

ハイパーカミオカンデ実験のための光電子増倍管
の開発とスーパーカミオカンデを用いたガンマ線
バースト由来のニュートリノ探索

横浜国立大学 理工学府 数物・電子情報系理工学専攻
物理工学教育プログラム 南野研究室
学籍番号 20NC221 佐野翔一

2022年1月31日

概要

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(SK)」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(HK)」の早期実現が世界中の研究者により求められている[1]。

ニュートリノ反応により生成された荷電粒子が水中を通過する時、チェレンコフ光と呼ばれる光が発生する。SK や HK では、これを光電子増倍管(PMT)で捕らえることで間接的にニュートリノを検出する。PMT 表面にはガラスが用いられており、ガラス管内側に形成された光電面で光が電子に変換され、それを増幅し信号として読み取る。ハイパーカミオカンデは、水槽内壁に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 倍の光子検出効率と時間分解能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、チェレンコフ光を高い精度で計測する。R12860 から発生する暗電流の原因を探る調査で、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、ガラス中の RI を低減した PMT が新たに作成された。本研究では、RI 低減前後のガラスブロックについての、透過率 T と鉄イオン量の情報から、鉄イオンを減らした時に予測される透過率と、その時に検出されるチェレンコフ光子数を計算した。この結果、ガラス中の鉄含有量を 144.3 ppm から 20 ppm にすることで、チェレンコフ光の検出効率を 10.7 % 増加できることができた。

また、HK で観測される物理現象(中性子捕獲など)のバックグラウンド源となりうるものとして、PMT のアフターパルス(AP)がある。これは PMT 内の残留ガスに起因するものであり、メインパルス(MP)の後に発生する。本研究では、SK 内に 136 個取り付けた HK 用 PMT に対し、宇宙線イベントデータを用いて AP 量を計算した。AP の量は、SK 用(R3600 浜松ホトニクス社)では 1.36 %、HK 用では 7.21 % であった。HK 用はダイノードの構造上、正イオンが光電面に戻りやすいため、SK 用よりも AP が多くなる。HK 用の AP の許容値は 10 % であるため、この結果から、中性子捕獲信号の観測に問題がないことがわかった。

宇宙遠方で短時間に大光度のガンマ線が放出される突天体事象として、GRB(Gamma-Ray Burst)という現象が観測されている。その継続時間や光度曲線の多様さゆえ、現在でも GRB の生成機構についての統一的な理解が完成していない。光子は天体の星間ガスなどと相互作用を起こすため、光学観測のみでは GRB の情報が取り出しづらい。そこで、GRB から光子と同様に放出されると考えられている GRB ニュートリノの観測を行うことが重要である。本研究では、22 年分の SK 観測データを用いて、光学観測で観測された GRB の前後に 500 s ずつの time window を設け、その中で観測されたニュートリノイベントを足し上げることで、バックグラウンドからの超過がないかを調査した。エネルギーや観測時間などの観点から調査した結果、バックグラウンドからの有意な超過は見られなかった。今後は、time window を各 GRB の継続時間に応じて変化させる方法や SK の最

新の観測データも含めた解析を行うことで、より高感度な結果を出すことが期待される。

目 次

第I部 ニュートリノ	5
第1章 ニュートリノ	6
1.1 ニュートリノについて	6
1.2 ニュートリノ振動	7
1.2.1 2世代によるニュートリノ振動	7
1.2.2 3世代によるニュートリノ振動	8
1.3 ニュートリノの質量階層性と各パラメーター	9
1.4 ニュートリノの反応	9
第2章 チェレンコフ放射	11
第II部 光電子増倍管の開発	15
第3章 ハイパーカミオカンデ実験	16
第4章 光センサー	18
4.1 光センサーについて	18
4.1.1 概要	18
4.1.2 QE	19
4.1.3 暗電流(ダークレート)	19
4.2 新型 50cm 径光電子増倍管 R12860	20
4.3 放射線不純物含有量を低減した新 PMT ガラス	20
4.3.1 連続パルスの性質調査	20
4.3.2 連続パルスの原因調査	22
第5章 ガラス中の鉄含有量と検出されるチェレンコフ光	23
5.1 PMT ガラスと透過率	23
5.1.1 PMT バルブ素材であるガラスの透過率	23
5.1.2 透過率、吸光度	23
5.1.3 透過率の測定結果	23
5.2 ガラス中の鉄	26
5.3 鉄の低減による吸光度	28
5.4 鉄の低減による QE	29

5.5	鉄の低減による検出チェレンコフ光	31
第6章	PMT のアフターパルス解析	32
6.1	PMT のアフターパルス	32
6.2	目的	33
6.3	解析	33
6.3.1	Q で重み付けした hit time	33
6.3.2	メインパルス、アフターパルス、バックグラウンド領域の定義	38
6.3.3	アフターパルス領域の分割	40
6.3.4	アフターパルス量の計算	41
6.4	結果	41
第III部	GRB 由来のニュートリノ探索	43
第7章	イントロダクション	44
7.1	GRB (ガンマ線バースト)	44
7.2	GRB 光学観測	46
7.3	GRB 放射機構	47
7.4	GRB ニュートリノ	47
7.4.1	π^\pm の生成過程 1: 内部衝撃波での加速陽子による $p\gamma$ 反応	47
7.4.2	π^\pm の生成過程 2: 光球モデルでの非弾性衝突による核子反応	48
7.4.3	π^\pm の崩壊による GRB ニュートリノ	48
7.4.4	GRB ニュートリノのエネルギー	49
第8章	GRB からのニュートリノ探索	50
8.1	使用データ	50
8.1.1	光学観測による GRB 情報	50
8.1.2	ニュートリノデータの分類	51
8.2	解析準備	53
8.2.1	Time window	53
8.2.2	SK run summary における run の選別	53
8.2.3	Time window 内のニュートリノ事象数	54
8.2.4	Time window 内のバックグラウンド計算	54
8.3	解析	58
8.3.1	ニュートリノ事象数のバックグラウンドとの比較	58
8.3.2	ニュートリノ観測時間との相関	59
8.3.3	ニュートリノエネルギースペクトル	59
8.3.4	ニュートリノと GRB の方向相関	62
8.4	考察	66
第9章	結論	68

第I部

ニュートリノ

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 β 崩壊における β 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	μ	τ
	0	1/2	ν_e	ν_μ	ν_τ

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、 ν_e, ν_μ, ν_τ 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、ニュートリノが標的物質である水を構成する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エレン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。チエレンコフ光については 2 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年にスーパーカ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 ν_1, ν_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 θ 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。

ν_α が ν_β に変化する時の確率 $P(\alpha \rightarrow \beta)$ は、 α を時刻 0 での始状態、 β 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 0 でなければならない。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 ν_e, ν_μ, ν_τ 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、 θ_{ij} は ν_i と ν_j の混合角、 δ_{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 θ_{ij} と CP 位相 δ 、質量 Δm_{ij}^2) の最適値と 3σ (2σ) 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 [5]

パラメーター	最適値	3σ での値の範囲
Δm_{21}^2 [10^{-5}eV^2]	7.37	6.93 – 7.96
$\Delta m_{31(23)}^2$ [10^{-3}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
δ/π	1.38(1.31)	2σ :(1.0 - 1.9) (2σ :(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。ニュートリノ実験では、ニュートリノと標的物質との間の弱い相互作用によって生成したレプトンなどを観測することで、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、反応した標的物質にエネルギーと運動量を受け渡す。

荷電カレント反応は、 e^- や μ^- などの荷電レプトンを生成し、そのファインマンダイアグラムは図 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、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

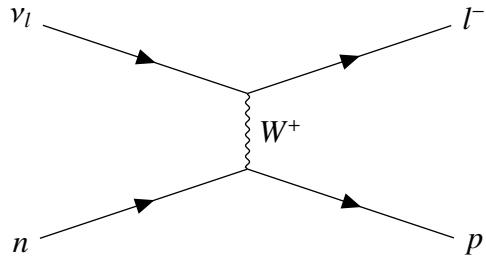


図 1.1: 荷電レプトンを生成する荷電カレント反応のダイアグラム ($l = e, \mu, \tau$)

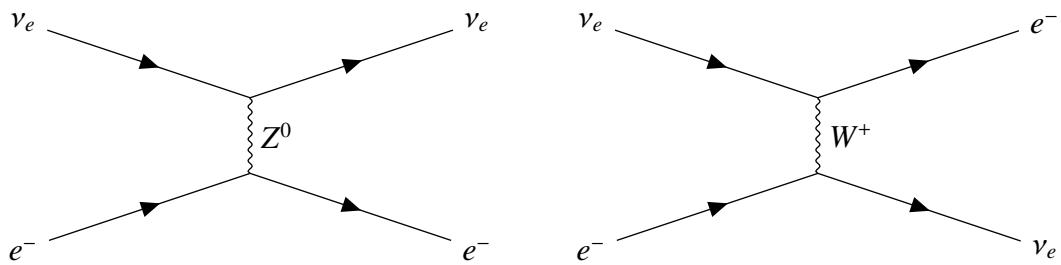


図 1.2: ニュートリノ-電子散乱のダイアグラム(左: 中性カレント反応、右: 荷電カレント反応)

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-荷電レプトン散乱では電子ニュートリノが最も大きな散乱断面積を持つ。

水チェレンコフニュートリノ検出器では、 $O(1)$ GeV 程度のエネルギーを持つ加速器ニュートリノの観測では荷電カレント反応で生成される荷電レプトンを主に観測し、 $O(1)$ MeV のエネルギーを持つ太陽ニュートリノの観測ではニュートリノ-電子散乱により生成される電子を主に観測する [2]。

第2章 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射は、スーパーカミオカンデ実験および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荷電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物質の速度は容易に光速を超えることができる。 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。よって、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 2.1 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_{th} は

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

より

$$E_{\text{th}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{n}\right)^2}} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} mc^2 \quad (2.1)$$

で求められる。表 2.1 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、 θ_c を荷電粒子とチェレンコフ光が成す角とすると、

$$\cos \theta_c = \frac{(c/n)}{v} = \frac{1}{n\beta} = \frac{E}{np} = \frac{\sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}}{np} \quad (2.2)$$

となる。主な粒子の水中でのチェレンコフ放射角を図 2.2 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、 λ を波長、 Z を素電荷を単位とした時の粒子の電荷、 α を微細構造定数とすると、Frank-Tamm formula より

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

と表される。式(2.2), (2.3)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、それに伴ってチエレンコフ角 θ_c が小さくなり、チエ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エレンコフ光の光子数を、各 β ごとに図 2.3 に示す。また、SK における光電子増倍管 R3600 (後述) の量子効率とチエレンコフ光スペクトルを図 2.4 に示す [3]。

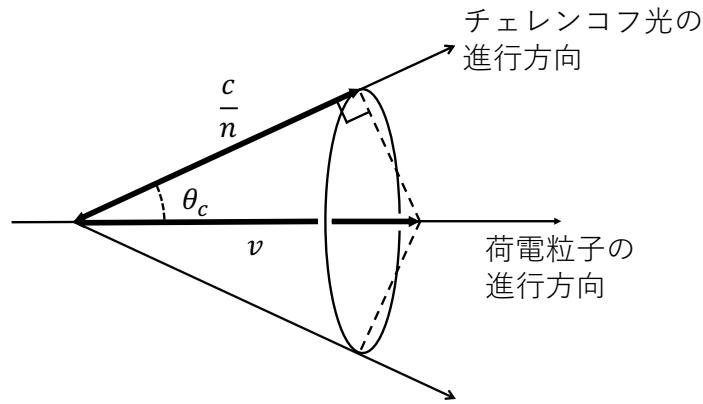


図 2.1: チエレンコフ放射

表 2.1: 水中のチエレンコフ放射の閾エネルギーと閾運動量

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

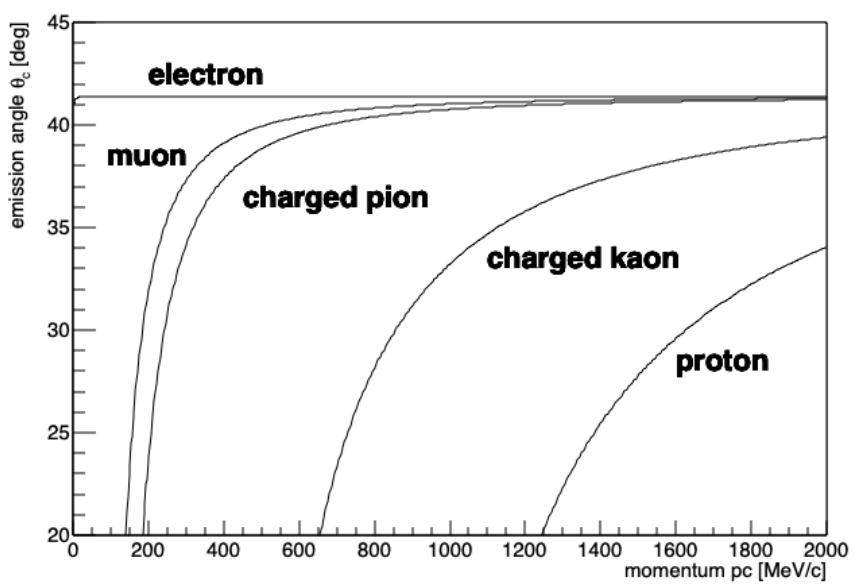


図 2.2: 純水中でのチェレンコフ放射角

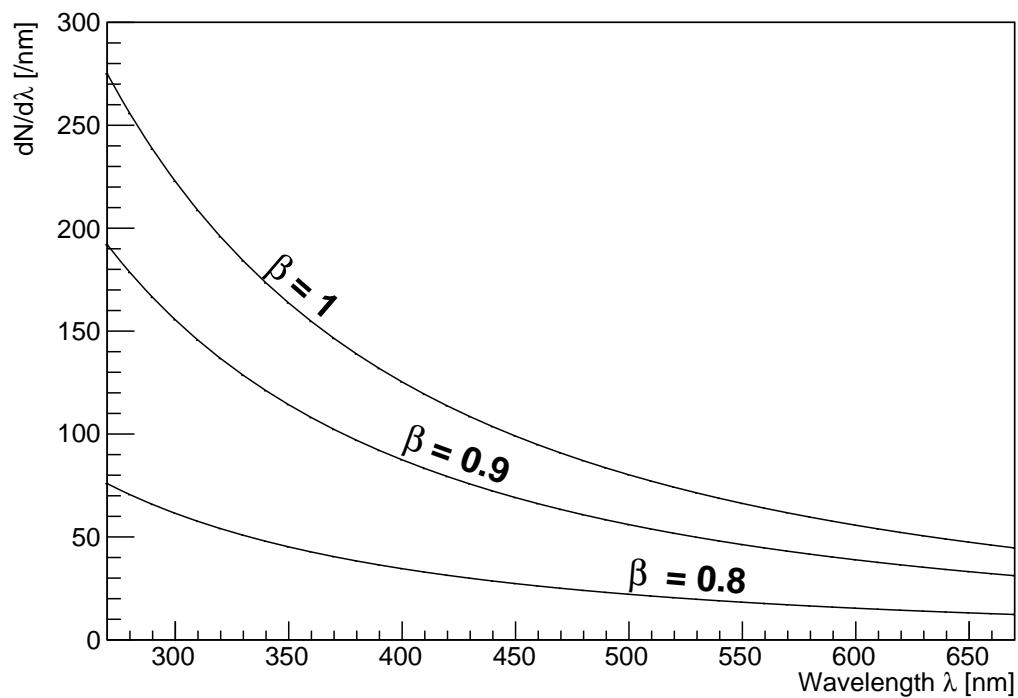


図 2.3: 単位波長あたりのチェレンコフ光の光子数 ($Z = \pm 1$)

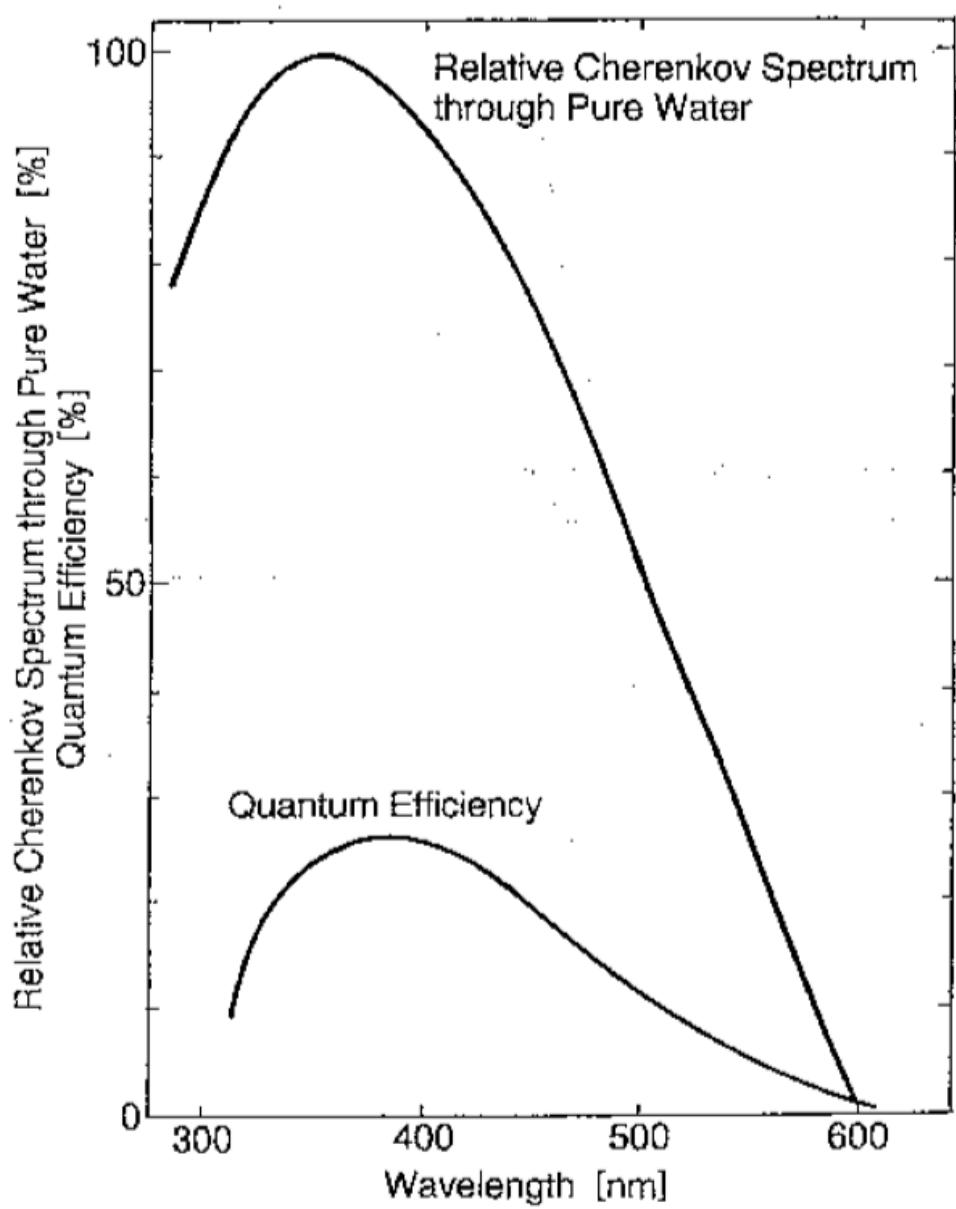


図 2.4: 光電子増倍管(後述)の量子効率とチェレンコフ光スペクトル[3]

第II部

光電子増倍管の開発

第3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 8 km 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 650 m 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 60 m × 直径 74 m 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を放出し、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、その崩壊によって生成される荷電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 1.5 m 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3.1 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 [1] 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 3.1: 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4章 光センサー

4.1 光センサーについて

4.1.1 概要

ニュートリノ反応や陽子崩壊由来のチエレンコフ光は、スー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。スーパー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。また、建設中のハイパーカミオカンデにおいても、この検出原理は同じである。光電子増倍管の概念図を図4.1に示す。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、光電効果により電子(e^-)に変換される。電子はPMT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約 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。光子検出効率が高いほど低エネルギーの光子を検出でき、荷電分解能が高いほど高い精度で光子の数を計数できる。

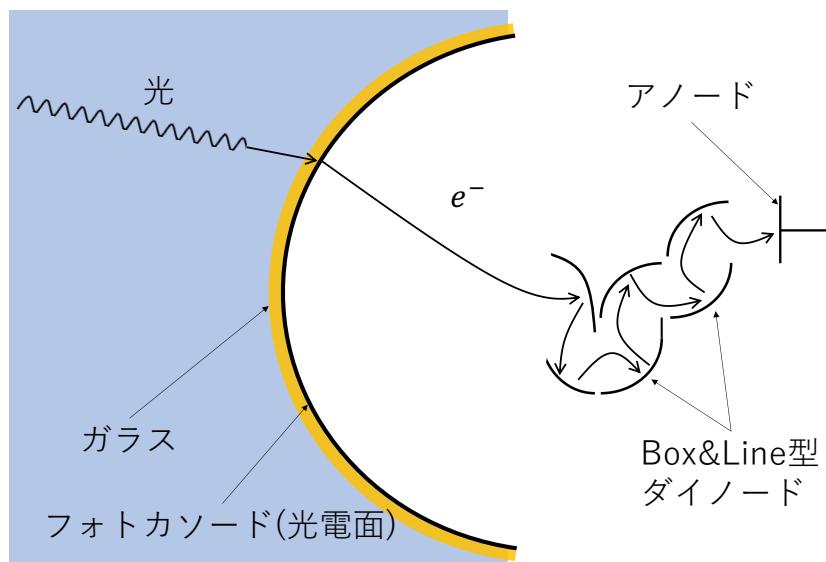


図4.1: 光電子増倍管(PMT)の概念図 [8]

4.1.2 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。光子検出効率は、QE と第 1 ダイノードへの電子収集効率 (Collection Efficiency, CE) の積で計算できる。高い光子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。

4.1.3 暗電流 (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。この信号は暗電流 (ダークレート) と呼ばれ、一般に光子検出効率の向上に伴ってダークレートも増加する。ダークレートの要因には以下のようなものがある [4]。

熱電子放出

熱電子は、光電面の仕事関数 W_{p-th} より大きい熱エネルギーが与えられた時に光電面から放出される。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、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。熱電子放出の電流密度は、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レンコフ光がある。

4.2 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。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、浜松ホトニクス社と共同で新型 50 cm 径光電子増倍管 R12860 を開発した。図 4.2 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 50 cm 径光電子増倍管 R3600 (浜松ホトニクス社) と比較して、光子検出効率、電荷分解能、時間分解能、耐水圧強度で約 2 倍の性能向上が達成されている [1]。図 4.3 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 4.1 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 4.1: 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

4.3 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、光子検出効率の向上に伴う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是、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 4.2 に示したように、RI 低減前ガラス (Before RI reduction-R12860 ガラス) からはおよそ 8 kHz 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 4 kHz の 2 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。

4.3.1 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 4.4)と呼ばれる信号が見られる。この連続パルスは R12860

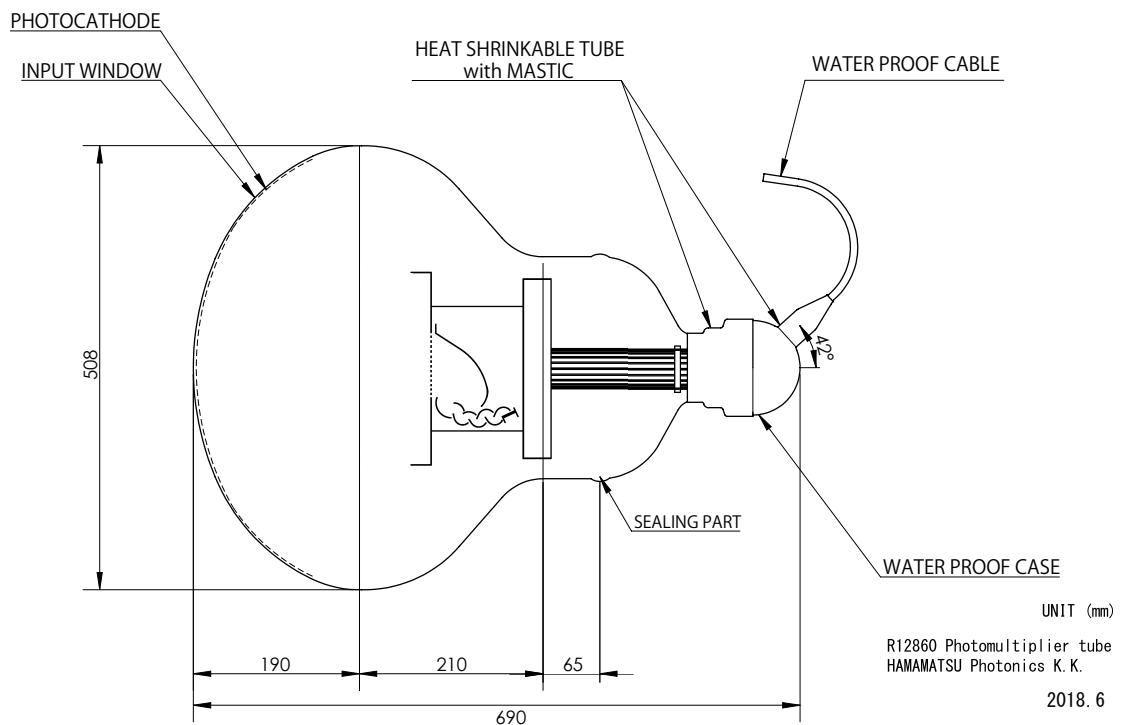


図 4.2: 50cm 径光電子増倍管 R12860 の設計図

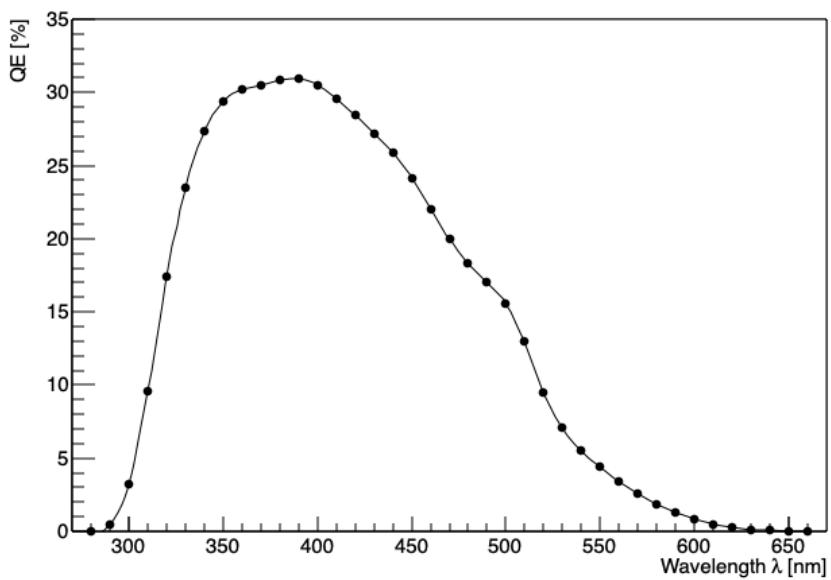


図 4.3: R12860 の QE (浜松ホトニクス社 提供)

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、RI 低減前の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 4.2)[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]。

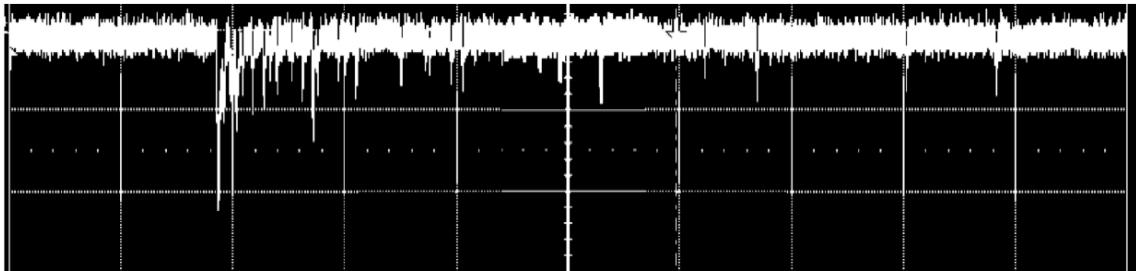


図 4.4: R12860 の連続パルス。横軸が $1 \mu\text{s}/\text{div}$ 、縦軸が $5 \text{ mV}/\text{div}$ 。 [6]

表 4.2: R12860 のダークレート測定の結果 [6][7]

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 ns	ランダム成分 + 連続パルス成分	8.3

4.3.2 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。このため、放射性不純物を低減したガラス (After RI reduction-R12860 ガラス, RI 低減後ガラス) 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。[7] の時点で $\sim 8 \text{ kHz}$ であった R12860 のダークレートは、RI の低減により約 5.2 kHz までダークレートを低減させることに成功した [6]。また、解析における連続パルスの除去によりダークレート 4.2 kHz での測定が可能となる [7]。さらに、 ^{40}K などの削減や、PMT の品質向上、安定な HK 測定環境での運用などの観点からダークレートが下げられることが期待でき、これにより HK のダークレートによる課題を達成できた。

第5章 ガラス中の鉄含有量と検出される チエレンコフ光

5.1 PMT ガラスと透過率

5.1.1 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、本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し、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。

先行研究 [8] では、RI 低減前後のガラスの透過率を分光光度計で測定し、RI 低減による透過率の変化を調査している。

5.1.2 透過率、吸光度

ガラスに入射する入射光の波長を λ 、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

$$T(x, \lambda) = \frac{I(x, \lambda)}{I_0} \quad (5.1)$$

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

$$T(x, \lambda) = \exp\left(-\frac{x}{L(\lambda)}\right) \quad (5.2)$$

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

$$A(x, \lambda) = -\log_{10} T(x, \lambda) \quad (5.3)$$

で定義される。

5.1.3 透過率の測定結果

厚さ 2.5 mm における、RI 低減前ガラスと RI 低減後ガラスの表面反射の影響を考慮した透過率 T' のグラフを図 5.1 に、RI 低減後ガラスにおけるその増加率 $T'_{\text{After}}/T'_{\text{Before}}$ を図

5.2 に示す。ここで、2.5 mm 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 5 mm の半分である。この結果より、R12860 の QE (図 4.3 を参照) のピーク領域内である波長 $\lambda = 350$ nm においては、RI の低減によって透過率が 4 % 向上したことがわかる [8]。

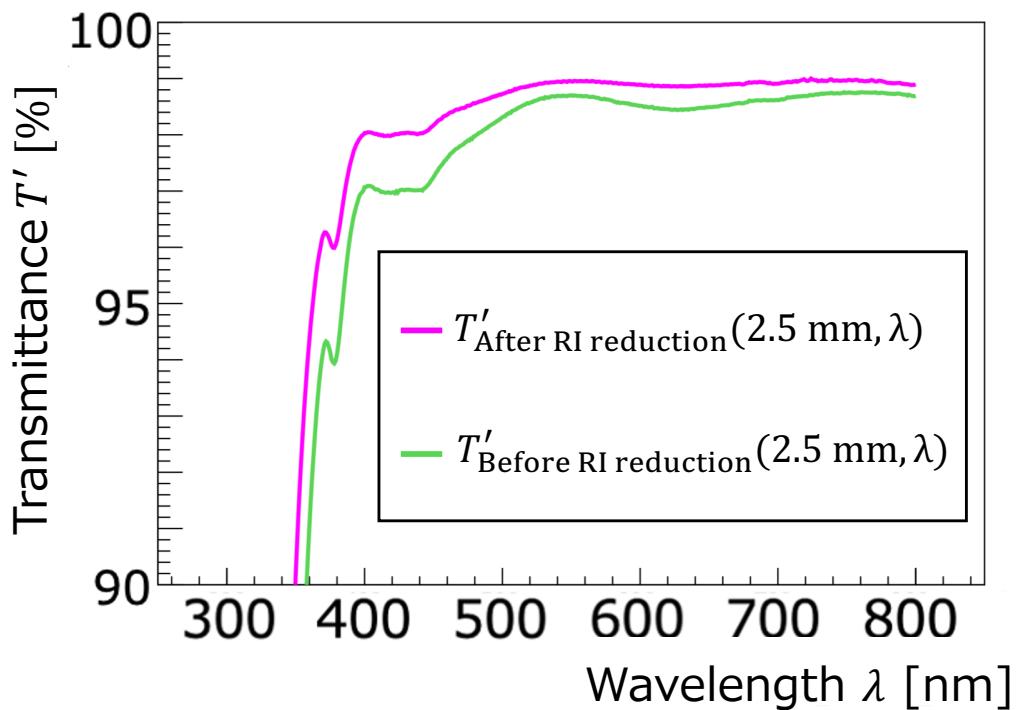


図 5.1: 厚さ 2.5 mm での RI 低減前ガラスと RI 低減後ガラスの透過率 [8]

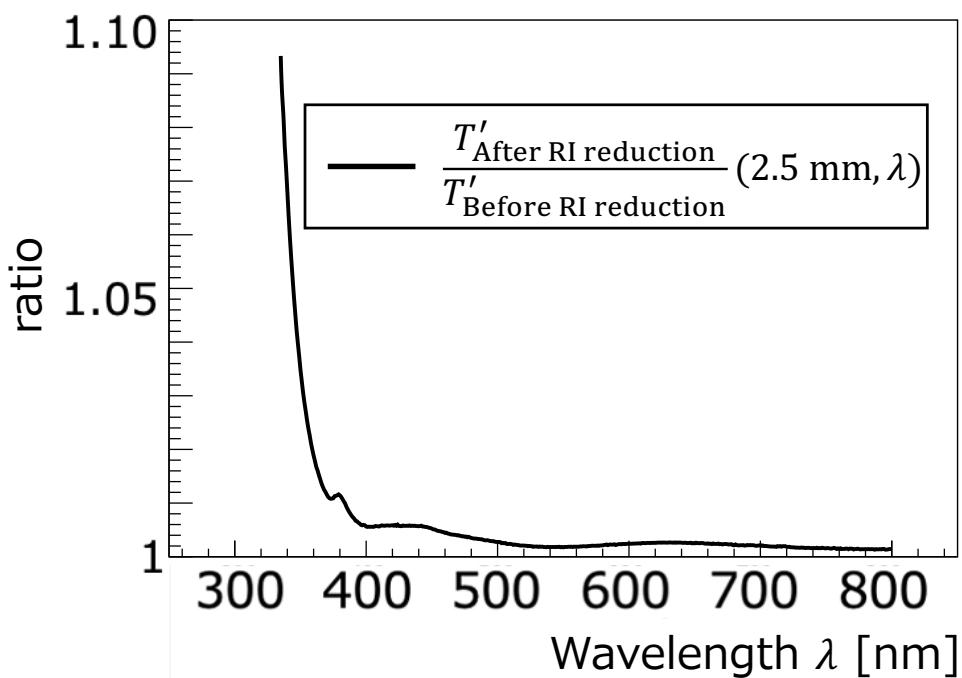


図 5.2: 厚さ 2.5 mm での RI 低減前ガラスと RI 低減後ガラスの透過率の比 [8]

5.2 ガラス中の鉄

図 5.1 より R12860 ガラスの透過率のグラフには、360-370nm 付近に谷が存在する。この透過率の谷は、図 4.3 に示した R12860 の QE のピーク 390 nm に近い位置に存在する。また、この透過率の谷は、3 倍の鉄イオン Fe^{3+} の吸収スペクトル(図 5.3)によって理解できる。図 5.3 に倣って、2.5 mm における RI 低減前ガラスと RI 低減後ガラスの真の透過率を式 (5.3) から吸光度に焼き直したものを図 5.4 に示す。図 5.3, 5.4 では、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。また、図 5.3 と 5.4 のグラフが極大・極小値をとる位置の波数を表 5.1 に示す。吸収物質(ここでは Fe^{3+})の吸光度が大きいほど、波長(波数)での透過率は減少する。表 5.1 より、極大・極小値の波数はそれぞれよく一致しているため、ガラスには 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。

表 5.1: ピークの波数 [cm⁻¹] [8]

極大・極小値の番号	1	2	3	4	5	6
Fe^{3+}	15167	19000	22833	24667	26250	27000
RI 低減前ガラス	16051	18182	22624	24814	26455	26882
RI 低減後ガラス	15949	18051	22727	24876	26525	26954

図 5.4 の結果から、6 つのピークにおいて、RI 低減後ガラスの鉄含有量を 1 とした時の、RI 低減前ガラスの相対吸光度を計算した。結果を表 5.2 に示す。また、XRF 測定器でガラス中の Fe 含有量を測定したところ、RI 低減後ガラスは 93.4 ppm、RI 低減前ガラスは 144.3 ppm であった。この結果から、低減後ガラスの鉄含有量を 1 とした時の相対 Fe 含有量を計算した。結果を表 5.3 に示す。これらの結果の比較から、吸光度と鉄含有量に比例関係があることがわかる。

表 5.2: 各ピークでの相対吸光度

Peak number	1	2	3	4	5	6
RI 低減後ガラス	1	1	1	1	1	1
RI 低減前ガラス	1.3720	1.2444	1.5072	1.4909	1.5204	1.5268

表 5.3: XRF 測定による Fe 含有量比

	Fe [ppm]	相対比
RI 低減後ガラス	93.4	1
RI 低減前ガラス	144.3	1.54

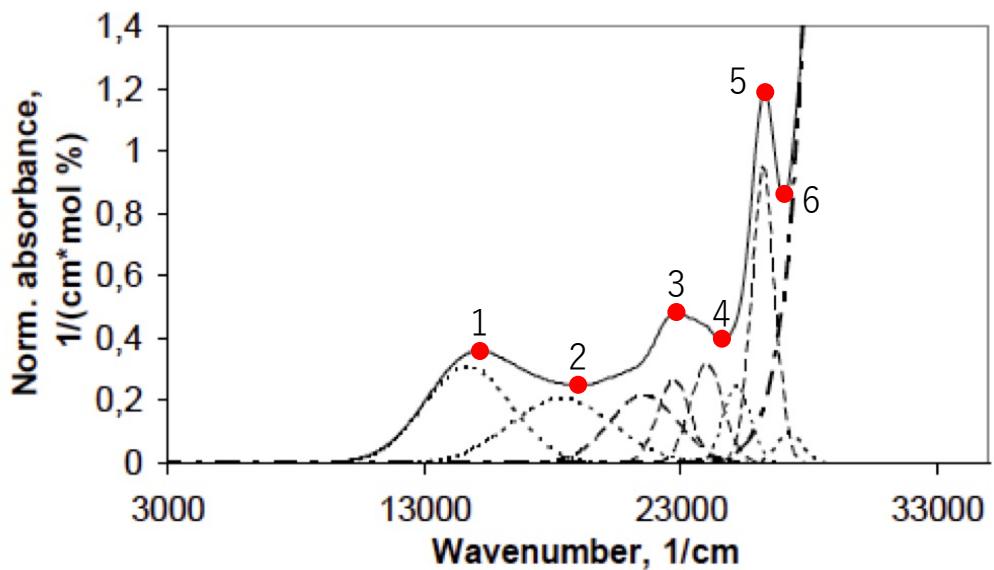


図 5.3: 3 値の鉄イオン Fe^{3+} の吸収スペクトルとピーク [8] [9]

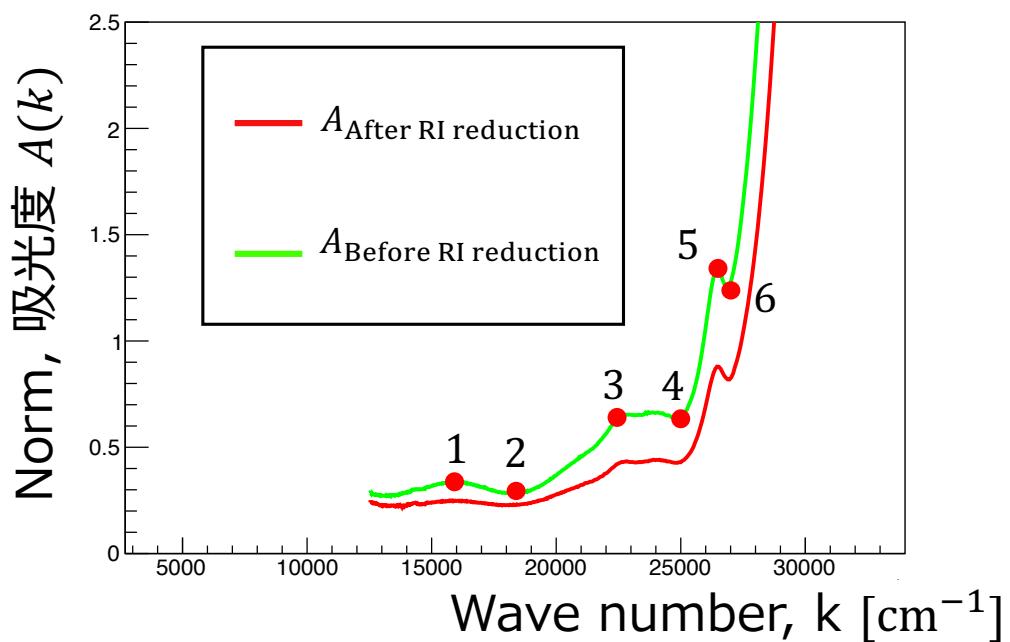


図 5.4: 透過率から計算した吸光度 $A(2.5 \text{ mm}, k)$ [8]

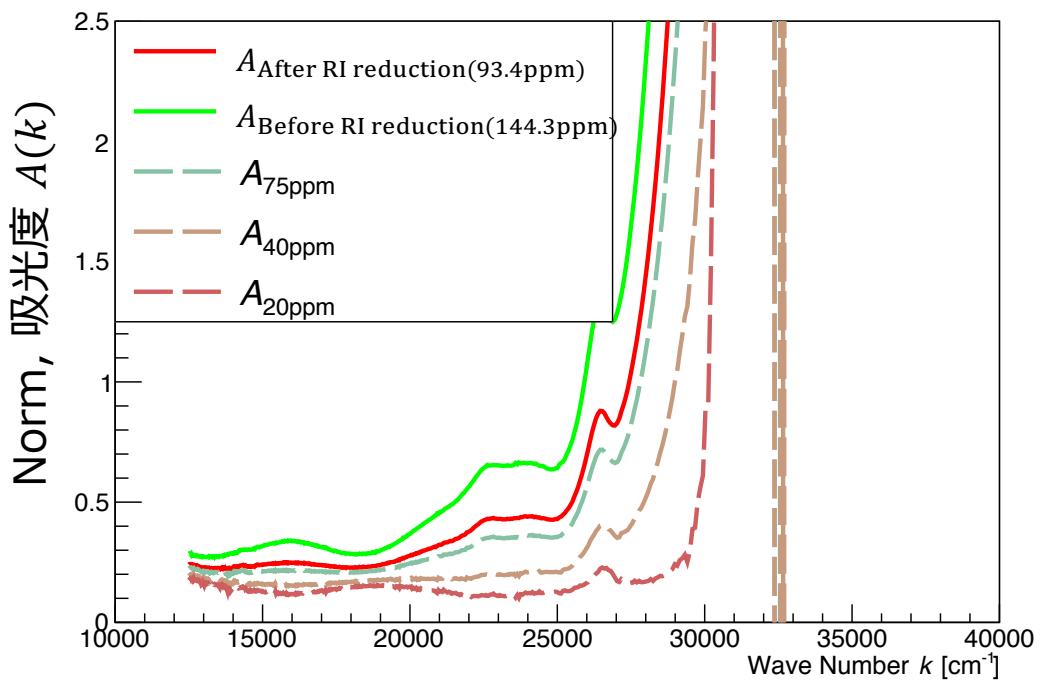


図 5.5: 鉄を減らした時に期待される吸光度 $A(2.5 \text{ mm}, k)$ [8]

5.3 鉄の低減による吸光度

鉄含有量と吸光度に比例関係があると仮定して、RI 低減前後の吸光度を差し引くことで、鉄を減らしたときに期待される厚さ 2.5 mm での吸光度を計算した（式（5.4））。鉄を減らした後の鉄含有量は、75, 40, 20 ppm と仮定した。結果を図 5.5 に示す。

$$A_{\text{certain ppm}} = A_{\text{Before}(144.3 \text{ ppm})} - \frac{A_{\text{Before}(144.3 \text{ ppm})} - A_{\text{After}(93.4 \text{ ppm})}}{144.3 - 93.4} \times (\text{鉄含有量の差 [ppm]}) \quad (5.4)$$

5.4 鉄の低減による QE

ガラス内の鉄量の変化に伴って透過率が変化すると、PMT の QE も変化する。図 5.6 は、PMT 表面のガラスとその内側の光電面の模式図である。 I_0 上は RI 低減前ガラス、下は鉄含有量を X [ppm] にした時のガラスを表している。また、 I_0 はガラスに入射する光子数、 I' はガラスを通過した後の光子数、 N^{e^-} は光電面から出していく電子数である。

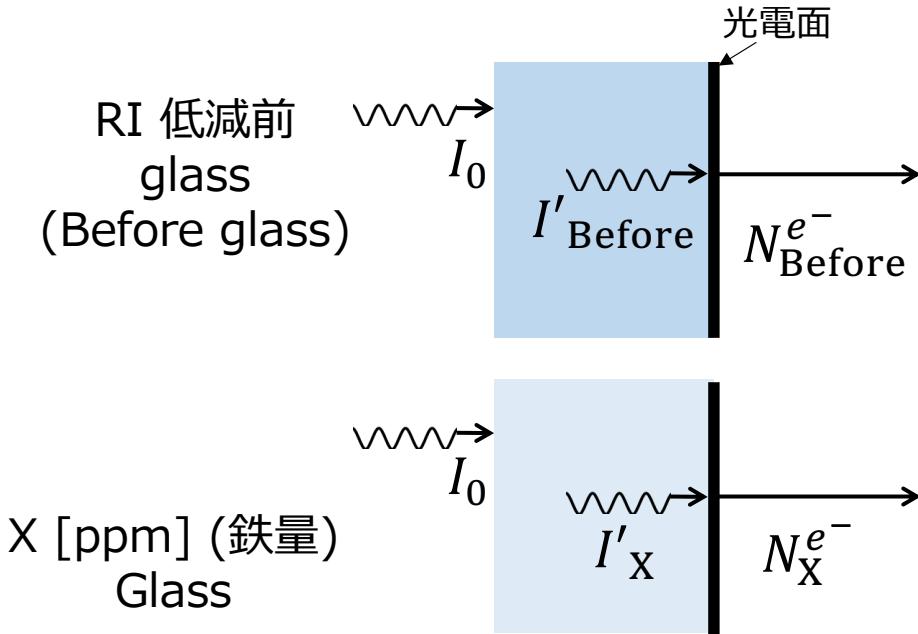


図 5.6: PMT 表面の模式図。上は RI 低減前ガラス、下はガラス中の鉄含有量を X [ppm] にした時のガラス。 I_0 はガラスに入射する光子数、 I' はガラスを通過した後の光子数、 N^{e^-} は光電面から出していく電子数。

上下のガラスで入射光子数 I_0 が等しいと仮定すると、式(5.1)より

$$T'_{\text{Before}} = \frac{I'_{\text{Before}}}{I_0} \quad (5.5)$$

$$T'_X = \frac{I'_X}{I_0} \quad (5.6)$$

なので、式(5.5), (5.6) から

$$\frac{T'_X}{T'_{\text{Before}}} = \frac{I'_X}{I'_{\text{Before}}} \quad (5.7)$$

がわかる。また、QE の定義から

$$\text{QE}_{\text{Before}} = \frac{N^{e^-}_{\text{Before}}}{I_0} \quad (5.8)$$

$$\text{QE}_X = \frac{N^{e^-}_X}{I_0} \quad (5.9)$$

$$N^{e^-}_{\text{Before}} \propto I'_{\text{Before}} \quad (5.10)$$

$$N^{e^-}_X \propto I'_X \quad (5.11)$$

であるから、式(5.7), (5.8), (5.9), (5.10), (5.11)より

$$\begin{aligned} QE_X &= \frac{N^{e^-}_X}{I_0} \\ &= QE_{\text{Before}} \frac{N^{e^-}_X}{N^{e^-}_{\text{Before}}} \\ &= QE_{\text{Before}} \frac{I'_X}{I'_{\text{Before}}} \\ &= QE_{\text{Before}} \frac{T'_X}{T'_{\text{Before}}} \end{aligned}$$

したがって、

$$QE_X = QE_{\text{Before}} \frac{T'_X}{T'_{\text{Before}}} \quad (5.12)$$

となる。

式(5.12)を用いて、鉄量を 75, 40, 20 ppm と変化させた時の QE を計算した。結果を図 5.7 に示す。

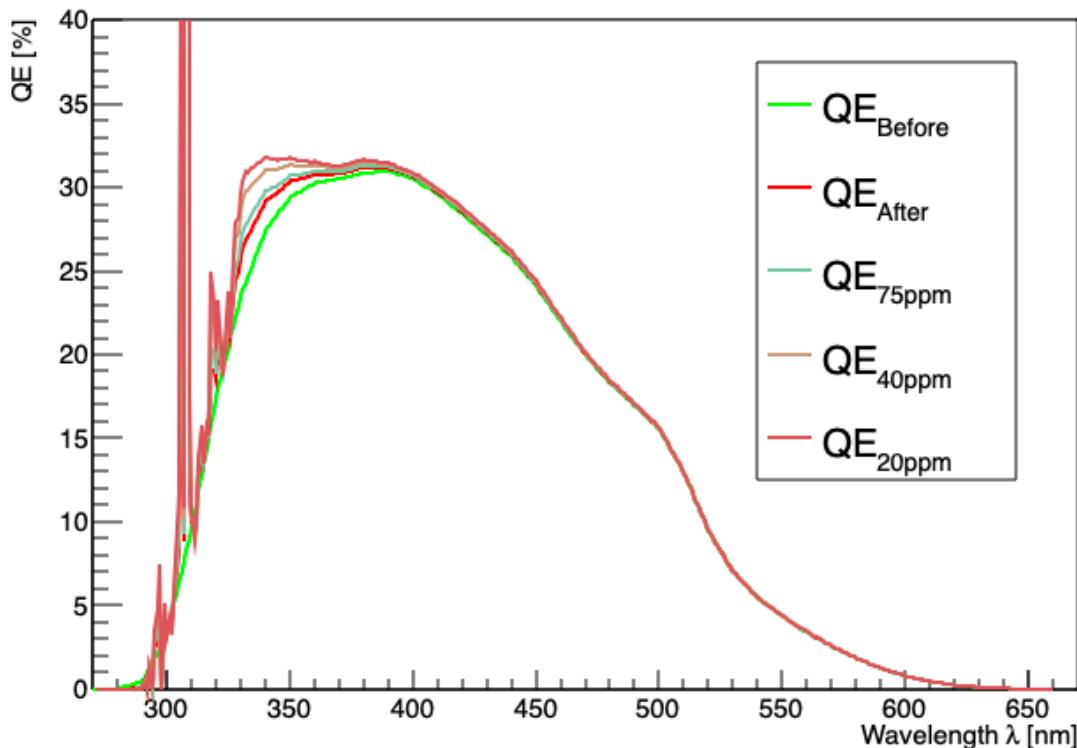


図 5.7: 鉄量を変化させた時の QE。QE_{Before} と QE_{After} は浜松ホトニクス社提供。

5.5 鉄の低減による検出チェレンコフ光

鉄を低減した時に期待される検出されるチェレンコフ光子数を求める。まず、吸光度と鉄量の比例関係から、鉄量を 75, 40, 20 ppm に減らした時の吸光度を求める。さらにこれら吸光度から、鉄を低減した時の透過率を求める。透過率、各鉄量に対応した量子効率、チェレンコフ光子数のスペクトルを掛け合わせて積分することで、検出されるチェレンコフ光を算出する。結果を表 5.4 に示す。上から、鉄含有量、被積分関数を書くにあたって使った QE、積分値、積分値の相対比である。積分範囲の下限を 309 nm に設定してあるが、これは波長が 309 nm よりも短い領域は、ガラスの厚さに対するデータ数が足りず、精度のよい測定ができていないためである [8]。相対比の結果から、ガラス中の鉄含有量を 144.3 ppm から 20 ppm にすることで、検出されるチェレンコフ光は 10.7% 増加することがわかった。

表 5.4: ガラス中の鉄含有量と検出されるチェレンコフ光 [8]

鉄含有量 [ppm]	144.3 (RI 低減前)	93.4 (RI 低減後)	75 (2020 年製)	40	20
QE _X (積分に使った QE)	QE _{Before}	QE _{After}	QE _{75ppm}	QE _{40ppm}	QE _{20ppm}
$\int_{309\text{nm}}^{660\text{nm}} d\lambda \text{QE}_X \times \frac{dN}{d\lambda} \times T'$	613994	638253	647635	667274	679424
検出されるチェレンコフ光 の相対比	1	1.040	1.055	1.087	1.107

第6章 PMT のアフターパルス解析

6.1 PMT のアフターパルス

PMT からの信号には、本信号であるメインパルスの他に、PMT 内の残留ガスを要因とする遅延信号が含まれる。これはアフターパルスと呼ばれる。光電面から発生する一次光電子によって、PMT 内の残留ガスがイオン化される。この正イオンが光電面に戻り、再び新しい信号を発生させることによって、本信号であるメインパルスよりも遅れたタイミングにアフターパルスが発生する。メインパルスからの遅延時間は、イオン化した核種の種類によって異なり、通常 $2 \mu\text{s} \sim 25 \mu\text{s}$ である。

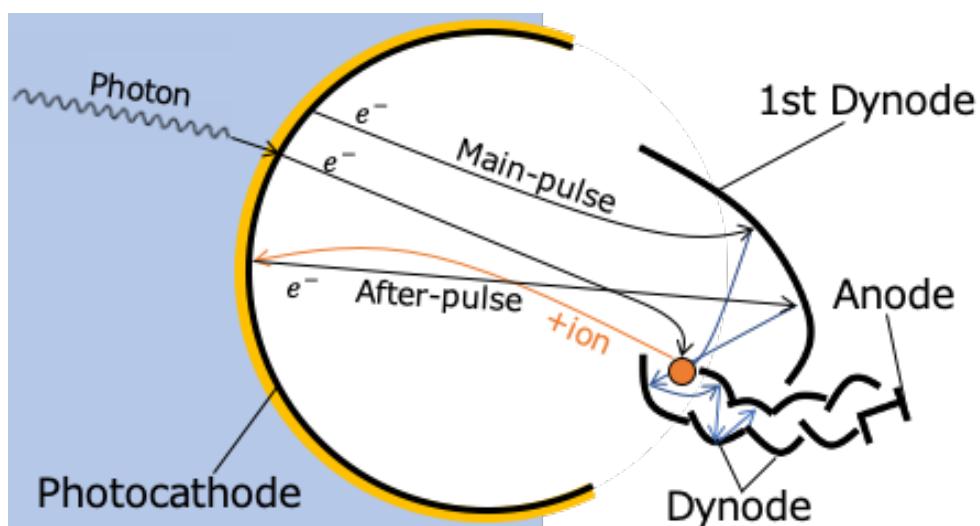


図 6.1: アフターパルス発生のメカニズム
波線は光子、黒実線は電子、橙実線は正イオンの飛跡。

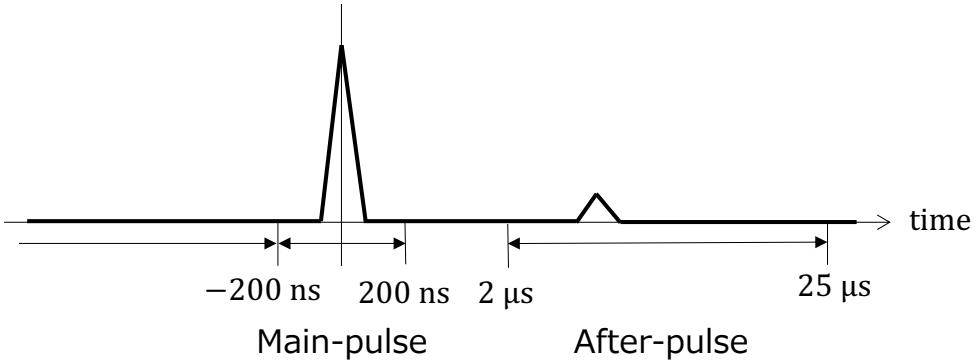


図 6.2: パルス発生時間

6.2 目的

PMT のアフターパルスは、ミューオン崩壊による電子 ($\tau \sim 2 \mu\text{s}$) や中性子捕獲 ($\tau \sim 200 \mu\text{s}$) のバックグラウンド源となる可能性がある。アフターパルスの量を見積もることで、HK に向けた PMT の開発に貢献する。

6.3 解析

SK に設置されている 136 本の HK 用 PMT のアフターパルス量を調査し、SK 用 PMT のアフターパルスと比較した。計算には、SK run 82828 (2020/6/6 10:18:45-2020/6/7 10:18:45) の宇宙線 μ 事象のデータを使用した。宇宙線事象の選択のため、SHE (Super High Energy) トリガーと OD (Outer Detector) トリガーが同時に鳴っているものを使用した。

6.3.1 Q で重み付けした hit time

PMT に入射した光子は光電面で電子に変換される。アフターパルスは電子によるガスのイオン化が要因となるため、解析には光電面で発生した電子の電荷量が重要となる。ID で測定された hit time の分布を電荷量 Q で重み付けした値 (charge [p.e.] \times (# of hits)) のヒストグラムを、各 PMT 製造時期と種類ごとに図 6.3-6.8 に示す。横軸は hit トリガー発生時間を 0 とした時の経過時間 (hit time [μs]) であり、bin 幅は $10 \text{ ns} = 0.01 \mu\text{s}$ である。

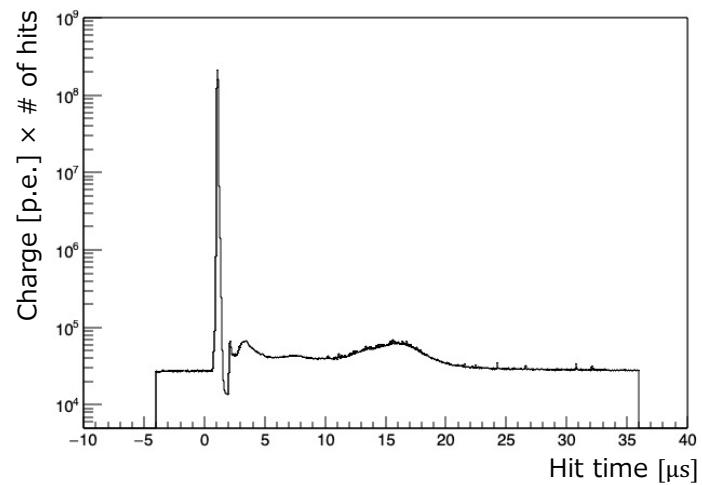


図 6.3: SK 用 PMT (1992-1995 年) における測定された電荷量 Q で重み付けした hit time

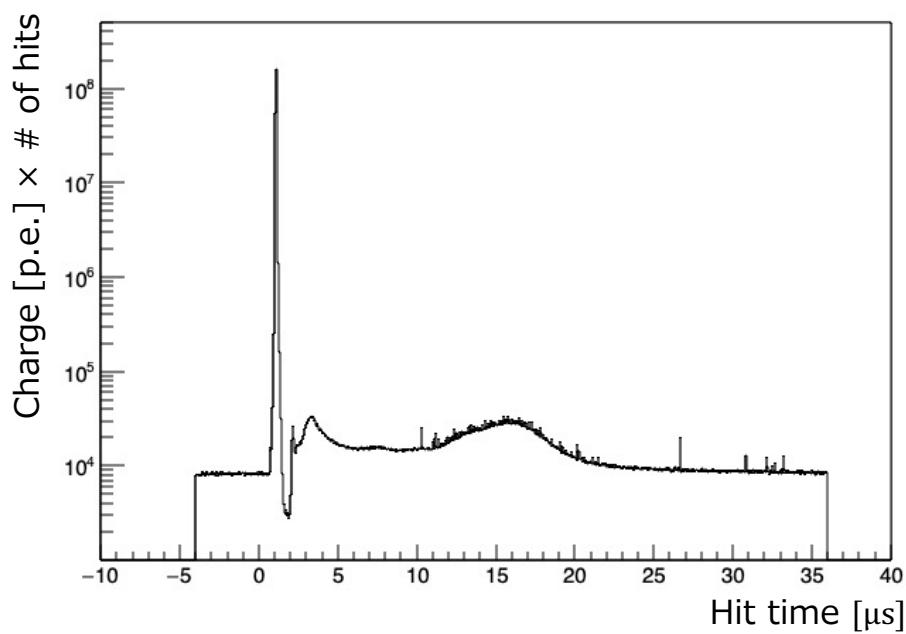


図 6.4: SK 用 PMT (1996-1997 年) における測定された電荷量 Q で重み付けした hit time

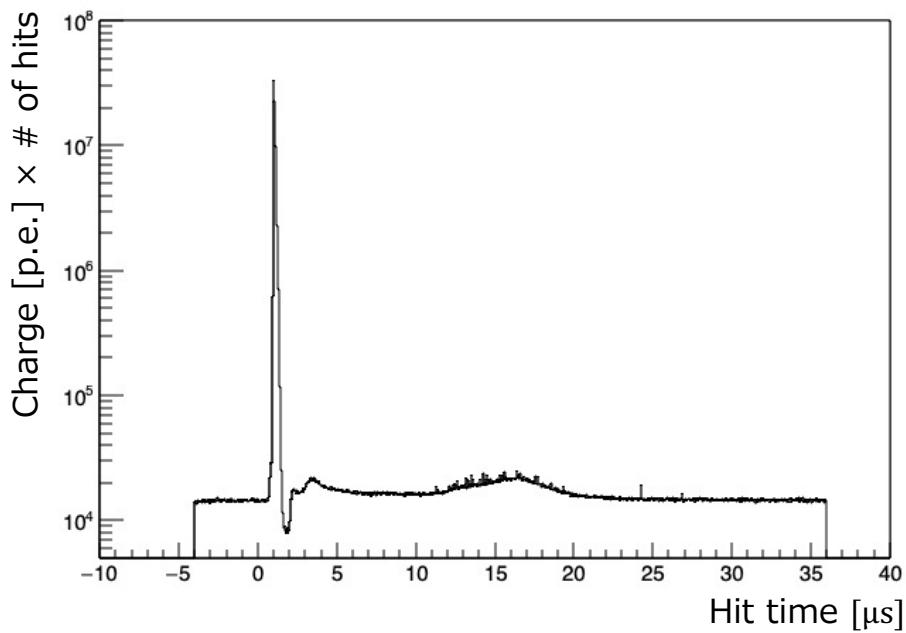


図 6.5: SK 用 PMT (2003 年) における測定された電荷量 Q で重み付けした hit time

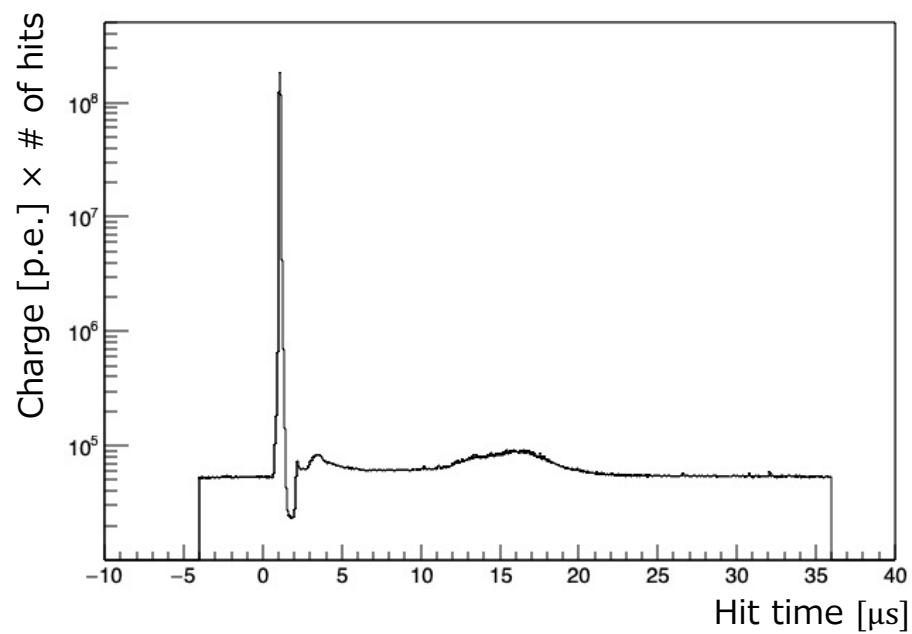


図 6.6: SK 用 PMT (2004 年) における測定された電荷量 Q で重み付けした hit time

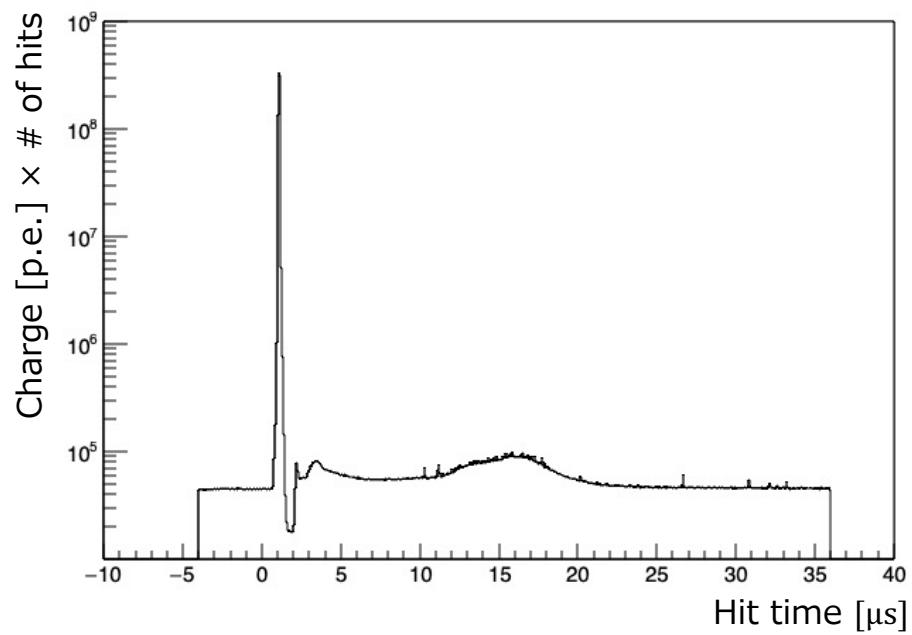


図 6.7: SK 用 PMT (2005 年) における測定された電荷量 Q で重み付けした hit time

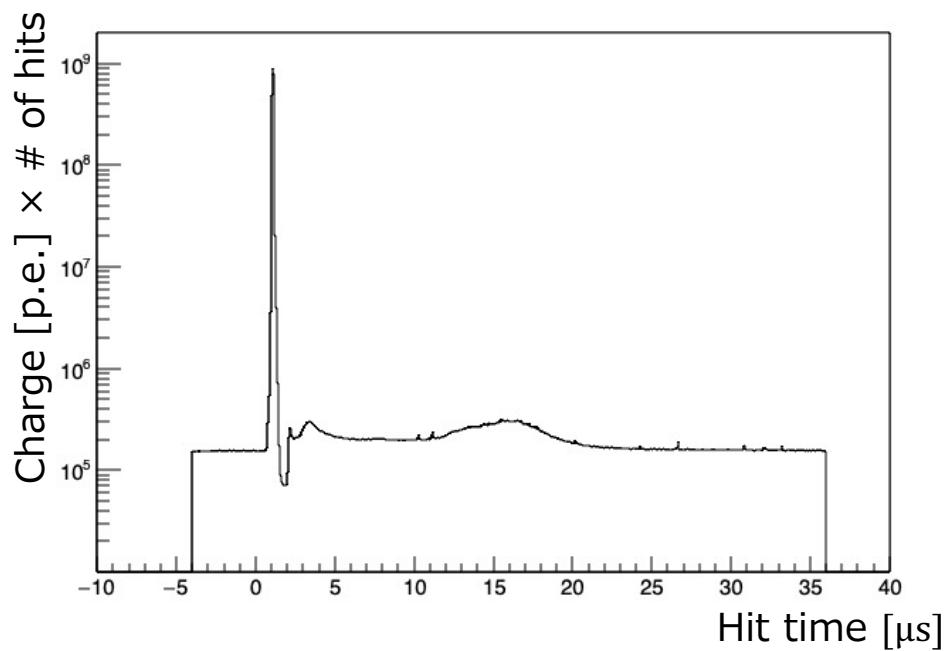


図 6.8: HK 用 PMT における測定された電荷量 Q で重み付けした hit time

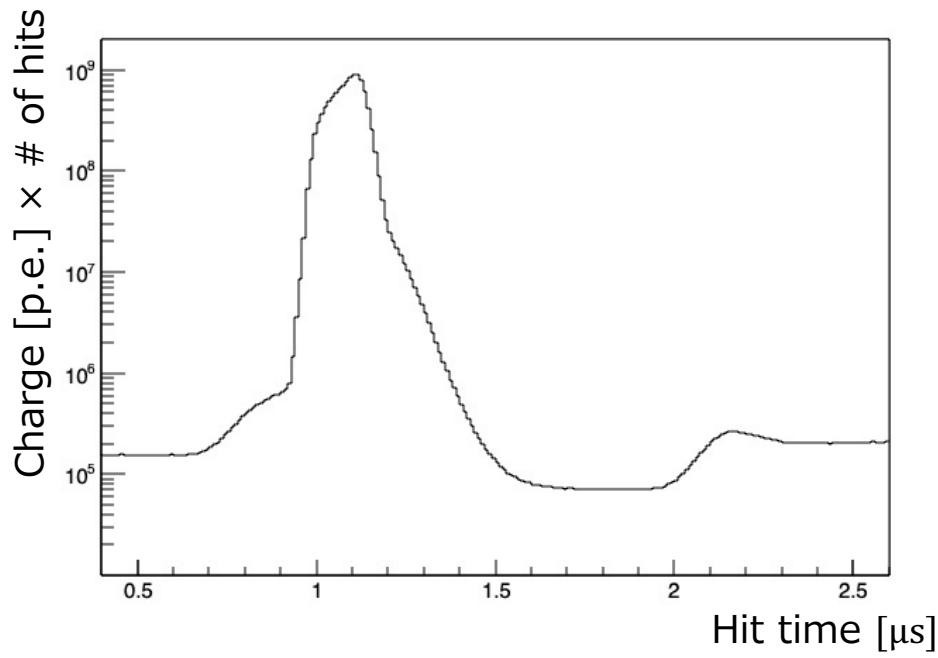


図 6.9: HK 用 PMT における測定された電荷量 Q で重み付けした hit time (拡大)

6.3.2 メインパルス、アフターパルス、バックグラウンド領域の定義

アフターパルス量を計算するため、メインパルス、アフターパルス、そしてオフセットの値を求めるためのバックグラウンド領域を定義する。ヒストグラムに対し、メインパルスが最大となるような時刻 t_0 を基準として、メインパルス領域は $-200 \sim 200$ ns、アフターパルス領域は $2 \sim 30 \mu\text{s}$ 、バックグラウンド領域は $-4 \sim -1 \mu\text{s}$ と定義した(図 6.10, 6.11)。ここで、SK の信号の読み出しエレクトロニクス (charge-to-time converter, QTC) にはコンデンサの充放電時間が必要であり、それによって信号の不感時間が生じる(図 6.12 [10])。メインパルス領域とアフターパルス領域に関しては、QTC の 900 ns に渡る不感時間を避けるようにして定義した。

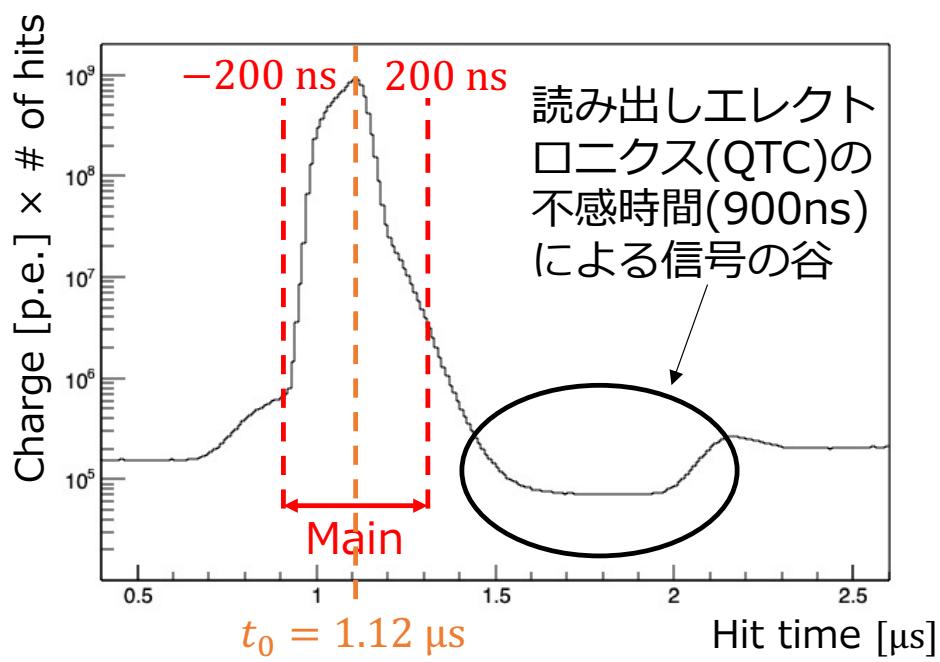


図 6.10: メインパルス領域

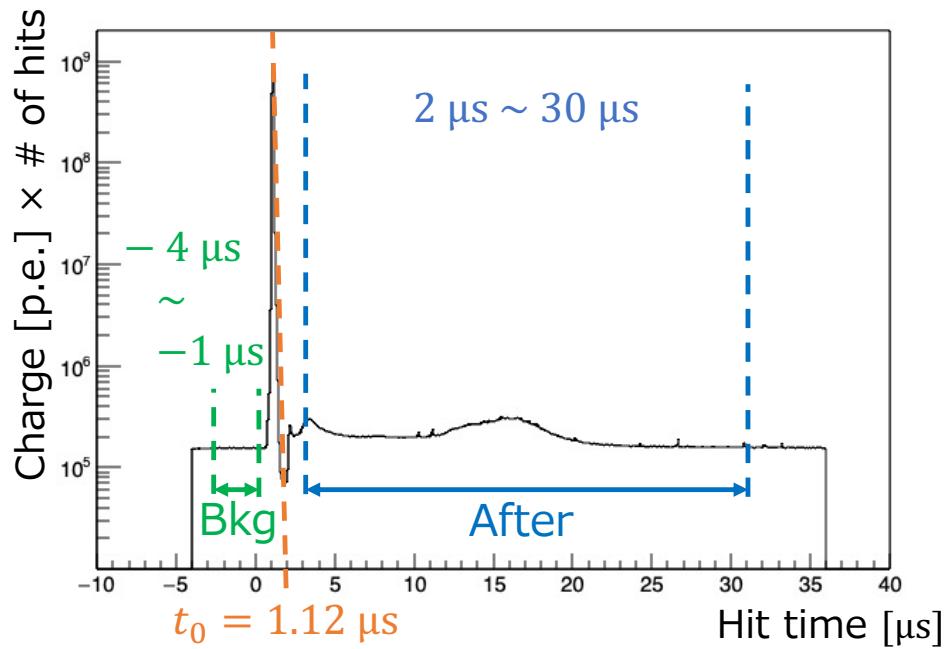


図 6.11: アフターパルス領域、バックグラウンド領域

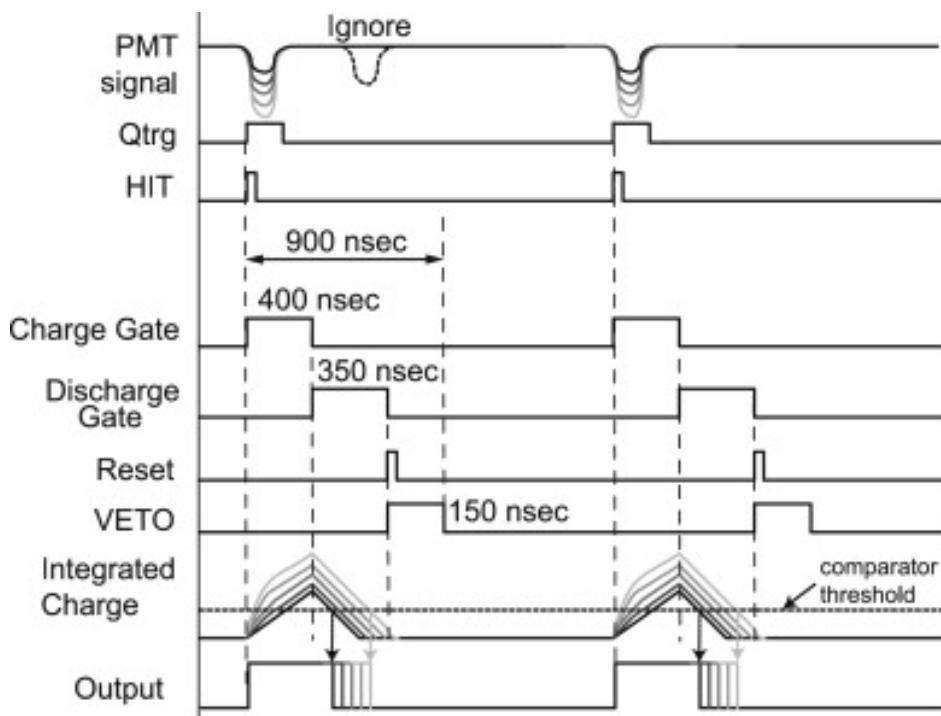


図 6.12: QTC のタイミングチャート [10]。1 hit の合計処理時間は、Charge Gate (400 ns)、Discharge Gate (350 ns)、VETO (150 ns) の合計時間 (900 ns) となる。

6.3.3 アフターパルス領域の分割

アフターパルス内でも 2 つの山が見えることから、アフターパルス領域をさらに 2 つの部分に分割した。領域はそれぞれ、アフターパルス 1 を $2 \sim 10 \mu\text{s}$, アフターパルス 2 を $10 \sim 30 \mu\text{s}$ とした (図 6.13)。

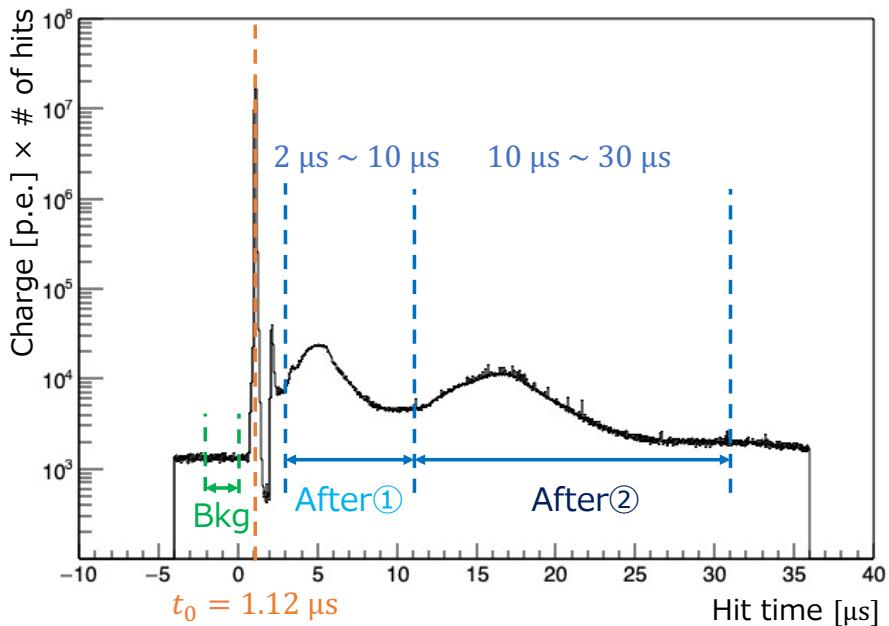


図 6.13: メインパルス領域

6.3.4 アフターパルス量の計算

まず、電荷で重みつけをした hit time のヒストグラムを、各時間領域で積分する。このとき、メインパルスとアフターパルス領域での積分値には、オフセットとしてバックグラウンド成分が含まれている。バックグラウンド領域から単位時間あたりのバックグラウンドを計算し、メインパルス領域とアフターパルス領域の時間幅に対応したバックグラウンドを差し引くことで、純粋なメインパルス量とアフターパルス量を計算する。これらの値を用いて、アフターパルスのメインパルスに対する相対量を計算する。

6.4 結果

結果を表 6.1 に示す。最も左が全 SK 用 PMT、順に各製造年度ごとの SK 用 PMT、最も右が HK 用 PMT に関する値である。アフターパルス量は、SK 用 PMT では 1.36 %、HK 用 PMT では 7.21 % という結果となった。HK 用 PMT はダイノードの構造上、正イオンが光電面に戻りやすいため、SK 用 PMT よりも AP が多くなる。HK 用 PMT のアフターパルス量の許容値は 15 % であり、この結果から、中性子捕獲信号の観測に問題がないことがわかった。

東京大学で行われた HK 用 PMT のアフターパルス測定は 6.5 % という結果であり、今回の結果と一致が見られる。また、これとは別に浜松ホトニクス社の方でも測定が行われ、その結果は 3.10 % であった。東大の結果と 2 倍ほど差が見られるが、これは東大で

は 1 photo electron 単位でのイベントでパルス数を測定する方法であるのに対し、浜松ホトニクスでは、大光量のイベントでの電荷数を測定する方法で行なっているためだと考えられる。

表 6.1: 各 PMT 製造年度でのアフターパルスの相対量と PMT の本数

	SK	SK	SK	SK	SK	SK	HK
total	1992	1996	2003	2004	2005	2017	
	-1995	-1997					-2018
After pulse/Main pulse [%]	1.36	1.41	1.37	1.83	1.47	1.16	7.21
After pulse 1/Main pulse [%]	0.43	0.52	0.48	0.59	0.43	0.33	3.61
After pulse 2/Main pulse [%]	0.92	0.89	0.90	1.24	1.05	0.83	3.60
PMT の本数	10517	3485	1014	976	2170	2872	136

第III部

GRB 由来のニュートリノ探索

第7章 イントロダクション

7.1 GRB (ガンマ線バースト)

GRB (Gamma-Ray Burst, ガンマ線バースト) は、宇宙遠方で短時間の間に大光度のガンマ線が放出される突発天体事象であり、1日に数回程度の頻度で検出器や衛星によって観測される。極めて激しく短い時間変動を伴い、放射エネルギーは合計で 10^{54} erg に達する。これは太陽が一生に放出するエネルギーに相当し、宇宙最大規模の天体现象である。継続時間は数十ミリ秒から数百秒と幅広く、光度曲線も図 7.1 のように多様なスペクトルを持つ。GRB の継続時間を定量的に評価する指標として、一般的に T_{90} という値が用いられる。 T_{90} は GRB で観測される全光子のうち 5 % から 95 % の計 90 % が放射される時間で定義される。

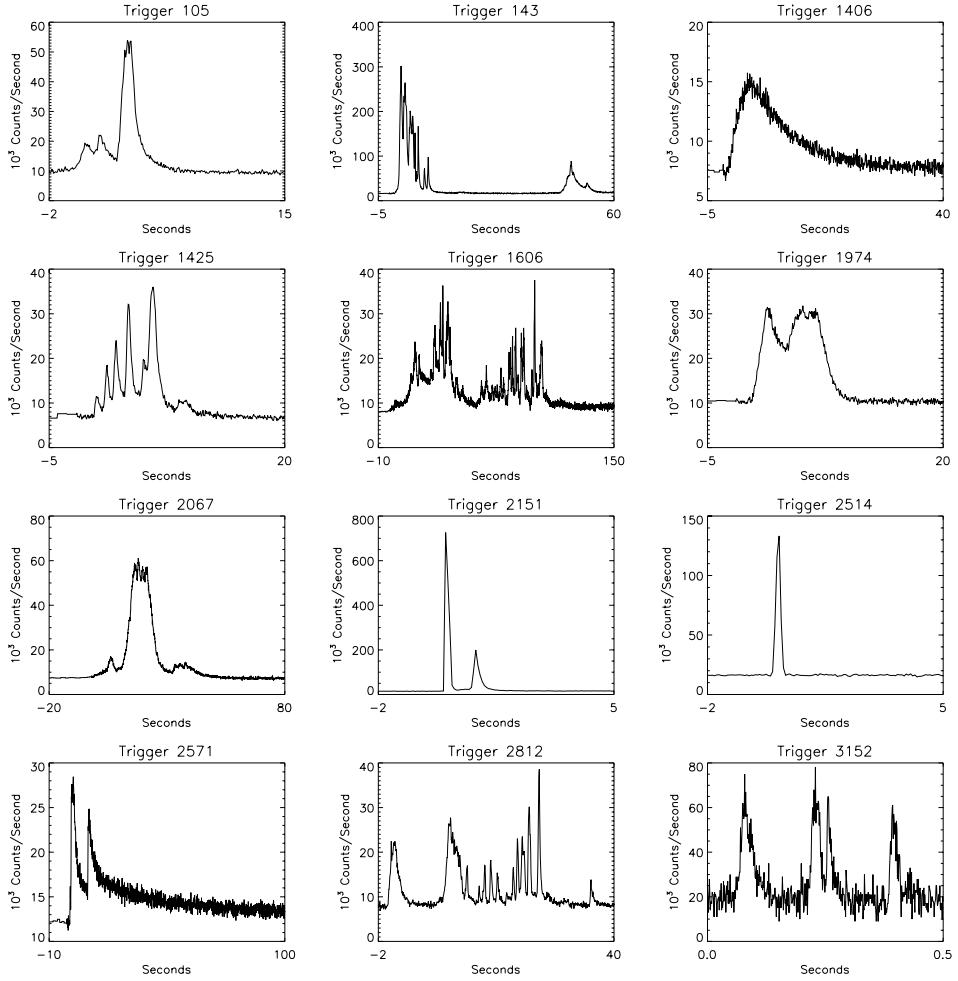


図 7.1: BASTE 検出器が観測した 12 個の GRB の時間変化 [12]

図 7.2 は BASTE 検出器が観測した 1234 例の GRB に対する T_{90} の分布である。2 秒程度を境にして 2 つのピークが見られ、 T_{90} が 2 秒以下の短いバースト (short GRB) と、2 秒以上の長いバースト (long GRB) の 2 種類に大別される。全 GRB の 75 % が long GRB であり、short GRB は継続時間が短く事象数が少ないとため、long GRB に比べて詳細な理解は進んでいない。Long GRB は Ic 型の重力崩壊型超新星爆発に付随したもののが数例発見されていることから、超新星爆発との関連が示唆されている。

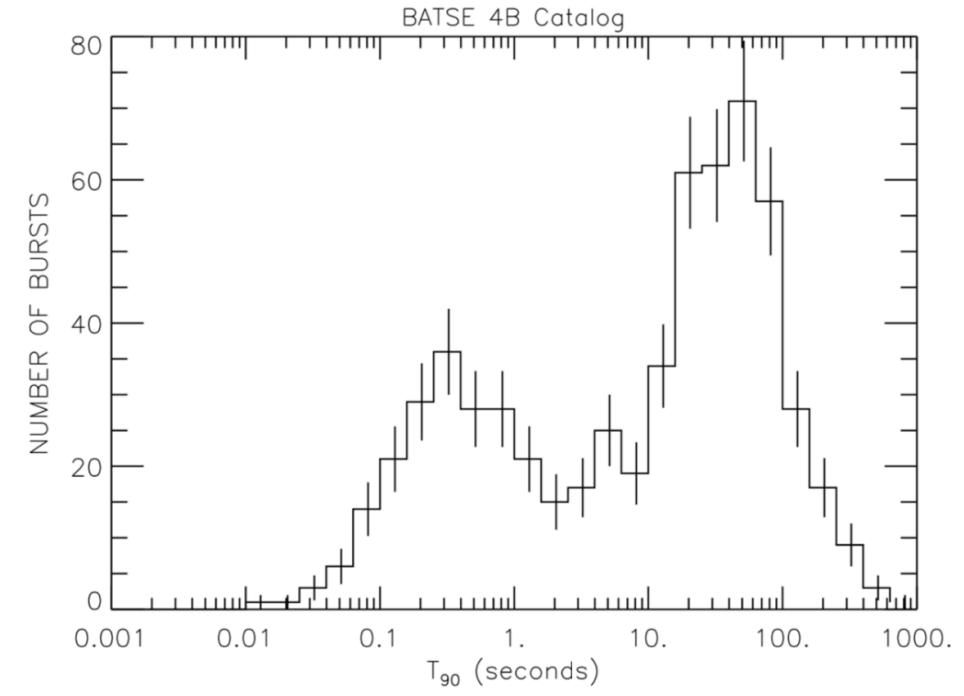


図 7.2: BASTE 検出器が観測した GRB 継続時間 [13]

ここで、光子は星間ガスやジェット内の物質と相互作用を起こすため、GRB 観測において天体の情報を取り出しづらい。そのため、光学観測と連携して、GRB ニュートリノの観測をすることが重要である。GRB ニュートリノについては、後の節で解説する。

7.2 GRB 光学観測

GRB の光学観測の歴史について簡単に述べる。1967 年、アメリカの核実験監視衛星 Vela は、0.2 ~ 1.5 MeV のエネルギー範囲にある短いガンマ線放出を捉えた。その後 1969 年から 1972 年にかけて計 16 個のガンマ線放出が観測され、1973 年には、アメリカのロスアラモス国立研究所の研究者が、これらのバーストが太陽系外からやってきていることを突き止めた [14]。1991 年、コンプトン・ガンマ線天文衛星 (CGRO) に搭載された BASTE(Burst and Transient Source Experiment) 検出器 [15] による観測から、全天から等方的に到来することが判明した (図 7.3 [16])。2000 年代に入り、バースト速報ネットワーク GCN (Gamma-ray Coordinates Network) の運用が始まると、近傍での long GRB である GRB030329 の残光から Ic 型超新星爆発 SN1998bw に酷似した成分が見つかった [17]。これにより、long GRB と重力崩壊型超新星爆発との関連が示唆された。また 2017 年、short GRB である GRB170817A と同時に、重力波検出器 Advanced LIGO が初の中性子星合体由来の重力波 GW170817 を観測し、中性子合体と short GRB との関連が示唆された。これにより、short GRB の理論予想が飛躍的に進歩した [18]。

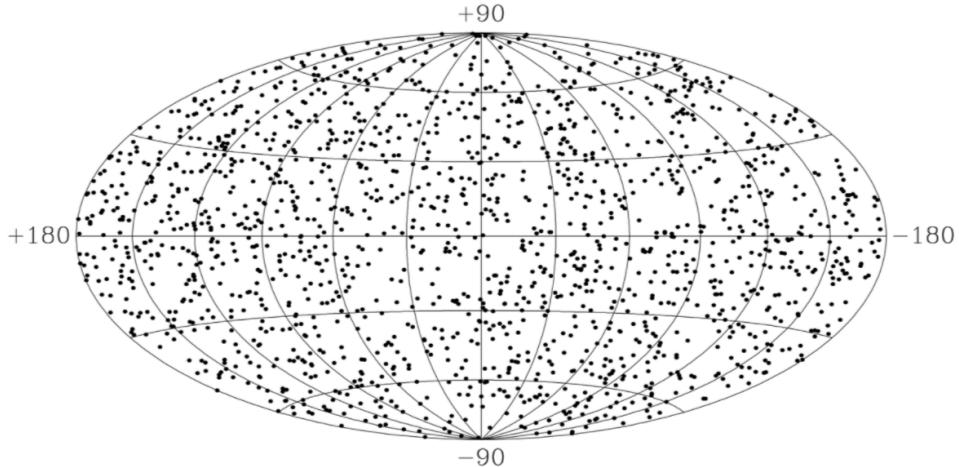


図 7.3: BASTE 検出器が観測した 1637 個の GRB の全天における分布 [16]

7.3 GRB 放射機構

これまでの天体観測により GRB への理解は進歩した。しかし、その放出天体や機構についての理論的解釈には未解明の部分が多く存在する。典型的な放射機構のモデルとして、天体のジェット内で衝撃波が生じ、加速された荷電粒子がガンマ線を放出する内部衝撃波モデル [11] がある。しかし内部衝撃波モデルには、衝撃波の速度に制限がかかる。この欠点を補うモデルとして、光子がジェットの表面付近で生成されるという光球モデルが挙げられている [21]。

7.4 GRB ニュートリノ

GRB ニュートリノは、GRB 天体のジェット内で荷電パイ中間子 π^\pm が生成・崩壊することによりできると考えられている。以下では、考えうる π^\pm の生成過程を 2 種類と、 π^\pm の崩壊による GRB ニュートリノの生成過程について説明する。

7.4.1 π^\pm の生成過程 1: 内部衝撃波での加速陽子による $p\gamma$ 反応

内部衝撃波モデル [11] では電子と同様に、陽子や重原子核も加速すると考えられる。しかし、衝撃波の磁場は加速陽子を内部に閉じ込める方向に働くため、ジェットの端付近で生成され直接脱出するか、反応により中性子となることで脱出する必要がある。このような加速陽子は高エネルギーガンマ線と反応し、式(7.1)のような Δ^+ 共鳴反応を介してパイ中間子を生成する。この反応では π^\pm, π^0 が生成され、 π^0 は直ちに 2 つの光子に崩壊する。

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^{\pm,0} \quad (7.1)$$

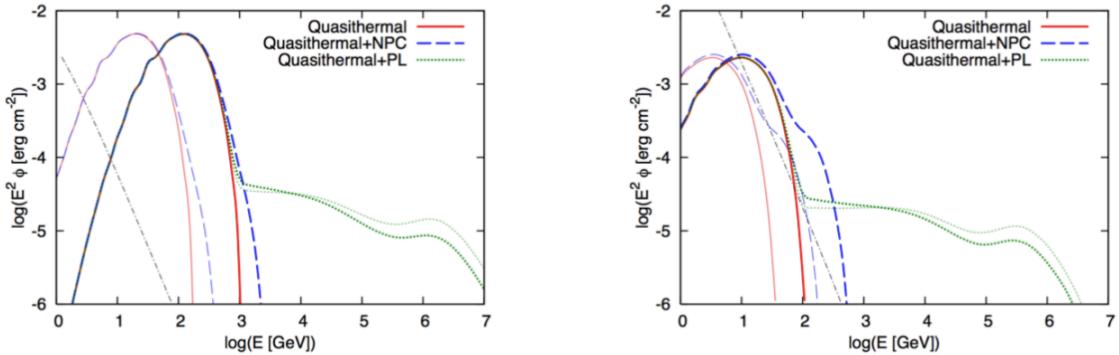


図 7.4: 光球モデルで生成されるニュートリノの典型的なスペクトル [22]

7.4.2 π^\pm の生成過程 2: 光球モデルでの非弾性衝突による核子反応

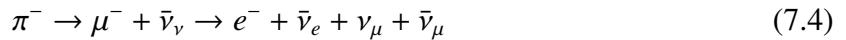
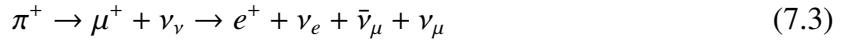
光球モデル [21] では、ジェット中に存在するであろう中性子による核子-中性子の非弾性衝突により、熱的な放射が予想される。非弾性衝突モデルでは、パイ中間子を生成する陽子と中性子の反応は、式(7.2)のようなものが例として挙げられる。

$$p + n \rightarrow \begin{cases} p + p + \pi^- \\ n + n + \pi^+ \\ p + n + \pi^0 \end{cases} \quad (7.2)$$

パイ中間子の反応で生成されるニュートリノは、100 GeV をピークに持つ GeV 領域で観測されると考えられている (図 7.4[22])。

7.4.3 π^\pm の崩壊による GRB ニュートリノ

荷電パイ中間子 π^\pm は式(7.3), (7.4) の反応でニュートリノ (GRB ニュートリノ) を生成する。



生成されるニュートリノのフレーバー割合は、式(7.3, 7.4) より

$$(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau)_{\text{source}} \sim (1 : 2 : 0) \quad (7.5)$$

であるが、地球に届くまでのニュートリノ振動の効果を考えると地球でのフレーバー割合は

$$(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau)_{\text{source}} \sim (1 : 1 : 1) \quad (7.6)$$

で近似できる。

GRB ニュートリノはニュートリノの質量によって、

$$t_{\text{delay}} = \frac{1}{2} \left(\frac{m_\nu}{E_\nu} \right)^2 \times (\text{ガンマ線の飛行時間}) \quad (7.7)$$

のようにガンマ線より遅く地球に到達する。しかし、ニュートリノの質量上限は数 eV 程度であると考えると、この寄与は 1 秒よりはるかに小さく（最も遠くで観測された GRB でも、 $t_{\text{delay}} \sim 10^{-3}$ s）なるため、ガンマ線と同時刻に地球で観測が可能であると考えられる。

7.4.4 GRB ニュートリノのエネルギー

光球モデルでは、核子の非弾性散乱により 100 GeV 程度にピークを持つようなスペクトルが期待される（図 7.4[22]）。本研究では、SK のエネルギー感度が高い領域（~1 TeV）を考慮し、光球モデルが予想する核子の非弾性衝突により生成されるニュートリノを探索した。

第8章 GRB からのニュートリノ探索

GRB から飛来するニュートリノ (GRB ニュートリノ) 探索は、これまでに IceCube ニュートリノ観測所などの大型ニュートリノ検出器実験により行われており [23]、SK でも過去に数回行われている [24][25][26]。TeV 以上の高エネルギー領域での探索を得意とする IceCube と比較して、SK は GeV 領域での検出精度が非常に高く、IceCube で観測できないエネルギー領域の探索からニュートリノの性質を探ることができる。

SK は大きく、太陽ニュートリノや超新星ニュートリノなどの低エネルギー領域 (数 MeV ~ 数十 MeV) の観測を行う low energy グループと、大気ニュートリノなどの高エネルギー領域 (数十 MeV ~) の観測を行う high energy の ATMPD (atmospheric neutrino & proton decay) グループに解析グループが分かれている。本研究では、ATMPD グループの 22 年分の SK 観測データを用いて、光学観測で観測された GRB の前後に 500 s ずつの time window を設け、その中で観測されたニュートリノを足し上げることで、バックグラウンドからの超過がないかを調査した。

8.1 使用データ

8.1.1 光学観測による GRB 情報

GRB は、NASA の Gamma-Ray Coordinate Network (GCN) を中心に観測される。GCN のシステムには、Notices と Circular の 2 つのパートがある。衛星によって GRB が観測されると、GCN Notices は他の衛星や観測所へ GRB の位置を送信し、それにより GRB の追観測が行われる。その後、追観測で得られた GRB のパラメータが GCN Circular によって集められ、世界中の研究者や研究施設に送信される。図 8.1 に、GCN のデータ送受信の模式図を示す [19]。

観測された GRB のパラメータをまとめたデータベースとして、GRBweb (https://icecube.wisc.edu/grbweb_public/index.html) が^d IceCube グループにより公開されている。GRBweb には GRB のパラメータが記録されており、GCN Circular から送信される情報の他、Fermi 望遠鏡、Swift 衛星、IPN (InterPlanetary Network)、BeppoSAX 衛星、BATSE 検出器からの直接の情報も含まれる。本解析では、GRBweb のデータから得られた値を基に解析を行った。GRBweb にまとめられたパラメータのうち、解析に関係する主な値を表 8.1 に示す。

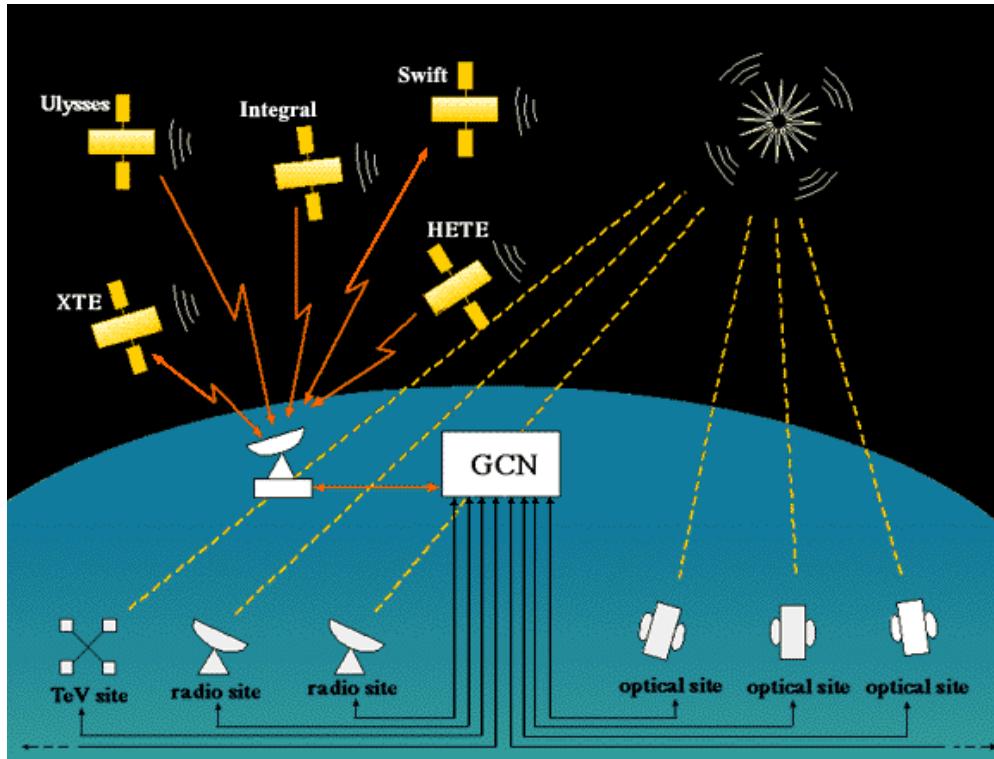


図 8.1: GCN のデータ送受信の模式図 [19]

8.1.2 ニュートリノデータの分類

SK では 100 MeV 以上の高エネルギー ニュートリノ事象は、ニュートリノの反応した位置と反応後の粒子の情報によって種類分けされており、大きく FC (Fully-Contained Event)、PC (Partially-Contained Event)、UPMU (Upward Going-Muon Event) の 3 種類に分けられる。

- FC (Fully-Contained Event)

ニュートリノが Inner Detector (ID) の有効体積内で反応した事象。反応後の荷電粒子が全エネルギーを SK タンク内で全て落とす事象。

表 8.1: GRBweb に記録されている GRB 情報

GRB_name	GRB 名
T0 (UTC)	GRB トリガー時刻 T_0
ra [°]	J2000 座標での赤道座標
decl [°]	J2000 座標での偏角
T90 [s]	観測光子のうち 5%~95% の計 90% が放射される時間 T_{90}
redshift [a.u.]	GRB との距離 (赤方偏移)
T100	GRB が観測された合計時間 T_{100}
mjd (T0) [day]	T_0 を修正ユリウス日で記述したもの

- PC (Partially-Contained Event)

ニュートリノが ID の有効体積内で反応した事象。生成粒子が ID を抜け出し、Outer Detector (OD) でもエネルギーを落としきらずにタンクから抜け出す事象。

- UPMU (Upward Going-Muon Event)

地球の反対側から飛来したニュートリノが岩盤と反応し、生成されたミューオンが上向きに入射する事象。上方から入射するミューオンは、SK では「宇宙線ミューオン」と「ニュートリノ由来」とを区別できないが、下方から入射するミューオンは「ニュートリノ由来」である可能性が大きいため、ニュートリノ事象として扱う。UPMU 事象はさらに、ミューオンがタンク内で全エネルギーを落とす Stopping Muon と、ID を突き抜けて OD でも エネルギーを落とす Through-Going Muon、電磁シャワーを起こす Showering Muon の 3 つに分けられる。

図 8.2 に、3 種類のニュートリノ事象の定義についての模式図を示す。図 8.3 は大気ニュートリノ MC シミュレーション (MC) による、それぞれの種類ごとのニュートリノのエネルギースペクトルである。エネルギーの平均値は FC で約 1 GeV、PC と UPMU (Stopping) では約 10GeV、UPMU (Through) で約 100 GeV である。FC, PC, UPMU それについてデータの選別手法が異なり、詳しくは付録 C に記載した。今回の解析では、エネルギー領域や飛来方向などの性質の違いから、FC, PC, UPMU に対してそれぞれ個別に解析を行った。

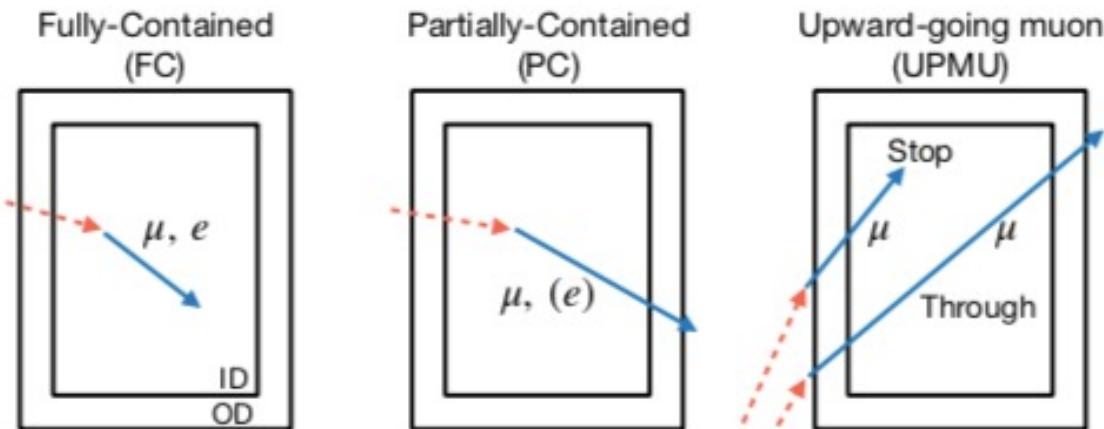


図 8.2: SK での 3 種類の高エネルギーニュートリノ事象の模式図 [11]。PC 事象には電子ニュートリノがわずかに含まれるが、ほとんどがミューニュートリノである。

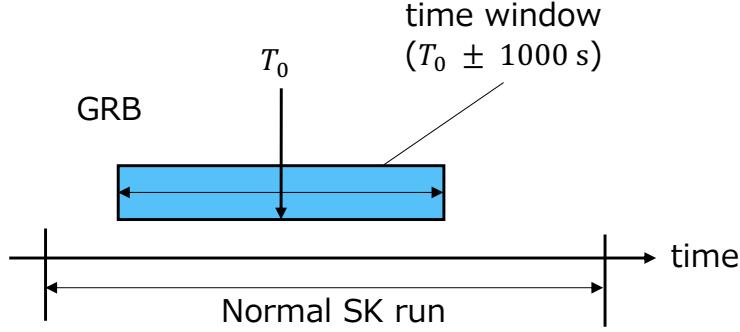


図 8.4: GRB の time window

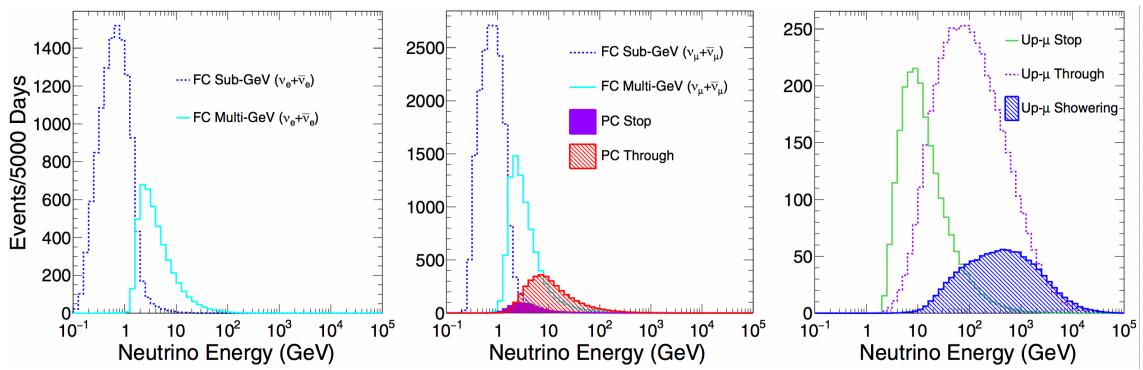


図 8.3: 大気ニュートリノシミュレーションによるニュートリノエネルギースペクトル [20]。左図：FC、中図：PC、右図：UPMU。

8.2 解析準備

8.2.1 Time window

GRB のガンマ線放出の合計時間である T_{100} は、0.01 s から 1000 s 程度まで広く分布する。本解析では全 GRB に対し、ニュートリノ事象を探索する範囲である time window を、GRB トリガー時間 T_0 を基準に ± 500 s、合計 1000 s に設定した(図 8.4)。

8.2.2 SK run summary における run の選別

GRB トリガー時間 T_0 と SK でのイベント観測時間は、GPS で同期されている。本解析では、ニュートリノ事象の探索とバックグラウンド計算には図 8.5 の GRB (a) の様に time window が一つの Normal run に完全に含まれる GRB を使用し、バックグラウンドレート計算には図 8.5 の normal SK run (C) の様に GRB の time window と被っていない run を使用した。この解析には、GRB time window の開始・終了時刻と、run の開始・終了時刻の関係を調べる必要がある。run の開始・終了時刻の取得には、SK run summary を用いた。

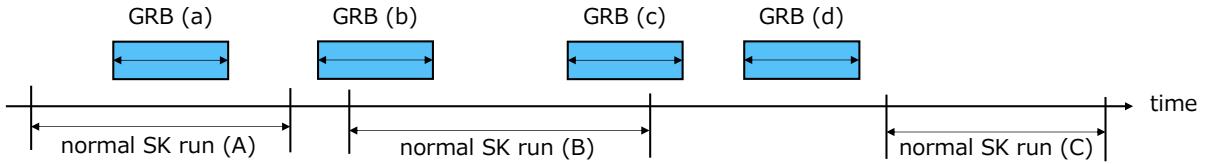


図 8.5: SK の normal run と解析に用いた GRB time window との時間関係の模式図。GRB (a) は time window が 1 つの normal run に全て含まれており、live time に含める。一方、GRB (b) と (c) は time window が一部 normal run からはみ出しており、GRB (d) の time window 中は SK がデータを取得していないので live time に含めない。

SK run summary には、run の開始・終了時刻が ”YY/MM/DD hh:mm” (JST) 表記で記録されており、時間の精度は分単位である。GRB との時間関係を調べるために、解析ではこれを修正ユリウス日に変換した値を用いる。

SK run summary に記録された時刻の一部には、時刻が ”00/00/00 00:00” のような表記をしているものや、1 つの run の継続時間が 24 時間を超てしまうような記録があるものがある。本解析ではそのような記録情報に不備がある run を error run とし、解析から取り除いた。また、error run ではないものを normal run と呼ぶ。

8.2.3 Time window 内のニュートリノ事象数

ニュートリノ事象数の計算には、time window が一つの Normal run に完全に含まれる GRB (図 8.5 GRB (a)) を使用した。このような GRB は全部で 3998 個、このうち SK の下方で発生したものが 1863 個であった。それぞれの GRB に対しニュートリノ事象を探索し、387 個のニュートリノ事象を得た。得られた事象について、期間と種類を表 8.2 に記す。

表 8.2: Time window 内のニュートリノ事象数

	FC	PC	UPMU
SK-I	111±10.5	10±3.2	5±2.2
SK-II	1±1	0	0
SK-III	2±1.4	0	1±1
SK-IV	220±14.8	23±4.8	14±3.7

8.2.4 Time window 内のバックグラウンド計算

SK run, subrun と subrun 時間の計算

SK run は、さらに細かい単位である subrun に分かれており、1 から順に番号が振られている (図 8.6)。subrun において、subrun のデータ取得時間である measure time のうち SK がイベントデータを取得している時間を live time と呼び、それ以外の時間を dead

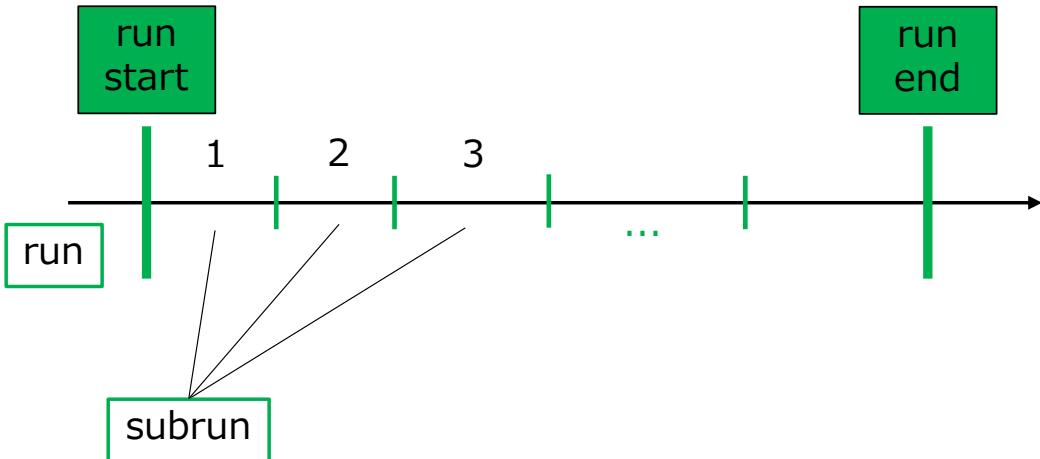


図 8.6: SK run と subrun の関係

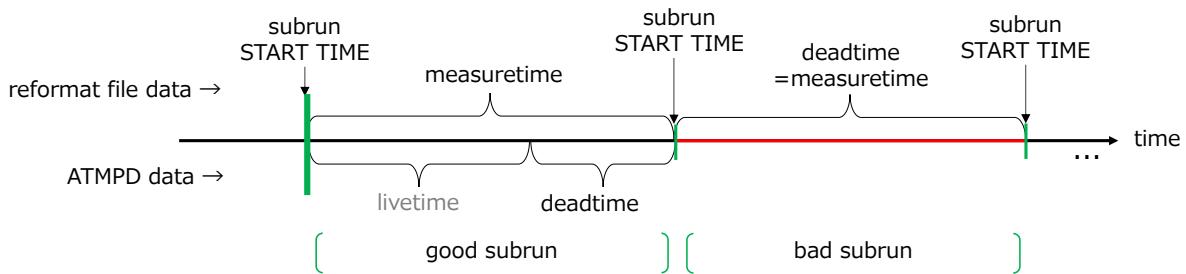


図 8.7: subrun 内の時間関係と時間計算に使用したデータ。左側が good subrun、右側が bad subrun を表す。

time と呼ぶ。live time と dead time の和は measure time となる。また、subrun のうち、全くデータを取得していない subrun を bad subrun と呼び、そうでない subrun を good subrun と呼ぶ。本解析では、bad subrun の measure time は全て dead time として扱った。

解析にあたり、subrun ごとの measure time、live time、dead time を、reformat file data と ATMPD の run data から計算した。reformat file data は subrun ごとに存在し、PMT にヒットがあった時の時間情報が秒単位で記録されている。ATMPD run data は SK の観測フェーズごとにまとめられており、subrun ごとの measure time と dead time が 10^{-2} 秒単位で記録されている。まず、reformat file data に記述のある subrun START TIME を使って、現在の START TIME と次の START TIME の差分を measure time とした。ここで、bad subrun の場合は measure time = dead time とする。good subrun の場合は、ATMPD data に記述のある subrun ごとの dead time をそのまま dead time として扱い、それを measure time から差し引くことで live time とした(図 8.7)。reformat file data と ATMPD run data の時間精度から、この計算での live time の時間精度は秒単位となる。

GRB time window 内の total live time

本項では、GRB time window 内のバックグラウンドの計算のために、GRB time window 内の live time の計算を行う。GRB time window 内の livetime の計算には、GRB time window が一つの normal run に完全に含まれる GRB (図 8.5 GRB (a)) を使用した。GRB time window 1つ分における measure、dead、live time をそれぞれ (window measure time)、(window dead time)、(window live time) とすると、計算手順は GRB time window の開始時、途中、終了時で以下の段階に分かれている。

1. GRB time window 開始時刻の検索

GRB が含まれている normal run の run 開始時刻を始点として、subrun measure time を足し上げていく。

2. GRB time window 開始時における window measure time と window dead time の計算

run 開始時刻と subrun measure time の合計の和が time window 開始時刻を超えたたら (time window の開始と subrun が重なる時刻を見つけたら)、その subrun において (include time) = (subrun と time window が重なっている時間) を計算し、それを (window measure time) に加える。また、(include ratio)=(subrun dead time)/(subrun measure time) を計算し、(include time)×(include ratio) を (window dead time) に加える。

3. GRB time window 中の window measure time と window dead time の計算

time window 中も measure time を足し上げていく。同時に、subrun dead time を (window dead time) に加えていく。また、time window 中では subrun measure time を (window measure time) に加えていく。

4. GRB time window 終了時における window measure time と window dead time の計算

(2.) と同様に、run 開始時刻と measure time の合計の和が time window 終了時刻を超えたたら (time window の終了と subrun が重なる時刻を見つけたら)、その subrun において (include time) = (subrun と time window が重なっている時間) を計算し、それを (window measure time) に加える。また、(include ratio)=(subrun dead time)/(subrun measure time) を計算し、(include time)×(include ratio) を (window dead time) に加える。

5. Window live time の計算

(window measure time) から (window dead time) を引くことで、これを GRB 1つ分における live time (window live time) とする。

(1.)~(4.) の手順の簡単な概念図を図 8.8 に示す。(1.)~(5.) 手順を全 GRB に行い、SK-I から IV の各期間ごとに window live time を合計することで、total live time とした。また、ニュートリノ事象の種類 (図 8.2) ごとに解析を行うため、GRB の発生方向を SK 下方に制限したものについても計算を行った。結果を表 8.3 に示す。

バックグラウンドレート

バックグラウンドレートを計算するために、GRB time window が含まれない normal run (図 8.5 normal SK run (C)) を使用して、SK-I、SK-II、SK-III、SK-IV の各期間でニュート

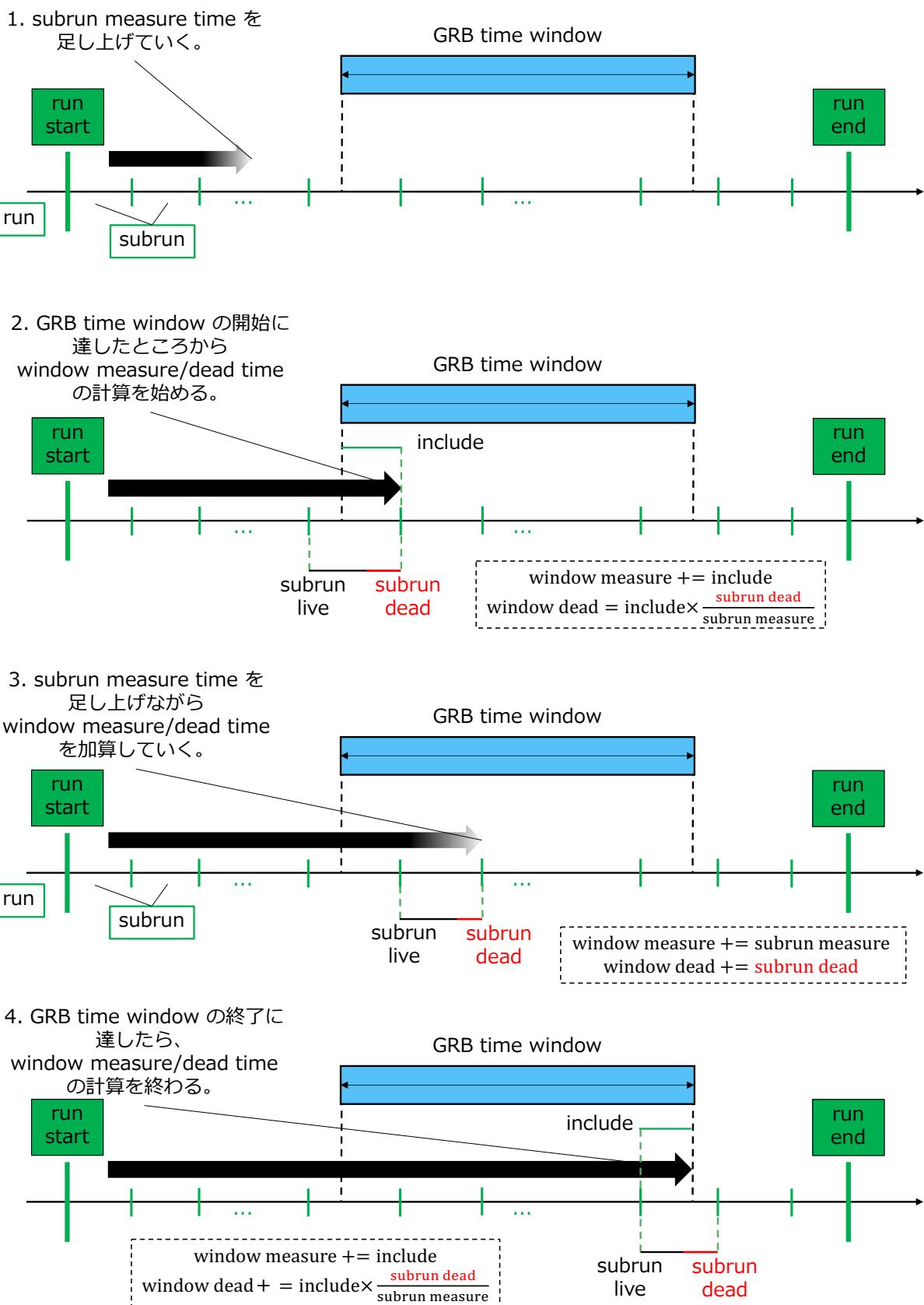


図 8.8: GRB ごとの window live time 計算手順

表 8.3: GRB time window 内の total livetime [s]

	全方向	SK 下方
SK-I	1144281.4	541045.0
SK-II	9689.9	5731.3
SK-III	32049.9	17312.0
SK-IV	2521148.1	1152262.2

リノ事象の種類ごとに事象数の計算を行った。また、使用した run の total live time を各期間で計算した。結果を表 8.4 に示す。ニュートリノ事象数を total live time で割ることで、バックグラウンドレートが計算できる。バックグラウンドレートを表 8.5 に示す。

表 8.4: GRB time window が含まれていない normal run の total live time とニュートリノ事象数

	total live time [s]	FC	PC	UPMU
SK-I	52528548.7	4897	367	833
SK-II	32255296.3	2936	196	451
SK-III	8887169.0	747	70	147
SK-IV	138909366.4	12203	971	2149

表 8.5: バックグラウンドレート [$10^{-5}/\text{s}$]

	FC	PC	UPMU
SK-I	9.32 ± 0.13	0.70 ± 0.04	1.59 ± 0.05
SK-II	9.10 ± 0.17	0.61 ± 0.04	1.40 ± 0.07
SK-III	8.41 ± 0.31	0.79 ± 0.09	1.65 ± 0.14
SK-IV	8.78 ± 0.08	0.70 ± 0.02	1.55 ± 0.03

8.3 解析

GRB time window 内で観測したニュートリノ事象を用いて、バックグラウンド、観測時間、エネルギー、方向の観点から解析を行った。

8.3.1 ニュートリノ事象数のバックグラウンドとの比較

time window 内のニュートリノ事象数(表 8.2)および、time window 内の total livetime(表 8.3)とバックグラウンドレート(表 8.5)から計算した GRB time window 内のバックグラウンドを、表 8.6 に示す。この結果から、GRB time window 内でのニュートリノ事象は、バックグラウンドと統計誤差の範囲で一致した。

表 8.6: Time window 内のニュートリノ事象数とバックグラウンド

		FC	PC	UPMU
SK-I	観測事象数	111±10.5	10±3.2	5±2.2
	バックグラウンド	106.6±1.5	8.0±0.5	8.6±0.3
SK-II	観測事象数	1±1	0	0
	バックグラウンド	0.8±0.02	0.06±0.004	0.016±0.004
SK-III	観測事象数	2±1.4	0	1±1
	バックグラウンド	2.7±0.09	0.3±0.03	0.3±0.02
SK-IV	観測事象数	220±14.8	23±4.8	14±3.7
	バックグラウンド	221.4±2.0	17.6±0.6	17.9±0.4

8.3.2 ニュートリノ観測時間との相関

式(7.7)で述べたように、GRB ニュートリノと GRB によるガンマ線は同時刻に観測される。そのため、GRB の観測時刻 T_0 周辺でのニュートリノ事象の増加を見ることで、GRB ニュートリノを探索できる。ニュートリノ観測時間を T_ν とし、GRB から見たニュートリノの相対観測時間 $T_\nu - T_0$ 結果を図 8.9 に示す。bin 幅は 20 [s] である。また、ave は観測事象の平均であり、バックグラウンド期待値は $bkg\ ave = (\text{GRB time window 中の bkg}) / (\text{bin 数} (=51))$ と計算した。ave の統計誤差は 5.08% なので $7.59 \times 5.08\% = 0.440\ counts/20s$ である。この結果より、観測事象の平均 $7.59 \pm 0.44\ counts/20s$ はバックグラウンド期待値 $7.54\ counts/20s$ と統計誤差の範囲で一致し、 T_0 付近でのニュートリノ事象数の解析でもバックグラウンドからの有意な超過は見られなかった。

8.3.3 ニュートリノエネルギースペクトル

7 章で述べたように、光球モデルで生成される GRB ニュートリノは、GeV 領域において、大気ニュートリノとは異なるスペクトルを示す。そのため、GRB time window 内で観測したニュートリノのエネルギースペクトルとシミュレーションで得られた大気ニュートリノバックグラウンドのエネルギースペクトルを比較することで、バックグラウンドからの超過を探す。GRB time window 内で観測したニュートリノおよびシミュレーションで得られた大気ニュートリノバックグラウンドのエネルギースペクトルを、ニュートリノの種類ごとに図 8.10, 8.11, 8.12 に示す。また、これらのスペクトルから得られた中央値と二乗平均平方根 (RMS) を表 8.7 に示す。この結果から、中央値はバックグラウンドと RMS 以内で無矛盾であり、エネルギースペクトルにおいて GRB ニュートリノによる大気ニュートリノバックグラウンドからの有意な変化は観測されなかった。

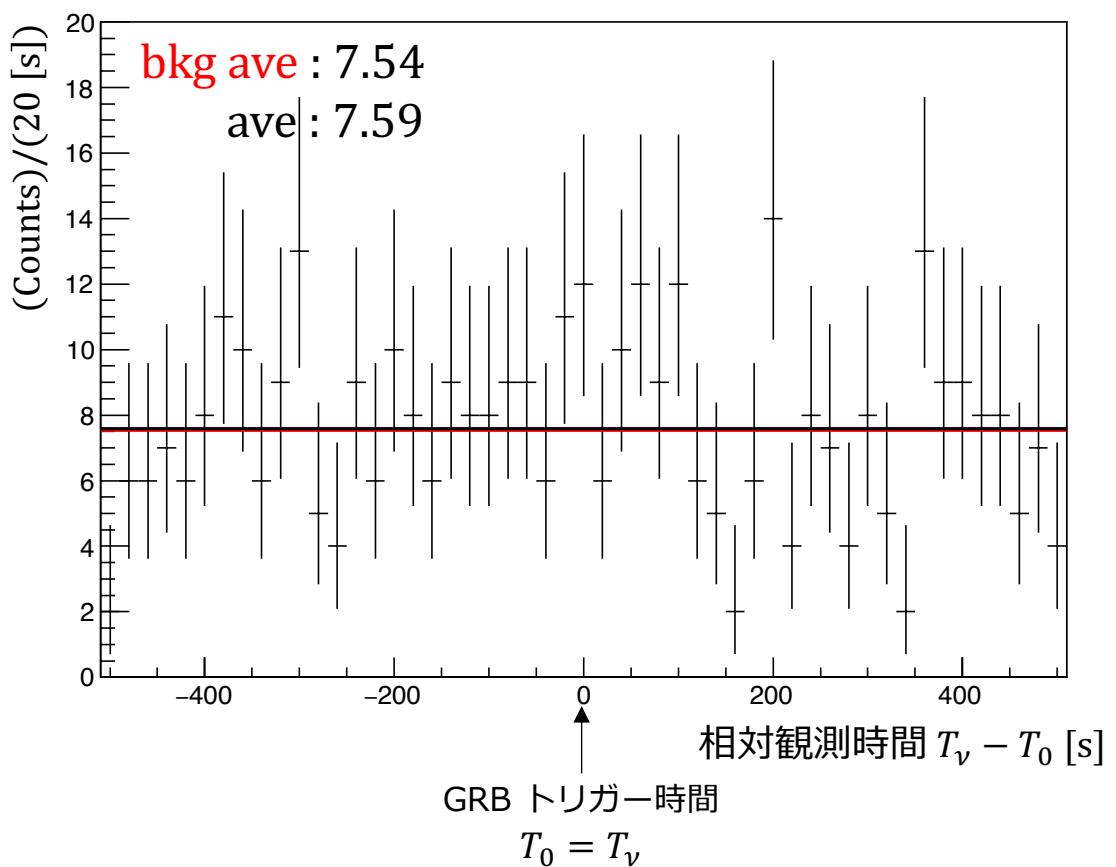


図 8.9: ニュートリノ観測時間の分布。誤差棒付きのヒストグラム：time window 内に観測したニュートリノ事象。黒線：観測したニュートリノ事象の平均値 (ave)。赤線：バックグラウンド期待値 (bkg ave)。

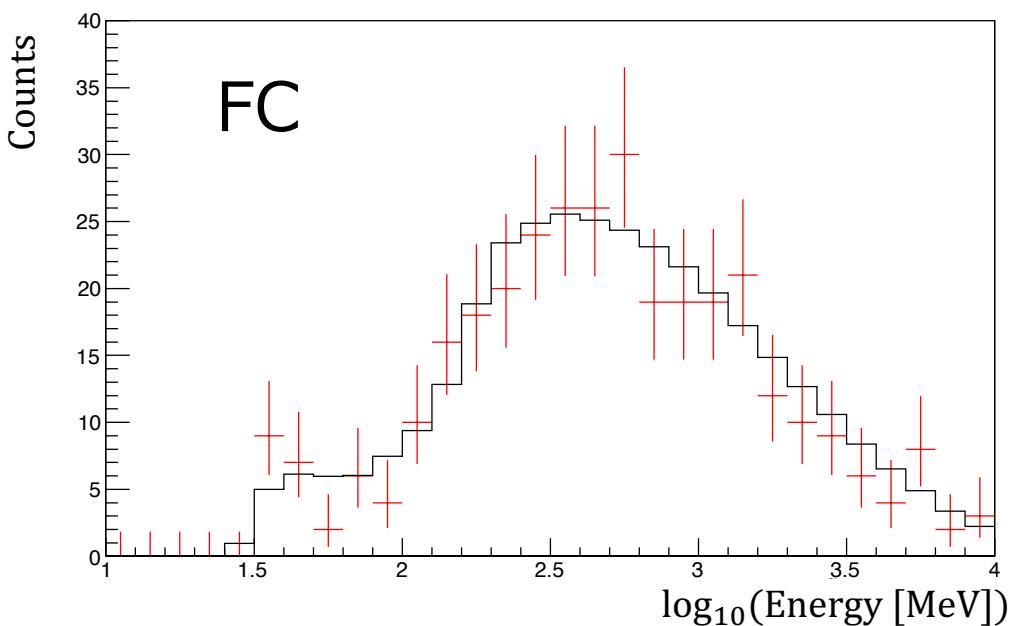


図 8.10: FC ニュートリノのエネルギー分布。黒色ヒストグラム：シミュレーションで計算した大気ニュートリノバックグラウンドのエネルギー分布。赤色ヒストグラム(誤差棒付き)：GRB time window 内に観測されたニュートリノ事象。

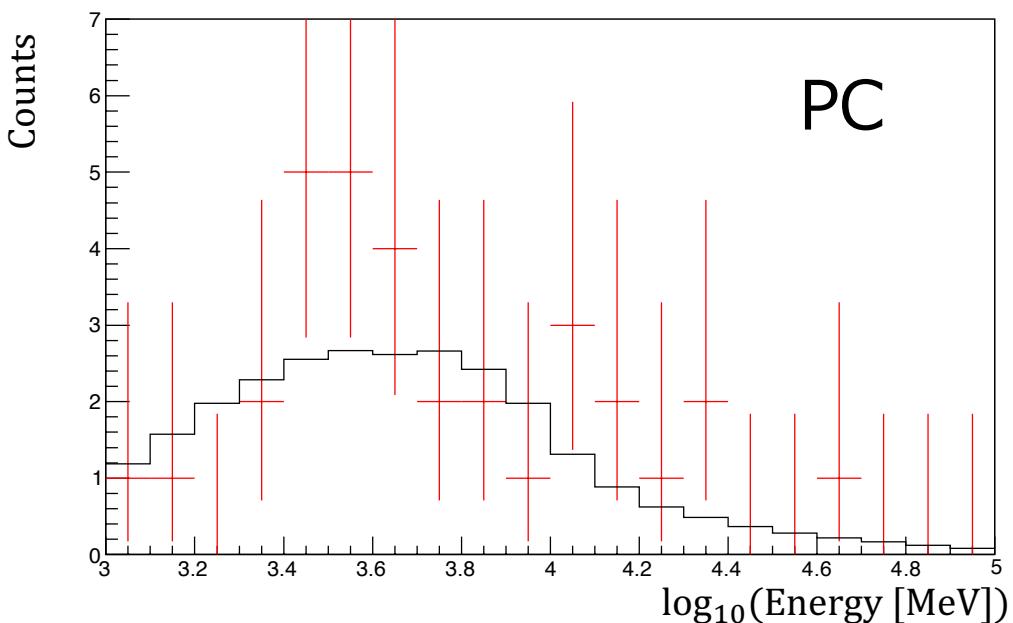


図 8.11: PC ニュートリノのエネルギー分布。黒色ヒストグラム：シミュレーションで計算した大気ニュートリノバックグラウンドのエネルギー分布。赤色ヒストグラム(誤差棒付き)：GRB time window 内に観測されたニュートリノ事象。

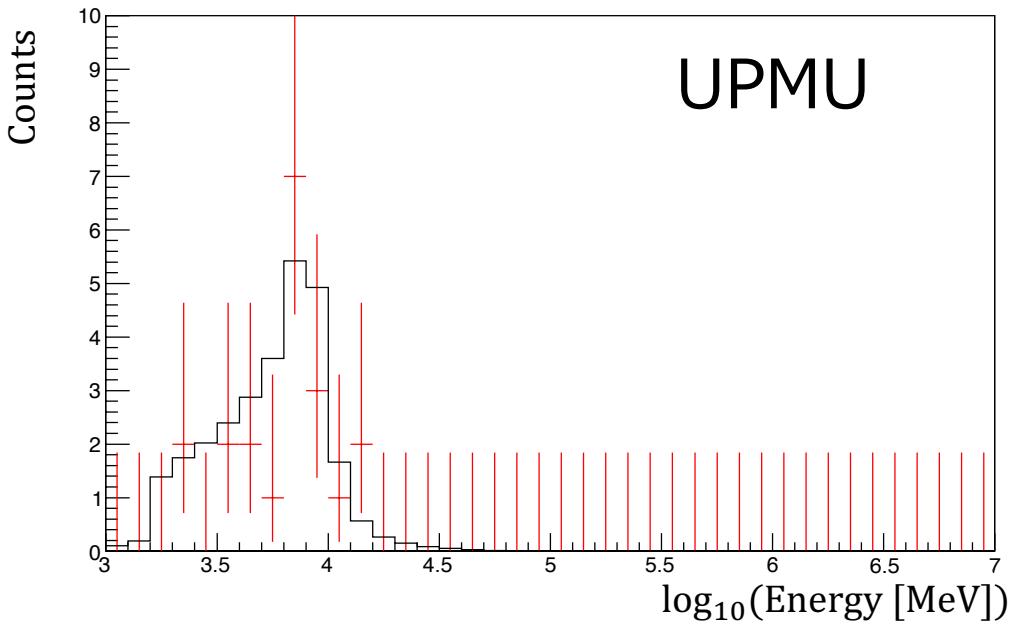


図 8.12: UPMU ニュートリノのエネルギー分布。黒色ヒストグラム：シミュレーションで計算した大気ニュートリノバックグラウンドのエネルギー分布。赤色ヒストグラム（誤差棒付き）：GRB time window 内に観測されたニュートリノ事象。

表 8.7: ニュートリノの種類ごとのエネルギー分布の中央値と二乗平均平方根 [MeV]

		FC	PC	UPMU
Mean	Data	2.70	3.74	3.79
	MC	2.71	3.67	3.74
RMS	Data	0.52	0.36	0.21
	MC	0.53	0.38	0.25

8.3.4 ニュートリノと GRB の方向相関

GRB は一番近くても ~ 1 億光年 ($z \sim 0.01$) 程度の遠方で発生しており、その放射機構からも、GRB ニュートリノは点源から飛来するとみなせる。そのため、ニュートリノの方向を GRB の方向に制限して GRB ニュートリノを探索できる。SK では前述のとおりニュートリノ反応により生じた荷電粒子の発するチレンコフ光を観測する。この検出方法で再構成されるニュートリノ方向の分解能は $< 3^\circ$ である。衛星による GRB の角度精度が $\sim 5^\circ$ であることから、探索範囲を 15° に決定する。ここでニュートリノのエネルギーが小さいと、再構成されるニュートリノ方向の分解能が悪くなる。そのため、観測するニュートリノのエネルギーに下限値を設ける。シミュレーションでのニュートリノの進行方向とニュートリノ反応で生成された荷電粒子の再構成された方向との角度差を計算し、 $3 \times 5 = 15^\circ$ 内になる割合が 1σ となるようなエネルギーを下限値とした。[\[11\]](#) の結果を用いると、FC, PC, UPMU のエネルギー下限値はそれぞれ図 8.13 のようになる。FC ニュートリノの閾値は約 2.3 GeV である。PC, UPMU はもともとのニュートリノ事象のエネルギーが大きいため、

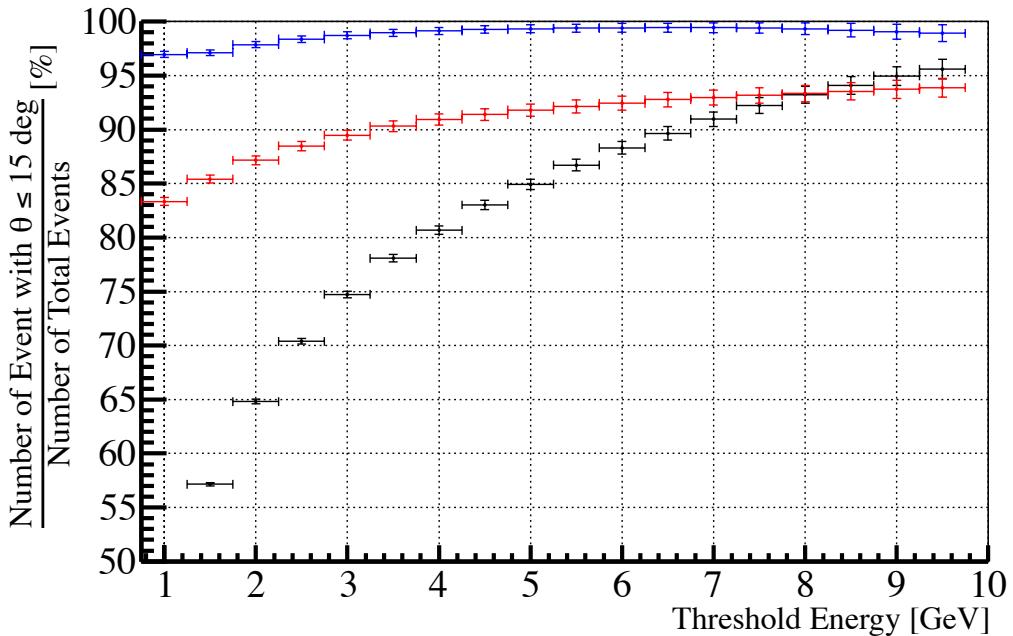


図 8.13: 縦軸は再構成される荷電粒子の方向と真のニュートリノ方向との角度が 15° に入る割合 [11]。黒線が FC、赤線が PC、青線が UPMU 事象。横軸は SK で観測されるエネルギー。

エネルギー閾値を設けなくても PC で約 82%、UPMU で 97% の信頼度でニュートリノの飛来方向と荷電粒子の進行方向の間の角度が 15° 以内になる。このカットによりニュートリノ事象は、FC は 40、PC は 33、UPMU は 20、Total では 93 事象まで削減された。

次に、カットをかけたニュートリノに対して、ニュートリノ事象と GRB 方向との角度 $\theta_{\text{GRB}-\nu}$ を計算した。図 8.14-8.17 に、ニュートリノの GRB との角度の余弦 $\cos(\theta_{\text{GRB}-\nu})$ を、ニュートリノ事象の種類ごとおよびその合計に関して示す。このうち、GRB から 15° 以内に再構成されたニュートリノ事象は 2 つあった。この 2 つのニュートリノ事象および GRB の情報を、表 8.8 に示す。

$\theta_{\text{GRB}-\nu} < 15^\circ$ 以内の 2 事象について、平均値からの差を確認した。図 8.17 の横軸を 40 bin に再編した後に 40 bin での平均値を計算し、各 bin における (観測数 – 平均値)/(平均値) の値を、バックグラウンドからの差異として計算した。また $\theta_{\text{GRB}-\nu} < 15^\circ$ 以内の 2 事象について、(観測数 (= 2) – 平均値)/(平均値) を計算した。この絶対値が大きいほど、平均値からのずれが大きい。40 bin に再編した結果を図 8.18 に示す。 $\cos 15^\circ \approx 0.966$ であり bin 幅は 0.05 なので、 $\theta_{\text{GRB}-\nu} < 15^\circ$ の事象は図 8.18 において $\cos(\theta_{\text{GRB}-\nu})$ が最大となる (最も右の) bin に含まれる。平均値は 2.325 であり、 $\theta_{\text{GRB}-\nu} < 15^\circ$ となるニュートリノ事象数は 2 であることから、これは平均値を下回っている。したがって、バックグラウンドからの超過は見られなかった。

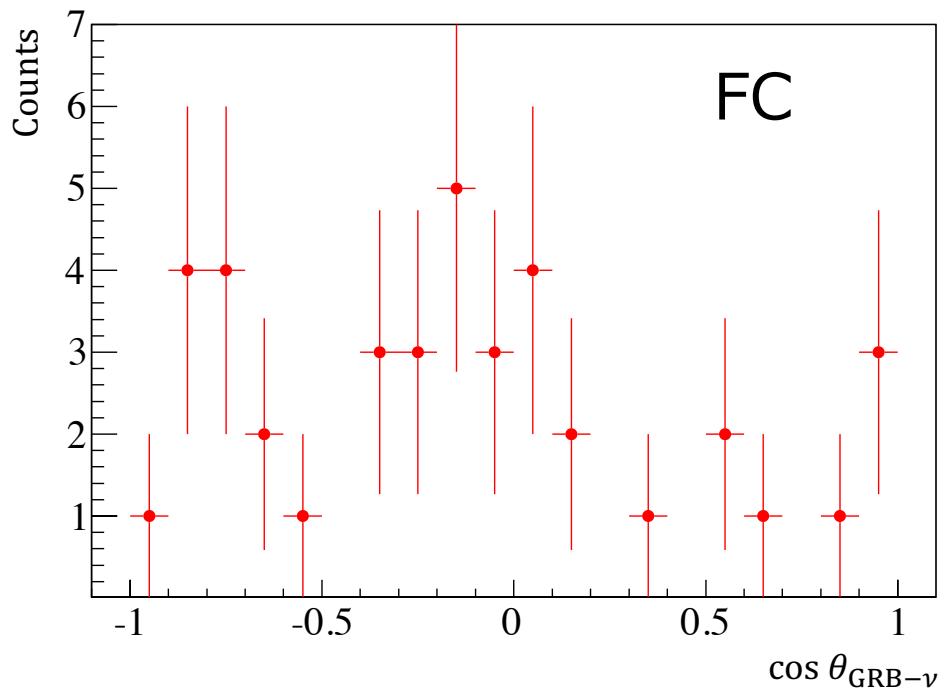


図 8.14: FC ニュートリノ事象(エネルギーの下限値でカット)と GRB 方向との角度差

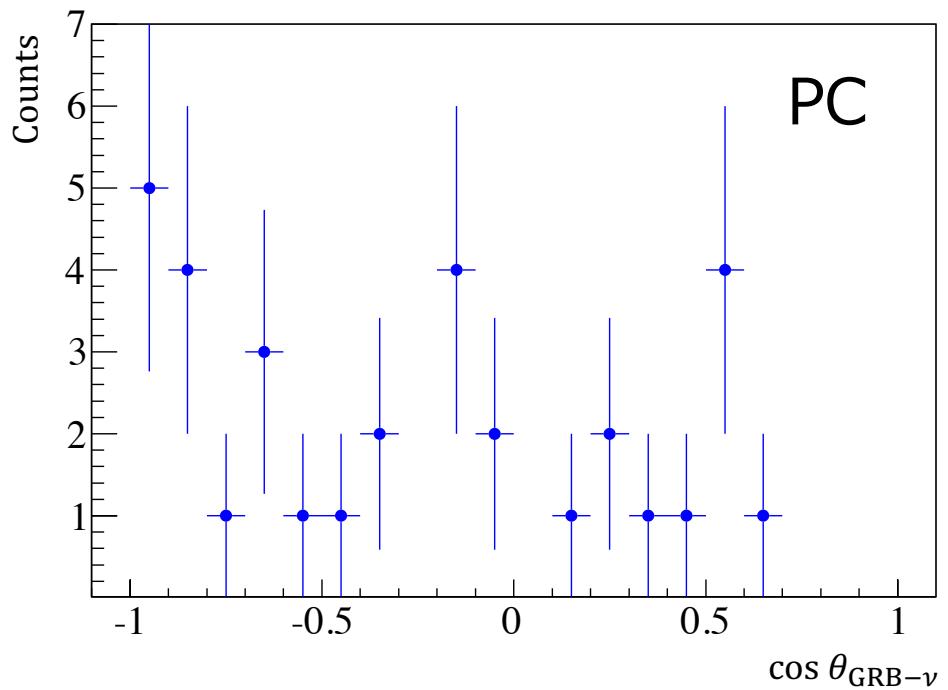


図 8.15: PC ニュートリノ事象と GRB 方向との角度差

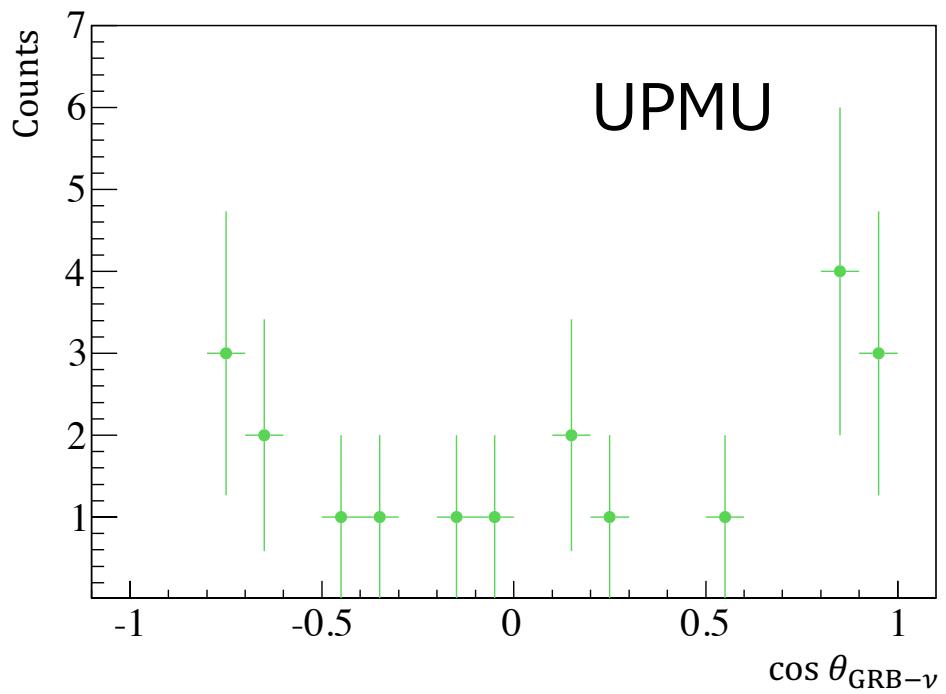


図 8.16: UPMU ニュートリノ事象と GRB 方向との角度差

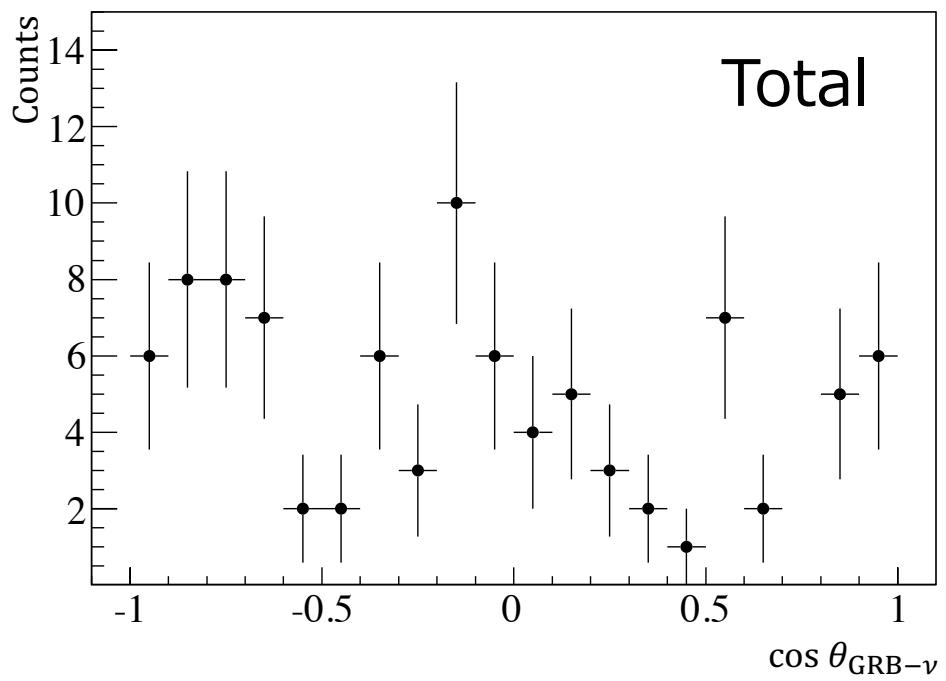


図 8.17: FC (エネルギーの下限値でカット), PC, UPMU ニュートリノ事象 (エネルギーの下限値でカット) と GRB 方向との角度差

表 8.8: ニュートリノ飛来方向を限定した後に残ったニュートリノ事象。

GRB	GRB 名	GRB 970317A	GRB 991004F
	方向 (ra, decl)	(339.7, -23.15)	(210.8, -19.0)
	T_{90} [s]	44	77.38
ニュートリノ	redshift	未測定	未測定
	T_{100} [s]	70.08	79.94
	事象の種類	FC	UPMU
ニュートリノ	飛来方向 (ra, decl)	(330.848, -14.7907)	(214.5, -18.4371)
	エネルギー [GeV]	4.27	7.96
	T_0 からの時間差 [s]	278.2	411.2
	$\theta_{\text{GRB}-\nu}$ [°]	11.82	3.60

8.4 考察

SK-I から SK-IV の観測データを用いた GRB ニュートリノ探索では、バックグラウンドからの超過は見られなかった。今後の展望として、以下のような解析方法の改良により解析の感度を高めることができる。

- ・観測期間を SK の最新の観測データである SK-V まで広げる。SK は 2020 年 7 月に、5 つ目の観測フェーズである SK-V を終えた。SK-V のデータおよび大気ニュートリノのモンテカルロを解析に含めることで、GRB ニュートリノを探索する。
- ・GRB time window を各 GRB の継続時間に応じて変化させる。本解析では、GRB ニュートリノの探索範囲である time window を、全 GRB に対して一律に $T_0 = 1000$ [s] に設定した。しかし GRB の継続時間 T_{90} は、7.1 のように多様な分布を持ち、1000 [s] は T_{90} の最大値にあたる。ニュートリノと GRB は同時に観測されるため、GRB の T_{90} に応じて time window を変化させ、探索範囲を制限できる。

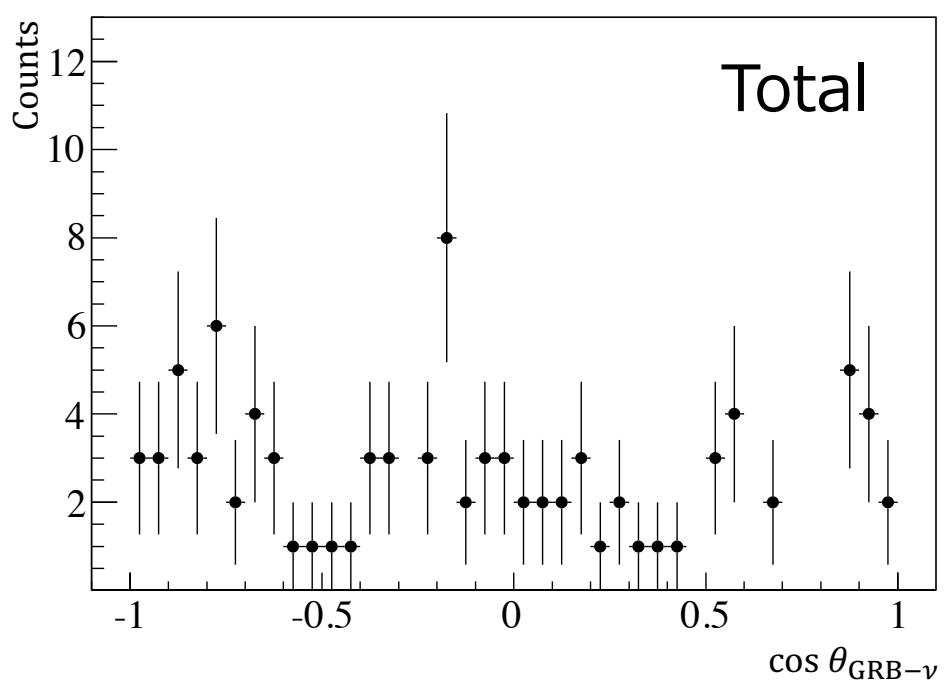


図 8.18: FC (エネルギーの下限値でカット), PC, UPMU ニュートリノ事象 (エネルギーの下限値でカット) と GRB 方向との角度差 (40 bin に再編)

第9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エレンコフ検出器「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增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開発された光センサー(50cm 径 PMT R12860)から発生する暗電流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、ガラス中の RI を低減した PMT が新たに作成された。本研究では、RI 低減前後のガラスブロックについての、透過率 T と鉄イオン量の情報から、鉄イオンを減らした時に予測される透過率と、その時に検出されるチエレンコフ光子数を計算した。この結果、ガラス中の鉄含有量を 144.3 ppm から 20 ppm にすることで、チエレンコフ光の検出効率を 10.7 % 増加できることがわかった。

HK で観測される中性子捕獲などの物理現象のバックグラウンド源となりうるものとして、PMT 内の残留ガスに起因する PMT のアフターパルスがある。本研究では、SK 内に 136 個取り付けた HK 用 PMT に対し、宇宙線イベントデータを用いてアフターパルス量を計算した。その結果、SK 用 PMT (R3600 浜松ホトニクス社) では 1.36 %、HK 用 PMT では 7.21 % であった。この結果から、HK 用 PMT に対する要求値である 10 % を満たすことを実証した。

宇宙遠方で短時間に大光度のガンマ線が放出される突天体事象として、GRB (Gamma-Ray Burst) という現象が観測されている。その継続時間や光度曲線の多様さゆえ、現在でも GRB の生成機構についての統一的な理解が完成しておらず、GRB から放出されると考えられている GRB ニュートリノの観測が重要である。本研究では、22 年分の SK 観測データを用いて、GRB の前後に 500 s ずつの time window の中で観測されたニュートリノイベントを足し上げることで、バックグラウンドからの超過がないかを調査した。エネルギーや観測時間などの観点から調査した結果、バックグラウンドからの有意な超過は見られなかった。今後は、time window を各 GRB の継続時間に応じて変化させる方法や SK の最新の観測データも含めた解析を行うことで、より高感度な結果を出すことが期待される。

謝辞

本研究室に配属してから、この修士論文の執筆をするまでに、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、テーマの提供から研究のサポート、論文や発表スライドの添削までしていただきました。

ICRR の矢野孝臣助教と慶應義塾大学の西村康宏准教授には、PMT に関する透過率やアフターパルスの研究において、測定器やデータの扱い方の基本からご指導いただきました。

岡山大学の小汐由介准教授と ICRR の奥村公宏准教授には、GRB ニュートリノの研究に際し、SK の観測データの取り扱い方などのご指導を賜りました。

岡山大学の原田将之さんにも同じく、GRB ニュートリノに関する基本的な事柄からデータ解析の手法まで、懇切丁寧にご教授いただきました。

浜松ホトニクス株式会社様には、PMT の QE など、検出器に関するデータの提供をしていただきました。

秘書の山田さんには、出張申請などの手続きをする際にお世話になりました。

研究室の先輩方である Giorgio、Lluis、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、研究生活を送る上で多くのアドバイスをいただきました。特に岡本さんには、PMT に関する研究の先輩として、本研究に直結する部分での助言を数多くいただきました。研究室の同期である栗田君、儀間さん、和田くんは、コロナ禍にも関わらずリモートで積極的に話しかけてくださり、とても励みになりました。

多くの方々の支えやご指導によって、この修士論文を執筆することができました。改めて感謝いたします。

最後に、ここに至るまで自分を支えてくださった皆様方に、深く感謝申し上げます。

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] The T2K Experiment (<https://t2k-experiment.org>)
- [3] 芝田達伸 「シミュレーションを用いたスーパーカミオカンデの光学特性の研究」(新潟大学大学院、2002、修士論文)
- [4] Martin Antonio Unland Elorrieta "Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions" (2017)
- [5] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group) "PHYSICAL REVIEW D1 PART A Review of Particle Physics" (2018)
- [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] 佐野翔一 「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」(横浜国立大学大学院、2020、学士論文)
- [9] T.T.Volotinen et al. "Concentrations and site partitioning of Fe²⁺ & Fe³⁺ ions in a soda-lime-silica glass obtained by optical absorbance spectroscopy" (2018)
- [10] H.Nishino et al. "High-Speed Charge-to-Time Converter ASIC for the Super-Kamiokande Detector " (2018)
- [11] 原田将之 「スーパーカミオカンデにおけるガンマ線バースト由来のニュートリノ探索」(岡山大学、2020、修士論文)
- [12] J. Bonnel. (<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/images/epo/gallery/grbs/>)
- [13] R. S. Mallozzi. (<https://gamma-ray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/duration/>)
- [14] R. W. Klebesadel, I. B. Strong, R. A. Olson. " Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin ". *Astrophys. J.*, Vol. 182, p. L85, (1973).

- [15] Fishman G.J. et al. “ The BATSE experiment on the Compton Gamma Ray Observatory: status and some early results. ” . In NASA Conference Publication, Vol. 3137, pp. 26–34, (1992).
- [16] W. S. Paciesas et al. “ The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised) ” . ApJS., Vol. 122, pp. 465–495, (1999).
- [17] T. J. Galama et al. “ An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998 ” . Nature, Vol. 395, No. 6703, pp. 670–672, (1998).
- [18] B. P. Abbott et al. “ Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger ” . The Astrophysical Journal, Vol. 848, No. 2, p. L12, (2017).
- [19] NASA. “ GCN: The Gamma-ray Coordinates Network ” (<https://gcn.gsfc.nasa.gov/>)
- [20] K. Abe et al. “ Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV ” . Phys. Rev. D, Vol. 97, p. 072001, (2018).
- [21] M. J. Rees, P. Meszaros. “ Dissipative Photosphere Models of Gamma-Ray Bursts and X-Ray Flashes ” . The Astrophysical Journal, Vol. 628, No. 2, pp. 847–852, (2005).
- [22] K. Murase, K. Kashiyama, P. Meszaros. “ Subphotospheric Neutrinos from Gamma-Ray Bursts: The Role of Neutrons ” . Phys. Rev. Lett., Vol. 111, p. 131102, (2013).
- [23] A. Achterberg et al. “ First year performance of the IceCube neutrino telescope ” . Astroparticle Physics, Vol. 26, pp. 155–173, (2006).
- [24] S. Fukuda et al. “ Search for neutrinos from Gamma-Ray Bursts using Super-Kamiokande ” , The Super-Kamiokande collaboration., ApJ., 578, 317-324, (2002).
- [25] E. Thrane et al. “ Search for Neutrinos from GRB 080319B at Super-Kamiokande ” The Super-Kamiokande Collaboration., Astophys., J. 697, 730-734, (2009).
- [26] A. Orii et al. “ Search for tens of MeV neutrinos associated with gamma-ray bursts in Super-Kamiokande ” . Prog. Theor. Exp. Phys. (2021).