一的に記述できる大統一理論がある。この理論によると、陽子の寿命は非常に長くも有限であり、陽子崩壊を起こすことが示唆されている。すなわち、陽子崩壊を観測することは、大統一理論の検証につながる。

大統一理論にも様々な模型候補が存在し、それらは扱う対称性によって区別される。主要な崩壊モードとしては

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad (2.1)$$

$$p \rightarrow \bar{\nu} + K^+ \quad (2.2)$$

が想定されている。この他にもいくつかの候補があり、模型ごとに予言される分岐比が異なるため、それらを照らし合わせることで模型の特定を目指す。

スーパーカミオカンデの約20年分のデータを用いて、これまでに、陽子崩壊モード  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$  について陽子の寿命の下限値は  $1.6 \times 10^{34}$  年、 $p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$  についても同様に下限値  $6.6 \times 10^{33}$  年が得られている。しかし、大統一理論が予言する陽子の寿命は  $10^{35}$  年のオーダーであり、スーパーカミオカンデがこの寿命を感知するまでは今後 200 年以上の観測が必要となる。したがって、スーパーカミオカンデの 10 倍の有効質量を持つハイパークリオカンデを建設し、現実的な時間スケールで陽子崩壊の観測を目指す [1]。

### 2.1 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$

陽子が陽電子  $e^+$  と中性パイ中間子  $\pi^0$  に崩壊するモード  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$  は、大統一理論の候補の多くで予言されている。特に、Georgi と Glashow による minimal  $SU(5)$  模型と呼ばれる模型候補が主力である。この模型では、標準模型で扱う対称性  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  を含む最小の群である  $SU(5)$  を扱う [4]。図 2.1 に、この崩壊モードのダイアグラムを示す。始状態の  $(u, u, d)$  の組は陽子  $p$ 、終状態の  $(\bar{d}, d)$  の組は中性パイ中間子  $\pi^0$  である。また、図中の  $X$  は X ボソンと呼ばれ、理論から予言される、クォークとレプトンを結びつけるといわれる仮想粒子である。

この崩壊過程にはニュートリノなどの検知されない粒子を含んでいないため、検出し

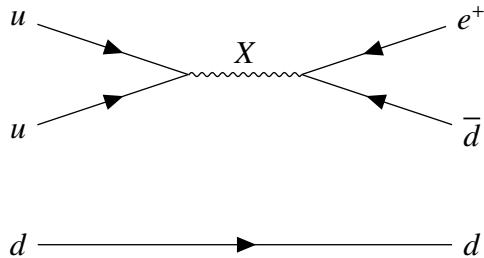


図 2.1:  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$  モードの陽子崩壊のダイアグラム

たチエレンコフ光から陽子の質量と運動量を再構成することができ、そこから陽子崩壊とそのバックグラウンド事象(大気ニュートリノと水との相互作用による事象)を識別することが可能である。生成した  $\pi^0$  は即座に 2 つのガンマ線に崩壊するので、スーパーカミオカンデやハイパーカミオカンデなどの水チエレンコフ検出器では、 $e^+$  が発するものも含めて全体では 3 つの電磁シャワー型(e-like と呼ぶ)チエレンコフリングが生成される。2 つのリングから再構成した  $\pi^0$  の質量は  $85 \sim 185 \text{ MeV}/c^2$ ( $\pi^0$  の質量は  $135 \text{ MeV}/c^2$ )の中にある必要がある。さらにそこから再構成した陽子の質量は  $800 \sim 1050 \text{ MeV}/c^2$ (陽子の質量は  $938 \text{ MeV}/c^2$ )の中になり、かつ陽子の運動量が  $250 \text{ MeV}/c$  未満であるものが信号領域として定義される。

この崩壊が水分子の酸素原子核で起こった場合、 $\pi^0$  は核内で散乱や吸収等の反応を起こす(核内効果)ため、陽子の質量と運動量を正しく再構成できないことがある。また、原子核に束縛された陽子は静止しておらず、運動量(フェルミ運動量と呼ぶ)を持つ。一方、水分子の水素原子核の陽子は自由粒子なので、核内効果も受けなければ運動量も持たない(静止している)と見なせる。よって、束縛された陽子に比べ、自由陽子は崩壊の検出効率が高い。さらに、大気ニュートリノでは運動量の小さな事象が起こる確率は低い。そのため、信号領域を、自由陽子の崩壊が含まれる陽子の運動量  $100 \text{ MeV}/c$  未満と、束縛された陽子の崩壊が主となる  $100 \sim 250 \text{ MeV}/c$  の領域に分割して扱うことで、陽子崩壊の検出感度を上げることができる。

## 2.2 $p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$

陽子が反ニュートリノ  $\bar{\nu}$  と  $K$  中間子  $K^+$  に崩壊するモード  $p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$  は、特に超対称性を考慮した大統一理論によって予言される。代表的なものには SUSY GUTs(SUper SYmmetric Grand Unified Theories)が挙げられる。図 2.2 に、この崩壊モードのダイアグラムを示す。始状態の  $(u, d, u)$  の組は陽子  $p$ 、終状態の  $(u, \bar{s})$  の組は  $K$  中間子  $K^+$  である。 $\tilde{W}$  や  $\tilde{H}_c$  は、理論から予言される超対称性粒子と呼ばれる粒子である。静止陽子から生じた  $K^+$  は  $340 \text{ MeV}$  の単一エネルギーを持つが、これはチエレンコフ光の閾値  $749 \text{ MeV}$  に満たないために検出できない。しかし  $K^+$  は、 $64\%$  の確率で  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ 、 $21\%$  の確率で  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$  という崩壊を起こす。これらの粒子がチエレンコフ光を発するため、それらを用いて  $K^+$  を同定する。この崩壊は二体崩壊なので、生成したレプトンやパイ中間子

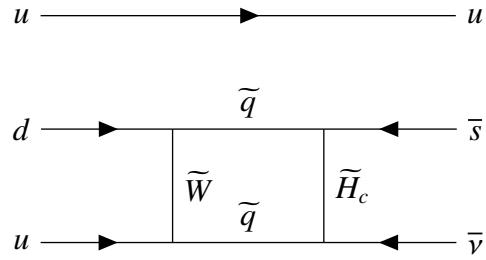


図 2.2:  $p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$  モードの陽子崩壊のダイアグラム

は単一の運動量を持つ。一方、陽子崩壊後に残った原子核は、脱励起によって 40% の確率で 6 MeV のガンマ線を出す。この脱励起は  $K^+$  の崩壊よりも早く起こり、これをとらえることで大気ニュートリノによるバックグラウンド事象と区別することができる。

# 第3章 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射は、ハイパーカミオカンデ実験の測定の要である。水中の光速を超える速度を持つ粒子が発するチェレンコフ光を検出することで、ニュートリノや陽子崩壊を観測する。

相対性理論によると、真空中では光速を超える速度をもつ物体は存在しない。しかし、ある屈折率をもった媒質中では必ずしもそうとは限らない。 $n$  をその媒質の屈折率、 $c$  を真空中の光速度とすると、媒体中の光速度は  $c/n$  で与えられる。特に  $n > 1$  の場合には、媒体中の光速度は真空中における光速度よりも遅くなる。チェレンコフ放射は、荷電粒子が媒質中で運動するとき、その速度  $v$  が媒質中の光速よりも大きい時に起こる現象である。

荷電粒子が絶縁媒質中を通過するとき、電荷によって付近の媒質が局所的に分極する。分極された媒質が元の状態に戻るとき、電磁波が発生する。このとき、荷電粒子の速度が媒質中の光速よりも遅いときにはその電磁波は相殺されるが、媒質中の光速度よりも速い場合には個々の電磁波はチェレンコフ光として観測される。チェレンコフ光は、図 3.1 のように円錐状に放射する。

荷電粒子の全エネルギーを  $E$ 、運動エネルギーを  $K$ 、質量を  $m$ 、 $\beta = v/c = pc/E$  とする。チェレンコフ放射を起こすためには  $v > c/n \leftrightarrow \beta > 1/n$  が必要であることから、粒子の閾エネルギー  $E_{\text{th}}$  は

$$K = E - mc^2, \quad E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

より

$$E_{\text{th}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{n}\right)^2}} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} mc^2 \quad (3.1)$$

で求められる。表 3.1 に、水の屈折率を  $n = 1.333$  とした時の主な粒子の水中での閾エネルギーと閾運動量を示す。また、 $\theta_c$  を荷電粒子とチェレンコフ光が成す角とすると、

$$\cos \theta_c = \frac{(c/n)}{v} = \frac{1}{n\beta} = \frac{E}{np} = \frac{\sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}}{np} \quad (3.2)$$

となる。主な粒子の水中でのチェレンコフ放射角を図 3.2 に示す。粒子が単位長さだけ進んだ時、単位波長あたりのチェレンコフ光の光子数は、 $N$  を光子数、 $\lambda$  を波長、 $Z$  を素電荷を単位とした時の粒子の電荷、 $\alpha$  を微細構造定数とすると、Frank-Tamm formula より

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi Z^2 \alpha \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} = 2\pi Z^2 \alpha \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \quad (3.3)$$

と表される。式(3.2),(3.3)から、荷電粒子は媒質中を進むにつれてエネルギーを落とし、それに伴ってチェレンコフ角  $\theta_c$  が小さくなり、チェレンコフ光の光子数も減少していくことが分かる。 $Z = \pm 1$  の粒子が発する単位波長あたりのチェレンコフ光の光子数を、各  $\beta$  ごとに図3.3に示す。

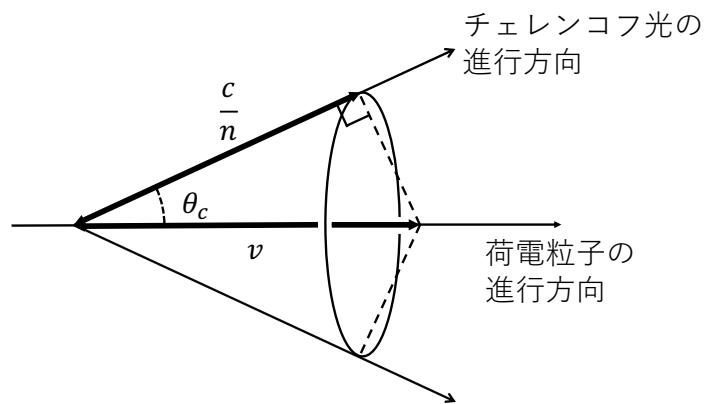


図3.1: チェレンコフ放射

表3.1: 水中のチェレンコフ放射の閾エネルギーと閾運動量

	静止質量 $mc^2$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	閾エネルギー $E_{\text{th}}$ [MeV]	閾運動量 $p_{\text{th}}c$ [MeV/c]
$e^\pm$	0.511	0.775	0.583
$\mu^\pm$	105.6	160.2	120.4
$\pi^\pm$	139.5	211.6	182.7
$K^\pm$	493.7	748.8	853.9
$p$	938.3	1423	1070

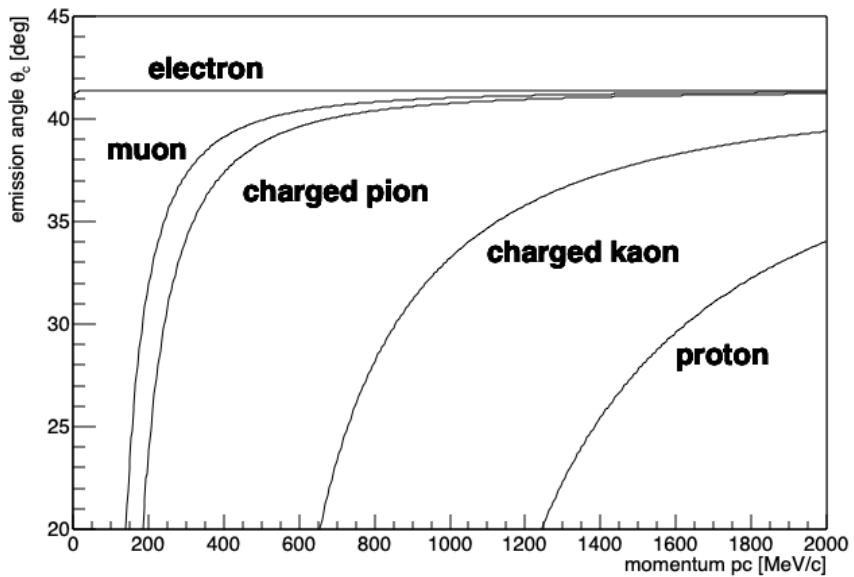


図 3.2: 純水中でのチェレンコフ放射角

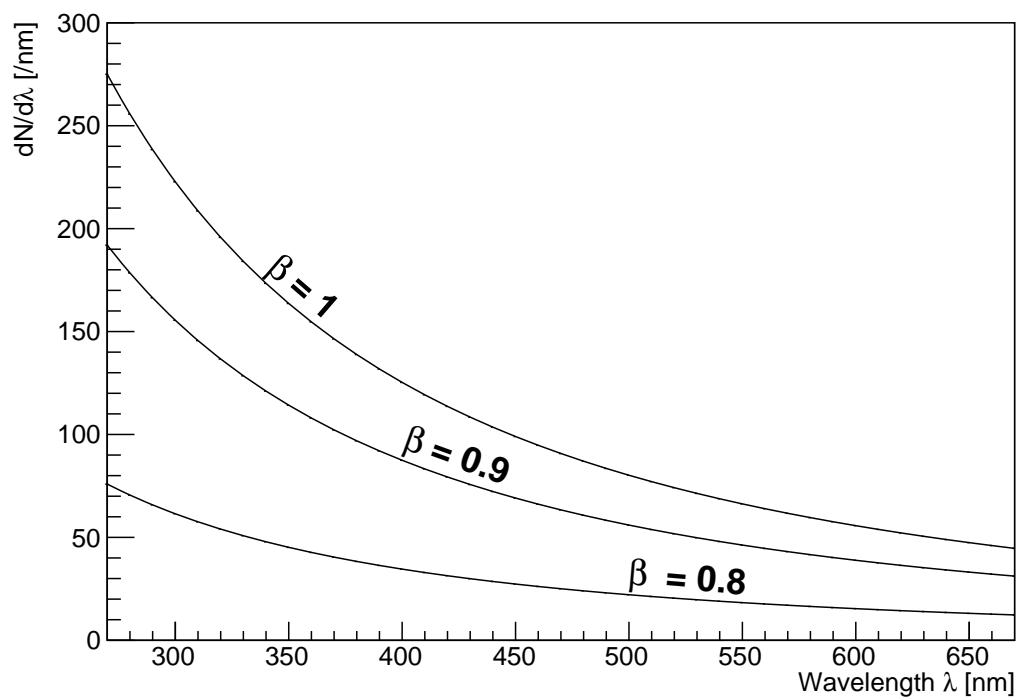


図 3.3: 単位波長あたりのチェレンコフ光の光子数 ( $Z = \pm 1$ )

## 第4章 ハイパーカミオカンデ実験

ハイパーカミオカンデは、カミオカンデ、スーパーカミオカンデに続く水チェレンコフ光検出器である。現行のスーパーカミオカンデでの経験を基に、より高い測定精度を目指して設計されている。スーパーカミオカンデから南に約8kmの地点である岐阜県飛騨市神岡町の柄洞鉱山内に建設される予定である。建設候補地は二十五山の山頂から650m地下にあり、ニュートリノ観測のバックグラウンドになり得る宇宙線ミューオンを山によって遮蔽できるようになっている。ハイパーカミオカンデの検出器の本体は、高さ60m×直径74mの巨大な円筒形の水槽から成り、その内部は258,000トンの超純水で満たされる。

ハイパーカミオカンデ実験の目的は大きく分けて二つある。一つはニュートリノの検出である。水の構成要素である原子核や電子とニュートリノが相互作用することによって生成される荷電粒子がチェレンコフ光が放出され、その光を光検出器で観測することによってニュートリノを間接的に検出する。もう一つは陽子崩壊の発見である。水に含まれる多数の陽子を観察し、崩壊後の粒子によるチェレンコフ光を観測することで陽子崩壊を発見する。

水槽はメインの検出器である内水槽と、それを取り囲む外水槽の二層構造をしている。内水槽の壁面から1.5mを除いた領域は有効体積と呼ばれ、この領域でのイベントが物理解析に使用される。ハイパーカミオカンデの有効質量は187,000トンで、スーパーカミオカンデの有効質量22,500トンの8.3倍である。外水槽は宇宙線などの外部から内水槽に侵入してくる荷電粒子を同定して排除したり、内水槽から外へ出る粒子の検出に使われるほか、周囲から飛来するガンマ線や中性子線などのバックグラウンドから内水槽を遮蔽する役割も持つ。そして解析の要となるチェレンコフ光は、内水槽の内壁に設置された光センサーにより検出する。リングイメージング水チェレンコフ検出器では、発生したチェレンコフ光ができるだけ高い効率で光センサーで捉えることが優れた測定性能を実現するために重要な[1]。

表4.1に、ハイパーカミオカンデとスーパーカミオカンデの基本仕様を記載する。単一光子検出効率は、検出効率がおよそ最大となる波長400nmの光についての値を示す。

表 4.1: ハイパーカミオカンデとスーパーカミオカンデの基本仕様 [1]

	ハイパーカミオカンデ	スーパーカミオカンデ
地表からの深さ	650 m	1000 m
水槽のサイズ		
高さ	60 m	41.4 m
直径	74 m	39.3 m
総水量	258,000 トン	50,000 トン
有効質量	187,000 トン	22,500 トン
外水槽の厚さ (上面部・底面部)	2 m	2.05 m
外水槽の厚さ (側面部)	1 m	2.2 m
内水槽 光電子増倍管		
口径	50 cm	50 cm
総数	約 40,000	11,129
光電面被覆率	40%	40%
单一光子検出効率	24%	12%
单一光子時間分解能	1.1 nsec	2.2 nsec
外水槽 光電子増倍管		
口径	20 cm	20 cm
総数	約 6,700	1,885

# 第5章 光センサー

## 5.1 光センサーについて

### 5.1.1 概要

ニュートリノ反応や陽子崩壊由来のチレンコフ光は、ハイパーカミオカンデの内水槽の壁面に並べられた光センサーによって捉えられる。カミオカンデで使用される光センサーは、光電効果で得られた電子を増幅して信号に変換するもので、光電子増倍管(PhotoMultiplier Tube, PMT)と呼ばれる。光電子増倍管の概念図を図5.1に示す。チレンコフ光は微弱であるため、PMTには高い感度が必要となる。

チレンコフ光は可算な光子として観測される。PMTの仕組みを簡単に説明する。光子がフォトカソード(光電面)と呼ばれる受光面に入射すると、光電効果により光電子に変換される。光電子は内部の電場によって加速され、ダイノードと呼ばれる複数の金属製の多段増倍部により $10^7$ 倍に増幅され、最終的にアノードと呼ばれる陽極に到達する。結果、増幅された電子は電流信号として検出され、これによって光子が観測される。カソードから1つの光電子が放出された後にアノードに到達する電子の平均数をゲイン $g$ と呼び、これは個々のダイノードの寄与の積で表される。光子数は運動量やエネルギーの再構成を行う上で重要である。検出効率が高いほど低エネルギーの光子を検出でき、分解能が高いほど高い精度で光子の数を計数できる。

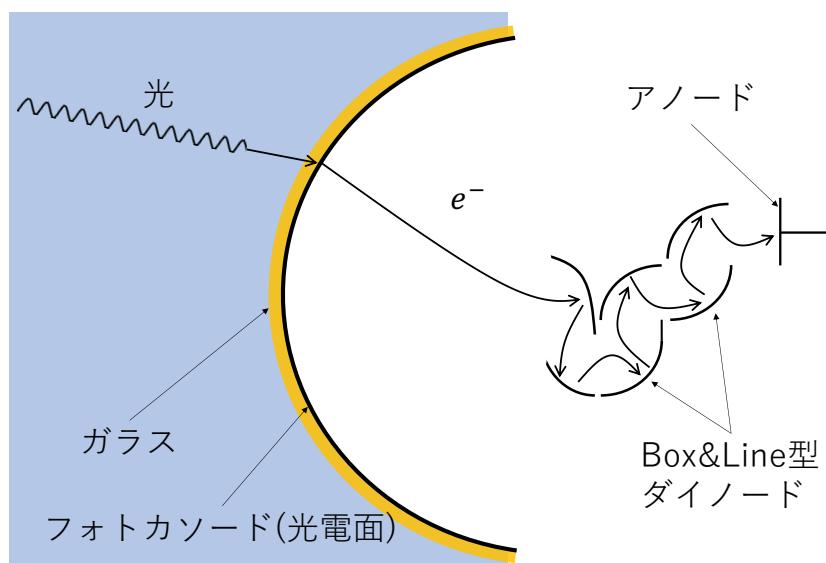


図5.1: 光電子増倍管(PMT)の概念図

### 5.1.2 QE

光電面での光子から光電子への変換効率のことを、量子効率(Quantum Efficiency, QE)と呼ぶ。高い検出効率が実現できれば、より低エネルギーの粒子の検出が可能となる。

### 5.1.3 ダークレート

PMTは光子が入射しないときでも光電子を生成し、それがノイズとなって信号を出す。この信号はダークレートと呼ばれ、検出効率の向上に伴ってダークレートも増加してしまう。ダークレートの要因には以下のようなものがある[5]。

#### 熱電子放出

熱電子放出はダークレートの離散成分の主な発生源である。熱電子は、カソードの仕事関数  $W_{p-th}$  より大きい熱エネルギーが与えられた時に放出される。この効果は温度に強く依存し、温度が高いほど熱電子が増加し、従ってダークレートも多くなる。反対に、この効果は PMT を冷却することで強く抑えられる。このプロセスの電流密度は、Richardson's law より  $T^2 \cdot \exp(W_{p-th} \cdot T^{-1})$  に比例する。ここで  $T$  は温度である。

#### 電界放出

電界放出は、ダイノード間の静電場によって、量子トンネル効果により電子の放出が誘導される現象である。この効果は温度に大きく依存しないため、cold emissionとも呼ばれる。これは印加電圧に依存するが、電流密度は Fowler-Nordheim formula より  $\varepsilon^2 \cdot \exp(-W_{d-th}^{3/2} \cdot \varepsilon^{-1})$  に比例する。

#### リーク電流

リーク電流はオーミックリークとも呼ばれ、PMT の絶縁部分の絶縁が不完全であることが要因で漏れ出す安定した電荷の流れである。

#### その他の効果

ダークレートに寄与する他の効果としては、たとえば PMT ガラス内の同位体からの放射性物質からの放射線によるガラスシンチレーション光[6]、宇宙線や環境ガンマ線起源のチエレンコフ光がある。

## 5.2 新型 50cm 径光電子増倍管 R12860

カミオカンデ、スーパーカミオカンデと進化するにつれ、光センサーの受光感度はより高いものになっている。そしてハイパーカミオカンデにおいても、検出器性能を高めるために PMT の設計が刷新されている。非常に高い感度と時間分解能を有する 50cm 径光電子増倍管(浜松ホトニクス社 R12860)を用いて、高い粒子検出精度での観測が可能となる。ハイパーカミオカンデ実験では従来の PMT より高い検出性能を得るために、浜松ホトニクス社と共同で新型 50cm 径光電子増倍管 R12860 が開発された。図 5.2 は、浜松ホトニクス社提供の R12860 の設計図である。スーパーカミオカンデで使用されていた 50cm 径光電子増倍管 R3600(浜松ホトニクス社)と比較して、感度・分解能・強度の全てで約 2 倍の性能向上が達成されている [1]。QE においても、R12860 は R3600 よりも向上が見られる。図 5.3 に、浜松ホトニクス社より提供された、R12860 の波長ごとの平均量子効率を示す。また表 5.1 に、R12860 の仕様と、ハイパーカミオカンデに要求される性能を表記する。

表 5.1: R12860 の基本仕様とハイパーカミオカンデの光電子増倍管への要求値 [6]

	R12860	HK への要求値
口径	50 cm	
バルブ素材	硼珪酸ガラス	
ダイノード	Box&Line 型	
重量	9 kg	
单一光子検出効率	28.5%	16% 以上
時間分解能	4.1 ns	5.2 ns 以下
ダークヒットレート	~ 6 kHz	4 kHz 以下
耐水圧	1.25 MPa	0.8 MPa 以上

## 5.3 放射線不純物含有量を低減した新 PMT ガラス

ハイパーカミオカンデに向けて新たに開発された R12860 では、光センサーの感度の向上に伴ってノイズに対する感度も上昇してしまい、それに起因するダークレートの増加が問題となっていた。一般にダークノイズの主な原因は、5.1.3 で述べた熱的要因による熱電子放出であると考えられてきた。しかし、先行研究 [7] にて R12860 において、熱電子由来ではないと思われるダークノイズが発見された。この熱電子由来でないダークノイズは数十マイクロ秒間に連続的なノイズが現れることから、連続パルスと称されている(連続パルスに関する詳細は後述する)。実際、表 5.1 に示したように、旧ガラス(Old-R12860 ガラスとする)からはおよそ 6kHz のダークヒットレートが観測されている。これはダークヒットレートの要求値 4kHz の 1.5 倍となっており、この寄与は低エネルギー物理に影響を与える。

以下では、先行研究で調査された連続パルスの性質と原因、及び対策について述べる。

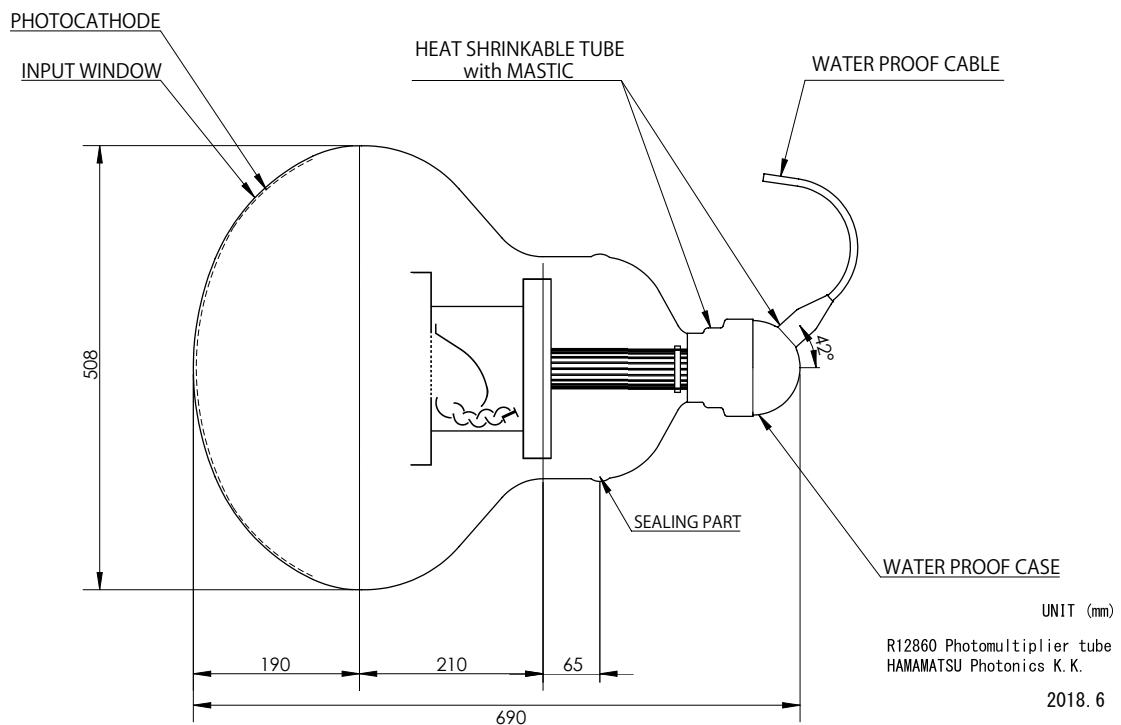


図 5.2: 50cm 径光電子増倍管 R12860 の設計図

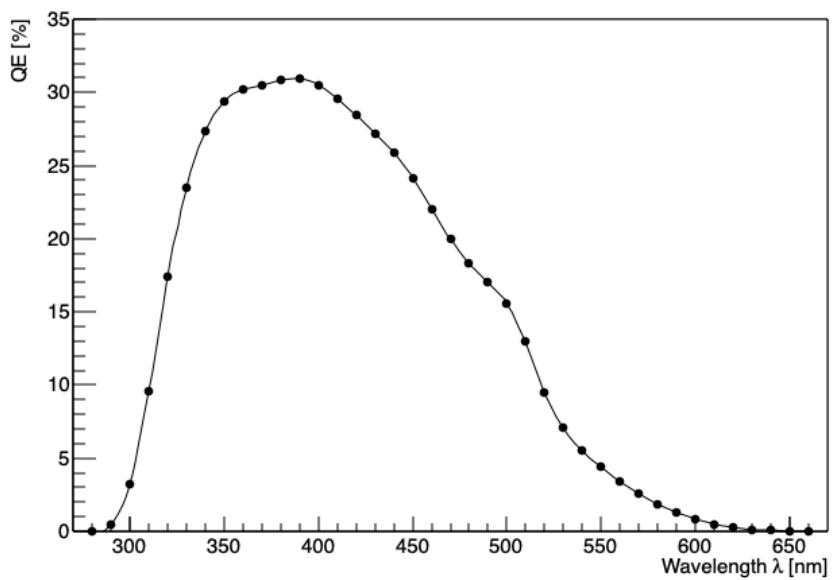


図 5.3: R12860 の QE (浜松ホトニクス社 提供)

先行研究で使用されている R12860 は改良前の製品であり、当時のダークレートは約 8 kHz であった [6]。

### 5.3.1 連続パルスの性質調査

R12860 で確認されているダークノイズ中には、数十マイクロ秒に渡ってパルスが連続的に発生する連続パルス(図 5.4)と呼ばれる信号が見られる。この連続パルスは R12860 に特有のものではなく、R3600 など他の光電子増倍管でも確認されている。

R12860 のダークノイズは、熱電子由来の時間的にランダムな成分と連続パルスの成分から成る。ここで、ダークノイズのうち連続パルスの成分の割合を調べたところ、Old-R12860 ガラスではダークレートの約半数を連続パルスが占めていることが確認された(表 5.2)[6]。このことを踏まえ、連続パルスの個体による差、時間依存性、ヒット時間分布、印加電圧依存性、温度依存性の測定が行われた [6][7]。

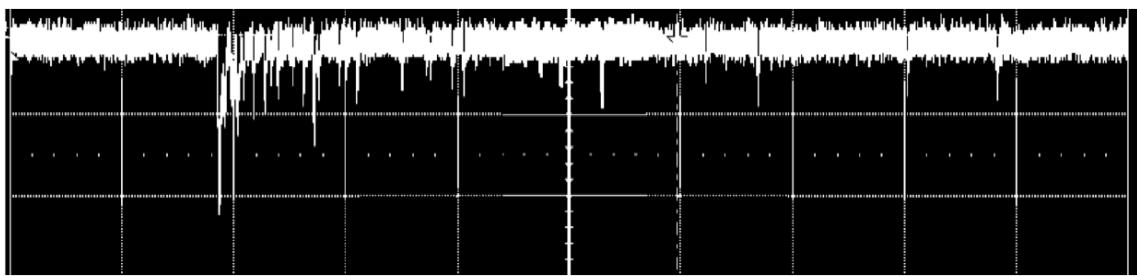


図 5.4: オシロスコープで観測された連続パルス 横軸が  $1 \mu\text{s}/\text{div}$ 、縦軸が  $5 \text{ mV}/\text{div}$ [6]

表 5.2: R12860 にて測定した二種類の信号幅( $50 \mu\text{s}$  と  $200 \text{ nm}$ )でのダークレート測定の結果 [6]

信号幅	測定される成分	Rate [kHz]
$50 \mu\text{s}$	ランダム成分	4.4
$200 \text{ ns}$	ランダム成分 + 連続パルス成分	8.3

### 5.3.2 連続パルスの原因調査

先行研究 [6][7] による前述の測定の結果、特に温度依存性の測定から、PMT ガラス中の放射性不純物 (Radioactive Impurity, RI) によるガラスシンチレーション光によって連続パルスが生じていることがわかった。先行研究では、このシンチレーション発光と思われる連続パルスの発生源を探る調査が行われた結果、PMT 自身の発光やガラスの発光が検証された。

これらの調査より、PMT バルブ素材のガラスのシンチレーション発光が、ダークレート中の半数以上を占めていると考えられる連続パルスに寄与していることがわかった。そ

のことから、ガラスのシンチレーション発光の抑制のため、放射性不純物を低減したガラス (LowRI-R12860 ガラスとする) を使用した R12860 を作成することで、ダークレートの低減を試みた [6][7]。

### 5.3.3 PMT バルブ素材であるガラスの透過率

光が物質を透過する際にどれくらい減衰するのかを表す指標として、第6章で定義する透過率 (Transmittance) がある。透過率が低いと、PMT のガラスに入射した光が光電面に到達する前に減衰されてしまい、信号として検出されない。透過率の増加は、優れた検出効率をもつ PMT を作る上で重要である。

本研究では、RI 低減前ガラスである Old-R12860 ガラスと RI 低減後ガラスである LowRI-R12860 ガラスの透過率を比較し、透過率の変化を測定した。

# 第6章 PMT ガラスの透過率測定

## 6.1 目的

Old-R12860 ガラスと LowRI-R12860 ガラスの透過率を比較し、透過率の変化を考察する。

## 6.2 解析方法

### 6.2.1 透過率

入射光の波長を  $\lambda$ 、ガラスの厚さを  $x$ 、入射光の強度を  $I_0$ 、ガラスを透過した後の光の強度を  $I(x, \lambda)$  とすると、測定された透過率  $T(x, \lambda)$  は

$$T(x, \lambda) = \frac{I(x, \lambda)}{I_0} \quad (6.1)$$

で定義される。このとき透過率は厚さにより指數関数的に減少するため、透過長 (Transmission Length) を  $L(\lambda)$  として

$$T(x, \lambda) = \exp\left(-\frac{x}{L(\lambda)}\right) \quad (6.2)$$

となる。また、吸光度 (Absorbance)  $A(x, \lambda)$  が

$$A(x, \lambda) = -\log_{10} T(x, \lambda) \quad (6.3)$$

で定義される。

### 6.2.2 反射の影響を除いた透過率

光が屈折率の異なる物質間を通過する時、入射光のいくらかは反射を起こす。反射光は、入射光の強度と反射率の積で表される。ここで、反射の影響を考慮した真の透過率  $T'(x, \lambda)$  を得る方法を説明する。

光が空気からガラスへ入射する面を面1、ガラスから空気へ入射する面を面2とする。図 6.1 のように、面1,2 で反射した光の強度をそれぞれそれぞれ  $I_{\text{ref1}}$ ,  $I_{\text{ref2}}$ 、ガラス内部の真の入射光の強度を  $I'_0$ 、ガラスを透過し反射を起こす前の光の強度を  $I'(x, \lambda)$  として、反射を考慮した真の透過率を

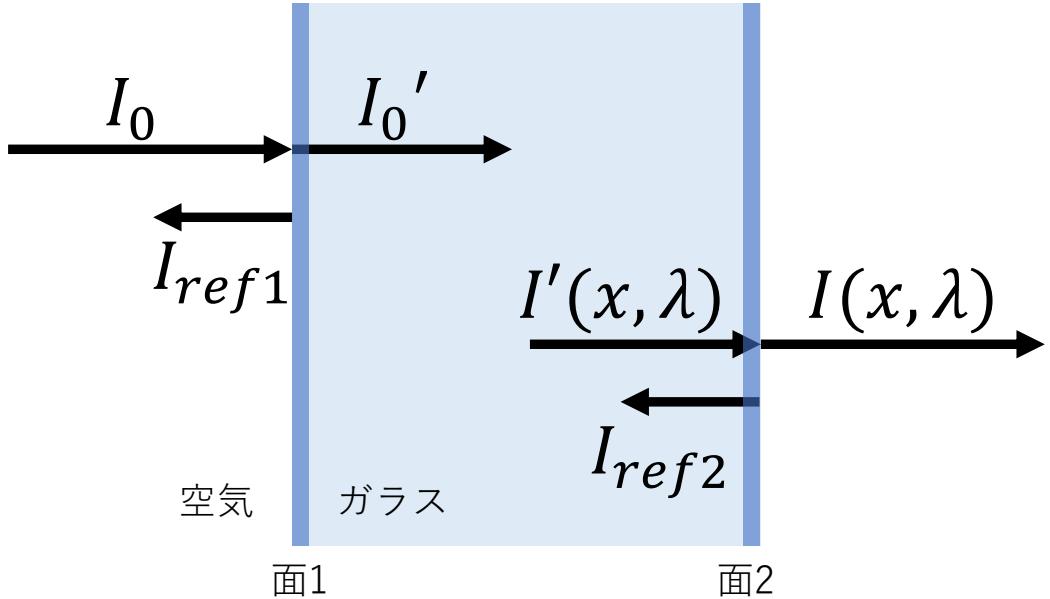


図 6.1: 各点での光の強度と反射光の強度の関係

$$T'(x, \lambda) = \frac{I'(x, \lambda)}{I'_0} \quad (6.4)$$

で定義する。ここで、光度計の仕組みを思い出す。光度計は測定ラインとレファレンスラインのどちらにも何も置かない時(両方を空気にした時)、透過率が100%となるように較正している。反射の影響のため、ガラスの厚さが0の時( $x = 0$ )でも透過率が100%となるない( $T(0, \lambda) \neq 1$ )。このため、指數関数で近似するときは、厚さが0の時の透過率  $\ell_0(\lambda)$  を用いた

$$T(x, \lambda) = \ell_0(\lambda) \exp\left(-\frac{x}{L(\lambda)}\right) \quad (6.5)$$

を使う。また、各強度には

$$I'_0 = I_0 - I_{\text{ref1}} \quad (6.6)$$

$$I(x, \lambda) = I'(x, \lambda) - I_{\text{ref2}} \quad (6.7)$$

の関係がある。

屈折率  $n_1$  の物質から屈折率  $n_2$  の物質へ光が通過する時、反射率は

$$R = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$$

となる。空気の屈折率を1、ガラスの屈折率を  $n$  とする。反射率は、光が空気からガラスへ入射する時とガラスから空気へ入射する時のそれぞれで同じ値

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (6.8)$$

を持つ。また同じことだが、屈折率は

$$n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}} \quad (6.9)$$

となる。反射率の定義より

$$I_{ref1} = I_0 R \quad I_{ref2} = I'(x, \lambda) R \quad (6.10)$$

であるから、式 (6.6),(6.7) より測定された透過率と真の透過率の間には

$$T'(x, \lambda) = \frac{T(x, \lambda)}{(1-R)^2} \quad (6.11)$$

の関係が成り立つ。

## 6.3 測定

### 6.3.1 測定機器

透過率の測定には、紫外可視近赤外分光光度計(日本分光社 V-550)を用いた。この測定機器の性能を表 6.1 に記す。

表 6.1: 測定機器の基本仕様 [8]

型式	日本分光社 V-550
分解能	0.1 nm
波長範囲	190~900 nm
測光正確さ(透過率)	$\pm 0.3\%T$
光源	重水素放電管(190~350 nm) ハロゲンランプ(330~900 nm)
検出器	光電子増倍管

紫外可視分光光度計の構成と仕組みについて簡単に述べる。図 6.2 は使用した光度計の外観、図 6.3 は紫外可視分光高度計の光学系の例である(WI,D2:光源、M:ミラー、F:フィルター、S:スリット,G:回折格子、BS:ビームスプリッタ、Ref:レファレンスライン、Sam:サンプルライン、D:検出器)。光源ランプ(V-550 では重水素放電管とタンクスチタン-ヨウ素ランプ)から出る光を回折格子で分光する。その光をスリットに通することで、特定の波長の光を取り出す。この単色光をビームスプリッタで 2 つに分け、サンプル(試料)ラインとレファレンス(参照)ラインに通す。ラインを通過した光をそれぞれ検出して信号処理を施し、2 ラインのデータの比較から波長ごとの吸光度を測定する。

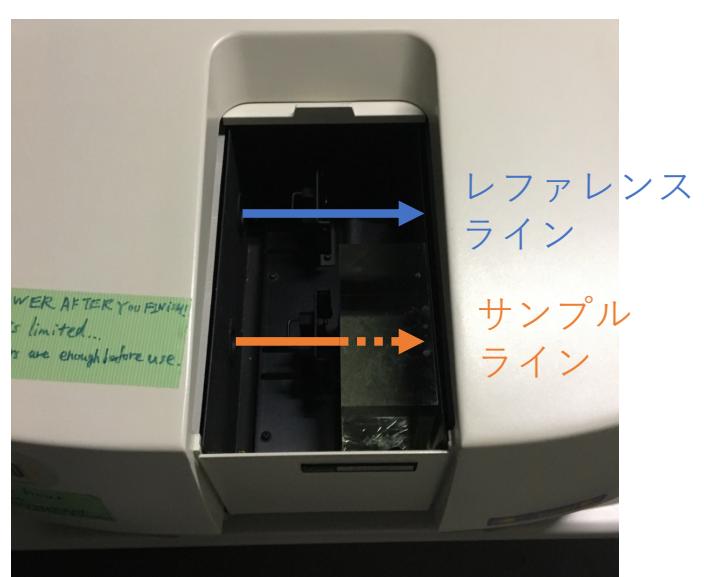


図 6.2: 紫外可視近赤外分光光度計(日本分光社 V-550)

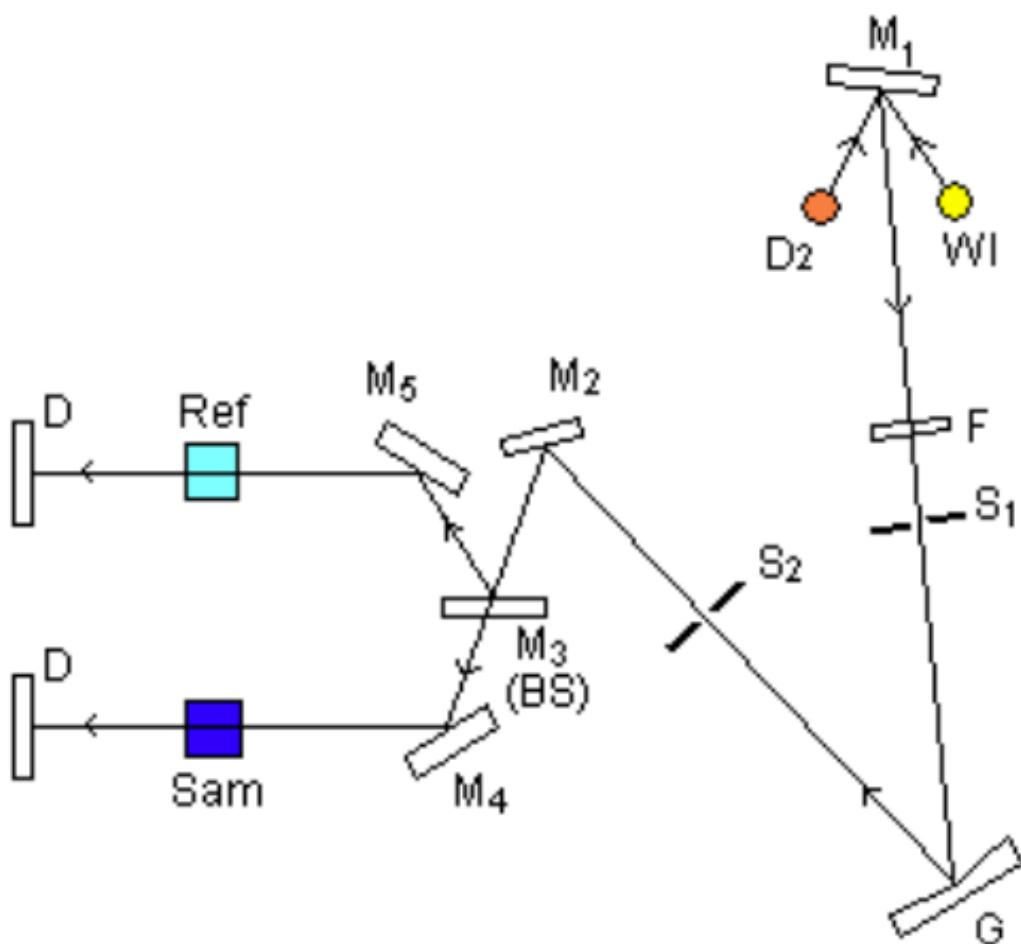


図 6.3: 紫外可視分光光度計の光学系の例 [9]

### 6.3.2 測定方法

1. V-550 の電源を入れる。光源の安定のため約 1 時間放置する。
2. PC を起動し、プログラム「spectrum manager」を起動する。
3. ベースライン測定  
2つのラインに何も置かれていないことを確認する。「measurement」から「Baseline」を選択する。蓋を閉め、外部からの光の入射を防ぐためにブラックシートで測定機器全体を覆う。「START」を押し、ベースラインの測定を行う。
4. ガラスの透過率測定  
サンプルライン(装置に向かって手前側)に測定したいガラスを置く。この時、入射光に対して入射面を垂直に置く必要があることに注意する。ガラスが薄く安定して設置できないならば、セルを使う。蓋を閉め、ブラックシートで測定機器全体を覆う。「START」を押し、測定を開始する。

5. 得たデータをテキストファイル (.txt) で保存する。

6. V-550 の電源を切り、PC をシャットダウンする。

### 6.3.3 測定結果

RI 低減前ガラス (Old-R12860 ガラス) は厚さ 5mm と 5cm のガラスブロック、低減後ガラス (LowRI-R12860 ガラス) は厚さ 3mm と 5cm のガラスブロック、合計 4 つのガラスブロックについて、それぞれ透過率を測定した。図 6.4 は LowRI-R12860 ガラスのガラスブロックの写真である。これら 4 つのガラスブロックの透過率の測定値を図 6.5 と 6.6 に示す。

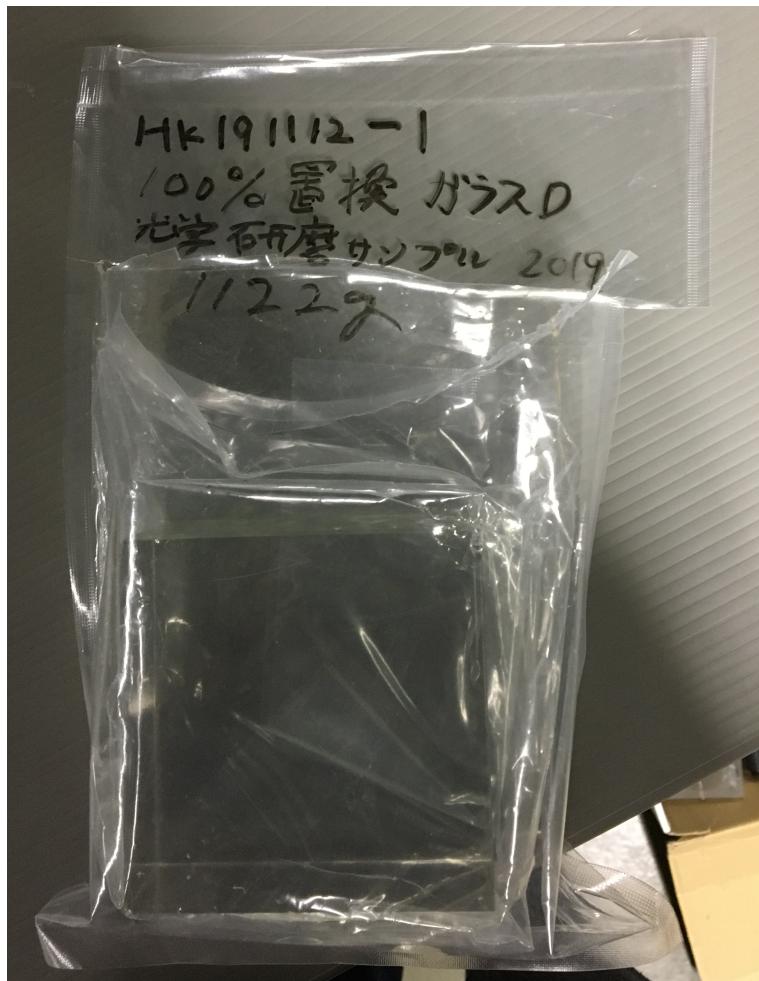


図 6.4: 測定に用いたガラスブロック (LowRI-R12860 ガラス 厚さ 5cm)

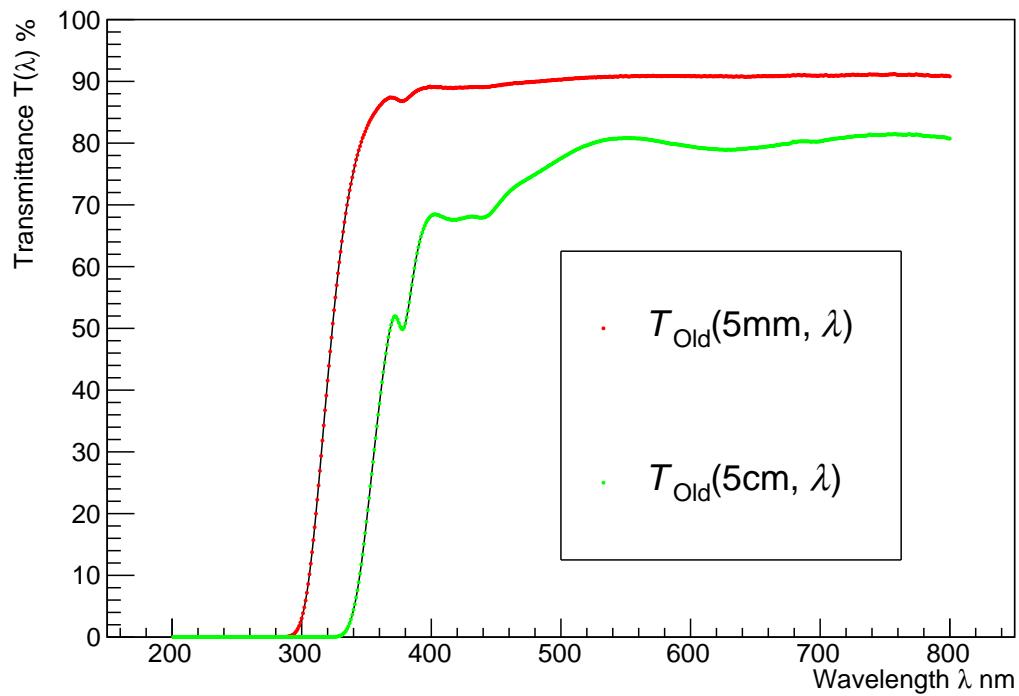


図 6.5: Old-R12860 ガラスの透過率の測定値  $T_{\text{Old}}(x, \lambda)$

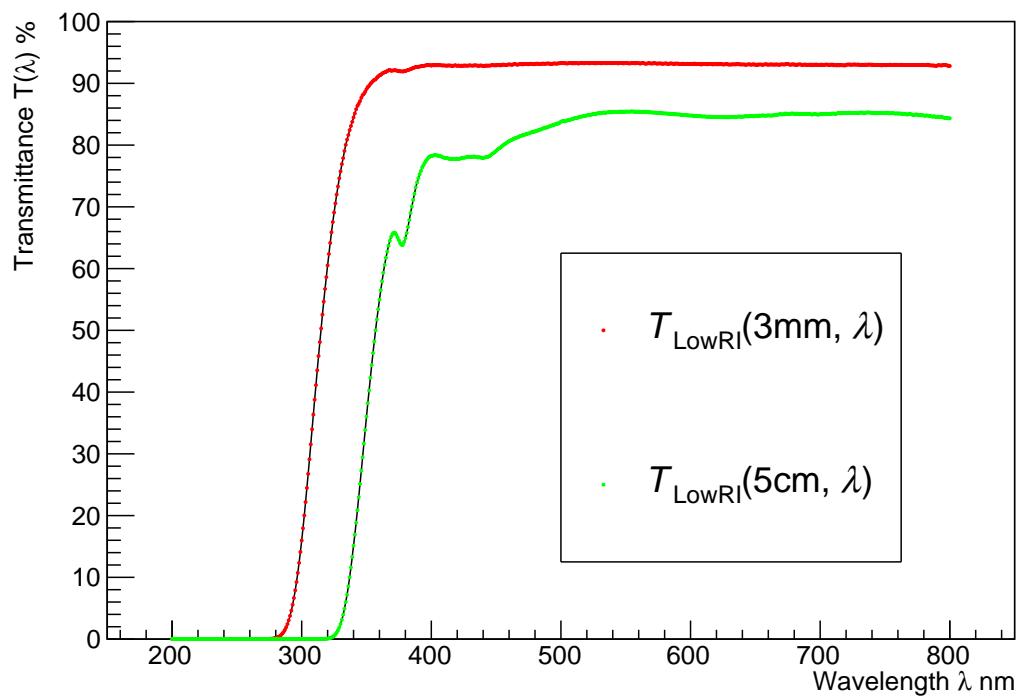


図 6.6: LowRI-R12860 ガラスの透過率の測定値  $T_{\text{LowRI}}(x, \lambda)$

このデータを、横軸をガラスブロックの厚さ、縦軸を透過率に変換したグラフを、式(6.5)で波長 $\lambda$ 毎に $\ell_0(\lambda)$ ,  $L(\lambda)$ を変数としてフィットした。ここで $L(\lambda)$ は、反射の影響を除いた真の透過長とみなすことができる。これを図6.7と6.8に示す。ただし、OldとLowRIそれぞれにおいて、厚い方のガラスブロックの透過率が0に近くなる波長領域での、フィットから求めた値は信用できない。そこで、透過率0.01(1%)を閾値とし、透過率がそれを下回る領域、すなわちOldでは334nm以下の領域、LowRIでは326nm以下の領域は解析に使用しないことにした。

透過長 $L(\lambda)$ は反射の影響を除いた値であるから、この値から式(6.1)を用いて復元した透過率は、反射の影響を考慮した真の透過率 $T'(x, \lambda)$ であるといえる。

Old-R12860ガラスとLowRI-R12860ガラスのそれぞれについて、透過率の測定値 $T(x, \lambda)$ と真の値 $T'(x, \lambda)$ をプロットしたものを図6.9と6.10に示す。

また、厚さ2.5mmでの、OldとLowRIでの真の透過率を比較したグラフおよびその増加率 $T'_{\text{LowRI}}/T'_{\text{Old}}$ を図6.11と6.12に示す。ここで、2.5mmはR12860の受光面に使用されるガラスの厚さの最大値である5mmの半分である。

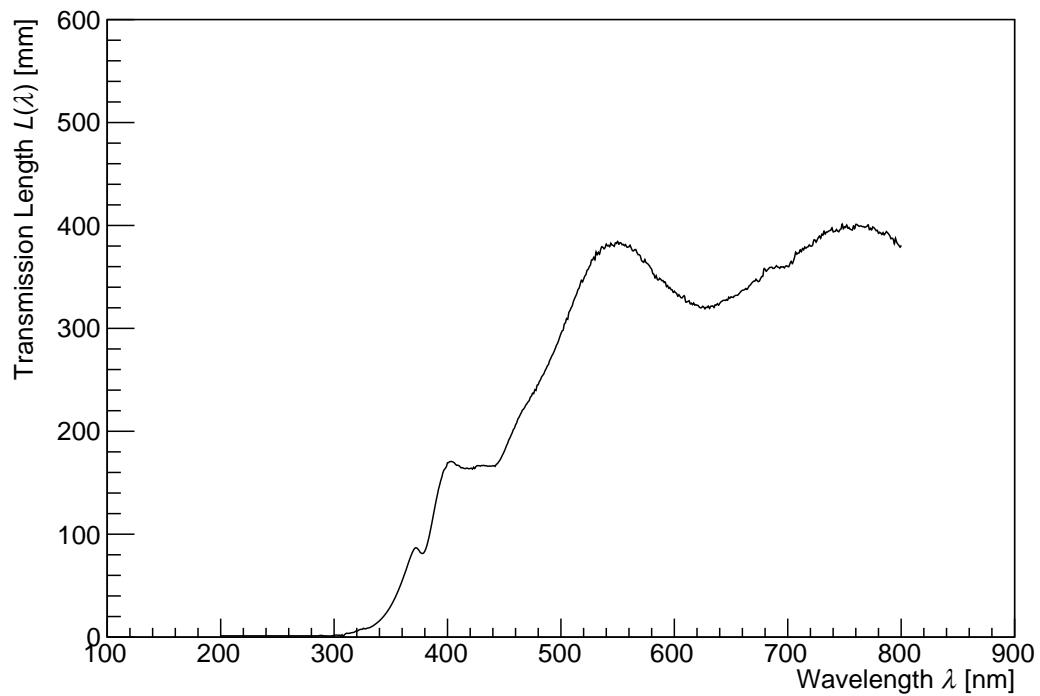


図 6.7: Old-R12860 ガラスの透過長  $L(\lambda)$

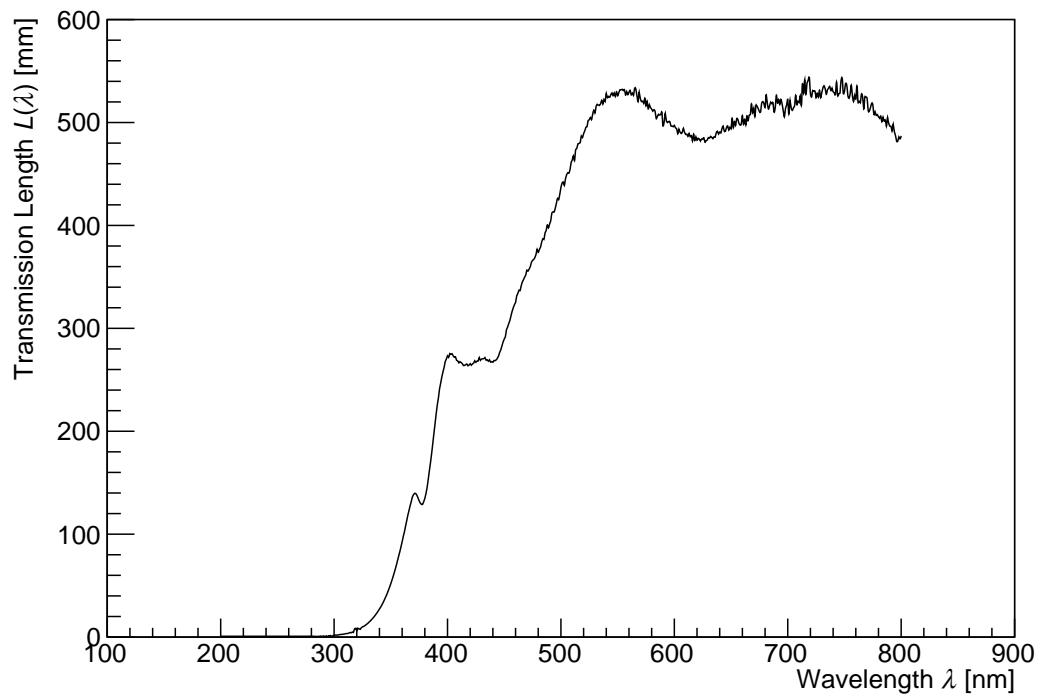


図 6.8: LowRI-R12860 ガラスの透過長  $L(\lambda)$

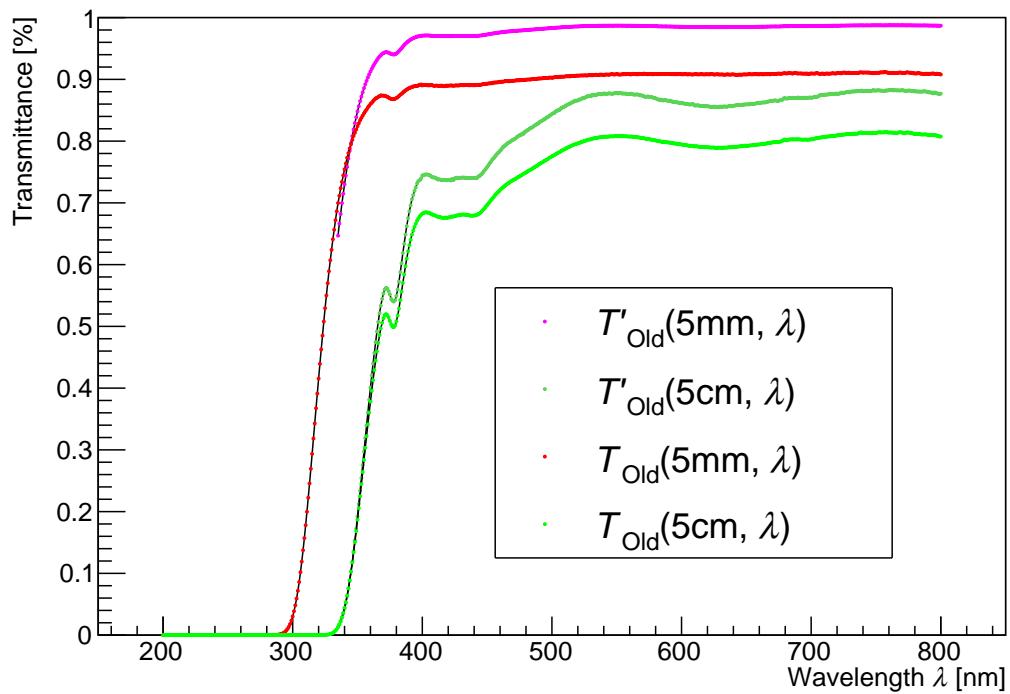


図 6.9: Old-R12860 ガラスの透過率の測定値  $T_{\text{Old}}(x, \lambda)$  と真の値  $T'_{\text{Old}}(x, \lambda)$

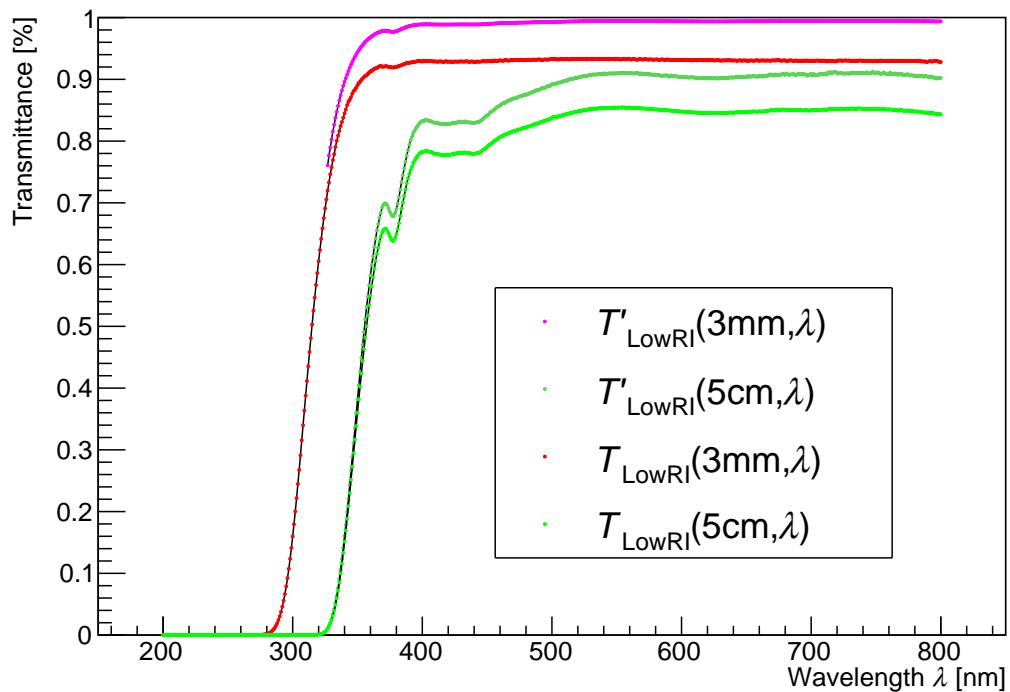


図 6.10: LowRI-R12860 ガラスの透過率の測定値  $T_{\text{LowRI}}(x, \lambda)$  と真の値  $T'_{\text{LowRI}}(x, \lambda)$

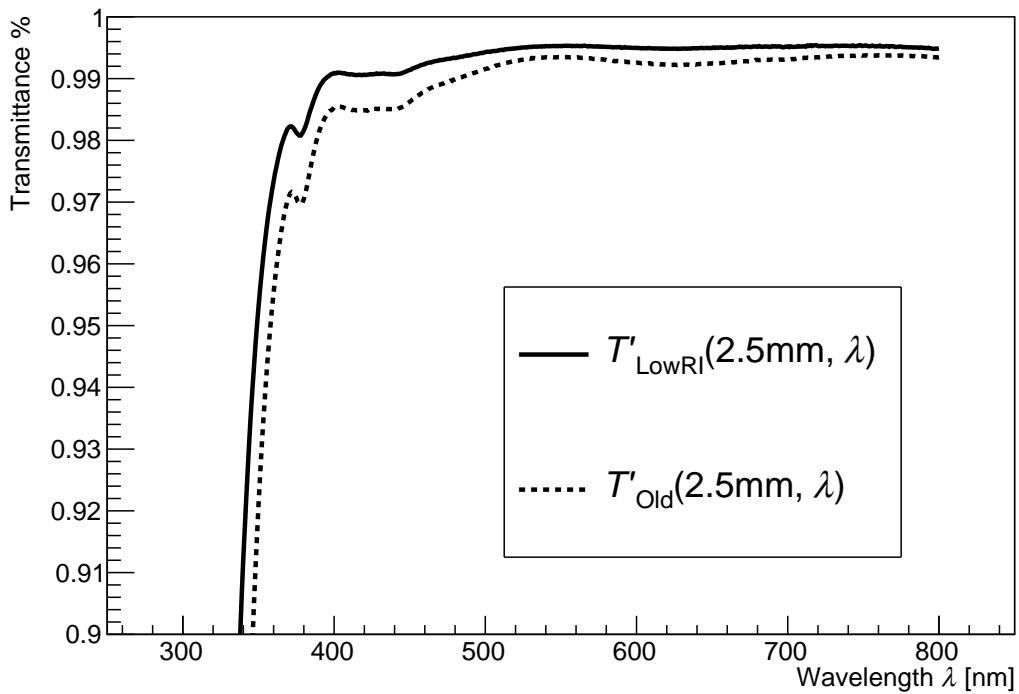


図 6.11: 厚さ 2.5mm での Old と LowRI の透過率の真の値

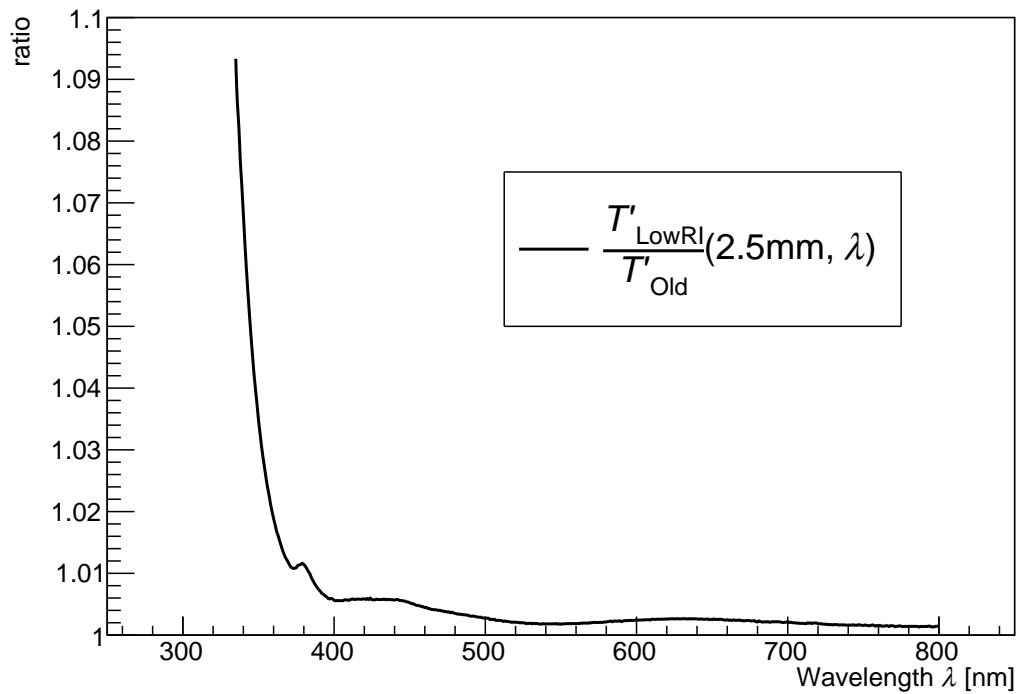


図 6.12: 厚さ 2.5mm での Old と LowRI の透過率の真の値の比

### 6.3.4 考察

#### RI 低減による透過率の増加

図6.11,6.12に示した通り、解析に用いた波長範囲全域(Old;335-800nm,LowRI:327-800nm)においてLowRIの真の透過率はOldの真の透過率と比較して増加している。図5.3より、QEのピークは約400nmの位置にある。増加率 $T'_{\text{LowRI}}/T'_{\text{Old}}$ の平均は350-400nmでは1.362%、400nm-450nmでは0.57%、350-450nmでは0.97%となった。この結果から、RIの低減によってQEのピークの領域で透過率は上昇しており、PMTの検出効率の向上に貢献したと結論づける。

#### 短波長領域での真の透過率 $T'$ の低さについて

図6.9,6.10の値から算出した真の透過率と測定された透過率の比を、OldとLowRIのそれぞれについて図6.13と6.14に示す。分光器の光検出器(光電子増倍管)に到達する光は、ガラス表面の反射の寄与があるので、反射の寄与を除いた真の透過率の値は、 $\lambda$ 全域に渡って測定された透過率より大きくなるはずである。この予想通り、反射の影響を除いた透過率 $T'$ は測定された透過率 $T$ よりも、350nmより長い波長では大きい。ところが図6.9と図6.13から、Old-R12860ガラスの真の透過率 $T'$ は、ガラスの厚さ $x=5\text{mm}$ と $x=5\text{cm}$ の両者において、350nm付近より短波長側で測定値 $T$ を下回っていることがわかる。また図6.10より、LowRI-R12860ガラスにおいても短波長側で $T' < T$ の兆候がうかがえる。この原因を考える。 $T'$ はフィットのパラメーターから求めているため、フィットするデータ、すなわち測定値に原因があると推定する。

ある範囲で $T'$ が小さいということは、式(6.2)より、ある波長 $\lambda$ の領域で透過長 $L(\lambda)$ が小さいということである。

- 低透過率での測定器の限界

$T'_{\text{Old}}(5\text{mm}, \lambda)$ について考える。図6.10や図6.13を見ると、 $T' < T$ となる波長領域では、 $x = 5\text{cm}$ での透過率の測定値 $T$ は10%を下回っている。図6.15は、 $\lambda = 300, 340, 360\text{ nm}$ でのフィットのグラフである。これによると、360nm付近では正確なフィットが成されているが、340nm付近では $x = 0$ での透過率は100%を超ってしまう。さらに300nm付近では $x = 50$ (5cm)での透過率は0%に近く、もはやフィットのインプットとしての意味を成さない。今後の対策として、他の厚さ $x$ のガラスについても透過率の測定を行い、フィットを補間することが考えられる。

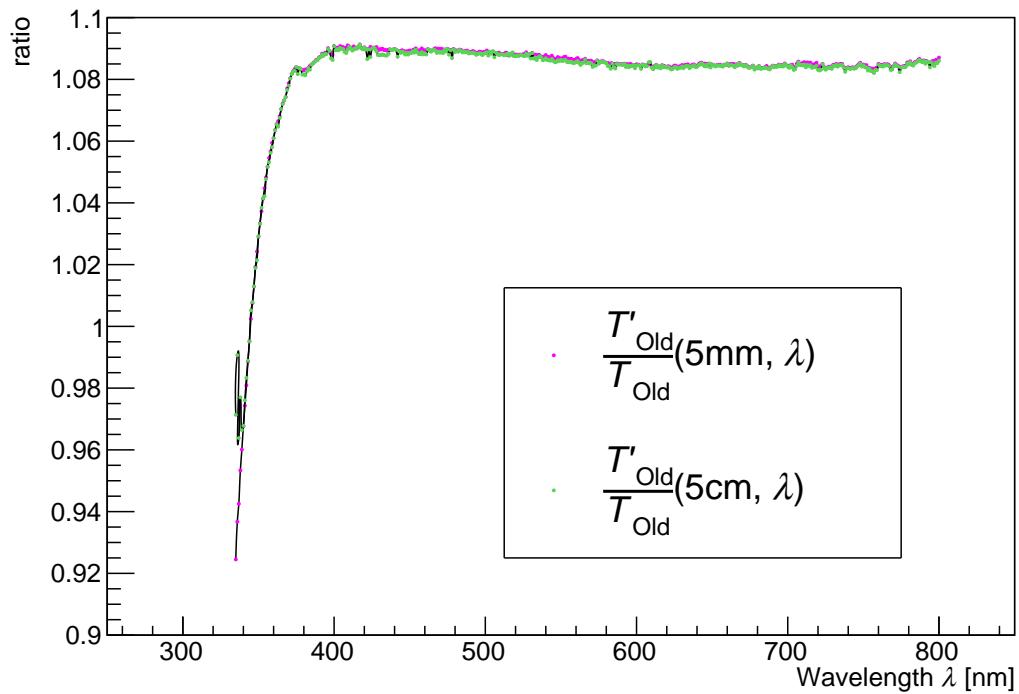


図 6.13: Old-R12860 ガラスの透過率の測定値と真の値の比  $T'_{\text{Old}}/T_{\text{Old}}(x, \lambda)$

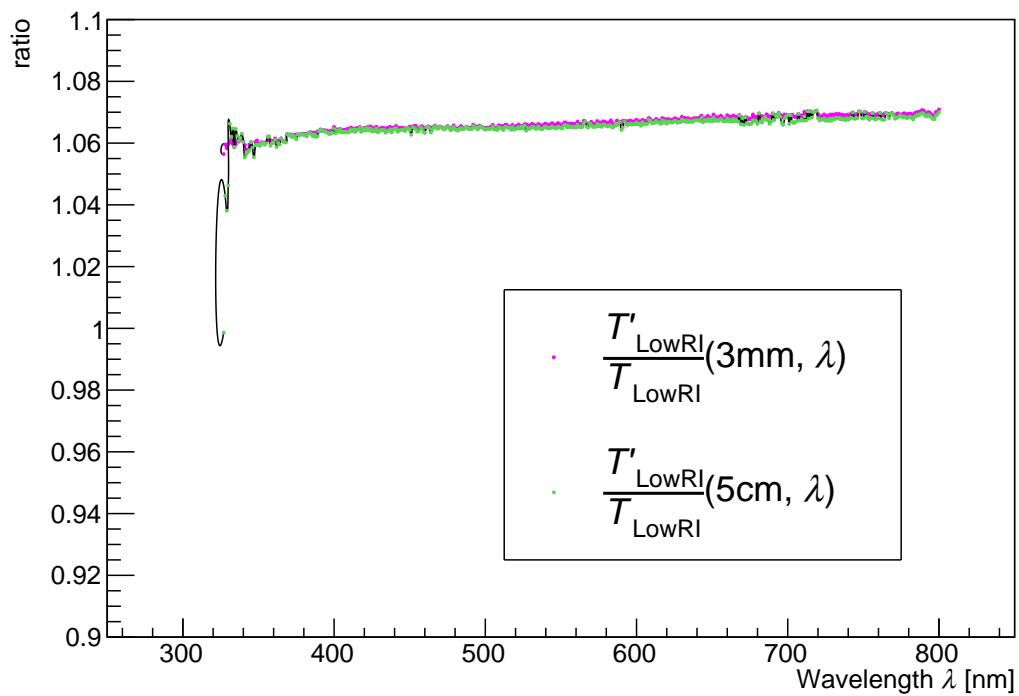


図 6.14: LowRI-R12860 ガラスの透過率の測定値と真の値の比  $T'_{\text{LowRI}}/T_{\text{LowRI}}(x, \lambda)$

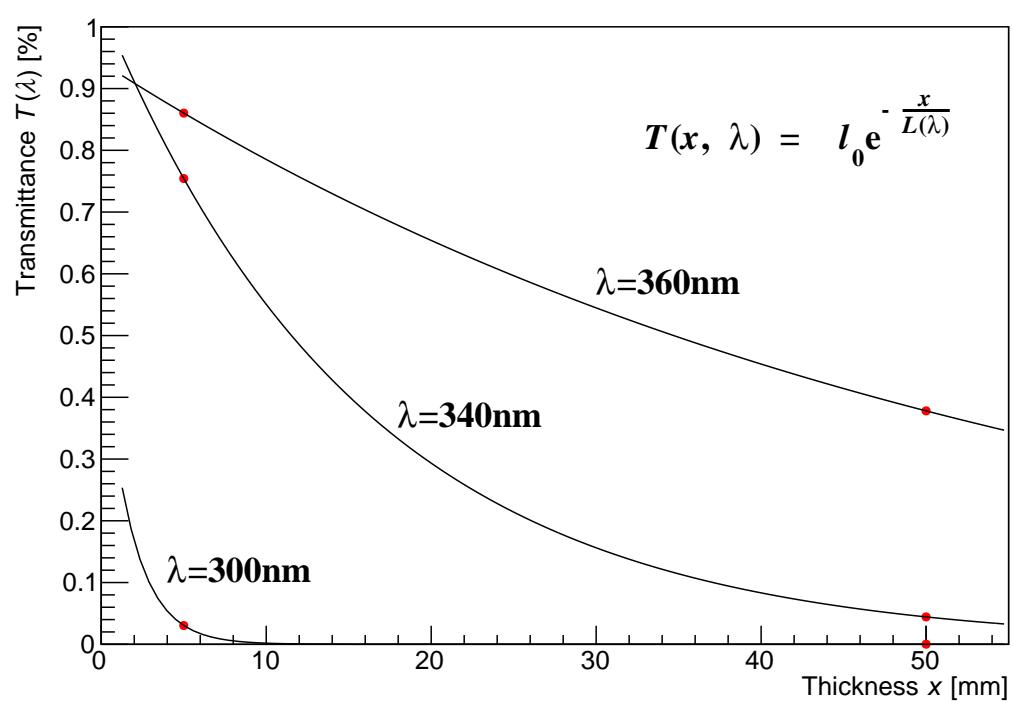


図 6.15: Old-R12860 ガラスの透過率の  $\lambda = 300, 340, 360\text{nm}$  での式 (6.5) によるフィット結果

真の透過率  $T'$  の精度を上げるには

- 測定器の誤差の影響

表 6.1 より、V-550 の透過率の測定値には 0.3% の測定誤差が伴う。この測定誤差が真の値に影響を及ぼし、短波長側の  $T'$  が小さくなっている可能性が考えられる。誤差が  $T'$  に及ぼす影響を考察する。

$T'_{\text{Old}}(5\text{mm}, \lambda)$  について考える。 $T_{\text{Old}}(5\text{mm}, \lambda)$  に誤差の最大値 0.3%(0.003) を加えたものと引いたものを使い、そのフィットから求めた透過長を図 6.16 に示す。また、その透過長を使って求めた真の透過率を図 6.17 に示す。図 6.16 より、長波長側ほど影響が大きくなることがわかる。しかし図 6.17 より、真の透過率にはほとんど変化がない。

以上の結果から、測定器の透過率の測定誤差は、真の透過長の算出には影響を与えない程度であると結論づける。

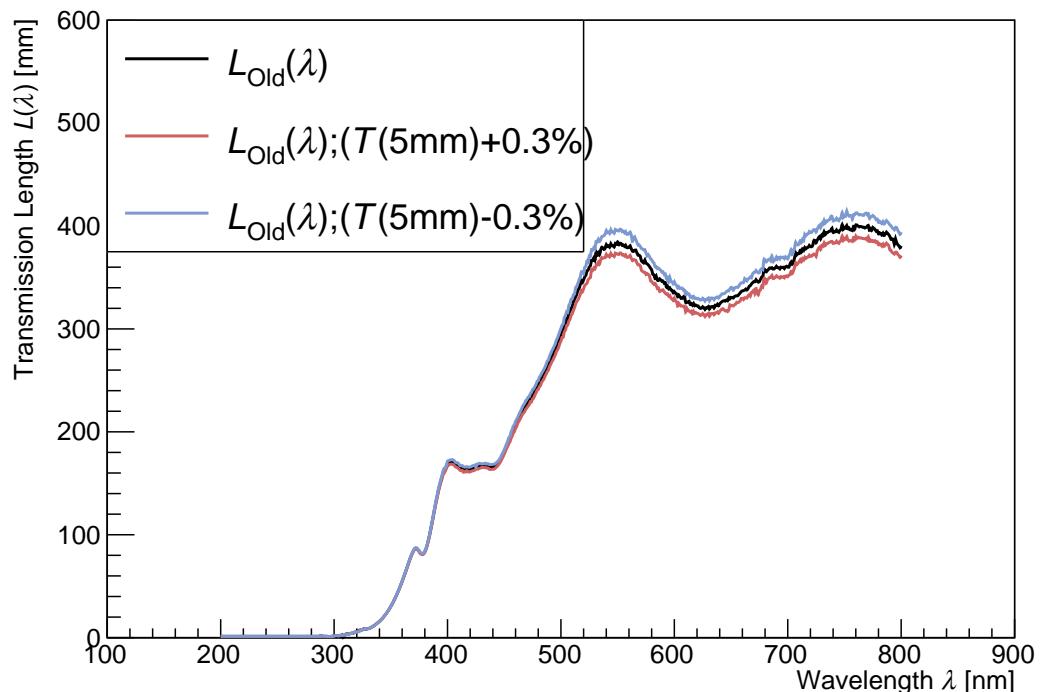


図 6.16:  $T_{\text{Old}}(5\text{mm}, \lambda)$  に 0.3% を足し引きして求めた透過長

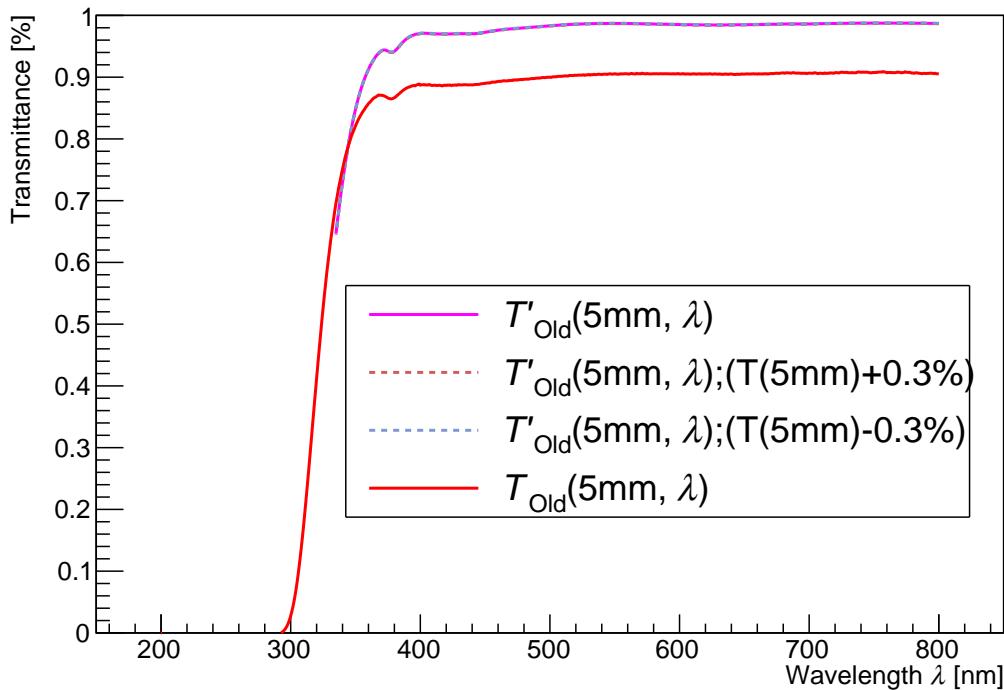


図 6.17:  $T_{\text{Old}}(5\text{mm}, \lambda)$  に 0.3% を足し引きして求めた真の透過率

- 測定する厚さのサンプル数を増やす

本研究では Old と LowRI のそれぞれの透過率測定について、2 種類の厚さのガラスブロックを用いて透過率を測定した。様々な厚さのサンプルを測定することで数値を補間し、フィットの精度を上げることにより、真の透過率  $T'$  の精度を上げることにつながる。

- 光が垂直に入射していない可能性

物質 1 から物質 2 へ光が入射するとき、光は入射角に応じて屈折を起こす。それぞれの物質の屈折率を  $n_{\text{mat1}}, n_{\text{mat2}}$ 、入射角を  $\theta_{\text{mat1}}$ 、屈折角を  $\theta_{\text{mat2}}$  とすると、

$$\frac{n_{\text{mat2}}}{n_{\text{mat1}}} = \frac{\sin \theta_{\text{mat1}}}{\sin \theta_{\text{mat2}}}$$

空気の屈折率を 1、ガラスの屈折率を  $n$  とするとき、空気 → ガラスでの入射角を  $\theta_1$ 、空気 → ガラスでの屈折角およびガラス → 空気での入射角を  $\theta_2$ 、ガラス → 空気での屈折角を  $\theta_3$  とすると、Snell's law から

$$n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \quad (6.12)$$

$$\frac{1}{n} = \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_3} \quad (6.13)$$

となる。また、これらから

$$\theta_1 = \theta_3 \quad (6.14)$$

が言える。入射角が $0^\circ$ からずれると、屈折により検出器にうまく光が入らない、あるいは本来のガラスの厚さよりも長い経路を通過することにより、測定値が低く出てしまう可能性がある。この入射角が測定したガラスサンプルによって異なるとき、式(6.5)によるフィットのパラメーター $L(\lambda)$ が変わり、真の透過率に影響が出る。

## 透過率の特徴的なピークについて

図 6.9,6.10 より R12860 ガラスの真の透過率のグラフには、360-370nm 付近に下に凸なピークが存在する。この下に凸なピークは、図 5.3 に示した R12860 の QE のピーク 390 nm に近い位置に存在する。この事実は、PMT の検出効率を上げるうえで好ましくない。

この特徴的なピークについて考察する。このピークは、3 値の鉄イオン( $\text{Fe}^{3+}$ )の吸収スペクトルによって理解できる可能性がある。図 6.18 は、3 値の鉄イオン( $\text{Fe}^{3+}$ )の光の吸収スペクトルである。図 6.18 に示した通り、極小値と極大値に、波数が小さい側から順に 1 から 6 の番号を振った。横軸は波数 [ $\text{cm}^{-1}$ ]、縦軸は吸光度である。またこれに倣って、2.5mm における Old と LowRI の真の透過率を式(6.3)から吸光度に焼き直し、横軸を波数としたものを図 6.19 に示す。また、図 6.18 と 6.19 のグラフが極大・極小値をとる位置の波数を表 6.2 に示す。ただし、図 6.18においては数値データが得られなかつたため、ウェブブラウザアプリである WebPlotDigitizer(<https://automeris.io/WebPlotDigitizer/>) を用いて画像データからピークの値を読み取った。

表 6.2: ピークの波数 [ $\text{cm}^{-1}$ ]

ピークの番号	1	2	3	4	5	6
$\text{Fe}^{3+}$	15167	19000	22833	24667	26250	27000
Old	16051	18182	22624	24814	26455	26882
LowRI	15949	18051	22727	24876	26525	26954

吸収物質(ここでは  $\text{Fe}^{3+}$ )の吸光度が大きいほど、その点での透過率は減少する。横軸の値である波数を比較する。表 6.2 より、ピークの波数や形状はそれによく一致しているため、ガラスには  $\text{Fe}^{3+}$  が含まれ、それが透過率の形状に影響していると結論できる。今後、ガラスの作成過程で  $\text{Fe}^{3+}$  を減らすことで、ピーク部分の透過率を上げる対策を試みる。

ピークのずれの原因を考える。表 6.1 より、分光器の波長分解能は 0.1nm である。波長  $\lambda$ において波長が  $\Delta\lambda = (\lambda \pm 0.1) - (\lambda) = 0.1[\text{nm}]$  ずれたとき、波数  $k[\text{cm}^{-1}]$  のずれ  $\Delta k$  は

$$\Delta k = \frac{10^7}{\lambda \pm 0.1} - \frac{10^7}{\lambda} = \frac{\mp 10^6}{(\lambda \pm 0.1)\lambda} \quad (6.15)$$

である。ただし、単位が [nm] から [ $\text{cm}^{-1}$ ] へ変換されていることに注意する。 $\lambda$  がそれぞれ 300 nm, 400 nm, 500 nm の時、 $\Delta k$  はそれぞれ  $11 \text{ cm}^{-1}$ ,  $6 \text{ cm}^{-1}$ ,  $4 \text{ cm}^{-1}$  程度であるため、表 6.2 のピークのずれに直接影響する値ではない。

他の原因としては、図 6.18 からピーク値を読み取った時に生じる誤差や、ガラスに含まれる他の吸収物質による寄与などが考えられる。

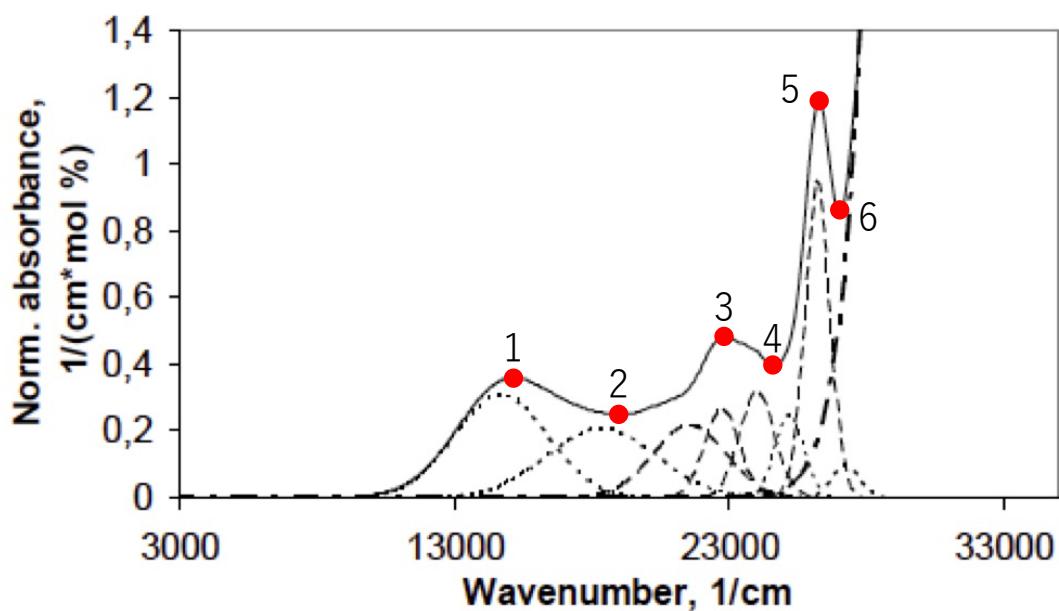


図 6.18: 3 倍の鉄イオン  $\text{Fe}^{3+}$  の吸収スペクトルとピーク [10]

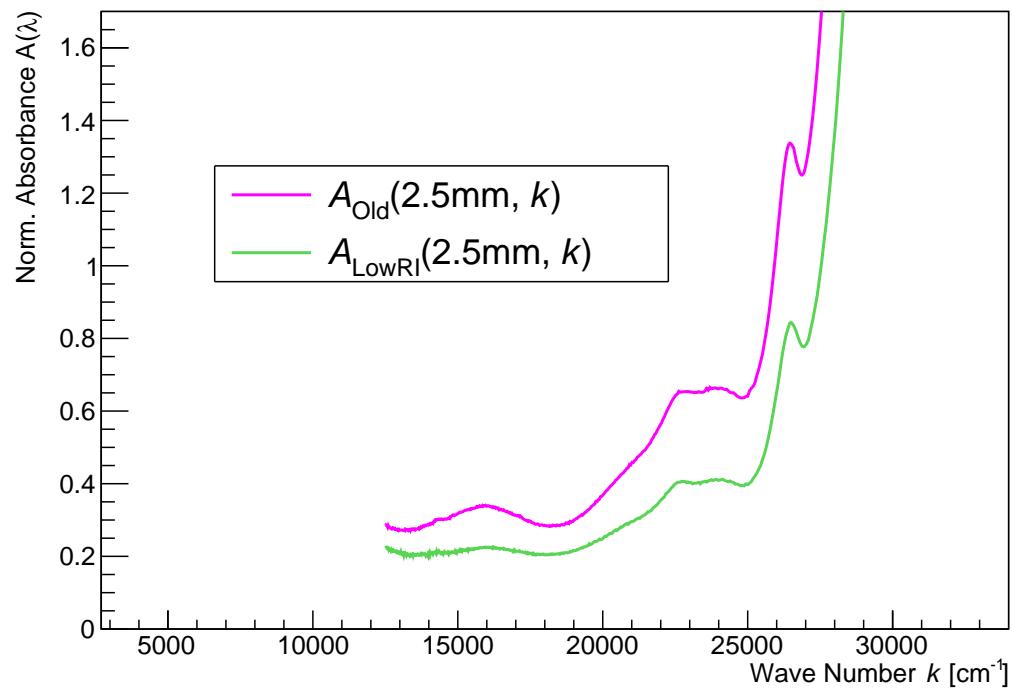


図 6.19: 真の透過率から計算した吸光度  $A(x, k)$

## 第7章 結論

次世代のニュートリノ物理への突破口として、スーパーカミオカンデに続く次世代の超大型水チェレンコフ検出器「ハイパーカミオカンデ」の建設が、2027年測定開始を目指して予定されている。カミオカンデで使用される光センサーは、光電効果で得られた電子を増幅して信号に変換するもので、光電子増倍管(PhotoMultiplier Tube, PMT)と呼ばれる。ハイパーカミオカンデ実験に向けて、より高い検出性能を得るため、従来のものよりも検出効率を高めた光センサー(50cm 径 PMT R12860)が開発された。しかし、光センサーの感度の向上に伴ってノイズに対する感度も上昇してしまい、それに起因するダークレートの増加が問題となっていた。R12860から発生するダークレートの原因を探る調査では、ガラス中に含まれる放射性不純物(RI)の寄与があることが判明し、RIを低減した光電子増倍管が新たに作成された。

本研究では、RIを低減する前後のガラスの透過率を測定し、そこから反射の寄与を除了いた透過率を計算して比較を行った。RIの低減によって、量子効率のピーク付近の波長領域である350-450nmにおいて、厚さ2.5mmのガラスの透過率は約1%上昇した。よって、RI低減の結果、透過率が上昇し、PMTの検出効率の向上につながったと結論づける。今後の課題として、短波長領域での透過率測定精度の向上が求められる。また、R12860QEのピーク付近では、透過率に下に凸なピークが見られる。この部分の透過率向上への対策として、ガラス内部に含まれる吸収物質である3価の鉄イオン( $\text{Fe}^{3+}$ )の削減が求められる。

# 謝辞

本研究室に配属してからの1年間、日々の活動や本研究を行うにあたって、多くの方々にご協力及びご指導を賜りました。この場をお借りして感謝申し上げます。

指導教員である南野彰宏准教授には、テーマ決めから研究のサポート、論文の添削までしていただきました。また、ゼミにおいては、今後に役立つ様々な知識・知見を得ることができました。出張や会議などで日々多忙でありながらこのような手厚いご指導をいただき、深謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の矢野孝臣先生と、慶應義塾大学の西村康宏先生には、神岡宇宙素粒子研究施設での透過率測定に際し、入坑手続きや測定器・データの扱い方、神岡坑内の案内から神岡での生活に関するここまで、きめ細やかにご指導いただきました。基本的な質問にも懇切丁寧に対応していただき、心強く感じました。

東京大学宇宙線研究所本部でのダークレート測定のセットアップに参加させていただいた際、東京大学宇宙線研究所の田代拓也先生には、来年度以降の研究への助言やPMTに関する様々な事柄の説明をいただきました。自分の修士課程での課題が見え、今後の研究のモチベーションへつながりました。

研究室の先輩方であるGiorgio、淺田さん、岡本さん、片山さん、佐々木さん、谷原さん、山本くんには、ROOTでの解析手法などにおいて多くのアドバイスをいただきました。特にPMTに関する研究の先輩である岡本さんには、修士論文の執筆でお忙しい中、本研究に直結する部分での助言を本当に数多くいただきました。心からお礼申し上げます。同期である儀間さん、栗田君は、研究の話から日常会話までとても楽しく、良い刺激となりました。本研究室では学生の研究内容が大きく異なっているため、同じニュートリノ物理という言葉では括りきれないほどの多様さがあることを知り、実験物理学の広大さに感銘を受けました。

浜松ホトニクス株式会社様と日本無線硝子株式会社様には、データの提供に加えて論文の添削までしていただきました。一学生である自分の為に貴重なお時間を割いていただき、感謝申し上げます。

# 参考文献

- [1] K. Abe et al. (Hyper-Kamiokande proto-Collaboration), “ Hyper-Kamiokande Design Report ” (Westfälische Wilhelms-Universität Münster; Universidad de Sevilla, 2017, Master Thesis)
- [2] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group) ”PHYSICAL REVIEW D1 PART A Review of Particle Physics” (2018)
- [3] The T2K Experiment (<https://t2k-experiment.org>)
- [4] 畠山豊「Super-Kamiokande における核子崩壊  $p \rightarrow e^+ + \rho^0$ 、 $p \rightarrow e^+ + \omega$  の探索」(東海大学大学院、2000、修士論文)
- [5] Martin Antonio Unland Elorrieta ”Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions” (2017)
- [6] 岡本浩大「ハイパーカミオカンデによる超新星背景ニュートリノ観測に向けた光センサのノイズ低減」(横浜国立大学大学院、2020、修士論文)
- [7] 望月俊来「ハイパーカミオカンデに向けた 50cm 口径光電子増倍管及び中性子信号検出アルゴリズムの開発」(東京大学大学院、2019、修士論文)
- [8] JASCO Corporation ”Model V-530/550/560/570 UV/VIS Spectrophotometer Hardware/Function Manual” (2000)
- [9] 日本分光社公式ホームページ 紫外可視分光光度計の基礎（4）紫外可視分光光度計、ハードウェアの特徴と役割 (<https://www.jasco.co.jp/jpn/technique/internet-seminar/uv/uv4.html>)
- [10] T.T.Volotinen et al. ”Concentrations and site partitioning of Fe<sup>2+</sup> & Fe<sup>3+</sup> ions in a soda-lime-silica glass obtained by optical absorbance spectroscopy” (2018)