

自然科学研究科 数理物理学専攻

修士学位論文

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



OKAYAMA  
UNIVERSITY

岡山大学 素粒子物理学研究室

学籍番号:41430218

原田 将之

2020年2月10日 提出

## 概要

ガンマ線バースト (GRB) は数秒程度の短時間で  $\sim 10^{53}$  erg 以上のエネルギーを放出する、現在宇宙で最も光度の大きい突発現象である。GRB は 1967 年に Vela 衛星で発見されて以降、頻繁に観測されている。現在では X 線や可視光の残光も確認され、様々な波長で 1 日に一つ以上の頻度で観測されている。にも関わらず、その短い継続時間と光学的特徴の多彩さにより、現在でもガンマ線の生成機構や、その元となるジェットの詳細についての統一的理解が完成していない。また、継続時間が長いものと短いもの、一万秒を超えるような極端に長いものも存在し、放出天体も異なる可能性がある。光子は衛星に届くまでに星間ガスなどやジェット内の物質と相互作用を起こすため、GRB 天体の情報が取り出しづらくなっている。そこで、光学観測と連携して、バーストから光子と同様に放出されると考えられているニュートリノの観測をすることが重要である。

スーパーカミオカンデは岐阜県神岡鉱山内地下 1000 m に建設された世界最大の水チェレンコフ検出器であり、直径 41.4 m・高さ 39.3 m の円柱型の水槽に、ニュートリノのターゲットとして 50 kton の超純水を蓄えている。1996 年から稼働が始まっており、現在までで 5 つの実験フェーズをまたいで約 24 年に渡って観測を続けている。スーパーカミオカンデで観測可能なエネルギー領域は数 MeV から 100 MeV までの低エネルギー側と、100 MeV から 10 TeV までの高エネルギー側に分かれている。ジェット天体起源のニュートリノを探索するために、本論文では高エネルギー側の観測データを用いた。

スーパーカミオカンデの高エネルギー側のデータはニュートリノ事象の検出器内の反応位置や進行方向、反応後の荷電粒子の運動量によって、Fully-contained, Partially-contained, Upward-going muon の 3 つの種類に大別される。前者二つはニュートリノが検出器内の水と反応し、生成された荷電粒子が放射するチェレンコフ光を観測する。Upward-going muon 事象は地球の裏側から飛来するニュートリノが検出器周辺の岩盤などで反応し、生成されたミューオンが検出器に侵入し、観測される。

GRB ニュートリノのバックグラウンドとなる事象は大気ニュートリノである。まず、個々の GRB の継続時間に着目して探索を行ったが、有意なニュートリノ信号は見られなかった。1 つの GRB からのニュートリノ信号期待値が非常に低い場合を考え、これまで発生した GRB について、探索時間内のニュートリノ信号を足し上げることでバックグラウンドからの有意な超過を探索した。結果、SK のどの期間においてもバックグラウンド期待値から  $1\sigma$  以上の有意なニュートリノ事象は観測されなかった。さらに、GRB とニュートリノ事象との角度の相関を考慮するために、 $1\sigma$  以上の事象が  $15^\circ$  以内の分解能を持つようにエネルギーに新たな閾値を設けた。Partially-contained 事象はもともとのエネルギーが大きいため、82% の事象が  $15^\circ$  以内の分解能を持つ。Upward-going muon 事象はさらにエネルギーが大きく、97% の事象が  $15^\circ$  以内の分解能を持つ。よって、この二つの事象タイプには新たな制限は設けていない。エネルギー閾値を設け、角度を限定したところ、FC で 2 事象、UPMU で 1 事象のニュートリノが見つかった。これはバックグラウンドの期待値から  $1\sigma$  以内であった。

有意な事象が発見できなかったことから、GRB からのニュートリノに対してフルエンス上限値を計算した。

1 章ではガンマ線バーストの性質や観測の歴史、またニュートリノと GRB から放出されるニュートリノについて記す。スーパーカミオカンデの検出器構造やデータ取得システム、データ取得期間については 2 章で記す。3 章ではスーパーカミオカンデ実験で用いられる大気ニュートリノシミュレーションについて述べる。本解析の手法やニュートリノ探索結果について 4 章で記し、上限値の計算と結果について 5 章で記す。最後に、結果のまとめと考察について 6 章に記す。

# 目次

1	イントロダクション	4
1.1	ガンマ線バースト (GRB)	4
1.2	GRB の光学観測	6
1.3	放射機構	9
1.4	ニュートリノ	16
1.5	GRB ニュートリノ	21
2	スーパーカミオカンデ実験	25
2.1	スーパーカミオカンデ検出器	25
2.2	実験期間	29
2.3	検出原理	31
2.4	データ収集システム	32
3	シミュレーション	41
3.1	大気ニュートリノフラックス	41
3.2	ニュートリノ相互作用	43
3.3	検出器シミュレーション	49
4	GRB からのニュートリノ探索	51
4.1	データ解析	51
4.2	単一 GRB からのニュートリノ解析	54
4.3	スタック解析	59
5	結果及び考察	67
5.1	90% 信頼度上限値	67
5.2	フルエンスリミット	68
5.3	結果	73
6	まとめ	81
付録 A	天体ニュートリノ詳細	83
A.1	太陽ニュートリノ	83
A.2	超新星ニュートリノ	83

---

付録 B	キャリブレーション	88
B.1	ID 検出器校正 . . . . .	89
B.2	光子輸送 . . . . .	93
B.3	OD 検出器校正 . . . . .	97
B.4	エネルギー校正 . . . . .	98
付録 C	データリダクション	104
C.1	FC 事象のリダクション . . . . .	104
C.2	PC のリダクション . . . . .	110
C.3	UPMU のリダクション . . . . .	118

# 1 イントロダクション

## 1.1 ガンマ線バースト (GRB)

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、天体が短時間の間に大光度のガンマ線を放出する突発天体事象である。GRB は宇宙遠方から地球に飛来し、1 日数回等方で観測される。ガンマ線放出は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。これは太陽が一生涯に放出するエネルギーに相当する、宇宙最大規模の現象である。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1のように多様な分布を持つ。

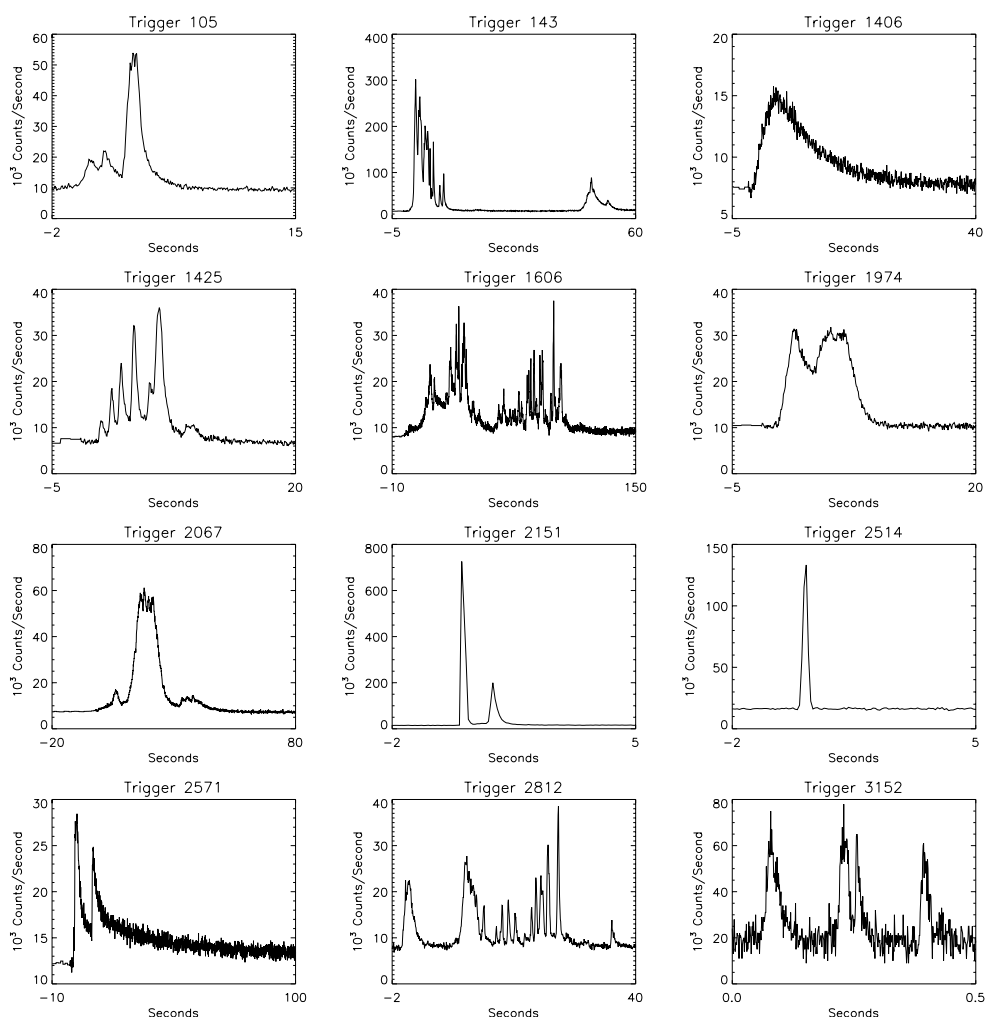


図1 CGRO 衛星に搭載された BASTE 検出器が観測した 12 個の GRB の多様な時間変化。  
Credit : J.T. Bonnel (NASA/GSFC) [1]

図1のように多様な分布を持つことから、GRB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。 $T_{90}$ はガンマ線バーストで観測される全光子のうち90%が放射される時間のことであり、具体的には5%から95%の光子が放射されるときに継続時間(単位:秒)で定義される。図2はBASTE検出器が観測した1234例のGRBに対する $T_{90}$ の分布であり、2秒程度を境にして2つのピークが見られる。このようにGRBは大きく分類すると、 $T_{90}$ 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の2種類が存在することが分かっている。全GRBのうち約75%がlong GRBであり、short GRBは継続時間の短く事象数が少ないため、long GRBに比べ詳細な理解が進んでいない。発生天体について、長いGRBはIc型の重力崩壊型超新星爆発に付随したも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。短いGRBは中性子合体由来の重力波GW170817の方向からも発見されており、中性子星連星の合体が発生天体の候補として挙げられている。しかし、粒子加速のメカニズムなどはどちらも同じものであると考えられている。

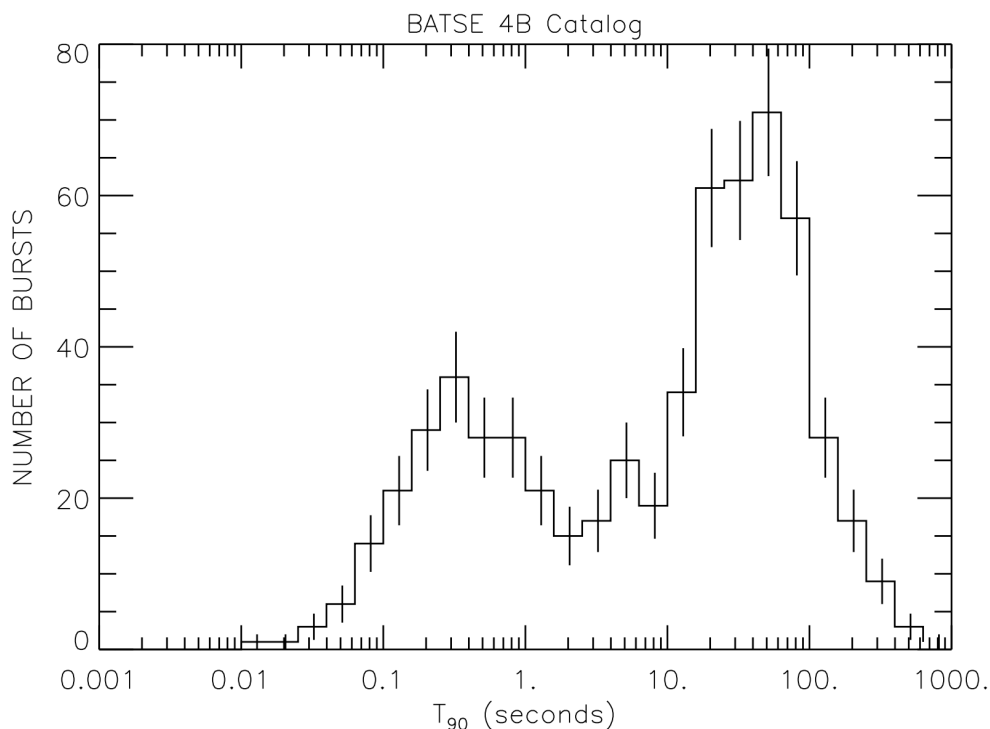


図2 BASTE 検出器が観測した GRB 継続時間  $T_{90}$ 。Credit : Robert S. Mallozzi [2]

## 1.2 GRB の光学観測

### 1.2.1 GRB 観測の歴史

GRB は 1967 年、アメリカの核実験監視衛星 Vela によって初めて観測された [3]。その後、1991 年にコンプトン・ガンマ線天文衛星 (CGRO) に搭載された BASTE (Burst and Transient Source Experiment) 検出器 [4] によって数度の精度で到来方向が観測され、全天から一様に到来することが判明した (図 3 [5])。

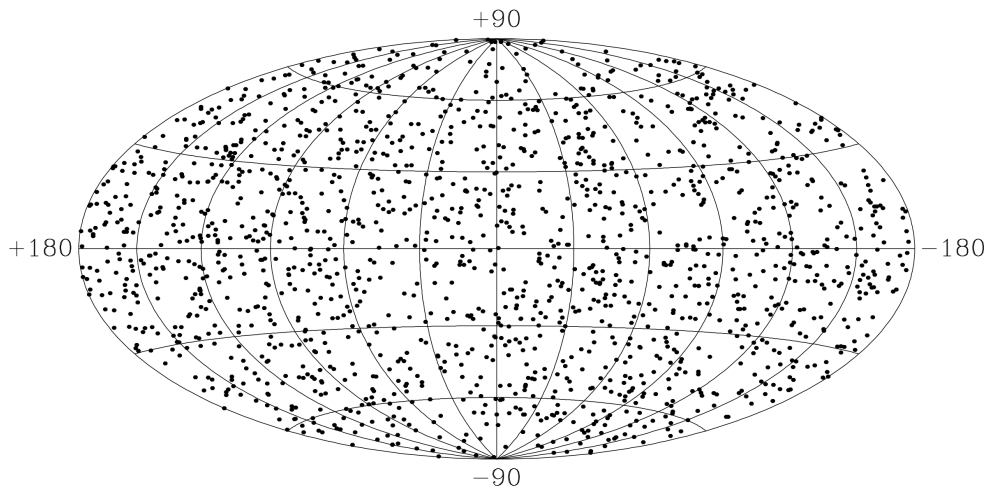


図 3 BASTE 検出器が観測した 1637 個の GRB の全天における分布。 [5]

1997 年にはガンマ線バースト監視装置 GBM を搭載した X 線天文衛星 BeppoSAX [6] により、ガンマ線バーストのあとには X 線・可視光領域の残光が数日に渡って放出されることが分かった (図 4)。可視光を調べることで GRB 放出天体の母銀河の赤方偏移を計算することが可能になった。この結果、GRB は大部分が 70 億光年より遠くで発生していることがわかり、現在の宇宙年齢から考えて、多くのガンマ線バーストの発生した時代は現在よりも宇宙の始まりの方に近いことが判明した。

2000 年代に入りインターネットが普及し、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、地上に観測から 1 分の早さで速報を送信できる HETE-2 により、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り [8]、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、short GRB に関しては、2017 年に重力波検出器 Advanced LIGO が初の中性子星合体由来の重力波 GW170817 を観測し、同時に short GRB である GRB170817A が観測されたことにより、飛躍的に理論予想が進歩した [9]。

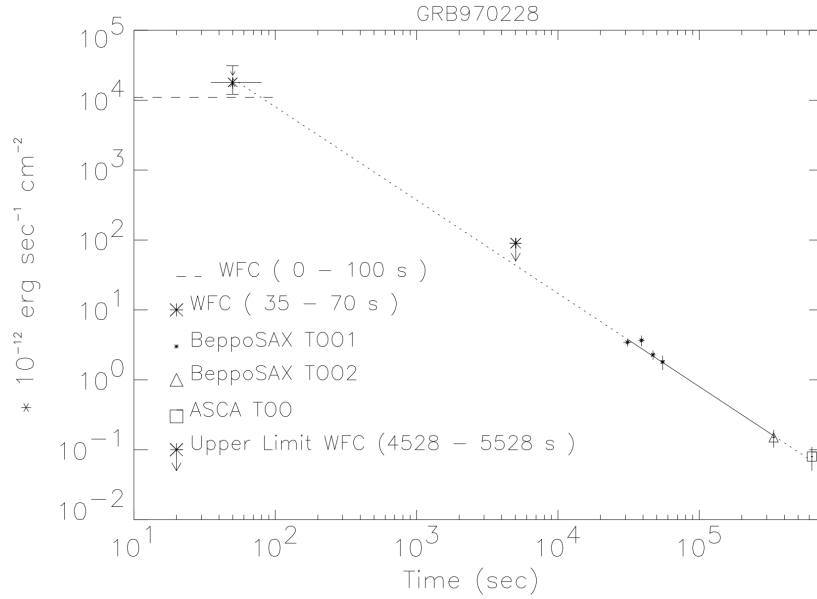


図4 BeppoSAX 衛星が GRB970228 から取得した X 線残光の光度曲線。[7]

### 1.2.2 光子フラックスとスペクトル

Swift 衛星に搭載された BAT(Burst Alert Telescope) [10] や Fermi 衛星に搭載された GBM(Gamma-ray Burst Monitor) [11] による観測結果から、観測するフラックスやスペクトルへの理解が進んだ。ここで BAT 検出器は数分角の精度でガンマ線の到来方向を決定でき、15-150 keV に感度を持つ検出器であり、GBM 検出器は方向決定精度は BAT 検出器より悪いものの 8 keV-30 MeV の高エネルギー範囲を観測することができる。図5は Swift/BAT が観測した GRB のフラックス分布、図6は Fermi/GBM が観測したフルエンス分布である。

観測された GRB の典型的な赤方偏移は  $z=1-2$  であり、これから求まる光度距離は  $D_L = 2 \sim 5 \times 10^{28} \text{ cm}$  であるから、図5のフラックスピーク  $F = 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  より、光度の典型値  $L_{\gamma, iso}$  は、

$$L_{\gamma}^{iso} = 4\pi D_L^2 F = 3.1 \times 10^{51} \left( \frac{D_L}{5 \times 10^{28} \text{ cm}} \right)^2 \left( \frac{F}{10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.1)$$

と見積もることができる。 $L_{\gamma}^{iso}$  はガンマ線を等方に放出すると仮定した場合の光度である。実際には 150 keV より高エネルギーのガンマ線によるエネルギーの解放が大きいため、光度はさらに大きくなると考えられる。同様に解放する全エネルギーも図6におけるフルエンスピーク



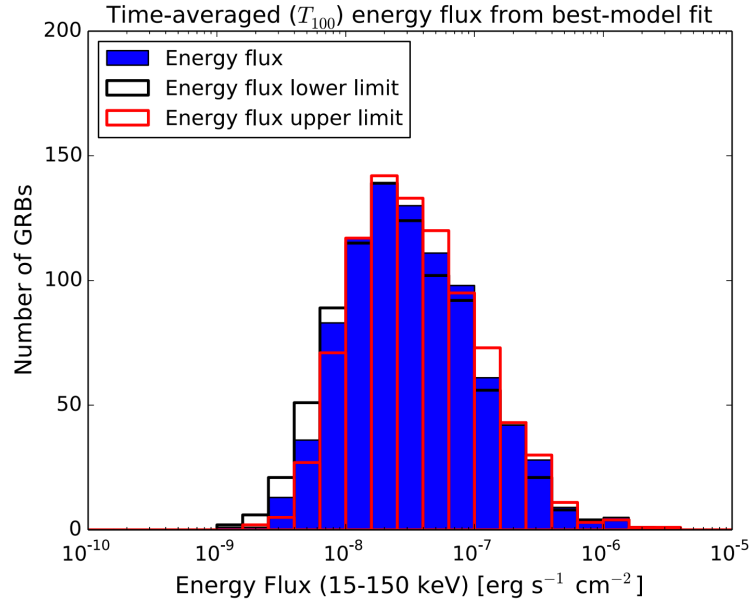


図5 Swift/BATによって観測されたGRBのエネルギーフラックス分布。実線は各ビンでの上限値と下限値を表している。[12]

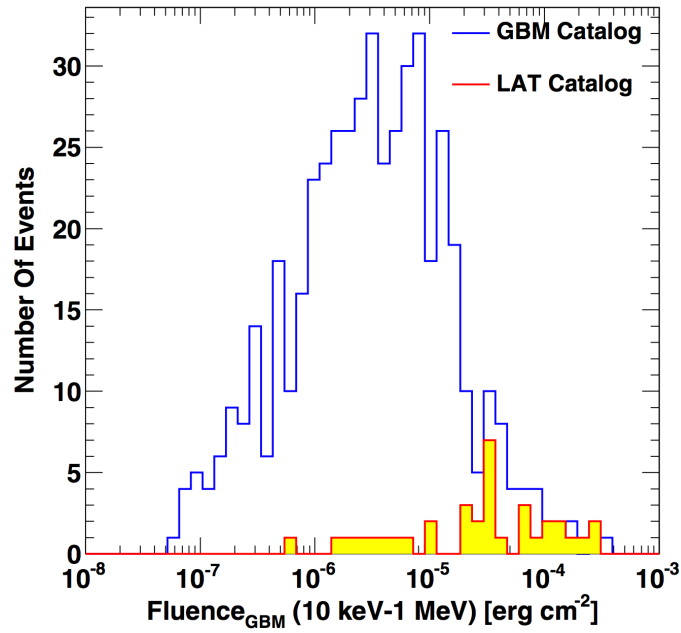


図6 Fermi/GBMで観測されたGBMのフルエンス分布(青線)。赤線黄塗の領域はFermi衛星にGBMとともに搭載された20-300 MeVに感度を持つ高エネルギーガンマ線検出器LAT(Large Area Telescope)で観測したものである。[13]

$\mathcal{F} = \int F dt = 10^{-6} \sim 10^{-5} \text{ erg s}^{-1}$  から、以下の式で見積もられる。

$$E_{\gamma}^{\text{iso}} = 4\pi(1+z)^{-1}D_L^2\mathcal{F} = 3.1 \times 10^{53}(1+z)^{-1} \left( \frac{D_L}{5 \times 10^{28} \text{ cm}} \right)^2 \left( \frac{F}{10^{-5} \text{ erg cm}^{-2}} \right) \text{ erg} \quad (1.2)$$

GRB の光子数スペクトル  $\Phi(\varepsilon)$  は 2 つの冪乗関数の結合で表すことができ、一般に Band 関数と呼ばれる関数 (式 (1.3)) でフィットできる。図 7 は BASTE 検出器が観測した GRB 990123 のスペクトルである。数百 keV の部分にピークで冪が変わっていることが分かる。また、図 7 の点線は  $\alpha = -0.6$ ,  $\beta = -3.1$ ,  $\varepsilon_{pk} = 720$  keV の Band 関数である。一般的な GRB の典型値は  $\alpha \sim -1$ ,  $\beta \sim -2.2$ ,  $\varepsilon_{pk} = 100$  keV-1 MeV で分布している。このような分布を非熱的スペクトルと呼ぶ。これは高エネルギー天体で一般的に見られる形であり、GRB も他の高エネルギー天体と類似の放射機構を持っている可能性が高いことを示している。

$$\Phi(\varepsilon) = \begin{cases} A \left( \frac{\varepsilon}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left( -\frac{(2+\alpha)\varepsilon}{\varepsilon_{pk}} \right), & \varepsilon \leq \frac{\alpha-\beta}{2+\alpha} \varepsilon_{pk} \\ A \left( \frac{(\alpha-\beta)\varepsilon_{pk}}{(2+\alpha)100 \text{ keV}} \right)^{\alpha-\beta} \exp(\alpha-\beta) \left( -\frac{\varepsilon}{100 \text{ keV}} \right), & \varepsilon > \frac{\alpha-\beta}{2+\alpha} \varepsilon_{pk} \end{cases} \quad (1.3)$$

## 1.3 放射機構

前節で述べたように、これまでの天体観測により GRB への理解は大きく進歩した。しかし、ガンマ線バーストの放出天体やその機構についての理論的解釈には未解決の問題が多く存在する。この節ではガンマ線の中心エンジンからのジェットの生成や高エネルギー粒子の加速機構、高エネルギー光子の生成までの過程について、典型的なモデルである火の玉モデルと内部衝撃波モデルについて述べる。図 8 に GRB による各粒子放出の典型的なモデルの概観を示す。中心エンジンから放出される物質は主に重力崩壊で生成されたバリオンジェットである。

### 1.3.1 相対論的運動

この節では、GRB の機構における制限条件であるコンパクトネスについて議論する。GRB は継続時間が短いため、非常にコンパクトな天体から放出されていると考えることができる。フラックスの変動時間  $\Delta t \sim 10$  ミリ秒から、放射領域は単純に  $R \sim c\Delta t \sim 3 \times 10^8$  cm と計算できる。高エネルギーのガンマ線では電子・陽電子対生成によるガンマ線の吸収が起きる。その断面積  $\sigma_{\gamma\gamma}$  はおよそトムソン散乱の断面積  $\sigma_T = 8\pi e^4/3m_e^2c^4 \sim 6.65 \times 10^{-25}$  cm<sup>2</sup> の 10 分の 1 程度である。10 ミリ秒の間に注入される 0.511 MeV 以上のガンマ線の量は  $N_\gamma \sim L_\gamma \Delta t / 0.5 \text{ MeV} \sim 10^{56}$  程度であるから、その光学的な厚み  $\tau_{\gamma\gamma}$  は

$$\tau_{\gamma\gamma} \sim \frac{N_\gamma \sigma_T}{4\pi R^2} \sim 10^{14} \quad (1.4)$$

となり、GRB の短時間のコンパクトさではもはやガンマ線は出てくることができなくなる。この問題をコンパクトネス問題と呼ぶ。

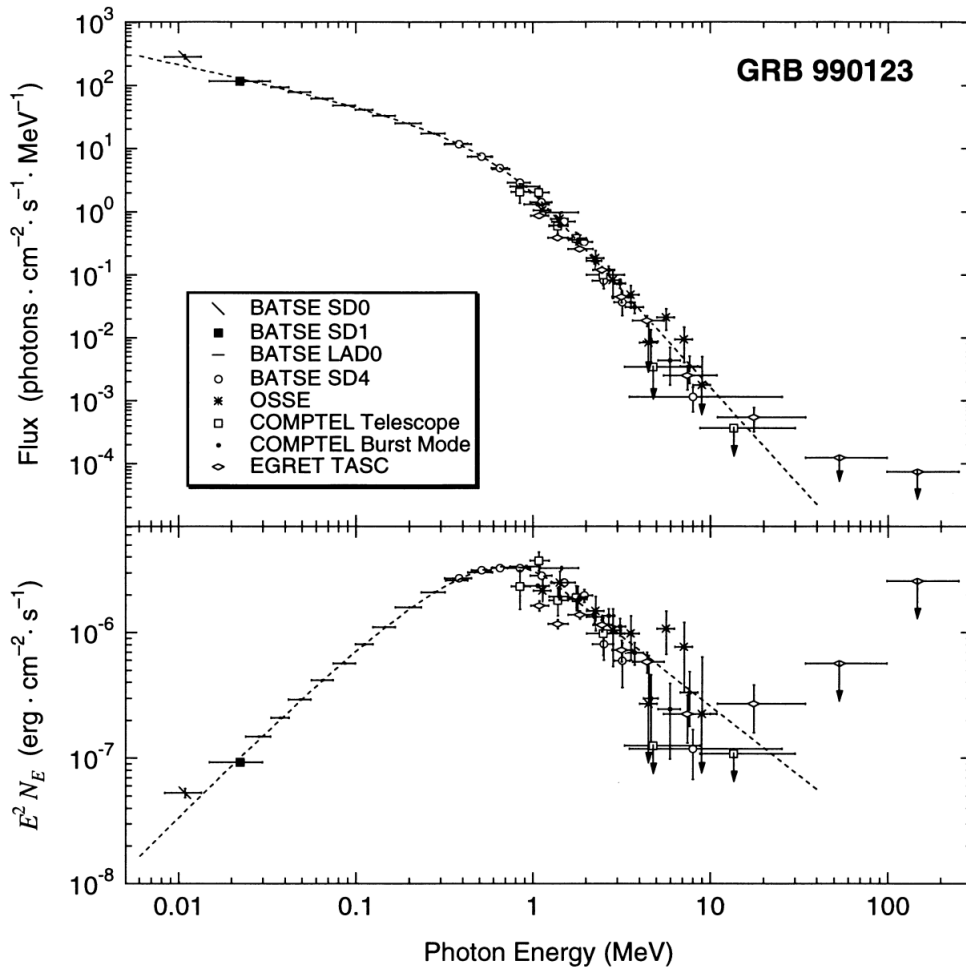


図7 BASTE 検出器で観測した GRB 990123 のスペクトル。上の図はエネルギーあたりの光子数  $\Phi(\varepsilon)$ 、下の図は  $\Phi(\varepsilon)$  にエネルギーの 2 乗をかけたもの。[14]

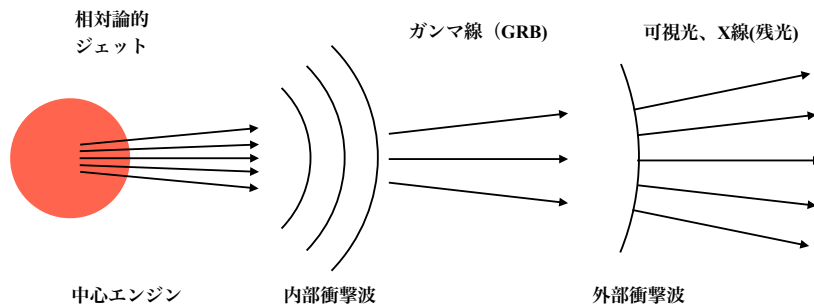


図8 GRB による粒子放出の典型的なモデル。

そこで天体を膨張する球殻と考え、球殻の膨張速度が光速の 99.99% 以上 (ローレンツ因子  $\Gamma \geq 100$ ) を仮定することでこの問題を解決することができる。この仮定において、光子は青方偏

移を起こし、観測者からみた光子のエネルギーは実際の  $\Gamma$  倍にシフトする。つまり、生成時には大部分が X 線領域の光子であることになる。そのため電子・陽電子対生成を行う光子の割合  $f_p$  は  $1/\Gamma^{2(\beta+1)}$  に小さくなる。

また、相対論的な運動をしている場合、ビーミング効果により放射は  $\sim 1/\Gamma$  の角度に絞られることが分かっている。つまり観測者は放射領域のおよそ  $1/2\Gamma^2$  の面積しか見えていないことになる。そのため、GRB の変動時間は幾何学的な計算により、

$$R \sim \Gamma^2 c \Delta t \quad (1.5)$$

となり、 $\Gamma^2$  倍のサイズが許されることになる。

これらのことから、GRB の運動には相対論的な運動が必要不可欠であることがわかる。

### 1.3.2 粒子加速

GRB の元となるバリオンジェットは前節で述べた通り光子放出に  $\Gamma > 100$  を要求する。この章では現在典型的なモデルである、バリオンの相対論的火の玉モデルについて言及する。前述したように半径  $R_0 \sim 10^7 \text{ cm}$  程度に大きなエネルギー  $E$  をつぎ込むと電子・陽電子対生成が起こることで光学的に厚くなる。この状態を簡単に火の玉と呼び、火の玉は主に生成された  $e^\pm$  と光子で構成されている。火の玉は自身の熱圧で速度  $v \sim c$  を持って、厚さ  $\Delta_f \sim R_0$  を保って加速膨張する。共動系では厚み  $\Delta'_f \sim R_0 \Gamma$ 、体積は  $V' \sim 4\pi R^2 \Delta'_f \propto R^2 \Gamma$  で進化する。これは断熱自由膨張であるから、共同系でのエントロピー  $T'^3 V' \propto T'^3 R^2 \Gamma$  と、観測者系でのエントロピー  $\Gamma T'^4 V' \propto \Gamma T'^4 R^2 \Gamma$  はともに保存量となり、結果、 $\Gamma \propto R$  となる。つまり、火の玉のローレンツ因子は半径に比例して大きくなる。

ローレンツ因子は初めに与えられたエネルギーを全て運動エネルギーに変換するまで大きくなり、最終的に  $\Gamma_{max} = E/Mc^2$  になるまで加速膨張し続ける。これを  $\eta \equiv \Gamma_{max}$  とする。これは初期火の玉における光子とバリオンの比を表す量である。

### 1.3.3 内部衝撃波と即時放射

放出されたジェットは局所的に速度が異なるため、高密度の部分を実述した球殻 (シェル) とみなせる。シェル内では電子・陽電子・光子・陽子がプラズマ状態になっている。図 1 のように GRB の光子放出には時間変動があり、中心エンジンにも時間変動があると考えられる。そのため速度の異なる 2 つのシェルが衝突し、プラズマ内で衝撃波を生成する。これを内部衝撃波と呼ぶ。この衝撃波による運動エネルギーの散逸割合は、簡単のため静止質量、ローレンツ因子  $\Gamma_s$  の物質と  $\Gamma_r$  の二体衝突を考えると、

$$f_{dis} \simeq 1 - \frac{2\sqrt{\Gamma_r/\Gamma_s}}{1 + \Gamma_r/\Gamma_s} \quad (1.6)$$

となり、運動エネルギーの大部分をガンマ線に変えるためには、複数のシェルで  $\Gamma_r/\Gamma_s > 10$  となるような、ローレンツ因子の分散が必要になる。

衝撃波内で電子・陽電子のプラズマが生成されると、衝撃波内で反射を繰り返し加速される。これをフェルミ加速 [15] と呼び、加速粒子のエネルギー分布はべき乗分布になる。加速電子・陽電子のシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱によって放出された X 線は、相対論的效果により観測者にはガンマ線領域のエネルギーにシフトする。これが GRB の即時放射として観測される。電子のスペクトルは放射冷却の影響を受けた折れ曲りを持ったべき乗分布になると考えられ、電子のエネルギースペクトルの影響を受け、光子も図 7 のように Band 関数で再現できると考えられている。このような内部衝撃波の影響で荷電粒子が加速し、ガンマ線を放出するモデルを内部衝撃波モデルと呼ぶ。このモデルはガンマ線の多様な時間分布など、定性的には GRB に関する現象を多く説明できるが、 $\Gamma_r/\Gamma_s > 10$  を満たす必要があるなど、定量的には問題点も多いことが指摘されている。

### 1.3.4 フェルミ加速

フェルミ加速を考えるために、衝撃波面を難度も往復する粒子を考える。高密度のプラズマは、衝撃波上流から下流の低密度のプラズマに追いつく形になる。

まず、衝撃波上流静止系を考え (図 9(a))、粒子がエネルギー  $E_1$ 、運動量  $P_1 = \frac{E_1}{c}$  を持っているとして仮定する。ここではエネルギーが大きい場合を考えているので、質量は無視している。衝撃波での相互作用の後、粒子はエネルギー  $E_2$ 、運動量  $P_2 = \frac{E_2}{c}$  になって戻ってくると仮定する。

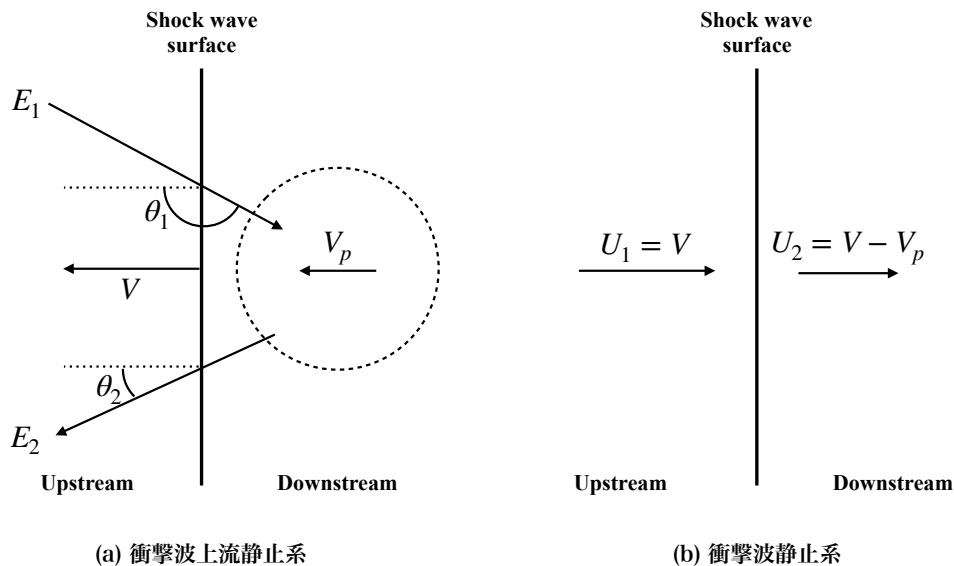


図 9 フェルミ加速を考える際に立つ系の概要図。(a) は衝撃波上流静止系での変数の定義。(b) は衝撃波静止系での変数定義。

以後、衝撃波下流静止系での変数に'をつけて表す。衝撃波下流静止系ではエネルギーは、

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.7)$$

$$\left( \beta = \frac{U_1 - U_2}{c} = \frac{V_p}{c} \right)$$

で表される。ここで  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$  はローレンツ因子である。また、 $U_1, U_2$  はそれぞれ、衝撃波静止系で見たときの衝撃波上流側の速さと衝撃波下流側の速さである。 $V, V_p$  は衝撃波上流静止系での衝撃波と下流のプラズマの速さである。上流静止系では  $E_2$  は、

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.8)$$

と書くことできる。下流静止系では粒子は無衝突散乱のために  $E'_1 = E'_2$  の関係がある。よってエネルギー利得は、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E}{E} &= \frac{E_2 - E_1}{E_1} \\ &= \frac{\gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) - \frac{E'_1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_1)}}{\frac{E'_1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_1)}} \\ &= \gamma^2 (1 + \beta \cos \theta'_2) (1 - \beta \cos \theta_1) - 1 \\ &= \frac{(1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta \cos \theta_1 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1 \\ &= \frac{\beta^2 + \beta \cos \theta'_2 - \beta \cos \theta_1 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} \end{aligned} \quad (1.9)$$

で書き下せる。粒子が相互作用を起こす確率は粒子が  $\theta_1$  で衝撃波を通る割合に比例する。単位立体角あたり (微小角度あたり) の反応確率は、

$$\frac{dP}{d \cos \theta} \propto \cos \theta + \beta (0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}) \quad (1.10)$$

である。

$\cos \theta_1$  で平均をとると、

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta_1 \rangle &= \frac{\int \cos \theta_1 \frac{dP}{d \cos \theta} d \cos \theta_1}{\int \frac{dP}{d \cos \theta} d \cos \theta_1} \\ &= \frac{\int \cos^2 \theta_1 \sin \theta d\theta + \beta \int \cos \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1}{\int \cos \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1 + \beta \int \sin \theta_1 d\theta_1} \\ &= \frac{-\frac{1}{3}(\cos^3(\frac{\pi}{2}) - \cos^3(0)) - \beta \frac{1}{2}(\cos^2(\frac{\pi}{2}) - \cos^2(0))}{-\frac{1}{2}(\cos^2(\frac{\pi}{2}) - \cos^2(0)) - \beta(\cos(\frac{\pi}{2}) - \cos(0))} \\ &= \frac{\frac{1}{3} - \frac{\beta}{2}}{\frac{1}{2} - \beta} \end{aligned} \quad (1.11)$$

宇宙線が相対論的な速度でない場合 ( $\beta \ll 1$ )、 $\langle \cos \theta_1 \rangle \approx \frac{2}{3}$  となる。同様に  $\cos \theta'_2$  に対して、 $\langle \cos \theta'_2 \rangle \approx -\frac{2}{3}$  となるので、最終的に

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \sim \frac{4}{3} \beta = \frac{4}{3} \frac{U_1 - U_2}{c} \quad (1.12)$$

で表すことができる。この計算の他に磁場を考慮する必要があるが、磁場はより荷電粒子を加速させる方向に働く。

粒子は衝撃波下流で相互作用した際に、衝撃波面に戻るか衝撃波から脱出するかのどちらかである。加速粒子のエネルギースペクトルを求めることができる。初めに  $E_0$  を持っていた荷電粒子は  $m$  回衝撃波面を往復した後に、

$$E = E_0 \left( 1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \right)^m \quad (1.13)$$

のエネルギーを持つことになる。よって  $m$  は以下のように決められる。

$$m = \frac{\ln \left( \frac{E}{E_0} \right)}{\ln \left( 1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \right)} \quad (1.14)$$

あるエネルギー  $E$  以上のエネルギーを持つ粒子の数は、上流側に戻ってくる確率に比例する。よって定数  $A$  を用いて、

$$N(> E) \propto [1 - P(\text{escape})]^m$$

$$\ln N(> E) = A - (\Gamma - 1) \ln E \quad (1.15)$$

$$(1.16)$$

ここで、 $\Gamma$  は

$$\Gamma = \left( 1 - \frac{\ln[1 - P(\text{escape})]}{\ln \left( 1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \right)} \right) \quad (1.17)$$

である。 $\Gamma$  は非相対論的衝撃波における圧縮率  $R = \frac{U_1}{U_2}$  を用いて、

$$\Gamma \approx \frac{R + 2}{R - 1} \quad (1.18)$$

で表される。結果として、

$$N(> E) \propto E^{(\Gamma-1)} \quad (1.19)$$

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma} \quad (1.20)$$

が得られ、ここで強い衝撃波を考え、 $R = 4$  と仮定すると、

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2} \quad (1.21)$$

が得られる。

### 1.3.5 外部衝撃波と残光

ジェットは内部衝撃波で運動エネルギーを散逸した後、相対論的速度で親星の外側に流れていく。その際に、 $1/\text{cm}^3$  程度の密度で存在する星間ガスを掃き集め、加熱される。ジェットのエネルギーと先端部分に集められたガスのエネルギーが同程度になり無視できなくなると、ジェットの減速が始まる。このとき、加速されたガスとされていないガスの境界では、境界を衝撃波面として衝撃波が外側に生じる。これを外部衝撃波 (external shock) と呼ぶ。

外部衝撃波からは、内部衝撃波と同じようなシンクロトロン機構で光子が生成される。星間物質の密度  $n_{ex}$  を用いて、衝撃波通過後の下流での粒子数  $n$  と内部エネルギー密度  $\varepsilon$  は以下のように記述できる。

$$n \sim 4\Gamma n_{ex} \quad (1.22)$$

$$\varepsilon \sim 4\Gamma^2 n_{ex} m_p c^2 \quad (1.23)$$

解放された内部エネルギー電子の運動エネルギーと磁場のエネルギーに受け渡される。その割合を  $\varepsilon_e$  と  $\varepsilon_B$  とし、電子注入時のローレンツ因子を  $\gamma_e$ 、冪指数を  $p$  とすると、

$$\gamma_m = \varepsilon \frac{p-2}{p-1} \frac{m_p}{m_e} \gamma \quad (1.24)$$

残光のスペクトルを特徴付けるエネルギーは3つあり、一つ目は電子注入時の最低エネルギーに対応するエネルギー  $\varepsilon_m$  である。 $\gamma_e$  の電子が放つ光子の典型エネルギー  $\varepsilon_m$  は以下で定義できる。

$$\varepsilon_m \equiv \frac{\Gamma}{z+1} \frac{3\hbar e B}{2m_e c} \gamma_m^2 \quad (1.25)$$

ここで、 $B = \Gamma \sqrt{32\pi\varepsilon_B n_{ex} m_p c^2}$  は衝撃波下流で発生している磁場に相当する。二つ目は電子へのシンクロトロン放射による冷却時の効果が無視できなくなるエネルギーに対応する  $\varepsilon_c$  である。シェル静止系での経過時間  $\sim R/(c\Gamma) \sim t_{obs,s}\Gamma$  と、放射による冷却時間  $6\pi m_e c / \sigma_T B^2 \gamma_m$  を比較して、

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T B^2 \Gamma t_{obs,s}} \quad (1.26)$$

より大きい  $\gamma_e$  を持つ電子には冷却の効果が現れる。よってこれに対応する光子のエネルギー  $\varepsilon_c$  は

$$\varepsilon_c \equiv \frac{\Gamma}{z+1} \frac{3\hbar e B}{2m_e c} \gamma_c^2 \quad (1.27)$$

で定義される。最後に3つ目はシンクロトロン事故冷却が効き始めるエネルギー  $\varepsilon_a$  である。

初期のジェットでは  $\Gamma$  が大きく、磁場も強いために  $\gamma_m > \gamma_c$  となっている。そのため、注入された電子はシンクロトロン冷却の効果で即座に冷える。これを急速冷却フェーズと呼ぶ。 $\gamma_m = \gamma_c$  となる時刻には  $\varepsilon_m = \varepsilon_c$  となり、その後は  $\varepsilon_m < \varepsilon_c$  になる。この段階になると高エネルギーの光子にのみ冷却の効果が現れる。このケースを遅延冷却フェーズと呼ぶ。

最終的に残光のスペクトルは電子のスペクトルを反映して図 10 のような分布になる。



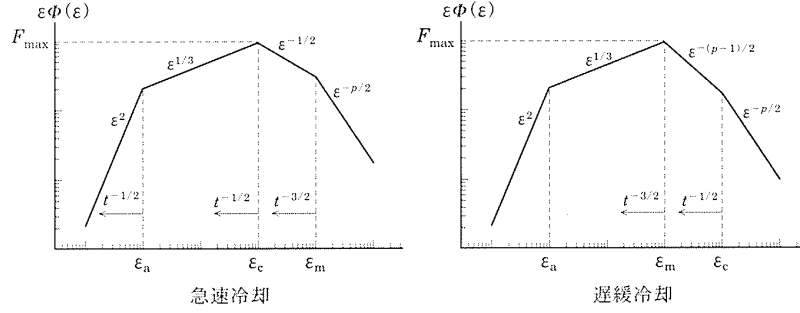


図 10 GRB の残光の典型的なスペクトル [16]。

## 1.4 ニュートリノ

### 1.4.1 ニュートリノの性質

ニュートリノは電荷を持たない中性レプトンとして、1931年に W.Pauli によって存在が予言された。レプトンはスピン 1/2 のフェルミオンであり、以下のような 3 世代 (電子型、ミュー型、タウ型) およびその反粒子の計  $6 \times 2$  種類が知られている。中性であり、質量が非常に小さいことから弱い相互作用でのみ反応を起こすため非常に透過性が高く、観測が難しい粒子である。

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

実験では、1953年に F.Reines と C.Cowan により原子炉起源の反電子ニュートリノ ( $\bar{\nu}_e$ ) が発見された [17]。さらに、1962年に L.Lederman, M.Schwartz, J.Steinberger の加速器実験によってミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ ) が発見され [18]、1997年に DONUT 実験によってタウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) も検出された [19]。

素粒子の標準理論ではニュートリノの質量はゼロであると考えられていたが、1998年にスーパーカミオカンデ実験により大気ニュートリノ振動が確認され、ニュートリノに質量が存在することが示された [20]。ニュートリノ振動が起こる確率は 2 世代間のニュートリノの質量二乗差に依存するため、質量ゼロという仮定では起こり得ない現象である。その後、太陽ニュートリノ振動 [21] や 2002 年の長基線ニュートリノ実験での振動 [22]、原子炉ニュートリノ振動が発見され、3 世代でのニュートリノ振動が確立された。

### 1.4.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は、ニュートリノの質量固有状態がフレーバーの固有状態と異なるために、異なるフレーバーのニュートリノの間で起こるフレーバー転移現象である。理論研究は 1960 年代か

ら [23, 24] などで成されてきた。この節では理論的考えについて述べる。

## 真空中でのニュートリノ振動

まず、真空中でのニュートリノ振動を考える。 $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) は3つのニュートリノ質量固有状態  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) を用いて以下のように記述できる。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.29)$$

ここで、 $U$  は  $3 \times 3$  の Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列 [23] である。PMNS 行列は通常、ユニタリ行列を用いて以下のように記述される。

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

$s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ 、 $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$  で、 $\theta_{ij}$  は  $i, j$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) の状態間の混合角である。 $\delta_{CP}$  は CP 非対称性の位相パラメータである。フレーバー固有状態の時間発展は  $\nu_i$  の固有状態のエネルギー固有値  $E_i$  を用いて、以下の式で表される。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i(t=0)\rangle \quad (1.31)$$

時刻  $t = 0$  に  $|\nu_\alpha\rangle$  で生成されたニュートリノが時刻  $t$  に  $|\nu_\beta\rangle$  で検出される時の確率振幅  $A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)$  は、

$$\begin{aligned} A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) &\equiv \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle \\ &= \sum_j \langle \nu_\beta | U_{\alpha j}^* e^{-iE_j t} | \nu_j \rangle \\ &= \sum_j \sum_{\gamma=e, \mu, \tau} \langle \nu_\beta | U_{\alpha j}^* e^{-iE_j t} U_{\gamma j} | \nu_\gamma \rangle \\ &= \sum_j \sum_{\gamma=e, \mu, \tau} U_{\alpha j}^* U_{\gamma j} e^{-iE_j t} \langle \nu_\beta | \nu_\gamma \rangle \\ &= \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-iE_j t} \end{aligned} \quad (1.32)$$

で書くことができる。よって、フレーバー振動確率  $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)$  は

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) &= |A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)|^2 \\
&= \left( \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-iE_j t} \right) \left( \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-iE_k t} \right)^* \\
&= \sum_j \sum_k U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i(E_j - E_k)t} \\
&= \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i(E_j - E_k)t} \quad (1.33)
\end{aligned}$$

ニュートリノが相対論的に運動している場合 ( $\mathbf{p}^2 \gg m^2$ ) には、二つのエネルギー固有値  $E_i, E_j$  の差は以下のように求めることができる。

$$\begin{aligned}
E_i - E_j &= \sqrt{\mathbf{p}_i^2 - m_i^2} - \sqrt{\mathbf{p}_j^2 - m_j^2} \\
&\simeq \mathbf{p}_i \left( 1 + \frac{m_i^2}{2\mathbf{p}_i^2} \right) - \mathbf{p}_j \left( 1 + \frac{m_j^2}{2\mathbf{p}_j^2} \right) \quad (1.34)
\end{aligned}$$

$$= \frac{m_i^2 - m_j^2}{2E} \quad (1.35)$$

ここで、ニュートリノが相対論的であるときのニュートリノエネルギー  $E \simeq |\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_j|$  を用いた。ニュートリノが光速で移動すると考えると、移動距離  $L = ct$  を考慮して式 (1.33) は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) &= \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \exp \left( -i \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} t \right) \\
&= \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \\
&\quad - 2 \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \\
&\quad + i \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \sin \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \\
&= P_1 + P_2 - 2P_3 + iP_4 \quad (1.36)
\end{aligned}$$

ここで、 $\Delta m_{jk} = m_j^2 - m_k^2$  で定義した。  $P_1$  と  $P_2$  はクロネッカーのデルタ関数  $\delta_{\alpha\beta}$  を用いて、以

下のように一つにまとめることができる。

$$\begin{aligned}
P_1 + P_2 &= \sum_j \sum_k U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \\
&= \sum_j (U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sum_k (U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \\
&= \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right|^2 \\
&= \delta_{\alpha\beta}
\end{aligned} \tag{1.37}$$

また、 $P_3$  は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned}
P_3 &= \sum_{j>k} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* + U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \\
&= 2 \sum_{j>k} \text{Re}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right)
\end{aligned} \tag{1.38}$$

さらに、 $P_4$  は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned}
P_4 &= \sum_{j>k} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* - U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \\
&= -2i \sum_{j>k} \text{Im}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right)
\end{aligned} \tag{1.39}$$

最終的には式 (1.36)、(1.37)、(1.38)、(1.39) から、 $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)$  は以下のように変形される。

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{j>k} \text{Im}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin \left( \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \tag{1.40}$$

## 物質効果

ニュートリノが物質中を通過するとき、ニュートリノ振動の効果はニュートリノと物質との相互作用により変化する。この効果は Mikheev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) 効果 [25–27]、または物質効果と呼ばれる。この効果を考慮するために、まずニュートリノの物質中での伝播を次のシュレディンガー方程式で考える。

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = H \Psi(t) \tag{1.41}$$

ここで  $\Psi(t) = (\Psi_e(t), \Psi_\mu(t), \Psi_\tau(t))$  は時刻  $t$  におけるそれぞれのフレーバー固有状態の確率振幅を与える波動関数成分で、 $H$  は  $3 \times 3$  行列のハミルトニアンである。

3世代すべてのニュートリノは中性子や陽子、電子と中性カレントのコヒーレント散乱を起こすことができる。しかし、物質は電子を含んでいることから荷電カレントのコヒーレント散乱反応を起こすのは電子ニュートリノのみである。よって標準模型の中では中性カレントコヒーレント散乱の効果はニュートリノ振動に寄与しない。中性カレント、荷電カレントの実効ポテンシャル  $V_{NC}, V_{CC}$  は以下のように書ける。

$$V_{NC} = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_n \quad (1.42)$$

$$V_{CC} = \sqrt{2}G_F N_e \quad (1.43)$$

ここで  $G_F$  はフェルミ結合定数、 $N_e, N_n$  は物質中の電子、中性子の数密度である。反ニュートリノの反応に対しては符号が逆になる。

$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  のニュートリノ振動を考えると、ハミルトニアン  $H$  は以下ようになる。

$$H = \frac{\Delta m_M^2}{4E_\nu} \begin{pmatrix} -\cos(2\theta_M) & \sin(2\theta_M) \\ \sin(2\theta_M) & \cos(2\theta_M) \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

ここで、 $\Delta m_M^2$  と  $\theta_M$  は物質効果を考慮した際の実効質量の質量二乗差と実効混合角、 $E_\nu$  はニュートリノのエネルギーである。それぞれは  $\nu_e, \nu_\mu$  間の混合角  $\theta$  と質量差  $\Delta m^2$  を用いて、

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (1.45)$$

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (1.46)$$

$$(x \equiv \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu}{\Delta m^2}) \quad (1.47)$$

$N_e \rightarrow 0$  になることで  $x \rightarrow 0$  であれば、実効的な値は真空中の混合角や質量差に等しくなる。

2成分振動を考え、電子密度  $N_e$  の物質中を  $\nu_e$  が伝搬するときの残存率  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$  と、 $\nu_\mu$  に変化する確率  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}$  は以下のように書くことができる。

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left( \frac{\Delta m_M^2 L}{4E} \right) \quad (1.48)$$

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left( \frac{\Delta m_M^2 L}{4E} \right) \quad (1.49)$$

### 1.4.3 天体ニュートリノ

天体から放出されたニュートリノフラックスが初めて測定されたのは1960年代のHomestake実験 [28] である。この実験では太陽コアで生成されるニュートリノフラックスを測定したが、フラックスの計算結果は標準太陽モデルの予想から三分の一から半分程度であった [29]。この傾向はカミオカンデ [30] や Sudbury Neutrino Observatory(SNO) [21] でも同様に見られていた。これは

太陽ニュートリノ問題と呼ばれ、ニュートリノ振動が発見され、その効果を取り入れることで解決した。

次に発見された天体ニュートリノは 1987 年 2 月 23 日に発生した超新星 SN1987A から放出された、超新星ニュートリノである。このニュートリノはカミオカンデ [31] や Irvine-Michigan-Brookhaven(IMB) 実験 [32]・Bakusan 観測所 [33] で合計 24 事象が観測された。この 24 事象は超新星爆発の理論モデルと無矛盾であり [34]、ニュートリノ天文学の幕開けとなった。

三つ目に発見されたニュートリノは IceCube ニュートリノ観測所で 2017 年 9 月 22 日に観測された、Blazar TXS0506+056 から放出されたと考えられる高エネルギーニュートリノ事象である [35]。観測されたニュートリノは 1 事象のみだったが、そのエネルギーは数百 PeV 以上と見積もられ、また同時期には天体の GeV 領域での増光が見られていたため、史上三番目に観測された天体ニュートリノ事象となった。また、Blazar TXS0506+056 は史上初めてのガンマ線と高エネルギーニュートリノのマルチメッセンジャー事象となった。

Blazar TXS0506+056 から放出されるニュートリノについては、スーパーカミオカンデでも探索が行われており、ニュートリノのエネルギー・フラックスについて上限値がされている [36]。

## 1.5 GRB ニュートリノ

火の玉モデルでの内部衝撃波は電子と同様に、陽子や重原子核も加速させると考えられ、そのエネルギーは最高エネルギー宇宙線 (UHECRs) の  $10^{20}$  eV までに達すると考えられている。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いたため、UHECRs は火の玉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火の玉中の高エネルギーガンマ線と反応し  $\Delta^+$  共鳴反応を介してパイ中間子を生成する。この反応では  $\pi^\pm, \pi^0$  が生成され、 $\pi^0$  は直ちに 2 つの光子に崩壊する。荷電パイ中間子は以下の反応でニュートリノ (GRB ニュートリノ) を生成する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \quad (1.50)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (1.51)$$

以下の計算は [37, 38] を参考にした。

シェル静止系で見たこの反応の起こるエネルギー閾値は

$$E_p E_\gamma \geq \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{4} \quad (1.52)$$

である。

生成されるニュートリノのフレーバー割合は

$$(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau)_{source} \approx (1 : 2 : 0) \quad (1.53)$$

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て地球でのフレーバー割合は

$$(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau)_{earth} \approx (1 : 1 : 1) \quad (1.54)$$

で近似できる。ニュートリノはほぼ光速で飛来するため、GRB のガンマ線と同時に地球で観測が可能であると考えられる。

### 1.5.1 GRB ニュートリノスペクトル

ニュートリノのエネルギースペクトルは陽子のスペクトルを理想的に  $dN_p/dE_p \propto E_p^{-2}$  として、観測されたガンマ線スペクトルから計算できる。

$$\frac{1}{4} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle E_p \geq 7 \times 10^5 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)^2} \left( \frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^2 \left( \frac{E_\gamma}{1 \text{ MeV}} \right)^{-1} \quad (1.55)$$

ここで、1/4 の係数はパイ中間子から最終的に生成される 4 つのレプトンが同じ程度のエネルギーを持つことからくるもので、 $\langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \simeq 0.2$  は 1 回の衝突で陽子が失うエネルギーの平均値である。式 (1.55) より、与えられた陽子のエネルギーについて、ニュートリノのエネルギースペクトルはガンマ線のスペクトルを反映する。ガンマ線のスペクトル (式 (1.3)) を、簡単のために折れ曲がりを持つべき乗分布の結合

$$\Phi(\varepsilon) = f_\gamma \times \begin{cases} \varepsilon_0^{(\alpha_\gamma - \beta_\gamma)} E_\gamma^{-\alpha_\gamma} & E_\gamma \leq \varepsilon_0 \\ E_\gamma^{-\beta_\gamma} & E_\gamma > \varepsilon_0 \end{cases} \quad (1.56)$$

で近似する。 $\varepsilon_\gamma$  は二つのべき乗分布の結合点のエネルギー (Gamma-ray breaking energy) である。式 (1.3) より、 $\beta_\gamma = \alpha_\gamma + 1$  で書ける。ニュートリノの折れ曲がりエネルギー (Neutrino breaking energy) は簡単に、

$$\varepsilon_\nu^b = 7 \times 10^5 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)^2} \left( \frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^2 \left( \frac{\varepsilon_0}{1 \text{ MeV}} \right)^{-1} \quad (1.57)$$

で表される。

ニュートリノの場合、パイ中間子やミュオンのエネルギーが高くなると、崩壊する前にシンクロトロン冷却の効果でエネルギーを失うようになる。よって、ニュートリノのエネルギースペクトルには高エネルギー側にもう一つ折れ曲がり点が現れる。パイ中間子の寿命 26 ns を考慮して、シンクロトロン冷却の効果が効き始めるエネルギー  $\varepsilon_{\nu_\mu}^s$  は

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\nu_\mu}^s &= \frac{1}{4} \frac{1}{(1+z)^2} \sqrt{\frac{12\pi m_{\pi(\mu)}^5 c^8 \epsilon_e \Gamma^8 t_\nu^2}{\sigma_T m_e^2 \tau_{\pi(\mu)}^0 E_{\pi(\mu)}^2 L_\gamma^{\text{iso}}}} \\ &= 10^8 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)^2} \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}} \left( \frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^4 \left( \frac{t_\nu}{10^{-2} \text{ s}} \right)^{-1} \left( \frac{L_\gamma^{\text{iso}}}{10^{52} \text{ ergs}^{-1}} \right)^{-1/2} \end{aligned} \quad (1.58)$$

で計算できる。ミューオンの寿命 ( $2.2 \mu\text{s}$ ) はパイ中間子より 100 倍長いいため、ミューオンへのシンクロトロン冷却の効果は 10 倍早く現れる。

$$= 10^7 \text{GeV} \frac{1}{(1+z)^2} \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}} \left( \frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^4 \left( \frac{t_\nu}{10^{-2} \text{s}} \right)^{-1} \left( \frac{L_\gamma^{iso}}{10^{52} \text{ergs}^{-1}} \right)^{-1/2} \quad (1.59)$$

最終的に、ニュートリノのエネルギースペクトルはミューオンの冷却のみを考えて、以下のように書き表すことができる。

$$\Phi(\varepsilon) = f_\nu \times \begin{cases} (\varepsilon_\nu^b)^{\alpha_\nu - \beta_\nu} E_\nu^{-\alpha_\nu}, & E_\nu \leq \varepsilon_\nu^b \\ E_\nu^{-\beta_\nu}, & \varepsilon_\nu^b < E_\nu \leq \varepsilon_\nu^s \\ (\varepsilon_\nu^s)^{\gamma_\nu - \beta_\nu} E_\nu^{-\gamma_\nu}, & \varepsilon_\nu^s < E_\nu \end{cases} \quad (1.60)$$

スペクトルの冪指数  $\alpha_\nu, \beta_\nu, \gamma_\nu$  は、

$$\alpha_\nu = 3 - \beta_\nu, \beta_\nu = 3 - \alpha_\nu, \gamma_\nu = \beta_\nu + 2 \quad (1.61)$$

で表される。

## 1.5.2 非弾性衝突モデル

1.3.3 節で述べたように、運動エネルギーの大部分を即時放射のガンマ線に変換するためには、 $\Gamma_r/\Gamma_s > 10$  となるような大きな分散が必要となる。この問題を解決するモデルとして、光子はトムソン散乱の光学的深さ  $\tau_T$  を半径とした光球付近で生成されるという光球モデルが挙げられている [39]。このモデル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。バリオン火の玉において、中性子と陽子は密度が高い初期状態では弾性散乱により巨視的に見て良く結合しているが、ジェットの半径が大きくなることによる密度低下の時間スケールが弾性散乱の時間スケールよりも大きくなったところで脱結合する。火の玉における加速が終わる前に脱結合が起こった場合、主に中性子で構成されるジェット波が  $\Gamma_s = \Gamma_n$  を形成する。この遅いジェットと、上流でさらに発生する速いジェット (ローレンツ因子  $\Gamma_r$ ) が衝突することで、非弾性散乱が起こる [40]。衝突面のローレンツ因子  $\Gamma$  は  $\Gamma = \sqrt{\Gamma_r \Gamma_s}$  で表され、地球に到達する粒子のエネルギーは  $2\Gamma$  でローレンツブーストを受ける。衝撃波共動系における遅いジェットとの相対ローレンツ因子  $\Gamma_{rel}$  と速いジェットとの相対ローレンツ因子  $\Gamma'_{rel}$  はそれぞれ、

$$\Gamma_{rel} \approx 0.5(\Gamma_s/\Gamma + \Gamma/\Gamma_s) \quad (1.62)$$

$$\Gamma'_{rel} \approx 0.5(\Gamma_r/\Gamma + \Gamma/\Gamma_r) \approx \Gamma_{rel} \tau_{pn} \quad (1.63)$$

で表される。ここで  $\tau_{pn} \approx n_n \sigma_{pn}(r/\Gamma_n)$  は pn 非弾性散乱反応の光学的深さを表す。  $n_n$  は半径  $r$  に存在する中性子量で、  $\sigma_{pn} \sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^2$  は pn 反応の反応断面積である。典型的には  $\Gamma'_{rel} = 3$  である。



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以下のものが例として挙げられる。



パイ中間子の反応で生成されるニュートリノも準熱的 (Quasi-Thermal : QT) なスペクトルを持ち、主に GeV 領域で観測されると考えられている [41](図 11)。

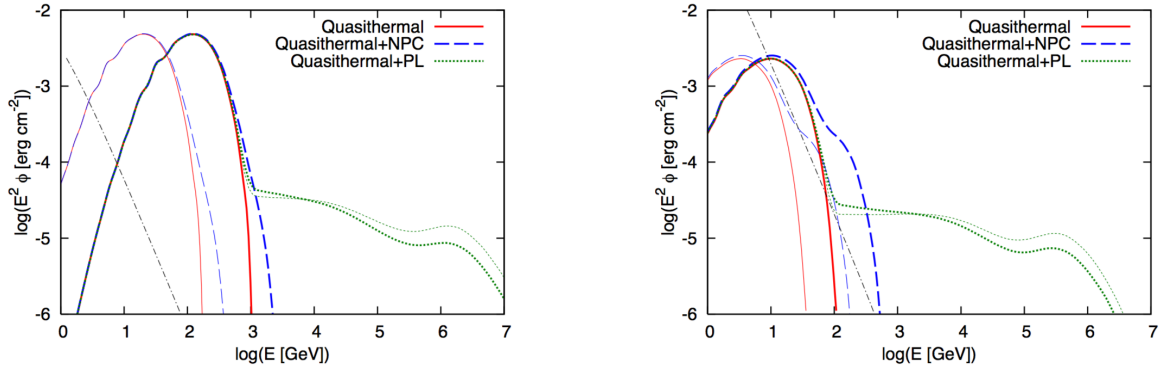


図 11 光球モデルで生成されるニュートリノの典型的なスペクトル [41]。(左図)：高光度 ( $\epsilon_\gamma^{iso} = 10^{53.5}$  erg)、 $z = 0.1$  を仮定し、太線は  $\Gamma = 600$  を仮定したもので細線は  $\Gamma = 100$  を仮定した図。(右図)：低光度 ( $\epsilon_\gamma^{iso} = 10^{50}$  erg)、 $D = 10$  Mpc を仮定し、太線は  $\Gamma = 30$  を仮定したもので細線は  $\Gamma = 10$  を仮定した図。赤線は QT-ニュートリノ、青線は Neutron-Proton Converter [42] を考慮した場合、点線は冪乗分布を加えたものである。

## 2 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ実験 [43] とは、巨大水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデ (SK) を用いたニュートリノ検出器実験である。

### 2.1 スーパーカミオカンデ検出器

SK は岐阜県飛騨市神岡に位置し、元鉱山である池の山の地下約 1000 m(海拔約 370 m) に設置されている。検出器上部は 1000 m の岩盤に覆われているため、ニュートリノ観測においてバックグラウンドとなる、大気で生成される宇宙線ミュオン数を約 10 万分の 1 に低減している。検出器は大きさが直径 39.3 m・高さ 41.4 m の円筒型タンクであり、その中に約 13000 本の光電子増倍管 (PMT) が取り付けられ、タンク内部は約 50 kton の超純水で満たされている。荷電粒子が水中を通過した際に放出するチェ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ことが可能である。図 12 にスーパーカミオカンデの概観を示す。

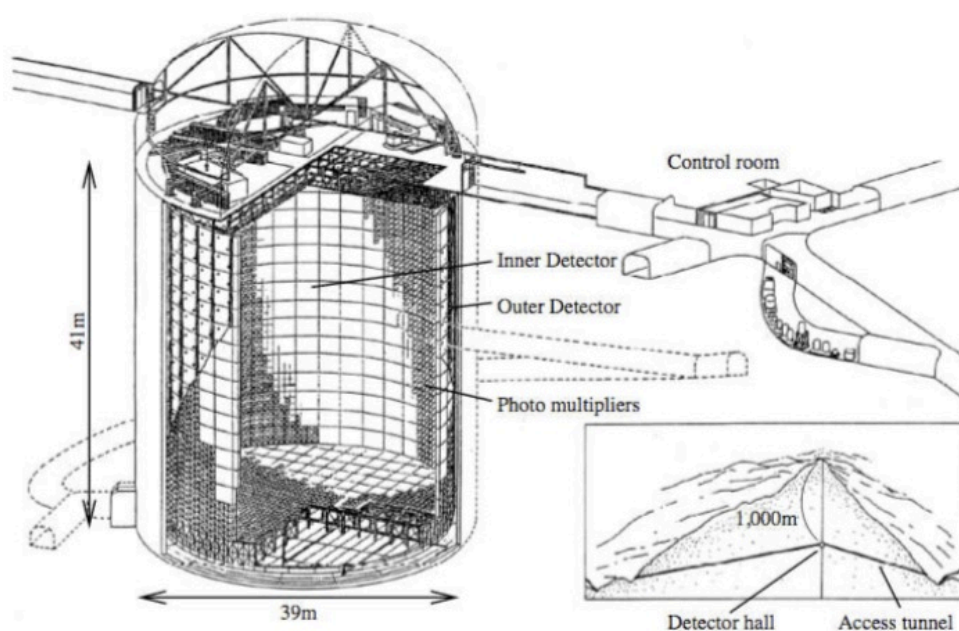


図 12 スーパーカミオカンデの概観。

スーパーカミオカンデの水タンクは内水槽 (Inner Detector : ID) と外水槽 (Outer Detector : OD) の二つに分けられており、その間はステンレス製のフレーム (スーパーモジュール) で仕切られている。スーパーモジュールの内側である ID は直径 33.8 m・高さ 36.2 m であり 32.5 kton

の体積で、スーパーモジュールの内側には 11129 本の 20-inch PMT が内向きで取り付けられている。PMT は ID の内表面積の約 40% を覆っており、それぞれの PMT の間はブラックシートと呼ばれる、光の反射率が非常に低いシートで覆われている。これにより、ID・OD を分離し、ID 壁面での光の反射を防いでいる。

OD は厚さ約 2 m で、ID の周りを囲むように作られており、体積は 17.5 kton 程度である。モジュールの外側には 1885 本の 8-inch PMT が取り付けられている。また、それぞれの OD PMT の間は表面が白色のタイベック、裏面がブラックシートであるシートで覆われている。OD 側を光の反射率が大きいタイベックシートで覆うことで、光を OD で反射させて ID に侵入するのを防ぎ、ID と OD を光学的に分離している。さらに、SK-III 以降では ID の信号と OD の信号をより効率よく分離するため、OD のタンク上部と壁面との間をタイベックシートで仕切っている (ID-OD Segmentation)。図 13 に検出器の模式図を示す。

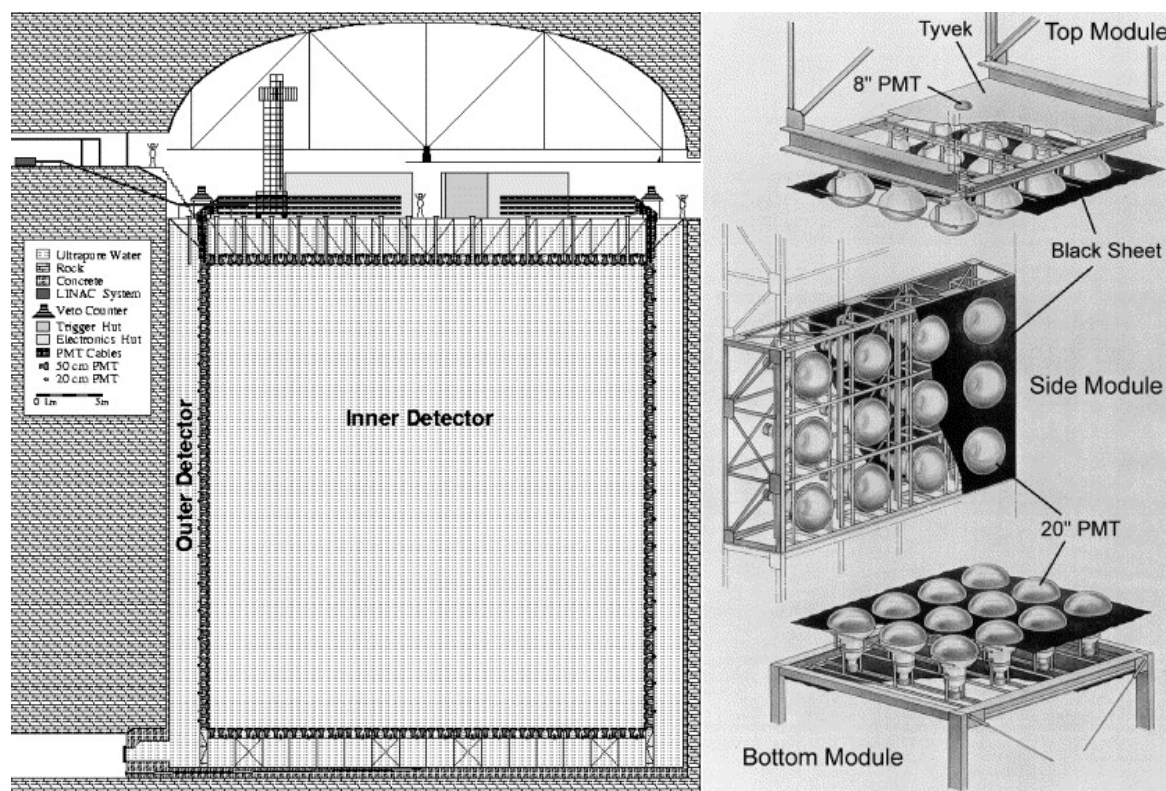


図 13 スーパーカミオカンデ検出器全体の模式図 (左) と円筒タンクのそれぞれの面の模式図 (右)。[43]

### 2.1.1 ID 20-inch PMT

ID に取り付けられている PMT は浜松ホトニクスにより製造された浜松 R3600 という型で、直径は 20 インチ (約 50 cm) である。PMT の模式図を図 14 に示す。この PMT の有感波長領域は

280-660 nm であり、量子効率 は波長約 390 nm において最大で、22% 程度になる。また、信号の伝達時間は 10 ns 程度である。典型的な性能を図 15 に示す。

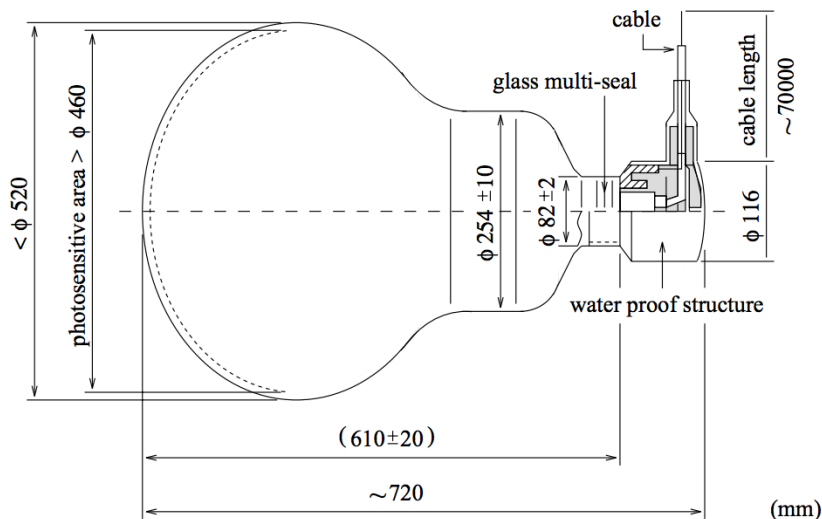


図 14 20-inch PMT の模式図。[43]

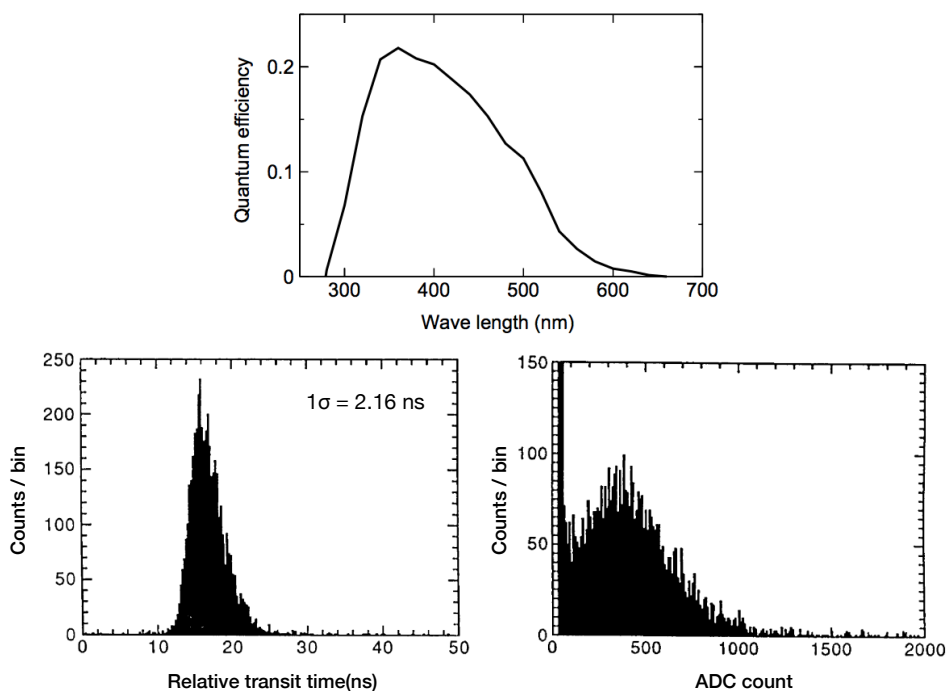


図 15 20-inch PMT の量子効率の波長依存性 (上) と波長 410 nm のの光に対する伝達時間分布 (下左)、1 光電子分布。[43]

スーパーカミオカンデでは 2001 年に、底面の PMT が水圧に耐えれず破損し、PMT の約半分

が損壊する大事故が起こった。スーパーカミオカンデの PMT の内部は光電子の収集効率を向上させ、同時に内部での放電を防ぐために真空状態になっている。そのためガラス面の破損により爆縮が起こり、発生した衝撃波により付近の PMT が破損し、それが連鎖的に繋がったことが原因であった。これ以降、一つひとつの PMT には衝撃波防止ケースが取り付けられている。これにより、水圧への耐性を向上させ、破損した際の連鎖的な破壊を防止する構造となっている。光電面を囲む部分は透明度の高いアクリルで作られており、それ以外の部分は耐久力の高い Fiber Reinforced Plastics(FRP) で構成されている。図 16 に衝撃波防止ケースと PMT の外観を示す。



図 16 20-inch PMT の衝撃波防止ケースの外観。

### 2.1.2 OD 8-inch PMT

OD の PMT は SK-I の期間においては 1991 年に終了した IMB 実験 [44] の PMT を再利用していたが、SK-II 以降はほとんどの OD PMT は浜松ホトニクス製の浜松 R5912 に置き換えられている。新しい PMT は IMB PMT と同サイズで、類似した特性を持つ。OD PMT は本数の少なさを補うため、それぞれが  $60\text{ cm} \times 60\text{ cm} \times 1.3\text{ cm}$  の Wavelength-shifter(WS) のプレートに取り付けられている。WS は bis-MSB( $\text{C}_{24}\text{H}_{22}$ ) を  $50\text{ mg/L}$  ドープしたアクリル板であり、紫外線領域の光を吸収し、OD PMT の波長ピーク付近である青-緑の光を放出する。WS により、OD の光子収集効率は 60% まで向上するが、時間分解能は  $13\text{ nsec}$  から  $15\text{ nsec}$  に低下する。

OD PMT は OD の壁面に均等に 1275 本、底部に 308 本、天井部に 302 本設置されている。スーパーモジュール内における ID PMT と OD PMT の設置箇所について、図 17 に示す。

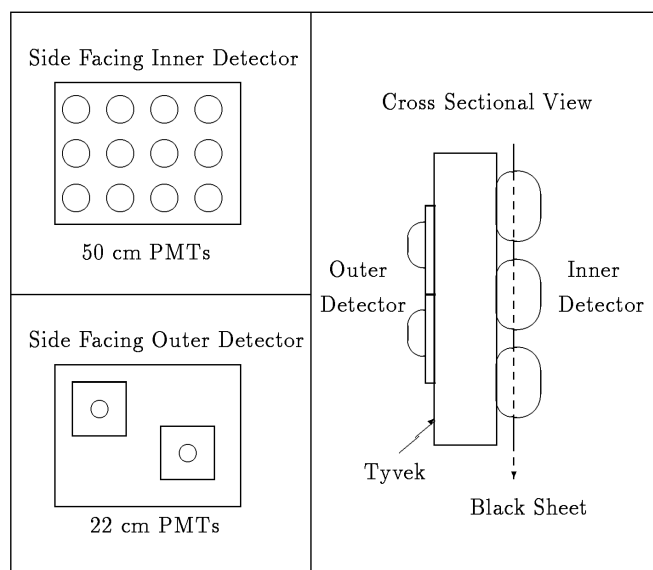


図 17 ID と OD のタンクの位置関係の模式図 [45]。一つのスーパーモジュールに OD は 2 つ取り付けられている。

### 2.1.3 磁気補正コイル

光電面で生成された光電子は PMT 内で電場によってダイノードに収集されるが、この時地磁気が収集効率に影響を及ぼす。この地磁気の影響を防ぐために、26 セットのヘルムホルツコイルがタンクの周りに巻かれており、検出器内での地磁気の影響を低減させている。図 18 にその概略図を示す。

## 2.2 実験期間

スーパーカミオカンデの観測期間は 1996 年の 4 月に観測を開始してから現在までで 5 つの観測フェイズに分類されている。さらに 2020 年からはスーパーカミオカンデの超純水に硫酸ガドリニウムを溶解し、中性子信号を検出する機能を付与する「SK-Gd」実験の開始が予定されている。各観測フェイズの検出器状況を表 1 に示す。

### 2.2.1 SK-I

SK の観測が始まった 1996 年 4 月から 2001 年 7 月までデータ取得が行われた。2001 年 7 月に不具合のある PMT を交換する作業が行われ、その後、注水中であった 2001 年 11 月に前述した

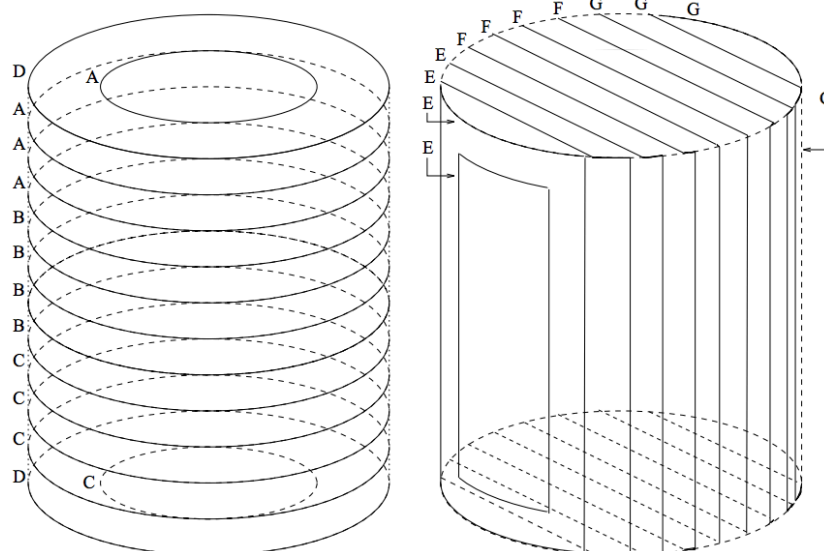


図 18 タンクの周囲に設置された磁気補正コイルの概略図。

事故が起きた。この事故までの観測期間を SK-I と呼んでいる。この事故で ID・OD 合わせて約 7900 本の PMT が失われた。

### 2.2.2 SK-II

いくつか予備のあった ID の PMT を取り付け、5128 本での観測が 2002 年 10 月から 2005 年 10 月まで行われた。この際には全ての PMT に前述した衝撃波防止ケースが取り付けられた。

### 2.2.3 SK-III

事故で失われた PMT を取り付け、2006 年 7 月から ID PMT11129 本、OD PMT1885 本で観測が再開された。この時の ID の PMT 被覆率は 40% である。

### 2.2.4 SK-IV

データ取得システムを一新し、2008 年 9 月から 2018 年 5 月までデータ取得を行った。この期間から、PMT のトリガーに新たに QBEE と呼ばれるエレクトロニクスを採用し、中性子の遅延信号を取得できるようになった。また、超純水の循環システムを改良することで、解析閾値を 4.5 MeV から 3.5 MeV に低下させることに成功している。

## 2.2.5 SK-V

前述した SK-Gd 実験に向けて、タンクの水漏れの補修、PMT の交換、配管の改良などを目的に 2018 年 6 月から数ヶ月のタンク補修作業が行われた。この作業は 2019 年 1 月末まで続き、2019 年 2 月からデータ取得を再開した。この期間を SK-V と呼んでいる。

表 1 スーパーカミオカンデ実験の観測フェイズによる検出器状況

観測フェイズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V
データ取得開始	Apr. 1996	Oct. 2002	Jul. 2006	Sep. 2008	Feb. 2019
データ取得終了	Jul. 2001	Oct. 2005	Aug. 2008	May. 2018	-
取得時間	1496 日	791 日	548 日	3235 日	-
IDPMT の数 (被覆率)	11146 (40%)	5182 (19%)	11129 (40%)	11129 (40%)	11129 (40%)

## 2.3 検出原理

### 2.3.1 チェレンコフ光

前述したように SK ではチェレンコフ光を観測することで粒子を検出している。チェレンコフ光とは、荷電粒子が媒質中の光速より速く移動するときに放射される可視光領域程度のエネルギーの光である。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に沿って円錐状に放射され、粒子の飛跡とチェレンコフ光のなす角 (チェレンコフ角)  $\theta_c$  は

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

で表すことができる。ここで  $n$  は媒質の屈折率であり、 $\beta$  は相対論的な粒子の早さ ( $= v/c$ ) である。チェレンコフ放射が起こるには媒質中の光速  $c/n$  より粒子が速く移動しなければならないため、 $\beta$  は

$$\beta > 1/n \quad (2.2)$$

を満たす。そのため、荷電粒子にはチェレンコフ放射を起こすための条件

$$E > mc^2\gamma = \frac{mc^2}{\sqrt{1-1/n^2}} \quad (2.3)$$

が与えられる。ここで  $m$  は粒子の質量である。



チェレンコフ光の強度は荷電粒子が放出できる光子数で決定される。電子の場合、単位長さ  $dL$  あたりに放出される光子数  $N$  は、

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = 2\pi\alpha(1 - 1/n^2\beta^2)/\lambda^2 \quad (2.4)$$

である。ここで  $\lambda$  は光子の波長、 $\alpha$  は微細構造定数である。この式を 1cm 電子が進む際に、PMT 感度領域 300-600nm の光子を考慮して積分することで、

$$N = 2\pi\alpha \times 0.01[\text{m}] \times \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) (\lambda_1 = 300 \text{ nm}, \lambda_2 = 600 \text{ nm}) \sim 340 \quad (2.5)$$

と、電子が 1cm 進む際に SK の PMT 感度領域 300-600nm で約 340 個の光子を放出することがわかる。

### 2.3.2 チェレンコフ光の検出方法

SK では純水中の荷電粒子から発生したチェレンコフ光を PMT で検出する。チェレンコフ光は円錐状に放射されるため、ある程度決まった方向の PMT にリングのようなヒットパターン (チェレンコフリング) を形成して検出される。チェレンコフリングの模式図を図 19 に示す。この時、純水の屈折率は  $n \sim 1.34$  なので、水中のチェレンコフ角は  $\theta_c \sim 42^\circ$  である。さらにチェレンコフリングは荷電粒子の種類により傾向が異なる。電子の場合、水中で電磁シャワーを起こすためリングの輪郭がぼやけるが、 $\mu$  粒子の場合綺麗なリングを描く。

SK では PMT が取得したリングパターンや電荷、時間の情報を用いて方向や荷電粒子の発生点・時間などを再構成することができる。また、PMT で検出される光量を用いて荷電粒子のエネルギーを計算することができる。

## 2.4 データ収集システム

SK のデータ収集システム (DAQ) は稼働期間により異なる。SK-I から SK-III にかけては Tristan KEK Online (TKO) 規格の Analog-Timing-Module (ATM) を用いていた [46, 47] が、SK-IV フェーズからは DAQ を QBEE (QTC-Based Electronics with Ethernet) に移行した。QBEE に移行したことにより、データ収集の際の dead time の削減に成功している。

### 2.4.1 SK-I から SK-III の期間での ID データ収集システム : ATM

ATM は 12 個のチャンネルを持っており、それぞれの PMT からの信号は ATM 内の 1 つのチャンネルに送信される。1 つの TKO クレートには 20 個の ATM と、Super Control Header (SCH) モ

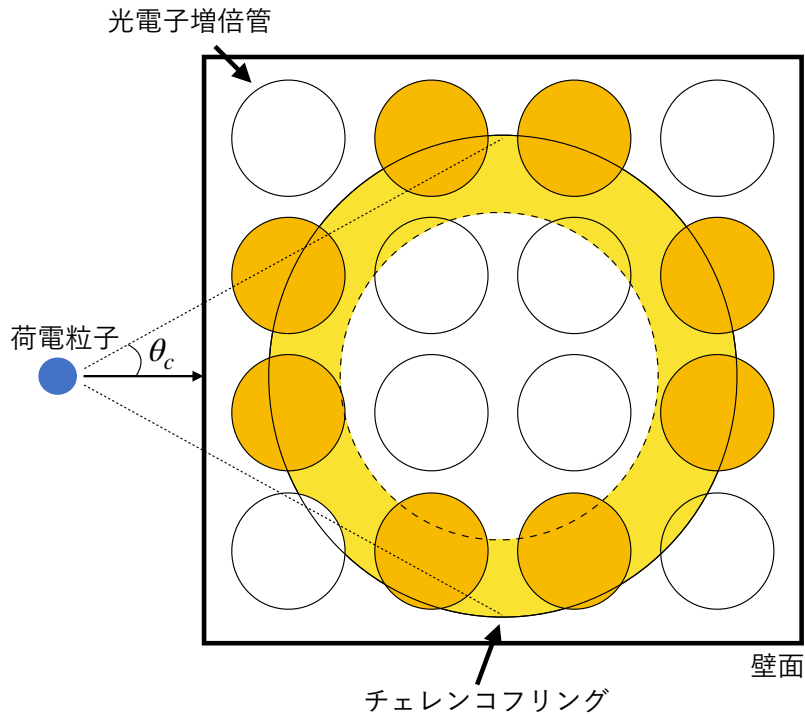


図 19 チェレンコフリングのイメージ図。

ジュール、Go/NoGo(GONG) モジュールが取り付けられている。SCH は TKO と Versa Module Europa(VME) モジュールの間のインターフェースであり、GONG は配下のモジュールへ信号を送信する。

VME には 6 つの記録装置 Super Memory Partner(SMP) が配置されており、記録された情報は Sbus-VME インターフェースを通じて計算機に送られる。SK タンクの上部には 4 つの電子回路のハットがあり、それぞれに 12 個の TKO クレートと 2 つの VME クレートが配置されている。電気システムの概略図を図 20 に示す。

PMT で検出した信号の、ATM 内におけるデータ収集システムでの流れを図 21 に示す。それぞれの PMT で得られた信号は、入力パルス信号の電荷を測定する Charge to Analog Converter(QAC) と時間を測定する Time to Analog Converter(TAC) に送られる。QAC は 0.2 pC の分解能で 550 pc までの範囲を持ち、TAC は 0.3 nsec の分解能で 1.2  $\mu$ sec までの範囲を持つ。PMT からの信号は 100 倍に増幅されたのち、4 つに分けられる。

4 つのうち一つは閾値が 0.25 pe にセットされたディスクリミネータに通される。信号の波高が閾値を超えていた場合、HIT 信号としての 900 nsec のゲートと、QAC 用の 400 nsec のゲート、さらに TAC のスタート信号が生成される。同時に、波高 15 mV、幅 200 nsec の矩形波が生成され、12 個の PMT の矩形波を合計した ID-HITSUM 信号が生成される。

他 2 つの PMT 信号は QAC と TAC に送信される。HIT 信号の後 1.3  $\mu$ sec 内にトリガーがかかった場合、QAC と TAC の保存情報は Analog-Digital Converter(ADC) に送信される。トリ

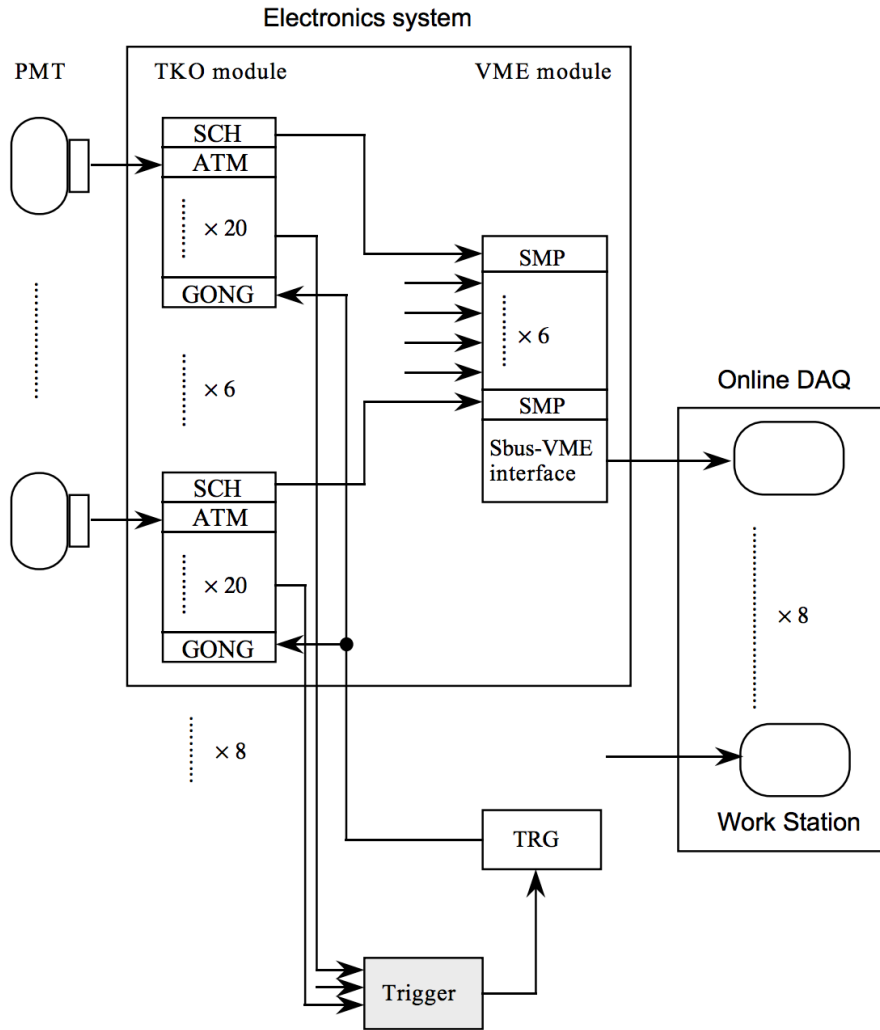


図 20 SK-I から SK-III における ID 電気回路システムの概略図。[48]

ガーがかからなかった場合、QAC と TAC に保存されたデータは破棄される。ADC のデータは一度大容量メモリの First-in First-out (FIFO) メモリに保存される。アナログ信号からデジタル信号に変換し、保存するまでに  $5.5 \mu\text{sec}$  かかるため、その間はデータの取得ができない。そのため、QAC と TAC は 2 チャンネル用意されており、dead time を極力減らすようになっている。最後の 1 つはディスクリミネータに通さずに取り出される。この信号を PMTSUM 信号と呼ぶ。PMT 信号について行う行程の流れを図 22 に示す。

## 2.4.2 SK-I から SK-III の期間での OD データ収集システム

OD PMT の信号は paddle クレートに接続され、1 つのクレートは 12 個の OD PMT を扱っている。信号は 4 つのクレートごとに Charge to Time Converter (QTC) モジュールに接続される。

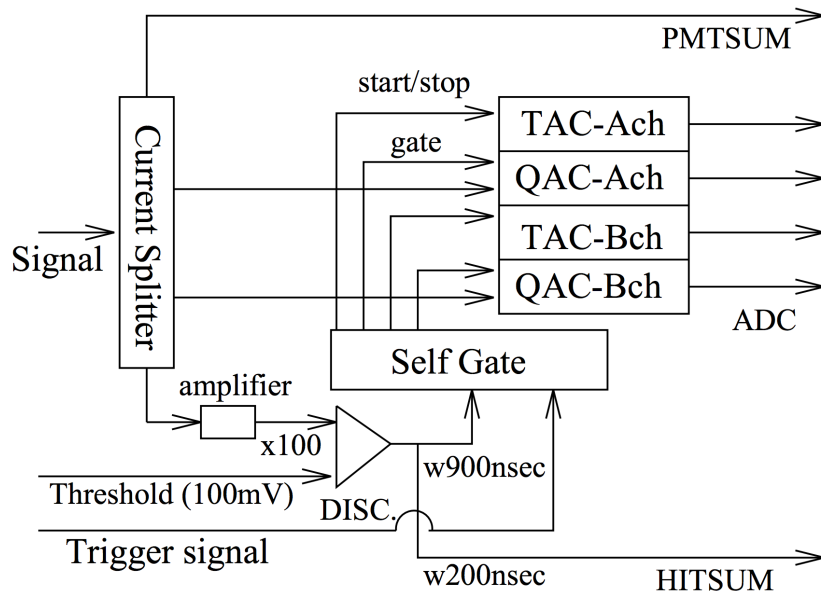


図 21 ATM 回路の概略図。[48]

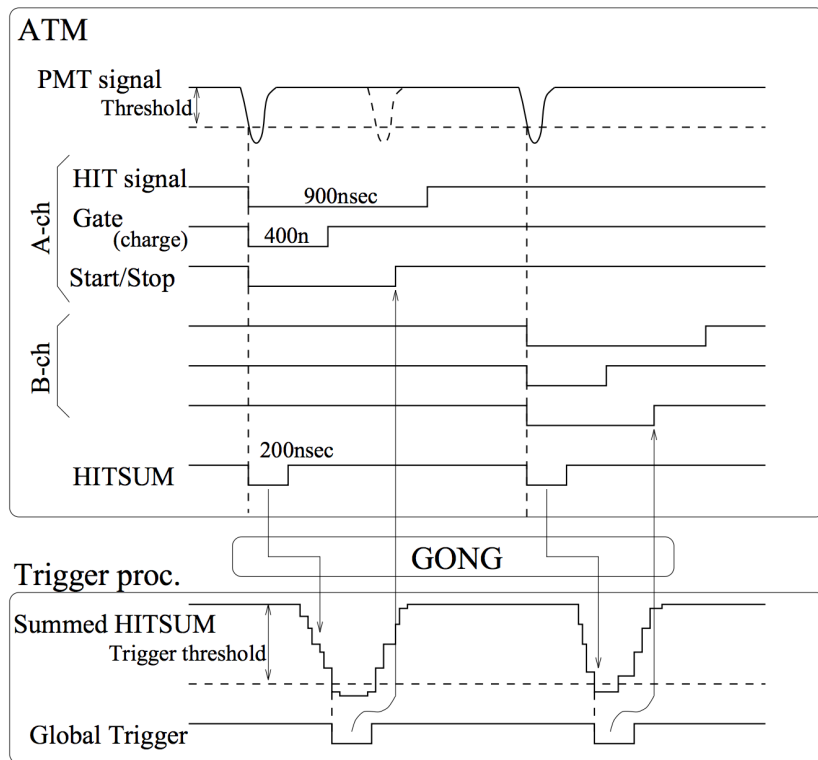


図 22 信号の ATM 内での時間の流れ。[48]

QTC の出力は、2つの QTC パルス波まで保存出来る LeCroy 1877 multi-hit Time to Digital Converter(TDC) によってデジタル化される。TDC は fastbus クレートに設置されている。この

クレートには4種類のモジュールが設置されており、それぞれは、5つの TDC、Event number latch、TDC の信号を読み取る fastbus smart crate controller(FSCC)、custom-built インターフェイスボードである。fastbus クレートは ID と同様にタンク上部のハットに設置されている。電気システムの概略を図 23 に記す。

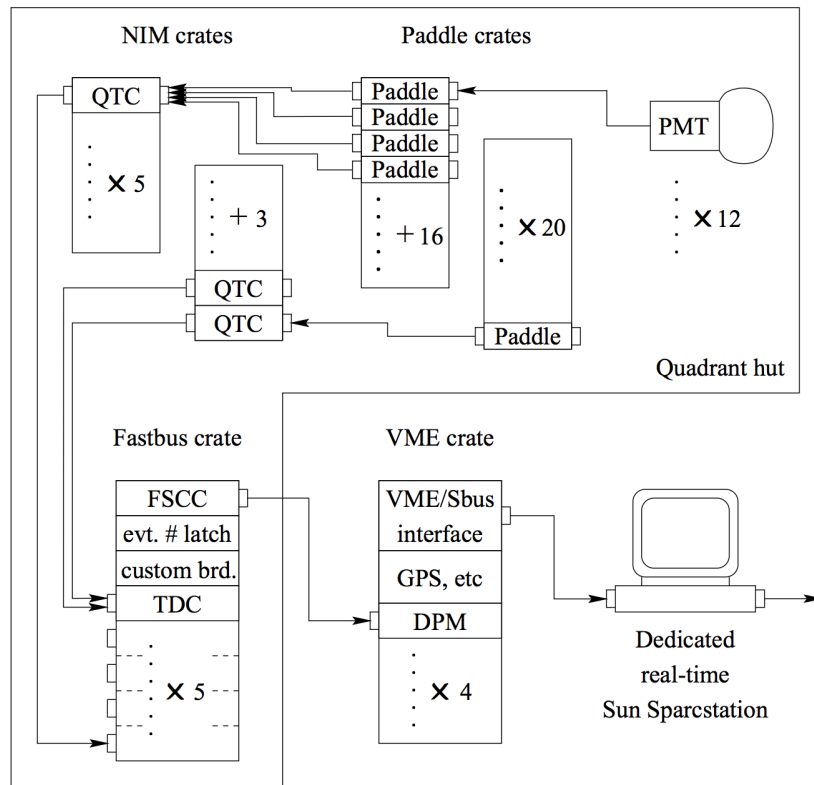


図 23 OD のデータ収集システムの概略図。[49]

QTC は OD PMT 信号のヒット時間と電荷を測定する。QTC のパルス信号の終端が PMT 信号の到着時間を表し、幅が OD PMT パルスの電荷総量を表す。また、QTC は 200 nsec の幅で 20 mV の波高を持つ、OD-HITSUM 信号を信号 ID の場合と同様に生成する。

それぞれの TDC は、0.5 nsec の分解能を持ちパルス波を保存するためにも用いられる。そのダイナミックレンジはトリガー時間の周囲 32  $\mu$ sec にセットされていたが、1996 年 9 月からはデータサイズを減らすために、トリガー時間の前 10  $\mu$ sec から 16  $\mu$ sec 間になっている。TDC 信号は FSCC で読み出され、オンラインのコンピューターに VME を通じて送信される。

### 2.4.3 SK-I から SK-III までのトリガーシステム：ハードウェアトリガー

ID では 3 種類のトリガーで構成されており、それぞれ High Energy(HE) トリガー、Low Energy(LE) トリガー、Super Low energy(SLE) トリガーである。トリガー閾値は ID-HITSUM 信号により定義されている。HE トリガーは宇宙線ミューオンや大気ニュートリノ、K2K ビームニュートリノ、陽子崩壊の信号を識別するために用いられる。LE トリガーは太陽ニュートリノ解析のために、1997 年 5 月に導入された SLE トリガーはより低いエネルギーでの太陽ニュートリノ解析のために用いられる。

SK-I では HE トリガーは ID-HITSUM の波高が 200 nsec の時間幅で-340 mV を閾値にしており、10 MeV 以上の事象で 5 Hz のトリガーレートであった。LE トリガーの閾値は-320 mV で、これは電子のエネルギーで 50% トリガー効率で 5.7 MeV に相当する。トリガーレートは 8 MeV 閾値で 11 Hz である。SLE に関してはコンピュータの性能が向上するに従い、トリガー閾値を適宜下げている。2000 年 7 月の時点で閾値は-186 mV で、これは電子のエネルギーで 4.6 MeV に相当し、1kHz のレートであった。SK-II から SK-III にかけては、定義はそのままに閾値がそれぞれ変更されている。また、OD の閾値は 200 nsec の時間幅でのヒット数が 19 に相当する所に閾値が設けられる (表 2)。

表 2 各フェーズでの最終的なトリガー閾値。

トリガーの種類	SK-I	SK-II	SK-III
HE	-340 mV	-180 mV	-320 mV
LE	-320 mV	-152 mV	-302 mV
SLE	-186 mV	-110 mV	-186 mV
OD	19 hits	19 hits	19hits

これらのトリガーはハードウェアトリガー (TRG) モジュールとして取り付けられている。トリガーが作動した場合、TRG モジュールはグローバルトリガー信号と 16 ビットのイベント番号を発信する。これがすべての電気回路に送信され、DAQ が計算を開始する。

### 2.4.4 SK-IV からの ID・OD データ収集システム：QBEE

SK-IV からは PMT で得られたアナログ信号は QBEE によりデジタル化され、オンラインにあるフロントエンド PC に送られる。QBEE は元々 ATM があった TKO クレートに置き換えられているが、その中身は全く異なっている。そこで時間順に並べ替えられたのち、マージャー PC へ

送られる。その後、後述するソフトウェアトリガーによりヒット情報から条件を満たす事象がデータ蓄積用のディスクに記録される。モジュールを QBEE に移行したことで、PMT の全てのヒットの記録が可能になった。QBEE は OD でも同様に使われている。QTC とその周辺のモジュールの回路の概要図を図 24 に示す。

QBEE は 1 モジュールに 8 つの QTC を持っており、1 つの QTC は 3 つの PMT 信号を扱う、つまり 1 つの QBEE は 24 個の PMT 信号を取り扱っている。QTC は PMT からの信号が閾値を超えると、電荷に線形に比例した幅を持つタイミング信号を生成する。電荷の分解能を向上させ、また従来の ATM に比べて広い範囲の電荷を扱うため、QTC には 3 つのゲインレンジ (Small, Medium, Large) があり、それぞれ、1, 1/7, 1/49 に設定されている。レンジごとの検出可能な電荷のダイナミックレンジと電荷分解能を表 3 に示す。これらのゲイン設定によって、総合的には電荷のレンジは 0.2-2500 pC で検出可能である。

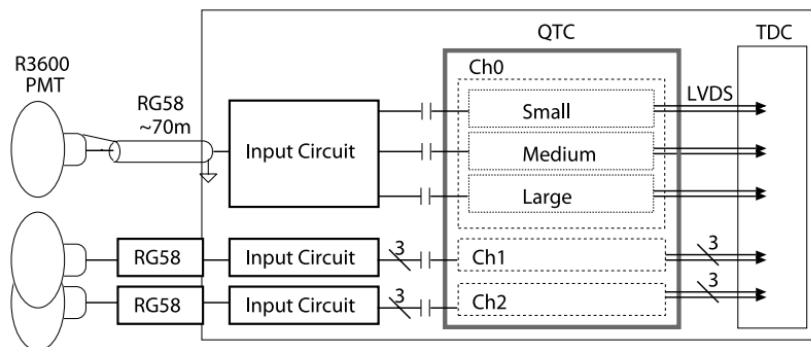


図 24 QBEE と周辺機器の組立図。[50]

表 3 QBEE の 3 つのチャンネルでの検出可能な電荷のダイナミックレンジ

ゲインチャンネル	検出可能な電荷レンジ	電荷分解能
Small	0.2-51 pC	0.1 pC/count
Medium	1-357 pC	0.7 pC/count
Large	5-2500 pC	4.9 pC/count

ゲインをかけたのち、PMT からの信号は Low-Noise Amplifier(LNA) で増幅され、Low-Pass Filter(LPF) で信号を遅らせたのちに、Voltage-to-Current(V/I) converter で変換されコンデンサで統合される。出力波形のうち一つは PMTSUM 信号として保存され、もう一つは電荷を集積するために使われる。LNA の増幅信号がディスクリミネータの閾値を超えたとき、フラグ (HIT) が生成される。Output 信号のスタート時間はフラグが生成された時間となる。フラグが生成されると、Charge ゲート、Discharge ゲート、VETO ゲートの 3 つのゲートが開かれる。Charge ゲートが開いている 400 nsec の間は V/I converter とコンデンサのスイッチが閉じることで、コンデンサに電荷が集積される。その後、Discharge ゲートが 350 nsec の間作動し、その間の信号は無

視される。最後に、VETO ゲートが開く。VETO ゲートは 150 nsec のあいだ開いており、その間のすべての信号を破棄する。すべての時間を足しあげると 900 nsec である。信号とトリガーの QTC 内での流れを図 25 に記す。

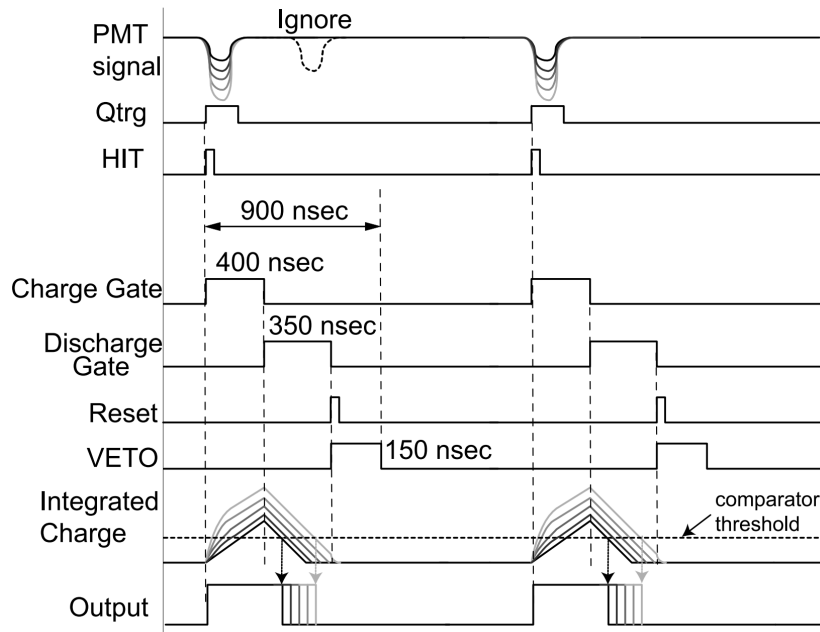


図 25 信号とトリガーの QTC での時間の流れの概略図。色の濃淡は信号の足し合わせを示す。[50]

### 2.4.5 ソフトウェアトリガー

PMT からの全ての信号は QBEE による高速デジタル処理を経て後段にあるマージャー PC に収集される。そこで、水槽の端から端まで光子が移動する時間に相当する 200 nsec 間タイミングウィンドウでのヒット数  $N_{200}$  を用いてトリガーし、事象を抽出している。表 4 に ID PMT におけるトリガーのタイプと  $N_{200}$  の閾値、イベントレートを記す。SLE 以外のトリガーでは 40  $\mu$  sec のイベント幅で事象を記録する。SLE トリガーの閾値では放射性物質のバックグラウンドによりレートが非常に高くなり、データ量が膨大になるのを防ぐため、イベント幅は 1.5  $\mu$  sec に設定されている。

また、超新星背景ニュートリノの研究のため、SHE トリガーと AFT トリガーが追加された。 $N_{200}$  が SHE トリガーの閾値を超え、かつ OD PMT のトリガーがかからなかった際に AFT トリガーがかかり、イベント幅の後 500  $\mu$  sec の全データを取得する。この 2 つのトリガーにより、後述する逆ベータ崩壊で放出される中性子が陽子に捕獲される際に放出するガンマ線を検出することができる。



表4 SK-IVにおけるトリガー閾値。 $N_{200}$  はIDのヒットのみを用いている。

トリガータイプ	$N_{200}$ 閾値 [ヒット/ $\mu\text{sec}$ ]	イベント幅 [ $\mu\text{sec}$ ]	イベントレート
SLE	34	1.5(-0.5 ~ +1.0)	3.0-4.0 kHz
LE	47	40(-5 ~ +35)	$\approx 40$ kHz
HE	50	40(-5 ~ +35)	$\approx 10$ kHz
SHE	58	40(-5 ~ +35)	-

## 3 シミュレーション

SK の物理解析は実験データと Monte Carlo シミュレーション (MC) からの予想値を比較することにより行われる。数百 MeV 以上の高エネルギーの解析では、シミュレーションの段階はニュートリノフラックス、ニュートリノ相互作用、検出器シミュレーションの大きく 3 つの部分に分かれている。SK でのニュートリノフラックスは一次宇宙線フラックスとニュートリノを生成する反応過程、そしてその後 SK へ伝搬する部分が考慮されている。ニュートリノ相互作用では、幅広いエネルギーでのニュートリノと SK の水との相互作用を計算する。ニュートリノフラックスと SK での相互作用から、SK で観測が期待される事象が計算される。検出器シミュレーションではニュートリノから生成された二次粒子の輸送やチェレンコフ光生成、光子の伝搬、ハードウェアの応答を計算する。

### 3.1 大気ニュートリノフラックス

大気ニュートリノのフラックスモデルは、Honda et al. [51–55] など で計算がされており、これを Honda-Kajita-Kasahara-Midorikawa(HKKM) モデルと呼んでいる。SK では 2011 年 2 月に報告された HKKM2011 モデルを採用している。このモデルは大きく 3 要素に分かれており、一次宇宙線フラックス、ハドロン相互作用モデル、そして仮想検出器である。

#### 3.1.1 一次宇宙線

一次宇宙線のフラックスはこれまでに多くの実験により測定が為されている。100 GeV 以下の一次宇宙線フラックスは Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer (BESS 実験) [56,57] や Alpha Magnetic Spectrometer (AMS 実験) [58] により正確に見積もられており、100 GeV 以上のカーブはエマルジョンチェンバーのデータにより較正されている [59,60]。ニュートリノフラックスの計算への入力としてはこれらのデータを用いる。また、一次宇宙線の地球でのフラックスは太陽の活動に影響される。太陽の活動は周期的であるため、活動の激しい時期と緩やかな時期の宇宙線でそれぞれ定義されている。活動の激しさにより、1 GeV 程度の宇宙線は 2 倍以上の差が出るが、10 GeV 以上になると 10% 程度である。さらに、地球に届く宇宙線のエネルギーは地磁気に影響され、その効果は宇宙線の入射位置と方向を考慮して決定される。モデルには IGRF2005 モデル (<https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>) が使用されている。一次宇宙線は大気に侵入すると空気中の分子と相互作用し、二次粒子として主に中間子を生成する。大気の密度には U. S. standard '76 モデル (<https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?>

R=19770009539) を使用している。このモデルではあらゆる高度での大気の圧力や温度、密度について取り扱っている。

### 3.1.2 ハドロン相互作用

大気中の分子と宇宙線の相互作用については、32 GeV を境にして 2 つのモデルを取り入れている。32 GeV より低いエネルギー領域では JAM モデル [61] を、高いエネルギー領域では DPMJET-III [62] を使用している。JAM は Particle and Heavy-Ion Transport code System (PHITS) [63] で使われている、ハドロンカスケードモデルである。DPMJET-III は Dual Parton Model (DPM) [64] ベースのコードシステムであり、数 GeV 以上のハドロンと原子核、高エネルギー光子などの反応を計算できる。図 26 に JAM と DPMJET-III の計算結果、そして Hadron Production (HARP) 実験 [65,66] の結果を示す。

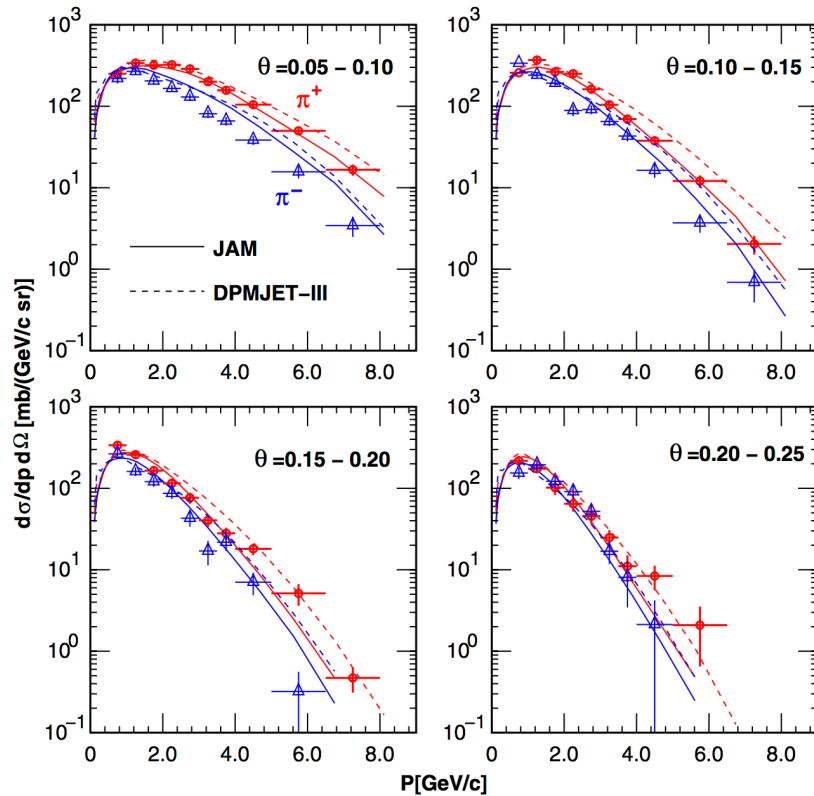


図 26 モデルと HARP 実験の結果との比較。HARP 実験では空気中の  $N_2$  と  $O_2$  の割合が 78.5% と 21.5% になっている。

ハドロン相互作用で生成された中間子はさらに、宇宙線ミューオンに崩壊する。宇宙線ミューオンのシミュレーション結果は他の実験結果 [57,67,68] と比較され、チューニングされている。この結果、ハドロン相互作用のモデルは 1-100 GeV の範囲でデータと誤差 10% 以下で一致を示した (図 27)。

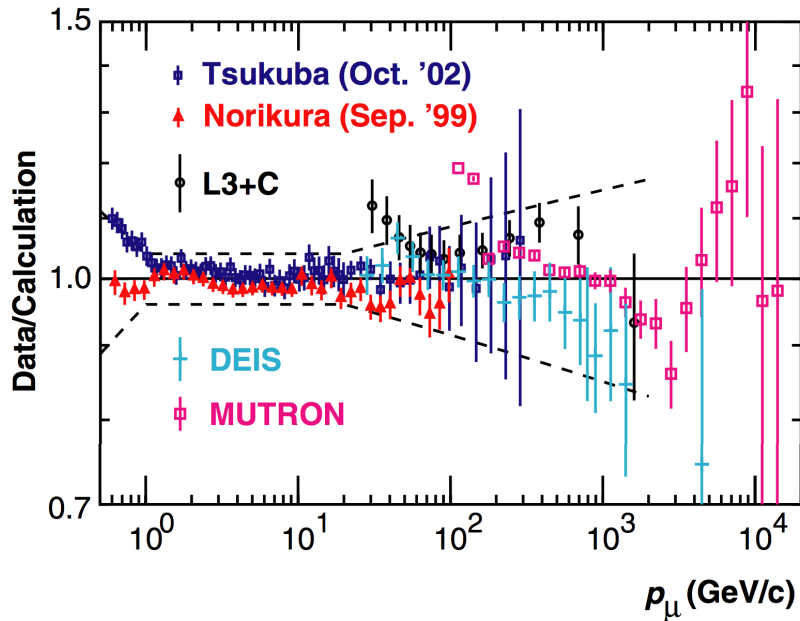


図 27 宇宙線ミューオンフラックスの実験データと修正したモデルのフラックスの比較 [69]。

### 3.1.3 SK でのニュートリノフラックス

地球への入射点と脱出点を考慮するために、ニュートリノフラックスの計算では相互作用や粒子輸送について 3 次元で扱っている。1 次元の場合、すべての二次粒子は入射宇宙線の方向に生成される。3 次元計算の場合は 1 次元の場合に比べ、水平方向に近づくにつれて一次宇宙線の通過する地球の大気的面積が大きくなるために、ニュートリノフラックスは大きくなる。さらに、低エネルギーの宇宙線に対しては、地磁気の効果によりフラックスに影響が発生する。それにより 10 GeV 以下程度のニュートリノへの影響を考慮しなければならない。

図 28 は SK に入射する大気ニュートリノのスペクトルモデル [55, 70, 71] を比較したものである。エネルギーが高くなるとミューオンは崩壊する前に地球表面に到達するため、電子ニュートリノはエネルギーが大きくなるにつれてミューニュートリノよりもフラックスが急激に減少する。SK でのニュートリノフラックスはニュートリノ振動を考慮せずに計算が行われる。ニュートリノ振動の効果は解析の際に、MC 事象に対し、エネルギーと入射方向に依存した振動率で重み付けをすることで導入されている。

## 3.2 ニュートリノ相互作用

地球でのニュートリノ相互作用は NEUT [72] で計算している。NEUT は数十 MeV から 100 TeV までのエネルギーのニュートリノ相互作用を扱うことができる。今回ニュートリノ標的には、

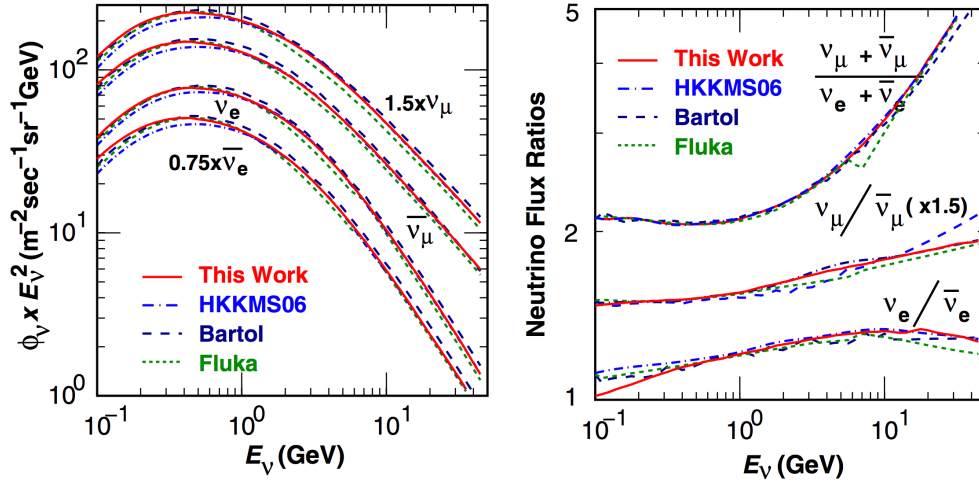


図 28 SK に入射する大気ニュートリノのエネルギースペクトル (左図) とエネルギーごとのフレーバー比とニュートリノ-反ニュートリノ比 (右図) [55]。破線は Bartol フラックスモデル [71]、点線は Fluka フラックスモデル [70]。赤線は HKKM2011 モデル。

タンク中の水 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) と、検出器の周りに存在する岩盤 ( $\text{SiO}_2$ ) である。また、電子とニュートリノの反応については断面積が核子との反応に対して  $10^3 \text{ cm}^2$  以上低いいため、計算では無視されている。

ニュートリノ相互作用は交換されるボソンの種類により、荷電カレント相互作用 (Charged-Current:CC) と中性カレント相互作用 (Neutral-Current:NC) に大別される。CC で観測されるニュートリノのフレーバーは生成される荷電レプトンの種類により識別が可能であるが、NC では生成されるレプトンもニュートリノのためにフレーバーに関する情報は残されない。NEUT では CC、NC 相互作用について以下の 5 種類の反応が計算される。

- CC/NC (準) 弾性散乱  $\nu_l + N \rightarrow l + N'$
- CC/ 中間子交換相互作用  $\nu_l + NN' \rightarrow l + N'' + N'''$
- CC/NC 中間子生成  $\nu_l + N \rightarrow l + N' + \text{Meson}$
- CC/NC 深非弾性散乱  $\nu_l + N \rightarrow l + N' + \text{Hadron}$
- CC/NC コヒーレントパイ粒子生成  $\nu_l + N \rightarrow l + N' + \text{Hadron}$

ここで、 $N$  は核子、 $l$  はレプトンを示している。タウニュートリノは大気では生成されないが、ニュートリノ振動により生成される可能性がある。しかし、タウ粒子は静止質量が  $1.78\text{GeV}/c^2$  と大きいので、タウニュートリノの CC 相互作用は数 GeV 程度のエネルギーでのみ起こり得る。タウニュートリノの相互作用は電子ニュートリノ・ミューニュートリノに比べてはるかに少ないが、NEUT では考慮されている。タウ粒子の生成と崩壊は TAUOLA [73] によって計算されている。

### 3.2.1 弾性散乱反応と準弾性散乱反応

NC 弾性散乱は単純に標的核子によってニュートリノが粒子を生成せず、運動量の受け渡しを行う。CC 準弾性散乱は入射ニュートリノから荷電レプトンが生成され、電荷を保存するように標的核子も変換が行われる。例として、ミューニュートリノの NC 弾性散乱、CC 準弾性散乱 (CCQE) の反応を以下に記す。式 3.1 は NC 弾性散乱反応を、式 3.2 は CCQE 反応を表す。

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + p \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + p \quad (3.1)$$

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + n(p) \rightarrow \mu^-(\mu^+) + p(n) \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

NEUT では陽子との CCQE 反応は [74] により計算され、微分断面積は以下のように記述される。

$$\frac{d\sigma^{\text{CCQE}}}{dq^2} = \frac{M^2 G_F^2 \cos(\theta_C)}{8\pi E_\nu^2} \left[ A(q^2) \mp B(q^2) \frac{s-u}{M^2} + C(q^2) \frac{(s-u)^2}{M^4} \right] \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

ここで、 $E_\nu$  はニュートリノのエネルギーであり、 $M \sim 0.938$  GeV は核子の質量を、 $G_F = 1.1663787 \times 10^{-5}$  GeV<sup>-2</sup> はフェルミ結合定数を表す。 $\theta_C$  はカビボ角、 $q = q_\nu - q_l$  は 4 元運動量の変化量を表す。 $s, u$  はマンデルスタム変数で、 $m$  は生成されるレプトンの質量である。 $A, B, C$  の定義は [74] を参照した。

酸素原子核境界での核子反応には相対論的フェルミ気体モデル [75] が用いられている。

NC 弾性散乱の断面積は CC 反応の断面積を用いて以下のように見積もられている [76, 77]。

$$\sigma^{\text{NC}}(\nu p \rightarrow \nu p) = 0.153 \times \sigma^{\text{CCQE}}(\nu n \rightarrow e^- p) \quad (3.6)$$

$$\sigma^{\text{NC}}(\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p) = 0.218 \times \sigma^{\text{CCQE}}(\bar{\nu} p \rightarrow e^+ n) \quad (3.7)$$

$$\sigma^{\text{NC}}(\nu n \rightarrow \nu n) = 1.5 \times \sigma^{\text{NC}}(\nu p \rightarrow \nu p) \quad (3.8)$$

$$\sigma^{\text{NC}}(\bar{\nu} n \rightarrow \bar{\nu} n) = 1.0 \times \sigma^{\text{NC}}(\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p) \quad (3.9)$$

### 3.2.2 中間子交換相互作用

CCQE 反応は原子核内の核子同士に相関がないと近似し単一核子との反応のみを考える近似を行なっている。しかし現実的には、核子間の相互作用を考慮してニュートリノが複数の核子と同時に相互作用するような手法を取り入れる必要がある。

そこで、NEUT には中間交換カレント (MEC) モデル [78] が導入されている。入射ニュートリノはペアとなった核子と以下のような反応する。

$$\nu_l + NN' \rightarrow l + N'' + N''' \quad (3.10)$$

$NN', N''N'''$  は反応前後の核子ペアである。核子間相互作用は他にも種類があるが、NEUT ではこの反応のみを考慮している。

### 3.2.3 中間子生成相互作用

バリオン共鳴により一つの間接子を生成する反応である。この反応はハドロンの不変質量  $W$  が  $2 \text{ GeV}/c^2$  より小さい場合、ハドロ生成過程の中で支配的となる。 $W$  が  $2 \text{ GeV}/c^2$  より大きい場合、深非弾性散乱反応が計算される。中間子生成相互作用の一例を以下に記す。

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \Delta(1232)P_{33} \tag{3.11}$$

NEUT では中間子生成反応について、[79,80] で計算されている。角度分布については、 $\Delta(1232)$  共鳴反応については [79] のモデルで計算しており、そのほかの反応に対しては全方向一様な確率を仮定している。計算された  $1\pi$  粒子生成の断面積と実験結果を比較したものが図 29 である。

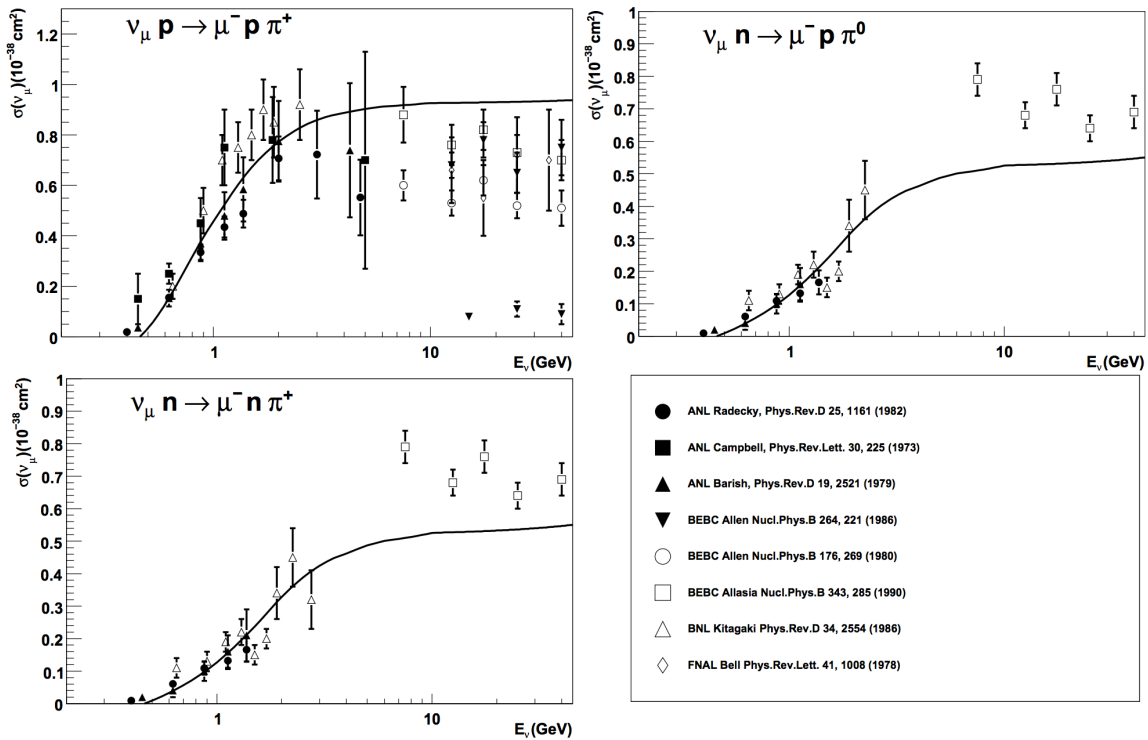


図 29 1パイ中間子生成の断面積比較。それぞれの実験結果は右下 [72]。

### 3.2.4 深非弾性散乱

ニュートリノと核子を構成するクォークとの相互作用では、CC 深非弾性散乱 (DIS) により複数のハドロ生成される。ハドロ生成不変質量  $W$  が  $1.3 \text{ GeV}/c^2$  より大きくなるとこの過程が

NEUT の計算で支配的になる。微分断面積は以下のように計算される。

$$\frac{d^2\sigma^{\text{CC,DIS}}}{dxdy} = G_F M_N E_\nu \times \left[ \left( 1 - y + \frac{y^2}{2} + C_1 \right) F_2(x, q^2) \pm y \left( 1 - \frac{y}{2} + C_2 \right) x F_3(x, q^2) \right] \quad (3.12)$$

$$C_1 = \frac{yM_l^2}{4M_N E_\nu x} - \frac{xyM_N}{2E_\nu} - \frac{m_l^2}{4E_\nu^2} - \frac{m_l^2}{2M_N E_\nu x} \quad (3.13)$$

$$C_2 = \frac{m_l^2}{4M_N E_\nu x} \quad (3.14)$$

ここで  $x, y$  は  $x = -q^2/(2M(E_\nu - E_l))$ 、 $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$  で表される Bjorken パラメータであり、 $M_N$  は核子の質量、 $m_l$  は生成レプトン質量、 $E_\nu, E_l$  は入射ニュートリノと生成レプトンの研究室系でのエネルギーである。核子構造関数  $F_2, xF_3$  は Parton distribution function(PDF) [81] である。低い  $q^2$  領域での実験との整合性を向上させるために補正関数 [82] を採用している。NC 反応での深非弾性散乱は実験値 [83, 84] を基に CC 反応の深非弾性散乱の断面積から見積もられている。

ハドロンの不変質量  $W$  が 1.3-2.0 GeV/c<sup>2</sup> の時、生成中間子としてパイ中間子のみを考慮する。またこの領域では、上記の中間子生成相互作用とのオーバーラップを防ぐために、中間子が 2 つ以上生成される場合しか考慮しない。  $W$  が 2.0 GeV 以上の領域では、ハドロンの運動は PYTHIA/JETSET [85] で計算される。このパッケージではパイ中間子の他に K 中間子、 $\eta$  中間子、 $\rho$  中間子を扱うことができる。

CCQE、1 中間子生成、DIS 相互作用を含む、ニュートリノ・反ニュートリノの CC 反応の全断面積の計算結果と実験値との比較を図 30 に示す。

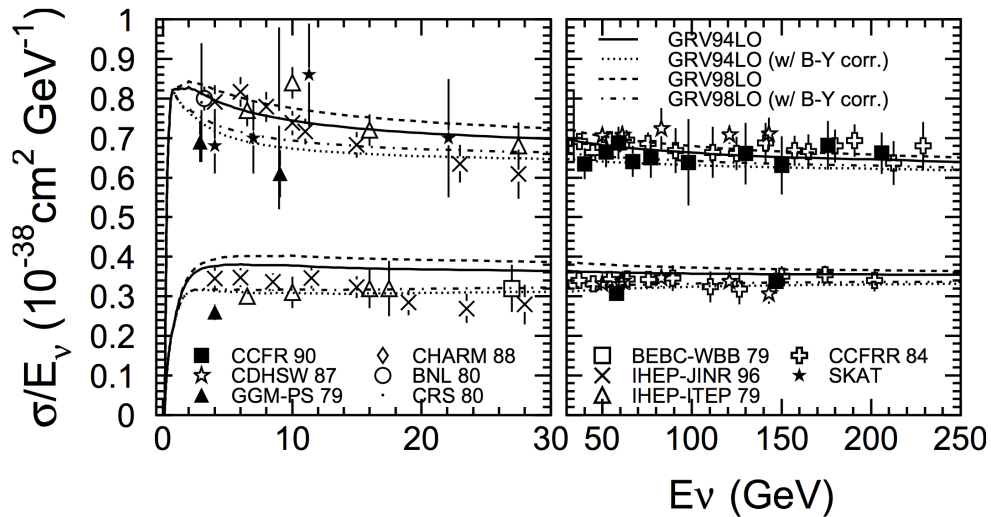


図 30 ニュートリノ・反ニュートリノでの CC 反応の全断面積についての実験値との比較図。上の 4 本の線がニュートリノ、下の 4 本の線が反ニュートリノを表す。それぞれの実験値の詳細は [72] を参照。



### 3.2.5 コヒーレントパイ中間子生成

電荷を保存するように酸素原子核とニュートリノの相互作用によりパイ中間子が生成される反応はコヒーレントパイ中間子生成反応と呼ばれる。酸素原子核への運動量受け渡しが非常に少ないため、生成される荷電レプトンとパイ中間子の運動量は前方方向に偏る。計算手法として [86] を採用し、微分断面積を以下で定義する。

$$\frac{d^3\sigma^{\text{Coherent}}}{dQ^2 dx dy} = \beta \frac{G_F^2 M_N}{2\pi^2} f_\pi^2 A^2 E_\nu (1-y) \frac{1}{16\pi} [\sigma_{tot}^{\pi N}]^2 \times (1+r^2) \left( \frac{M_A^2}{M_A^2 + Q^2} \right)^2 |F(t)| \quad (3.15)$$

$$r = \frac{\text{Re}\{f_{\pi N}(0)\}}{\text{Im}\{f_{\pi N}(0)\}} \quad (3.16)$$

ここで、 $Q^2$  はレプトンの四元運動量移動量で、 $y$  はレプトンのエネルギー減少量、 $t$  は原子核に移動した運動量を表す。 $\beta$  は軸性ベクトルの結合定数で、NC の時  $\beta = 1$ 、CC の時  $\beta = 2$  を取る。 $f_\pi = 0.93m_\pi$  はパイ中間子の崩壊定数を、 $A = 16$  は酸素の質量数を表す。また、 $\sigma_{tot}^{\pi N}$  はパイ中間子-核子の平均断面積を、 $F(t)$  は原子核の形状因子を表す。 $f_{\pi N}(0)$  はパイ中間子と原子核の散乱振幅である。

### 3.2.6 原子核遮蔽効果

ニュートリノと酸素原子核内の核子が反応して中間子を生成する反応では、原子核内での二次相互作用を考慮する必要がある。そのため、NEUT では生成された中間子が原子核を脱出するか、吸収されるまでを計算する。

ニュートリノのエネルギーが 1 GeV を越えると、ニュートリノ相互作用で中間子を生成する確率が大きくなるが、中間子と核子の断面積も大きくなるために、核内での二次相互作用効果は重要になっている。ニュートリノが相互作用をして中間子が生成される点  $r$  は [87] で計算される。

$$\rho(r) = \frac{Z}{A} \rho_0 \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)} \quad (3.17)$$

ここで、原子核密度パラメータ  $a = 0.41$ ,  $c = 2.69$  fm、平均密度  $\rho_0 = 0.48m_\pi$  は酸素のもの [88] である。中間子の運動量は [89–91] などの結果から決定されている。

K 中間子に関しては電荷交換相互作用と弾性散乱が考慮されており、[92–94] の実験結果が用いられている。 $\eta$  中間子では吸収の効果のみが考えられている [95]。核子が原子核内で二次相互作用として弾性散乱を起こす場合も、断面積測定実験 [96] の結果を基に計算されている。また、 $\Delta$  共鳴反応でパイ中間子を生成する反応も考慮されており、同重体生成モデル [97] から計算される。

## 3.3 検出器シミュレーション

NEUT で計算され、生成されたニュートリノ相互作用からの二次粒子の検出器内での伝播は検出器シミュレーションにより計算される。シミュレーションを Super-Kamiokande Detector Simulation(SKDETSIM) と呼び、放射線シミュレーションツールキット Geant3 [98, 99] で構築されている。Geant3は CERN で用いられていた Geometry And Tracking(GEANT) のバージョンであり、更新は 1994 年に終了している。

SKDETSIM では粒子の検出器内での反応や荷電粒子から生成されるチェレンコフ光の伝播、PMT の挙動までを扱っている。また、SK-I からのそれぞれの期間での電気回路や検出器設計の変更を再現している。

検出器の較正測定や水のパラメータ測定については [100] を参照した。

### 3.3.1 粒子の相互作用

SK は水をニュートリノの標的にしていることから、ニュートリノから生成された二次粒子のさらなる反応を計算しなければならない。様々な粒子の相互作用モデルが GEANT3 から提供されている。パイ中間子の相互作用については GCALOR など [101–104] を用いて計算されている。また、荷電粒子では、チェレンコフ光の生成数や波長について計算する必要がある。チェレンコフ光生成数については式 (2.4) を、角度については式 (2.1) を用いており、生成された光子は PMT に感度がある 300-700 nm のみが伝播する。

### 3.3.2 チェレンコフ光の伝播

生成されたチェレンコフ光は物質中で散乱や吸収の影響を受け、さらに物質表面での屈折や反射、吸収されるなどの反応を示す。物質中での反応は平均自由行程の逆数でパラメータ化され、計算される。散乱にはレイリー散乱とミー散乱を考慮しており、光子が吸収された場合は輸送を止める。

光子が物質の境界に到達した際には、偏光や入射角、屈折率を考慮して確率的に反射・屈折・吸収などが選択される。また、PMT 表面に到達した際にはそれらに加えて、量子効率を基に光電子生成の過程も加わる。

### 3.3.3 PMT の応答

光電子が生成された場合、その時間と電荷、電気回路での応答は検出器較正測定を基に調整され、計算される。データの保存形式は実際の測定データと同じフォーマットで出力され、同じ解析

ツールを適用することができる。

## 4 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、SK でも過去に数回行われている。IceCube と比較して、SK は GeV 領域での検出精度が非常に高く、また長い時間観測を続けている。よって 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。本解析では 2018 年 2 月までのデータ (live time : 5924.4 日) を用いて探索を行った。

### 4.1 データ解析

探索方法としては、GRB のトリガー時間情報と SK のニュートリノ観測時間を用いる。トリガー時間を中心としてある時間幅で探索時間 (Time window) を決め、Time window 内に存在する SK でのニュートリノ事象を探索する。

GRB ニュートリノはニュートリノの質量によって、

$$t_{delay} = \frac{1}{2} \left( \frac{m_\nu}{E_\nu} \right)^2 \times (\text{ガンマ線の飛行時間}) \quad (4.1)$$

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、この寄与は 1 秒よりはるかに小さくなる\*1。

#### 4.1.1 GRB の情報取得

ガンマ線の時間や方向などの各情報は、NASA によって提供される Gamma-Ray Coordinate Network(GCN)(<https://gcn.gsfc.nasa.gov/>) によって、世界中の望遠鏡に送信されている。GCN から送信される情報には Notice と Circular の 2 種類があり、Notice では衛星が GRB を観測した位置が送信され、この情報を基に他の衛星や望遠鏡によるバーストの追観測が一斉に行われる。Circular のデータでは時間情報やフルエンスなど、様々な望遠鏡での追観測を含んだ情報が送信される。図 31 に GCN のデータ送受信の模式図を示す。

GCN circular の情報のフォーマットを定式化し、まとめたデータベースである GRBweb([https://icecube.wisc.edu/~grbweb\\_public/index.html](https://icecube.wisc.edu/~grbweb_public/index.html)) が IceCube グループにより作成されている。GRBweb には衛星が観測した GRB のトリガー時間や方向、赤方偏移などが記録されている。

GRB の赤方偏移の範囲は  $z = 0 \sim 10$  の大きな広がりを持っている。図 32 は SK の Normal run 中に発生した GRB で、赤方偏移が測定された 300 個の GRB の赤方偏移分布である。最も多

\*1 最も速く観測された GRB(赤方偏移  $z \sim 10$  でさえ、 $t_{delay} \sim 10^{-3}$  s 程度である。

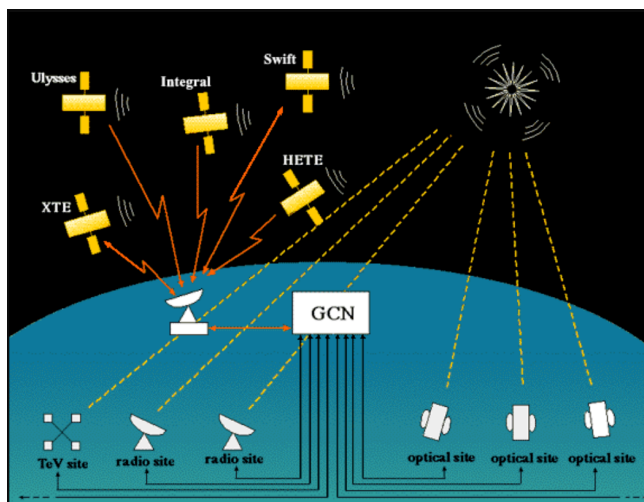


図 31 GCN のデータ送受信の模式図。世界中の望遠鏡衛星や地上の望遠鏡とリンクし、突発現象の位置を自動的に送信できるようになっている。GCN ホームページ (<https://gcn.gsfc.nasa.gov/>) より引用

く測定されているのは  $z \sim 1$  付近であり、SK の Normal run 中に観測されたもので最も近傍で赤方偏移が測定された GRB は GRB090417A であった ( $z = 0.008$  であるが、光子のフルエンスが通常の GRB より 3 桁低かった GRB980425A を除く。)。GRB090417A の特性を表 5 に載せる。

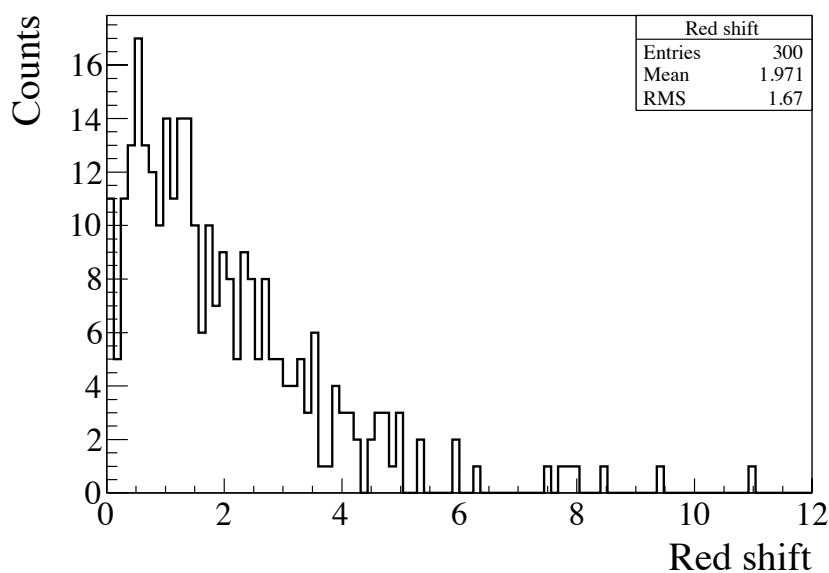


図 32 望遠鏡によって測定された GRB の赤方偏移分布。

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 では方向とトリガー時間については必ず記録されるが、赤方偏移や継続時間など観測の精度によっては求めることができないパラメータについては記録されていないものがある。この処理については随時記述す

表 5  $z=0.088$  の近傍で発生した GRB090417A の特性

RA,DEC	$(34.993^\circ, -7.141^\circ) \pm 0.02^\circ$
$T_{100}$	0.072 s
フルエンス	$1.9 \times 10^{-8}$ erg/cm <sup>2</sup>
赤方偏移	0.088
Time window	12.0361 s

る。SK が稼働し始めてから、通常の日データ取得ラン (Normal run) 中にトリガーされた GRB の数は 3864 個であった。

### 4.1.2 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 Fully-Contained Event(以下 FC)、Partially-Contained Event(以下 PC)、Upward Going-Muon Event(以下 UPMU) の 3 種類に分けられる。

FC と PC は、ニュートリノが ID の有効体積内で反応したイベントであり、FC は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である。一方、PC は生成粒子が ID を抜け出し、OD でもエネルギーを落とさずにタンクから抜け出す事象である。また、UPMU は地球の反対側から飛来したニュートリノが SK 付近の岩盤と反応し、生成されたミュオンが SK タンク座標系で上向きに入射する事象である。タンク上方から入射するミュオンは SK では宇宙線ミュオンとニュートリノ由来とが区別できないが、タンク下方から入射するミュオンはニュートリノである可能性が大きいので、ニュートリノ事象として扱う。UPMU 事象はさらに、ミュオンがタンク内で全エネルギーを落とす Upward Stopping Muon と、ID を突き抜けて OD でもエネルギーを落とす Upward 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 33 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 34 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分布である。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 それぞ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。

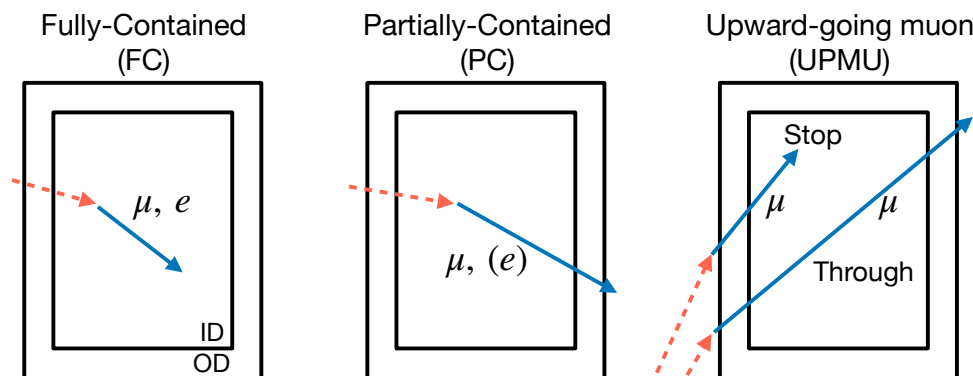


図 33 SK での 3 種類の高エネルギーニュートリノ事象の模式図。PC 事象には電子ニュートリノがわずかに含まれるが、ほとんどがミューニュートリノである。

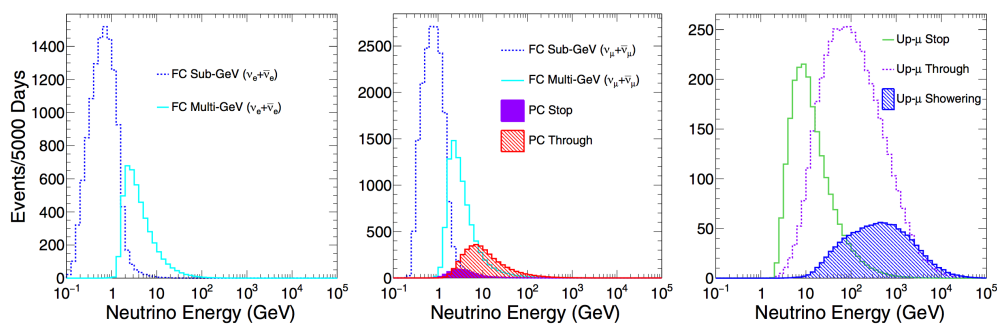


図 34 大気ニュートリノシミュレーションによるニュートリノエネルギー分布。[105]

## 4.2 単一 GRB からのニュートリノ解析

GRB からニュートリノが飛来する場合、GRB のトリガー時間付近ではニュートリノ事象数がバックグラウンドよりも大きくなると予想できる。そこで、ガンマ線が観測され始めてから最後にガンマ線を観測するまでの時間  $T_{100}$  を用いて、ニュートリノ探索の時間を決定した。個々の GRB のガンマ線放出時間に合わせて Time window を適切に求めることで、バックグラウンドの混入を減らすことができる。この節では  $T_{100}$  が測定されていない GRB を除いて解析を行った。

### 4.2.1 Time window の決定

$T_{100}$  は図 35 のように 0.01 s から 1000 s 程度まで広く分布する。Time window を決定するために、ニュートリノ放出時間の不定性を考慮するためパラメータ  $\sigma_{100}$  を式 (4.2) のように定義した。

$$\sigma_{100} = \begin{cases} 2 & (T_{100} < 2) \\ T_{100} & (2 \leq T_{100} \leq 50) \\ 50 & (50 < T_{100}) \end{cases} \quad (4.2)$$

ここで、2 s で区切っているのは short GRB に対しては不定性を大きく取るためである。また、50 s で区切っているのは  $T_{100}$  の平均値が 50 s であるからで、GRB 発生時からニュートリノが放出されている場合、 $\sigma_{100} = 50$  で十分観測が可能であるからである。GRB のトリガー時間を基準に  $-3\sigma_{100}$  から  $+(T_{100} + 3\sigma_{100})$  とした。

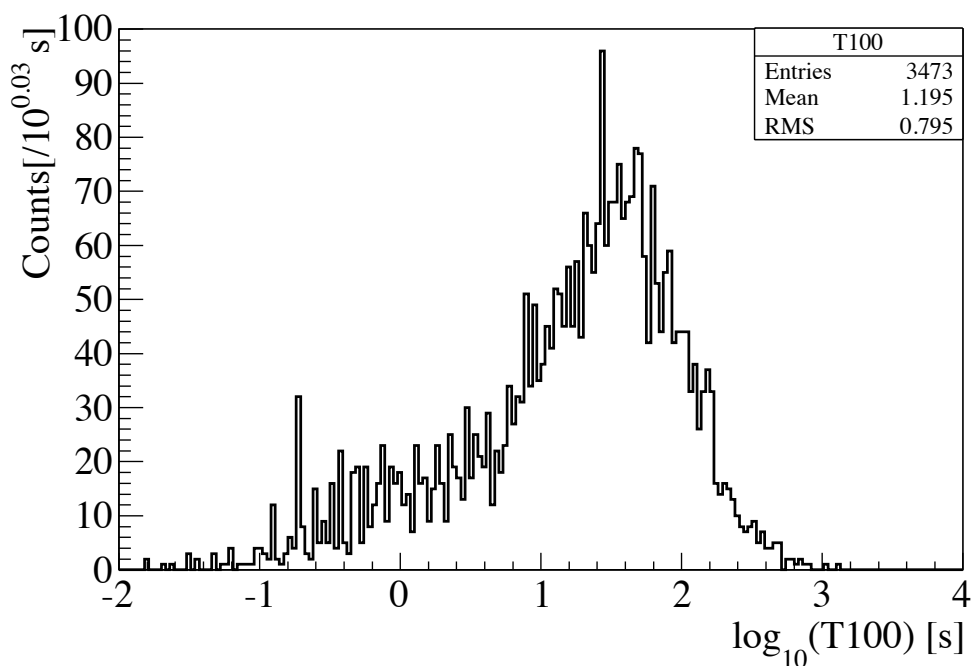


図 35 GRB 継続時間  $T_{100}$  の分布。

### 4.2.2 バックグラウンド評価

本解析に用いる GRB の条件として、図 36 の GRB(a) のように、Time window が一つの Normal run に完全に含まれる GRB のみを使用する。GRB の数は FC・PC で 3473 個、UPMU で 1602



個だった。UPMU の解析で用いた GRB が少ないのは、UPMU ニュートリノは SK の上側で発生した GRB には感度がないためである。

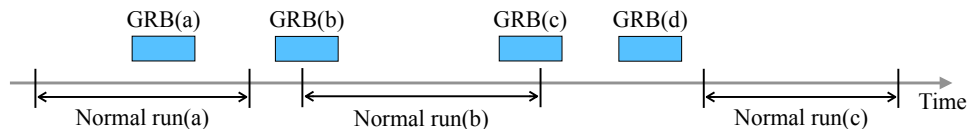


図 36 SK の Normal run と解析に用いた GRB との時間関係の模式図。青い範囲が 1 つの GRB の Time window。GRB(a) は Time window が 1 つの Normal run に全て含まれており、GRB(b,c) は Time window が一部 Normal run からはみ出している。GRB(d) の Time window 中は SK がデータを取得していない。

また、図 36 の Normal run(c) のように、GRB の Time window が一つも含まれていない Normal run を取り出すことにより、バックグラウンドを評価した。SK での高エネルギー側での GRB ニュートリノ解析でバックグラウンドとなる事象は大気ニュートリノである。図 36 の青い範囲を決定するために、4.2.1 で述べた Time window を用いる。ここで、 $T_{100}$  が測定されていない GRB がバックグラウンド評価に影響を及ぼすのを防ぐために、 $T_{100}$  が観測されていない GRB に対しては  $T_{100} = 100$  s,  $\sigma_{100} = 50$  s を仮定し、GRB のトリガー時間を 0 s として  $-150$  s から  $+250$  s を Time window に設定した。評価に用いた Normal run の合計での Live time は、SK-I で 826.1 日、SK-II で 790.2 日、SK-III で 492.5 日、SK-IV で 1523.2 日だった。表 6 にバックグラウンド Run の間に SK が観測した事象数と、そのイベントレートを記す。

表 6 各期間で予測されるバックグラウンドレート

イベントレート [ $\times 10^{-5} / \text{sec}$ ]	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV
FC	$9.31 \pm 0.11$	$9.59 \pm 0.12$	$9.53 \pm 0.15$	$9.39 \pm 0.84$
PC	$0.70 \pm 0.03$	$0.64 \pm 0.03$	$0.81 \pm 0.04$	$0.75 \pm 0.02$
UPMU	$1.63 \pm 0.05$	$1.43 \pm 0.05$	$1.68 \pm 0.06$	$1.65 \pm 0.04$

### 4.2.3 単一 GRB での探索

4.2.1 で決定した、GRB 一つひとつに対して設定した Time window を用いて、Time window 内でのニュートリノ数  $N_{ev}$  を求めた。図 37 はそれぞれの GRB の  $T_{100}$  とその Time window 内に検出された FC, PC, UPMU のニュートリノ信号の合計数である。87 個の GRB でニュートリノを観測し、GRB121225B と GRB150422A では 2 つのニュートリノ事象を観測した。表 7 にこの 2 つの GRB の性質を記す。

図 38 に各 GRB でのニュートリノ検出数分布を示す。黒線は予測されるバックグラウンド事象をバックグラウンドレート  $\times$  Live time をピークにもつポアソン分布で仮定した際の予想事象数

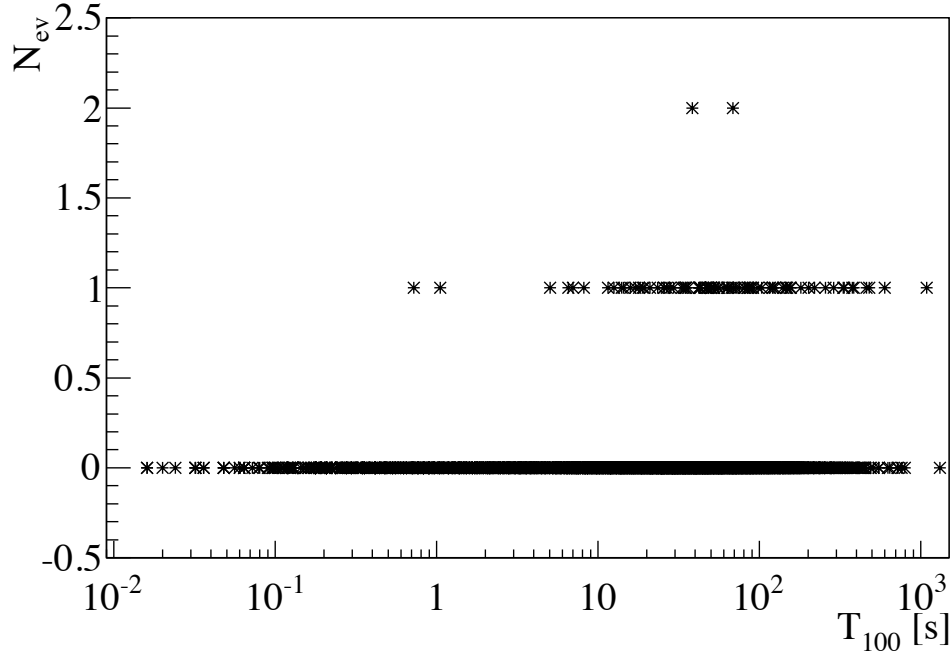


図 37 各 GRB の Time window 内での FC+PC+UPMU ニュートリノ事象数分布。

表 7 ニュートリノを 2 つ観測した GRB。名前は GCN の命名則に従っている。

名前	GRB121225B	GRB150422A
RA,DEC	(310.45, -34.83)	(215.1, -20.86)
$T_{100}$	68.552 s	38.404 s
Time window 中の Live time	367.0 s	267.4 s
観測したニュートリノのタイプ	FC, FC	PC, UPMU

である。

次に、それぞれの GRB について、ニュートリノが全てバックグラウンドであると仮定した場合に、今回観測したニュートリノ事象数を得る確率をポアソン分布で求めた。計算では FC, PC, UPMU それぞれの確率を計算し、全種類での確率  $P_{total}$  を

$$P_{total} = P(N_{FC}, BKG_{FC}) \times P(N_{PC}, BKG_{PC}) \times P(N_{UPMU}, BKG_{UPMU}) \quad (4.3)$$

で定義した。ここで  $P(x, \lambda)$  は期待値  $\lambda$  の時に観測値が  $x$  をとるポアソン確率分布、 $N_i$  は観測したニュートリノの種類ごとの数、 $BKG_i$  はニュートリノの種類ごとに予想されるバックグラウンド期待値である。ここで、SK の上側で発生した GRB については UPMU 事象を考慮してはいけないため、

$$P_{total} = P(N_{FC}, BKG_{FC}) \times P(N_{PC}, BKG_{PC}) \quad (4.4)$$

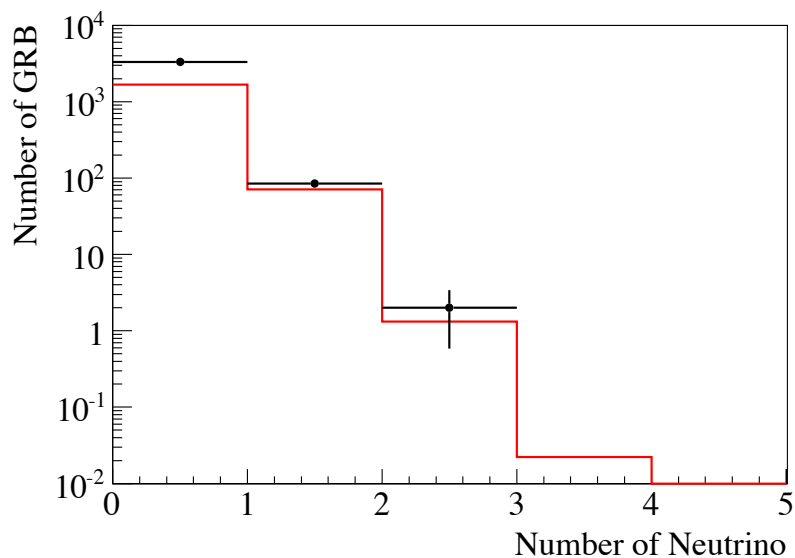


図 38 各 GRB の FC+PC+UPMU ニュートリノ事象数分布。赤線は予想されるバックグラウンド事象数。

に計算を変更して計算を行った。結果を図 39 に示す。この結果ニュートリノを 2 つ観測した GRB121225B について、ニュートリノ事象がバックグラウンド由来である確率は  $1.59 \times 10^{-5}$  であった。また、確率が  $10^{-3}$  以下である GRB が合計で 3 個あった。表 8 にこれらの事象をまとめる。

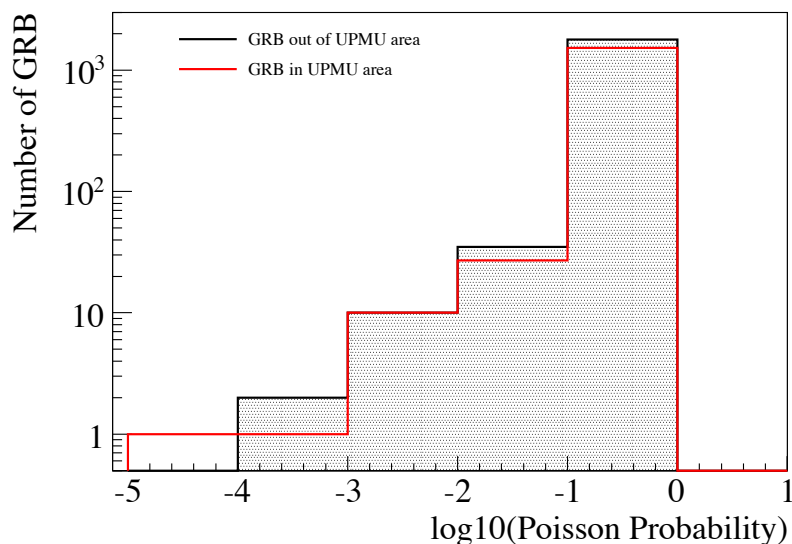


図 39 ポアソン分布から計算した確率分布。黒線は SK の下側で発生した GRB、赤線は SK の上側で発生した GRB を示している。

表 8 における低確率 ( $1.0 \times 10^{-3}$  以下) の GRB 事象が統計的に有意であるかを確認するため、

表 8 図 39 で低確率であった GRB の数。

バックグラウンド由来である確率	0.001 以下	0.0001 以下
SK の上側で発生した GRB	2	0
SK の下側で反応した GRB	2	1

簡単な数値計算 (Toy MC) を用いて検定を行った。この検定では、ニュートリノ事象がバックグラウンドのみで構成されている場合を仮定し、それぞれの GRB に対して乱数を用いて擬似的にニュートリノ事象探索を行うことで、表 8 にある低確率事象が起こる頻度を求める。

まず、それぞれの GRB に対し以下の計算を行う。

1. バックグラウンドレートから 2000 s での事象数の期待値を計算し、ポアソン分布に従う乱数を振って 2000 s のニュートリノ事象数を決定する。
2. 1 で求めたニュートリノ事象について、乱数を用いて (0 ~ 2000s) でそれぞれの観測時間を決定する。
3. Time window 内に存在する事象数を数え上げる。1 ~ 3 の行程により、Time window 内で観測されるバックグラウンド由来のニュートリノ事象数が擬似的に計算できる。
4. 式 (4.3) または式 (4.4) を用いて、 $N_{ev}$  を持つ確率を求める。

上記の手順を 3473 個の GRB に対して実行し、これを 1 セットとする。この行程を行うことで、バックグラウンド仮説を立てた時の統計を得ることが出来る。

Toy MC についても実際の観測と同様に、0.001 以下の確率と 0.0001 以下の確率を持つ GRB の個数を数え上げた結果がそれぞれ、図 40 と図 41 である。それぞれの場合について、以下の式で p 値を決定する。

$$p \text{ 値} = \frac{\text{実観測より多くの低確率事象を持つセット数}}{\text{Toy MC のセット数}} \quad (4.5)$$

p 値の有意水準を  $p < 0.05$  とみなし、検定を行った。

検定の結果、UPMU GRB では 0.001 以下の確率を持つ GRB 事象が 2 個以上あるセットの割合は 55.2% であり、0.0001 以下の確率の GRB を持つセットの割合は 31.3% であった。また、non-UPMU GRB では 0.001 以下の確率である GRB の割合 49.5% あることがわかった。この結果から実データでの低確率 GRB 事象は、予測されるバックグラウンド事象と無矛盾であった。

## 4.3 スタック解析

前節の結果から、単一の GRB からの有意なニュートリノ信号は検出されなかった。GRB からのニュートリノの SK で観測される期待値が 1 を大きく下回る場合、単一の GRB から GRB ニュートリノを検出することは非常に難しい。そこで、SK が稼働してからの GRB の Time window 内

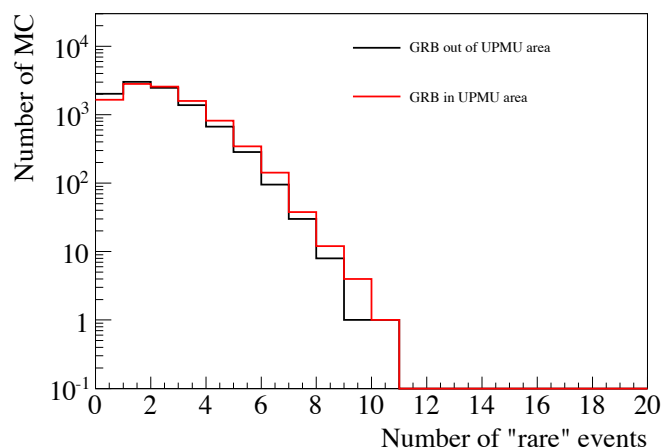


図 40 それぞれの GRB に対する 0.001 以下の確率を持つ toy MC の数。

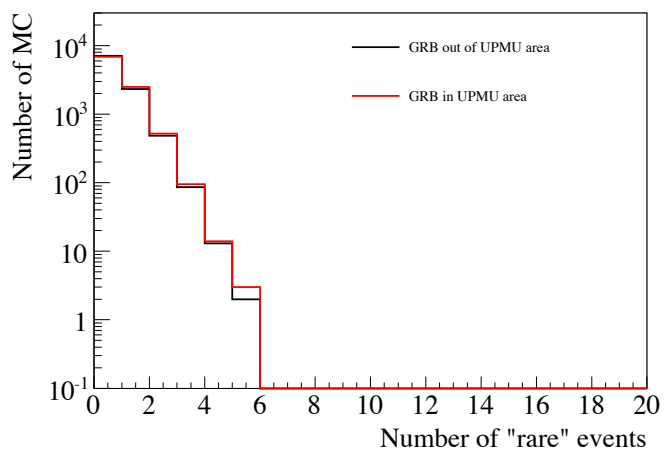


図 41 それぞれの GRB に対する 0.0001 以下の確率を持つ toy MC の数。

での信号を全て足しあげること、バックグラウンドからの有意な超過があるかどうかを評価した。この手法を“スタック解析 (Stack Analysis)”という。本解析では Time window を GRB トリガー時間から  $\pm 500$  s に設定した。

### 4.3.1 全 GRB をスタックした探索

探索の対象とした GRB は FC,PC で 3737 個、UPMU で 1737 個である。それぞれの GRB に対しニュートリノ事象を探索し、392 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 9 に記す。結果として、どのフェーズにおいても、バックグラウンド予想と無矛盾な結果となった。

次に、Time window を広めに固定した影響を調べるために、それぞれの GRB でのニュートリノ事象数についてバックグラウンド期待値を比較した。結果を図 42 に示す。ニュートリノ観測数

表 9 探索期間内に観測されたニュートリノ事象と予想されるバックグラウンド

		FC	PC	UPMU
SK-I	事象数	114±10.7	10±3.2	5±2.2
	バックグラウンド	107.8	8.1	9
SK-II	事象数	1±1	0	0
	バックグラウンド	0.9	0.1	0.1
SK-III	事象数	2±1.4	0	1±1
	バックグラウンド	3	0.3	0.3
SK-IV	事象数	222±14.9	23±4.8	14±3.7
	バックグラウンド	237.4	18.8	19.2

は予測されるバックグラウンドと  $1\sigma$  以内で無矛盾であり、Time window を広げたことにより大きく事象数が増えることもなかった。

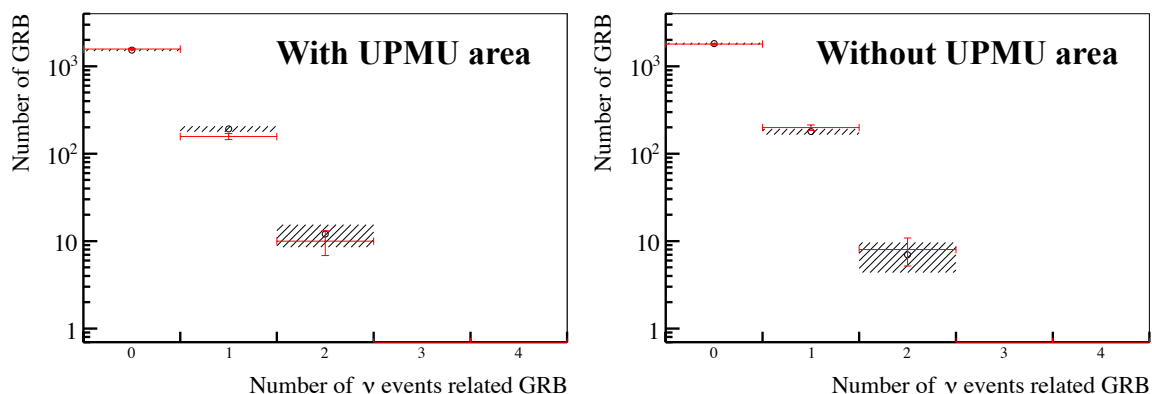


図 42 GRB 一つに対するニュートリノ事象分布。赤点が探索したニュートリノ事象、黒網掛けが大気 MC から得られたバックグラウンド予想値。

### 4.3.2 ニュートリノ観測時間との相関

ニュートリノが GRB の発生と同時に放出される場合、GRB のトリガー時間付近でのニュートリノ信号の増加が予想される。一方、バックグラウンドとなる大気ニュートリノは時間に対して一様に分布する。よってニュートリノ観測時間をバックグラウンドと比較し、有意な信号の超過を発見できれば、GRB ニュートリノの性質に迫ることが出来る。結果を図 43 に示す。図 43 は GRB のトリガー時間を 0 の基準とした、ニュートリノ事象の時間分布である。黒点がニュートリノ事象、赤線は予想されるバックグラウンド期待値である。バックグラウンド期待値との差は最大で

～ $1.4\sigma$  であり、有意な差は見られなかった。この結果から、時間分布からは GRB ニュートリノ由来の信号の増加は観測されなかった。

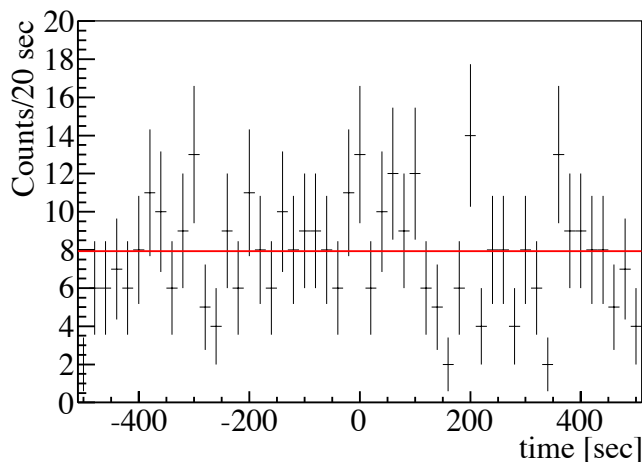


図 43 Time window 内での観測時間分布。GRB のトリガー時間を 0 秒の基準としている。赤線はバックグラウンドから予想される値。y 軸方向の誤差は統計誤差を示している。

### 4.3.3 ニュートリノエネルギー分布

1 で述べたように、GRB ニュートリノのエネルギースペクトルは大気ニュートリノのエネルギースペクトルと全く異なるものと予想される。よって、MC で予想されるエネルギースペクトルと観測したニュートリノのエネルギースペクトルを比較することで GRB ニュートリノを探索できる。比較結果を図 44 に示す。図 44 はそれぞれのニュートリノ事象のエネルギー分布と、MC から得られたエネルギー分布である。図 44 の bin ごとの事象数について、 $1.1\sigma$  以上の超過は見られなかった。また、各分布の平均値と根二乗平均 (RMS) は表 10 になった。表 10 から、分布の形状についても中央値はバックグラウンドと RMS 以内で無矛盾であった。この結果から、エネルギースペクトルに GRB ニュートリノからの有意な寄与は観測されなかった。

表 10 図 44 でのそれぞれの中央値と RMS。

		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

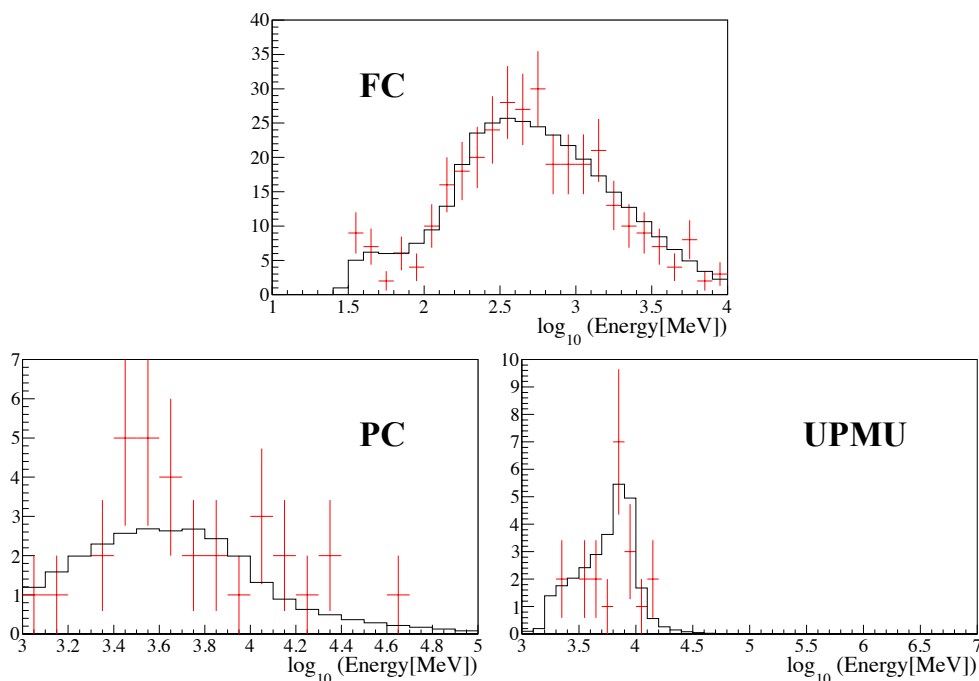


図 44 ニュートリノの種類ごとのエネルギー分布。黒線は大気ニュートリノ MC から得た期待されるエネルギー分布で、赤点は GRB の Time window 内に観測したニュートリノ事象の分布。y 軸方向の誤差棒は統計誤差を表している。

#### 4.3.4 ニュートリノと GRB の方向相関

GRB のような点源からのニュートリノ探索では、観測したニュートリノ事象の方向情報を用いることができる。そのため、観測した荷電粒子の方向に対するニュートリノの方向の分解能を評価する必要がある。ニュートリノのエネルギーが大きくなると、反応後の荷電粒子の進行方向はニュートリノの運動方向に近くなるため、適切なエネルギー閾値を決定しなければならない。今回は衛星による GRB の角度精度 ( $\sim 5^\circ$ ) と SK の荷電粒子の方向再構成精度 ( $< 3^\circ$ ) を考慮し、探索範囲を  $15^\circ$  に決定した。

評価には 500 年分の大気ニュートリノ MC を用いた。生成ニュートリノ事象の進行方向と、再構成された荷電粒子の方向との角度を計算し、 $15^\circ$  内になる割合が  $1\sigma$  ( $\sim 68\%$ ) になるエネルギーをエネルギー閾値とした。図 45 は FC, PC, UPMU それぞれでの、ニュートリノと荷電粒子の間の角度が  $15^\circ$  以内になるエネルギーごとの割合を表しており、68% の閾値で、FC で約 2.3 GeV の閾値を得た。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、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  $15^\circ$  以内になることが分かった。表 11 にそれぞれのニュートリノ事象における最終的な閾値をまとめる。このカットの結果、FC ニュートリノは全期間で 41 事象になっ



た。よって表 9 より、ニュートリノ事象は 94 事象まで削減される。

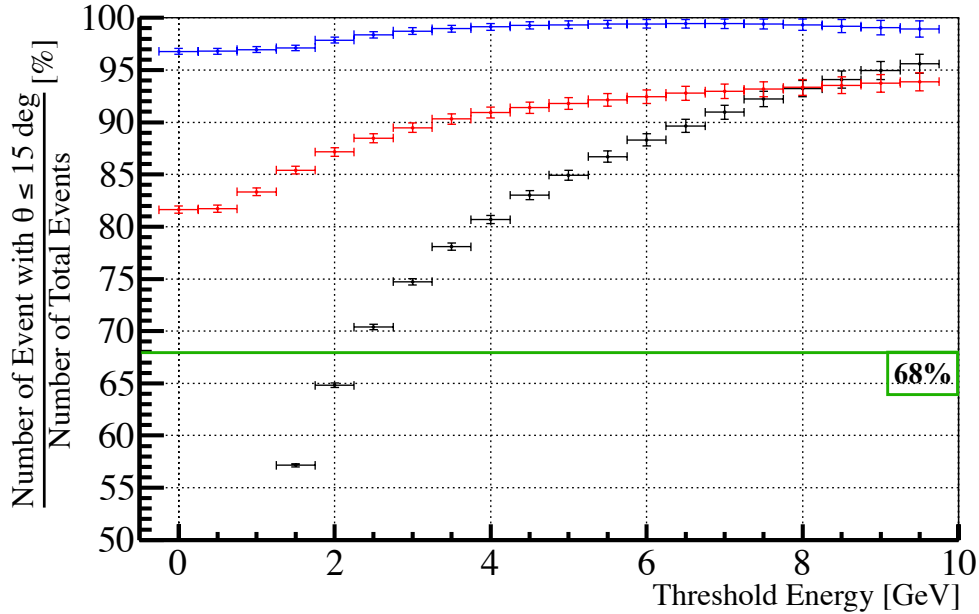


図 45 縦軸は再構成される荷電粒子の方向と真のニュートリノ方向との角度が  $15^\circ$  に入る割合。黒線が FC、赤線が PC、青線が UPMU 事象を示している。横軸は SK で観測されるエネルギーである。

表 11 それぞれのニュートリノ事象のエネルギー閾値。

種類	FC	PC	UPMU
エネルギー閾値	2.3 GeV	1.0 GeV	1.6 GeV

次に、GRB 方向でのニュートリノ事象の増加があるかを確認するために、ニュートリノの飛来方向と GRB の発生方向との角度  $\theta_{GRB-\nu}$  を計算した。GRB から  $15^\circ$  以内に再構成されたニュートリノは 3 事象であった。表 12 に 3 事象を観測した GRB とそのニュートリノの性質を記す。この 3 事象を観測した全 GRB で、赤方偏移は測定されていなかった。図 46 に、 $\theta_{GRB-\nu} <$  分布を示す。次に、 $\theta_{GRB-\nu} < 15^\circ$  以内の信号について、平均値からの差異を確認した。バックグラウンドは角度分布が一様になると考えられるため、一様分布と比較することで超過があるかを確認することが出来る。図 47 は図 46 を 40bin にした時の、各 bin についての観測数 (Data) と一様分布 (Background) との比の分布である。分布の中心値から離れているほど、バックグラウンドからの超過が見られるという分布になっている。赤線は  $\theta_{GRB-\nu} < 15^\circ$  の 3 事象についての結果である。この結果、 $\theta_{GRB-\nu} < 15^\circ$  以内のニュートリノ事象数の中心値からのずれは  $\sim 0.4\sigma$  となり、 $\theta_{GRB-\nu}$  が小さくなることで事象の増加は見られなかった。

表 12 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 の名称は GCN の命名則に従っている。

GRB 名称	GRB991004F	GRB990711B	GRB970317A
GRB 方向 (R.A.,DEC.)	(210.75,-19.0333)	(288.7,-3.5)	(339.7,-23.15)
GRB の $T_{100}$ [s]	79.936	1.1	70.08
観測したニュートリノのタイプ	UPMU	FC	FC
ニュートリノ飛来方向 (R.A.,DEC.)	(214.5,-18.4371)	(300.188,-0.182455)	(330.848,-14.7907)
ニュートリノエネルギー [GeV]	7.96	3.80	4.27
GRB トリガー時間からの時間差 [s]	411.2	263	278.172
GRB との角度 $\theta_{GRB-\nu}$ [deg]	3.60047	11.9504	11.8225

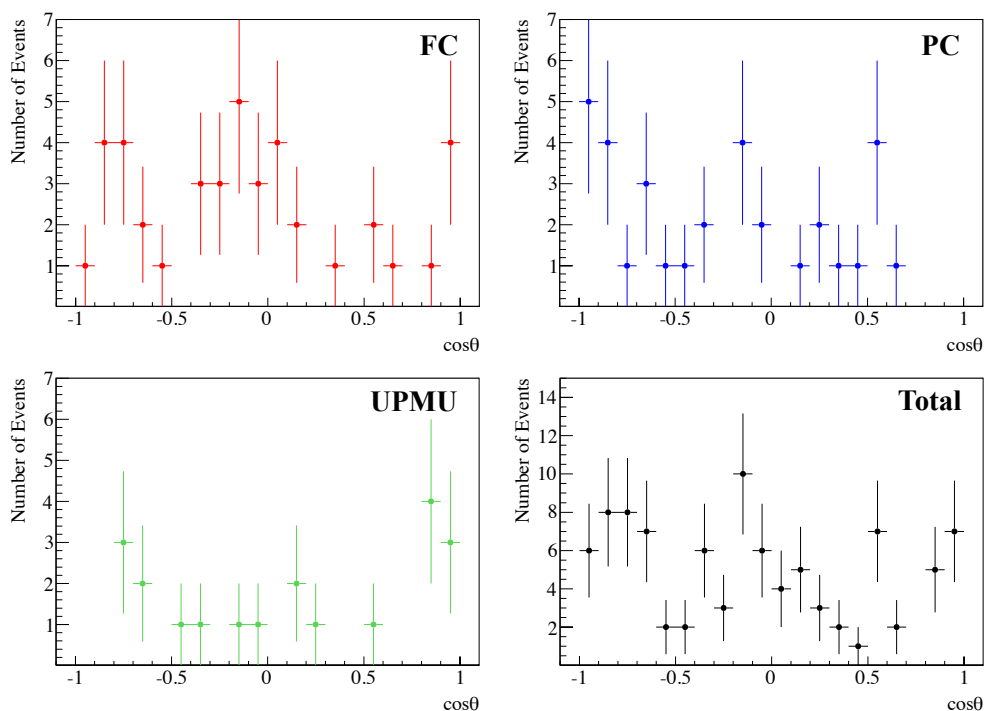


図 46 GRB 方向と観測されたニュートリノ事象との角度相関。横軸は GRB と再構成方向の間の角度  $\theta$  に対する余弦である。  $\cos \theta = 1$  の方向は GRB 方向を表す。

### 4.3.5 バックグラウンド評価

SK に入射する大気ニュートリノの数は、ニュートリノ振動やニュートリノ方向に対する SK の断面積の違いに影響されるため、飛来方向によって変化する。GRB の方向を考慮した解析をする

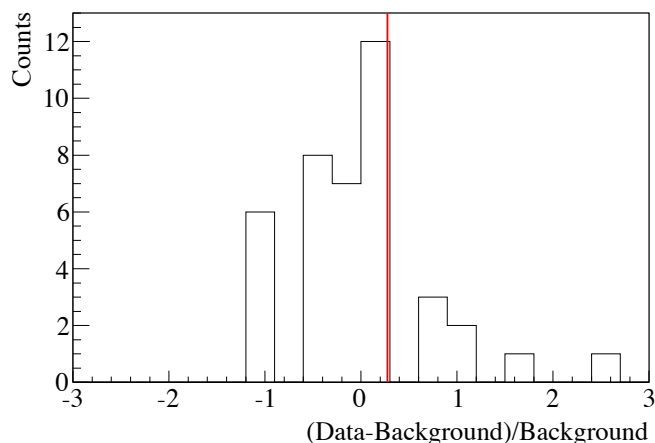


図 47 図 refangledist の右下図を 40 bin に分けた時の、各 bin の一様分布に対する相対値。赤線は GRB から  $15^\circ$  内のニュートリノ 3 事象の相対値。

ためには、バックグラウンドを評価する際にもニュートリノの飛来する角度を考えなければならない。そこで、100 年分の大気ニュートリノ MC を用いて、GRB の方向を考慮したバックグラウンドを評価した。方法としては、それぞれの GRB に対して、発生時の SK の円柱座標での方向座標を決定する。その後、100 年間分の MC でその方向の周囲  $15^\circ$  方向に再構成されるニュートリノ事象を数え上げ、GRB の Time window に規格化することで評価できる。方向を限定し、エネルギーに閾値を設けたあとのニュートリノ事象と、予想される大気ニュートリノのバックグラウンドは表 13 になった。バックグラウンド予想からの有意な事象数は観測されなかった。

表 13  $\theta_{GRB-\nu} < 15^\circ$  の条件の下、全フェーズの探索で観測されたニュートリノ事象と予想されるバックグラウンド

	FC	PC	UPMU
事象数	$2 \pm 1.4$	0	$1 \pm 1$
バックグラウンド	0.77	0.48	0.76

## 5 結果及び考察

前章での解析において、GRB からのニュートリノ信号について有意な結果が得られなかったことから、GRB 由来のニュートリノについて、バックグラウンド期待値に基づいたフルエンス・フラックス上限値を計算した。これらは SK にどれだけのニュートリノが飛来するかの上限を与える。計算方法は [106], [107] を参考にした。

### 5.1 90% 信頼度上限値

上限値計算のために、GRB からのニュートリノ事象数に対して 90% の信頼度 (90% C.L.) での上限値  $N_{90}$  を計算した。計算は

$$\int_{N_{bkg}}^{N_{90}} dx \text{Poisson}(N_{obs}, x) = 0.9 \int_{N_{bkg}}^{\infty} dx \text{Poisson}(N_{obs}, x) \quad (5.1)$$

$$\text{Poisson}(x, \lambda) = \frac{\lambda^x e^{-\lambda}}{x!} \quad (5.2)$$

で与えられる。ここで  $N_{obs}$  は観測されたニュートリノ事象数、 $N_{bkg}$  は予想されるバックグラウンド期待値である。Poisson( $\lambda, x$ ) は期待値  $\lambda$ 、観測値  $x$  のポアソン分布である。バックグラウンド期待値と観測数は前章の表 13 を引用する。図 48 は FC, PC, UPMU それぞれについて、観測数を中心としたポアソン分布と  $N_{90}$  を示している。 $N_{90}$  は FC で 4.6, PC で 2.3, UPMU で 3.4 となった。

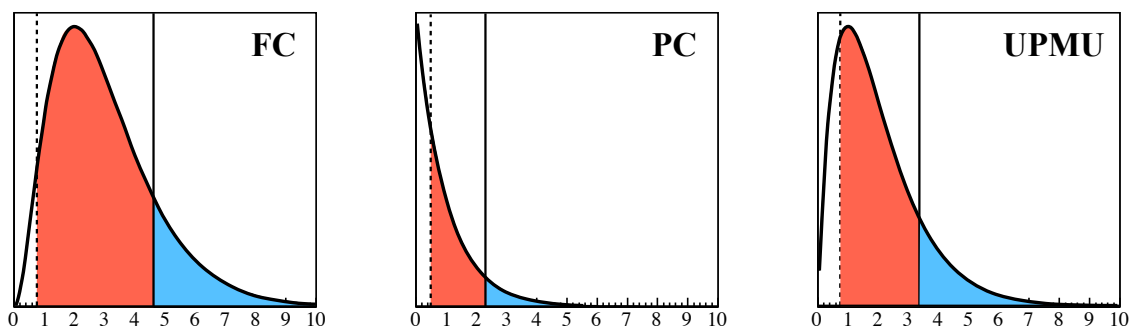


図 48 FC, PC, UPMU それぞれでの、観測数を中心値としたポアソン分布。点線がバックグラウンド期待値、実線が  $N_{90}$  を示している。バックグラウンド期待値からの面積のうち、赤部分が 90%、青部分が 10% を占めている。

## 5.2 フルエンスリミット

フルエンスは  $1 \text{ cm}^2$  あたりに飛来するニュートリノの数を示しており、フルエンス  $F$  と SK でのニュートリノ検出効率から SK で観測できるニュートリノの数が決定できる。従って、前節で求めた  $N_{90}$  と SK のニュートリノ検出効率からフルエンス上限値を求めることができる。検出効率は FC, PC と UPMU で異なっている。

### 5.2.1 FC, PC のフルエンス計算

FC と PC のデータについては、フルエンスは以下の式で記述される。

$$\Phi_{FC}^{\nu_x + \bar{\nu}_x} = \frac{N_{90}^{FC}}{N_T \int dE_\nu (\sigma_{\nu_x}(E_\nu) \varepsilon_{\nu_x}(E_\nu) + \sigma_{\bar{\nu}_x}(E_\nu) \varepsilon_{\bar{\nu}_x}(E_\nu)) \lambda(E_\nu)} \quad (5.3)$$

$$\Phi_{PC}^{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} = \frac{N_{90}^{PC}}{N_T \int dE_\nu (\sigma_{\nu_\mu}(E_\nu) \varepsilon_{\nu_\mu}(E_\nu) + \sigma_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu) \varepsilon_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu)) \lambda(E_\nu)} \quad (5.4)$$

分母は GRB ニュートリノのスペクトルを考慮した、SK での観測効率を表している。ここで  $\nu_x$  は考慮するニュートリノのフレーバー ( $\nu_e, \nu_\mu$ ) を表し、 $\sigma(E_\nu)[\text{cm}^2]$  はニュートリノの原子核との反応断面積を、 $\varepsilon(E_\nu)$  は SK のそれぞれの事象の検出効率を表している。 $\lambda(E_\nu)$  は GRB のモデルにより決定される、SK に飛来するニュートリノの数密度分布である。 $N_T$  は SK の有効体積  $22.5 \text{ kton}$  内に存在する核子の数であり、アボガドロ定数  $N_A \sim 6.0 \times 10^{23}$  を用いて、 $N_T = 22.5 \times 10^9 \times N_A$  で計算できる。ここで、FC 事象は電子ニュートリノとミューニュートリノの両方があるが、電子は水中での平均自由行程が短いために、PC 事象は主にミューニュートリノで構成される。そのため、FC は二つのフレーバーについて、PC はミューニュートリノのみについて考えている。

図 49 はニュートリノと核子の全反応を組み込んだ反応断面積である。断面積は NEUT 5.3.5 を用いて計算されている [72]。

次に、図 50 は FC と PC 事象のそれぞれのニュートリノのフレーバーにおける SK での検出効率を示している。検出効率は有効体積内で反応したニュートリノ事象数に対する SK で検出したニュートリノ事象数で定義し、大気ニュートリノ MC を用いて見積もった。

### 5.2.2 UPMU のフルエンス計算

UPMU 事象は FC, PC と異なり、ニュートリノは水ではなく地球の岩盤と反応してミューオンを生成する。よって、UPMU のフルエンスは以下の式で計算される。

$$\Phi_{UPMU}^{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} = \frac{N_{90}^{UPMU}}{A_{eff}(z) \int dE_\nu (P_{\nu_\mu}(E_\nu) S_{\nu_\mu}(z, E_\nu) + P_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu) S_{\bar{\nu}_\mu}(z, E_\nu)) \lambda(E_\nu)} \quad (5.5)$$

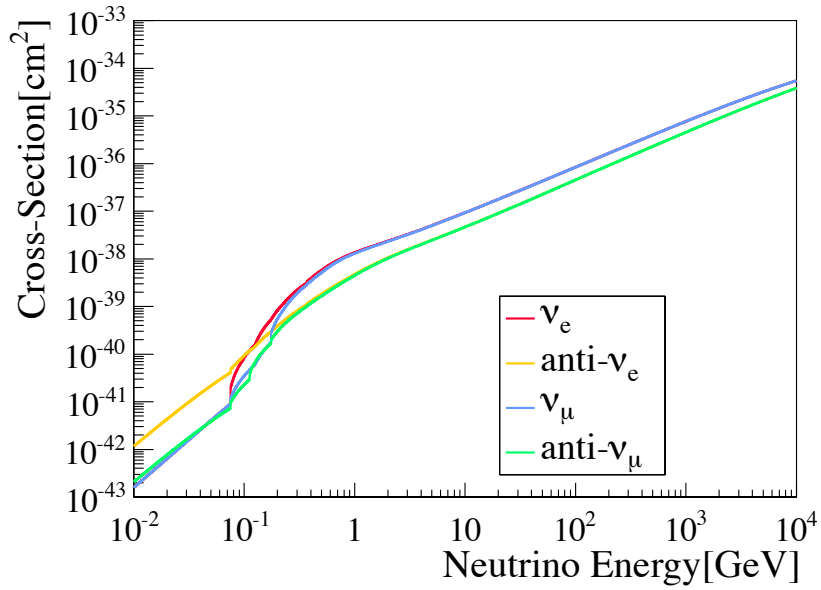


図 49 ニュートリノ-核子反応の反応断面積。100 MeV 付近でモデルが変わるため、歪みが生じている。

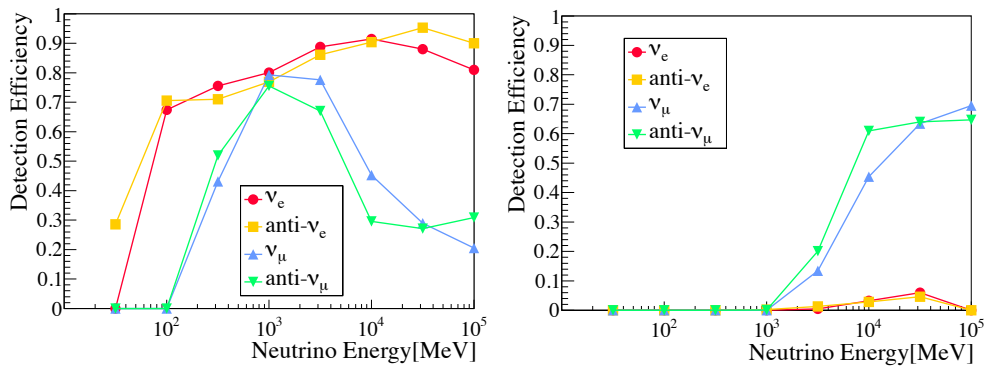


図 50 ニュートリノのエネルギーに対する SK での検出効率。左が FC の検出効率、右が PC の検出効率

ここで、 $z$  はニュートリノが飛来した時の SK タンクの座標での天頂角であり、 $A_{eff}(z)$  は有効面積である。 $P(E_\nu)$  は  $(E_\nu)$  のエネルギーを持つニュートリノが反応によりミューオンを生成する確率であり、 $S(z, E_\nu)$  は地球によるニュートリノの遮蔽効果を表す。今回の計算では、天頂角ごとにフルエンスを計算し、平均を全天でのフルエンスとした。

以降で式 (5.5) 内のそれぞれの変数について詳細に記す。

### SK の有効面積 $A_{eff}(z)$

UPMU 事象はタンク内での飛跡長が 7 m 以上という制限を持つ。よって、SK の UPMU ニュートリノに対する感度は、ニュートリノ飛来方向の天頂角に依存して変化する。ミューオンの飛来方

向に対して、SK のタンク内を 7 m 以上進める領域の射影面積を有効面積 (Effective Area) と呼ぶ。有効面積は [108] において次のように計算されている。まず、SK タンクの外側に平面を仮定し、10 cm 刻みの格子を定義する。格子点から、平面に垂直に直線を引き、SK のタンク内での線分の長さが 7 m より大きくなるかどうかを計算する。線分の長さが 7 m より大きくなる点は有効面積内にあると考え、その点からできる平面の面積を有効面積とする。SK の天頂角方向に平面の位置を回転させながら調べていくことで、天頂角に対する有効面積  $A_{eff}(z)$  が計算できる。有効面積の計算方法の概要図を図 51 に載せる。また、 $A_{eff}(z)$  分布を図 52 に示す。

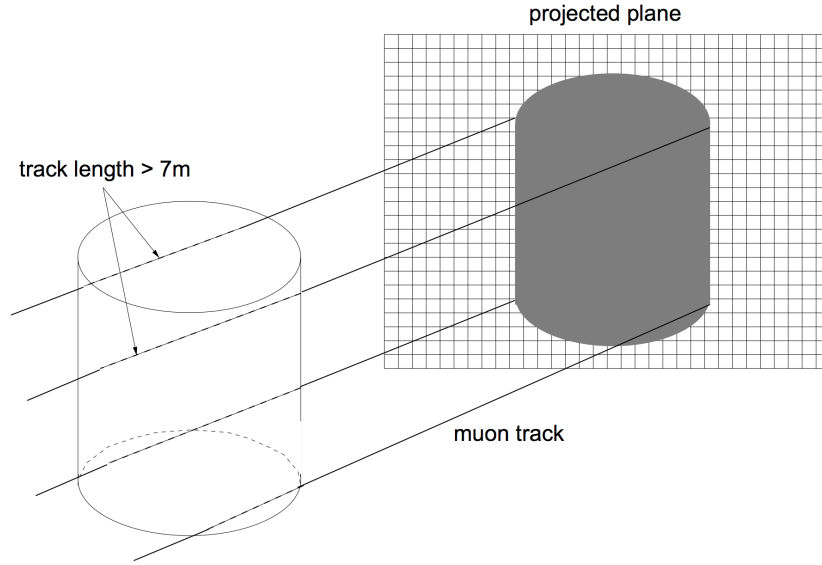


図 51 有効面積の概要 [108]。

## ニュートリノのミュオン生成確率 $P(E_\nu)$

UPMU 事象の親ニュートリノは、反応後に閾値 (1.6 GeV) 以上のエネルギーを持つミュオンを生成する必要がある。そのため、ニュートリノがタンク外部で反応した際にミュオンを生成する確率を計算する必要がある。 $E_\nu$  のエネルギーを持つニュートリノが核子と反応して、 $E_{thr}^\mu$  以上のエネルギーのミュオンを生成し、ミュオンが SK に到達する確率  $P(E_\nu, E_{thr}^\mu)$  の計算は以下で表される。

$$P(E_\nu, E_{thr}^\mu) = \int_0^\infty N_A dX \int_0^{E_\nu} \frac{d\sigma_{CC}}{dE_\mu}(E_\nu; E_\mu u) \times g(X, E_\mu, E_{thr}^\mu) \quad (5.6)$$

NC 反応はミュオンを生成しないため、CC 反応で  $E_\nu$  のエネルギーを持つニュートリノが  $E_\mu$  のミュオンを生成する断面積 [109] を用いている。 $g(X, E_\mu, E_{thr}^\mu)$  では生成されたミュオンが  $X[\text{g}/\text{cm}^3]$  の岩盤を通り抜け、SK に到達する確率を計算する。 $g(X, E_\mu, E_{thr}^\mu)$  は階段関数  $\Theta(x)$  を

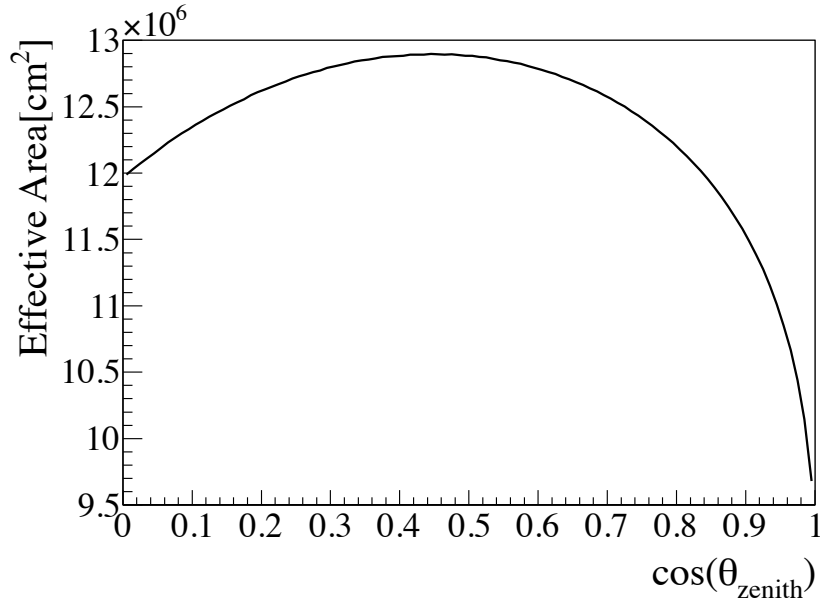


図 52 天頂角に対する有効面積分布。 $\cos\theta=0$  は SK に対して水平方向を表しており、 $\cos\theta=1$  は垂直（真上か真下）方向を表している。

用いて、以下で表される。

$$g(X, E_\mu, E_{thr}) = \Theta(R(E_\mu, E_{thr}) - X) \quad (5.7)$$

ここで  $R(E_\mu, E_{thr}^\mu)$  は  $E_\mu$  のエネルギーを持つミューオンが、 $dE/dx$  のふらつきを無視した場合に  $E_{thr}^\mu$  までエネルギーを落とすまでの距離 [110] である。よって、式 5.6 は以下のように変形できる。

$$P(E_\nu, E_{thr}^\mu) = N_A \int_0^{E_\nu} \frac{d\sigma_{CC}}{dE_\mu} \times R(E_\mu, E_{thr}^\mu) \quad (5.8)$$

上記の計算の結果について、図 53 に記す。

## 地球のニュートリノ遮蔽効果 $S(z, E_\nu)$

高エネルギーニュートリノが岩盤で反応する確率は、ニュートリノが地球を通る距離が角度により変わるために、ニュートリノのエネルギーに加えて飛来方向の天頂角に依存する。ニュートリノが地球により CC または NC 反応により遮断される効果  $S(z, E_\nu)$  は以下の式で表される [111, 112]。

$$S(z, E_\nu) = \exp(-l_{col}(z)\sigma(E_\nu)N_A) \quad (5.9)$$

ここで、 $l_{col}(z)$  はある天頂角におけるニュートリノの通る岩盤の長さを水に換算したもの (centimeter water equivalent, cm.w.e) である [111]。  $\sigma(E_\nu)$  はニュートリノ-核子の CC 反応と NC 反



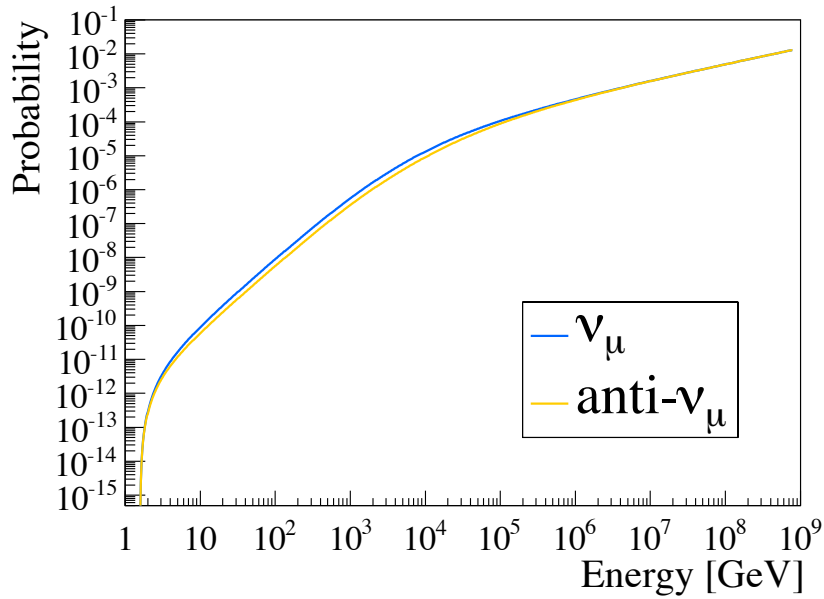


図 53 エネルギーに対するニュートリノ反応のミューオン生成率分布。

応の断面積である。図 54 は地球によるミューニュートリノへの遮蔽効果の、天頂角とニュートリノエネルギーに対する分布である。遮蔽効果はニュートリノのエネルギーが低い時や入射方向が水

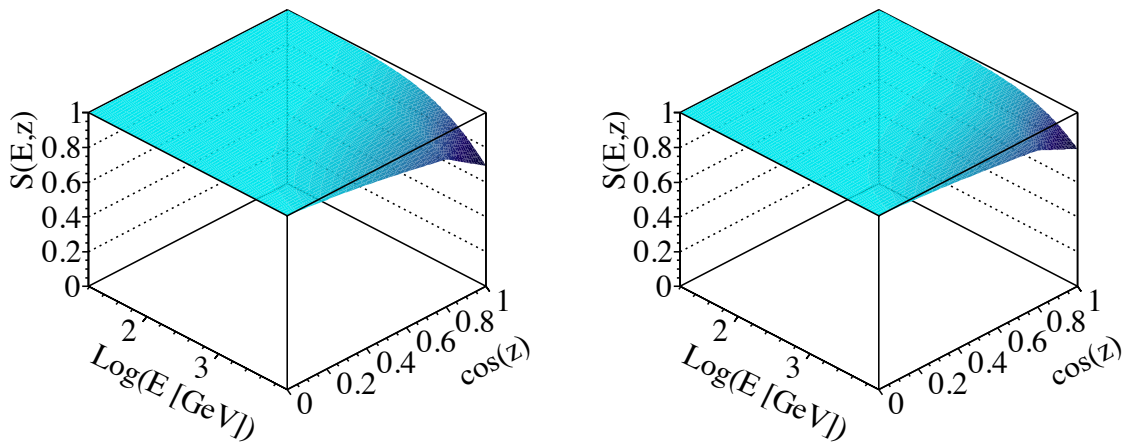


図 54 天頂角とエネルギーに対するニュートリノ遮蔽効果  $S(z, E_\nu)$  分布。左図はミューニュートリノを、右図は反ミューニュートリノの分布を示している。 $\cos \theta = 1$  は SK の真下方向、 $\cos \theta = 0$  は水平方向を示す。

平に近い時は影響が極めて少ないが、エネルギーが大きくなり、真下方向に近づくにつれて効果が大きくなる。

### 5.2.3 Model-Independent Fluence

フルエンスを計算する際に、GRB の特性を反映するのが数密度分布  $\lambda(E_\nu)$  である。ニュートリノの星間空間での反応にエネルギー依存がないと仮定すると、SK に到達するニュートリノの数密度は GRB から放出されるニュートリノのスペクトルを反映した分布になる。ここで、数スペクトルをデルタ関数で記述することで、GRB のニュートリノ放出モデルに依存しないフルエンス上限値を計算できる。

$$\Phi_{FC}^{\nu_x + \bar{\nu}_x}(E_\nu) = \frac{N_{90}^{FC}}{N_T \int dE'_\nu (\sigma_{\nu_x}(E'_\nu)\varepsilon_{\nu_x}(E'_\nu) + \sigma_{\bar{\nu}_x}(E'_\nu)\varepsilon_{\bar{\nu}_x}(E'_\nu)) \delta(E_\nu - E'_\nu)} \quad (5.10)$$

$$\Phi_{PC}^{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}(E_\nu) = \frac{N_{90}^{PC}}{N_T \int dE'_\nu (\sigma_{\nu_\mu}(E'_\nu)\varepsilon_{\nu_\mu}(E'_\nu) + \sigma_{\bar{\nu}_\mu}(E'_\nu)\varepsilon_{\bar{\nu}_\mu}(E'_\nu)) \delta(E_\nu - E'_\nu)} \quad (5.11)$$

$$\Phi_{UPMU}^{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}(E_\nu) = \frac{N_{90}^{UPMU}}{A_{eff}(z) \int dE'_\nu (P_{\nu_\mu}(E'_\nu)S_{\nu_\mu}(z, E'_\nu) + P_{\bar{\nu}_\mu}(E'_\nu)S_{\bar{\nu}_\mu}(z, E'_\nu)) \delta(E_\nu - E'_\nu)} \quad (5.12)$$

モデルに依存したスペクトル  $\lambda(E_\nu)$  について、エネルギー積分したフルエンスを計算するには、

$$F = \left[ \int \frac{\lambda(E_\nu)}{\Phi(E_\nu)} dE_\nu \right]^{-1} \quad (5.13)$$

とすれば良い。

## 5.3 結果

上限値を計算するにあたって、PC と UPMU はミューニュートリノ由来のものしか考えないが、FC については電子とミューの両方のフレーバーを考慮しなければならない。そこで、全ての事象が一つのフレーバー ( $\nu_x + \bar{\nu}_x$ ) であると仮定して、同一の  $N_{90}$  を使って見積もった。また、PC 事象は SK のタンクを突き抜けてしまうため、ニュートリノエネルギーを再構成できない。同様に、UPMU 事象も外部で反応したミューオンが検出されるために再構成ができない。よって再構成されたミューオンのエネルギーから、ニュートリノのエネルギーの下限値のみを計算することができる。そのため、今回はニュートリノ事象のエネルギーを区別せず、計算する積分範囲内に全ての事象が入っていると仮定して上限値を計算した。エネルギー範囲については FC について 2.3 GeV から 10 GeV、PC について 1 GeV から 100 GeV、UPMU は 1.6 GeV から 10 TeV を考えた。

図 55 は GRB のニュートリノ放出スペクトルに依存しない、GRB3737 個 (UPMU に対しては 1737 個) の合計フルエンス上限値である。

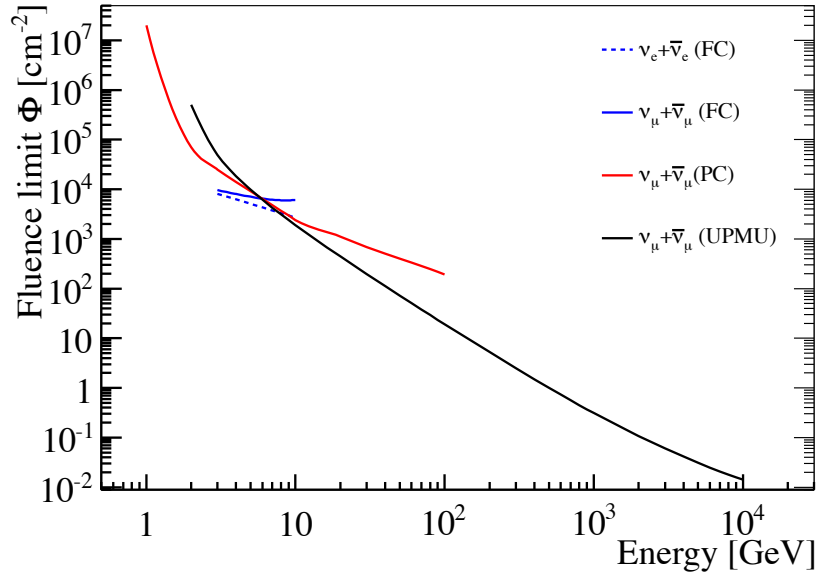


図 55 モデル非依存のフルエンス上限値分布。青実線は FC のミューニュートリノ、青点線は FC の電子ニュートリノ、赤実線は PC のミューニュートリノ、黒実線は UPMU のミューニュートリノを表す。

### 5.3.1 フルエンス計算結果

上記の計算結果を用いて、内部衝撃波モデルを仮定したフルエンスを計算する。1章で述べたように、ニュートリノが陽子とガンマ線の反応を基に生成される場合、ニュートリノのエネルギースペクトルはガンマ線と相関を持つ。ガンマ線は電子や陽子のスペクトルを反映した冪乗分布となるので、ニュートリノもべき乗分布が期待される。よって、今回用いるスペクトルは  $E^{-\gamma}$  に従うものとする。

典型的な非熱的分布では、ニュートリノのスペクトルは  $\gamma = 2$  のスペクトルに従うが、GeV 領域程度の比較的低エネルギー事象については、対応するエネルギーの光子の量が少なくなるため、 $\gamma = 1$  までスペクトルがなだらかになる可能性がある。そこで、 $\gamma = 1$  と  $\gamma = 2$  についてフルエンスを計算する。FC は 1bin で計算したが、PC は 1 GeV から 10 GeV までと 10 GeV から 100 GeV までの 2bin で計算した。UPMU についてはさらに 100 GeV から 1 TeV、1 TeV から 10 TeV の 4bin に分割して計算した。ここで、1 番目の bin と 2 番目の bin について、ミューニュートリノのフルエンスを FC, PC, UPMU の合計で考える。さらに 1GRB での平均フルエンスについて計算するために、

$$\Phi_{total}^{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}} = \frac{\sum_i N_{90}^i / nGRB^i}{\sum_i N_{90}^i / \Phi_i^{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}} \quad (5.14)$$

の計算を行う。ここで、 $i$  は各 bin(1桁) に存在するミューニュートリノの種類で、 $nGRB^i$  は今回の標的である GRB の個数である。1bin 目には FC,PC,UPMU の全てのニュートリノについてフルエンスを計算でき、2bin 目では PC と UPMU について合計する。図 56 はその結果である。

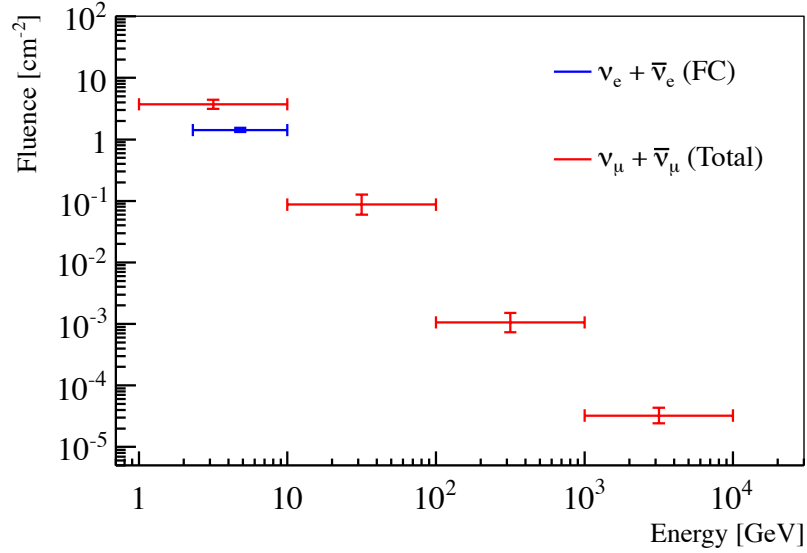


図 56  $E^{-1}$  から  $E^{-2}$  のスペクトルを仮定したフルエンス上限値分布。赤点がミューニュートリノ、青点が電子ニュートリノを表す。x 方向の誤差はエネルギーの積分範囲。y 軸はエネルギースペクトルの不定性によるもの。

### 5.3.2 エネルギーフラックス上限

1 秒あたりのフルエンスをフラックス  $dN/dE$  [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$ ] と呼ぶ。このフラックスにニュートリノエネルギーの二乗をかけたエネルギーフラックスを計算した。計算は以下の式を用いた。

$$E^2 \frac{dN}{dE} = E^2 \times \frac{\Phi}{T_L(E_{max} - E_{min})} \quad [\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}] \quad (5.15)$$

ここで  $T_L$  は探索時間であり、探索標的の全 GRB での探索時間を用いた。 $T_L$  は FC と PC で 43.1 日、UPMU で 20.0 日であった。 $E_{min}, E_{max}$  は各 bin の下端と上端である。図 57 にフレーバーごとのエネルギーフラックス上限値の計算結果を示す。

### 5.3.3 GRB の光度上限値

ミューニュートリノについて、エネルギーフラックスから GRB のニュートリノ平均光度上限値  $L$  を求めた。光度は GRB の赤方偏移に依存した光度距離  $D_L$  に依存し、以下のように記述で

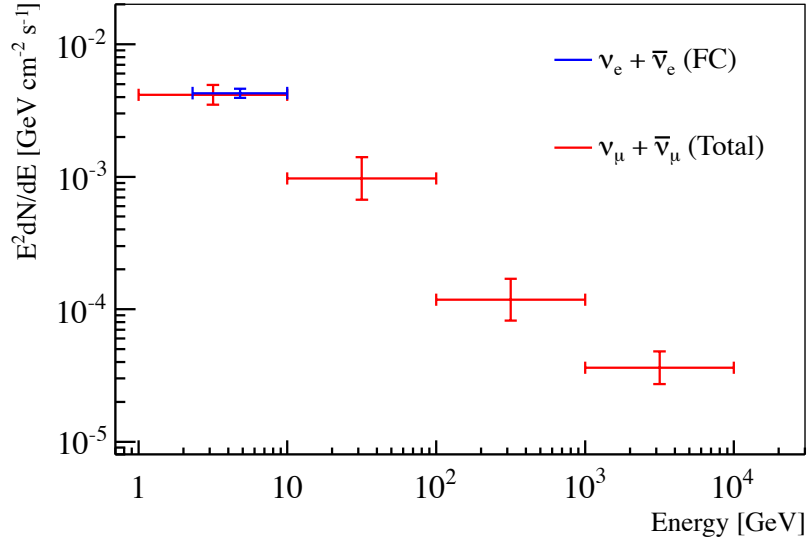


図 57  $E^{-1}$  から  $E^{-2}$  のスペクトルを仮定したエネルギーフラックス上限値分布。赤点がミューニュートリノ、青点が電子ニュートリノを表す。x 方向の誤差はエネルギーの積分範囲。y 軸はエネルギースペクトルの不定性によるもの。

きる。

$$L = E^2 \frac{dN}{dE} \times 4\pi D_L^2 \quad [\text{GeV sec}^{-1}] \quad (5.16)$$

ここで、星間空間でのニュートリノの吸収の効果は無視できるものとした。 $D_L$  は以下の式で計算できる [113]。

$$D_L = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z dz' \frac{1}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + \Omega_k(1+z')^2 + \Omega_\Lambda}} \quad (5.17)$$

$z$  は赤方偏移、 $H_0 = 67.3 \pm 1.2$  はハッブル定数である。平坦な宇宙を仮定すれば、宇宙の曲率  $\Omega_k = 0$  とでき、さらに、 $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$  とできる。各パラメータの値は [114] から得た。これまで計算では一様な赤方偏移を仮定したが、光度上限値の計算では図 32 の赤方偏移分布を考慮し、

$$L(z) = E^2 \frac{dN}{dE} \times 4\pi D_L^2 \times \frac{\overline{nGRB} + 1}{nGRB(z) + 1} \quad [\text{GeV sec}^{-1}] \quad (5.18)$$

とした。ここで、 $nGRB(z)$  は赤方偏移分布で 1bin に存在する GRB の数、 $\overline{nGRB}$  は全ての bin に一様に GRB が分布すると仮定した時の 1bin 中の GRB の数である。

図 58 は赤方偏移に対する、エネルギー bin ごとの光度上限値分布である。

図 58 から、最も上限値が緩いのはエネルギー bin の 1bin 目であった。よって 1bin 目のエネルギーを用いて、SK の高エネルギー領域 (1 GeV-10 TeV) でニュートリノが観測されるための、赤方偏移に対する光度上限値を求めた。結果を図 59 に示す。この結果より、このエネルギー領域のニュートリノに対して、GRB の観測数が多い  $z \sim 1$  付近では、 $\sim 10^{55}$  GeV/sec 以下の光度であ

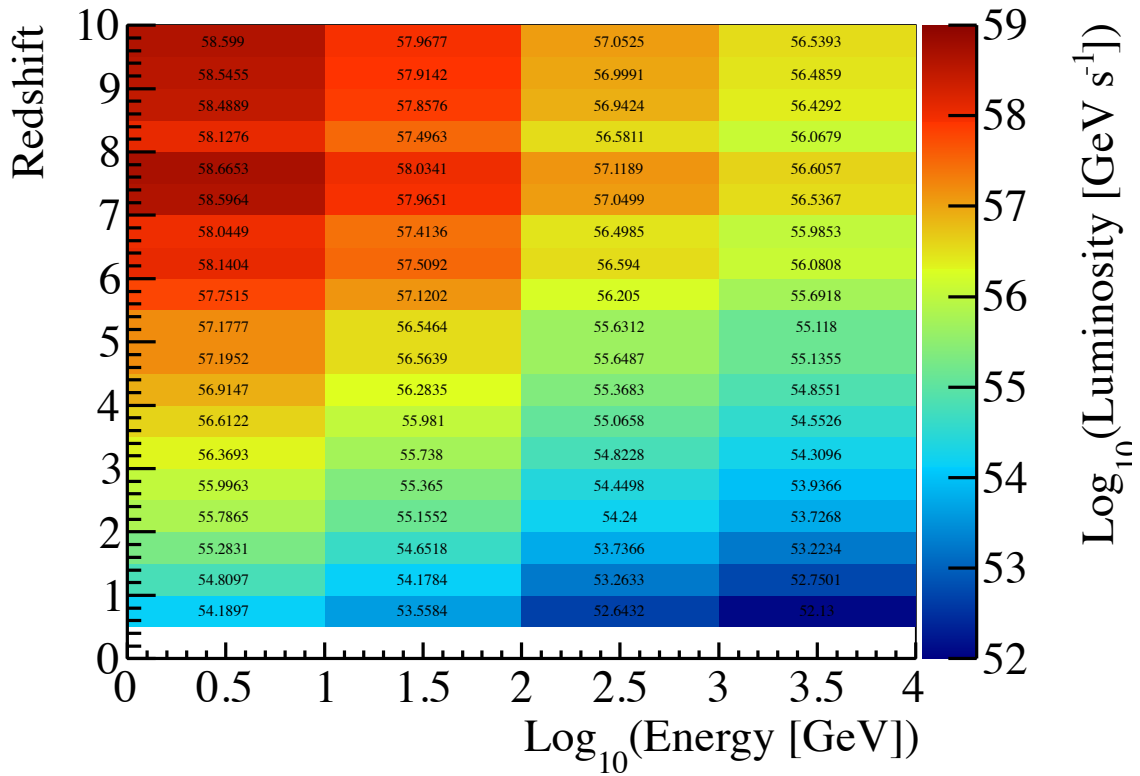


図 58 エネルギー・赤方偏移に対する光度上限値分布。横軸はエネルギーの対数を取ったもので、縦軸は赤方偏移である。色と bin 中の数字は光度上限値の対数を取ったものを表す。

ると期待される。GRB は遠方宇宙で発生する事象であり、また、内部衝撃波モデルでは 100 TeV 付近にピークがあると予想され、SK のエネルギー領域はフルエンスが 2 桁以上低いテール部分に相当する。よって、近傍で GRB が発生する頻度を考えると、SK の稼働期間で内部衝撃波モデルを除外するのは難しいかもしれない。

### 5.3.4 非弾性衝突モデル

非弾性衝突モデルで生成されると考えられるニュートリノは準熱的スペクトルを持つ [41]。比較的近傍で発生した典型的な GRB である GRB110721A について、このモデルを適用する。

GRB110721A は  $T_{100} = 22.586$  s の long-GRB であり、発生時 SK はこの GRB に対して UPMU の感度を持っていたが、ニュートリノは観測されなかった。 $z = 0.382$  から  $D_L = 2.13$  Gpc の距離で発生したと考えられ、フルエンスが  $3.7 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}^2$  であることから、全方向放射を仮定した放出エネルギーは  $E_{\gamma}^{iso} = \text{フルエンス} \times 4\pi D_L \sim 4.0 \times 10^{52}$  erg 程度である。GRB110721A の特性を表 14 に記す。

この GRB に対して、図 11 のモデルを仮定し、ミューニュートリノについて 1TeV までのエネルギー・フルエンス上限値を計算した。結果として図 60 の上限値を得た。光球モデルを仮定した場

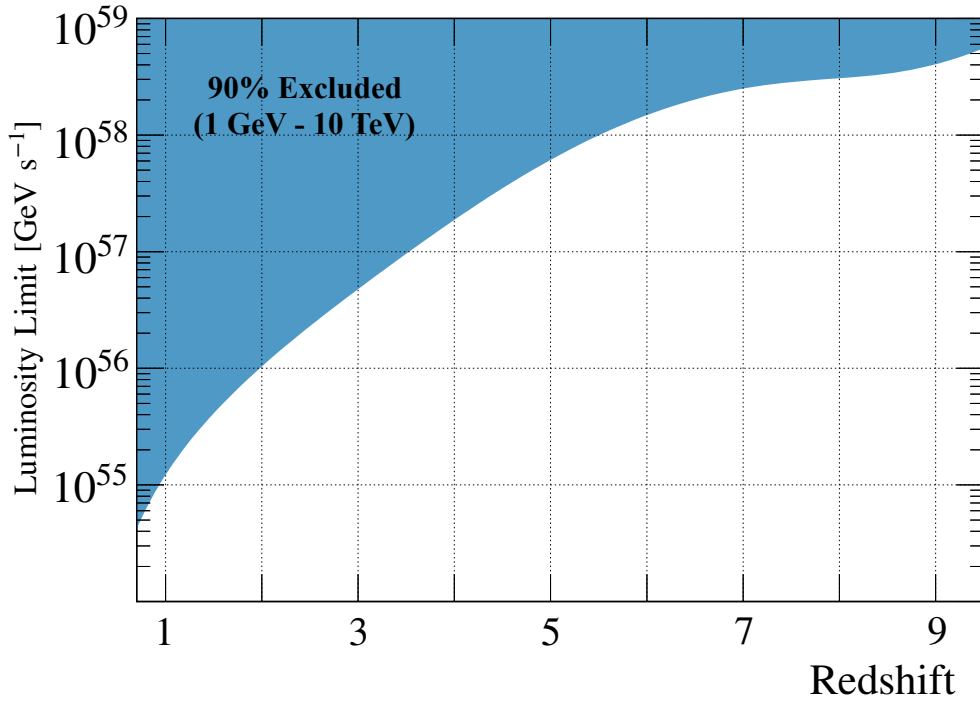


図 59 赤方偏移に対する 90% 光度上限分布。横軸は赤方偏移、縦軸が光度上限値である。青網掛けの範囲が探索で除外された範囲である。

表 14  $z=0.088$  の近傍で発生した GRB110721A の特性

RA,DEC	(333.659°, -38.5932°)
$T_{100}$	22.586 s
フルエンス	$3.7 \times 10^{-8}$ erg/cm <sup>2</sup>
赤方偏移	0.34 s
探索時間	157.569 s
$N_{90}$	~ 2.3

合、1GRB については上限値は 100 GeV 付近でモデルより  $10^4$  GeV cm<sup>-2</sup> 大きい結果となった。

次に、スタック解析の結果を用いて、ジェット衝突時のローレンツ因子  $\Gamma$  とニュートリノの全方向を仮定した総放出エネルギー  $E_{iso}$  についての上限值を計算した。この時、GRB からのニュートリノ総放出エネルギーと SK で観測されるエネルギー・フルエンスについて

$$E_{\nu}^2 \Phi_{\nu} = \frac{\sum_{nGRB} \left( \frac{E_{\nu}^{iso}}{4\pi D_L(z)^2} \right)}{nGRB} \text{ [GeV]} \quad (5.19)$$

の関係を用いた。赤方偏移  $z$  については図 32 の分布で乱数を振ることで生成した。結果を図 61

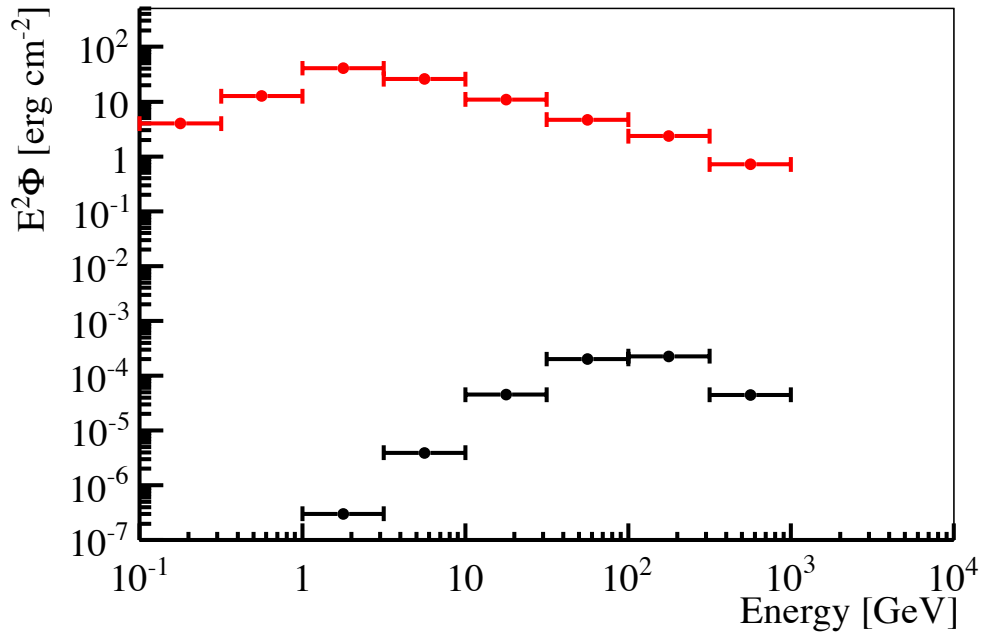


図 60  $\Gamma = 600$  の光球モデルを仮定した 1TeV までのエネルギー・フルエンス上限値分布。赤線は SK で得られた上限値で、黒線は  $E_{\nu}^{iso} = 10^{53}$ 、 $\Gamma'_{rel} = 3$  を仮定した場合の理論値である。

に示す。色付きの部分が今回の解析で除外された領域である。SK はこのモデルのエネルギー領域で最も長く観測を続けている実験であり、スタック解析における感度は最も高いと考えられる。よってこの上限値は現在最も厳しいものとなっている。この解析で 11 左図で用いられている典型値  $\Gamma = 600$ 、 $E_{\nu}^{iso} = 10^{53}$  について、68% 以上の信頼度で除外されることが分かった。 $E_{\nu}^{iso} = 10^{53}$  を維持しようと思うと、理論モデルには  $\Gamma < 400$  程度が求められる。



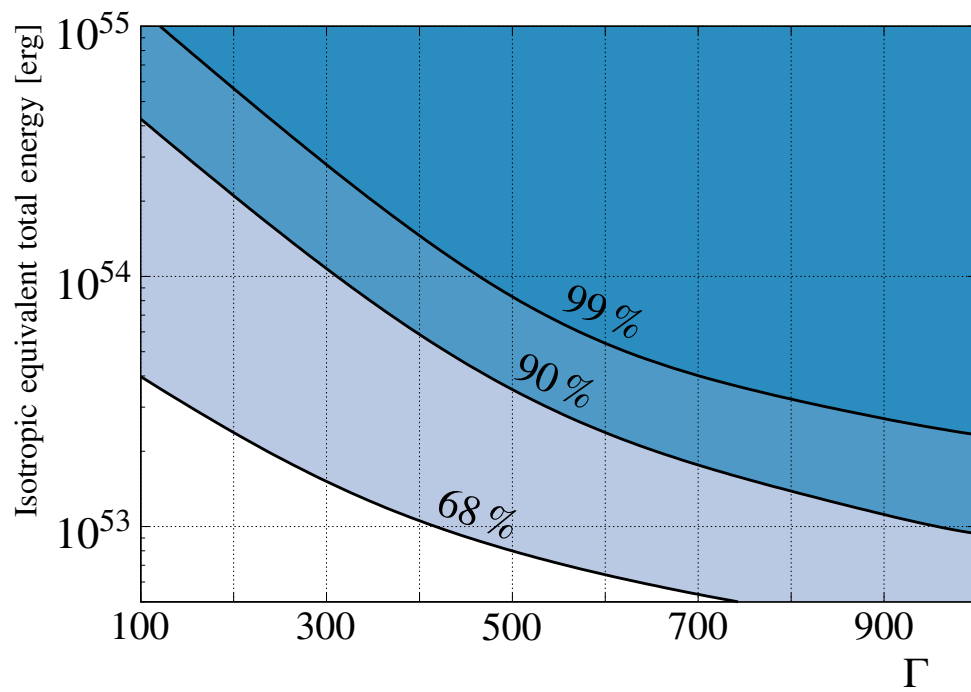


図 61  $\Gamma'_{rel} = 3$  を仮定した場合の  $(\Gamma, E_{\nu}^{iso})$  位相空間での上限値分布。

## 6 まとめ

GRB は全天で最も明るい突発現象であり、 $\sim 10^{20}$  eV の最高エネルギー宇宙線 (UHECRs) の発生源の候補とされている。また、GRB は近年注目されているマルチメッセンジャー天文学のターゲット天体の一つである。SK は数 MeV-10 TeV 領域のエネルギーに感度があり、GeV 領域に感度があるニュートリノ検出器の中では最も長く観測を続けている。

GRB から放出されるニュートリノには複数のモデルがある。一般に考えられている内部衝撃波モデルでは 100 TeV 程度にピークがあるようなスペクトルを持つことが予想される。また、内部衝撃波モデルの欠点を補うことができる光球モデルでは、中性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。これらのモデルを仮定してニュートリノを 1 GeV-10 TeV 領域の探索した。

まず、単一 GRB に対してのニュートリノを探索した。Time window は X 線衛星やガンマ線望遠鏡などで得られた光学情報を基に決定し、バックグラウンドレートから見積もった期待値と比較し有意な超過を探索した。最も有意度が高かった事象は GRB121225B で、バックグラウンドである確率は  $1.59 \times 10^{-5}$  であった。このニュートリノの有意度を計算するために、新しい手法として Toy MC を用いた検証を行った。この結果 p 値は 31.3% でありバックグラウンド予想と無矛盾であった。

単一 GRB からの SK でのニュートリノ期待値が 1 を下回る場合には、GRB を足し上げてバックグラウンドと比較するスタック解析が有用である。Time window を  $3\sigma$  の  $T_{90}$  が含まれる  $\pm 500$  s に設定し、3737 個の GRB の合計からニュートリノ信号の探索を行った。

その結果、全期間で 392 個のニュートリノ信号を得た。SK の全期間でのニュートリノ事象数として FC で  $339 \pm 18.4$ 、PC で  $33 \pm 5.8$ 、UPMU で  $20 \pm 4.4$  を得た。バックグラウンド期待値は FC で 349.1、PC で 27.3、UPMU で 28.6 であったため、有意な事象は発見できなかった。GRB のトリガー時間とニュートリノ検出時間を比較し、バックグラウンド期待値の一樣時間分布との差異は  $< 1.4\sigma$  という結果になった。また、エネルギー分布については、エネルギー bin 毎の事象数と分布の形について、大気ニュートリノバックグラウンド予想から  $1.1\sigma$  以上大きな差異は存在しなかった。

スタック解析については、GRB とニュートリノ事象の方向相関を考えることで、バックグラウンドを削減することに成功した。検出器精度から、GRB とニュートリノとの間の角度  $15^\circ$  を閾値とした。ニュートリノのエネルギーが高くなると荷電粒子はニュートリノ方向との相関が強くなるため、 $1\sigma$  の信頼度を得るために FC 事象のエネルギーに閾値を設けた。エネルギー閾値でカットを施し、ニュートリノと GRB 間の角度について  $15^\circ$  であった事象のみを探索し、全期間で FC で 2 事象、UPMU で 1 事象のニュートリノを観測した。この時のバックグラウンド期待値は FC で 0.77、UPMU で 0.76 であり、 $1\sigma$  以上の有意度でニュートリノ信号を検出することはできなかった。

GRB ニュートリノが観測できなかったという仮定で、GRB ニュートリノに対して 90% 信頼度の上限値を計算した。ニュートリノの反応断面積や SK での反応率を考慮し、SK の全期間での GRB の観測の合計についてモデルに依存しないフルエンス上限値を計算した。 $\nu_e$  については  $2.7 \times 10^3 - 8.1 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$ 、 $\nu_\mu$  について  $1.4 \times 10^{-2} - 2.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  の結果を得た。モデルに依存しないフルエンス上限値を計算することで、容易にモデルを仮定した計算をすることが可能になった。この結果を用いて  $E^{-2}$  から  $E^{-1}$  に従うスペクトルを仮定し、エネルギー・フラックスに中心値で  $3.6 \times 10^{-5} - 4.2 \times 10^{-3}$  の上限値を設けた。また、GRB と地球との距離を仮定したニュートリノ光度上限値を計算し、地球との距離に対して制限を設けた。最も多くの GRB が発見されている  $z \sim 1$  付近では光度上限値は  $\sim 10^{55} \text{ GeV s}^{-1}$  であった。ニュートリノ検出器には検出器の有効体積が非常に重要な要素になっており、またこのモデルでは 100 TeV にピークがあるために SK の感度領域ではフルエンスが非常に低いため、内部衝撃波モデルについて SK で除外することは本解析手法では困難であると考えられる。内部衝撃波モデルでの GRB ニュートリノ探索については、IceCube 実験 [115] や ANTARES 実験 [116]、日本では将来計画であるハイパーカミオカンデ実験 [117] が有効である。実際に、IceCube 実験ではこのモデルに対しより厳しい制限をつけている [118]。

光球モデルを用いた準熱的放射スペクトルについても上限値計算を行った。このモデルは 100 GeV 程度にピークを持つため、SK における感度は高いと考えられる。近傍で発生した GRB である GRB110721A についてエネルギーフルエンス上限値を計算した。モデルがピークを持つ 100 GeV 付近において、 $10^4$  程度大きい上限値を算出した。さらにスタック解析を用いて、ニュートリノ放出時のローレンツ因子  $\Gamma$  と全放出エネルギー  $E_\nu^{iso}$  の位相空間で制限をつけた。

スタック解析においては、IceCube/DeepCore 実験 [119] の 10 年以上前から観測を続けている SK での上限値は世界で最も厳しいものになっている。[41] で想定されている  $E_\nu^{iso} = 10^{53} \text{ erg}$ 、 $\Gamma = 600$  はこの結果により 68% の信頼度で除外された。本解析では非弾性散乱からの準熱的放射のみを考えたが、図 11 で表されるように 100 GeV 以上で NPC や冪乗分布の効果を加えることでより厳しい制限をつけることが可能になるだろう。

GRB は遠方宇宙で発生する現象であり、 $\nu$  と  $\bar{\nu}$  の識別感度は必要ないため、SK の将来実験である SK-Gd 実験での大きな改善は見込めないと考えられる。しかし、今後の解析ではニュートリノの角度・時間相関を用いることで事象の有意度を向上させることで、GRB ニュートリノなどの突発天体現象への感度を向上させることが可能である。この手法は重力波由来のニュートリノ探索において実用化が検討されている。

## 付録 A 天体ニュートリノ詳細

### A.1 太陽ニュートリノ

我々の地球から最も近い恒星である太陽からもニュートリノが降り注いでいる。太陽のような軽い恒星のコアでは、水素原子核からヘリウムを生成する水素燃焼過程が起こっており、その中では図 62 のような p-p Chain 過程や、図 63 のような CNO サイクル過程がある。ニュートリノの放出過程はそれぞれの図で赤字で記されており、反応過程から括弧内の名前と呼ばれている。地球で観測されるそれぞれの種類の太陽ニュートリノのフラックス予想を図 64 に示す。図 64 のように、太陽ニュートリノは 10 MeV までの低いエネルギーで地球に飛来する。

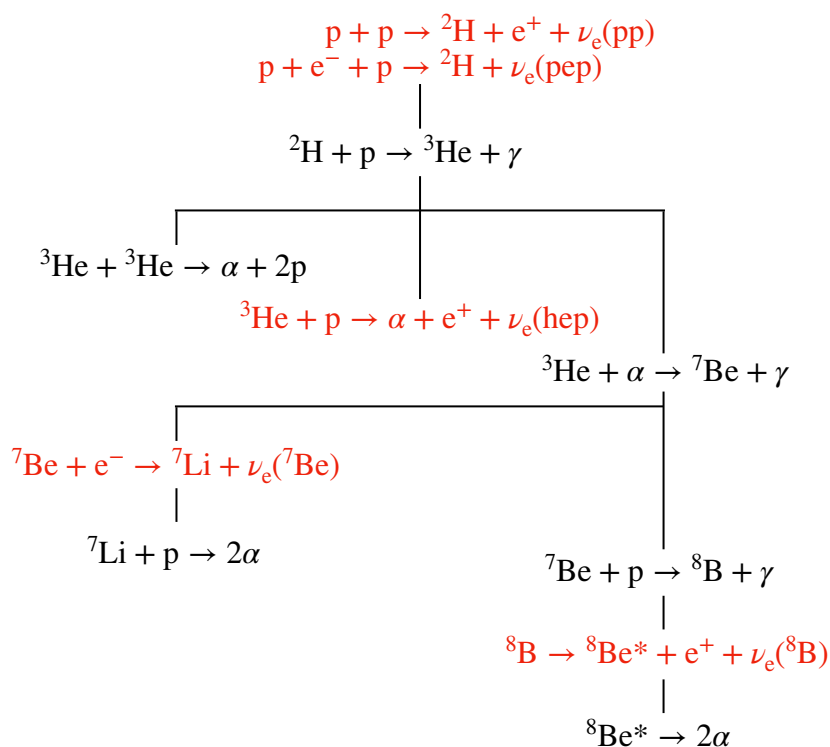


図 62 PP chain 過程。ニュートリノ放出過程は赤字で記されている。

### A.2 超新星ニュートリノ

大質量の恒星が寿命の最後に起こす現象である超新星爆発からニュートリノが放出される。この節では、超新星爆発からニュートリノを放出されるまでのプロセスを、星の進化の過程を説明しな

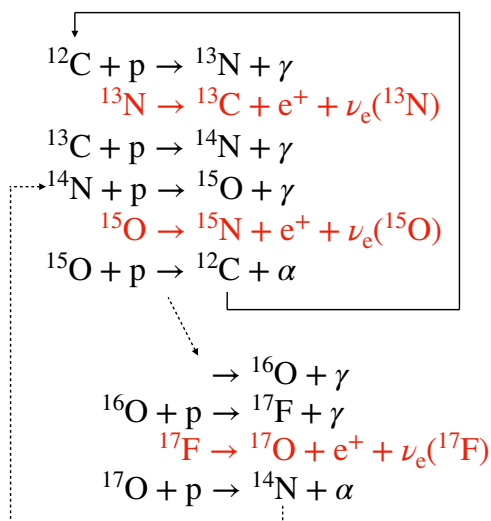


図 63 CNO サイクル過程。ニュートリノ放出過程は赤字で記されている。

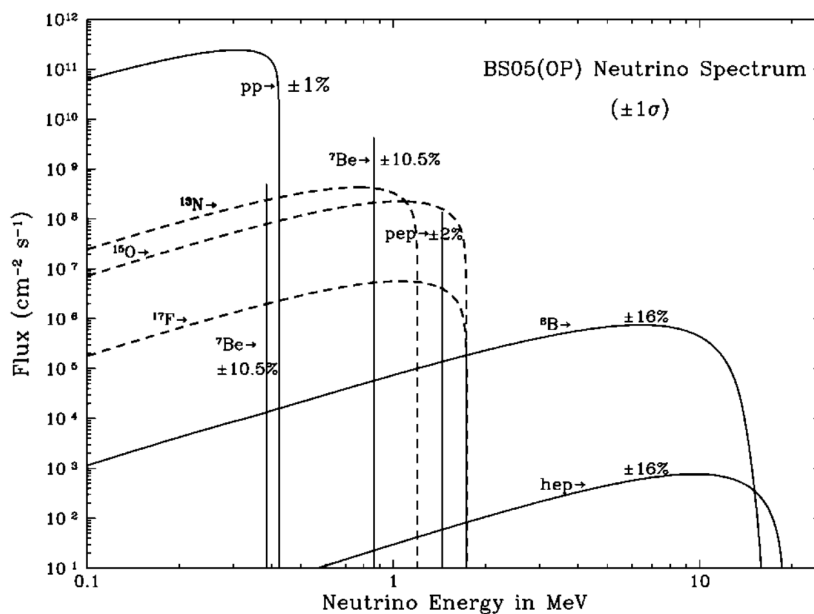


図 64 太陽ニュートリノのフラックス予想。分布のないものは二体崩壊で放出される。 [120]

がら述べる。

### A.2.1 星の進化過程

この項では恒星が生成されてから超新星爆発を起こすまでの過程について説明する。

星の誕生は、宇宙に存在する星間物質が重力作用で収縮しコアを形成するところから始まる。こ

のコアに次々と物質が降着していき、大きくなっていく。この際に得た重力エネルギーは熱エネルギーに転換され、内部圧力が生じる。中心温度が 10 万 ( $10^5$ ) K 程度になると放射スペクトルは可視光領域の光を放出し、輝くことができるようになる。この時の星を原始星と呼ぶ。

中心温度が  $10^7$  K を越えると、核融合が始まり、重い元素の合成が進んでいく。これ以降、恒星の質量により合成される元素の限界が決まり、 $M > 8M_{\odot}$  の恒星になるとネオンやマグネシウムの燃焼に進む。 $4 \times 10^9 \text{ g/cm}^3$  を超えた高密度になるとマグネシウムが電子捕獲により電子の密度を小さくする。



さらに密度が上がることで、生成された原子核も電子捕獲を始める。



このようにして電子の密度が小さくなり、縮退圧が下がると、コアは重力収縮を起こす。中心の密度が高くなると収縮は加速し、重力崩壊を起こす。

$M > 12M_{\odot}$  を超えるとマグネシウムの燃焼も非縮退圧下で進み、核融合を繰り返すことで最終的に鉄原子核 ( ${}^{56}\text{Fe}$ ) を生成する。 ${}^{56}\text{Fe}$  はこの過程で生成される原子核中で最も安定なので、これ以降核融合は進まない。したがって鉄コアからはエネルギーの供給はされず、縮退圧で支えることになる。このように核融合が鉄まで起こった恒星の内部は、思い元素ほど重力で中心に集まるような層状になっており、これを恒星の玉ねぎ構造という。

この段階までの高温になると、高エネルギーの光子が原子核を分解する光分解が起こるようになる。



$5 \times 10^9$  K になると光分解の回数が増え統計的に核融合と平衡状態になるが、さらに収縮し温度が上昇することで爆発的に重力収縮が進み、重力崩壊を起こす。この過程では、長い時間をかけて作られてきた原子核をわずか 0.1 秒で分解してしまう。

このようにして重力崩壊が起こった結果、密度が  $\sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$  を超えたところで核力により収縮が止まり、反跳し外側への衝撃波が発生する。外層の元素とコアの結合は弱いため、崩壊の衝撃で外層は吹き飛ばされ、重力崩壊後には中性子星が残る。これが重力崩壊型超新星爆発である。中性子星は中性子の縮退圧で支えられているが、 $M > 30M_{\odot}$  の星は爆発後、中性子の縮退圧でもコアを支えきれず、ブラックホールになると考えられている。最後にこれまでの星の進化をまとめて図 65 に示す。

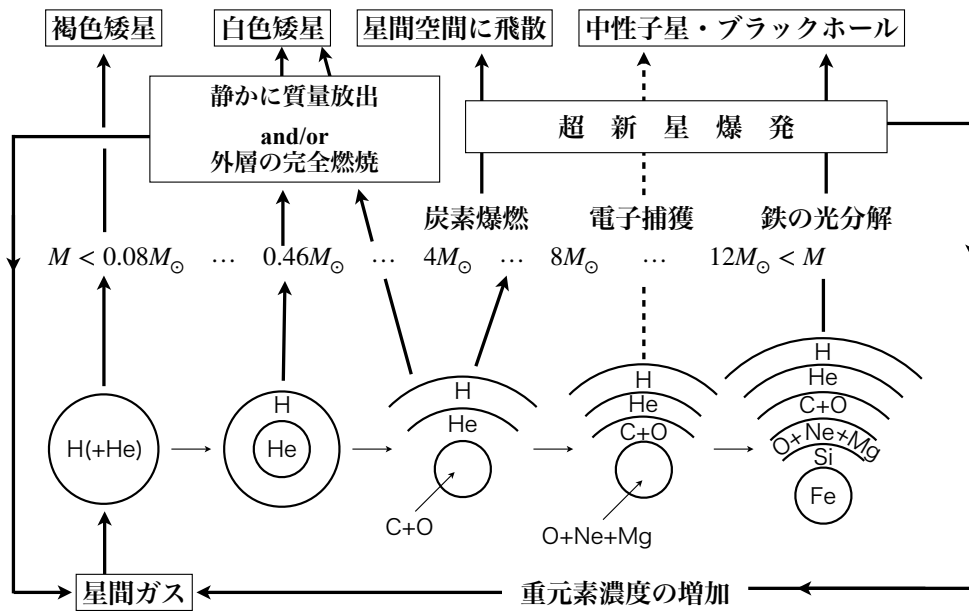


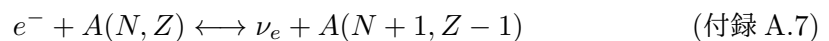
図 65 星の進化の概要図。超新星爆発で放出された質量は星間ガスとなり、次の恒星を生成する種となる。[121]

## A.2.2 ニュートリノ放出

ここでは重力崩壊型の超新星爆発からのニュートリノ放出過程について述べる。重力崩壊型超新星爆発では  $10^{53}$  erg のエネルギーが放出されるが、そのうち 99% はニュートリノによって放出される。超新星爆発でのニュートリノ生成反応は重力崩壊の過程により変化していくため、過程の時系列順に述べる。

### 1. 重力崩壊開始直後

重力崩壊が始まるとコアが収縮することで電子のフェルミエネルギーが上昇する。この段階では (付録 A.1) ~ (付録 A.4) のような電子捕獲反応や (付録 A.5)、(付録 A.6) のような光分解が起こり、電子ニュートリノを生成するとともにコアが崩壊する。崩壊直後はコアの密度が小さいため、ニュートリノは自由に飛び出すことができる。電子捕獲反応を一般的に記すと以下ようになる。



### 2. ニュートリノトラッピング

重力崩壊が進み、密度がさらに大きくなると、コアはニュートリノに対して透明ではなくなる。ニュートリノは透過性の非常に高い粒子であるが、物質密度が上昇したことによりコヒーレント散乱を受け、コアを飛び出すまでに時間がかかるようになる。そして、密度が

$\rho \sim 10^{12} \text{ g/cm}^3$  で重力崩壊のタイムスケールと同等になる。つまり、これ以上の密度になるとニュートリノはコアに閉じ込められることになる。ニュートリノの平均自由行程  $l_{mfp}$  に対し、コアの半径  $r$  より外側にある物質の光学的な厚さ  $\tau$  を

$$\tau = \int_r^\infty \frac{1}{l_{mfp}} dr \quad (\text{付録 A.8})$$

で定義すると、ニュートリノの拡散にかかる時間は  $\sim \tau$  倍余計にかかることになる。 $\tau = 2/3$  の面を特にニュートリノ球と呼び、ニュートリノと物質が実質的に相互作用する領域の境界に相当する。

中心部分の密度が核子密度 ( $\rho \sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ) まで上昇すると、中性子の縮退圧が働き収縮が止まり、コア内部は膨張に転じる (反跳)。コア外部は亜音速で収縮をしようとしているため、内部コアと衝突し衝撃波が発生する。中心部分は原子中性子星となり安定する。

### 3. 中性子化バースト

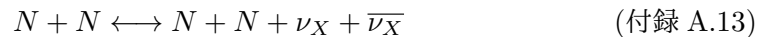
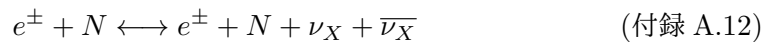
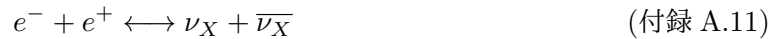
コアの物質は衝撃波によって加熱され、原子核は (付録 A.5)、(付録 A.5) の光分解により核子に分解される。電子捕獲反応は原子核より核子に対しての方がはるかに断面積が大きいいため、急激に反応が進む。しかし、ニュートリノ球内部からはニュートリノは飛び出すことができない。衝撃波がニュートリノ球に到達すると、生成されたニュートリノが直ちにコアから放出される。この核子の電子捕獲反応は (付録 A.9) のように書くことができ、コアの中性子化ということができる。



中性子化バーストは数 ms のごく短い時間に起き、光度が  $10^{53} \text{ erg s}^{-1}$  に増光する。しかし継続時間が短いため、放出されるエネルギーとしては  $\lesssim 10^{51} \text{ erg}$  と 1% 以下である。

### 4. ニュートリノ冷却

外層の物質が原子中性子星に落ち込み、重力エネルギーが熱エネルギーに変換される。そのエネルギーは以下のような反応でニュートリノとして外部に放出され、原子中性子星は約 10 s の間に冷却される。この過程では全世代のニュートリノと反ニュートリノが生成される。



最後にニュートリノの光度と平均エネルギーの時間分布の理論計算を図 66 に示す。中性子化バーストによる鋭いピークが 0.1 s 以内の短い時間に見られる。複雑な時間構造は初めの 1s 以内に大きく見られ、ニュートリノ冷却フェーズにおいては単純な構造が見られる。



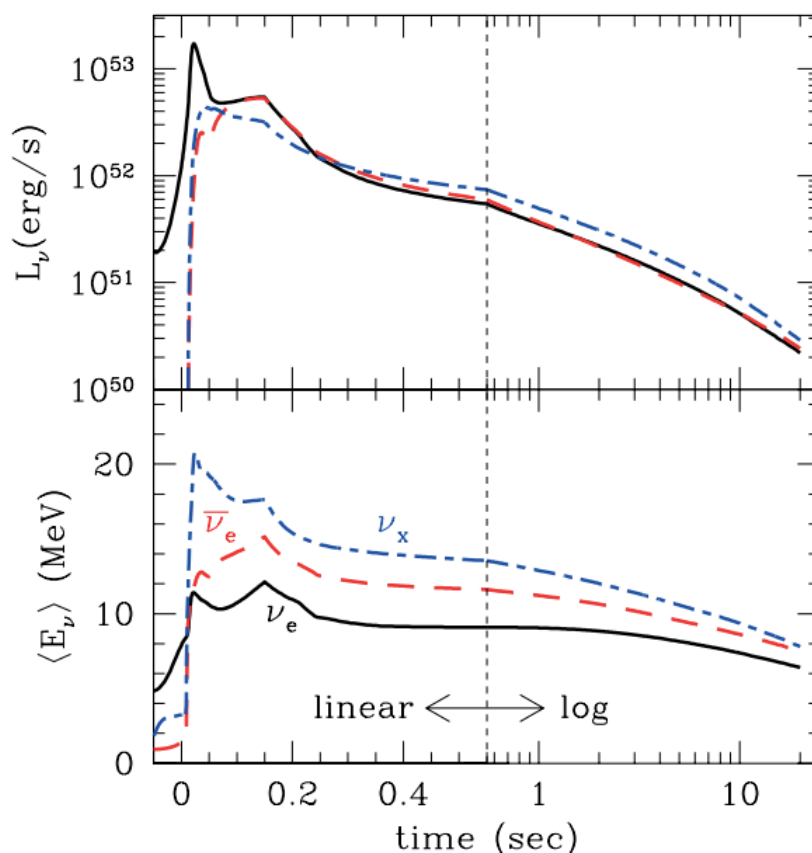


図 66 典型的な重力崩壊型超新星爆発から放出されるニュートリノの光度と平均エネルギーの時間発展。[122]

## 付録 B キャリブレーション

SK では検出器の挙動を理解し、高い精度で測定するための較正実験が行われている。測定実験の解析結果は前章で述べた検出器シミュレーションやデータ解析ソフトウェアに導入されている。検出器較正測定についてのより詳細な説明は [100] に記載されている。

SK で得られるデータは PMT で検出し電気回路を通して収集される電荷情報と時間情報である。この情報は個々の PMT の量子効率 QE の影響を受け、さらにシミュレーションでチェレンコフ光の輸送について計算する際や事象を再構成する際には、超純水の透明度などの情報が理解されていなければならない。そのため、検出器の較正実験とその結果から検出器の特性を評価することは SK の事象再構成や物理解析において大きな役割を持つ。この節では、SK で行われている測定についてそれぞれ詳細に述べる。

## B.1 ID 検出器較正

### B.1.1 高電圧 (HV) 較正

PMT に印加する HV によって、PMT で光電効果が起こった際のダイノードでの光電子増幅量が増加する。SK の PMT では、ある光量を入射した際に全ての PMT で同程度の電荷を出力するように印加する HV を適切に設定しなければならない。この設定のために、等方に光を入射する光源をタンク中心に設置し、測定を行う。等方光源は Xe ランプで発生した光を UV フィルターに通し、5 cm 直系のアクリル拡散球に入射することで生成する。

この測定では PMT の位置による違いの他に、水の透過率などの特性や PMT における入射角に対する光子の反射率などを補正しなければならない。そのため、事前に較正を行った 420 本の PMT (Standard PMTs) を等間隔に設置し、その付近の PMT の参照に用いる。Standard PMTs の HV は、SK に設置する前に同様の光源とデータ収集システムで測定が行われ、適切に設定されている。図 67 に Standard-PMTs の配置箇所と、付近の PMT のグループ分けについて示す。Standard PMT 以外の HV は、光源のフラッシュから得た電荷量とその PMT の属する Standard PMT の電荷の平均量に合うように設定される。設定した HV における結果は 1.3% 以内の再現性を持つことが確認されており、およそ Standard PMT の事前の測定結果と一致する。

等方光源は PMT の長期的なゲイン変動を監視するために、HV 決定後もタンク中心に常に取り付けられている。

### B.1.2 相対ゲイン測定

それぞれの PMT のゲインは入射光量に対する出力電荷から決定される。全 PMT のゲインの平均値と、それぞれの PMT での平均値からのずれ (Relative Gain) から PMT のゲインが計算できる。Relative Gain を計算するために、等方光源を用いて二段階の測定を行う。

まず、全ての PMT が十分な光量を受け取るような高い光量のフラッシュを入射する。この時の  $i$  番目の PMT での電荷の平均値を  $Q_{\text{obs}}(i)$  とする。次に、PMT にごく少量の光子しか受け取らないような低光度のフラッシュを入射し、1 p.e. のヒットを測定する。この測定で、 $i$  番目の PMT が閾値を超える電荷量を記録した回数  $N_{\text{obs}}(i)$  を得ることができる。この二つの測定を同じ光源・同じ位置で行うことにより、 $i$  番目の PMT の  $Q_{\text{obs}}(i)$  と  $N_{\text{obs}}(i)$  はそれぞれ、

$$Q_{\text{obs}}(i) \propto I_H \times a(i) \times \epsilon(i) \times G(i) \quad (\text{付録 B.1})$$

$$N_{\text{obs}}(i) \propto I_L \times a(i) \times \epsilon(i) \quad (\text{付録 B.2})$$

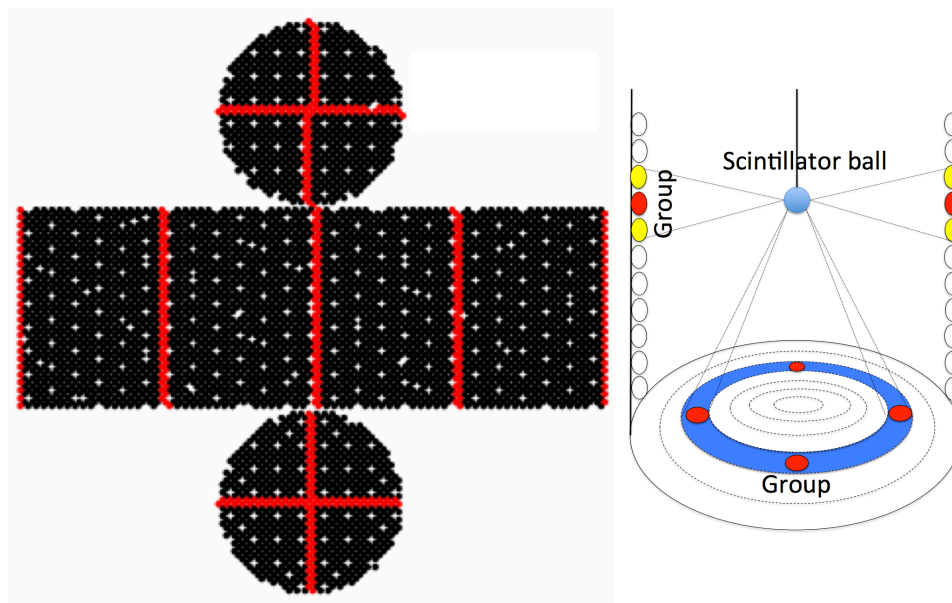


図 67 左図：Standard PMT の設置箇所の模式図 [100]。赤点がそれぞれの Standard PMT の設置位置を示している。右図：Standard PMT と周囲の PMT のグループ分けの模式図。中心に設置された光源に対して、タンク底面・上面の PMT は半径が同程度となるように、タンク側面では高さが近くなるように分けられている。

で計算できる。ここで  $I_H(I_L)$  は高 (低) 光度フラッシュの平均光量  $a(i)$ ,  $\epsilon(i)$ ,  $G(i)$  はそれぞれの PMT のアクセプタンス、相対量子効率、ゲインである。よって、 $G(i)$  は

$$G(i) \propto \frac{Q_{\text{obs}}(i)}{N_{\text{obs}}(i)} \quad (\text{付録 B.3})$$

で計算される。Relative Gain は全 PMT のゲインの平均値から求めることができる。この過程で  $I_H/I_L$  も消去することができる。

ゲインの標準偏差はおよそ 5.9% である。HV は電荷量が等しくなるように設定されているため、この差異は個々の PMT の QE の違いだと想定される。Relative Gain は、それぞれの PMT の電荷出力を p.e. に変換する際の係数として用いられる。

### B.1.3 絶対ゲイン測定

絶対ゲイン (Absolute Gain) は pC で記録される電荷量を入射光電子数 p.e. に変換するために用いられる。Absolute Gain は 1 p.e. 信号の電荷分布から決定され、測定は 9 MeV のガンマ線を等方に入射する Ni/Cf 線源を用いる。Ni/Cf 線源では  $^{252}\text{Cf}$  から生成され熱化した中性子を  $^{58}\text{Ni}$  が捕獲 ( $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}$ ) することで、9 MeV のガンマ線を放出する。 $^{252}\text{Cf}$  半減期は 2.56 年で、中性子は自発的核崩壊から生成される。崩壊のうち 97% は  $\alpha$  崩壊であり、残った 3% が自発的核

崩壊になる。この崩壊からは平均 3.76 個の中性子が生成され、平均エネルギーは 2.1 MeV である。Ni/Cf 線源はタンク中心に設置され、それぞれの PMT に平均 0.004 p.e./event の信号を検出することができる。そのため、99% 以上の信号は 1 p.e. となる。

前述の Relative Gain の補正を行うことで、電荷分布を足し合わせて分布を作成する。SK-III の結果が図 68 である。電荷が 0 付近の鋭いピークは第一段のダイノードで増幅されなかった光電子が作るものである。二つ目にある緩やかなピークが 1 p.e. を示すものである。分布の全範囲での平均を pC から p.e. に変換するファクターとして定義する。各期間でそれぞれ、SK-I では 2.044 pC/p.e.、SK-II では 2.297 pC/p.e.、SK-III では 2.243 pC/p.e.、SK-IV では 2.658 pC/p.e. であった。この分布は検出器シミュレーションにおける PMT の挙動に取り入れられている。

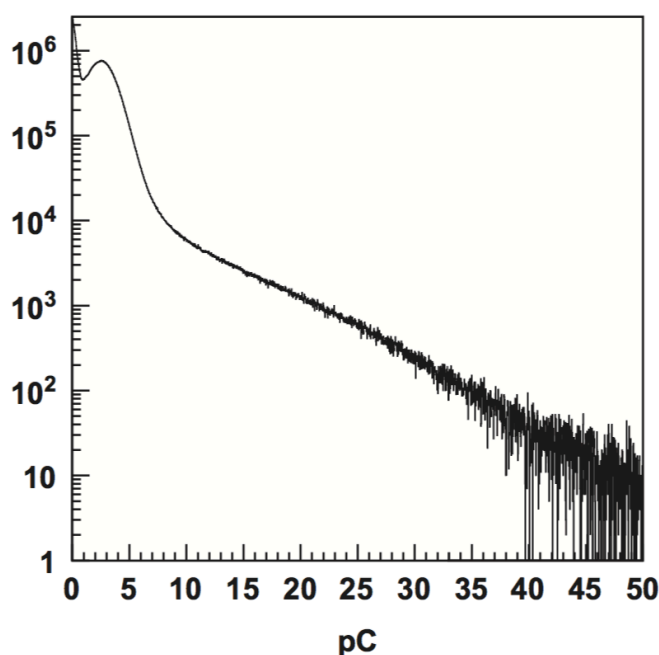


図 68 SK-III での測定で観測した電荷分布 [100]。

#### B.1.4 相対量子効率測定

量子効率は低光量での測定に影響を与えるため、それぞれの PMT について相対量子効率 (Relative QE) が測定されている。測定は前節と同様に Ni/Cf 線源を用いて行う。式付録 B.2 で表されるように、低光量での平均ヒット数は Relative QE に比例する。Relative QE( $\epsilon$ ) は  $\epsilon = 1$  を仮定した検出器シミュレーションとヒット数を比較することによって求めることができる。シミュレーションと比較することで、それぞれの PMT の位置による差異や水の散乱・吸収などの効果を打ち消して Relative QE のみを評価することができる。

### B.1.5 応答時間校正

個々の PMT の時間応答はケーブルの長さや PMT の挙動、電気回路でのプロセス時間により様々である。さらに、時間応答は PMT の信号波形の波高に依存する。これを”Time walk”効果と呼ぶ。時間応答校正実験の目的は、検出器全体のプロセス時間を考慮した各 PMT の Time walk の補正関数を求めることである。検出器の時間応答は粒子の飛跡や位置の再構成にとって重要となる。測定用の光源の模式図を図 69 に示す。波長 337 nm、半値全幅 0.4 ns のパルス光を窒素レーザーで生成し、時間応答の早い 2-inch PMT でモニターする。レーザー光は PMT の QE が高くなる 398 nm にシフトされ、タンク内部の拡散球で散乱される。入射光度は Variable filter を調節することで変える事ができ、様々なパルス波高で時間応答が測定できる。パルス波高はすなわち電荷の事であるため、この校正は TQ キャリブレーションと呼ばれる。

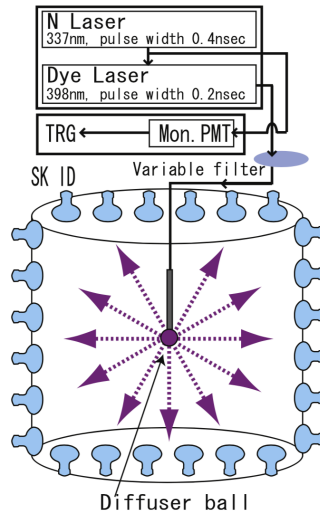


図 69 時間応答測定に用いる光源の模式図 [100]。

この測定では、個々の PMT について図 70 のように、時間と電荷の 2 次元分布を作成できる。この図を TQ マップと呼ぶ。図 70 の横軸の時間情報は、光源と PMT の位置関係から TOF (Time of Flight) を計算し、PMT のヒット時間  $T$  と 2-inch PMT の信号発信時間  $T_{2\text{inch}}$  を用いて、 $T - TOF - T_{2\text{inch}}$  で得る事が出来る。TQ マップにおける各 Qbin のピークについて、横軸の bin(Qbin) に依存した以下の多関数でフィットし、15 個の校正係数を計算する。

$$\text{pol}N(x) \equiv p_0 + p_1x + p_2x^2 + \dots + p_Nx^N$$

$$Q_{\text{bin}} \leq 10 : F_1(x) \equiv \text{pol}3(x) \quad (\text{付録 B.4})$$

$$Q_{\text{bin}} \leq 50 : F_2(x) \equiv F_1(1) + (x - 10)[F_1'(10) + (x - 10)\text{pol}3(x - 10)] \quad (\text{付録 B.5})$$

$$Q_{\text{bin}} > 50 : F_3(x) \equiv F_2(50) + (x - 50)\text{pol}6(x - 50) \quad (\text{付録 B.6})$$

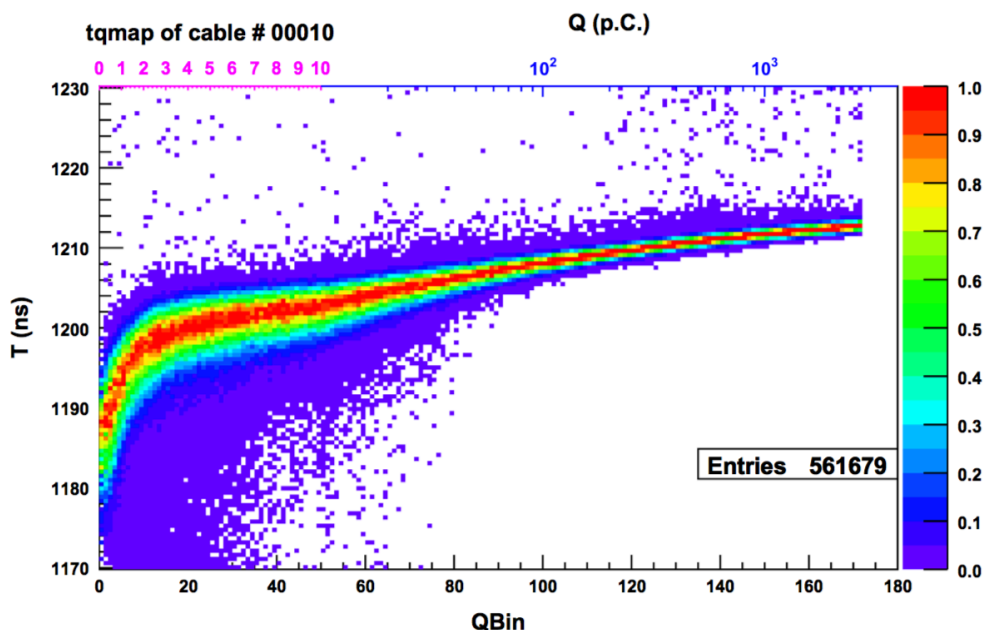


図 70 1つの PMT から得られる典型的な TQ マップ。横軸はそれぞれのヒットから得られた電荷で、縦軸は TOF の補正を行った後のヒット時間である。横軸の bin 幅は 10 pC までは線形であるが、それ以上では対数スケールで描かれている。縦軸について、ヒット時間が早いものほど値が大きくなっている [100]。

## B.2 光子輸送

### B.2.1 水の透過率測定

検出器シミュレーションにおける光子の輸送では、タンク内の物質による散乱や吸収、などの特性を考慮する必要がある。水中での光の減衰は光路長  $l$ 、光子の波長  $\lambda$  における減衰長  $L(\lambda)$  を用いて  $\exp(-l/L(\lambda))$  で表される。SK の検出器シミュレーションでは  $L(\lambda)$  は以下のように定義されている。

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha_{abs}(\lambda) + \alpha_{asym}(\lambda) + \alpha_{sym}(\lambda)} \quad (\text{付録 B.7})$$

ここで  $\alpha_{abs}(\lambda)$ ,  $\alpha_{sym}(\lambda)$ ,  $\alpha_{asym}(\lambda)$  はそれぞれ吸収、対称散乱、非対称散乱の減衰係数である。 $\alpha_{asym}(\lambda)$  は前方ミー散乱を考慮するために用いられ、 $\alpha_{sym}(\lambda)$  はレイリー散乱と、ミー散乱の対称成分を導入するために用いられている。

それぞれの減衰係数を決定するために、タンク上部からレーザーを真下方向に入射し、測定を行う。測定の概要図を図 71 に示す。測定では波長  $\lambda = 337, 375, 405, 445, 473$  nm のレーザー光を用いて、PMT へのヒット時間を測定した。図 72 は上からそれぞれ、図 71 におけるタンク上部、B1-B5 の各領域、タンク底面部における測定データとシミュレーションでのベストチューンの時間分布である。横軸は図 71 の水色の領域を用いて TOF を計算し、ヒット時間から差し引いたものである。図 72 の青線で囲まれた二つの領域のうち、左側を水のパラメータの決定に用いる。右側の領域は PMT やブラックシートで光子が反射してから PMT にヒットしたものと考えられる。

減衰係数は合計 9 個のパラメータを変動させながら作成したシミュレーションにおける図 72 の分布をデータと比較し、 $\chi^2$  が最小になるように決定される。それぞれの減衰係数は実験に基づいた以下の式でシミュレーションに導入する。

$$\alpha_{abs}(\lambda) = P_0 \times \frac{P_1}{\lambda^4} + C \quad (\text{付録 B.8})$$

$$C = P_0 \times P_2 \times (\lambda/500)^{P_3} \quad (\text{付録 B.9})$$

$$\alpha_{sym}(\lambda) = \frac{P_4}{\lambda^4} \times \left( 1.0 + \frac{P_5}{\lambda^2} \right) \quad (\text{付録 B.10})$$

$$\alpha_{asym}(\lambda) = P_6 \times \left( 1.0 + \frac{P_7}{\lambda^4} \times (\lambda - P_8)^2 \right) \quad (\text{付録 B.11})$$

図 73 は 2009 年 4 月に行われた測定で得られた係数の波長分布である。波長 400 nm での減衰長は約 120 m であった。この測定は SK 稼働中は定期的に行われ、透過率特性をモニターしている。

## B.2.2 Top-Bottom Asymmetry

SK の超純水循環システムでは、タンク座標で  $z = -11$  m より下部では常に水が循環しており、水質は一定に保たれている。しかし、それより上部では上に上がるにつれて水の温度が上昇し、最大で 0.2 度の変化がある。また、水質も徐々に悪くなり、最大で 5% の透過率に変動が生じている。そのため、Relative QE 測定の際には水の循環領域を拡大し、温度差を 0.01 度以内にした状態、つまり水質がタンク内全体で均一になっている状態で測定を行う。一方、通常時には水質の  $z$  非対称性がある状態で観測を行うため、 $z$  依存性を理解する必要がある。そこで、前述した Ni/Cf による測定と等方光源による測定系により  $z$  依存性を見積もっている。タンク内の上下非対称性 (Top-Bottom Asymmetry: TBA)  $\alpha_{tba}$  は以下の式で表される。

$$\alpha_{tba} = \frac{\langle N_{top} \rangle - \langle N_{bottom} \rangle}{\langle N_{barrel} \rangle} \quad (\text{付録 B.12})$$

$\langle N_{top} \rangle, \langle N_{bottom} \rangle, \langle N_{barrel} \rangle$  はそれぞれ ID の上面部、底面部、壁面部での平均ヒット数を表す。

図 74 は SK-IV が始まってからの 2 つの測定から求められた  $\alpha_{tba}$  分布である。ID 上面部での平均ヒット率は最大で 5% 下面部より少なくなっている。

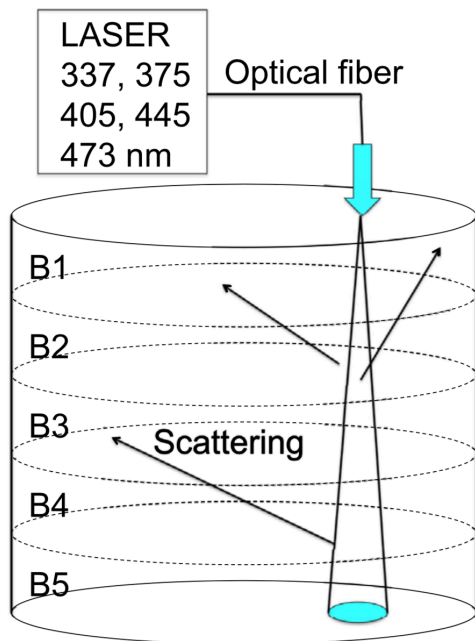


図 71 透過率測定の概要図。タンク上面、タンク壁面を 5 分割 (B1-B5)、タンク底面で 7 個の領域について測定を行う [100]。

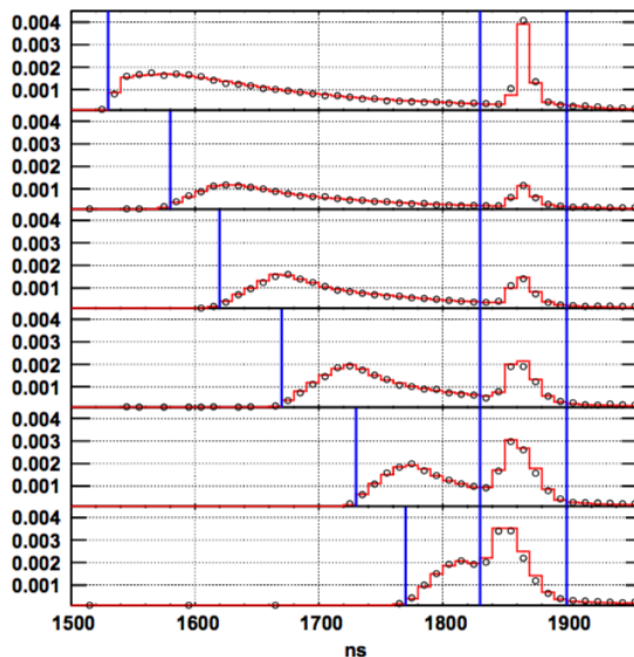


図 72 2009 年 4 月に行われた、波長 405 nm の測定結果でのデータ (黒丸) とシミュレーション (赤線、パラメータのベストチューン) の時間分布。ヒストグラムは上から、図 71 におけるタンク上部、B1-B5、タンク底面部の順に並んでいる。青線で囲まれた左側の領域がパラメータのチューニングに用いられる。右側のピークは光子が PMT やブラックシートで反射したものが主な寄与となる [100]。

図 74 に見られる時間変化は主に吸収の変動に起因するため、時間と  $z$  方向に依存した水質は  $\alpha_{abs}$  にファクター  $A(z, t)$  をかけることでシミュレーションに組み込まれている。 $A(z, t)$  は以下の式で定義される。

$$\begin{aligned}
 A(z, t) &\equiv 1 + z \cdot \beta(t) && \text{for } z \geq -11\text{m} \\
 &\equiv 1 - 11 \cdot \beta(t) && \text{for } z < -11\text{m}
 \end{aligned}
 \tag{付録 B.13}$$

ここで、前述したように  $z < -11$  m の領域では水質が一定のため、 $A(z, t)$  は一定の値をとると仮定している。傾き  $\beta(t)$  を求めるため、 $\beta(t)$  を変化させながらシミュレーションを作成し、Ni/Cf 測定データと  $\alpha_{tba}$  を比較したところ、 $\beta$  [1/m] と  $\alpha_{tba}\%$  の間に

$$\beta = (-0.163 \times (\alpha_{tba})^2 - 3.676 \times \alpha_{tba}) \times 10^{-3}
 \tag{付録 B.14}$$

を得た。2009 年 4 月の測定では  $\alpha_{tba} = 4.91\%$ 、 $\beta \sim 0.01$  となっている。



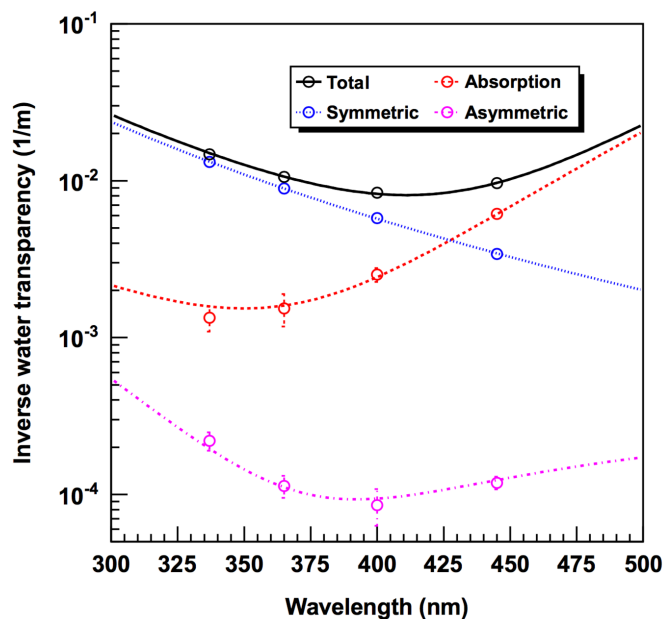


図 73 2009 年 4 月に行われた測定で得られた各係数の波長分布。それぞれの点は測定値であり、色付きの線は式 (付録 B.8-付録 B.11) に従ってフィットした結果を表す。黒線は合計の減衰係数を示す。[100]。

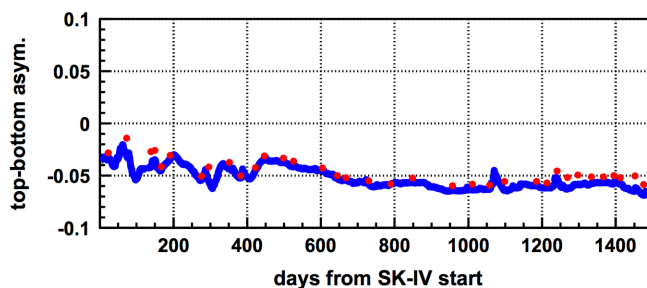


図 74 SK-IV が始まってからの TBA 測定結果の時期変動。赤点は Ni/Cf 線源測定による結果で、青線は等方光源によるリアルタイム測定結果を示す [100]。

### B.2.3 物質表面での光子の反射

光子輸送を考えると、物質表面での光子の反射についても、検出器シミュレーションに導入する必要がある。この節では PMT とブラックシートについて、それぞれの物質における反射率測定について述べる。

## PMT 表面での反射

PMT 表面での光子の反射は前述した水パラメータ校正測定と同じデータを用いて、図 72 の分布を比較することで見積もることができる。PMT 表面は 3 層から成る多層膜であり、それぞれの物質 (屈折率) は、ガラス ( $1.472 + 3670/\lambda^2$ )、バイアルカリ ( $n_{real} + i \cdot n_{img}$ )、真空 ( $\sim 1.0$ ) である。このうち、バイアルカリに対しては複素屈折率を考慮している。データと比較して得た最良値は  $n_{img} = 1.667$ 、 $n_{real}(\text{波長}\lambda[\text{nm}]) = 2.31(337), 2.69(365), 3.06(400), 3.24(420)$  であった。

## ブラックシート表面での反射

チェレンコフ光はブラックシート表面で高確率で吸収されるが、反射される場合も存在する。ブラックシートの反射率についてタンク内にレーザー入射装置を設置して測定が行われ、検出器シミュレーションに導入されている。測定は 3 つの波長 (337 nm, 400 nm, 420 nm) について行われた。3 つの反射角 ( $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ ) での電荷量 ( $Q_{scattered}$ ) が測定され、参考として直接入射の電荷量 ( $Q_{direct}$ ) も測定された。二つの電荷量の比  $R = Q_{scattered}/Q_{direct}$  を用いて反射率が決定された。反射率を調整した後のシミュレーションとデータとの差は 1% 以内に収まっている。

## B.3 OD 検出器校正

OD の主な目的は宇宙線ミューオンの識別と、ニュートリノ反応で生成された荷電粒子が ID から出て行く事象の識別である。事象の再構成は主な目的ではないため、OD の検出器校正は ID の検出器校正に比べて厳密ではない。SK の探索する物理解析のためには OD の電荷再構成精度は 10-20%、時間分解能は 5-10 ns 程度が要求される。検出器校正とシミュレーションへのパラメータの導入は ID と異なる手法で行われ、時間・電荷情報の校正は宇宙線ミューオンとレーザーを用いて行われる。

### B.3.1 OD 電荷量校正

OD での 1 p.e. に対する電荷量 (pC) の校正にはトリガーがない時間でのダークノイズによるヒットの情報を用いる。トリガー時間外のヒットは高確率で 1 p.e. ヒットであり、数  $\mu\text{s}$  の時間幅での電荷分布をそれぞれの PMT で足し合わせ、平均値を pC/p.e. ファクターとする。低光量での電荷応答を検証するために、低光量でレーザー光を入射し、測定を行なった。レーザーとダークノイズの二つの測定において、10% 以下の一致を得ている。典型的な pC/p.e. ファクターは 1-6 pC/p.e. となっており、この値は 1 年の測定で 5% 以内の変動に収まっている。

### B.3.2 OD 時間応答較正

OD の時間情報は物理解析での事象再構成には用いられてない。そのため、OD の時間応答較正は OD の各 PMT での相対時間オフセットと、ID と OD の間でのグローバル時間オフセットが数 ns に収まっているかを確認するために行われる。そのため、OD では ID で行ったような time walk の効果は考慮していない。

OD PMT 内での相対オフセットについては、PMT の出力が通るケーブルの長さについて考える。約 87% のケーブルは 70 m の長さとなっており、残りのケーブルは 71-78 m の長さになっている。ケーブル長から計算される相対時間差は数 ns に抑えられている。

ID OD 間でのグローバルオフセットはレーザーによる測定と宇宙線ミュオンを用いた測定の二種類を行う。レーザー測定では、ID の中心と OD の上部から同時にレーザーをフラッシュさせる。この際に用いる光ファイバーや拡散球に同じものを用いることで、予期しない不定性を発生させないようにする。この結果、ID と OD の時間差は数 ns となった。また、宇宙線ミュオンの測定データからグローバルオフセットが確認できる。まず ID を用いて宇宙線ミュオンの飛跡などを再構成し、飛跡に最も近い OD PMT と ID PMT の時間記録を比較することで時間差を求めることができる。この結果、ミュオンの OD 通過時間について図 75 の下図のように 10 ns 以内の分解能を持つことが確認されている。

### B.3.3 OD の光学特性

ID と異なり、OD 内の物質の光学特性は直接測定はされておらず、パラメータとしてシミュレーションに実装されている。シミュレーションではタイベックの光反射について、入射角に対する正反射と乱反射の組み合わせの関数として実装されている [123]。それぞれの OD 表面での相対反射率と、ID-OD Segmentation の透過率もパラメータを用いて調整されている。これらの値を調整し、宇宙線ミュオンデータと比較することで最適なパラメータを決定している。また、OD の集光率についても、タンク上部、底面部、壁面部のそれぞれで調整されている。

## B.4 エネルギー較正

SK では荷電粒子のエネルギーは ID PMT の検出した電荷によって再構成される。荷電粒子のエネルギー精度はニュートリノのエネルギー精度に直結し、さらにニュートリノ振動確率と深く関わっているため、エネルギースケールの不定性を求めることが重要になっている。そこで、対象の運動量が異なる以下の 4 つの手法を用いて、シミュレーションと比較することでエネルギースケールの不定性を見積もっている。

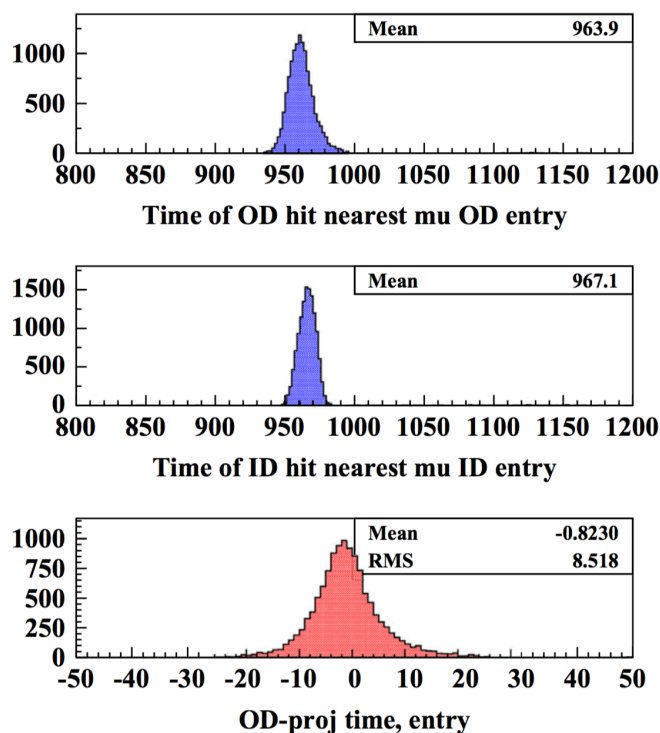


図 75 宇宙線ミュオン事象に対する ID と OD の時間分布。上図：OD におけるミュオンの飛跡と最も近い PMT のヒット時間分布。中図：ID におけるミュオンの飛跡と最も近い PMT 群のヒット時間分布。下図：ミュオンの飛行時間で補正を行った後の、ID と OD の時間差 [100]。

- 高エネルギーストップミュオン事象の飛跡長 (1~10 GeV/c)
- 低エネルギーストップミュオン事象のチェレンコフ角 (200~500 MeV/c)
- ニュートリノ反応で生成された  $\pi^0$  中間子の不変質量 ( $\sim 130$  MeV/c)
- ミュオン崩壊で生成される電子の運動量分布 ( $\sim 40$  MeV/c)

この節ではエネルギースケールについて精度や時間変動、検出器内での一様性についても述べる。

### B.4.1 高エネルギーストップミュオン

高エネルギーのストップミュオン (タンク内で全運動量を失うミュオン) 事象は、 $dE/dx$  がほぼ一定のため飛跡長がミュオンの運動量に比例する。よって飛跡長を用いて、ミュオン運動量の再構成について独立して確認することができる。較正に用いるミュオン事象の条件は、

1. ミュオンの侵入点がタンク上部である。
2. 方向は下向き ( $\cos \theta > 0.94$ )。
3. 崩壊電子が観測されている。

4. 再構成されたミューオンの飛跡長が7 m より大きい。

の4つである。1-3は下向きストップミューオン事象であることを、4は高エネルギー事象であることを要求している。飛跡長はミューオンの侵入点と、崩壊電子の再構成点の間の距離で決定される。ここで侵入点と電子の位置は50 cm以内の精度で決定することができる。単位移動距離あたりの運動量損失についてデータとシミュレーションで比較が行われ、運動量損失は1 cmあたり~2.3 MeV/cであった。また、データとシミュレーションとの差はSK-Iで2.1%、SK-IIで0.4%、SK-IIIで1.7%、そしてSK-IVで0.7%以内(図76)であった。

### B.4.2 低エネルギーストップミューオン

低エネルギー(< 500 MeV/c)のミューオン事象のエネルギーはチェレンコフ角から見積もることができる。ここでチェレンコフ角 $\theta_C$ と運動量 $P(\theta_C)$ の関係は以下のように表すことができる。

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2}{P^2(\theta_C)}}$$

$$\therefore P(\theta_C) = \frac{m}{\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1}} \quad (\text{付録 B.15})$$

ここではチェレンコフ角、 $n$ は屈折率、 $m$ はミューオンの静止質量を表す。

以下の条件を満たすもの事象のみを較正に用いた。

1. IDでの全電荷量が1500 p.e.(SK-IIでは750 p.e.)以下である。
2. ミューオンの侵入点がタンク上部からである。
3. 方向は下向き( $\cos \theta > 0.9$ )。
4. 1つの崩壊電子事象を伴っている。

1は低エネルギーミューオンであることを、2-4は下向きストップミューオン事象であることを要求している。運動量の不定性はチェレンコフ角から見積もったミューオンの運動量 $P(\theta_C)$ について、電荷から再構成した運動量 $P(p.e.)$ と $P(\theta_C)$ との比(左図)をデータとシミュレーションで比較して求められる。左図から運動量損失は1 cmあたり~2.3 MeV/cであることが分かる。データとシミュレーションとの差はSK-Iで2.1%、SK-IIで0.4%、SK-IIIで1.7%、そしてSK-IVで0.7%以内(図76)であった。

### B.4.3 ニュートリノ反応で生成される $\pi^0$ 中間子

$\pi^0$ 中間子は大気ニュートリノのNC反応で生成される。 $\pi^0$ 中間子はすぐに2つのガンマ線に崩壊する。よって、 $\pi^0$ 中間子の不変質量 $M_{\pi^0}$ は2つのガンマ線の運動量( $P_{\gamma 1}, P_{\gamma 2}$ )を再構成する

ことにより計算することが出来る。

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2P_{\gamma 1}P_{\gamma 2}(1 - \cos \theta)} \quad (\text{付録 B.16})$$

ここで  $\theta$  はガンマ線の間角度である。

NC $\pi^0$  事象は大気ニュートリノ事象の中で以下の条件を満たすものとする。

1. 2つの電子タイプのチェレンコフリングが検出される。
2. ミューオンの崩壊からの電子が検出されない。
3. 反応位置が有効体積内である。

2はCC反応で $\pi^0$ 中間子とともに荷電粒子が生成される事象を除くために設定されている。

$\pi^0$  中間子の静止質量は  $\sim 135 \text{ MeV}/c^2$  であり、再構成により求められた不変質量は  $\sim 139 \text{ MeV}/c^2$  であった。この差は (1) ニュートリノと反応した酸素原子核からの脱励起ガンマ線、(2) ガンマ線の再構成点がわずかに前にずれていることにより開き角  $\theta$  が大きく見積もられ、不変質量が大きくなっている、の二つの効果により説明されている。ここで、シミュレーションでは酸素原子核からの脱励起ガンマ線も考慮されている。不変質量のピーク値はデータとシミュレーションで比較されており、データとシミュレーションとの差はSK-Iで0.3%、SK-IIで2.8%、SK-IIIで0.9%、そしてSK-IVで1.0%以内(図76)であった。

#### B.4.4 ミューオン崩壊で生成される電子

宇宙線ストップミューオンは崩壊時に電子(Decay-e)を生成する。Decay-eのエネルギースペクトルは53 MeV以下のミッセル-スペクトラムを形成する。このスペクトルをデータとシミュレーションで比較することでエネルギー精度を評価できる。評価に用いた事象は、以下の条件を満たすものである。

1. ミューオン事象の時間間隔が2.0-8.0  $\mu\text{s}$ の事象。
2. 50 nsでのPMTヒット数が60より多い(SK-IIでは30)。
3. 位置再構成のgoodnessが-1.5より大きい。
4. 再構成位置が有効体積内。

1はdecay-eを精度よく見積もるために要求されている。2は原子核によるミューオン捕獲で放出される6 MeV程度のガンマ線を識別するために用いられる。

測定されたDecay-eの運動量スペクトルは70 MeV/cまでに伸びている。これはミューオンが酸素原子核のK殻に捕獲されることに起因している。データとシミュレーションでのスペクトル平均値の比較結果は、SK-Iで1.0%、SK-IIで1.5%、SK-IIIで0.2%、そしてSK-IVで1.5%以内(図76)であった。

### B.4.5 エネルギー較正のまとめ

異なる4つの手法でエネルギースケールの測定が行われ、不定性を求めるためにシミュレーションと比較された。データとシミュレーションのそれぞれの手法についての比を図76に示す。

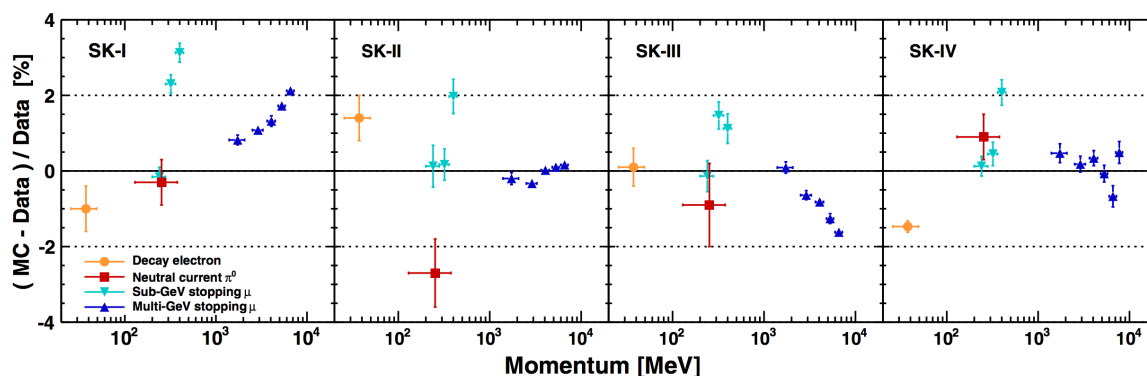


図76 SKの各期間でのエネルギースケール測定の結果 [105]。横軸はエネルギーを、縦軸はデータとシミュレーションの比を示している。縦軸方向の誤差棒は統計誤差を表す。

Decay-eはタンク内ではほぼ一様に、等方向に生成されるため、検出器内でのエネルギースケールの一様性を確認するために良い指標となる。また、ミューオンの偏極については、Decay-eの方向がミューオン方向に垂直なものを用いて確認されている。事象選択の条件としてミューオン方向とDecay-e方向の間の角 $\theta_{\mu e}$ を用いて、 $|\cos\theta_{\mu e}| < 0.25$ を要求している。 $\theta_{\mu e}$ ごとのDecay-eの平均運動量についてデータとシミュレーションで比較し、SK-Iで0.6%、SK-IIで0.6%、SK-IIIで1.3%、そしてSK-IVで0.5%以内の差に収まっていることが確認された。

時間に対するエネルギースケールの安定性についてはストップミューオンとDecay-eを用いて確認されている。エネルギースケールの時間変化について、図77に示す。SK-IIIの初期は水の透過率が低かったために、エネルギースケールの時間変動が大きかった。SK-IVでは水の循環システムの改良と、PMTの応答の補正を導入したことにより、時間変動は小さくなっている。これまでの結果をまとめて、それぞれの期間でのエネルギースケールの不定性について、SK-Iで3.3%、SK-IIで2.8%、SK-IIIで2.4%、そしてSK-IVで2.1%以内であった。

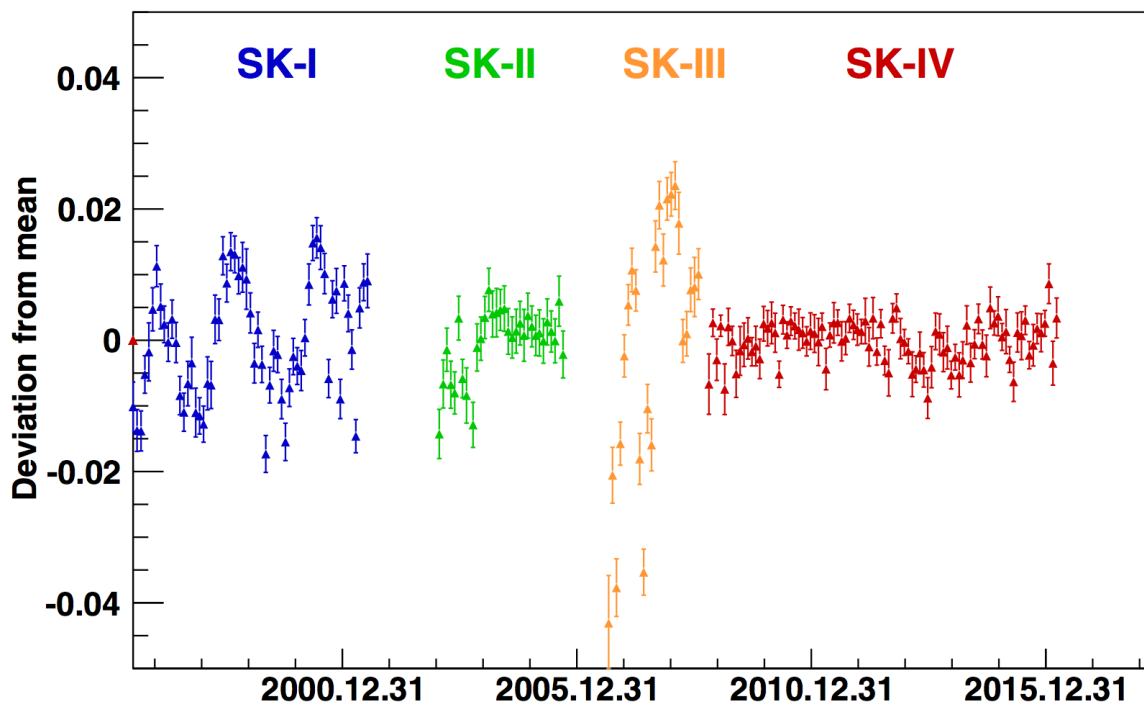


図 77 ストップミュオンで測定した、エネルギースケールの時間に対する安定性 [105]。縦軸は各期間での平均値からの差を表している。



## 付録 C データリダクション

SK ではトリガーの閾値を超える事象が日に約  $10^6$  個あるが、その多くは宇宙線や放射性物質からガンマ線のバックグラウンドである。ニュートリノ事象はたった約 10 事象程度であるため、効率的にその事象を選別することが重要である。この章では高エネルギー事象についてのニュートリノ選別方法について述べる。

データ選別ではニュートリノ事象やミューオンの事象再構成アルゴリズムを用いる。事象再構成では、チェレンコフ光の作るヒットパターンやチェレンコフ角度、チェレンコフリングの数などから、位置や時間、運動量などを再構成する。詳細は [124] の第 7 章を参照した。

### C.1 FC 事象のリダクション

FC 事象は OD の信号により PC と分けられてる。事象選別の過程は 5 段階から構成されており、基本的には全期間で同じ手法を取っているが、SK-II では PMT の数が約半分であり、また SK-IV 以降では電気系統が変わっているため、種々の閾値が異なっている場合がある。

#### C.1.1 1st reduction

第一段階では宇宙線や電氣的なノイズ、低エネルギー事象などの明らかなバックグラウンドを取り除くために、大雑把に 2 つの閾値でカットをかける。

#### 低エネルギー事象のカット

まず、低エネルギー事象を除去するために、300 ns の時間範囲内に ID PMT で観測された光電子量の最大値 ( $PE_{300}$ ) が 200 p.e.(SK-II では 100 p.e.) 以下の事象をカットする。 $PE_{300} = 200$  は電子の運動量でおよそ 22 MeV/c に対応しており、高エネルギー事象の解析では 30 MeV/c 以下の事象は使わないため、このカットはニュートリノ検出効率に影響しない。

#### 宇宙線ミューオンのカット

次に、宇宙線ミューオン事象を取り除くため、トリガー時間から  $\pm 400$  ns、合計 800 ns での OD PMT へのヒット数 ( $NHITA_{800}$ ) が 50(SK-IV 以降では 55) ヒットより大きい事象で、OD trigger のかかった事象をカットする。この 2 つのカットをかけることにより、データサイズは  $\sim 10^6$  events/day から  $\sim 10^3$  events/day に削減される。

## C.1.2 2nd reduction

第二段階では、さらに厳しく低エネルギーの事象と宇宙線ミュオン事象をカットするため、2つの条件でカットをかける。

### 低エネルギー事象のカット

低エネルギー事象をさらに厳しく削減するために、1 PMT での p.e. の最大値 ( $PE_{max}$ ) と  $PE_{300}$  に対して、 $PE_{max}/PE_{300} > 0.5$  の事象をカットする。つまり、事象全体に対する PMT 一つの寄与が大きい事象をカットする。このカットにより、PMT の“フラッシャー”と呼ばれる、PMT が発光して信号となってしまうノイズ事象も大まかに落とすことができる。

### 宇宙線ミュオンのカット

さらに、1st reduction より厳しく低エネルギーの宇宙線ミュオン事象を削減するため、 $NHITA_{800} > 25$  (SK-IV 以降では 30) であり、かつ ID PMT での p.e. の総和 ( $PE_{tot}$ ) が 100,000 (SK-II では 50,000) 以下である OD trigger 事象をカットする。これらのカットにより、データは  $\sim 200$  events/day (SK-II では  $\sim 280$  events/day) に削減される。

## C.1.3 3rd reduction

この時点で残っているバックグラウンドの多くは電気的なノイズ事象と、OD PMT へのヒットが少ない比較的低エネルギーの宇宙線ミュオン事象になる。第三段階では考えられるそれぞれの事象に対して個別のカットをかける。

### Through-going muon カット

ID を通過して OD に抜けていくミュオン事象を Through-going muon と呼び、この事象は ID で多くのエネルギーを落とすため、これまでのカットでは取り除けない場合がある。この事象を削減するため、 $PE_{max} > 231$  かつ、ヒット PMT の数 ( $NHIT$ )  $> 1000$  の場合、Through-going muon fitter を適用する。

この fitter は、ヒット時間のもっとも早い PMT をミュオンの ID への入射位置とし、抜け出す位置をヒットがあった ID PMT の中心と仮定して、ミュオンの飛跡を再構成する。そして、

飛跡に対して goodness を以下の定義で計算する。

$$\text{goodness} = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i}} \sum_i \frac{1}{\sigma_i} \exp\left(-\frac{(t_i - T_i)^2}{2(1.5 \times \sigma_i)^2}\right) \quad (\text{付録 C.1})$$

ここで、 $t_i$  は  $i$  番目のヒット PMT のヒット時間で、 $\sigma_i$  はその分解能である。 $T_i$  はミューオンの入射位置、時間、飛跡から計算されたヒット時間である。goodness は 1 に近いほど飛跡が“ミューオンらしい”ことを表しており、この値を用いてカットをかける。

まず、goodness が 0.75 より大きい事象を除去する。さらに、トリガー時間から  $\pm 400$  ns において、入射位置から 8 m 以内でヒットした OD PMT の数 ( $\text{NHITA}_{in}$ ) と抜け出し位置から 8 m 以内でヒットした OD PMT の数 ( $\text{NHITA}_{out}$ ) がそれぞれ 10 個以上の事象を除去する。

## Stopping muon カット

ID で運動量を失って止まるミューオンを Stopping muon と呼び、この事象を取り除くために、Stopping muon fitter を適用する。ID への入射点を Through-going muon fitter と同様に計算し、同じように goodness を求める。 $\text{NHITA}_{in}$  が 10 以上の事象をカットする。また、SK-I のデータに対してのみ、goodness が 0.5 以上かつ、 $\text{NHITA}_{in}$  が 5 以上の事象もさらにカットする。

## 低エネルギー事象カット

周囲の物質の放射線や電氣的なノイズなど、これまでのカットで残っている低エネルギー事象を除去する。50 ns の時間幅での最大ヒット数 ( $N_{50}$ ) が 50 (SK-II では 25) より小さい事象をカットする。低エネルギー事象は短時間・短距離でエネルギーを落とすため、光子が全て同じ位置で発生すると仮定して光子の飛行時間 (TOF) を差し引いた residual time で  $N_{50}$  を計算する。その際、光子発生点は residual timing 分布がピークを作る位置で定義する。 $N_{50} = 50$  は再構成エネルギーで 9 MeV に相当し、30 MeV/c 以下であるためニュートリノの検出効率には影響しない。

## フラッシャー事象カット

PMT のフラッシャーによる事象は通常のニュートリノ事象より広いヒット時間分布を持つ。その性質を用いてフラッシャー由来の事象を取り除くことが出来る。まず、トリガー時間の 300 ns 後から 800 ns 秒後までの時間で、100 ns の時間幅で走査した時のヒット数の最小値 ( $\text{NMIN}_{100}$ ) を求める。SK-I とそれ以外で閾値が異なり、SK-I の時は  $\text{NMIN}_{100} \geq 15$ 、または  $\text{NMIN}_{100} \geq 10$  かつ  $\text{NHIT} \leq 800$  の事象を、それ以外の期間のデータに対しては  $\text{NMIN}_{100} \geq 20$  の事象をフラッシャー由来として除去する。

## Accidental Coincidence 事象カット

低エネルギー事象がトリガーされた際に宇宙線ミューオンが入射した場合、OD ではトリガーされずにミューオンが ID でエネルギーを落とすことになる。この事象はミューオン事象よりトリガー時間が早い場合、これまでに述べた NHITA<sub>800</sub> などのカットでは除去できない。これを Accidental Coincidence 事象と呼ぶ。この事象を除去するため、トリガー時間から 400 ns 後と 900 ns 後の間の時間での OD PMT へのヒット数 (NHITA<sub>off</sub>) が 20 以上かつ、その時間での ID での光電子量 (PE<sub>off</sub>) が 5000 (SK-II では 2500) p.e. 以上の事象をカットする。

## Cable hole muon カット

SK 検出器の天井部にはデータの送受信や電気系統の回路のためのケーブル用の穴が 12 箇所空いており、これらの穴の位置には OD PMT が設置されていない。この穴からミューオンが侵入した場合、OD PMT ではこの事象を除去することができず、ニュートリノ事象と誤識別されてしまう。この事象を防ぐため、図 78 のように 2 × 2.5 m のプラスチックシンチレータを VETO カウンターとして 1997 年に導入し、12 箇所のうち 4 箇所に設置している。VETO カウンターに電気的なノイズ反応が起こることを踏まえて、VETO カウンターが反応し、さらに再構成された位置とケーブル穴との距離  $L_{veto}$  が 4 m より近い事象を除去する。

### C.1.4 4th reduction

第四段階では、これまでの段階で除去しきれなかったフラッシャー事象を取り除くために、信号のパターンマッチ解析 (Pattern Matching Algorithm) を行う。ニュートリノ事象と異なり、フラッシャーを起こした PMT の周りの信号パターンは毎回類似したものになる。これを利用したパターン解析のために、以下の手順で計算を行う。

1. ID の壁面の PMT を 2 m × 2 m で合計 1450 個の “パッチ” に分割する。
2. 以下の式で 2 つの事象 A, B の相関係数を定義する。

$$r = \frac{1}{N} \sum_i \frac{(Q_i^A - \langle Q^A \rangle) \times (Q_i^B - \langle Q^B \rangle)}{\sigma_A \times \sigma_B} \quad (\text{付録 C.2})$$

ここで、 $N$  はパッチ数、 $\langle Q^{A(B)} \rangle$ 、 $\sigma_{A(B)}$  はそれぞれの事象での電荷の平均と標準偏差である。

3. 2 事象それぞれのうちで最大の波高を持つ PMT 間の距離 (DIST<sub>max</sub>) を計算する。
4. DIST<sub>max</sub> < 75 cm の場合、 $r = r + 0.15$  のオフセットを加える。

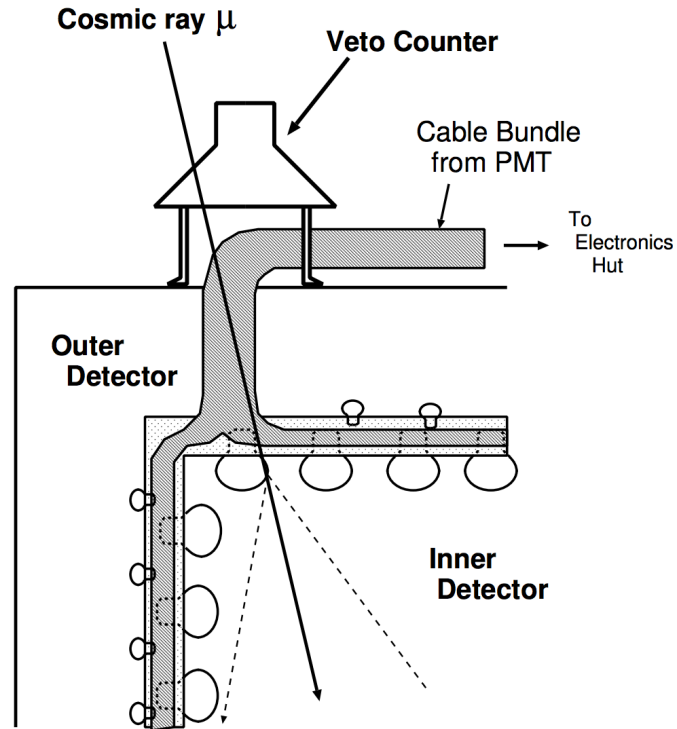


図 78 SK 検出器の天井部にある Cable hole とミュオン VETO システムの概要図。

5. 相関係数の閾値  $r_{th}$  を

$$r_{th} = 0.168 \times \log_{10}((PE_{tot}^A + PE_{tot}^B)/2.) + 0.13 \quad (\text{付録 C.3})$$

で計算する。

上記の手順を、標的事象と発生時間の近い 10000 事象に対して実行し、 $r > r_{th}$  の事象数を数える。 $r > r_{th}$  の事象数が 7 を超えるか、その事象数に対応する閾値を超える相関を含む場合にその事象をフラッシャー事象とみなし、取り除く。

この段階を経ることで、レートは  $\sim 18$  events/day になる。

### C.1.5 5th reduction

最後に、わずかに残ったバックグラウンド事象を個別に除去する。

## Stopping Muon カット

第三段階でおこなったものよりさらに厳しい閾値を設定し、残った Stopping Muon 事象を取り除くため、 $NHITA_{in} \leq 10$  の事象をカットする。ここで、ID へのミュオンの入射位置は最も

反応時間の早かった PMT ではなく、飛跡を再構成した際の後方への外挿により求める。さらに goodness を前述と同様に計算し、 $NHITA_{in} \leq 5$  かつ  $goodness \geq 0.5$  の事象をカットする。

## Invisible Muon カット

ID に入射されたミューオンの運動量がチェレンコフ閾値以下である場合、ミューオンはチェレンコフ光を放出せず、崩壊した電子 (decay electron) が ID でトリガーされる。これを Invisible Muon と呼び、ニュートリノ事象に誤認識される。一般にこの事象は電子による ID のトリガーの前に OD に PMT ヒットがあるため、この情報を用いて除去する。また、 $PE_{tot} \geq 1000$  (SK-II では 500) の事象は decay electron 由来ではないため、このカットは適用しない。まず、トリガー時間を基準に -8000 ns から 800 ns の間で、200 ns の時間幅で走査した際の OD のクラスタ (詳しくは C.2.2 参照) に含まれる PMT の個数の最大値 ( $NHITAC_{early}$ ) を計算する。さらに、-100 ns から 400 ns の間での OD クラスタの PMT の個数 ( $NHITAC_{500}$ ) を求める。この二つのクラスタの間の距離  $DIST_{clust}$  が、 $DIST_{clust} < 500$  cm の時、 $NHITAC_{early} + NHITAC_{500} > \geq 10$  の事象を、そうでない場合には  $NHITAC_{early} > 9$  の事象を Invisible muon 由来の事象として取り除く。

## Accidental Coincidence 事象カット

前述したカットで取り除けなかった Accidental Coincidence 事象を、より厳しい条件で取り除く。トリガー時間を基準に -100 ns から +400 ns の間の光電子量 ( $PE_{500}$ ) が 300 (SK-II では 150) より少なく、かつ +400 ns から +1600 ns の間で 200 ns の時間幅で走査した時の最大ヒット数 ( $PE_{late}$ ) が 20 以上である事象をカットする。

## Long-tail フラッシャー事象カット

最後まで残ったフラッシャー事象を除去するために、位置再構成時の goodness が 0.4 より低い事象について、 $NMIN_{100}$  が 5 以下 (SK-I では 6 以上) の事象をカットする。

## 電気ノイズカット

HV システムや電気回路からのノイズは少量の電荷を持つヒットを多く作る。このような事象を取り除くため、1 p.e. 以上の ID PMT の数  $N_1$  と 1 p.e. 以下の ID PMT の数  $N_0$  を数え上げる。 $N_0 \geq 250$  (SK-II では 125) で、かつ  $N_0 - N_1 \geq 100$  (SK-II では 50) の事象をカットする。

### C.1.6 Final reduction

上記の五段階のカットをかけたのち、最終的に FC ニュートリノ事象は、以下の 3 段階の条件を満たす事象のみになる。一つ目は、再構成された位置が有効体積内 (壁から 2 m より内側) であることである。二つ目は、電荷最大の OD クラスタに含まれる PMT の数が 16 以下であることで、これは FC 事象は PC 事象などに比べて OD の信号が少ないからである。最後に三つ目は、低エネルギー事象の可能性を削るため、再構成されたエネルギーが 30 MeV より大きいことを要求する。

### C.1.7 Reduction のまとめ

最後に FC 事象のデータ選別の効率を表 15 に載せる。全期間で FC ニュートリノの検出効率は 98% 以上であり、系統誤差は 1% 以内になる。平均事象数は全期間で安定して  $\sim 8$  events/day である。残ったバックグラウンドは主に宇宙線ミューオンとフラッシュイベントであり、これらはイベントディスプレイを用いて目視でチェックされており、混入率は 0.1% 以下に見積もられている。

表 15 大気ニュートリノ MC を用いて計算した、それぞれのステップでのカットをかけたあとの FC ニュートリノの検出効率

Efficiency[%]	SK-I0	SK-II	SK-III	SK-IV
1st Reduction	100.00	99.96	100.00	100.00
2nd Reduction	100.00	99.90	99.98	99.99
3rd Reduction	99.91	99.77	99.81	99.83
4th Reduction	99.51	99.51	99.68	99.68
5th Reduction	99.47	99.43	99.63	98.95

## C.2 PC のリダクション

PC 事象は ID を突き抜ける際の OD の挙動が FC と異なる。まずは、OD のクラスタヒットのうち、含まれる PMT の数の最大値 (NHITAC) が 15 より大きいものだけを選ぶ。FC と異なり、OD の信号を要求するため、カット条件も FC とは違うものになる。PC は五段階のカット後に残った事象をニュートリノ事象とする。

### C.2.1 1st reduction

第一段階では FC と同様に、大雑把に ID を突き抜ける宇宙線ミュオン事象と低エネルギー事象を除去する。

#### 低エネルギー事象のカット

有効体積内で生成された事象であることを保証するために、荷電粒子に壁から 2 m 以上の飛行距離があることを要求する。この距離でミュオンが失う運動量は約 500 MeV/c である。そのため、まず大まかに  $PE_{tot} \geq 1000$  (SK-II では 500) p.e. 以上の事象のみを選択する。これはミュオンの運動量でおよそ 310 MeV/c に相当する。

#### 宇宙線ミュオン事象のカット

SK-III 以降では ID-OD Segmentation により、より効率的なカットをかけることができたようになったため、SK-I,II と SK-III 以降でのカット方法は異なる。さらに、SK-II では前述のタイベックシートの反射率が向上し、さらに OD PMT の量子効率も改善したことから、SK-I とはカット条件が異なる。

宇宙線ミュオン事象はニュートリノ事象に比べて OD 信号に広い時間分布を持ち、入射時と突き抜け時の 2 回ピークを持つ。そこで、SK-I,II では OD 信号の時間分布の幅 (TWIDA) に  $TWIDA \leq 260$  ns (SK-II では 170 ns) の条件を課す。また、SK-I についてのみ、OD のクラスタ数 (NCLSTA)  $\leq 1$  の条件を設定する。

SK-III 以降には、タンク上面 (底面) の OD PMT へのヒット数である  $NHITA_{top}$  ( $NHITA_{bottom}$ ) について、 $NHITA_{top} < 10$  と  $NHITA_{bottom} < 10$  を課す。これはタンク上面から底面に突き抜ける事象を取り除くためである。さらに、OD は上面 (底面) と側面がブラックシートで工学的に遮断されているため、タンクの隅に向かって入ってきたミュオン (Corner muon) を除去するために上面と底面 (エンドキャップ) でのヒット数の和 ( $NHITA_{endcap}$ ) と側面のヒット数  $NHITA_{side}$  について、 $NHITA_{endcap} < 25$ 、または  $NHITA_{side} < 25$  のカットを施す。また、Through-going muon は OD の二つの領域でエネルギーを落とすため、OD のヒット間の距離の平均 ( $ODR_{mean}$ ) はニュートリノ事象より大きくなるはずである。 $ODR_{mean}$  は以下の式で表される。

$$ODR_{mean} = \frac{1}{N_{pair}} \sigma_i^{N-1} \sigma_{j=i+1}^N |\vec{x}_i - \vec{x}_j| \quad (\text{付録 C.4})$$

この値を用いて、500 ns での OD のヒット数が 20 より少ない場合、 $ODR_{mean} < 2100$  (SK-IV では 2140) cm の条件を追加する。

この段階を終えると、レートは  $\sim 2 \times 10^4$  events/day になる。



### C.2.2 2nd reduction

この段階では、OD ヒットのクラスタを探し、残った Through-going muon や ID 内で止まる Stop muon を除去する。まず、OD(ID) を  $11 \times 11$  ( $21 \times 2$ ) 個のパッチに分割し、それぞれに含まれる PMT の電荷の総量を足し上げる。隣り合ったパッチについては、電荷勾配を見て、最大の電荷を持つパッチを中心としたクラスタを生成する。図 79 は手法の概要図である。

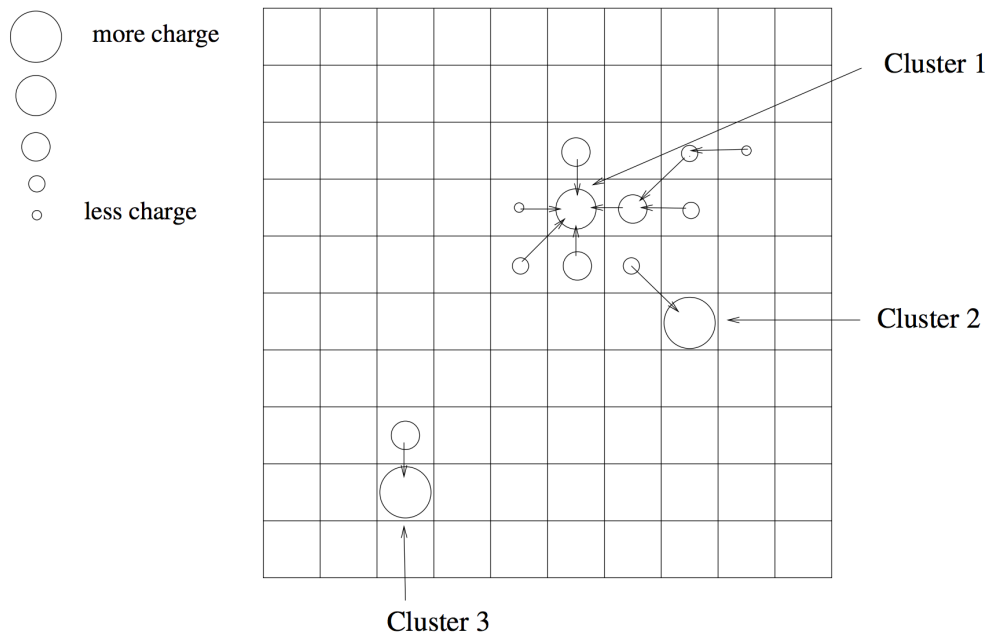


図 79 クラスタ生成手法の概要図。格子はパッチを表しており、各円の大きさは光電子量を表している。矢印はクラスタへの依存関係を示している。

この段階では SK の各フェーズのデータについて異なるカット方法を採用しており、それぞれについて記述する。

- SK-I 最も電荷量が多いクラスタに含まれる PMT の数 ( $NHITAC_1$ ) と 2 番目に電荷量が多いクラスタに含まれる PMT の数 ( $NHITAC_2$ )、側面とエンドキャップで少ないヒット数であった方 ( $NHITAC_{min}$ ) をカットに用いる。まず  $NHITAC_1 \leq 6$  かつ  $NHITAC_2 \leq 6$  の事象のみを選択し、さらに Corner muon を除去するために  $NHITAC_{min} \leq 6$  でない事象を除去する。その後、Stop muon を除去するために OD クラスタから最も近い ID クラスタで最大の電荷量を持つ PMT から周囲 200 cm の PMT での光電子量 ( $PE_{200}$  が 1000 p.e. 以下の事象を除去する。
- SK-II SK-II では SK-I の場合と同様に、まず  $NHITAC_1 \leq 6$  かつ  $NHITAC_2 \leq 6$  の事象のみを選択する。その後、Corner muon を除去するために、 $NHITA_{endcap} \geq 20$  または

$NHITA_{endcap}$  が以下で決められる閾値  $MAX(NHITA_{side})$  より大きい事象を取り除く。

$$MAX(NHITA_{side}) = \begin{cases} \exp(5.8 - 0.023 \times NHITA_{side}) & (NHITA_{side} < 75) \\ \exp(4.675 - 0.008 \times NHITA_{side}) & (NHITA_{side} \geq 75) \end{cases} \quad (\text{付録 C.5})$$

さらに、Stop muon を除去するために  $NHITAC_1 \geq 12 + 0.085 \times PE_{200}$  の事象をカットする。

- SK-III 以降 SK-III 以降は第一段階でのカット効率が高いため、この段階で行うカットは二つだけである。一つめに、 $NHITAC_2 \geq 10$  の事象をカットする。そして、Corner muon を取り除くために SK-II の場合と同様、 $NHITA_{endcap} \geq 20$  または  $NHITA_{endcap} > MAX(NHITA_{side})$  の事象をカットする。

この段階を経て、レートは  $\sim 2 \times 8000$  events/day 程度まで削減される。

### C.2.3 3rd reduction

この段階では、FC と同様にフラッシャー事象を除去する。また、SK-I,II ではわずかに残った Stop muon も取り除く。

#### フラッシャー事象のカット

フラッシャー事象はニュートリノ事象に比べて ID のヒット時間分布が広がる傾向を持つ。よって  $NMIN_{100}$  を使って、 $NMIN_{100} \geq 15$  の事象と、さらに ID での信号が 800 (SK-II では 400) ヒットより少ない事象に対しては  $NMIN_{100} \geq 10$  の事象をカットする。

#### Stop muon 事象のカット

SK-I,II においては、Stop muon を取り除くために Point-Fitter で計算したミューオンの入射点情報を用いる。FC と同様の変数  $NHITA_{in}$  を使って、 $NHITA_{in}$  が 10 より大きい事象をカットする。SK-III,IV については第五段階で残った Stop muon を除去するため、この段階ではカットをかけない。

このカットの後に残った事象のレートは  $\sim 100$  events/day 程度になる。

### C.2.4 4th reduction

この段階では残った宇宙線ミューオン事象を取り除くが、SK-III 以降は ID と OD の間の仕切が改善されたため、カットの手法が大きく異なる。そのため、ここでは 2 つの手法について分けて述

べる。

## SK-I,II での手法

ここでは、二つの事象再構成ツール Point-Fitter と Through-going muon fitter の計算結果を用いる。Through-going muon fitter はミューオンの入射位置を ID のクラスタから決定する。PC ニュートリノ事象については ID の内部に入射点ができるはずだが、Through-going muon fitter ではそれが精度よく再構成できず、goodness も Through-going muon より悪くなる。そこで、方向と位置をある程度の精度で決定できる Point-Fitter と併用することで、宇宙線ミューオンを区別できる。以下に述べるカット条件のいずれかに該当する事象を宇宙線ミューオンとして除去する。

まず、Point-Fit で逆の方向に再構成された Stop muon 事象を取り除くため、Point-Fit を使って再構成された方向  $\vec{d}_{\text{fit}}$  と最も早く Saturation を起こした PMT の方向  $\vec{d}_{\text{PMT}}$  の内積が、 $\vec{d}_{\text{fit}} \cdot \vec{d}_{\text{PMT}} < -0.8$  である事象をカットする。次に、Through-going muon fitter では飛行距離が長い Through-going muon の goodness が高くなるため、Through-going muon fitter で計算した goodness が 0.85 より大きい事象に対して、入射してから突き抜けるまでの距離 TLMU が 30 m 以上のものを除去する。さらに、Corner muon を取り除くために Point-Fitter で再構成した位置と最も近くにあるタンクの角との距離 (DCORN) が 150 cm 以内の事象をカットする。

## SK-III 以降での手法

SK-I,II の場合と同様に、Through-going muon、Stop muon、Corner muon を識別するために 2 つの再構成ツールを用いる。以下のカット条件のいずれかに当てはまる事象を除去する。

1. 最も電荷量の多い OD クラスターから Point-Fit で再構成された位置に引いたベクトルと、再構成されたミューオンの進行方向が成す角  $\theta_{\text{muon}}$  が  $90^\circ$  以上の事象。
2.  $\vec{d}_{\text{fit}} \cdot \vec{d}_{\text{PMT}} < -0.8$  である事象。
3. Through-going muon fitter で計算された goodness( $\text{goeness}_{\text{muon}}$ ) が 0.52 より大きい事象。
4. 再構成されたミューオンの経路長 ( $L_{\text{muon}}$ ) が 17.5 m 以上の事象。
5. 再構成された入射点と、タンクの角との距離 ( $\text{Corner}_{\text{muon}}$ ) が 3 m より短い事象。

第四段階で設定された条件を通過する数は、事象のタイプによって変わる。例えば、タンクを突き抜けるミューオンの場合、上記の 5 つの条件のうち 4 つを通過する。同様に、Stop muon であれば、2 つ目の条件を含む四つの条件を通過する。しかし、Stop muon の場合、さらに  $\text{goeness}_{\text{muon}} < 0.5$  であるか、 $\text{NHITA}_{\text{in}} < 10$  を満たす必要がある。その他のミューオンの場合、5 つのうち 2 つの条件を通過する。

最後に、 $PE_{tot}$  が 3000 p.e. より小さい事象は低エネルギー事象として除去される。この値は 500 MeV/c の運動量を持つミューオンに相当する。PC 事象はミューオン事象の運動量として、OD に到達するために 700 MeV/c を要求するため、このカットは PC 事象に影響を及ぼさない。

## C.2.5 5th reduction

第五段階では個々のバックグラウンドについてより厳しいカットをかける。SK-I,II と SK-III 以降ではカット方法が異なる。

### SK-I,II での手法

**低エネルギー事象の除去** 低エネルギー事象を取り除くために、 $PE_{tot} \geq 3000$  (SK-II では 1500)p.e. を要求する。これは前述のように 500 MeV/c のミューオン運動量に相当し、PC 事象として要求される運動量に達していないため、低エネルギーの除去に用いられる。

**Through-going muon の除去 1** 残った Through-going muon を除去するために、第二段階で計算した OD のクラスター情報を用いる。三つの条件があり、一つ目は、最も電荷量の大きいクラスターと 2 番目のクラスターとの距離 ( $DIST_{cluster}$ ) が 20 m 以内であることである。次に、2 番目に電荷量の大きいクラスターの光電子量 ( $PEAC_{2nd}$ ) が 10 p.e. より低いという条件がある。最後に、3 番目に大きいクラスターでのヒット数が 1 以下という条件を貸し、これらのうちいずれも満たさないものを除去する。

**Through-going muon の除去 2** タンク天井部の角から入射したミューオンはタンク底面の角から抜け出すことがある。このようなミューオンは OD での集光効率が低く、事象の再構成も比較的正確ではないため、これまでのカットで除去されず、PC 事象として通過する場合が多い。これらの事象を除去するため、タンクの天井部・底面部での角を中心にした周囲 8 m について、OD へのヒット数と p.e. 数を計算する。

計算した値について、3つの条件を課し、それら全てに該当する事象をミューオンとみなして取り除く。一つ目は、8 m の範囲内でのタンク天井部の OD へのヒット数 ( $NHITA_{top}$ ) とタンク底面部の OD へのヒット数 ( $NHITA_{bottom}$ ) について、 $NHITA_{top} \geq 7$  かつ  $NHITA_{bottom} \geq 7$  であることである。次に二つ目は、一つ目の条件で数え上げた OD PMT での p.e. 数 ( $PEA_{top}$ 、 $PEA_{bottom}$ ) について、 $NHITA_{top} \geq 10$  かつ  $NHITA_{bottom} \geq 10$ ) であることである。最後に、ミューオンがタンクを縦断するために必要な時間から、タンク上面、底面それぞれでの平均ヒット時間差  $TDIFFA$  が  $0.75 < TDIFFA \times c / 40 \text{ m} < 1.5$  の条件が加わる。

**Through-going muon の除去 3** これまでで残った Through-going muon 事象を取り除くために、精度の良い再構成ツール (MS-Fit) を用いる。位置と方向はチェレンコフリングのパターンにより再構成される。タンクに入る位置と出て行く位置は再構成情報から外挿される。ここでは二つの条件からミューオンを除去する。一つ目は入射する点と出て行く位置の周囲 8 m で

のヒット OD PMT 数'(NHITA<sub>in</sub>, NHITA<sub>out</sub>) について、NHITA<sub>in</sub> ≥ 5 かつ NHITA<sub>out</sub> ≥ 7 である。二つ目は TDIFFA を用いて、40 m の代わりに再構成された距離 TRACK を使って、 $0.75 < \text{TDIFFA} \times c / \text{TRACK} < 1.5$  の条件である。これらの両方を満たす事象をミューオンとみなし、除去する。

**Stop muon の除去 1** MS-Fit の結果から入射点を再構成し、周囲 8 m でヒットがあった OD PMT の数 NHITA<sub>in</sub> が 10 以上の事象を除去する。

**Stop muon の除去 2** TDC-Fit と MS-Fit を用いて、最大の電荷量をもつ OD クラスターの方向と再構成された粒子の方向との間の開き角 ( $\Theta_{TDC}$ ,  $\Theta_{MS}$ ) をそれぞれ求める。これら 2 つの方向はは Stop muon の場合、ほぼ反対向きになるが、PC 事象の場合同じ方向になると考えられる。よって、これらの値のどちらかが 90° より大きい事象を Stop muon とみなし、除去する。

**Stop muon の除去 3** stop-muon fitter を用いてカットをかける。stop-muon fitter は ID のヒットクラスターのうち、最も時間が早いものを用いて再構成したものを入射点とする。fitter の goodness が 0 以上で NHITA<sub>in</sub> ≤ 6 の事象について、42° コーンのの外側でのヒット (PE<sub>cone</sub>) を用いて PE<sub>cone</sub>/PE<sub>tot</sub> < 0.6 の事象を除去する。

**Cable hole muon の除去** 前述のように、4 つのシンチレーションカウンターが VETO としてタンク上部に取り付けられており、ケーブル穴から入射するミューオンを監視している。VETO カウンターが反応した場合、タンク内から VETO カウンターに向かっていけば PC 事象であるが、VETO が反応してからタンクに入射する場合、ミューオン事象である可能性が高い。TDC-fit で再構成された方向 ( $\vec{d}_{ring}$ ) と、VETO カウンターから再構成された位置までの方向 ( $\vec{d}_{veto-vertex}$ ) を計算し、その内積が -0.8 より大きい事象を取り除く。

**Corner muon の除去 1** この段階にわずかに残った Corner muon を取り除く。Corner muon は多くの場合、ID で生成するクラスターに含まれる PMT の数が少なくなる。よって、位置の再構成がずれる場合がある。よって、MS-fit により計算される再構成位置とタンクを抜ける点との距離 (TRACK) が大きくなることで、ミューオンのエネルギー損失 (~ 2 MeV/cm) が小さく見積もられる。これを利用して、TRACK > 15 m の事象について、エネルギー損失 ~ 2 MeV/cm を仮定した時のミューオンの再構成エネルギーから計算された飛行距離 (TRACK<sub>Evis</sub>) を用いて、TRACK<sub>Evis</sub> < TRACK - 1500 [cm] のときこの事象をカットする。PC 事象の場合、TRACK ≈ TRACK<sub>Evis</sub> のため、この条件には当てはまらない。

## SK-III 以降での手法

SK-III 以降では、カット効率を向上させるために、Hard, Soft の 2 種類の方法が用意されている。PC 事象と見なされるためには Hard カットは全て通過する必要があるが、Soft カットについては各カットの相関関係も考慮される。

Hard カット

1. 低エネルギー事象の除去

2. Through-going muon の除去 1
3. Through-going muon の除去 2
4. Stop muon の除去 2
5. Corner muon の除去 2
6. Cable hole muon の除去

Hard カットは大部分が SK-II までのカットを利用しているが、Corner muon の取り扱いが異なる。

Corner muon の除去 2 SK-I,II での第四段階のカットをここで実装する。DCORN<150 cm の事象をカットする。

Soft カット

1. Through-going muon の除去 3
2. Through-going muon の除去 4
3. Stop muon の除去 1
4. Stop muon の除去 3
5. Stop muon の除去 4
6. Stop muon の除去 5
7. Corner muon の除去 1
8. Decay electron の除去

このうち、

1. Through-going muon の除去 4
2. Stop muon の除去 4
3. Stop muon の除去 5
4. Decay electron の除去

については SK-III 以降に導入された手法である。

Through-going muon の除去 4 第二段階で用いた NHITAC<sub>1</sub> と NHITAC<sub>2</sub> を用いて、NHITAC<sub>1</sub> > 9 または NHITAC<sub>2</sub> > 16 である事象をカットする。

Stop muon の除去 4 NHITA<sub>in</sub> を使って、Point-fit と MS-fit で再構成された位置間の距離が 15 m 以内の事象について、NHITA<sub>in</sub> < 9 の事象をカットする。

Stop muon の除去 5 第四段階と同じ定義の  $\theta_{muon}$  を使って、同様に  $\theta_{muon} < 90^\circ$  の事象をカットする。

Decay electron の除去 高エネルギーのニュートリノは中性深非弾性散乱 (DIS) 反応により、ハドロンを生成する。その中でも荷電パイ中間子はミューオンに崩壊し、ミューオンが電子とニュートリノに崩壊する。この電子を Decay e と呼ぶ。一方、高エネルギー宇宙線ミューオンは電子に崩壊しないため、Decay e の情報を用いて宇宙線ミューオンを除去できる。ここでは、Decay e を観測

しなかった事象で再構成エネルギー  $E_{vis} > 25$  GeV の事象をカットする。

## C.2.6 Final reduction

最後に、PC 事象に 3 つの条件を要求する。一つ目は、ニュートリノが相互作用した点が SK の有効体積内であることである。二つ目が、 $NHITAC > 15$  (SK-I では 9) である。最後に、再構成されたエネルギー  $E_{vis}$  が 350 MeV より大きいことである。これは ID での電荷量が 3000 p.e. (SK-II では 1500 p.e.) に相当する。

## C.2.7 Reduction のまとめ

大気ニュートリノ MC を用いて PC reduction の行程を経たのちの大気ニュートリノの残存率は SK の各フェーズで 81%、75%、89%、86% である。残ったバックグラウンドはほとんど宇宙線ミュオンになる。それらの事象はイベントディスプレイで目視でチェックをしている。また、有効体積外の事象が紛れ込む場合があるが、これも目視で取り除くことで、バックグラウンドの混入率は全期間で 2% 以下になっている。

# C.3 UPMU のリダクション

UPMU 事象はタンクを突き抜ける through-going とタンク内で止まる stopping に細分される。

## C.3.1 1st reduction

ここでは、低エネルギー事象と極端に高エネルギーの事象が取り除かれる。極端に高エネルギー側の事象では ID の電気回路が飽和し、ミュオンの fitter がうまく働くなるためカットする必要がある。まず、 $PE_{tot}$  が 6000 p.e. 以上 (SK-II では 3000 p.e.) かつ 1 750 000 p.e. (SK-II では 800 000 p.e.) を要求する。この範囲に含まれない事象はカットされる。6000 p.e. はミュオン運動量で 1 GeV/c に相当し、飛行距離で 3.5 m に相当する。最終的に UPMU 事象は SK タンク内での飛行距離に 7 m を要求するため、このカットは妥当なものである。

## C.3.2 2nd reduction

第二段階では、タンク上部から侵入する宇宙線ミュオンを取り除くために、Stop muon · Through-going muon · 制動放射を伴うミュオンなどに特化した 7 つの fitter を用いる。

1. 1 つ目の fitter を事象に対して用いて各情報を計算する。

2. 事象が upward-going で、goodness が閾値以上の時、事象は保存される。
3. 事象が downward-going で、goodness が閾値以上の時、事象はカットされる。
4. タンクに対して水平に入射したミューオンや、goodness が閾値以下の事象は次の fitter に回す。
5. 次の fitter を用いて計算し、一つ目の手順から繰り返す。

この手順をすべての fitter をかけるか、事象の種類分けが終わるまで繰り返す。どの fitter でも閾値以下の goodness になった事象で、すべての fitter で水平方向から飛来すると判定されなかった事象はカットされる。

### C.3.3 3rd reduction

この段階では、残った事象を一つひとつ目で確認して、上から飛来するミューオン事象を取り除く。2 パターンの方法で確認し、これまでに残った事象のうちほぼ半数が取り除かれる。

### C.3.4 Final reduction

最後に UPMU 事象であるための条件を課す。まず、再構成したミューオンの運動量で 1.6 GeV/c を求める。これは行路長で 7 m に相当する。また、 $NHITA_{out} < 10$  (SK-II では 16) も必要になる。

### C.3.5 Reduction のまとめ

全てのカットをかけた後に残るバックグラウンドはほとんどが宇宙線ミューオンである。水平方向近くから飛来するミューオンや散乱して大きく方向が変わったミューオンなどが上向きと誤識別される。全ての期間で、水平方向からのミューオンの混入に対する不定性は 25% 以下に収まっており、検出効率は 97% 以上になっている。



## 参考文献

- [1] J. Bonnel. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/images/epo/gallery/grbs/>.
- [2] R. S. Mallozzi. <https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/duration/>.
- [3] R. W. Klebesadel, I. B. Strong, R. A. Olson. “Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin”. *Astrophys. J.*, Vol. 182, p. L85, (1973).
- [4] 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).
- [5] W. S. Paciesas *et al.* “The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised)”. *ApJS.*, Vol. 122, pp. 465–495, (1999).
- [6] Boella, G. *et al.* “BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy”. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, Vol. 122, No. 2, pp. 299–307, (1997).
- [7] E. Costa *et al.* “Discovery of an X-ray afterglow associated with the  $\gamma$ -ray burst of 28 February 1997”. *Nature*, Vol. 387, No. 6635, pp. 783–785, (1997).
- [8] T. J. Galama *et al.* “An unusual supernova in the error box of the  $\gamma$ -ray burst of 25 April 1998”. *Nature*, Vol. 395, No. 6703, pp. 670–672, (1998).
- [9] B. P. Abbott *et al.* “Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 848, No. 2, p. L12, (2017).
- [10] N. Gehrels *et al.* “TheSwiftGamma-Ray Burst Mission”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 611, No. 2, pp. 1005–1020, (2004).
- [11] D. L. Band *et al.* “PROSPECTS FOR GRB SCIENCE WITH THEFERMILARGE AREA TELESCOPE”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 701, No. 2, pp. 1673–1694, (2009).
- [12] A. Lien *et al.* “THE THIRD SWIFT BURST ALERT TELESCOPE GAMMA-RAY BURST CATALOG”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 829, No. 1, p. 7, (2016).
- [13] M. Ackermann *et al.* “THE FIRSTFERMI-LAT GAMMA-RAY BURST CATALOG”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 209, No. 1, p. 11, (2013).
- [14] M. S. Briggs *et al.* “Observations of GRB 990123 by theCompton Gamma Ray Observatory”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 524, No. 1, pp. 82–91, (1999).
- [15] E. Fermi. “On the Origin of the Cosmic Radiation”. *Phys. Rev.*, Vol. 75, pp. 1169–1174, (1949).
- [16] 河合誠之, 浅野勝晃. ガンマ線バースト. 新天文学ライブラリー = New astronomy library, No. 5. 日本評論社, (2019).

- [17] F. Reines, C. L. Cowan. “Detection of the Free Neutrino”. *Phys. Rev.*, Vol. 92, pp. 830–831, (1953).
- [18] G. Danby *et al.* “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 9, pp. 36–44, (1962).
- [19] K. Kodama *et al.* “Observation of tau neutrino interactions”. *Phys. Lett. Sect. B Nucl. Elem. Part. High-Energy Phys.*, Vol. 504, No. 3, pp. 218–224, (2001).
- [20] Y. Fukuda *et al.* “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, No. 8, pp. 1562–1567, (1998).
- [21] Q. R. Ahmad *et al.* “Measurement of the Rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  Interactions Produced by  $^8\text{B}$  Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, p. 071301, (2001).
- [22] M. H. Ahn *et al.* “Indications of Neutrino Oscillation in a 250 km Long-Baseline Experiment”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, p. 041801, (2003).
- [23] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata. “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 28, No. 5, pp. 870–880, (1962).
- [24] B. Pontecorvo. “Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge”. *Sov. Phys. JETP*, Vol. 26, pp. 984–988, (1968). [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 53,1717(1967)].
- [25] L. Wolfenstein. “Neutrino oscillations in matter”. *Phys. Rev. D*, Vol. 17, pp. 2369–2374, (1978).
- [26] L. Wolfenstein. “Neutrino oscillations and stellar collapse”. *Phys. Rev. D*, Vol. 20, pp. 2634–2635, (1979).
- [27] S. P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov. “Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos”. *Sov. J. Nucl. Phys.*, Vol. 42, pp. 913–917, (1985). [*Yad. Fiz.* 42,1441(1985); ,305(1986)].
- [28] R. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman. “Search for Neutrinos from the Sun”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 20, pp. 1205–1209, (1968).
- [29] B. T. Cleveland *et al.* “Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 496, No. 1, pp. 505–526, (1998).
- [30] K. S. Hirata *et al.* “Observation of  $^8\text{B}$  solar neutrinos in the Kamiokande-II detector”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 63, pp. 16–19, (1989).
- [31] K. Hirata *et al.* “Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1490–1493, (1987).
- [32] R. M. Bionta *et al.* “Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1494–1496, (1987).
- [33] E. N. Alekseev *et al.* “Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at

- the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research”. *JETP Lett.*, Vol. 45, pp. 589–592, (1987). [739(1987)].
- [34] K. Scholberg. “Supernova Neutrino Detection”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Vol. 62, No. 1, pp. 81–103, (2012).
- [35] M. Aartsen *et al.* “Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A”. *Science*, Vol. 361, No. 6398, (2018).
- [36] K. Hagiwara *et al.* “Search for Astronomical Neutrinos from Blazar TXS 0506+056 in Super-Kamiokande”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 887, No. 1, p. L6, (2019).
- [37] D. Guetta *et al.* “Neutrinos from individual gamma-ray bursts in the BATSE catalog”. *Astroparticle Physics*, Vol. 20, No. 4, pp. 429 – 455, (2004).
- [38] S. Hümmer, P. Baerwald, W. Winter. “Neutrino Emission from Gamma-Ray Burst Fireballs, Revised”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, p. 231101, (2012).
- [39] 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).
- [40] J. N. Bahcall, P. Mészáros. “5–10 GeV Neutrinos from Gamma-Ray Burst Fireballs”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 85, pp. 1362–1365, (2000).
- [41] K. Murase, K. Kashiyama, P. Mészáros. “Subphotospheric Neutrinos from Gamma-Ray Bursts: The Role of Neutrons”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 111, p. 131102, (2013).
- [42] K. Kashiyama, K. Murase, P. Mészáros. “Neutron-Proton-Converter Acceleration Mechanism at Subphotospheres of Relativistic Outflows”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 111, p. 131103, (2013).
- [43] S. Fukuda *et al.* “The Super-Kamiokande detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 501, No. 2, pp. 418 – 462, (2003).
- [44] R. Becker-Szendy *et al.* “IMB-3: a large water Cherenkov detector for nucleon decay and neutrino interactions”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 324, No. 1, pp. 363 – 382, (1993).
- [45] Z. Conner. “A Study of Solar Neutrinos Using the Super-Kamiokande Detector”. PhD thesis, University of Maryland, (1997), [http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/\\_pdf/articles/zoa-thesis.pdf](http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/zoa-thesis.pdf).
- [46] T. Tanimori *et al.* “Design and performance of semi-custom analog IC including two TACs and two current integrators for ‘Super-Kamiokande’”. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 36, No. 1, pp. 497–501, (1989).
- [47] H. Ikeda *et al.* “Front-end hybrid circuit for super-KAMIOKANDE”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 320, No. 1, pp. 310 – 316, (1992).

- [48] Y.Koshio. “Study of Solar Neutrinos at Super-Kamiokande”. PhD thesis, University of Tokyo, (1998), [http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/a/\\_pdf/articles/koshio-dthesis.pdf](http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/a/_pdf/articles/koshio-dthesis.pdf).
- [49] A. L. Stachyra. “A Search for Astrophysical Point Sources of Neutrinos with Super-Kamiokande”. PhD thesis, University of Washington, (2002), [http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/\\_pdf/articles/stachyra-thesis.pdf](http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/stachyra-thesis.pdf).
- [50] H. Nishino *et al.* “High-speed charge-to-time converter ASIC for the Super-Kamiokande detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 610, No. 3, pp. 710–717, (2009).
- [51] M. Honda *et al.* “Calculation of the flux of atmospheric neutrinos”. *Phys. Rev. D*, Vol. 52, No. 9, pp. 4985–5005, (1995).
- [52] M. Honda *et al.* “Comparison of 3-dimensional and 1-dimensional schemes in the calculation of atmospheric neutrinos”. *Phys. Rev. D*, Vol. 64, p. 053011, (2001).
- [53] M. Honda *et al.* “New calculation of the atmospheric neutrino flux in a three-dimensional scheme”. *Phys. Rev. D*, Vol. 70, p. 043008, (2004).
- [54] M. Honda *et al.* “Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data”. *Phys. Rev. D*, Vol. 75, p. 043006, (2007).
- [55] M. Honda *et al.* “Improvement of low energy atmospheric neutrino flux calculation using the JAM nuclear interaction model”. *Phys. Rev. D*, Vol. 83, p. 123001, (2011).
- [56] T. Sanuki *et al.* “Precise Measurement of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra with the BESS Spectrometer”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 545, No. 2, pp. 1135–1142, (2000).
- [57] S. Haino *et al.* “Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer”. *Physics Letters B*, Vol. 594, No. 1, pp. 35 – 46, (2004).
- [58] J. Alcaraz *et al.* “Cosmic protons”. *Physics Letters B*, pp. 27–35, (2020).
- [59] T. Gaisser *et al.* “Primary spectrum to 1 TeV and beyond”. *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference.*, p. 1643, (2001).
- [60] T. K. Gaisser, M. Honda. “FLUX OF ATMOSPHERIC NEUTRINOS”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Vol. 52, No. 1, pp. 153–199, (2002).
- [61] Y. Nara *et al.* “Relativistic nuclear collisions at 10A GeV energies from  $p$ +Be to Au+Au with the hadronic cascade model”. *Phys. Rev. C*, Vol. 61, p. 024901, (1999).
- [62] S. Roesler, R. Engel, J. Ranft. “The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III”. In A. Kling *et al.*, editors, *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*, pp. 1033–1038, Berlin, Heidelberg, (2001). Springer Berlin Heidelberg.
- [63] K. Niita *et al.* “PHITS—a particle and heavy ion transport code system”. *Radiation Measurements*, Vol. 41, No. 9, pp. 1080 – 1090, (2006). Space Radiation Transport,

Shielding, and Risk Assessment Models.

- [64] A. Capella *et al.* “Dual parton model”. *Physics Reports*, Vol. 236, No. 4, pp. 225 – 329, (1994).
- [65] M. Catanesi *et al.* “Measurement of the production cross-sections of  $\pi \pm$  in p-C and  $\pi \pm$ -C interactions at 12GeV/c”. *Astroparticle Physics*, Vol. 29, pp. 257–281, (2008).
- [66] M. Catanesi *et al.* “Forward  $\pi \pm$  production in p-O2 and p-N2 interactions at 12GeV/c”. *Astroparticle Physics*, Vol. 30, pp. 124–132, (2008).
- [67] T. Sanuki *et al.* “Measurements of atmospheric muon spectra at mountain altitude”. *Physics Letters B*, Vol. 541, No. 3, pp. 234 – 242, (2002).
- [68] P. Achard *et al.* “Measurement of the atmospheric muon spectrum from 20 to 3000 GeV”. *Physics Letters B*, Vol. 598, No. 1, pp. 15 – 32, (2004).
- [69] T. Sanuki *et al.* “Study of cosmic ray interaction model based on atmospheric muons for the neutrino flux calculation”. *Phys. Rev. D*, Vol. 75, p. 043005, (2007).
- [70] G. Battistoni *et al.* “Erratum to “The FLUKA atmospheric neutrino flux calculation” [Astropart. Phys. 19 (2003) 269–290]”. *Astroparticle Physics*, Vol. 19, pp. 291–294, (2003).
- [71] G. D. Barr *et al.* “Three-dimensional calculation of atmospheric neutrinos”. *Phys. Rev. D*, Vol. 70, p. 023006, (2004).
- [72] Y. Hayato. “A Neutrino Interaction Simulation Program Library NEUT”. *Acta Physica Polonica B*, Vol. 40, No. 9, p. 2477, (2009).
- [73] S. Jadach *et al.* “The  $\tau$  decay library TAUOLA, version 2.4”. *Computer Physics Communications*, Vol. 76, No. 3, pp. 361 – 380, (1993).
- [74] C. L. Smith. “Neutrino reactions at accelerator energies”. *Physics Reports*, Vol. 3, No. 5, pp. 261 – 379, (1972).
- [75] R. Smith, E. Moniz. “Neutrino reactions on nuclear targets”. *Nuclear Physics B*, Vol. 43, pp. 605 – 622, (1972).
- [76] C. H. Albright *et al.* “Neutrino-proton elastic scattering: Implications for weak-interaction models”. *Phys. Rev. D*, Vol. 14, pp. 1780–1798, (1976).
- [77] K. Abe *et al.* “Precise Determination of  $\sin^2 \theta_W$  from Measurements of the Differential Cross Sections for  $\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p$  and  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$ ”. *Physical Review Letters*, Vol. 56, , (1986).
- [78] J. Nieves, I. R. Simo, M. J. V. Vacas. “Inclusive charged-current neutrino-nucleus reactions”. *Phys. Rev. C*, Vol. 83, p. 045501, (2011).
- [79] D. Rein, L. M. Sehgal. “Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production”. *Annals of Physics*, Vol. 133, No. 1, pp. 79 – 153, (1981).
- [80] D. Rein. “Angular distribution in neutrino-induced single pion production processes”. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, Vol. 35, No. 1, pp. 43–64, (1987).
- [81] M. Glück, E. Reya, A. Vogt. “Dynamical parton distributions revisited”. *The European*

- Physical Journal C - Particles and Fields*, Vol. 5, No. 3, pp. 461–470, (1998).
- [82] A. Bodek, U. K. Yang. “Modeling Neutrino and Electron Scattering Inelastic Cross Sections”, (2003).
- [83] P. Musset, J.-P. Vialle. “Neutrino physics with gargamelle”. *Physics Reports*, Vol. 39, No. 1, pp. 1 – 130, (1978).
- [84] J. E. Kim *et al.* “A theoretical and experimental review of the weak neutral current: a determination of its structure and limits on deviations from the minimal  $SU(2)_L \times U(1)$  electroweak theory”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 53, pp. 211–252, (1981).
- [85] T. Sjostrand. “PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual”, (1995).
- [86] D. Rein, L. M. Sehgal. “Coherent  $\pi_0$  production in neutrino reactions”. *Nuclear Physics B*, Vol. 223, No. 1, pp. 29 – 44, (1983).
- [87] R. D. Woods, D. S. Saxon. “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering”. *Phys. Rev.*, Vol. 95, pp. 577–578, (1954).
- [88] H. D. Vries, C. D. Jager, C. D. Vries. “Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 36, No. 3, pp. 495 – 536, (1987).
- [89] R. Seki, K. Masutani. “Unified analysis of pionic atoms and low-energy pion-nucleus scattering: Phenomenological analysis”. *Phys. Rev. C*, Vol. 27, pp. 2799–2816, (1983).
- [90] D. Ashery *et al.* “True absorption and scattering of pions on nuclei”. *Phys. Rev. C*, Vol. 23, pp. 2173–2185, (1981).
- [91] C. H. Q. Ingram *et al.* “Quasielastic scattering of pions from  $^{16}\text{O}$  at energies around the  $\Delta(1232)$  resonance”. *Phys. Rev. C*, Vol. 27, pp. 1578–1601, (1983).
- [92] B. Martin, M. Pidcock. “KN interactions in the resonance region: (I). Analysis of data”. *Nuclear Physics B*, Vol. 126, No. 2, pp. 266 – 284, (1977).
- [93] B. Martin, M. Pidcock. “KN interactions in the resonance region: (II). Amplitudes”. *Nuclear Physics B*, Vol. 126, No. 2, pp. 285 – 297, (1977).
- [94] J. S. Hyslop *et al.* “Partial-wave analysis of  $K^+$ -nucleon scattering”. *Phys. Rev. D*, Vol. 46, pp. 961–969, (1992).
- [95] D.A.Sparrow. “Effects of the nuclear medium on the observation of baryon number violation”. In D.A.Sparrow, editor, *AIP Conference Proceedings*, (1984).
- [96] H. W. Bertini. “Nonelastic Interactions of Nucleons and  $\pi$  Mesons with Complex Nuclei at Energies Below 3 GeV”. *Phys. Rev. C*, Vol. 6, pp. 631–659, (1972).
- [97] S. J. Lindenbaum, R. M. Sternheimer. “Isobaric Nucleon Model for Pion Production in Nucleon-Nucleon Collisions”. *Phys. Rev.*, Vol. 105, pp. 1874–1899, (1957).
- [98] R. Brun *et al.* *GEANT 3: user’s guide Geant 3.10, Geant 3.11; rev. version.* CERN, Geneva, (1987).
- [99] R. Brun *et al.* *GEANT: Detector Description and Simulation Tool; Oct 1994.* CERN

- Program Library. CERN, Geneva, (1993). Long Writeup W5013.
- [100] K. Abe *et al.* “Calibration of the Super-Kamiokande detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 737, pp. 253 – 272, (2014).
- [101] C. Zeitnitz, T. Gabriel. “The GEANT-CALOR interface and benchmark calculations of ZEUS test calorimeters”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 349, No. 1, pp. 106 – 111, (1994).
- [102] M. Nakahata *et al.* “Atmospheric Neutrino Background and Pion Nuclear Effect for KAMIOKA Nucleon Decay Experiment”. *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 55, No. 11, pp. 3786–3805, (1986).
- [103] E. Bracci. “Compilation of Cross Sections”, (1972).
- [104] A. S. Carroll *et al.* “Pion-nucleus total cross sections in the (3,3) resonance region”. *Phys. Rev. C*, Vol. 14, pp. 635–638, (1976).
- [105] K. Abe *et al.* “Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV”. *Phys. Rev. D*, Vol. 97, p. 072001, (2018).
- [106] M. E. C. Swanson *et al.* “Search for Diffuse Astrophysical Neutrino Flux Using Ultra-High-Energy Upward-going Muons in Super-Kamiokande I”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 652, No. 1, pp. 206–215, (2006).
- [107] E. Thrane *et al.* “SEARCH FOR ASTROPHYSICAL NEUTRINO POINT SOURCES AT SUPER-KAMIOKANDE”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 704, No. 1, pp. 503–512, (2009).
- [108] C. Saji. “Study of upward-going muons in Super-Kamiokande”. PhD thesis, Niigata University, (2002), [http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/\\_pdf/articles/sajithesis.pdf](http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/sajithesis.pdf).
- [109] M. Glück, E. Reya, A. Vogt. “Dynamical parton distributions of the proton and small-x physics”. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, Vol. 67, No. 3, pp. 433–447, (1995).
- [110] P. Lipari, T. Stanev. “Propagation of multi-TeV muons”. *Phys. Rev. D*, Vol. 44, pp. 3543–3554, (1991).
- [111] R. Gandhi *et al.* “Ultrahigh-energy neutrino interactions”. *Astroparticle Physics*, Vol. 5, No. 2, pp. 81 – 110, (1996).
- [112] R. Gandhi *et al.* “Neutrino interactions at ultrahigh energies”. *Phys. Rev. D*, Vol. 58, p. 093009, (1998).
- [113] S. Weinberg. *Gravitation And Cosmology : Principles And Applications Of The General Theory Of Relativity*. John Wiley and Sons, Inc., (1972).
- [114] Planck Collaboration *et al.* “Planck 2015 results - I. Overview of products and scientific

- results”. *A&A*, Vol. 594, p. A1, (2016).
- [115] A. Achterberg *et al.* “First year performance of the IceCube neutrino telescope”. *Astroparticle Physics*, Vol. 26, pp. 155–173, (2006).
- [116] M. Ageron *et al.* “ANTARES: The first undersea neutrino telescope”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 656, No. 1, pp. 11–38, (2011).
- [117] H.-K. Proto-Collaboration *et al.* “Hyper-Kamiokande Design Report”, (2018).
- [118] M. G. Aartsen *et al.* “Extending the Search for Muon Neutrinos Coincident with Gamma-Ray Bursts in IceCube Data”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 843, No. 2, p. 112, (2017).
- [119] R. Abbasi *et al.* “The Design and Performance of IceCube DeepCore”. *Astropart. Phys.*, Vol. 35, pp. 615–624, (2012).
- [120] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu. “New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 621, No. 1, pp. L85–L88, (2005).
- [121] 山田章一. 超新星. 新天文学ライブラリー=New astronomy library, No. 4. 日本評論社, (2016).
- [122] K. Nakazato *et al.* “SUPERNOVA NEUTRINO LIGHT CURVES AND SPECTRA FOR VARIOUS PROGENITOR STARS: FROM CORE COLLAPSE TO PROTO-NEUTRON STAR COOLING”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 205, No. 1, p. 2, (2013).
- [123] A. Filevich *et al.* “Spectral-directional reflectivity of Tyvek immersed in water”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 423, No. 1, pp. 108 – 118, (1999).
- [124] F. M. Thomas. “Study of the Oscillation of Neutrinos and Anti-Neutrinos and of Non-Standard Neutrino Interactions with the Atmospheric Data in Super-Kamiokande”. PhD thesis, University of Tokyo, (2015), [http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/\\_pdf/articles/2015/thomas\\_dthesis.pdf](http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2015/thomas_dthesis.pdf).



## 謝辞

本修士論文の執筆のみならず、研究室に所属してから本当に多くの方々に助けていただき、心より感謝します。

まず、指導教員である小汐由介先生には、研究方針についてや解析技術など、所属当時は何の知識もなかった私を丁寧に指導して頂きました。私が学部1年で岡山大学に入学した時のガイダンス科目ではスーパーカミオカンデ実験についてとても丁寧に説明をして頂き、この研究室に入ろうと決意したことを覚えています。また、研究そのものに限らず、研究生活を送る上で非常に大きな支えになって頂きました。スペイン出張に行った際には、外国の知識が一つもなくて生きて帰れるか不安になっていた時に、電車の乗り方や地図の見方を教えて頂き、そのおかげで海外に対する苦手を一つ払拭できたように思います。

小汐研究室の皆様にも大変お世話になりました。同期の蓬莱明日君には研究・私生活共に感謝しきれないほどお世話になりました。連絡だったり期限だったり全然気が回らない私に、いつもリマインドして下さいました。蓬莱くんの助言がなかったら大学を卒業できていなかったかもしれません。D3の萩原開人さんには、修士になって共同で研究を始めてから、あらゆることで面倒を見て頂きました。プログラミングや物理解析のことなど、私が研究で用いるほとんどのことをまず萩原さんに聞き、その際には必ず一緒に考えて頂き、丁寧に答えて頂きました。アメリカに行った時には、10日という長い期間を一緒に過ごして頂き、英語や生活についてとても支えになって頂きました。D1の中村亜津志さんは研究関連に限らず僕が相談したことについてすごく熱心に調べて頂き、丁寧に教えて頂きました。同じくD1のP. Nishthaさんには、一緒に研究室生活を送ることで私に英語を話す機会を与えて頂き、また海外の文化についても教えて頂き、とても感謝しています。M1の酒井聖矢君、岡田涼君、馬間傑君は私が研究室に所属してから初めて出来た後輩で、面倒見の悪い私に、仲良く接して頂きました。ポスドクの伊藤慎太郎さんはとても物理に詳しくて、質問したら必ず答えて頂き、とても心強かったです。また、共同で研究をしている時も装置や薬品の扱いについて詳しく丁寧に教えて頂き、書類作成の際には多くの時間を割いて添削して頂きました。B4の北川英西音君、田中翔也君はM2になってからあまり岡山におらず接する機会が少なかったにも関わらず仲良くして頂きました。秘書の小枝菜穂子さんには様々な手続きでお世話になり、研究室でのお話相手になって頂きました。同じく秘書の山本理恵さんは部屋が異なり、お話しする機会は少なかったように思いますが、出張の手続きなど、様々な場面でお世話になりました。

石野研究室の皆様にもお世話になりました。同期の柳澤雅人君には、蓬莱君と一緒に気分転換に付き合ってもらったり、JPSやゼミの発表練習に付き合ってもらいました。D2の小松国幹さんは接する機会が少なかったにも関わらず、書類の添削を丁寧に頂きました。M1の戸田貴之君、中尾友也君、中嶋大樹君には部屋に遊びに行った時にとても仲良くして頂きました。B4の高瀬祐介君、永野佑也君はまだB4なのに研究にいつも勤しんでいて、研究に打ち込むやる気を頂きました。秘書の長綱花世子さんには、あらゆる書類を見て頂き、私の拙い日本語について添削して頂きまし

た。また、私生活においても、様々な知識をお持ちの長綱さんにすぐに相談に行く私を邪険にせず、いつも楽しく話に付き合ってくださいました。研究室生活でとても良いリフレッシュになったと感じています。

また、教授の石野宏和先生と作田誠先生には授業を通して宇宙・素粒子物理学の基礎を教えて頂きました。他にも、すでに卒業された作田研の王岩さん、DAS Pretam Kumar さん、REEN Mandeep Singh さん、喜田洋介さん、永田寛貴さん、弥益紗希さん、秀平直人さん、福田大輔さん、徐宸原さん、高平康史さん、須藤高志さんにも、研究室配属当初から大変お世話になりました。

宇宙研以外の皆様にも、研究生活以外の部分でとても助けて頂き、大変感謝しています。学年主任である近藤隆祐先生には岡山大学に入学してから数回面談して頂き、私の性格などを踏まえて非常に貴重な意見、助言を頂きました。飲み会に誘っていただきとても嬉しかったです。また、同期の皆様にはとても仲良くして頂きました。出井宏幸くん、小亀雄司くん、高橋武士くん、中野将太郎くん、細田渉くんには私生活でも大変お世話になりました。特に細田くんとはサークル・バイトも同じで、24時間一緒にいることも多く、わがままな私にいつも付き合ってくださいました。

スーパーカミオカンデグループの共同研究者の方々にも、研究を進める上で、また神岡での研究生活を送る上で大変お世話になりました。東京大学宇宙線研究所の中島康博先生には、SKの低エネルギーデータの取り扱いについて教えて頂きました。亀田純先生にはシミュレーション構築について詳しく教えて頂きました。池田一得先生にはLINACシフトの際にとっても親切に手順などについて教えて頂きました。G.PronostさんにはシミュレーションのDAQ構築の際にとってもお世話になりました。学生の皆様にも大変お世話になりました。同じスーパーカミオカンデ実験グループである先輩の岡本幸平さん、園田祐太郎さん、竹中彰さん、阿久津良介さん、同期の今泉秀一くん、岡田健くん、陳育勤くん、後輩である柴田皆人くん、長尾芳樹くん、Han Seunghoくんにもとても仲良くして頂きました。今泉くんとはとても話が合い、神岡滞在中は一緒にご飯を食べに行ったり、買い出しに行ったりとあらゆる生活面でお世話になりました。研究と関係ない私生活のことについて神岡で話せる貴重な存在でした。岡田くんとは同じ研究をしていたこともあり、その際にはその博学ぶりにいつも驚かされ、学ばせて頂きました。陳くんとも色んな機会にお話が出来てとても面白かったです。

他の大学の共同研究者の皆様にも非常にお世話になりました。神戸大の助教の中野祐樹先生にはSKのデータの取り扱いについて詳しく教えて頂き、また、よく飲み会に誘って頂きました。同期である神戸大の塩沢知晃くん、名古屋大の丹羽巧くん、横浜国立大の岡本浩大くん、東京理科大の松本遼くん、太田憲吾くんには、貴重な同期として大変仲良くして頂きました。先輩である芦田洋輔さん、森正光さんにも大変お世話になりました。芦田さんには神岡での生活をとても充実したものにして頂きました。また、岡山に来て頂いた際や出張先でも飲み会に連れて行って頂いたりして、とてもお世話になりました。

地元の同期である、安部一輝くん、磯貝香織さん、坂本順一くん、奈良厚志くん、山崎康平くん、山岡大義くんには大学入学後もとても仲良くして頂きました。大学や研究以外での繋がりを持っていることは、研究を続けていく上でとても大きな心の支えとなりました。

この他にも、多くの先生方、研究者の皆様、サークルの友人など、仲間の支えがあったからこそ、

---

修士の研究生活、また修士論文執筆を苦しく思わず、とても楽しんで全うすることができました。皆様と過ごした2年間は非常に充実しており、楽しく過ごせました。

最後に、ここまで育てて頂いた両親に心から感謝いたします。

2020年3月 原田 将之

---

自然科学研究科 数理物理学専攻 素粒子物理学研究室

学籍番号:41430218

氏名:原田 将之

電話番号:080-1903-9336/e-mail: pc3g4sej@s.okayama-u.ac.jp

居室:コラボレーション棟 512 号室

---