

UNIVERSITY OF TOKYO

修士論文

テレスコープアレイ実験地表検出器による
大天頂角空気シャワー事象再構成手法の研究
(A study of the reconstruction methods for inclined air shower events
observed by the Telescope Array Surface Detectors)

著者:
高橋 薫
Kaoru TAKAHASHI

指導教員:
塔 隆志
Prof. Sako TAKASHI

January 27, 2023

Abstract

超高エネルギー宇宙線は銀河系外起源と考えられているが、その起源天体の特定には至っていない。これは宇宙線が荷電粒子であることに由来する。荷電粒子は、宇宙空間の磁場によって起源天体の方向情報を失う。しかし、中性粒子であれば磁場に影響されないため、起源天体の方向を知ることができる。中性粒子の中でもニュートリノは相互作用断面積が非常に小さく、銀河系外からの到来が可能であるため、超高エネルギー宇宙線の起源を知るのに有用である。

そこで本研究では、望遠鏡アレイ実験地表検出器での EeV エネルギー領域のニュートリノ探索を目的として、陽子とニュートリノのモンテカルロデータを使って解析した。検出効率を上げるため、ニュートリノと大気との反応確率が高い大天頂角領域に注目した。起源天体を調べるためには、各候補天体との相関を探索する必要があるため、大天頂角領域の角度決定精度を調査した。現状の再構成手法では、特に大天頂角のニュートリノの角度分解能が大天頂角 80 度以上では 8.9 度と、悪いことがわかった。そこで、大天頂角領域のための新しい再構成手法を開発した。角度決定の前に地表検出器が必要以上に除かれる問題を解決し、陽子の角度決定精度を保ちながら、ニュートリノの角度分解能を 8.9 度から 5.8 度まで改善した。また、この新しい再構成手法を採用して、望遠鏡アレイ実験地表検出器のニュートリノ **exposure** を赤緯別に求めた。これにより、各候補天体からのフラックスを仮定することで、ニュートリノ事象数の観測期待値を求めることができる。本論文では、近傍活動銀河 NGC1068 とブレイザー TXS0506+056 からのニュートリノ事象数観測期待値を示した。ブレイザー TXS0506+056 の方向からべき-1 のエネルギースペクトルを考えると、望遠鏡アレイ実験地表検出器 10 年観測で、およそ 2.4 事象のニュートリノイベントが期待できることがわかった。最後に、ニュートリノ大天頂角空気シャワーにはコア位置のずれが見られた。これは角度決定精度に大きな影響はないことがわかった。ずれの原因は解決できなかったが、併せて議論する。

Contents

Abstract	iii
1 Introduction	1
2 宇宙線	3
2.1 宇宙線研究の歴史	3
2.2 宇宙線エネルギースペクトル	4
2.3 超高エネルギー宇宙線	5
2.3.1 GZK カットオフ	5
2.3.2 超高エネルギー宇宙線エネルギースペクトルの観測	7
2.4 超高エネルギー宇宙線の起源天体	8
2.4.1 定常的な宇宙線起源天体候補	9
中性子星	9
スターバースト銀河 (Star Burst Galaxy, SBGs)	9
活動銀河核 (Active Galaxy Neuclei, AGNs)	9
2.4.2 突発的な宇宙線起源天体候補	9
ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB)	9
高速電波バースト (Fast Radio Burst, FRB)	9
2.5 到来方向観測による宇宙線の起源探索	10
2.6 空気シャワー	12
2.6.1 ハドロンシャワー	13
2.6.2 電磁シャワー	13
2.6.3 ニュートリノ起源の空気シャワー	13
2.7 高エネルギーニュートリノ空気シャワーの観測にむけて	15
3 高エネルギーニュートリノ探索	17
3.1 TA 実験地表検出器ニュートリノ探索先行研究	17
3.2 Auger ニュートリノ観測先行研究	19
3.3 IceCube ニュートリノ観測先行研究	20
3.4 本研究のねらい	20
4 テレスコープアレイ (TA) 実験概要	21
4.1 テレスコープアレイ (TA) 実験について	21
4.1.1 大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD)	21
4.1.2 地表検出器 (Surface Detector, SD)	22
4.2 テレスコープアレイ実験 空気シャワーシミュレーション	23
4.2.1 STEP1:CORSIKA を使った空気シャワー生成	24
4.2.2 STEP2:GEANT4 を用いた検出器の応答	25
4.2.3 STEP3:TA SD アレイの形を考慮した各検出器での応答	27
4.2.4 STEP4:スペクトラムマッチング	27
4.3 テレスコープアレイ実験地表検出器 データ再構成手順	27
4.3.1 Geometry fitting	27
4.3.2 Lateral Distribution Function (LDF) fitting	30

5	TA SD 大天頂角空気シャワー再構成手法の検討	33
5.1	大角度シャワーの角度決定精度	33
5.1.1	使用したモンテカルロ (MC) データセット	33
5.1.2	地磁気の影響について	35
5.1.3	陽子の角度決定精度	37
5.1.4	ニュートリノの角度決定精度	38
5.2	大角度シャワーへの TA SD 再構成手法適用の検討	40
5.2.1	大角度シャワーの SD 再構成手法	40
	コア位置のずれと角度決定精度	45
6	TA SD でのニュートリノ検出効率	47
6.1	TA SD のニュートリノに対する検出効率	47
6.1.1	天頂角別の検出面積の導出	49
	天頂角別の検出面積に対する誤差の評価方法	50
6.1.2	天体の赤緯別の検出感度の導出	52
6.2	TA SD の起源候補天体からのニュートリノに対する検出効率	53
7	コア位置のずれについての考察	55
7.1	大天頂角ニュートリノシャワー Dethinning 過程の調査	57
8	結論/将来展望	61
A	大天頂角シャワーの特徴	63
A.1	大天頂角陽子シャワーの特徴	63
A.2	大天頂角ニュートリノシャワーの特徴	63
	大天頂角ニュートリノシャワーの特徴	63
A.3	陽子シャワー平面とニュートリノシャワー平面の曲率	65
B	シャワー上流と下流の粒子の特徴	67
C	TA SD 従来の再構成手法において χ^2 のセレクションによって除かれる SD 数	73
	謝辞	74
	参考文献	77

List of Figures

2.1	宇宙線エネルギースペクトル	4
2.2	超高エネルギー陽子が宇宙を伝播する際のエネルギー損失長	6
2.3	超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル	7
2.4	Hillas Plot	8
2.5	TA 実験で観測されている宇宙線異方性	10
2.6	伝播中に光子が起こす反応	11
2.7	空気シャワーの模式図	12
2.8	ニュートリノと大気への反応	14
2.9	ミューオンのエネルギー別のエネルギー損失率	14
2.10	大天頂角の陽子シャワーとニュートリノが作るシャワーの模式図	15
3.1	TA 実験ニュートリノ探索 陽子とニュートリノの天頂角と ξ の分布	17
3.2	TA 実験ニュートリノ探索結果	18
3.3	TA 実験地表検出器ニュートリノ探索先行研究のフラックス上限値	18
3.4	Auger ニュートリノ探索先行研究のフラックス上限値	19
3.5	IceCube が観測したニュートリノフラックス	20
4.1	TA 実験装置が展開するデルタ市郊外の地図と TA 実験地表検出器	21
4.2	望遠鏡アレイ実験大気蛍光望遠鏡	22
4.3	望遠鏡アレイ実験地表検出器の各トリガーで記録される 波形の例	23
4.4	望遠鏡アレイ実験地表検出器	23
4.5	Thinning/Dethinning 模式図	25
4.6	Thinning 後に Dethinning した場合としない場合の、シャ ワー軸からの距離と各検出器のエネルギー損失量の比較	26
4.7	GEANT4 による TA SD 応答テーブル生成に使用された検出器 とビームのセットアップ	26
4.8	$\Delta\chi^2$ selection 詳細	29
4.9	時刻 t_0 におけるシャワーフロントの模式図	29
4.10	SD イベントのジオメトリと S800 を決定するための 2 つのフィッ ティング	30
4.11	TA SD エネルギー推定テーブル	31
5.1	モンテカルロデータ初期相互作用点までに通過する大気厚さ分布	34
5.2	モンテカルロデータエネルギー分布	34
5.3	CORSIKA ファイル再利用回数分布	35
5.4	CORSIKA と TA の軸の取り方の違い	37
5.5	TA 実験標準解析での ≥ 45 の陽子開き角分布	38
5.6	ニュートリノ角度分解能 θ_{50} (Original method ≥ 45)	39
5.7	TA 実験標準解析での陽子とニュートリノの天頂角別角度分解能	39
5.8	TA 実験標準解析 ニュートリノシャワーイベントディスプレイ	40
5.9	Loop2 を使用した場合のニュートリノシャワーイベントディス プレイ	41

5.10	No cut を使用した場合のニュートリノシャワーイベントディスプレイ	42
5.11	Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合の陽子角度分解能ヒストグラム	42
5.12	陽子再構成成功シャワー数	43
5.13	Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合のニュートリノ角度分解能ヒストグラム	43
5.14	ニュートリノフレーバー別再構成成功シャワー数	44
5.15	Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合の角度分解能の変化	44
5.16	Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合のニュートリノフレーバー別角度分解能の変化	45
6.1	ニュートリノ反応断面積	47
6.2	ニュートリノと大気との反応確率	48
6.3	大気曲率の模式図	49
6.4	大気曲率を考慮した場合と考慮しない場合の、天頂角別大気厚さ	49
6.5	TA SD でのニュートリノ検出効率	50
6.6	TA SD の有効検出面積	50
6.7	エネルギー 0.3~3EeV、天頂角 20~30 度の CORSIKA ファイル内の再構成成功シャワーの割合	51
6.8	赤緯 5 度の天体を 1 日観測した時の TA SD での観測天頂角分布	52
6.9	赤緯別の 24 時間あたりの total exposure	52
7.1	ニュートリノ MC コア位置ずれの天頂角依存	55
7.2	陽子 MC コア位置ずれの天頂角依存	55
7.3	大天頂角ニュートリノシャワーの模式図	56
7.4	ニュートリノシャワーが生成される各過程	57
7.5	デシニングされた粒子を全て残した時のエネルギー損失量分布の図	58
7.6	コア位置付近も Dethinning するようにした結果の粒子数分布	59
7.7	コア付近も Dethinning するようにした結果のエネルギー損失	59
A.1	陽子の天頂角別イベントディスプレイ	63
A.2	ニュートリノが大気との初期相互作用までに通過した大気厚さと再構成成功確率	64
A.3	初期相互作用点の大気深さと再構成成功確率	64
A.4	陽子とニュートリノのシャワー平面の曲率パラメータ a の分布	65
A.5	陽子とニュートリノの opening angle と曲率パラメータ a の関係	66
A.6	陽子とニュートリノの初期相互作用点と曲率パラメータ a の関係	66
B.1	Dethinning 直後の粒子数と粒子種分布	67
B.2	シャワー上流領域 1 の粒子種別のエネルギー分布	68
B.3	シャワー上流領域 2 の粒子種別のエネルギー分布	68
B.4	シャワー下流領域 4 の粒子種別のエネルギー分布	69
B.5	シャワー下流領域 5 の粒子種別のエネルギー分布	69
B.6	シャワー上流領域 1 の粒子種別の天頂角分布	70
B.7	シャワー上流領域 2 の粒子種別の天頂角分布	70
B.8	シャワー下流領域 4 の粒子種別の天頂角分布	71

B.9	シャワー下流領域 5 の粒子種別の天頂角分布	71
C.1	TA SD 従来の再構成手法において χ^2 のセレクションによって除かれる SD 数	73

List of Tables

5.1	Neutrino MC	34
5.2	Proton MC	34
5.3	エネルギー、天頂角別の CORSIKA ファイル数と再利用後のシャワー数	36
6.1	total exposure/day [min] \times [cm ²]	53
6.2	NGC1068 TA SD 10 年間の観測によるニュートリノ事象数検出期待値 N_ν	54
6.3	TXS0506+056 TA SD 10 年間の観測によるニュートリノ事象数検出期待値 N_ν	54
6.4	TXS0506+056 からべき-1 のニュートリノフラックスを仮定した場合の、TA SD 10 年間の観測によるニュートリノ事象数検出期待値 N_ν	54

Chapter 1

Introduction

宇宙線は、20世紀にオーストリアの科学者 Victor Franz Hess(V.Hess)らの気球実験によって存在が示唆されたことから始まり、現在まで研究されてきた。可視光のエネルギーが数eVなのに対して、宇宙線のエネルギーは最大で 10^{20} eVと非常に高い。宇宙線の起源を調べることは、実験室では再現できない高エネルギーの粒子を作るような、宇宙の極限現象を知る助けになる。宇宙線の起源を調べるためには、磁場の影響を受けにくい超高エネルギーの宇宙線、もしくは磁場の影響を受けない中性粒子による、個々の天体との方向一致を探索することが必要である。超高エネルギー宇宙線と、中性粒子であるガンマ線や中性子、ニュートリノについては2.5節で詳しく述べる。

宇宙線の微分エネルギースペクトルは冪型で、エネルギーと共に単調減少で到来頻度が下がる。EeVを超える超高エネルギー宇宙線は、1個/($\text{km}^2 \cdot \text{年}$)と、非常に到来頻度が低い。観測感度を上げるためには広大な面積を有する実験が必要になるため、このエネルギー領域の宇宙線観測には空気シャワーが用いられる。空気シャワーは、1次宇宙線が地球大気と相互作用して粒子が生成される反応が連鎖的に引き起こされることで、粒子群がシャワーのように地上に降り注ぐ現象である。空気シャワーについては、2.6節で詳しく説明する。空気シャワーを使った超高エネルギー領域の観測は、AGASA実験、HiRes実験によってスペクトルの限界が議論された。その後、北天でテレスコープアレイ(TA)実験が、南天でPierre Auger (Auger)実験がそれぞれ超高エネルギー宇宙線の観測を始めた。超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルの議論は第2章で詳しく紹介する。超高エネルギー宇宙線はその直進性から、磁場の影響を受けず、起源天体方向の情報を保持している。TA実験とAuger実験の観測対象である超高エネルギー領域では、到来方向に異方性が見られた。TA実験では赤経144.3度、赤緯40.3度の方向に宇宙線到来数の過剰を検出しており、これをホットスポットと呼ぶ。Auger実験でも南天で宇宙線過剰の領域を報告している[1]。しかし、未だ宇宙線の起源天体は特定されていない。

中性粒子は、超高エネルギー宇宙線が星間物質や光子と衝突することで生成される。同じ起源でありながら、中性粒子は、超高エネルギー荷電粒子よりも正確な起源天体の方向情報を保持している。中でもニュートリノは、反応断面積の小ささから、地球に到達するまでの宇宙空間で反応せず、長い距離を飛ぶことができる利点がある。起源天体の方向を保持したニュートリノは、地球に到来するニュートリノのうち、天体ニュートリノと呼ばれる。このニュートリノはハドロン加速天体で作られるため、ニュートリノの到来方向を知ることには、宇宙線の加速天体を知ることと同義である。近年、IceCube実験によって、高エネルギー天体ニュートリノの観測が報告されている。2017年にブレーザーTXS0506+056の方向から[2]、2022年には、2011年から2020年までの10年間の観測データを使って全天を探索し、NGC1068の方向からのニュートリノイベントの超過が報告されている[3]。

ニュートリノ探索については、現在までに、IceCubeでTeV、PeVの天体ニュートリノは見つかっているが、超高エネルギー宇宙線の起源を知るような

EeV のニュートリノは見つかっていない。EeV のエネルギーをもつニュートリノの存在は、超高エネルギー宇宙線の起源を知るために、探索が非常に重要になる。本研究では、TA 実験が観測した空気シャワーデータからのニュートリノ事象探索を目指す。特に、ニュートリノが反応して空気シャワーを作りやすい、大天頂角領域を調べる。今までの TA 実験では、天頂角 55 度以下のみを標準解析に使用していたが、観測データの解析に先立って、本研究では、モンテカルロ擬似データセットを使い、大天頂角領域に対して再構成手法を見直した。また、新しい再構成手法を使い、TA SD でのニュートリノ **exposure** を赤緯別に求めた。これによって、各候補天体からのニュートリノについて、TA SD での検出期待値を求めることができる。

第 2 章では、宇宙線と宇宙線が作る空気シャワーについて説明する。第 3 章では、最新の高エネルギーニュートリノ観測について述べた後、本研究の狙いをまとめる。第 4 章では、TA 実験について説明する。特に、本研究で使用する、TA 実験における空気シャワーと検出器応答のモンテカルロ計算について詳述する。また、TA SD の現状の再構成手法について説明する。第 5 章では、現状の再構成手法を大天頂角探索で使用する際の問題点の検証し、改善する。TA 実験では初めて、大天頂角探索のための新再構成手法を提案する。第 6 章では、新しい再構成手法を用いて、TA SD での天体ニュートリノ事象数検出期待値を求める。第 7 章では、第 5 章で発見し、解決できなかったコア位置のずれについて考察し、第 8 章でまとめと展望を示す。また、Appendix に陽子とニュートリノそれぞれについて、大天頂角空気シャワーの特徴をまとめる。

Chapter 2

宇宙線

2.1 宇宙線研究の歴史

宇宙線とは、宇宙からやってくる放射線の総称である。大気に突入する前の1次宇宙線に対し、1次宇宙線が地球の大気に突入して、大気との反応で多重粒子生成が起きて、大気中で生成された粒子を2次宇宙線と呼ぶ。1次宇宙線のエネルギーが高い場合、2次宇宙線が多重粒子生成反応を繰り返し、大気中に大量の粒子群が進行して地上に降り注ぐ。これを空気シャワーと呼ぶ。

宇宙線観測の歴史について以下で述べる [4]。宇宙線の発見は、充電しておいた電気計が十分よく絶縁してあるにも関わらず少しずつ電気を失うことが最初の手がかりだった。電気計の周りの空気が何らかの理由で電離してそのイオンによって放電すると思われたが、電気計を厚い物質で囲むと放電が減少した。これによって、電離の原因は電気計外からくるものであるという仮説が生まれた。この仮説を検証するため、1911年から1912年にかけて、V.Hessらは、高度4000mまで気球を飛ばして高空での電離を調べた。すると、高空に行くほど電離が増加し、放射線強度が強くなることがわかった。この実験によって、大気の上から放射線がやってくることを示された。また、大気の上からくる放射線は極めて高い透過率を持っていることがわかった。これが宇宙線の発見である。また、電気計を囲む物質を厚くしていくと厚み10cmくらいまでは急激に電離が減少し、そのあとは減りがゆっくりになることから、宇宙線には2つの成分があることがわかった。比較的物質に吸収されやすい軟成分と、比較的物質に吸収されにくい硬成分である。軟成分の例は電子、光子、低エネルギーのハドロンであり、硬成分の例は高エネルギーのハドロン、ミューオンである。地上の観測では、このような成分が複雑に混ざり合った2次宇宙線を観測している。

1929年、クレイ (J.Clay) は、オランダ、ジャワ島間の船上で放射線強度の測定を行った。この結果、放射線強度は緯度によって変動することがわかった。これは地球磁場の影響を受けていることになるため、地球に降ってくる放射線が電荷を持った粒子であることがわかった。ここで、地球の磁力線に対して、正の電荷を持った粒子は西から多く到来し、負の電荷を持った粒子は東から多く到来することが予想された。そして1930年、Bruno Benedetto Rossi (B.Rossi) と Thomas H. Johnson (T.Johnson) はそれぞれ独立にこれを調査した。結果、西からくる粒子の方が多かったため、入射粒子が正の電荷を持っていることがわかった。これが、今我々が観測している宇宙線が主に陽子であることの最初の示唆である。宇宙線という言葉自体は、それが定義された時期は明確に記載されていないが、1925年の Robert A. Millikan (R.A.Millikan) の論文に"cosmic ray"という言葉が使用されている [5]。そして今日まで、宇宙線という呼び方が定着していった。

2.2 宇宙線エネルギースペクトル

宇宙線という存在が明らかになると、その素性が研究されるようになった。1941年、Marcel Schein (M.Schein) らは、気球を飛ばして1次宇宙線の成分を調べた。その結果、1930年にB.Rossi らが行った東西効果の実験で予測された通り、正の電荷を持つ陽子が主な成分であることがわかった。それに続いて、1948年にPhyllis S. Freier (P.Freier) らによって、宇宙線は陽子以外にもヘリウムや鉄などの多くの原子核を含んでいることがわかった。このような多くの成分を含む宇宙線の全粒子スペクトルが図2.1である。

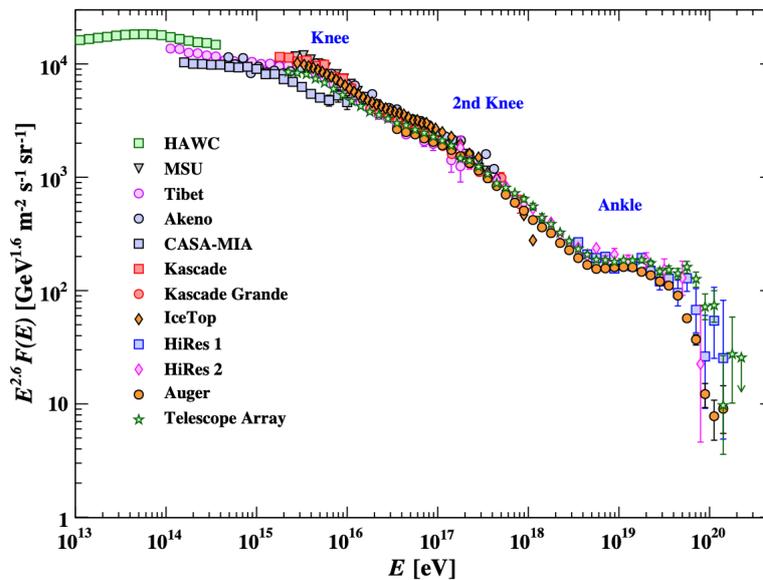


FIGURE 2.1. 宇宙線エネルギースペクトル [6]

1965年から2000年頃にかけて、各原子核のスペクトルが人工衛星による測定によって示された。各原子核のスペクトルを合わせると、図2.1の通り、宇宙線の全粒子スペクトルは $E^{-2.6}$ の冪関数で記述できる。また、 10^{15} eV以上のエネルギーがより高い領域は、空気シャワー実験で測定される。これは、エネルギーが高いと到来頻度が下がり、小さな人工衛星では測定が難しくなるためである。空気シャワー実験はその広大な面積により、超高エネルギー宇宙線の測定を可能にする。 $10^{15} \sim 10^{16}$ eVの間に見られるスペクトルの折れ曲がりには"Knee"と呼ばれる領域で、これを境にスペクトルの傾きは急になる。また、より高エネルギー側をみると、 10^{17} eVのあたりにも折れ曲がりがあることがわかる。この折れ曲がりには"second knee"と呼ばれており、これを境にまた少しスペクトルの傾きが急になっている。さらに高エネルギー側をみると、 $10^{18.5}$ eV付近に3つ目の折れ曲がりがあるが、これを境にスペクトルの傾きは緩やかになり、冪は再び-2.6程度になる。この折れ曲がりのことを"ankle"とよぶ。 $10^{19.5}$ eV付近ではまたエネルギースペクトルの傾きが急になっている。Kneeの折れ曲がりの原因は、衝撃波で可能とされる陽子の加速限界によると考えられている。これに対して、second kneeは、鉄の加速限界によると考えられている。重い原子核ほど陽子数が多いので、加速限界エネルギーが高くなる。Kneeとsecond kneeの構造を作る原因は、今も議論が続いている。 $10^{18.5}$ eV付近でankleができる理由は、宇宙線が陽子であるとした場合、陽子と光子の反応によって電子陽電

子が生成される、

$$p + \gamma \rightarrow e^+ + e^- + p \quad (2.1)$$

によるものとされている。式(2.1)は、陽子の静止系での $E_\gamma > 2m_e c^2$ の時に起きる。宇宙マイクロは背景放射(CMB)は2.7Kの黒体放射のスペクトルを持つ。ここで、[7]より、 $1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-19}\text{J}$ で、 $1\text{K} = 1.38 \times 10^{-23}\text{J}$ であるので、2.7Kをエネルギーに変換すると、 $2.33 \times 10^{-4}\text{eV}$ である。したがって、エネルギー E_p の陽子の静止系で宇宙マイクロ波背景放射(CMB)光子のエネルギー E_γ は

$$E_\gamma = 2.33 \times 10^{-4}\text{eV} \times \frac{2E_p}{9.4 \times 10^8\text{eV}} \quad (2.2)$$

で計算できる。電子の静止質量エネルギー $m_e c^2$ が511keVなので、反応式から、 E_p の最小値は

$$2.33 \times 10^{-4}\text{eV} \times \frac{2E_{p,\min}}{9.4 \times 10^8\text{eV}} = 511 \times 10^3\text{eV} \times 2 \quad (2.3)$$

$$E_{p,\min} \sim 2.1 \times 10^{18}\text{eV} \quad (2.4)$$

である。この効果が出始めるのは ankle 付近であることがわかる。電子陽電子対生成によって、陽子がエネルギーを失い、ankle 構造を作る。このような原因による ankle 構造の説明を、特に、dip モデルと呼ぶ[8]。粒子種が陽子のみではなく、さまざまな原子核が存在する場合には、ankleの起源は、銀河系内起源、銀河系外起源の移り変わりであると考えられている。 $10^{19.5}\text{eV}$ 付近の急激なスペクトルの変化は、GZK カットオフの影響であると考えられている。以下では $10^{19.5}\text{eV}$ 以上の超高エネルギー領域について詳しく考える。

2.3 超高エネルギー宇宙線

2.3.1 GZK カットオフ

GZK カットオフとは、これを提唱した、K.Greisen[9]、G.Zatsepin、V.Kuzmin[10]の頭文字をとって名付けられた現象である。彼らは、 10^{20}eV 以上の超高エネルギー宇宙線が宇宙空間を通過してくる間に、CMB 光子との相互作用によってエネルギーを失い、約100Mpc以遠からは地球に到達できないとした。このエネルギー領域では陽子と光子の衝突によってパイオンが生成される。CMB 光子のエネルギー $2.3 \times 10^{-4}\text{eV}$ とし、衝突する宇宙線である陽子のエネルギーを E_p とする。GZK 機構で起きる反応は以下の通りである。

$$p + \gamma \rightarrow p + \pi^0 \quad (2.5)$$

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \quad (2.6)$$

式(2.5)は $E_\gamma > m_{\pi^0} c^2$ の時に起きる。また、式(2.6)で生成されたパイオンから、ニュートリノが生成される。このニュートリノのことを、Cosmogenic ニュートリノと呼ぶ。

式(2.5)の反応を考える。エネルギー E_p の陽子の静止系で宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 光子のエネルギー E_γ は、式(2.2)である。 π^0 の静止質量エネルギーが 135MeV であることを考えると、反応式から、 E_p の最小値は

$$2.33 \times 10^{-4} \text{eV} \times \frac{2E_p}{9.4 \times 10^8 \text{eV}} = 135 \times 10^6 \text{eV} \quad (2.7)$$

$$E_{pmin} \sim 2.7 \times 10^{20} \text{eV} \quad (2.8)$$

と計算できる。式(2.5)が、超高エネルギー領域で起きることがわかる。超高エネルギー領域の陽子の伝播に影響を与える主要な過程は、パイオンまたは電子・陽電子対を生成する CMB との相互作用である。超高エネルギー陽子が宇宙を伝播する際のエネルギー損失長を図 2.2 に示す。

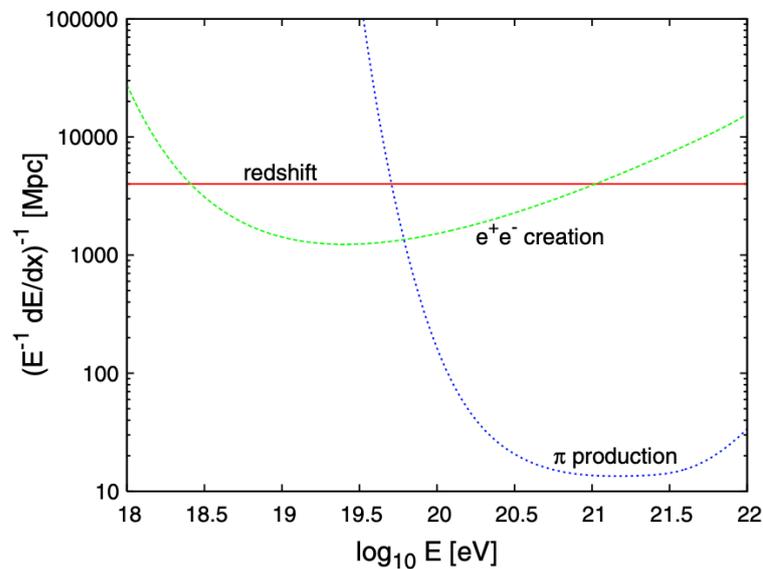


FIGURE 2.2. 超高エネルギー陽子が宇宙を伝播する際のエネルギー損失長 [11]

陽子のエネルギー $10^{18.5}\text{eV}$ 付近で e^+, e^- 対生成が始まる。そして、 $10^{19.5}\text{eV}$ 以上で π 生成の影響が出始め、フラックスの急激な減少が予想される。図 2.2 によると、式(2.7)で求めたパイオン生成が起きるエネルギー以下でも式(2.5)が起きるのは、先に述べたように、CMB が 2.7K 黒体放射のスペクトルを持つからである。また、式(2.7)は、原子核の場合、光核破砕 (photo disintegration) と呼ばれる反応に相当する。この場合、CMB 光子とぶつかることで原子核が分裂し、その分エネルギーが分割され、スペクトルにカットオフが起きる。この反応が顕著になるのも、式(2.7)で求めたパイオン生成と同じエネルギー領域である。これらの反応は $10^{19.5}\text{eV}$ 以上のエネルギー領域では到来数が急激に減ることを説明することができる。超高エネルギー領域の宇宙線エネルギースペクトルを図 2.3 に示す。

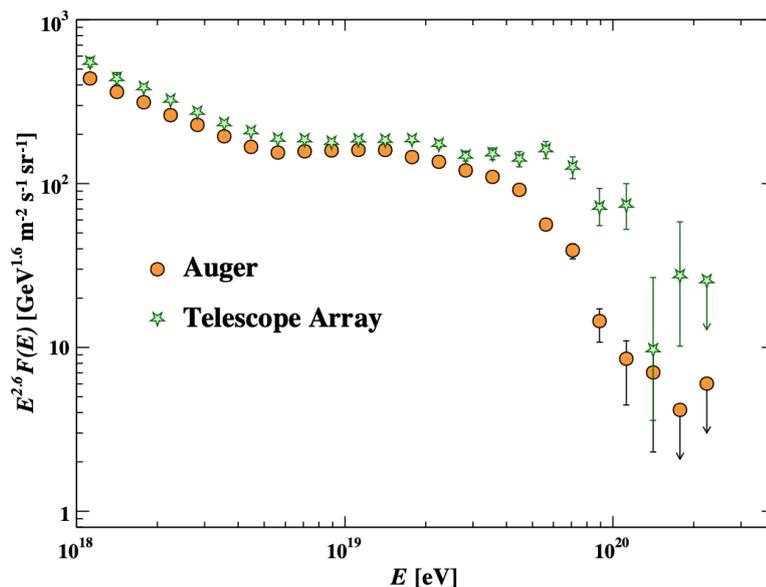


FIGURE 2.3. 超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [6]

宇宙線到来数は、 10^{20} eV以上で 100km^2 に1年に1個と、広大な検出面積が必要になる。

2.3.2 超高エネルギー宇宙線エネルギースペクトルの観測

ankle以上エネルギーを持つ超高エネルギー宇宙線について、上記で述べた通り、GZKカットオフによって約 100Mpc 以上からは地球に到達できないとされていたが、日本の山梨県北杜市明野町に設置して観測を行ったAGASA実験は、1990年から1997年までの観測で、 10^{20} eV以上の宇宙線を6事象観測している[12]。(10年観測による 10^{20} eV以上の宇宙線10個以上の報告については、[13]を参照。)この議論から、地球近傍に起源天体がある可能性が考えられたが、既知の近傍高エネルギー天体との明確な相関は見られなかった。

2005年に、米国ユタ大学によるHiRes実験が、GZKカットオフの予言と矛盾しないとする観測結果を示した。AGASA実験が10年で10個以上の超高エネルギー宇宙線を観測しているのに対して、この領域でのエネルギースペクトルについて全く違う結果が得られたことになる。この原因として2つのことが考えられた。まず、観測装置の違いである。HiRes実験が地球大気と宇宙線の相互作用による発光現象を観測しているのに対して、AGASA実験は総粒子数を地表検出器で測定するという方法をとっていた。前者ではシャワーの軌跡全てを追うことができるので、全吸収型カロリメータとして高い精度でエネルギーを測定できるのに対し、後者の方法で取得できる情報は、地表での到来粒子についての情報のみから解析するため、エネルギー決定が難しい。2つ目に空気シャワーのモデルによる影響である。その後、GZKカットオフの存在を検証するために、2004年からPierre Auger実験が南天を、2008年からTelescope Array実験が北天を、それぞれ 10^{20} eV以上の領域にも感度を持ち、観測結果を蓄積し始めた。その結果、どちらもGZKカットオフが存在するとして矛盾ないエネルギースペクトルを得た(図2.3)。TA実験もAuger実験も、地表検出器と大気蛍光望遠鏡を用いたハイブリッド解析だが、どちらの実験も大気蛍光望

遠鏡で求めたエネルギーよりも地表検出器で求めたエネルギーの方が大きいことがわかった。

このようなエネルギーが非常に高い宇宙線を観測する手段として有用なのが、TA 実験のような地表検出器による空気シャワー観測である。先に述べたとおり、非常に高いエネルギーを持つ宇宙線は地球への到来頻度がとても低い。そこで、地上に大きな検出器を設置し、有効面積を増やすことで観測を試みる。このとき宇宙線は空気シャワーとして観測される。空気シャワーについて 2.6 節で説明する。

2.4 超高エネルギー宇宙線の起源天体

宇宙線の起源は特定されていないが、候補天体は議論されている。 10^{15} eV までの宇宙線は、銀河系内の超新星残骸で加速されていると考えられている。しかし、超高エネルギー宇宙線のエネルギー領域まで加速するためには、ある領域に長時間閉じ込めておく必要がある。そのためには、大きい領域に強い磁場を兼ね備えた天体が必要になる。図 2.4 は、天体の大きさと磁場の強さをプロットしたもので、Hillas plot と呼ばれる [14]。

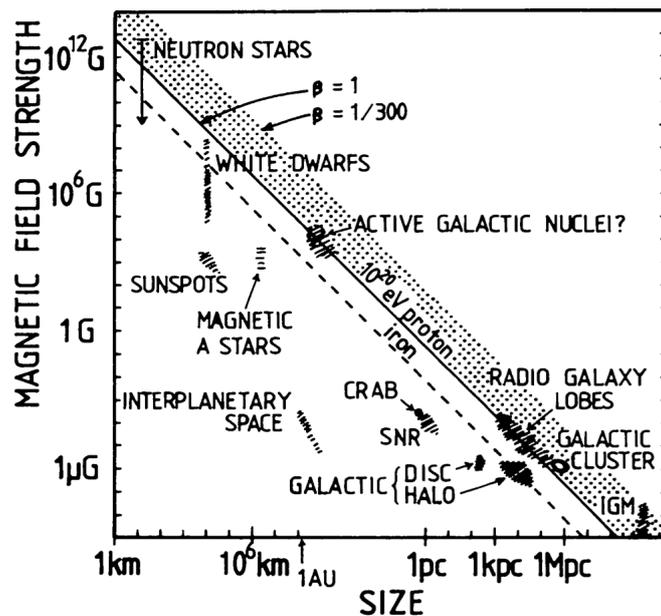


FIGURE 2.4. Hillas Plot [14]. 粒子加速の可能性がある場所の大きさと磁場の強さ。対角線より下の物体は、陽子を 10^{20} eV まで加速することができない。

陽子を考えたとき、実線より上側にある天体で 10^{20} eV まで加速できる可能性がある。このように、低エネルギーの宇宙線を閉じ込めて超高エネルギーまで加速するモデルを、「ボトムアップ」モデルという。これに対して、未知の粒子や、暗黒物質が崩壊して超高エネルギー宇宙線ができるとしたモデルを「トップダウン」モデルという。

宇宙線起源候補の天体には、安定して宇宙線を放出し続けている定常的起源と、突発的に宇宙線を放出する天体がある。以下では、定常的起源と突発的起源それぞれについて、起源天体候補の例を、[15] をもとに紹介する。

2.4.1 定常的な宇宙線起源天体候補

中性子星

原子から構成される通常の恒星と異なり、中性子を主成分とする天体。約8太陽質量の思い恒星が進化の最終段階で起こす超新星爆発の残骸として中心にできる高密度星と考えられている。恒星が中心部の核融合から生じる圧力で支えられているのに対し、中性子星は核力で支えられており、1.4太陽質量程度の質量で12km程度の半径を持つ。恒星から中性子星になる過程で半径が非常に小さくなるため、自転速度が速くなり、非常に強い磁場を作る。

スターバースト銀河 (Star Burst Galaxy, SBGs)

大量の大質量星が短期間に生成される現象(スターバースト)が起きてくる銀河。銀河内部から外部に向けてガスが大規模に噴き出す現象(銀河風)を伴っているスターバースト銀河も多い。近傍ではM82が有名である。

活動銀河核 (Active Galaxy Neuclei, AGNs)

中心に超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole) を持ち、銀河全体を凌駕するような強い電磁波を放出している銀河中心部のこと。活動銀河核から放出される電磁波は、電波からX線、ガンマ線と、非常に広い波長域に及ぶ。天体に周囲から降着するガスの一部が細く絞られて1方向、または双方向に噴出するジェットを伴っているものもある。

2.4.2 突発的な宇宙線起源天体候補

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB)

秒程度にわたってガンマ線がバースト的に放出される現象。その後数日間にわたり、残光が観測されることもある。ガンマ線バーストの継続時間は長いものと短いものに分けられるため、継続時間2秒を境に、ロングガンマ線バースト、ショートガンマ線バーストと呼ぶことがある。X線の残光の観測から、ガンマ線バーストが銀河系外の現象であることが判明し、宇宙最大のエネルギーが解放される現象であることが判明した。ロングガンマ線バーストは、通常の大質量星爆発とは異なり、爆発の前に水素やヘリウムの外層を吹き飛ばした恒星が起こしたものと考えられる。

一方ショートガンマ線バーストは、中性子星と中性子星の連星が合体して生じた重力波がLIGOとVIRGOによって検出されて、新星の約1,000倍の明るさに達する爆発現象(キロノバ)が出現した時に発生したことが確認されたので、このような現象に伴うものと考えられている。

高速電波バースト (Fast Radio Burst, FRB)

電波(100MHzから8GHz)で観測される、継続時間が数ミリ秒ないしそれ以下の強力な電磁波パルス。高速電波バーストのパルスは、発生源から地球に届くまでの間にある銀河間物質雨や星間物質中の電離ガスの影響で、周波数が低いほど遅れて到着する。その量は分散量度(dispersion measure)として測定さ

れる。したがって、高速電波バーストの分散量度は、発生源の距離を測定する手段である。これまでに見つかった高速電波バーストは、ほとんどが銀河系外から来たものと考えられている。

2020年に銀河系で起こったマグネターのバーストから高速電波バーストが検出され、発生源のひとつはマグネターであることが確定した。銀河系外の高速度電波バーストの正体はまだわかっていない。

最高エネルギーまで宇宙線を加速するには、ある時間、ある領域に閉じ込めておく必要があり、そのためには、大きさと磁場が重要である [14]。しかし、私たちの銀河系内にそのような加速のできるような磁場を持った天体は確認されていない。

2.5 到来方向観測による宇宙線の起源探索

宇宙線の起源について、荷電粒子を使って考える方法と、中性粒子を使った方法がある。前者は発生源から地球に到来するまでの星間空間の磁場によって曲げられてしまい、地上観測での粒子の到来方向がそのまま起源天体の方向であることは考えにくい。例えば、 10^{15} eV (1PeV) の陽子の場合、 $1\mu\text{G}$ でのラーマ半径が 1pc ほどである。ここで、銀河系の半径はおよそ 10kpc ほどのため、銀河内でその進路を曲げられ、地球に到来する頃には起源の方向情報を失っている。しかし、エネルギーが 10^{18} eV (1EeV) の場合、このラーマ半径が 10kpc ほどになる。エネルギーの高い荷電粒子を考える場合には磁場の効果は低く、反対にエネルギーの低い荷電粒子を考える場合には、その粒子が通ってきた空間の磁場について考慮する必要がある [16]。

上記で述べたとおり、エネルギーが低い宇宙線は、銀河磁場によってぐるぐるに曲げられて、その起源の情報を失うため、そのまま起源天体の探索に用いることはできない。しかし、高エネルギー領域では、ラーマ半径が大きくなるので銀河磁場の影響を受けにくくなり、起源天体の情報を含んだ異方性をみることができる。図 2.5 は、TA 実験が 2008 年 5 月 11 日から 2019 年 5 月 11 日の 11 年間に観測したエネルギー 57EeV 以上のイベント 168 個についての到来方向分布を示す。カラーバーは、バックグラウンド期待値からの過剰分を有意度に直したものである。プラス側がバックグラウンドに比べて観測数過剰、マイナス側が観測数不足を表す。白い点線より上が TA 実験の視野である。

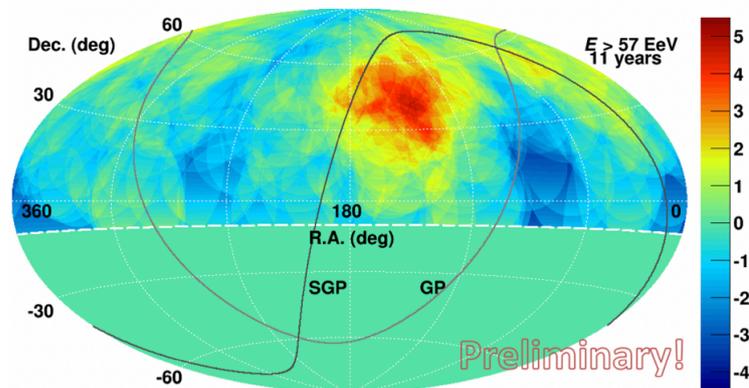


FIGURE 2.5. TA 実験で観測されている宇宙線異方性 [17]

赤経 144.3 度、赤緯 40.3 度の方向に宇宙線過剰の領域であるホットスポットを観測している。これは 5.1σ で有意である。また、TA の視野内で 5.1σ のホットスポットが観測される事後有意度は 2.9σ である。TA 実験のカバーしている範囲は図の白い点線以北で、南天に関しては、Pierre Auger 実験が宇宙線過剰を報告している [1]。TA 実験などで用いられる地表検出器では、このような宇宙線を、空気シャワーを用いて観測している。空気シャワーについて 2.6 節で述べる。

図 2.5 と、Auger の観測 [1] より、EeV 領域の宇宙線は Super Galactic Plane (SGP) から多く到来している傾向があるため、近くの銀河が起源天体であることがわかってきた。図 2.4 の Hillas plot と合わせて、超高エネルギー宇宙線は銀河系外に起源を持つと考えられている。しかし、ホットスポットが広がりを持っており、その背後に明らかな候補天体がないため、起源天体の特定に至っていない。そこで中性粒子を用いた探索が有用である。中性粒子は、エネルギーに関わらず磁場の影響を受けないため、地上観測での粒子到来方向がそのまま起源天体の方向となる。この点で、中性粒子を使った宇宙線起源天体探索は非常に有用である。中性粒子の場合、寿命 15 分の間にすすむ距離は相対論的な伸びを考慮し、中性粒子がほぼ光速で進んでいると仮定すると、 10^{18}eV の中性粒子でおおよそ 9kpc ほどである。したがって、銀河系内で生まれた中性粒子しか地球に到達できない。

ガンマ線の場合、伝播中に CMB 光子、もしくは宇宙空間にある光子と反応を起こし、エネルギーを失う。図 2.6 は、縦軸に相互作用長、横軸にエネルギーを示し、反応までに飛べる距離を表す。ガンマ線と CMB 光子が反応して電子陽電子対を生成する反応、Extragalactic Background Light (EBL) の光子と反応して電子陽電子対を作る反応について、それぞれ相互作用長が示されている。

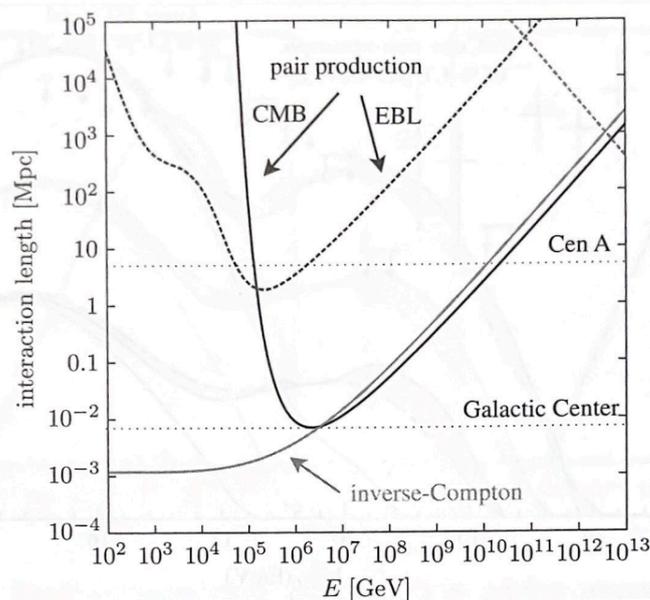


FIGURE 2.6. 伝播中に光子が起こす反応 [18]

ガンマ線のエネルギーが 10^{20}eV であっても、10Mpc ほどしか伝播できないことがわかる。また、 10^{15}eV 付近を見ると、10kpc ほどしか光子のまま飛べないことがわかる。したがって、ガンマ線は、 10^{15}eV では銀河系内から、 10^{18}eV では近傍銀河からしか地球に到来できない。

ニュートリノの場合、その相互作用断面積の小ささから、銀河系外遠方からの到来も可能である。一方で、空気シャワーとして観測するには課題があるので、2.6節で詳しく説明する。

2.6 空気シャワー

1次宇宙線が地球大気に入射すると、大気中の窒素や酸素などの原子核と反応を起こす。それが連鎖的に繰り返され、空気シャワーと呼ばれる現象として観測される。空気シャワーの模式図を図2.7に示す。

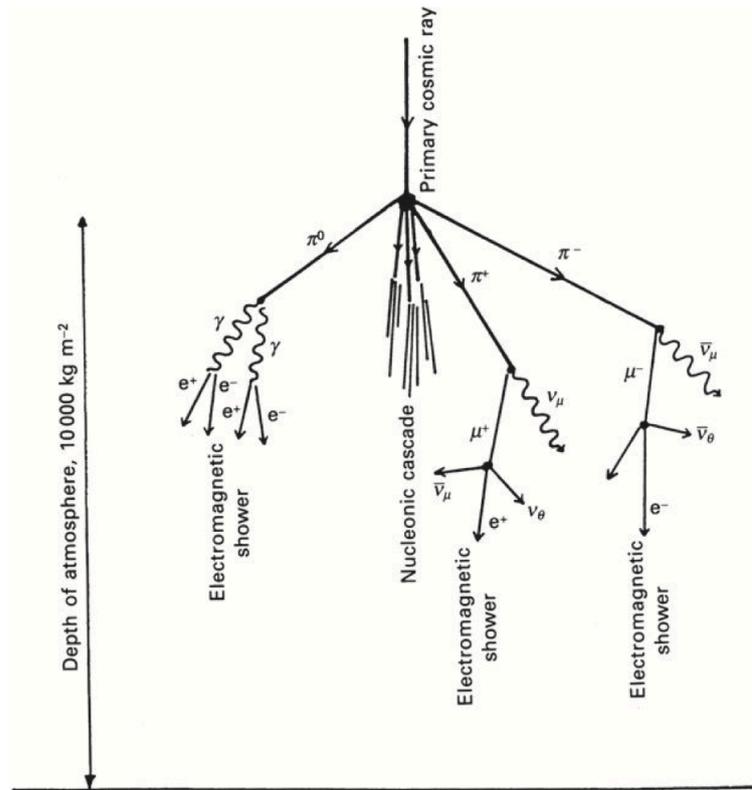


FIGURE 2.7. 空気シャワーの模式図 [19]

1次宇宙線が陽子または原子核の場合、その反応断面積の大きさから、大気に入射すると確実にシャワーになる。陽子と大気との反応断面積は $0.5 \times 10^{-24} \text{cm}^2$ であるが [6]、この時、通過する大気厚さを 1000g/cm^2 とすると、反応確率は以下のように計算できる。

$$1 - \exp \left\{ -0.5 \times 10^{-24} \text{cm}^2 \times \frac{1000 \text{g/cm}^2}{28.8 \text{g/mol}} \times 6 \times 10^{23} / \text{mol} \right\} \sim 1.0$$

よって、この条件下では、陽子は確実に大気と反応することになる。空気シャワーには、1次宇宙線が大気と反応して最初に起こすハドロンシャワーと、その中に部分的に含まれる電磁シャワーがある。電磁シャワーの相互作用長が1気圧で $300 \text{m} (36 \text{g/cm}^2)$ ほどなのに対して、ハドロンシャワーの1気圧での相互

作用長は1kmほど ($100\text{g}/\text{cm}^2$) と、3倍ほどの違いがある。詳しくは以下で説明する。

2.6.1 ハドロンシャワー

陽子などのハドロンが大気原子核と反応してパイオンなどを生成して粒子を増殖していくことで起きるのがハドロンシャワーである。1次宇宙線と大気中の原子核が反応してできる2次宇宙線は主にパイオンである。2次宇宙線が π^0 の場合、ガンマ線に崩壊してその後電磁シャワーになる。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (2.9)$$

π^+ 、 π^- の場合は、エネルギーが低い領域ではミューオンとニュートリノに崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.10)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.11)$$

π^+ 、 π^- のエネルギーが高い場合には、崩壊する前に他の原子核と反応し、さらにハドロンシャワーを生成する。 π^+ 、 π^- の崩壊によってできたミューオンはさらに電子やニュートリノに崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.12)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.13)$$

2.6.2 電磁シャワー

ガンマ線が電子、陽電子になり、その電子陽電子がまたガンマ線を放出し、ガンマ線が電子、陽電子になるという反応を繰り返すのが電磁シャワーである。ハドロンシャワーに部分的に含まれるが、1次宇宙線がガンマ線の場合には電磁シャワーのみが起きる。電磁シャワー中で起きる反応は2つある。1つは式(2.14)に示される電子対生成、もう1つが式(2.15)に示される制動放射である。

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.14)$$

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma \quad (2.15)$$

先に記述した通り、電磁シャワーは相互作用長が短い、増殖の多重度が2である。一方ハドロンシャワーは、相互作用長が長い、増殖の多重度が大きく、一度に多くの粒子にエネルギーを分配する。ハドロンシャワーは途中で電磁シャワーを多く生み出し、最終的には電磁シャワー、もしくはミューオンやニュートリノとなって地上に降り注ぐ。

2.6.3 ニュートリノ起源の空気シャワー

ニュートリノは質量が小さい中性粒子で、弱い相互作用しかしないため、物質との反応確率が小さい。ニュートリノが大気との間に起こす反応は、中性カ

レント反応と荷電カレント反応に分けられる。

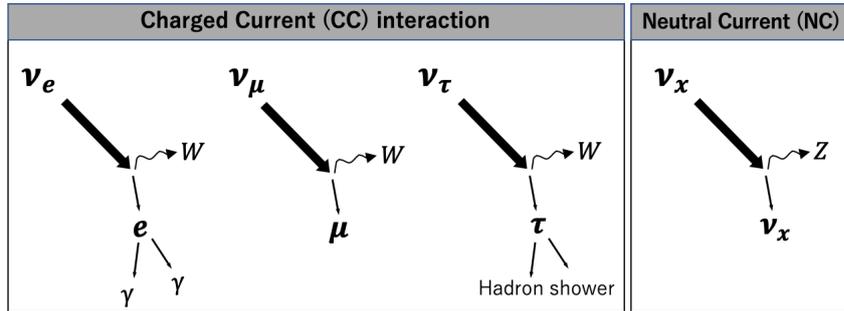


FIGURE 2.8. ニュートリノと大気への反応

中性カレント反応は、ニュートリノと物質中の素粒子が、電荷を持たないZボソンを介して起こす反応を指す。ニュートリノのフレーバーは反応前後で変化しない。中性カレント反応は、反応後にニュートリノがほぼ全てのエネルギーを保持するので、地上で観測できるシャワーにはならない。荷電カレント反応は、ニュートリノと物質中の素粒子が、電荷を持つWボソンを介して起こす反応を指す。このとき、ニュートリノは荷電レプトンになる。荷電カレント反応では、ほとんどのエネルギーを、フレーバーに応じて生じる荷電レプトンに受け渡す。また、電子ニュートリノ ν_e であれば電磁シャワーに、タウニュートリノ ν_τ であればハドロンシャワーになる [6] ため、反応高度によってはシャワーとして観測することができる。ミューニュートリノ ν_μ からはミューオンが生成されるが、ミューオンは、100GeVを超えると電離損失よりも制動放射によるエネルギー損失が支配的になるため、制動放射で高エネルギーの光子を放出する。したがって、その軌道に沿って電磁シャワーを生成する (図 2.9)。

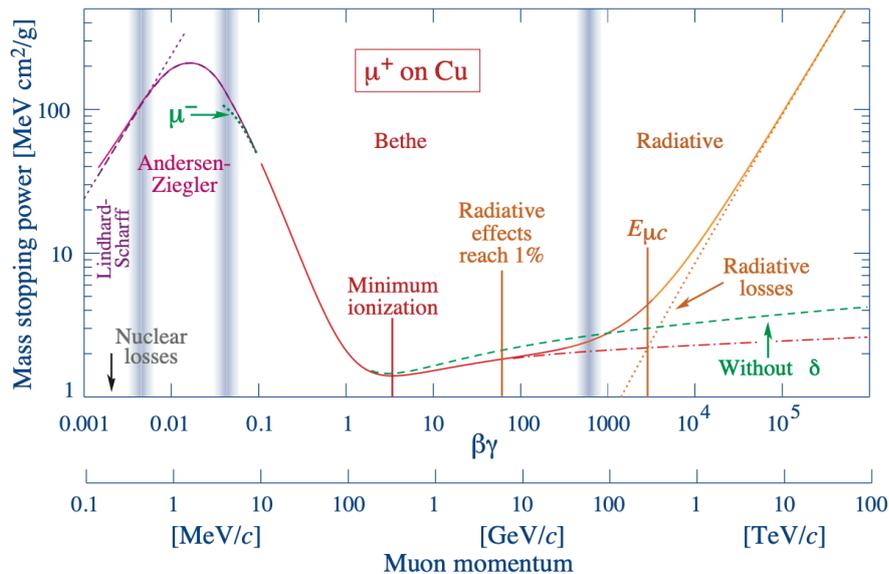


FIGURE 2.9. ミューオンのエネルギー別のエネルギー損失率 [6]。高エネルギーで制動放射 (Radiative) が支配的である。

ここで、 10^{19}eV の 1 次ニュートリノが、 1000g/cm^2 の大気を通過した場合の反応確率を考える。 10^{19}eV のニュートリノと大気分子の平均原子核数に対する相互作用断面積は、中性カレント反応、荷電カレント反応でそれぞれ $6.3 \times 10^{-31}\text{cm}^2$ 、 $2.6 \times 10^{-31}\text{cm}^2$ である [20]。反応確率は

$$1 - \exp \left\{ - (6.3 \times 10^{-31}\text{cm}^2 + 2.6 \times 10^{-31}\text{cm}^2) \times \frac{1000\text{g/cm}^2}{28.8\text{g/mol}} \times 6 \times 10^{23}/\text{mol} \right\} \quad (2.16)$$

$$\sim 1.9 \times 10^{-5}$$

のように計算でき、 1.9×10^{-5} である。よって、 10^{19}eV と高エネルギーのニュートリノでも、 1000g/cm^2 の大気では反応しにくいことがわかる。しかし、大気を通過する際に、より多くの物質中を通過すれば、反応する確率が高まる。

2.7 高エネルギーニュートリノ空気シャワーの観測にむけて

ニュートリノ空気シャワーを観測するためには、より多くの物質中を通過し、反応確率を上げる必要がある。そのため、大天頂角領域は非常に有効である。また、大天頂角領域を探索すれば、バックグラウンドとなるハドロンシャワーは減衰し、観測しにくくなる。その一方で、ニュートリノは、反応高度が良ければ、地表検出器で検出可能な好条件の空気シャワーになりうる。大天頂角では、ハドロンシャワーとニュートリノシャワーの弁別もしやすい。ハドロンシャワーとニュートリノシャワーには、成分の違いやシャワー面の曲率の違いがあるためである。大天頂角の陽子シャワーとニュートリノが作るシャワーの模式図を、図 2.10 に示す。

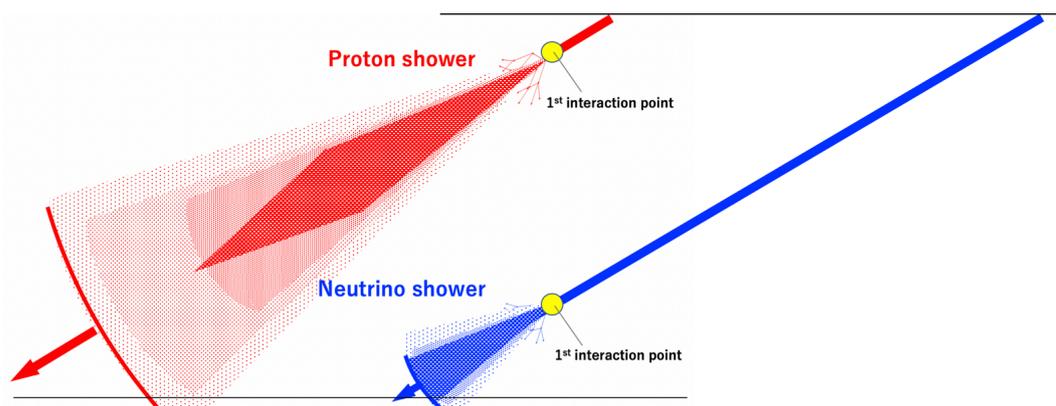


FIGURE 2.10. 大天頂角の、陽子とニュートリノの空気シャワーの模式図。

ハドロンシャワーが大天頂角から到来すると、すでに大気上層で反応しており、地表に到達する粒子の多くがミュオンである可能性が高い。これに対し、ニュートリノシャワーの場合、大天頂角でも、初期相互作用点が地表付近

であるため、電磁成分を多く含みやすい。また、シャワー面については、ハドロンシャワーが平面的なのに対して、ニュートリノシャワーはより曲率半径が小さく、曲がっていると予測できる。これは初期相互作用点の高さの違いによるものである。

これらの特徴を活かした空気シャワー観測による高エネルギーニュートリノ観測の先行研究と、空気シャワーではないが高エネルギー天体ニュートリノを発見した、IceCubeの先行研究を第3章で説明する。

Chapter 3

高エネルギーニュートリノ探索

これまでも、高エネルギー天体ニュートリノの探索は、さまざまな実験で行われている。ニュートリノは大気との相互作用断面積が小さいため、通過してくる大気が多いほど反応してシャワーになりやすい。また、地表に到達するまでの物質が多いと、ハドロンシャワーは発達が進み、大気に吸収されることも多いため、ハドロンシャワーとニュートリノが作るシャワーの弁別もできる。これらのことから、空気シャワー実験では大天頂角の探索は重要である。ここでは、TA 実験、Auger 実験、IceCube 実験のニュートリノ観測をそれぞれ紹介する。

3.1 TA 実験地表検出器ニュートリノ探索先行研究

2020年にTAグループによって発表されたニュートリノ探索の論文[21]を紹介する。この論文では、2008年5月11日から2017年5月10日までの9年間に取得したデータを使用している。TA実験の検出器詳細については、第4章で説明する。モンテカルロシミュレーションを用いて、組成に感度の高いと思われるパラメータを抜き出し、Boosted Decision Treesという機械学習にかける。ここから、陽子とニュートリノを分けるパラメータ ξ を導き、実データに適用することでニュートリノ探索を行ったのが、この先行研究である。

シャワー面の曲率に関するパラメータや、波形情報を学習させた結果、得られるパラメータ ξ について、陽子とニュートリノの天頂角と ξ の分布を表したのが図3.1である。

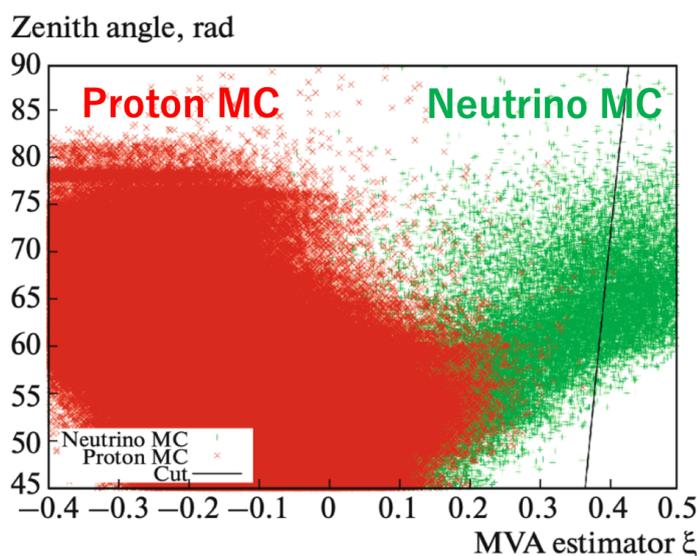


FIGURE 3.1. TA 実験ニュートリノ探索 陽子とニュートリノの天頂角と ξ の分布 [21]。赤い点が陽子のモンテカルロデータ、緑の点がニュートリノのモンテカルロデータを表す。黒の実線が、陽子とニュートリノを弁別するための ξ の最適値である。

赤い点が陽子のモンテカルロデータ、緑の点がニュートリノのモンテカルロデータで、それを分けるようにして引かれている黒の実線が、陽子とニュートリノを弁別するための ξ の最適値である。最適値は天頂角に依存している。また、大天頂角ほど、陽子とニュートリノをよく弁別できることがわかる。この ξ を実データに適用した結果が図 3.2 である。

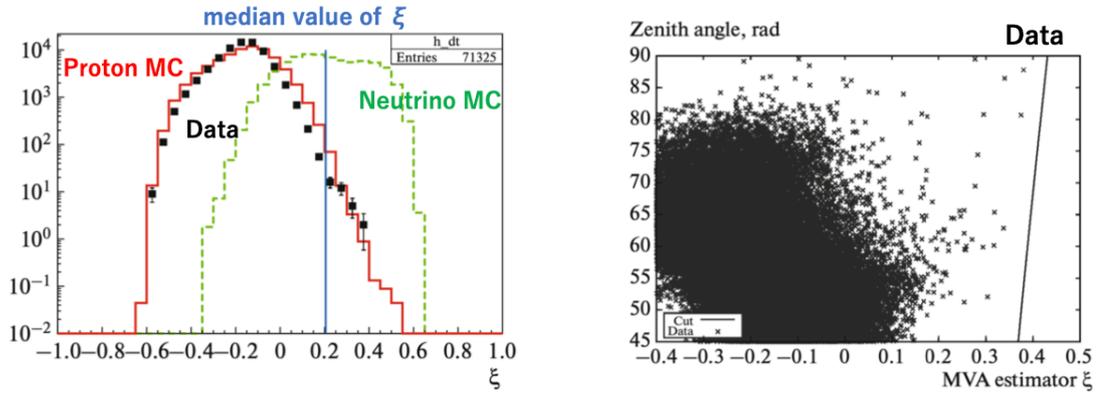


FIGURE 3.2. TA 実験ニュートリノ探索結果。左図の赤いヒストグラムが陽子の MC データを表しており、緑のヒストグラムがニュートリノの MC データを表している。黒い点が実データを示す。右図の直線は陽子とニュートリノの MC データの弁別に最適な ξ の値で、黒いクロスが実データである。

左図では、実データは陽子のモンテカルロデータとよく一致しており、ニュートリノを示唆する結果ではない。右図では、実データの天頂角と ξ の分布を示しているが、 ξ の境界線を超えてニュートリノ候補は見つかっていない。先行研究では、この結果から、ニュートリノのフラックスに対して図 3.3 に示す上限値を求めた。この先行研究で議論されているのは、個々の天体からのニュートリノではなく、全天からのニュートリノについてである。

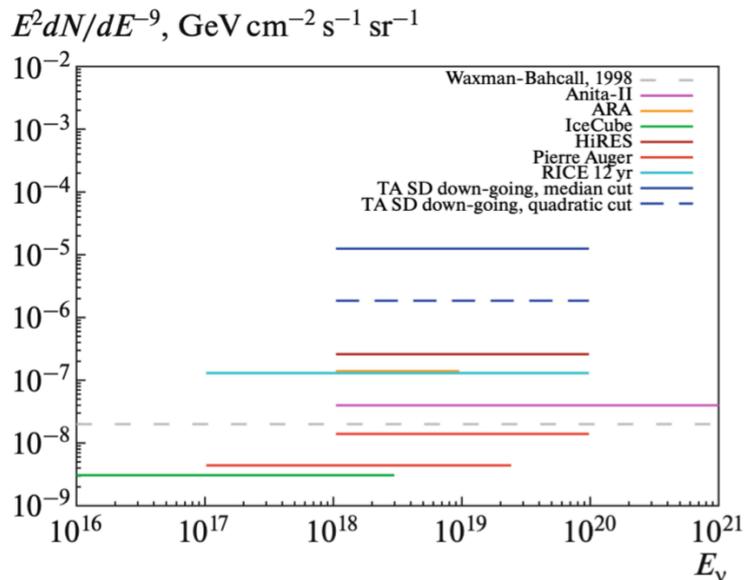


FIGURE 3.3. TA 実験地表検出器ニュートリノ探索先行研究のフラックス上限値

3.2 Auger ニュートリノ観測先行研究

Auger 実験では、南天でニュートリノを探索している。例えば、先行研究 [22] では、Auger 実験の地表検出器の大天頂角イベントのデータを使ってニュートリノが探索された。Auger 実験の地表検出器では水タンクがシンチレータとして使用されている。Auger 実験の水タンクは直径 3.6m、深さが 1.2m、体積が 12m^3 である。個々の水タンクでは、3 台の光電子増倍管 (PMT) で、チェレンコフ光を観測している。全 1660 台の水タンクが 1.5km 間隔で設置されており、全体で 3000km^2 をカバーしている。各検出器でのローカルトリガーは収集した波形の高さ、もしくはチェレンコフ光の継続時間の長さで判定される。波高が高いか継続時間の長い信号を記録する。波高か継続時間のどちらか一方を満たす検出器が 4 台以上ある、もしくは継続時間の長い検出器が 3 台以上ある場合にシャワーとしてグローバルトリガーがかかる。Auger 実験検出器のトリガー条件についての詳細は [23] を参照されたい。

先行研究 [22] の解析では、2004 年 1 月 1 日から 2010 年 3 月 31 日までの 6 年間のデータを使用し、大天頂角領域を探索した。Auger 実験の 6 年間のデータを 2007 年 10 月の前後で 2 つに分割して、一方をトレーニングデータ、一方をサーチサンプルとして使用した。まず、トレーニングデータに含まれる事象はニュートリノではないと仮定し、トレーニングデータとニュートリノの MC データを使ってフィッシャー判別法 [24] を行う。ニュートリノ同定アルゴリズムを開発し、それをサーチサンプルに適用してニュートリノを探索する。

波形や、シャワー面の非対称性についてのパラメータについて、フィッシャー判別法 [24] で、各変数の平均値の差と標準偏差の比を最大にするような値を求め、このフィッシャー判別値を、ヒットした SD 数に応じてそれぞれ求める。それをサーチサンプルに適用した結果、ニュートリノの候補事象は見つからなかった。図 3.4 に、ニュートリノフラックス上限値を示す。この結果も、個々の天体からのニュートリノではなく、全天からのニュートリノについての上限值である。

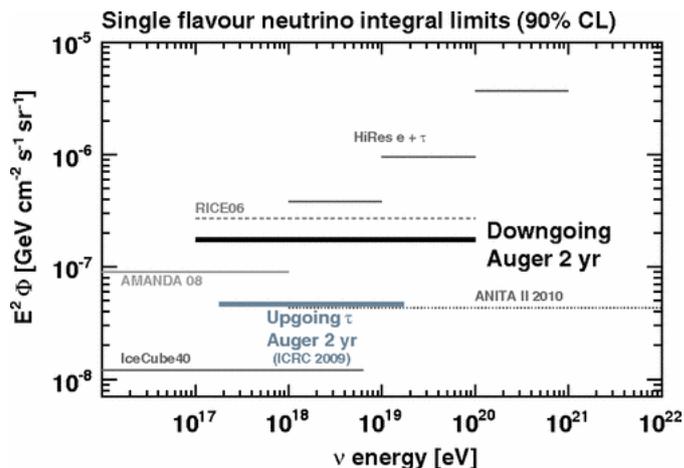


FIGURE 3.4. Auger ニュートリノ探索先行研究のフラックス上限値 [22]

3.3 IceCube ニュートリノ 観測先行研究

IceCube は、南極の氷中約 2500 m の深さに 5160 個の光学モジュールを埋め込んでおり、それぞれに光電子増倍管 (PMT) と、関連するエレクトロニクスが搭載されている。氷柱で起きる反応は、大気中で起きる反応と同様にシャワーを作るので、シャワー中の荷電粒子によるチェレンコフ光を観測している。

先行研究 [3] では、2011 年から 2020 年の間に IceCube ニュートリノ検出器で記録されたデータを用いて天体からのニュートリノを探索した。結果、近傍活動銀河 NGC1068 の方向から 4.2σ の有意性でニュートリノが検出された。2017 年に同じく IceCube によってニュートリノバーストが観測された、ブレーザー TXS0506+056 と同時にフラックスが示された。そのフラックスが図 3.5 である。

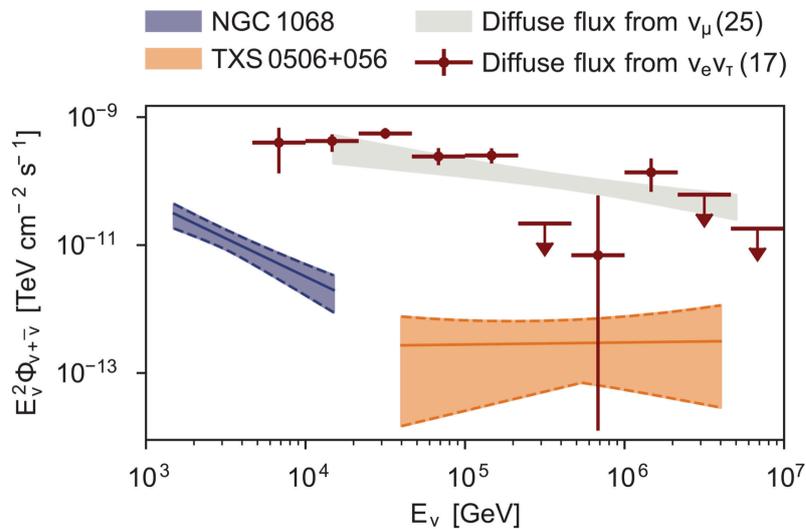


FIGURE 3.5. IceCube が観測したニュートリノフラックス [3]

3.4 本研究のねらい

IceCube の観測 [3] では、TeV~PeV エネルギー領域の天体ニュートリノが観測された。しかし、TA 実験や Auger 実験の先行研究 [21][22] のように、EeV 以上のニュートリノは見つかっていない。また、紹介した先行研究では全天に対する上限値を求めており、EeV 以上の天体ニュートリノについては全く不明である。

本研究では、ニュートリノが大気と相互作用しやすく、陽子シャワーとニュートリノシャワーの弁別がしやすい大天頂角領域に注目した。TA 実験では今まで、標準解析で大天頂角領域は使われておらず、紹介した先行研究 [21] では、大天頂角の再構成手法について研究されずに解析に使用されている。そこで、まず大天頂角領域について、現状の再構成手法を検討する。このとき、各候補天体との相関を見るためには、角度決定精度が重要である。そこで、大天頂角領域の角度決定精度を調べ、精度を上げるための新しい再構成手法を示す。また、新しい手法に基づいて、TA SD でのニュートリノ exposure を求める。

Chapter 4

テレスコープアレイ (TA) 実験概要

2.6節で述べた空気シャワーを観測する方法として、地表検出器 (Surface Detector, SD) や大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) が挙げられる。本研究の対象とする TA 実験でも、SD と FD を用いて空気シャワーを観測している。以下で TA 実験について述べる。

4.1 テレスコープアレイ (TA) 実験について

TA 実験は、西経 113° 、北緯 39° 、アメリカユタ州の砂漠に位置する、北半球最大の宇宙線観測実験である。標高 1430m の高地 ($875\text{g}/\text{cm}^2$ mass overburden) で最高エネルギーの宇宙線を観測している。507 台の地表検出器と、それを囲むように、南東、南西、北に設定されている 3 つのステーションに分けて、36 台の大気蛍光望遠鏡を設置している。TA 実験は、2008 年から観測が開始され、現在まで運用が続いている。対象としている宇宙線のエネルギー範囲は 10^{18}eV 以上で、特に 57EeV 以上では 2019 年までの 11 年間に 168 のイベントを観測している。

図 4.1 は、TA 実験装置が展開するデルタ市郊外の地図である。黒い点が 507 台の SD を表しており、緑の 3 ステーションに FD が設置されている。青い十字が実験サイト中心 (Central Laser Facility, CLF) である。

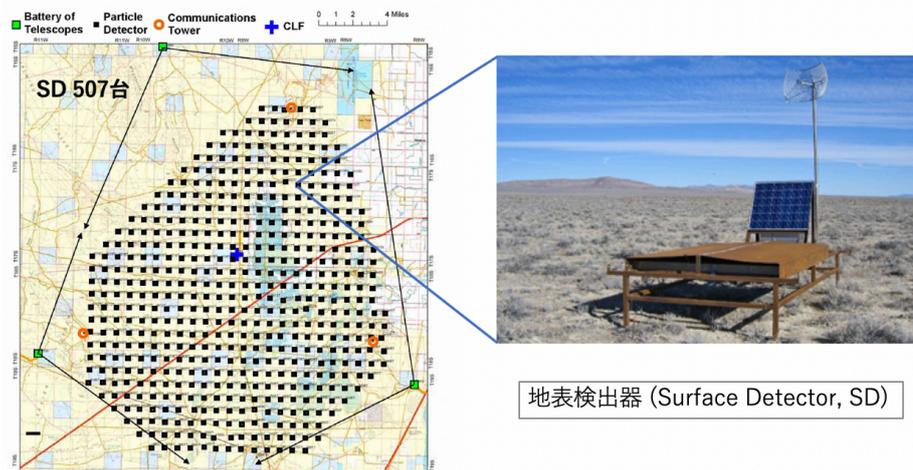


FIGURE 4.1. TA 実験配置。左図が TA 実験装置が展開するデルタ市郊外の地図。黒い四角が地表検出器。それを取り囲むようにしてオレンジ色の点に通信タワーが設置されており、緑の四角が大気蛍光望遠鏡のある場所を示す。右図は地表検出器。

4.1.1 大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD)

空気シャワー中の荷電粒子が大気を進む際に電離損失によって失ったエネルギーが大気分子を励起すると、大気蛍光として光を放出する。TA FDはこの大気

蛍光を観測している。大気蛍光の総光量は一次宇宙線のエネルギーに比例しているため、モデル依存の低いエネルギー測定が可能である。TA FDはSDを取り囲むように3つのステーションに分けて設置しており、南東のサイトを Black Rock Mesa (BRM)、南西のサイトを Long Ridge (LR)、北のサイトを Middle Drum (MD) と呼ぶ。これらのステーションの間隔はおよそ30kmである。BRM、LR、MDそれぞれのステーションで12台、12台、14台のFDが設置されており、BRMとLRステーションでは上下段に6台ずつ配置している。上段のFDが仰角の小さい領域をカバーしており、下段のFDが仰角の大きい領域をカバーしている。観測範囲は全体で仰角方向に3度から33度である。BRMとLRでは、それぞれのFDの集光部が18枚のミラーで構成されており、MDでは4枚のミラーで構成されている。図4.2は、BRMステーションのFDの一部である。



FIGURE 4.2. TA FD: テレスコプアレイ実験大気蛍光望遠鏡の一部。画像はBRMステーションにある上下6台ずつ、12台の望遠鏡のうちの4台を撮影したもの。著者撮影。

FDでは大気蛍光を観測することから、よく晴れた月明かりのない夜間のみでのデータ収集となるため、SDに比べて観測できる時間が限られる。

4.1.2 地表検出器 (Surface Detector, SD)

TA SDはそれぞれが1.2km間隔で設置されており、FDステーションに囲まれる約700km²の領域に507台が稼働している。各SDがそれぞれ南東BRM通信タワー、南西LR通信タワー、北のSK通信タワーのいずれかと通信しており、20nsの時間分解能のFADCを使用して信号を集めている。図4.4は、SDの詳細構造である。各検出器は3m²のシンチレータ2層から構成されている。このシンチレータで出た光を光電子増倍管(PMT)で電気信号に変換し、波形として記録する。この際、まず0.3MIP (Minimum Ionization Particle) 以上の信号を得ると各SDに波形として一時的に記録される (level 0 trigger)。次に信号強度が3MIPを超える場合、その到来位置と到来時間情報は各通信タワーに送信される (level 1 trigger)。最後にこの情報から3台以上が隣接しており、それらが8μsの時間間隔以内で記録されていた場合に、±32μsの0.3MIP以上の波形信

号がシャワーとして記録される (level 2 trigger)。図 4.3 は、level 0 トリガーと level 1 トリガーで記録される波形の例である。

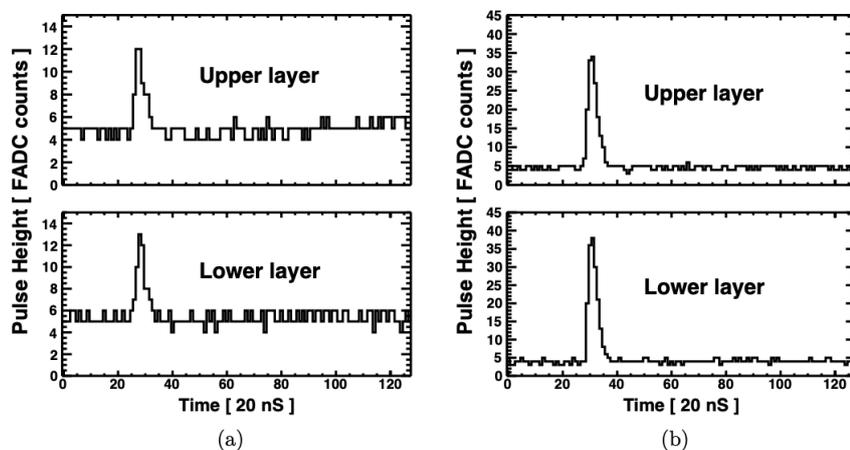


FIGURE 4.3. テレスコプアレイ実験地表検出器の各トリガーで記録される波形の例 [25]。左図が level 0 trigger で記録される波形の例、右図が level 0 trigger で記録され、かつ level 1 trigger でも記録される波形の例。

TA SD は太陽光パネルによって電源を供給しているが、バッテリーを搭載しているため、夜間の観測も可能である。日中も夜間も観測できるため、夜間しか観測できない FD よりも観測時間が長く、より多くのデータを集めることができる。

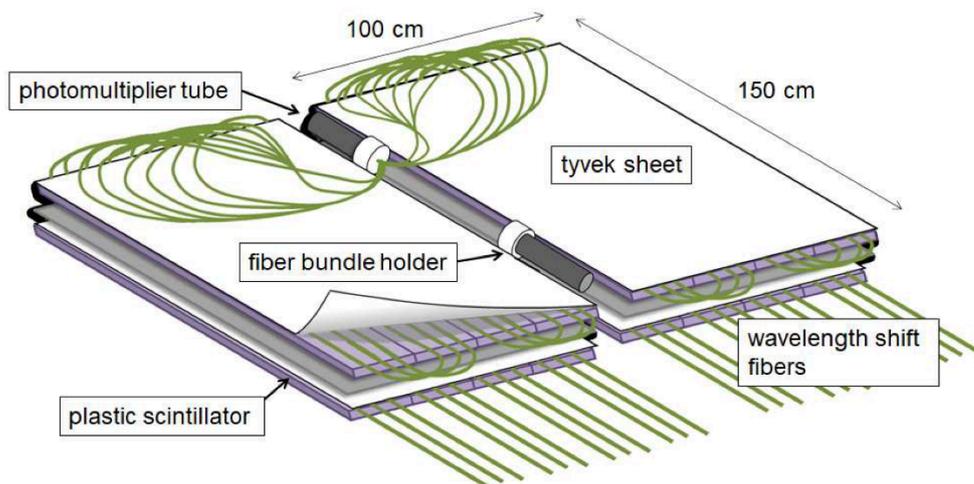


FIGURE 4.4. TA SD:テレスコプアレイ実験地表検出器詳細 [26]

4.2 テレスコプアレイ実験 空気シャワーシミュレーション

TA 実験では、実際に取得したデータから粒子種やエネルギーなどの 1 次宇宙線の情報を調べるために、空気シャワーシミュレーションと検出器応答シミュ

レーションをおこなっている。これによって、あるエネルギー、粒子種の1次宇宙線が、地球大気中で空気シャワーを生成し、シャワー粒子がTA SDに入射してきた時の検出器応答を知ることができる。プロセスは大きく分けて4つである。各プロセスを以下で説明する。

4.2.1 STEP1:CORSIKA を使った空気シャワー生成

Step1では、CORSIKAというシミュレータ [27] を用いて空気シャワーを生成する。この時、1次宇宙線の原子核およびシャワー中の2次粒子と、空気中の物質の相互作用を知る必要がある。TA 実験ではFLUKA[28]とQGSJET II-04[29]を用いており、前者は80GeV以下、後者は80GeV以上の相互作用で用いられる。我々の対象とする1次宇宙線のエネルギーは80GeV以上であるので、シャワー初期はQGSJET II-04を用いて計算されるが、シャワー発達に伴ってエネルギーが低くなるとFLUKAで計算される。

シャワーを作る際、CORSIKAには[粒子種]、[エネルギー]、[到来方向]の3つの情報を与える必要がある。これをもとに、CORSIKAでは、与えられた1次宇宙線が生成する空気シャワーの大気中での発達を計算する。

TA 実験では、CORSIKAのThinningオプションを使って計算を高速化している [27]。Thinningでは、2次粒子生成の各分岐点において、粒子を間引き、間引かれた粒子数を考慮した重みを持つ代表粒子を用いて置き換えることで、追跡する粒子数を減らす。どの粒子が間引かれるかは、粒子のエネルギーに基づく。各分岐点でできる2次粒子それぞれのエネルギー E_j が、その分岐点中の全ての2次粒子について、ある境界エネルギー E_t を下回ったとき、 $P_i = \frac{E_i}{\sum_j E_j}$ の確率で選ばれた1つの粒子のみが生き残り、そのほかの2次粒子は間引かれる。選ばれた1粒子には $w_i = \frac{1}{P_i}$ の重みが付けられる。その分岐点でできた2次粒子のうちいくつかがある境界エネルギー E_t を下回り、いくつかは E_t 以上のエネルギーを保持していた場合、 E_t を下回るエネルギーをもつ2次粒子は、Thinningパラメータ ϵ_{th} としたとき、 $P_i = \frac{E_i}{\epsilon_{th} E_0}$ の確率で生き残り、 E_t 以上のエネルギーをもつ2次粒子は保持される。したがって、あるエネルギーを境にそれよりも低いエネルギーをもつ2次粒子はある確率で保存され、あるエネルギーよりも大きい2次粒子は全て追跡されることになる [25]。ここで減らされた2次宇宙線の数、この後Dethinningという作業によって復元される [30]。図4.5は、ThinningとDethinningの模式図である。左図がSDのシミュレーションにおけるThinningの模式図である。点線は間引かれた粒子、実線は重み付けされて生き残った粒子（太い線は大きな重みに対応）を表す。右図はDethinningの模式図である [30]。

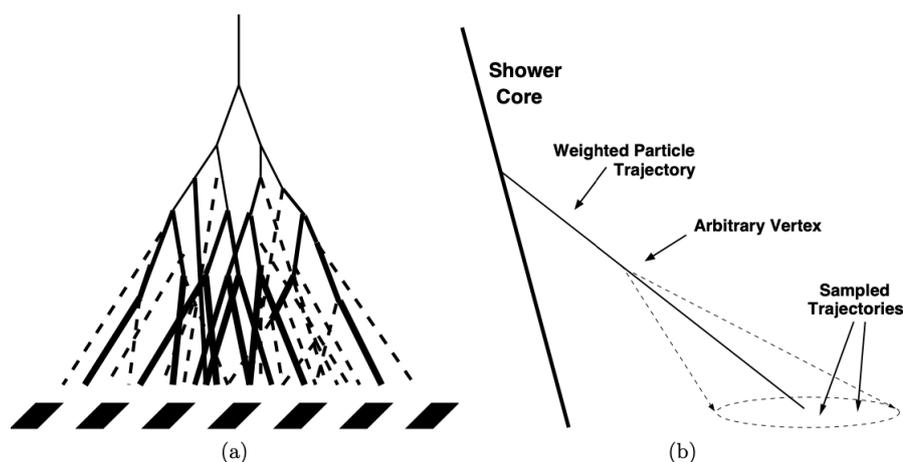


FIGURE 4.5. Thinning/Dethinning 模式図 [25]. 左側が SD のシミュレーションにおける Thinning の模式図。点線は間引かれた粒子、実線は重み付けされて生き残った粒子を表し、太い線は大きな重みに対応している。右図が Dethinning の模式図。

4.2.2 STEP2:GEANT4 を用いた検出器の応答

Step2 では、先に述べたように Dethinning の作業を行い、地上に到達した全ての粒子を復元したのち、それが SD でどのような応答を示すかを計算する。Dethinning では Thinning で重み付けされた粒子の軌跡上の点を選び、その軌跡を中心としたガウス分布に従って重み w の重み付き粒子ごとにスミア処理を行う。図 4.5 の右図にある "Arbitrary Vertex" が、重み付けされた粒子の軌跡上の点である。このときのガウスコーンの開き角については、電磁シャワーで、Thinned 粒子の軌跡に垂直な面におけるシャワー軸からの距離が 1km あたり 3 度、ミューオンやハドロンについては 1km あたり 1 度である。また、エネルギーについても、Dethinning された粒子のエネルギースペクトルをなめらかにするために、重み付けされた粒子を中心とするガウス分布からサンプリングする。図 4.6 は、Thinning のみの場合と、Dethinning ありの場合での、天頂角 45 度の 10^{19} eV の陽子シャワーのシャワー軸からの距離と各 TA SD あたりのエネルギー損失量の比較である。左図が Thinning のみ場合、右図が Dethinning も施した場合である。Thinning のみの場合にはエネルギー損失量の平均値しか再現していないのに対して、Dethinning もした場合には、ばらつきを表す標準偏差も再現できていることがわかる。

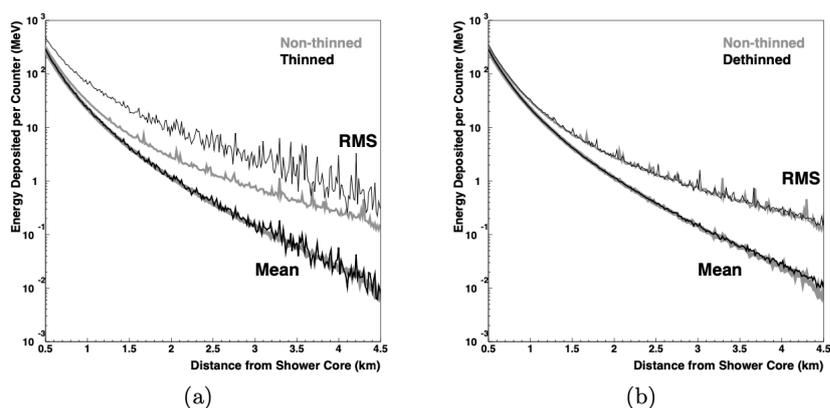


FIGURE 4.6. Thinning 後に Dethinning した場合としなかった場合の、シャワー軸からの距離と各検出器のエネルギー損失量の比較 [25]

Dethinning の作業を終えたシャワーの全ての 2 次宇宙線について、地表にある検出器での応答を知る必要がある。ここで用いるのが GEANT4 である。GEANT4 は、高エネルギー物理実験のために開発されたツールで、物質の種類と形状、配置を指定して粒子を入射させると、物質中での反応をモンテカルロ計算した結果を得られる。TA 実験では、GEANT4 を用いて、事前に TA SD を仮定したときのエネルギー損失確率分布を作成しており、このテーブルを参照して検出器応答を得ている。テーブルは、粒子種、エネルギー、天頂角の関数である。検出器応答テーブルには $\sec\theta$ で 1 から 4.2 (天頂角 θ が 0 度~76.23 度) までの応答情報が入っており、TA SD の計算では $\sec\theta$ が 4.2 から 10 まで (天頂角 θ が 76.23 度~84.26 度) までを外挿、 $\sec\theta$ が 10 以上 (天頂角 θ が 84.26 度以上) は $\sec\theta$ が 10 の値をそのまま用いるように設定されている。図 4.7 に、GEANT4 による TA SD 応答テーブル生成に使用された検出器とビームのセットアップの説明を示す。

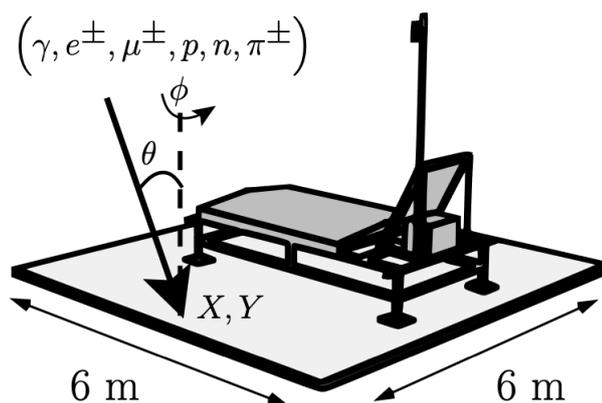


FIGURE 4.7. GEANT4 による TA SD 応答テーブル生成に使用された検出器とビームのセットアップ [25]。X,Y は $6\text{m}\times 6\text{m}$ の正方形内のランダムに選ばれた座標、 θ は粒子の天頂角、 ϕ は方位角である。矢印は、シミュレーションされた粒子の方向を表す。

図 4.7 のように、地表では仮想的な SD を想定している。 $6\text{m}\times 6\text{m}$ の範囲をタイルと呼び最小単位にし、各タイルに実際に TA SD で用いられている $2\text{m}\times 1.5\text{m}$ の検出器が置かれている構造である。このタイルを $16.8\text{ km}\times 16.8\text{ km}$ の範囲

に、2800 台 × 2800 台敷き詰めた配置で、全ての SD で時間ごとのエネルギー損失を計算する。これは、1 つの CORSIKA ファイルを何度も再利用するために、アレイ配置と入射位置、方位角によらない検出器応答を計算しておくためである。

4.2.3 STEP3:TA SD アレイの形を考慮した各検出器での応答

Step3 では参照した仮想配置での検出器応答に対して、TA SD アレイの形を考慮して各検出器での応答を計算する。コア位置と方位角をランダムに振り分け、たくさんのシャワーをシミュレーションする。このとき、各シャワーについて、Step2 で作られた各タイルの検出器応答であるエネルギー損失量の情報から、TA SD の検出器の配置を考慮した応答に変換する。Step2 では、6m × 6m のタイルを 16.8 km × 16.8 km の範囲に敷き詰めており、その各タイルに検出器 1 つを配置した仮想配置を考えていたため、仮想的に 2800 × 2800 個のアレイ配置を考えていた。しかし、実際の TA SD のアレイ配置は 1.2km 間隔で配置されているため、仮想配置よりも疎である。Step2 で計算したエネルギー損失量に対して、実際に SD が存在する位置のエネルギー損失量のみを抜き出している。その際、エネルギー損失量に加えて、PMT の波形、ペDESTAL の値、ペDESTAL の揺らぎ、アクシデンタルミューオンの信号、検出器のゲインなど、個々の SD の動作状況を表す、実データと同様の物理量も同時に生成している。

4.2.4 STEP4:スペクトラムマッチング

Step4 の過程は、Step1、Step2、Step3 で得られたシミュレーション結果を実データと比較する際に必要になる。実際のエネルギースペクトルに合わせて粒子数を調整する操作である。本研究ではシミュレーション結果のみを用いて解析しており、この過程を使用しないため、詳しい説明は省く。

4.3 テレスコープアレイ実験地表検出器 データ再構成手順

TA SD の再構成手順は大きく Geometry Fitting と Lateral Distribution Fitting(LDF) の 2 つのステップに分けられる。Geometry Fitting では、各 SD で得られる到来時間の差から到来方向を決定する。LDF フィッティングでは、シャワーの横方向分布をフィットし、主にエネルギー決定をする。本解析では前者の Geometry Fitting に注力して大角度に対して角度決定精度を検討する。以下に、到来方向決定、エネルギー決定の詳細をそれぞれ記述する [25]。

4.3.1 Geometry fitting

Geometry Fitting の過程では、到来方向決定に参加する SD を選別するために 3 つのセレクションが行われている。Space cluster セレクション、Time cluster セレクション、 $\Delta\chi^2$ のセレクションである。

まず、Space cluster セレクションが施される。これは、波形を検出した SD の情報それぞれが、同じシャワーによるものかを判定するセレクションである。ここで、イベントに属する SD が空間的に連続する最大のクラスターを発見す

る。応答した2台のSDの距離が $\sqrt{2}$ SD間隔単位 ($\sqrt{2} \times 1200\text{m}$) を超えない場合、そのSDは同一クラスターの一部と判断される。こうしてそのシャワーで応答した全てのSDの中から、最大のクラスターに属するSDのみがセレクトされる。次に、時間的に連続しているかというTime clusterセクションが施される。これは、Space clusterのセクションを通過したSDのうち2つを選んで、そのSD間距離を、到来時間の差で割った速さが、光速を越えなければならないという条件である。例えば、鉛直上向から降ってきたシャワーを考えると、2つのSDは同時に応答するので、時間差が一番速い条件になる。それに対して、地面と並行に、つまり天頂角90度でシャワーが入射してきたことを考える。この時、隣接SD間距離1200mをほぼ光速で通過することになるので、これが一番遅い条件になる。したがって、SD間距離を到来時間差で割った"速さ"に相当する値が光速を超えることが条件になる。このふたつの条件、Space cluster selectionとTime cluster selectionを通過したSDのクラスターについて、最終的なジオメトリ決定が行われる前にもうひとつの条件を通過する必要がある。それが $\Delta\chi^2$ によるセクションである。以下にその手順を示す。

$\Delta\chi^2$ によるセクションは、以下のように行われる。まず、全てのヒットSDからSpace cluster selectionとTime cluster selectionを通過したSDについて、ジオメトリフィット関数によるフィットを行い、 χ^2 を計算する。

$$\chi_G^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(t_i - t_i^{FIT})^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{\mathbf{R} - \mathbf{R}_{cog}}{\sigma_{Rcog}^2} \quad (4.1)$$

t_i^{FIT} : フィット関数で予測される*i*番目のカウンターでの到来時間

$$t^{FIT} = T_0 + \frac{l}{c} + \tau$$

l : シャワー伝播軸に沿ったシャワーコアからの距離。

τ : 曲率に起因する到来時間の遅れ。シャワー面は曲率を持つと仮定。

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_\tau^2}$$

σ_e : 電子機器に起因する不確かさ。

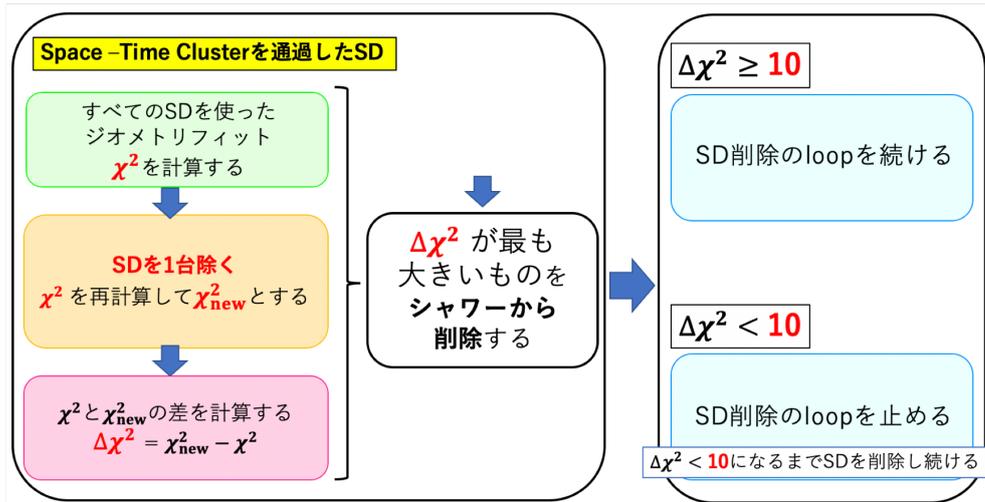
σ_τ : 到来時間の遅れに関する不確かさ。

\mathbf{R} : シャワーコアと呼ばれるシャワー衝突点の位置の2次元ベクトル。

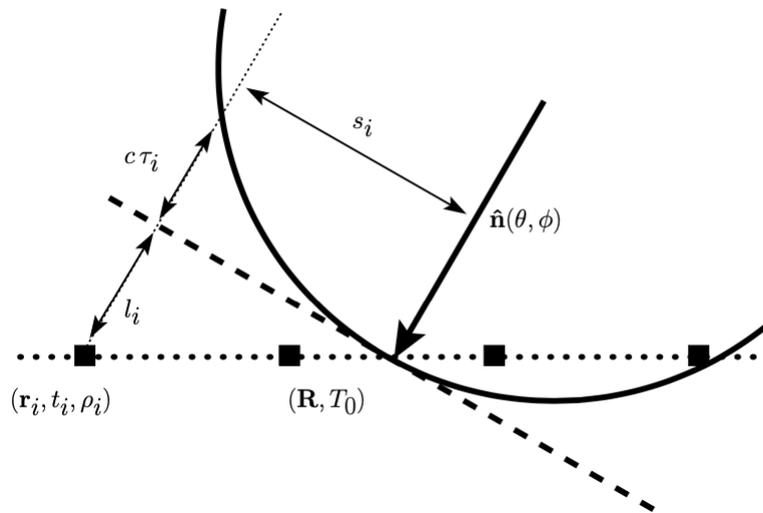
\mathbf{R}_{cog} : 重心コア位置の2次元ベクトル。

σ_{Rcog} : 170m

式4.1を、全Space-Time Cluster SDsで計算する。これを χ^2 とする。この集団から、順番に1つずつSDをテストしていく。この方法が図4.8である。まず、SDを1つ抜いて再度 χ^2 を計算し、これを χ_{new}^2 とする。これを最初に計算した χ^2 と比べて差を取る。この差を $\Delta\chi^2$ と呼ぶ。これをシャワー内の全てのSDに対して行う。このテストの結果、 χ^2 が一番悪くしている、つまり $\Delta\chi^2$ が一番大きかったSDを削除する。そしてまたそのSDを抜いた状態で同じループを繰り返す。このループは従来のTA SD再構成方法では $\Delta\chi^2$ が10未満になるまで続けられる。このようにして、Space-Time Clusterで取り除けなかった、アクシデンタルなミュオンによって反応したSDを最終的な解析から外す。図4.8に $\Delta\chi^2$ のセクションの詳細をまとめる。

FIGURE 4.8. $\Delta\chi^2$ selection 詳細

これらのセレクションを通過したSDが最終的な到来方向を決定するために使われる。図4.9は、時刻 t_0 におけるシャワーフロントの模式図である。

FIGURE 4.9. シャワー面が地面に当たる時刻 t_0 におけるシャワーフロントの模式図 [25].

θ と ϕ はそれぞれ、天頂角と方位角で、 $\hat{n}(\theta, \phi)$ はシャワー伝搬方向に沿った3次元ベクトルである。 $\hat{n}(\theta, \phi)$ を地面に射影した2次元ベクトルが $\hat{u}(\phi)$ である。 \hat{R} はコア位置で、 r_y 、 t_i 、 ρ_i はそれぞれ、応答した検出器の位置、時間、波高である。

最終的に選抜されたSDの情報を以下の式でフィットする。

$$\tau = a \left(1 - \frac{l}{12 \times 10^3 m}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{s}{30m}\right)^{1.35} \times \rho^{-0.5} \quad (4.2)$$

$$\sigma_\tau = (1.56 \times 10^{-3}) \left(1.0 - \frac{l}{12 \times 10^3 m}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{s}{30m}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \quad (4.3)$$

$\left(1 - \frac{l}{12 \times 10^3 m}\right)^{1.05}$ は"curvature development"であり、シャワー面の曲率を表すファクターである。曲率パラメータ a をフィットパラメータとし、変動を

許容する修正 Linsley 関数にフィットさせることで、最終的なシャワーの到来方向を決定する。

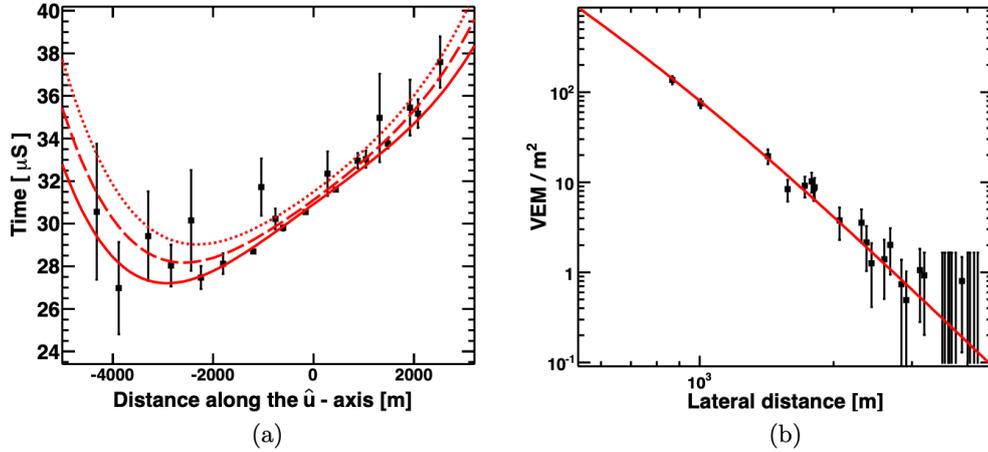


FIGURE 4.10. (a):SD の時間フィットの例。横軸は \hat{u} に沿ったシャワー軸からの距離、縦軸は時間である。破線と点線はそれぞれ \hat{u} 軸から 1km と 2km 外れた SD でのフィット期待時間である。(b):AGASA 関数にフィットした横方向分布。SD での波高を、シャワー軸からの垂直方向の距離に対してプロットしたもの。実線がフィットカーブを示す。

図 4.10 の (a) に、SD イベントのジオメトリ決定のための時間フィットの例を示す。シャワー面を曲率を考慮した式でフィットすることで、到来時間の差を考え、方向を決定する。

4.3.2 Lateral Distribution Function (LDF) fitting

LDF フィットングでは、空気シャワーの横方向分布からエネルギーを決定する。横方向分布のフィッティング関数は AGASA 実験が使用しているものと同様である [31]。この過程でも、geometry fit と同様に、まず $\Delta\chi^2$ によるセレクションが行われる。Geometry fit に参加した全ての SD を対象に、以下の式を使って $\Delta\chi^2$ が計算され、geometry fit と同様の手順で SD が削除される。

$$\rho = A \left(\frac{s}{91.6\text{m}} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{s}{91.6\text{m}} \right)^{-\eta(\theta) - 1.2} \left(1 + \left[\frac{s}{1000\text{m}} \right]^2 \right)^{-0.6} \quad (4.4)$$

$$\eta(\theta) = 3.97 - 1.79[\sec(\theta) - 1] \quad (4.5)$$

$$\sigma_\rho = \sqrt{0.56\rho + 6.3 \times 10^{-3}\rho^2} \quad (4.6)$$

$$\chi^2_{\text{LDF}} = \sum_{i=0}^N \frac{(\rho_i - \rho_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(R - R_{\text{cog}})^2}{\sigma_{R_{\text{cog}}}^2} \quad (4.7)$$

ここで、シャワーコアに最も近い SD は PMT が飽和するので、LDF フィットングから除外される。ジオメトリフィットの際は除外されない。

このセレクションを通過した SD のみを使って、横方向の粒子数密度がフィットされる。図 4.10 の (b) に、一例を示す。横軸にシャワー軸からの垂直方向の距離を、縦軸に各 SD で記録された粒子数を示したものである。フィットによって、シャワー軸から 800m の粒子数密度と $\sec\theta$ を求める。これらのパラメータを使って、TA SD のモンテカルロシミュレーションによって作成されたテーブ

ルを参照することで、そのシャワーのエネルギーを決定する。エネルギー決定のためのテーブルが図4.11である。

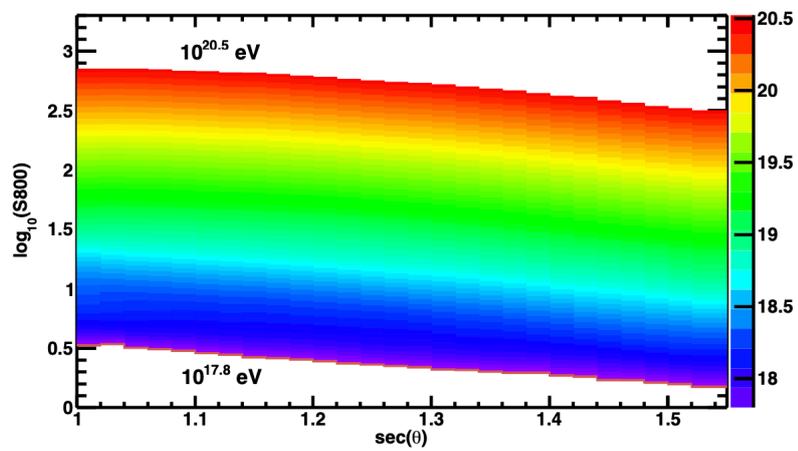


FIGURE 4.11. TA SD エネルギー推定テーブル [25]

Chapter 5

TA SD 大天頂角空気シャワー再構成手法の検討

TA 実験の標準解析では、天頂角 55 度以上を使っていない。そのため、大天頂角領域に対して、再構成手法が最適化されていない。今回、TA SD での大天頂角ニュートリノシャワー探索を可能にするため、陽子、ニュートリノの MC データを用いて、大天頂角領域の再構成手法を検証する。本章では、TA SD の既存の再構成手順について説明し、既存の再構成手法で大天頂角領域の再構成をした際の角度決定精度を示す。起源天体探索を目指すため、特に角度分解能に注目する。

5.1 大角度シャワーの角度決定精度

5.1.1 使用したモンテカルロ (MC) データセット

現在の手法で天頂角の大きいシャワーについて、どれほど到来方向を決定できているのか、MC イベントを用いて調査した。MC データセットは、3.1 節で示した TA 実験のニュートリノ探索先行研究と同じものを使用している。ニュートリノ、陽子共にエネルギーは 0.3~300EeV、方位角が 0~360 度、天頂角はニュートリノが 0~90 度、陽子が 45 度以上である。初期相互作用点は、ニュートリノについては別のコードで計算し、CORSIKA の入力値として与えており、陽子は大気との相互作用断面積に基づいて CORSIKA によって自動的に決定される。初期相互作用点までに通過する大気厚さの分布は、図 5.1 である。陽子が大気上層で反応するのに対して、ニュートリノは地表付近で反応することがわかる。入射粒子のエネルギースペクトルは $E^{-\gamma}$ とし、陽子では $\gamma = 2$ 、ニュートリノでは $\gamma = 1$ とした。エネルギー分布は 5.2 に示す。ニュートリノのフレーバー比は、 $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau : \bar{\nu}_e : \bar{\nu}_\mu : \bar{\nu}_\tau = 1 : 1 : 1 : 1 : 1 : 1$ である。陽子 MC については表 5.1 に、ニュートリノ MC については表 5.2 にまとめる。また、MC では、現地で実測されたミューオンの信号の頻度をもとに、1SD、1 波形データあたり平均 0.004 個の 1MIP 信号をランダムに注入している。

TABLE 5.1. NEUTRINO MC

Energy	0 ~ 300EeV
Zenith angle	0 ~ 90deg
Azimuth angle	0 ~ 360deg
1st interaction point	given by the user

TABLE 5.2. PROTON MC

Energy	0 ~ 300EeV
Zenith angle	≥ 45 deg
Azimuth angle	0 ~ 360deg
1st interaction point	determined by CORSIKA

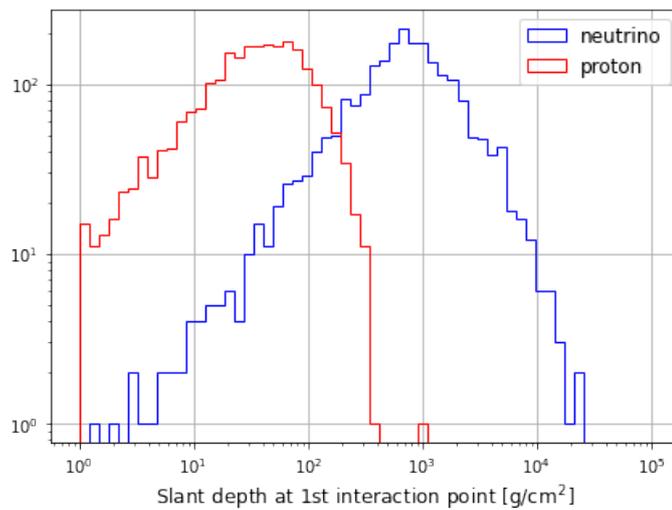


FIGURE 5.1. 陽子とニュートリノ MC の初期相互作用点までに通過する大気厚さの分布。陽子を赤で、ニュートリノを青で示す。横軸は初期相互作用点までに通過した大気厚さを g/cm^2 で表している。

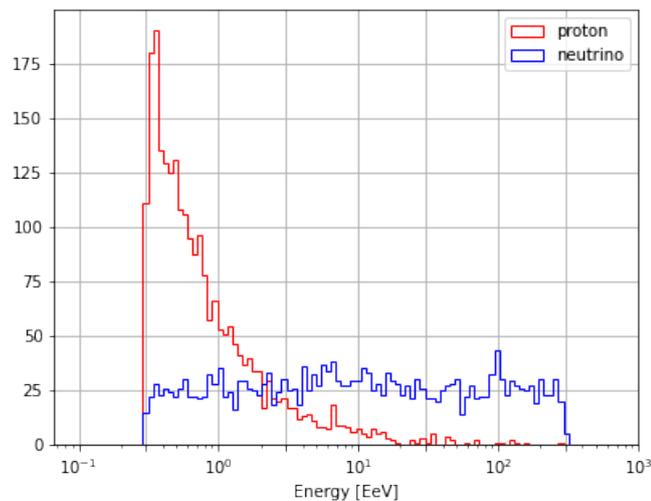


FIGURE 5.2. 陽子とニュートリノ MC のエネルギーの分布。陽子を赤で、ニュートリノを青で示す。

これらの条件で、エネルギー、天頂角、方位角、初期相互作用点を固定した CORSIKA ファイルを、4.2 節で導入した Step2 まで生成し、同ファイルに対して Step3 で、それぞれコア位置をランダムにして再利用している。シャワーを降らせた範囲は、半径 21km の円である。同ファイルを再利用するのは、計算時間を短縮するためである。陽子に関しては、エネルギー、天頂角、方位角、初期相互作用点を固定したファイルが 2403 ファイルあり、このシャワーをコア位置を振り分けて再利用した回数を示したのが図 5.3 の赤いヒストグラムである。ニュートリノは、エネルギー、天頂角、方位角、初期相互作用点を固定したファイルが 2237 ファイルあり、このシャワーをコア位置を振り分けて何度再利用したかを示したヒストグラムが図 5.3 の青いヒストグラムである。陽子は再利用平均が 54,957 回、ニュートリノは 27,484 回である。

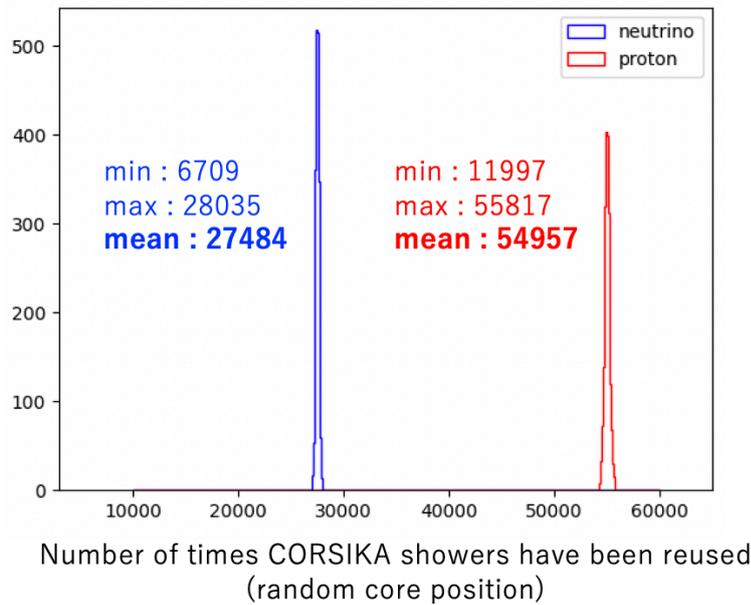


FIGURE 5.3. 陽子とニュートリノの CORSIKA シャワー再利用回数。エネルギー、天頂角、方位角、初期相互作用点を固定したファイルをコア位置をランダムにした再利用回数の分布。

表 5.3 にエネルギー、天頂角別の CORSIKA ファイル数と、CORSIKA ファイルを再利用した後の最終的にできたシャワー数を示す。これらの値は、誤差を評価する 6.1 節で利用する。

Step3 の出力を TA 実験の標準解析にかけた結果を検証する。

5.1.2 地磁気の影響について

TA 実験標準解析では、方位角をランダムに振り分けているが、今回の大天頂角の MC データを作成する際には、各シャワーで方位角をランダムにふっていない。これは、大天頂角探索では地磁気の影響が大きくなるからである。高エネルギー 1 次宇宙線に大きな影響はないが、大気のできる空気シャワー中の荷電粒子が大きくその影響を受ける。各 CORSIKA ファイルで、天頂角、方位角、初期相互作用点、粒子種、エネルギーが同じである。この際、CORSIKA と TA 実験では軸の取り方が違うことに注意が必要である。CORAIKA が x 軸を磁北にとっているのに対して、TA 実験では y 軸を地軸の北にとっている。この軸の

TABLE 5.3. エネルギー、天頂角別の CORSIKA ファイル数と再利用後のシャワー数

Energy [EeV]	zenith angle [deg]	CORSIKA files	all showers
0.3 ~ 3	0 ~ 10	17	467,733
	10 ~ 20	42	1,153,687
	20 ~ 30	60	1,651,729
	30 ~ 40	73	2,003,684
	40 ~ 50	113	3,105,573
	50 ~ 60	108	2,968,451
	60 ~ 70	130	3,572,746
	70 ~ 80	114	3,136,305
	80 ~ 90	61	1,677,899
3 ~ 30	0 ~ 10	13	356,662
	10 ~ 20	45	1,237,801
	20 ~ 30	68	1,865,727
	30 ~ 40	76	2,090,279
	40 ~ 50	126	3,463,130
	50 ~ 60	141	3,880,315
	60 ~ 70	131	3,599,068
	70 ~ 80	139	3,822,205
	80 ~ 90	68	1,870,852
30 ~ 300	0 ~ 10	11	302,398
	10 ~ 20	30	823,860
	20 ~ 30	55	1,512,402
	30 ~ 40	76	2,069,508
	40 ~ 50	90	2,474,267
	50 ~ 60	115	3,162,791
	60 ~ 70	134	3,686,768
	70 ~ 80	120	3,298,973
	80 ~ 90	81	2,226,838

取り方の違いと、磁北が地軸の北よりもほぼ12度東側に傾いていることに起因して、シャワーの方位角について、違いが現れる。CORSIKA と TA 実験の軸の取り方の違いの模式図を、図5.4に示す。実線がCORSIKAの軸、長鎖線がTA実験の軸である。点線は入射してきたシャワーの一例で、この場合、CORSIKAの軸上では-10度、TA実験の軸上では+68度となる。

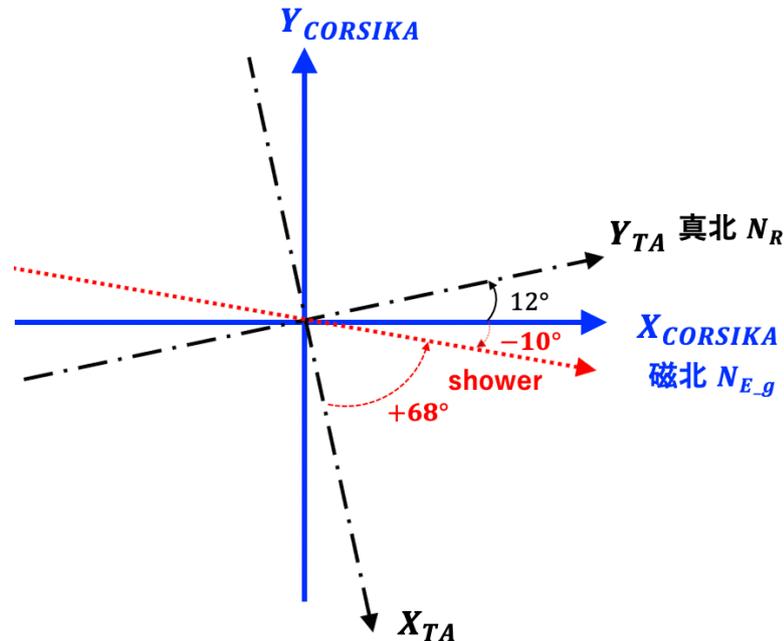


FIGURE 5.4. CORSIKA と TA の軸の取り方の違い

5.1.3 陽子の角度決定精度

まず、陽子の角度分解能を調査する。今回使用したMCデータセットから、従来のTA SD再構成手法で求めた角度分解能が以下のようなものである。横軸に、再構成できた各シャワーについて、真の到来方向と再構成して得られた到来方向の角度差を度で示したヒストグラムである。値が0に近いほど、角度分解能が良いことになる。ここで、"角度分解能"として、このヒストグラムの中央値を示し、今後 θ_{50} と表記する。陽子45度以上の場合、 θ_{50} は1.3degである。

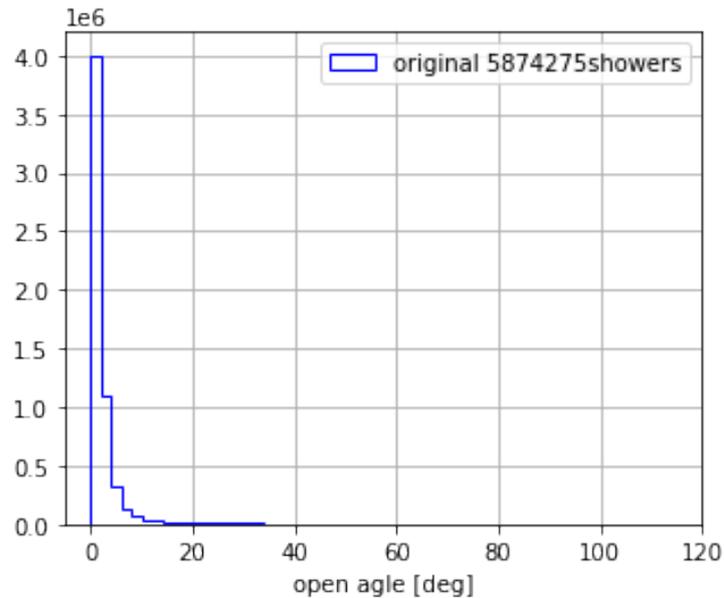
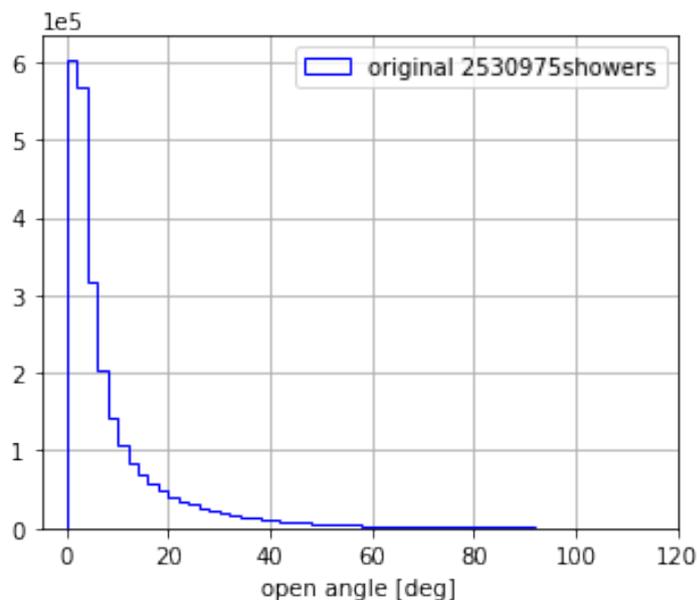


FIGURE 5.5. TA 実験標準解析での ≥ 45 の陽子開き角分布

陽子の角度決定は基本的には天頂角が大きくなるほど良くなる傾向にある。これは、斜めに入射するほど応答 SD 数が多くなって、方向を決定しやすくなるからである。陽子の天頂角別のイベントディスプレイ変化の詳細は図 A.1 に示す。

5.1.4 ニュートリノの角度決定精度

ニュートリノについても、現在の手法で天頂角の大きいシャワーについてどれほど到来角度(到来方向)を決定できているのか、MC イベントを用いて調査した。以下がその結果である。陽子の場合と同じく、横軸に、再構成できた各シャワーについて、真の到来方向と再構成して得られた到来方向の角度差を度で示したヒストグラムである。ニュートリノの角度分解能 θ_{50} は、45 度以上の場合で 4.5 度である。

FIGURE 5.6. ニュートリノ角度分解能 θ_{50} (Original method ≥ 45)

また、陽子、ニュートリノそれぞれについて、45 度以上、55 度以上、60 度以上、65 度以上、70 度以上、75 度以上、80 度以上での角度分解能 θ_{50} を示したのが図 5.7 である。

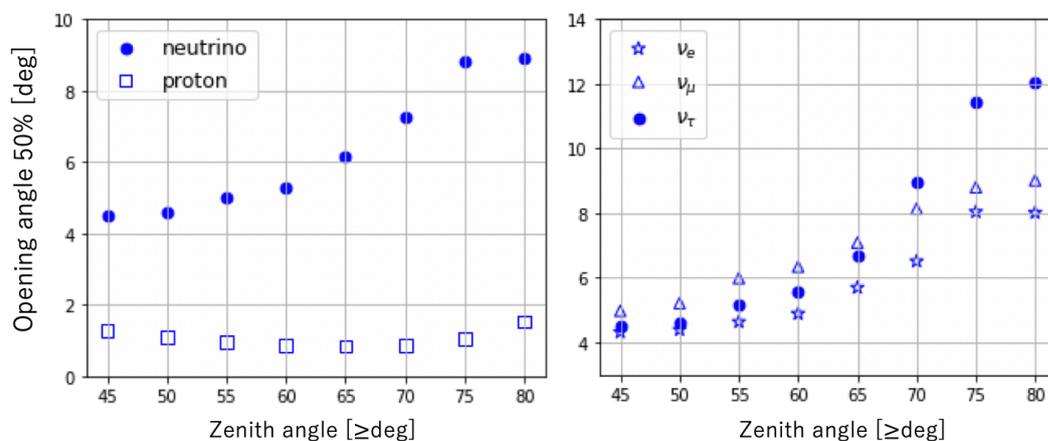


FIGURE 5.7. TA 実験標準解析での陽子とニュートリノの天頂角別角度分解能。左図が陽子(星)とニュートリノ(丸)の45 度以上、55 度以上、60 度以上、65 度以上、70 度以上、75 度以上、80 度以上での角度分解能であり、右図がニュートリノのフレーバー別角度分解能である。

角度分解能が、陽子に比べて大角度ニュートリノイベントではよくないことがわかる。また、図 5.8 右に示すように、この傾向はニュートリノのフレーバーにあまりよらない。ニュートリノの角度分解能が陽子よりも悪い原因を調査するために、大天頂角のニュートリノイベントについて、イベントディスプレイを調べた。大角度ニュートリノイベントのイベントディスプレイの例が図 5.8 である。このイベントは天頂角 82.12 度、方位角 67.91 度、エネルギーが 53.34EeV、初期相互作用点が地上から 3.95km、フレーバー $\bar{\nu}_e$ のシャワーである。

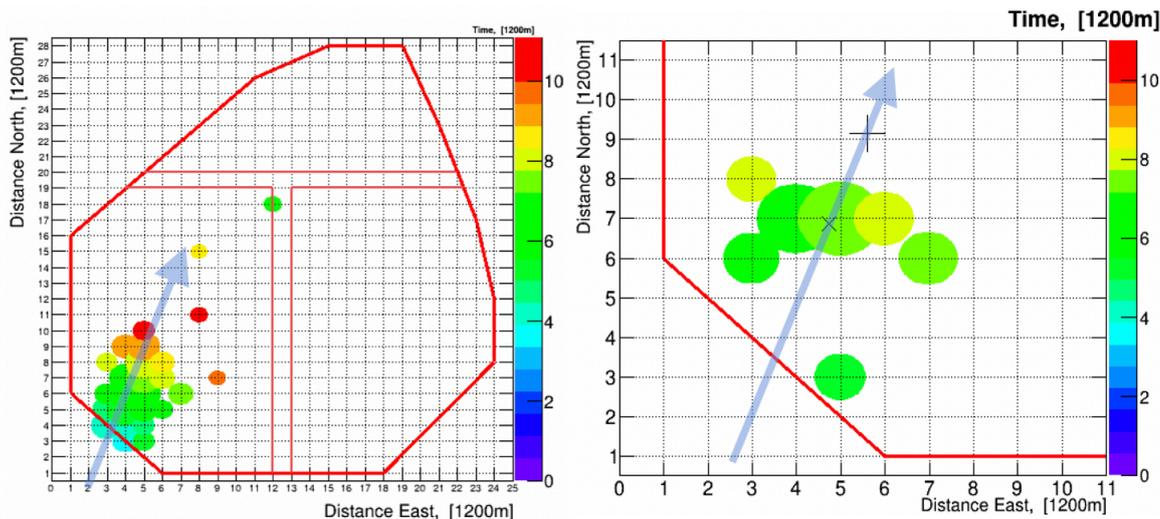


FIGURE 5.8. TA 実験標準解析 ニュートリノシャワーイベントディスプレイ。各円が信号を記録した SD を示す。円の半径は、それぞれの検出器の波形高さのログに比例している。円の色は到来タイミングを表す。このシャワーは方位角 67.91 度であるので、シャワー軸を xy 平面に射影すると、水色の矢印で示す通り、この図の左下から右上に向かってシャワーが入射したことになる。左図は応答した全ての SD を表示したもの、右図がその中から geometry fit に参加した SD を表示したものである。

図 5.8 は、左側が応答した全ての SD を表示したもの、右側がその中から geometry fit に参加した SD を表示したものである。図 5.8 を見ると、geometry fit に参加する前に多くの SD が削除されていることがわかる。角度決定精度が悪くなっている原因として、この、「geometry fit に使われる前に多くの SD が削られる」ということが考えられる。第 3 章で述べた再構成手順を順に追ったところ、4.3 節で説明した $\Delta\chi^2$ のセレクションの過程で多くの SD がループで除かれていることがわかった。5.2 節で $\Delta\chi^2$ のセレクションについて検討する。

5.2 大角度シャワーへの TA SD 再構成手法適用の検討

5.2.1 大角度シャワーの SD 再構成手法

5.1 節で述べたとおり、TA SD の再構成について、特にニュートリノで角度決定が上手く行われていない。その原因として、ジオメトリフィットの過程にある $\Delta\chi^2$ によるセレクションがジオメトリフィットの前に SD を削除しすぎていることがわかった。そこで、図 4.8 のセレクションの 10 という値について検討を行った。この値を緩める(大きくする)ことにより、SD を抜くループの回数が制限され、より多くの SD がジオメトリフィットに参加できるようになる。一方、 $\Delta\chi^2$ の制限を緩めることで、シャワーの一部ではない粒子による SD 応答もシャワーとしてフィットしてしまう可能性があり、最適値を考慮する必要がある。そこで、今回、この値の緩め方として、3つの方法で比較、検討した。

1. 従来の TA SD 再構成と同じ条件 (Original)
($\Delta\chi^2$ が 10 未満になるまで SD を除き続ける)
2. $\Delta\chi^2$ で除ける SD 数を 2 つまでに制限する (Loop2)
3. $\Delta\chi^2$ のカットをなくす (No cut)
(Space-Time Cluster の SD を全てジオメトリフィットに使う)

この先、グラフ内で1つ目の方法を **Original** として青色で、2つ目の方法を **Loop2** として緑色で、3つ目の方法を **Nocut** として赤色で示す。1つ目は図 4.8 で説明した通りの従来の方法と同じく、 $\Delta\chi^2$ が 10 未満になるまで SD を除き続ける方法である。この方法で SD をカットすると、図 5.8 の右図の SD がジオメトリフィットに使われる。2つ目の方法は、 $\Delta\chi^2$ で除ける SD 数を 2 つまでに制限する方法である。実際に実データを扱うときに、**Space-Time Cluster** でひとつのまとまりとしてセレクトされた中に、アクシデンタルなミュオンなどが全くないとは考えにくい。**Space-Time Cluster** のセレクション後の信号に含まれるアクシデンタルミュオンは、あったとしても2つくらいだろう、という、緩め方が軽い方法が2つ目である。5.1.1 で述べたとおり、現地で実測されたミュオン信号の頻度をもとに、1SD、1 波形データあたり平均 0.004 個の 1MIP 信号をランダムに注入している。よって 507 台全ての SD では、1 イベントあたり 2 個ほどのアクシデンタルミュオンが含まれていることになる。この方法で SD をカットすると、図 5.9 の右図の SD がジオメトリフィットに使われる。

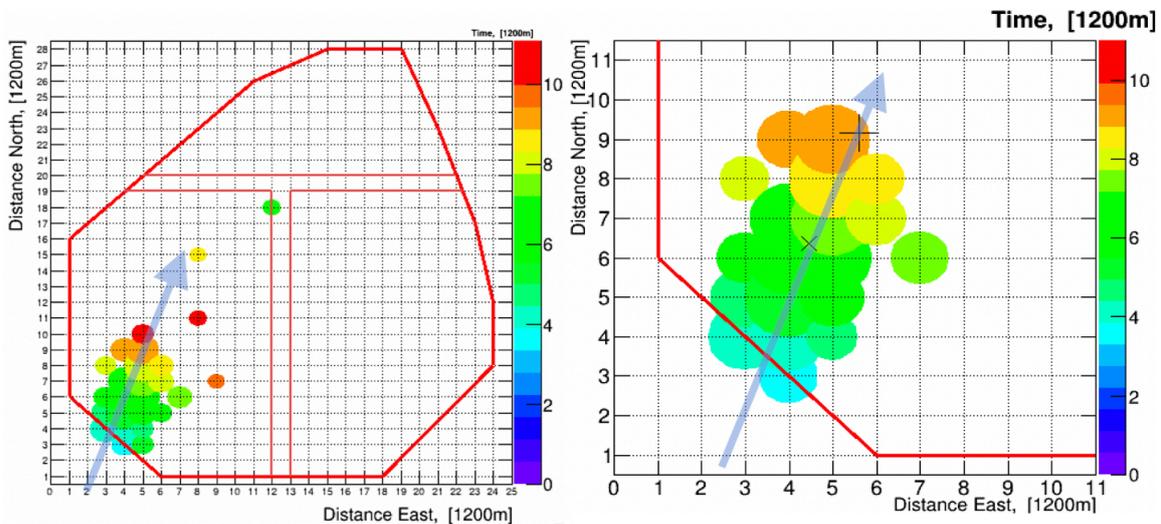


FIGURE 5.9. Loop2 を使用した場合のニュートリノシャワーイベントディスプレイ

3つ目は、**Space-Time Cluster** のセレクションを通過した全ての SD をジオメトリフィットに参加させる、つまり $\Delta\chi^2$ によるカットを無くした場合である。この方法で SD をカットすると、図 5.10 の右図の SD がジオメトリフィットに使われる。

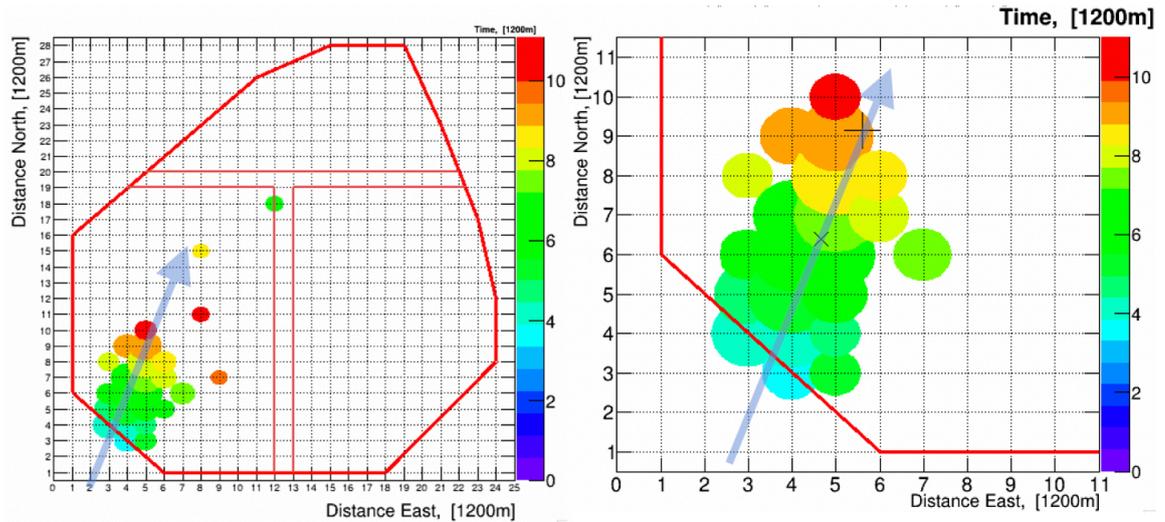


FIGURE 5.10. No cut を使用した場合のニュートリノイベントディスプレイ

陽子について、3つの方法による再構成到来方向の真値からのずれの分布を図5.11に示す。ここでも中央値を角度分解能として定義し、 θ_{50} と示す。1つ目の方法から順に、 θ_{50} はそれぞれ、1.3度、1.5度、1.3度となり、大きな変化はなかった。

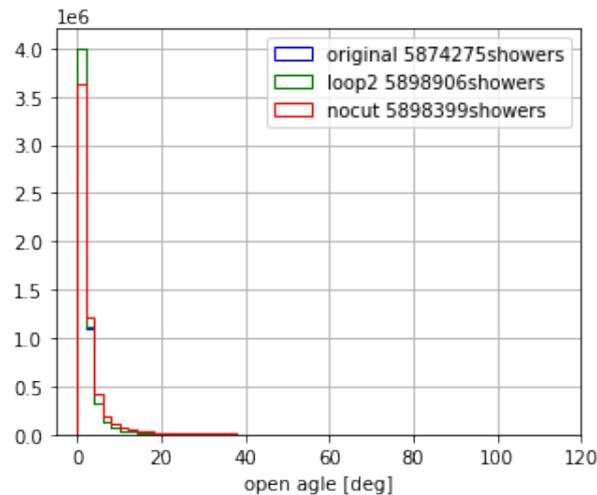


FIGURE 5.11. Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合の陽子角度分解能ヒストグラム

図5.12は、ジオメトリフィット前のセレクションについて、それぞれOriginal、Loop2、Nocutの場合の再構成成功シャワー数をプロットしたものである。ほとんど変化はないと言える。セレクションの条件を変えても、再構成成功シャワー数に影響はない。再構成が成功したシャワーは全体のおよそ4.4%だった。これは、天頂角45度以上の陽子シャワーの値である。

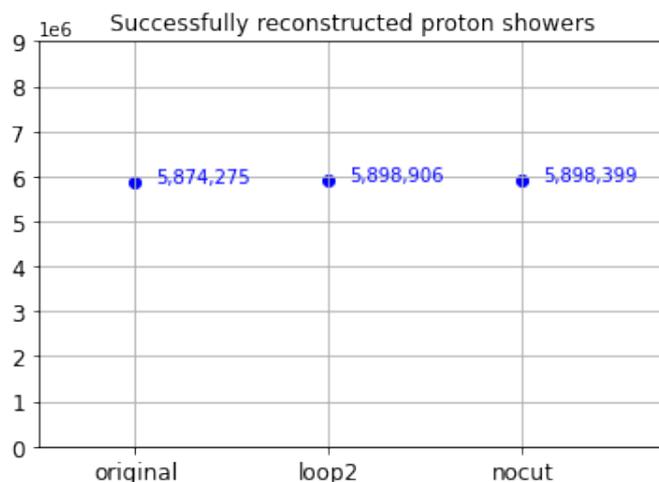


FIGURE 5.12. 陽子再構成成功シャワー数。陽子 MC の総シャワー数 132,890,389 のうちおよそ 4.4%が、再構成が成功するのに十分な大きさのシャワーである。

ニュートリノシャワーに対する結果を図 5.13 に示す。ニュートリノ空気シャワーの角度決定精度は Original、Nocut、Loop2 でそれぞれ、4.5 度、3.6 度、4.0 度である。

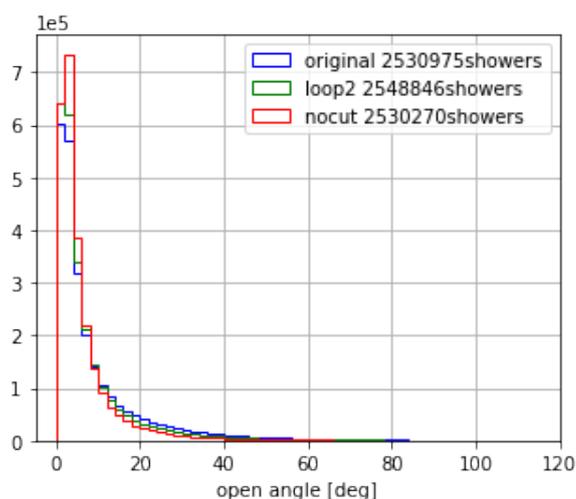


FIGURE 5.13. Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合のニュートリノ角度分解能ヒストグラム

この条件の変更によって、再構成された事象数の変化を図 5.14 に示す。図 5.14 は、*geometry fitting* 前のセレクションについて、それぞれ Original、Loop2、Nocut の場合の再構成成功シャワー数をプロットしたものである。ほとんど変化はないと言える。セレクションの条件を変えても、再構成成功シャワー数に影響はない。再構成が成功したシャワーは全体のおよそ 5.7% だった。これは、天頂角 0~90 度全てのニュートリノシャワーの値である。陽子と同様の天頂角範囲である 45 度以上では、およそ 6.1% が再構成に成功した。

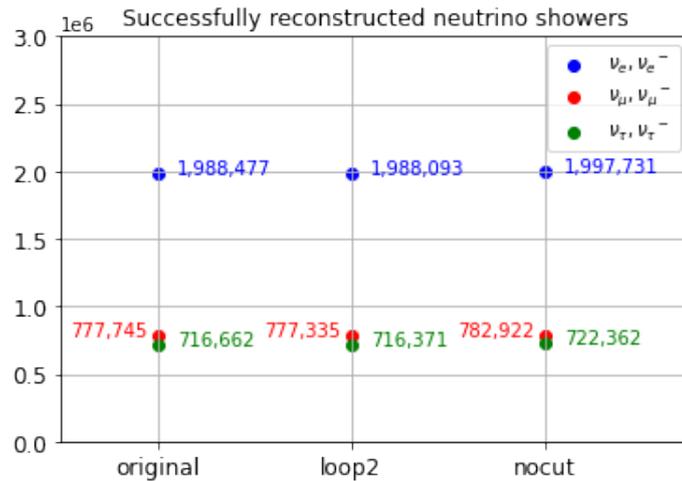


FIGURE 5.14. ニュートリノフレーバー別再構成成功シャワー数。ニュートリノ MC の総シャワー数 61,481,651 のうちおよそ 5.7%が、再構成が成功するのに十分な大きさのシャワーである。

この解析を、陽子、ニュートリノについてそれぞれ 45 度以上、55 度以上、60 度以上、65 度以上、70 度以上、75 度以上、80 度以上に分けて行い、それぞれの角度分解能を示したものが図 5.15 である。左に陽子、右にニュートリノの結果を示す。

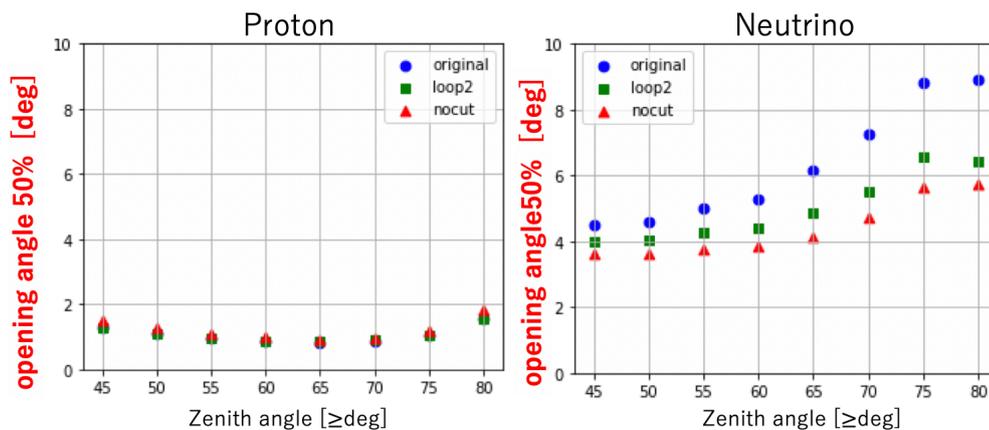


FIGURE 5.15. Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合の角度分解能の変化

陽子では $\Delta\chi^2$ によるカットを緩くしても角度分解能はほとんど変化しないのに対して、ニュートリノは $\Delta\chi^2$ によるカットを緩くするに連れて角度分解能が良くなっていることがわかる。ここで、例えば 80 度以上の結果に注目してみると、 $\Delta\chi^2$ によるカットについて、オリジナルの場合 (青色) とカットを無くした場合 (赤色) を比べると、陽子の変化が 1 度に満たないのに対して、ニュートリノの変化は 3 度ほど改善している。

図 5.15 はニュートリノの全てのフレーバーに対して解析した結果だが、図 5.16 にフレーバー別の結果も示す。

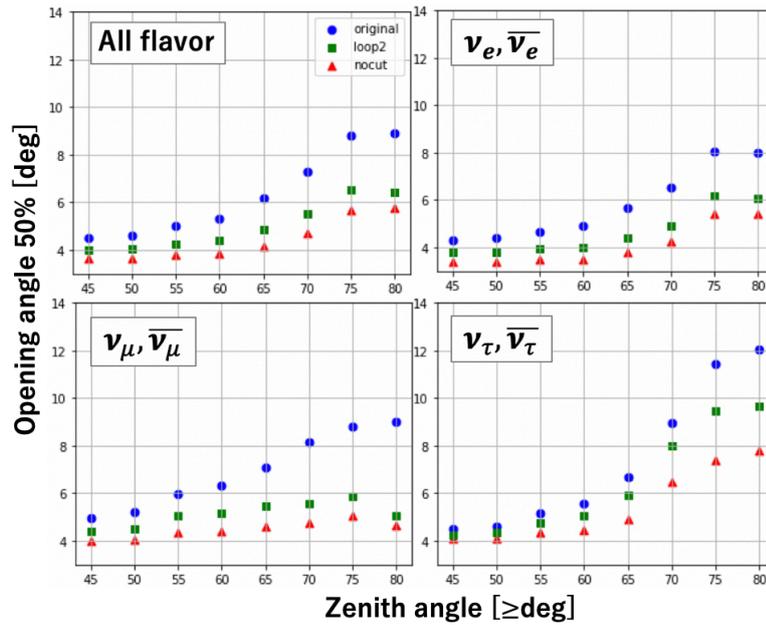


FIGURE 5.16. Original、Loop2、No cut それぞれを使用した場合のニュートリノフレーバー別角度分解能の変化

各フレーバーに対する結果も、同様の傾向を示しており、ニュートリノでは $\Delta\chi^2$ によるカットを緩めるにつれて角度決定がよくなり、 $\Delta\chi^2$ によるカットがない場合が一番角度決定が良いことがわかる。前述の通り、陽子に対しては、カットをなくすことで角度決定が悪くなるとはいえその効果は10%ほどなのに対し、ニュートリノは70度以上ではおよそ40%の改善が見込まれる。このことから、大角度のイベントを探索する際には、この $\Delta\chi^2$ によるカットをなくす、もしくは条件の2つ目である Loop2 を採用することが望ましいと考える。

コア位置のずれと角度決定精度

図5.8右図にある十字が真のコア位置、クロスが再構成によって決定され、ジオメトリフィットに使用されたコア位置を示す。再構成後のコア位置はSDの重心位置となっている。図5.8、図5.9、図5.10のどの場合も、真のコア位置と再構成後のコア位置が大きくずれていることがわかる。このコア位置のずれが角度決定に影響するかどうかを調査した。

今回、ニュートリノと起源候補天体との相関を考えるために角度分解能を上げることが目的だった。そこでまず、コア位置のずれが角度決定に与える影響を考えるために、再構成時にコア位置に真の値を与えて解析を行った。まず、コア位置に再構成で求めた値を入れた場合の角度分解能は、ニュートリノに対して、45度以上、55度以上、70度以上、80度以上でそれぞれ、3.6度、3.8度、4.7度、5.8度だった。これに対してコア位置に真の値を入れた場合の角度分解能は、45度以上、55度以上、70度以上、80度以上でそれぞれ、3.2度、3.3度、4.4度、8.8度だった。陽子に対しては、コア位置に再構成で求めた値を入れた場合の角度決定精度は、それぞれの角度範囲で、1.5度、1.1度、1.0度、1.8度だった。これに対して、真のコア位置を与えた場合は、それぞれ、1.2度、0.9度、0.8度、1.9度だった。コア位置が良くなることで80度未満は角度決定の改善が見られ、80度以上では悪くなった。一方、ニュートリノの角度分解能が陽

子よりも悪いことの主要因ではないことがわかった。したがって、コア位置のずれはこれまでの解析に大きくは影響しないといえる。

シャワー軸からの横方向粒子数分布からエネルギー決定をするため、コア位置の決定精度はエネルギー決定に関係しているが、ニュートリノの場合は大気の中で反応するかがわからないので、そもそもエネルギーの正確な決定は期待できない。したがって、エネルギーをうまく決めるためにコア位置をよく決める補正をすることはここでは検討しない。コア位置がずれる原因は第7章で考察する。

Chapter 6

TA SDでのニュートリノ検出効率

6.1 TA SDのニュートリノに対する検出効率

大角度について角度決定を改善した再構成手法で、ニュートリノ MC データを用いて、TA SDでのニュートリノ exposure を計算する。天体ごとのニュートリノ exposure を求めるためには、天体の軌道に沿ったニュートリノ検出効率を計算する必要がある。計算方法を、式 (6.1) に示す。

$$\epsilon(\delta, E) = \int \epsilon(\theta, E) T(\delta, \theta) S \cos\theta d\theta \quad (6.1)$$

δ は赤緯、 E はエネルギー、 θ は天頂角、 S は生成したシャワーを降らせた面積で、半径 21km の円である。 $\epsilon(\delta, E)$ は 1 日あたりの total exposure、 $\epsilon(\theta, E)$ は検出効率、 $T(\delta, \theta)$ が 1 日あたりの各天頂角の観測時間を示す。 $\cos\theta$ はニュートリノから見た検出器面積の幾何学的効果である。まず、ニュートリノと大気の反応断面積から、天頂角とエネルギー範囲別に、大気との反応確率を求める。次に、大気で反応した場合に TA SD で検出できる確率を求める。この 2 つを掛けることで、検出効率、 $\epsilon(\theta, E)$ を求めることができる。その後、天体の赤緯別に軌道を考え、1 日あたりに各天頂角を観測できる時間 $T(\delta, \theta)$ を求める。これを掛け合わせ、さらに面積 S と、 $\cos\theta$ をかけて天頂角で積分する。

まず、ニュートリノと核子の反応断面積はエネルギーによって図 6.1 のように変化する [20]。図 6.1 は、縦軸にニュートリノ反応断面積 [cm^2]、横軸にエネルギー [eV] で表したものである。

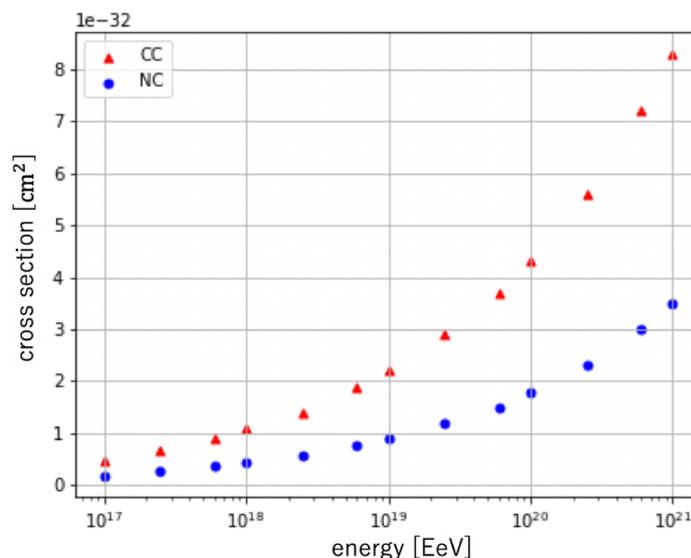


FIGURE 6.1. ニュートリノ反応断面積 [20]。CC は Charged Current 反応を、NC は Neutral Current 反応を指す。

ここで、上記の反応断面積を使ったニュートリノの反応確率の計算式を式(6.2)に示す。

$$1 - \exp\left(-\sigma \text{cm}^2 \times \frac{x \text{g/cm}^2}{28.8} \times 6 \times 10^{23} / \text{mol}\right) \quad (6.2)$$

ここで、28.8は大気平均分子量であり、 6×10^{23} はアボガドロ定数である。 σ は反応断面積、 x はニュートリノが通る大気厚さであり、到来方向の天頂角に依存する。図6.1は、核子とニュートリノとの反応断面積なので、 σ は図6.1の値を28.8倍した値を用いた。また、TAの実験高度はおよそ1430mであり、その地点での鉛直上向の大気厚さは 875g/cm^2 である。これをもとに、それぞれ、天頂角を0度から90度まで10度刻みで、エネルギーを0.1~3EeV、3~30EeV、30~300EeVの範囲に分けて、各範囲の代表点を取り、ニュートリノと大気との反応確率を計算した。代表点の取り方の例は、天頂角0~10度、エネルギー0.1~3EeVの領域で、[天頂角, エネルギー]=[5deg, 0.5EeV]とした。この時の天頂角は範囲の中心を、エネルギーはニュートリノ反応断面積の数値の記載に従って、中心に近い値を選択した。

大気との反応確率を計算した結果が図6.2である。

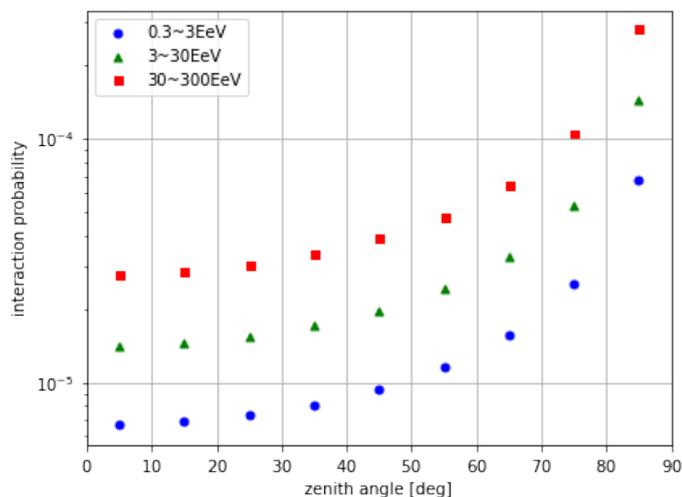


FIGURE 6.2. ニュートリノと大気との反応確率

天頂角が大きくなるにつれて反応確率も上がっていることがわかる。これは、式6.2の x 、つまりニュートリノが通る大気厚さが大きくなるからである。また、エネルギーが高いほど大気との反応断面積である σ が大きいので、30~300EeVの範囲で最も検出効率が高いことがわかる。

ここで、式6.2を計算する際に、大気曲率を考慮する必要がある。天頂角が小さい領域を考えると、TA実験高度1430mでの鉛直方向の大気厚さ 875g/cm^2 に $\frac{1}{\cos\theta}$ をかけることで各天頂角での大気厚さを近似することができる。しかし、大気が曲率を持っているため、実際の大気厚さ x は、近似の値よりも小さくなる。図6.3に、大気曲率を考慮した場合の大気厚さの模式図を示す。

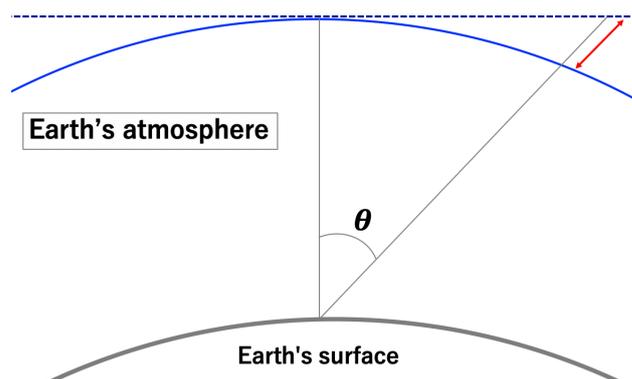
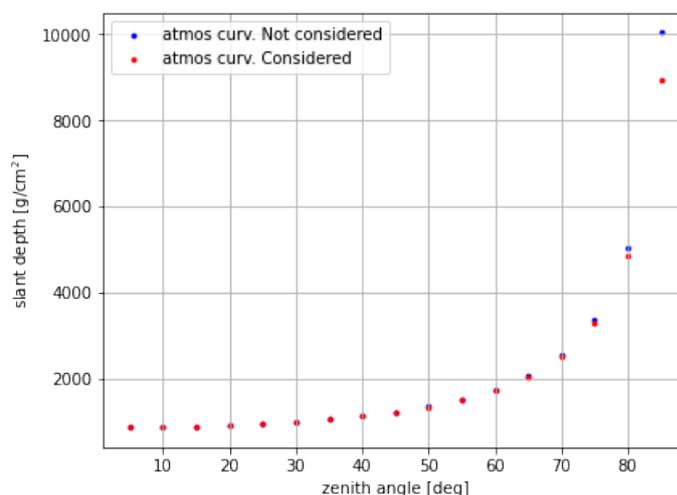


FIGURE 6.3. 大気曲率の模式図

図 6.4 に、大気曲率を考慮した場合と考慮しない場合の、天頂角別大気厚さ [g/cm^2] を示す。大気曲率の効果は、大天頂角になるほど顕著に現れることがわかる。天頂角 85 度では 11% の違いがある。

FIGURE 6.4. 大気曲率を考慮した場合と考慮しない場合の、天頂角別大気厚さ [g/cm^2]

6.1.1 天頂角別の検出面積の導出

次に、ニュートリノが大気で反応した時に、TA SD で検出できるかを考える。ここでは、表 5.1 と表 5.2 で述べたモンテカルロデータを用いる。このデータでは、5.1.1 節で述べたとおり、ニュートリノは、式 6.2 の反応確率を考慮して、ある大気深さで大気と相互作用をすることが設定されている。この場合に、「TA SD で検出できた」とする定義を、TA の level 2 トリガーがかかり、再構成が成功しており、再構成した到来方向の、真の到来方向からのずれが、 θ_{50} よりも良いものとした。5.1 節で、角度決定精度として定義したのが中央値であるため、再構成成功イベントの半数が残ることになる。

1. level 2 trigger を通過
2. 再構成成功
3. $\Delta\theta < \theta_{50}$

天頂角別の TA SD でのニュートリノ検出効率を、図 6.5 に示す。

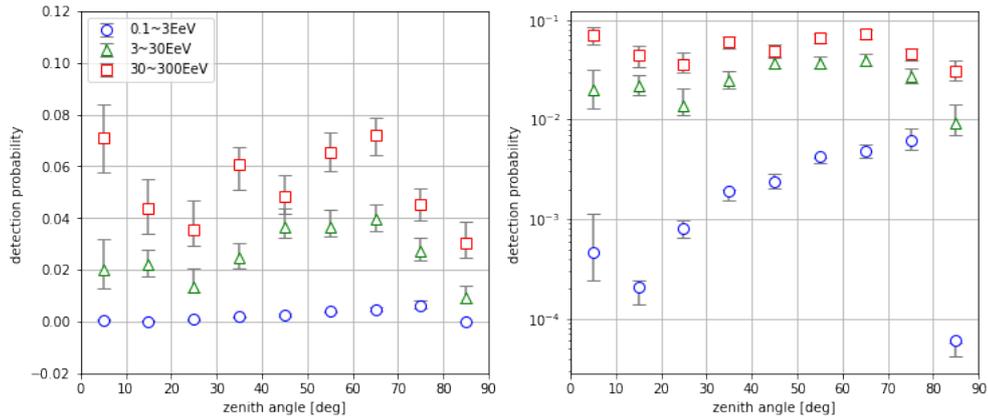


FIGURE 6.5. TA SDでのニュートリノ検出効率。左図がリニアスケールで、右図がログスケール。全てのプロットにおいて、天頂角範囲は0~90度まで10度間隔で、エネルギーは0.3~3EeV(青丸)、3~30EeV(緑四角)、30~300EeV(赤三角)で分割している。例えば、天頂角5度の位置にある赤い四角は、天頂角0度から10度で、エネルギー30から300EeVのシャワーのプロットである。

エネルギーが高いシャワーほど検出しやすいことがわかる。天頂角依存はほとんどないが、0.3~3EeVの低エネルギー領域では、天頂角が大きいほど検出しやすい。これは、天頂角が小さいと、地表の検出器に達するのがシャワー発達の最初の段階だからだと考えられる。天頂角が大きくなるにつれて、反応が起きてから検出器に届くまでにシャワーが検出器で観測するのに十分発達できるだけの距離があるため、観測しやすくなる。

最後に、ここに、図6.2のニュートリノと大気との反応確率をかけて、最終的なニュートリノの検出効率を求める。この値が、式6.1の $\epsilon(\theta, E)$ に相当する。この結果に、今回モンテカルロデータでシャワーを降らせた半径21kmの円の面積 S と $\cos\theta$ をかけると、図6.6に示す検出器有効面積になる。この値が、式6.1の $\epsilon(\theta, E)Scos\theta$ に相当する。

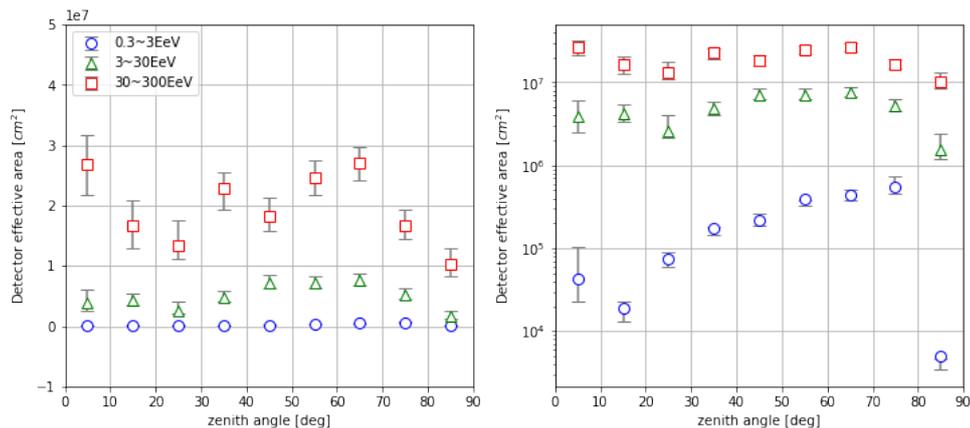


FIGURE 6.6. TA SDでの有効検出面積。左図がリニアスケールで、右図がログスケール。図6.5と同様に、天頂角範囲は0~90度まで10度間隔で、エネルギーは0.3~3EeV、3~30EeV、30~300EeVで分割している。

天頂角別の検出面積に対する誤差の評価方法

図6.5の誤差について、計算方法を示す。4.2節で説明したように、全てのシャワーには、天頂角、方位角、エネルギー、初期相互作用点を固定して作っ

た CORSIKA ファイルのシャワーを数千回づつ再利用したシャワーが含まれている。各エネルギー範囲のシャワー再利用回数は表 5.3 に示す。

検出効率は、シャワー自身の形状と、到来場所と TA SD の位置関係で決まる。後者は、位置を変えた大量の再利用計算で統計誤差を小さくできる。一方、前者は各ビンで 10~100 程度のシャワーしか生成していないため、統計誤差に大きく影響する。この点を考慮して、検出効率の誤差を求めた。図 6.7 に、エネルギー 0.3~3EeV、天頂角 20~30 度の範囲に含まれる CORSIKA ファイル 60 個について再構成成功シャワーの割合を示す。多くのシャワーで再構成成功シャワー数がゼロになったため、検出効率の誤差範囲を以下の様に計算した。まず、各エネルギー範囲で、全 CORSIKA ファイル数を N とし、再構成成功シャワー数が完全に 0 のファイル N_0 個と、1 シャワー以上が再構成に成功しているファイル N_{nz} 個に分ける。次に、再構成成功シャワー数が 1 以上の分布 (non zero) の平均値を μ_{nz} 、分布の最小値からそれぞれ 16%、84% に当たる値を μ_{nz16} 、 μ_{nz84} とする。これらの特徴量をもとに、誤差の下限値 μ^- 、上限値 μ^+ をそれぞれ、式 6.1.1、式 6.1.1 の様に定義した。

$$\begin{aligned}\mu^- &= \frac{N_0}{N} \times 0 + \frac{N_{nz}}{N} \times \left(\mu - \frac{\mu - \mu_{nz16}}{\sqrt{N_{nz}}} \right) \\ \mu^- &= \frac{N_{nz}}{N} \left(\mu - \frac{\mu - \mu_{nz16}}{\sqrt{N_{nz}}} \right)\end{aligned}\quad (6.3)$$

$$\begin{aligned}\mu^+ &= \frac{N_0}{N} \times 0 + \frac{N_{nz}}{N} \times \left(\mu + \frac{\mu_{nz84} - \mu}{\sqrt{N_{nz}}} \right) \\ \mu^+ &= \frac{N_{nz}}{N} \left(\mu + \frac{\mu_{nz84} - \mu}{\sqrt{N_{nz}}} \right)\end{aligned}\quad (6.4)$$

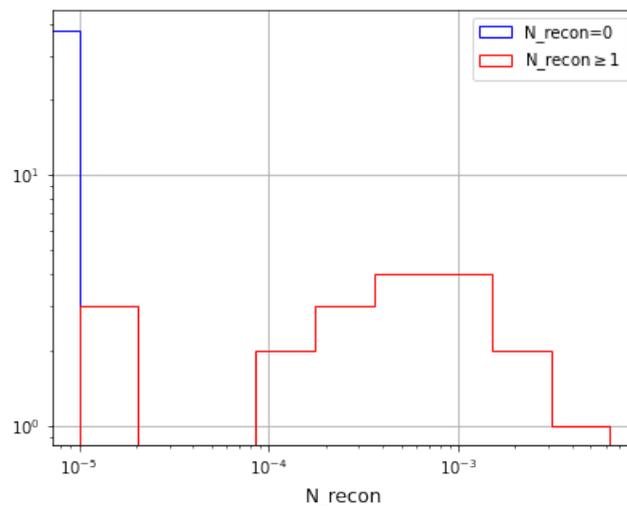


FIGURE 6.7. エネルギー 0.3~3EeV、天頂角 20~30 度の CORSIKA ファイル内の再構成成功シャワーの割合。青が、再構成が全くできなかった CORSIKA ファイル、赤が、再構成に成功したシャワーを 1 シャワー以上含む CORSIKA ファイルを表す。

6.1.2 天体の赤緯別の検出感度の導出

天体の赤緯 (declination) ごとの各天頂角 (zenith angle) 観測時間を求める。例えば、赤緯5度の天体を1日観測した場合にTA SDで観測できる天頂角分布は図6.8である。左図が赤緯5度の天体の軌道、右図が天頂角分布で、横軸に天頂角、縦軸が時間(分)に相当する。これを赤緯ごとに計算する。この値は式6.1の $T(\delta, \theta)$ に相当する。

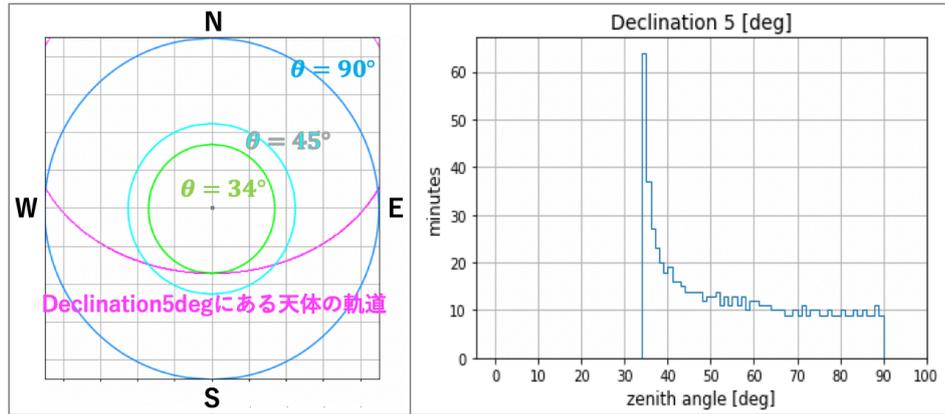


FIGURE 6.8. 赤緯5度の天体を1日観測した時のTA SDでの観測天頂角分布。左図が天頂角分布で、右図が赤緯5度を移動する天体の軌道をマゼンタで表す。外側の青の円は天頂角90度、内側の空青は天頂角45度、緑は天頂角34度を表している。TA SDは北緯39度に位置しているため、赤緯5度の天体は、南中時に最小天頂角34度となる。

赤緯ごとの観測天頂角分布を考慮して、赤緯別に、式6.1を用いて24時間あたりのtotal exposure $\epsilon(\delta, E)$ を計算したものが図6.9である。この値を表6.1に示す。

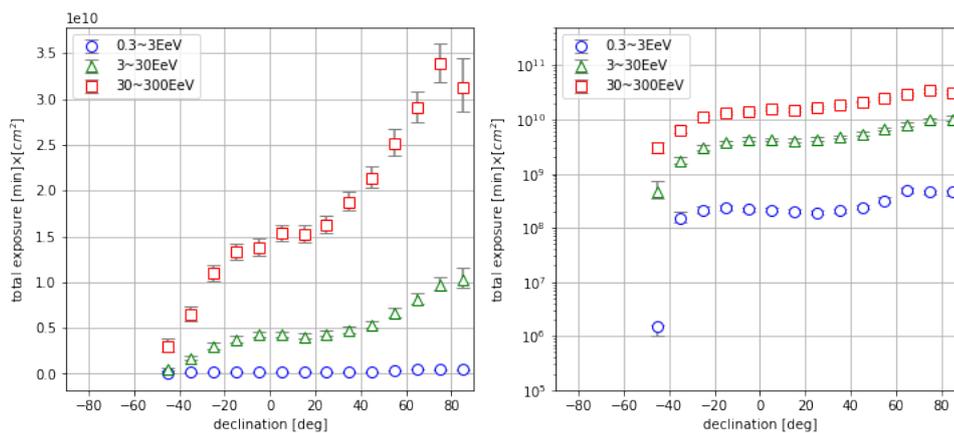


FIGURE 6.9. 赤緯別の24時間あたりのtotal exposure。左図がリニアスケールで、右図がログスケール。図6.5と同様に、赤緯は10度間隔で、エネルギーは0.3~3EeV、3~30EeV、30~300EeVで分割している。

図6.9から天体の赤緯に対応する値とその天体からのニュートリノフラックスを掛け、観測時間を掛けることで、その天体から観測期間中に、角度分解能内に検出できるニュートリノ事象数がわかる。

TABLE 6.1. TOTAL EXPOSURE/DAY [min] \times [cm²]

declination[deg]	exposure/day [min] \times [cm ²]		
	[0.3~3EeV]	[3~30EeV]	[30~300EeV]
5	$(2.1^{+0.20}_{-0.16}) \times 10^8$	$(4.2^{+0.37}_{-0.24}) \times 10^9$	$(1.5^{+0.09}_{-0.09}) \times 10^{10}$
15	$(2.0^{+0.19}_{-0.14}) \times 10^8$	$(4.0^{+0.38}_{-0.21}) \times 10^9$	$(1.5^{+0.10}_{-0.08}) \times 10^{10}$
25	$(1.9^{+0.20}_{-0.14}) \times 10^8$	$(4.3^{+0.37}_{-0.23}) \times 10^9$	$(1.6^{+0.11}_{-0.09}) \times 10^{10}$
35	$(2.1^{+0.23}_{-0.16}) \times 10^8$	$(4.7^{+0.42}_{-0.26}) \times 10^9$	$(1.9^{+0.11}_{-0.10}) \times 10^{10}$
45	$(2.4^{+0.28}_{-0.18}) \times 10^8$	$(5.3^{+0.47}_{-0.29}) \times 10^9$	$(2.1^{+0.13}_{-0.11}) \times 10^{10}$
55	$(3.2^{+0.43}_{-0.27}) \times 10^8$	$(6.6^{+0.58}_{-0.34}) \times 10^9$	$(2.5^{+0.17}_{-0.13}) \times 10^{10}$
65	$(4.9^{+0.70}_{-0.44}) \times 10^8$	$(8.1^{+0.71}_{-0.45}) \times 10^9$	$(2.9^{+0.18}_{-0.16}) \times 10^{10}$
75	$(4.6^{+0.40}_{-0.37}) \times 10^8$	$(9.7^{+0.87}_{-0.62}) \times 10^9$	$(3.4^{+0.21}_{-0.21}) \times 10^{10}$
85	$(4.5^{+0.28}_{-0.53}) \times 10^8$	$(1.0^{+0.13}_{-0.08}) \times 10^{10}$	$(3.1^{+0.31}_{-0.27}) \times 10^{10}$

6.2 TA SD の起源候補天体からのニュートリノに対する検出効率

上記で計算した exposure から、NGC1068、TXS0506+056 の方向からニュートリノが到来した場合の検出期待値を求める。仮定したフラックスは図 3.5 の値を、EeV のエネルギー領域まで外挿した値を使用した。NGC1068 については、エネルギー範囲 0.3~3eV、3~30EeV、30~300EeV でそれぞれ、 $6.4 \times 10^{-24} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 、 $4.0 \times 10^{-26} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 、 $2.5 \times 10^{-28} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ である。TXS0506+056 については、それぞれ、 $2.7 \times 10^{-18} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 、 $2.7 \times 10^{-19} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 、 $2.7 \times 10^{-20} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ である。ニュートリノ事象数の検出期待値を求める計算式は、

$$N = \int \phi dE \times \varepsilon(\delta, E) \times 60 \text{sec}/\text{min} \times 365 \text{day} \times 10 \text{year} \quad (6.5)$$

$\int \phi dE$ は積分ニュートリノフラックス [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] であり、 $\varepsilon(\delta, E)$ は 24 時間あたりの total exposure [$\text{min cm}^2/\text{day}$] である。表 6.2 は、NGC1068 に対する TA SD 10 年観測のニュートリノ事象数検出期待値、表 6.4 は、TXS0506+056 に対する TA SD 10 年観測によるニュートリノ事象数検出期待値を示す。NGC1068 はエネルギーフラックスのべきが-3.2、TXS0506+056 はべきが-2.0 である。それに対して今回使用したニュートリノの MC データはエネルギースペクトルを E^{-1} で生成した。この違いを考慮して、検出期待値の計算では、それぞれのエネルギーで重み付けしている。

この結果から、NGC1068、TXS0506+056 のそれぞれに対して [3] に IceCube が示した観測結果を外挿したエネルギーフラックスを考えた場合、TA SD 10 年間の観測では、ニュートリノは観測できないことがわかった。

ここで、図 3.5 の TXS0506 のフラックスを誤差の範囲内でとりうる最大のべき (E^{-1}) と仮定し、同様に計算した結果を考える。TXS0506+056 のべき-1 の

TABLE 6.2. NGC1068 TA SD 10年間の観測によるニュートリノ事象数検出期待値 N_ν

Energy[EeV]	exposure/day [min] \times [cm ²]	Flux cm ² s ⁻¹	N_ν
0.3 ~ 3	$(4.1^{+0.20}_{-0.16}) \times 10^8$	6.4×10^{-24}	$(5.6^{+0.27}_{-0.22}) \times 10^{-10}$
3 ~ 30	$(5.6^{+0.37}_{-0.24}) \times 10^9$	4.0×10^{-26}	$(4.9^{+0.32}_{-0.21}) \times 10^{-11}$
30 ~ 300	$(1.6^{+0.09}_{-0.09}) \times 10^{10}$	2.5×10^{-28}	$(8.7^{+0.49}_{-0.49}) \times 10^{-13}$

TABLE 6.3. TXS0506+056 TA SD 10年間の観測によるニュートリノ事象数検出期待値 N_ν

Energy[EeV]	exposure/day [min] \times [cm ²]	Flux cm ² s ⁻¹	N_ν
0.3 ~ 3	$(3.2^{+0.20}_{-0.16}) \times 10^8$	2.7×10^{-18}	$(1.9^{+0.12}_{-0.10}) \times 10^{-4}$
3 ~ 30	$(5.0^{+0.37}_{-0.24}) \times 10^9$	2.7×10^{-19}	$(3.0^{+0.22}_{-0.14}) \times 10^{-4}$
30 ~ 300	$(1.6^{+0.09}_{-0.09}) \times 10^{10}$	2.7×10^{-20}	$(9.2^{+0.52}_{-0.52}) \times 10^{-5}$

フラックスに対する TA SD 10年観測によるニュートリノ事象数検出期待値が表 6.4 である。0.3~3EeV で 0.03 イベント、3~30EeV で 0.5 イベント、30~300EeV で 1.9 イベント期待されることがわかる。

TABLE 6.4. TXS0506+056 からベキ-1 のニュートリノフラックスを仮定した場合の、TA SD 10年間の観測によるニュートリノ事象数検出期待値 N_ν

Energy[EeV]	exposure/day [min] \times [cm ²]	Flux cm ² s ⁻¹	N_ν
0.3 ~ 3	$(2.1^{+0.20}_{-0.16}) \times 10^8$	5.7×10^{-16}	$0.03^{+0.003}_{-0.002}$
3 ~ 30	$(4.2^{+0.37}_{-0.24}) \times 10^9$	5.7×10^{-16}	$0.5^{+0.04}_{-0.03}$
30 ~ 300	$(1.5^{+0.09}_{-0.09}) \times 10^{10}$	5.7×10^{-16}	$1.9^{+0.11}_{-0.11}$

現在、TeV から PeV のエネルギー領域で発見されている天体を、図 3.5 のようなベキ-2 から-3 で外挿しても、TA SD でのニュートリノ事象検出は期待できない。一方、ベキ-1 の様な、極端にハードな天体があれば、10年間で1個以上のニュートリノ検出が期待できることがわかった。本研究ではバックグラウンドの効果を考慮していないが、バックグラウンドの値が大きければ、先行研究[21]のような機械学習による粒子弁別の適用も考える必要がある。

Chapter 7

コア位置のずれについての考察

5.2節で触れたように、図5.8、図5.9、図5.10を見ると、コア位置がずれていることがわかる。以下では、コア位置を境に、シャワー到来方向側をシャワー上流、反対側を下流と呼ぶことにする。図7.1と図7.2に、それぞれ、ニュートリノと陽子のコア位置ずれの天頂角依存を示す。どちらも、左図はシャワー軸と並行方向へのずれの天頂角依存を示す。プラスがシャワー上流へのずれ、マイナスが下流側へのずれである。右図はシャワー軸と垂直な方向へのずれの天頂角依存を示す。

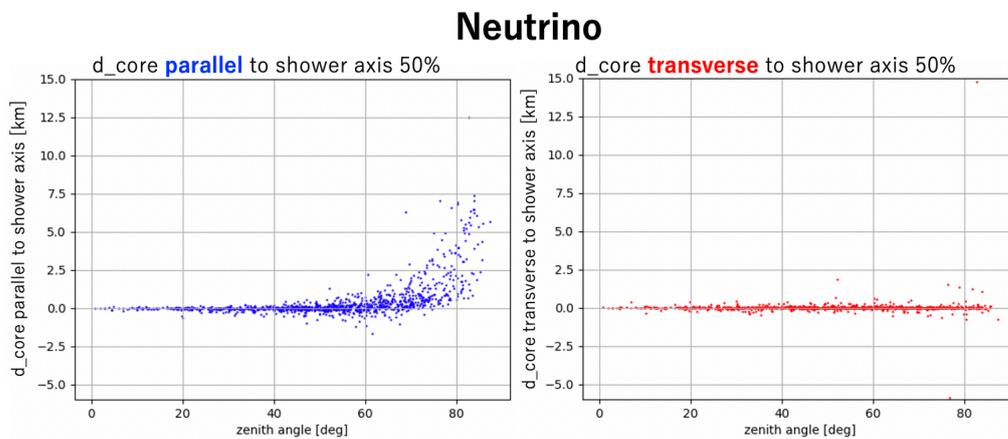


FIGURE 7.1. ニュートリノ MC コア位置ずれの天頂角依存。左図はシャワー軸と並行方向へのずれで、右図はシャワー軸と垂直方向へのずれである。縦軸には、それぞれの天頂角ごとのずれの各 CORSIKA ファイルでの中央値をとっており、単位は km である。

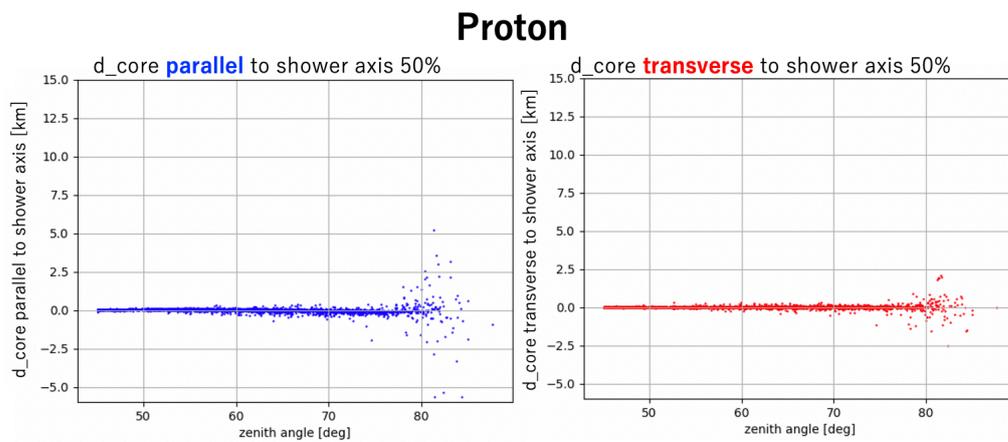


FIGURE 7.2. 陽子 MC コア位置ずれの天頂角依存。左図はシャワー軸と並行方向へのずれで、右図はシャワー軸と垂直方向へのずれである。縦軸には、それぞれの天頂角ごとのずれの各 CORSIKA ファイルでの中央値をとっており、単位は km である。

コア位置は、到来方向の方位角に沿ってシャワーの上流側にずれる傾向が見られた。また、これはニュートリノシャワーだけに見られる特徴であることがわかった。大天頂角ニュートリノシャワーがこのような振る舞いを見せる原因を考察する。図 7.3 に、大天頂角ニュートリノシャワーの模式図を示す。

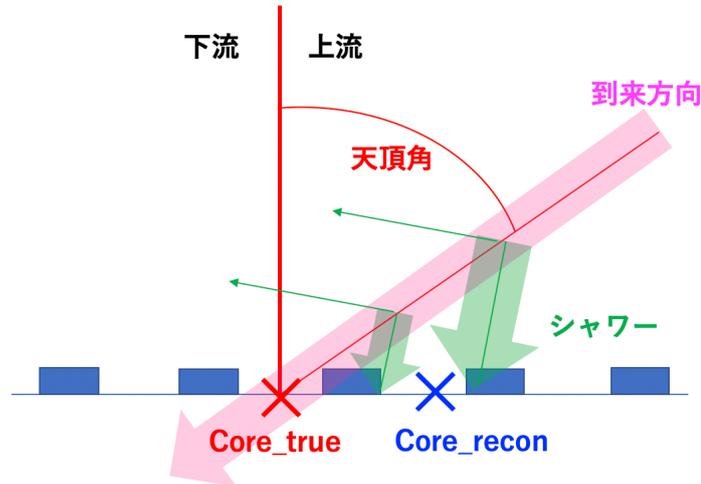


FIGURE 7.3. 大天頂角ニュートリノシャワーの模式図。

ニュートリノの大天頂角空気シャワーは地上付近で反応してシャワーを作るが、大天頂角ほど、下流側にシャワーが届きにくくなり、SDが反応しないことが予想できる。したがって、コア位置の、シャワー軸と並行方向へのずれは、大天頂角ニュートリノシャワーの特徴として予想できる現象である。しかし、図 5.8、図 5.9、図 5.10 のイベントディスプレイを見ると、コアの下流で急激にSDの応答数が減っていることがわかる。そこで、実際の空気シャワーで同じことが起きているのか調査するために、ニュートリノのMCデータを使ってシャワーが生成される各過程を確認した。図 7.4 は、ニュートリノシャワーが生成される各過程をMCデータをもとに調査したものである。シャワーは、天頂角72.4度の ν_μ で、エネルギーは198.2EeVである。左図がCORSIKAの出力で、これをDethinningした直後の出力が中央図であり、どちらも粒子数分布を示す。中央図の中心部に粒子がないのは、コア位置付近では粒子密度が非常に大きいためであり、この段階では一時的に出力されていない。右図がGEANT4応答テーブルを参照し、各タイルにおけるエネルギー損失を図にしたものである。

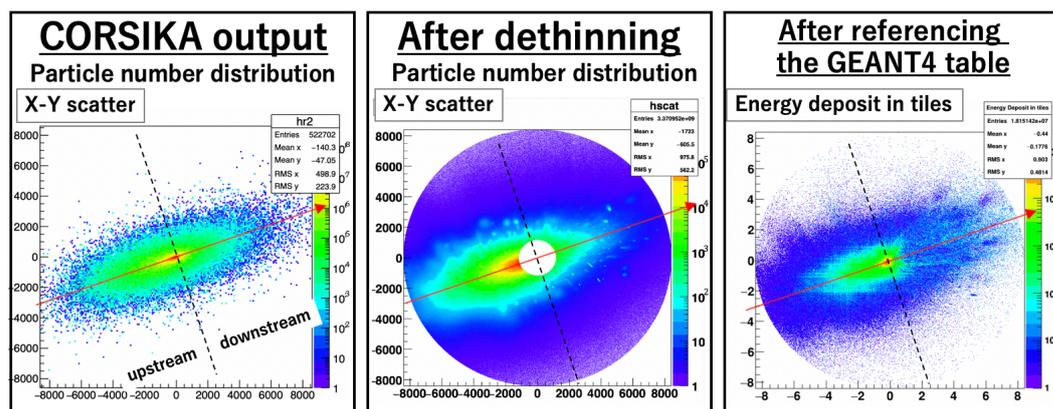


FIGURE 7.4. ニュートリノシャワーが生成される各過程。左図は CORSIKA の出力で、粒子数分布である。ここでは、**Thinning** された粒子が出力されており、 $[0,0]$ が真のコア位置である。中央図が **Dethinning** 直後の粒子数分布で、中心の出力がないのは、コア位置付近では粒子密度が非常に大きいためであり、この段階では一時的に出力していない。この後、エネルギー損失を求める際に再度中心付近に粒子を埋める作業をしている。右図が GEANT4 のエネルギー損失テーブルを参照し、各タイルにおけるエネルギー損失を図にしたものである。

CORSIKA の出力の時点では、シャワーコアを境に上流側と下流側では顕著な非対称性は見られないのに対して、**Dethinning** 後には非対称性が大きくなり、エネルギー損失を参照するとコア位置を境にシャワーの下流側で急激にエネルギー損失がなくなっていることがわかる。そこで、**Dethinning** の過程を調査した。

7.1 大天頂角ニュートリノシャワー **Dethinning** 過程の調査

大天頂角のシャワーを **Dethinning** する際に、シャワーの下流側が除かれる可能性のあるプロセスは以下の2つだった。

- **Dethinning** された粒子を確率的に消している
- コア位置付近を **Dethinning** しない

1つ目の可能性は、**Thinning** された粒子を確率的に消すプロセスである。これは、大角度ほど特にシャワーの下流側で、**Dethinning** された粒子の軌跡が元の粒子のものよりも長くなり、SDに届かないことを考慮している。元の粒子の軌跡との差について、平均自由行程 $50\text{g}/\text{cm}^2$ で減衰させている。これは今までの解析で使用していた低天頂角領域では問題にはならなかったが、今回解析している大天頂角領域では、**Dethinning** された後にこの減衰条件にかかる粒子が多いと考えられるため、この減衰をさせず、**Dethinning** された全ての粒子を残すように変更した。その結果が図 7.5 である。左図、中央図、右図共に、上図がシャワー上流 A とシャワー下流 B でのエネルギー損失量分布で、黒いヒストグラムが従来の方法、赤いヒストグラムが **Thinning** された粒子を消さないよう変更した方法を示す。青いヒストグラムは赤と黒の比を取っており、1 以下では新しい方法を示す赤いヒストグラムのエネルギー損失量が過剰である。左図

が天頂角 65.6 度の陽子、中央図が天頂角 64.6 度のニュートリノ、右図が天頂角 72.4 度のニュートリノの結果を表す。

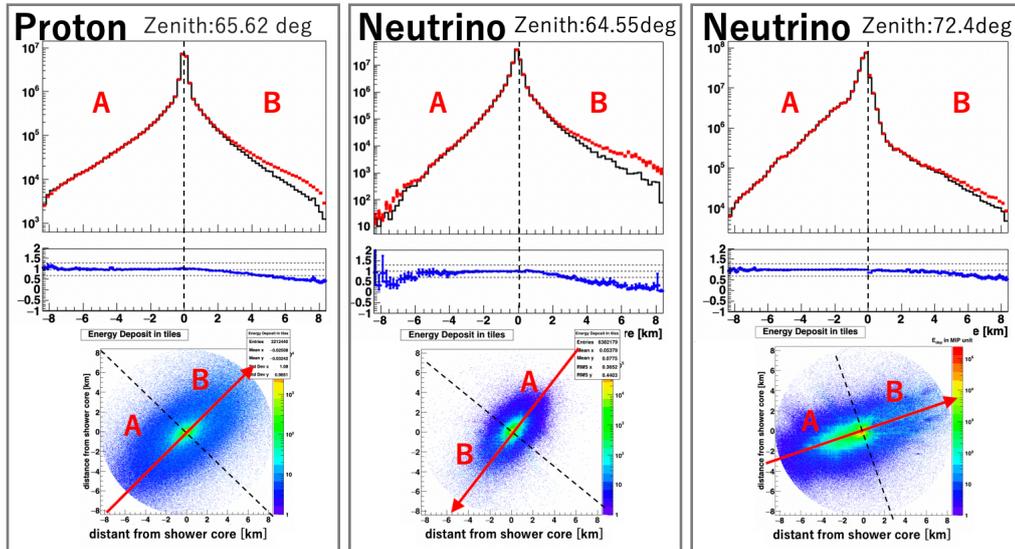


FIGURE 7.5. デシニングされた粒子を全て残した時のエネルギー損失量分布の図。左の2つが天頂角 65 度付近について左からそれぞれ陽子、ニュートリノの結果、右図がニュートリノのより大天頂角、72.4 度の結果である。ヒストグラムはシャワーの入射方向に射影したエネルギー損失量を表す。上段の黒のヒストグラムがもとのプログラム通り、デシニング後の粒子を平均自由行程 $50\text{g}/\text{cm}^2$ で減衰させた結果、それに対して、赤のヒストグラムがデシニングされた粒子を全て残した場合の結果である。中段の青い図は上段のヒストグラムの比 (黒のヒストグラム)/(赤のヒストグラム) である。下段の図は GEANT4 のテーブルを参照した後のエネルギー損失のグラフで、全てについて横軸はコア位置からの距離になっている。陽子、ニュートリノ、どちらの図もシャワーの下流側で確かに粒子が増えていることがわかる。

図 7.5 では、天頂角 65 度付近の陽子、ニュートリノ、どちらのシャワーもシャワーの下流側でエネルギー損失量が増加していることがわかる。しかし、大天頂角のニュートリノについて、シャワーの下流側で粒子のエネルギー損失が顕著になくなっていることに変わりない。

シャワーの下流側が除かれる 2 つ目の原因について考察する。2 つ目は、コア付近を **Dethinning** しない、というプロセスである。コア位置付近の粒子は 1 次宇宙線のエネルギーによって **Dethinning** しない範囲が決められている。この範囲の半径を **DISTMIN2** として、決定方法を説明する。まず、1 次宇宙線のエネルギーを $E\text{GeV}$ とすると、 E が 10^{10} 未満の場合には $\text{DISTMIN2} = 500 + 400 \times (\log E - 10)$ 、 10^{10} 以上の場合は、 $\text{DISTMIN2} = 500 + 520 \times (\log E - 10)$ で指定されている。また、**DISTMIN2** の最小値は 300 に固定されており、単位は **m** である。したがって、 $\log E - 10$ が -0.5 以下になると **DISTMIN2** が 300 を下回るので、**DISTMIN2** は 300m で固定される。

- 1 次宇宙線のエネルギーが 10^{10}GeV 未満の場合
→ $\text{DISTMIN2} = 500\text{m} + 400\text{m} \times (\log(E/\text{GeV}) - 10)$
- 1 次宇宙線のエネルギーが 10^{10}GeV 以上の場合
→ $\text{DISTMIN2} = 500\text{m} + 520\text{m} \times (\log(E/\text{GeV}) - 10)$
- $\log(E/\text{GeV}) - 10$ が -0.5 以下になる場合
→ $\text{DISTMIN2} = 300\text{m}$

また、図 7.4 からわかるように、*Dethinning* 直後の図ではコア付近の出力がないが、この出力しない範囲を *DISTMIN1* とすると、この値は $\text{DISTMIN1} = \text{DISTMIN2} - 200\text{m}$ で定義されている。ここで、*DISTMIN2* の最小値は 300m であるので、*DISTMIN1* の最小値は 100m になる。上記で述べた、コア付近の *Dethinning* されな領域 *DISTMIN2* をなくし、コア付近も含めて全てを *Dethinning* した結果を図 7.6 に示す。左図が、コア付近を *Dethinning* しない従来の方法で *Dethinning* した結果の粒子数分布、右図がコア付近も *Dethinning* した場合の粒子数分布である。

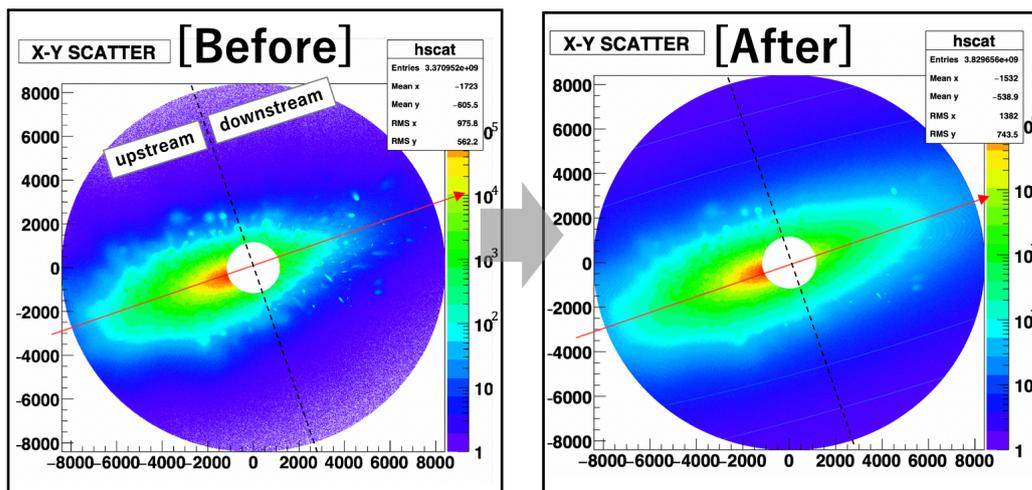


FIGURE 7.6. コア位置付近も *Dethinning* するようにした結果の粒子数分布。左図がコア位置付近を *Dethinning* しないオリジナルのプログラムによる出力。右図がコア付近も含め全ての粒子を *Dethinning* した結果である。この図はどちらも *Dethinning* 直後の粒子数分布を示す。

コア付近も *Dethinning* すると、シャワー下流側で、明らかに粒子数の増加が見られる。これを、GEANT4 のテーブルを参照してエネルギー損失に換算すると、図 7.7 のようになる。

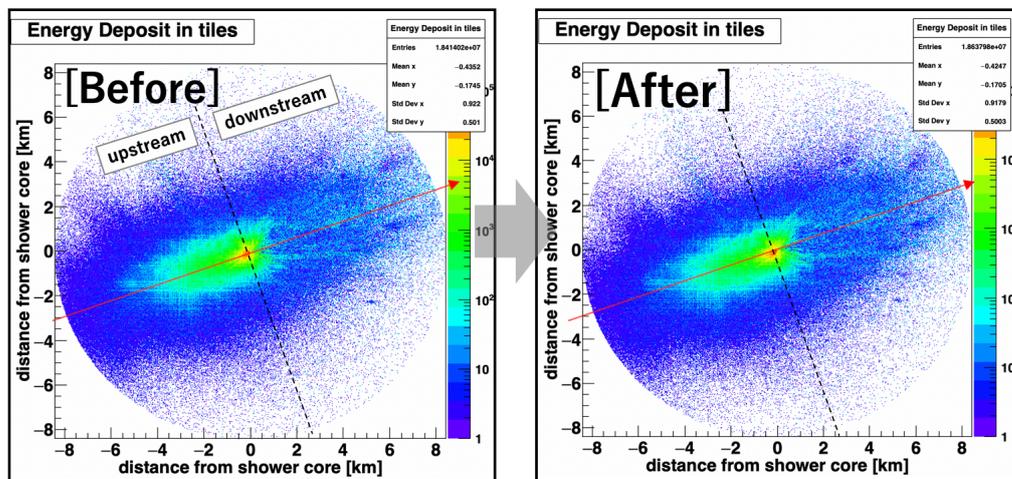


FIGURE 7.7. コア付近も *Dethinning* するようにした結果のエネルギー損失。左図がコア位置付近を *Dethinning* しないオリジナルのプログラムによるエネルギー損失の図。右図がコア付近も含め全ての粒子を *Dethinning* した場合のエネルギー損失の図である。

図7.6と図7.7を見ると、コア付近も含めて全てをデシニングすると、シャワーの下流側で粒子数は増加するがエネルギー損失は増加しないということがわかる。以上から、2つのプロセスが下流の粒子数に影響することがわかった。一方、検出器応答の計算には明らかな違いが見つかっていない。検証した2つのプロセスが、シャワーの下流側でSDの応答が急激に減少することの主な原因ではないことがわかった。主な原因は突き止められておらず、現在検証中である。この問題を改善することで、大天頂角領域を使ったニュートリノ探索がさらに進められるため、今後追求し解決したい。

Chapter 8

結論/将来展望

本研究では、TA のニュートリノ点源への感度を明らかにするために、TA 実験では初めて、ニュートリノに対する観測性能の天頂角依存、角度分解能を詳しく調べた。同時に、初めて大天頂角事象に対する再構成手順を詳細に検討した。大天頂角ではニュートリノシャワーの角度決定が悪く、原因として geometry fitting に使用される SD 数が少ないことがわかった。そのため、geometry fitting の前のセクション条件を緩めることで、より多くの SD 取得情報を geometry fitting に使用する、新しい再構成手法を示した。新手法での天頂角 45 度以上ニュートリノ角度分解能は、陽子の角度分解能を保ったまま、30~40% 向上した (図 5.15)。

新しく開発した再構成手法を用いて、TA SD での 10 年間観測を仮定し、[3] で IceCube によって観測されたニュートリノフラックスを参考にして、NGC1068 と TXS0506+056 からのニュートリノ事象数検出期待値を求めた。IceCube の PeV~TeV エネルギー範囲の観測を EeV エネルギー範囲まで外挿したフラックスを使用した場合、TA SD 10 年間観測ではニュートリノ事象が検出できないことがわかった。しかし、TXS0506+056 のフラックスの誤差の範囲内で一番ベキの大きいフラックスを考えた時、0.3~3EeV で 0.03、3~30EeV で 0.5、30~300EeV で 1.9 の期待値が得られた。極端にスペクトルがハードな天体があれば、TA SD でもニュートリノ事象を観測できることを示した。ここでは、バックグラウンド事象の寄与を見積もっていない。今後バックグラウンドを考慮して、必要であれば先行研究 [21] のように機械学習などを用いた粒子弁別を行うことで、実際にニュートリノを探索したい。

大天頂角ニュートリノシャワーでは、コア位置を、シャワー軸に沿ってシャワーの上流側に大きく間違えることがわかった。この傾向は天頂角が大きいほど顕著である。これは陽子のシャワーでは見られなかった傾向である。コア位置のずれは角度決定精度に大きく影響しないため、本論文では詳しく扱わなかった。しかし、このずれを補正することで、天頂角 80 度未満では、角度決定に若干の改善が見込まれる。また、これを改善することで、大天頂角領域を使った解析がさらに進められるため、今後解決したい。

Appendix A

大天頂角シャワーの特徴

A.1 大天頂角陽子シャワーの特徴

大天頂角で地球大気に突入してきた陽子を作るシャワーの特徴を述べる。

陽子シャワーの天頂角別イベントディスプレイの変化を示す。陽子シャワーでは主に、天頂角が大きいほどフットプリントが大きくなる。しかし、80度以上など、極度に大きな天頂角を持つシャワーの場合、大気との相互作用で吸収されて、再び地上での応答SD数が少なくなる。

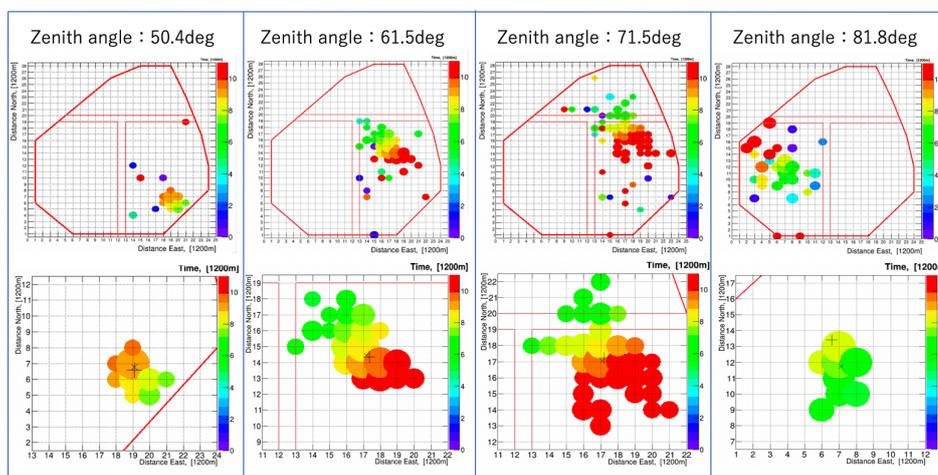


FIGURE A.1. 陽子の天頂角別イベントディスプレイ

A.2 大天頂角ニュートリノシャワーの特徴

大天頂角で地球大気に突入してきたニュートリノを作るシャワーの特徴を述べる。

図 A.2 は、ニュートリノが大気との初期相互作用までに通過した大気圧さと再構成成功確率を示したものである。

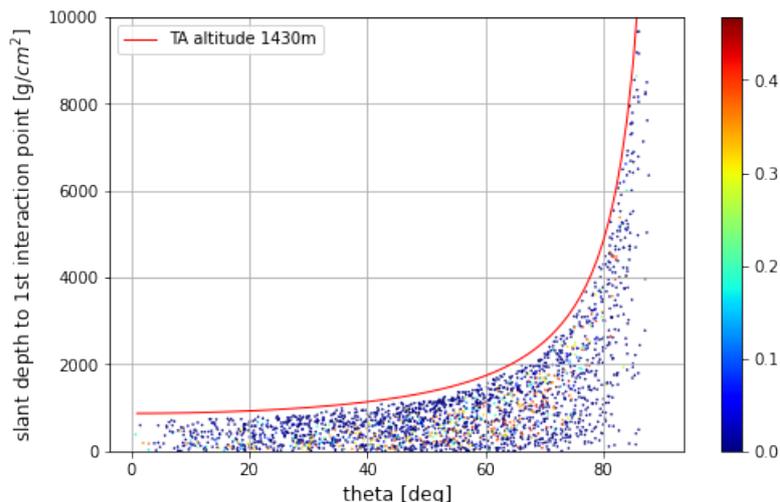


FIGURE A.2. ニュートリノが大気との初期相互作用までに通過した大気厚さと再構成成功確率。横軸は天頂角で、縦軸は初期相互作用点までにニュートリノが通過した大気厚さを g/cm^2 で示す。赤い線は TA 高度 1430m での大気厚さである。色は全体に対する、再構成に成功したシャワー数の割合に対応する。

図 A.2 の縦軸は初期相互作用点までの大気厚さ $[\text{g}/\text{cm}^2]$ なので、値が大きいほど地表近くで反応したことになる。赤い線は TA 高度 1430m での大気厚さで、これより上層で、ニュートリノと大気を反応させている。図 A.2 を見ると、地球表面で、TA SD が観測できる大きさのシャワーになるための初期相互作用点には、適度な高さが存在することがわかる。地表近くでもなく、大気上層でもない位置に再構成成功確率の高い領域がある。この特徴について詳しく確認したのが図 A.3 である。図 A.3 は、横軸に初期相互作用点までの大気深さを、縦軸に再構成成功確率を示す。天頂角を $0\sim 20$ 度、 $20\sim 40$ 度、 $40\sim 60$ 度、 $60\sim 80$ 度、 80 度以上に分け、それぞれ、赤、オレンジ、緑、青、紫で色分けして表す。

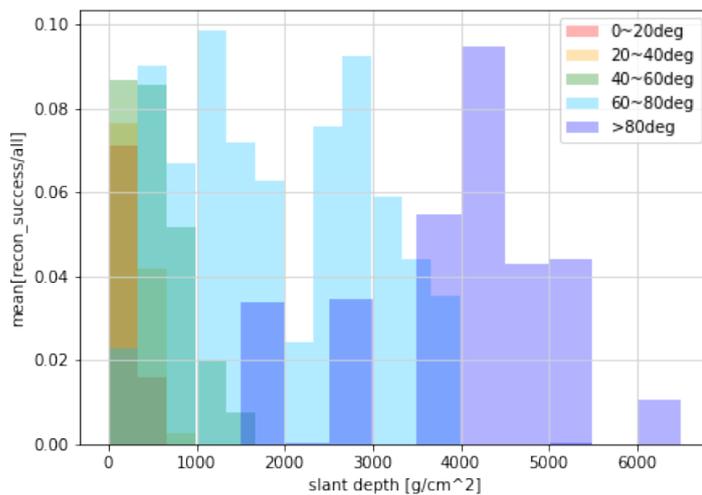


FIGURE A.3. 初期相互作用点の大気深さと再構成成功確率。それぞれの天頂角範囲で色分けし、横軸は初期相互作用点までの大気深さ、縦軸は全体に対する再構成成功シャワー数の割合を示す。

図 A.3 を見ると、どの天頂角範囲でも、TA SD で見えるシャワーの大きさになる確率が高い領域は、地表付近でも、大気上層でもない位置にあることがわかる。

A.3 陽子シャワー平面とニュートリノシャワー平面の曲率

陽子とニュートリノのシャワー平面の曲率について考察する。4.3節で述べたように、シャワー平面は式(4.2)でフィットされる。このとき a がシャワー面の曲率を表すパラメータで、 a が大きいほど大きな曲率をもち、 a が小さいほど平面に近いことを意味する。図A.4に、陽子とニュートリノについて、パラメータ a の分布を示す。

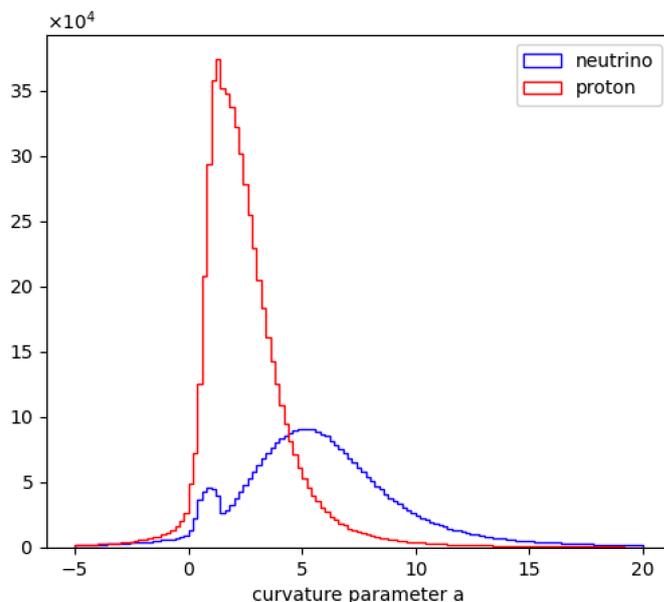
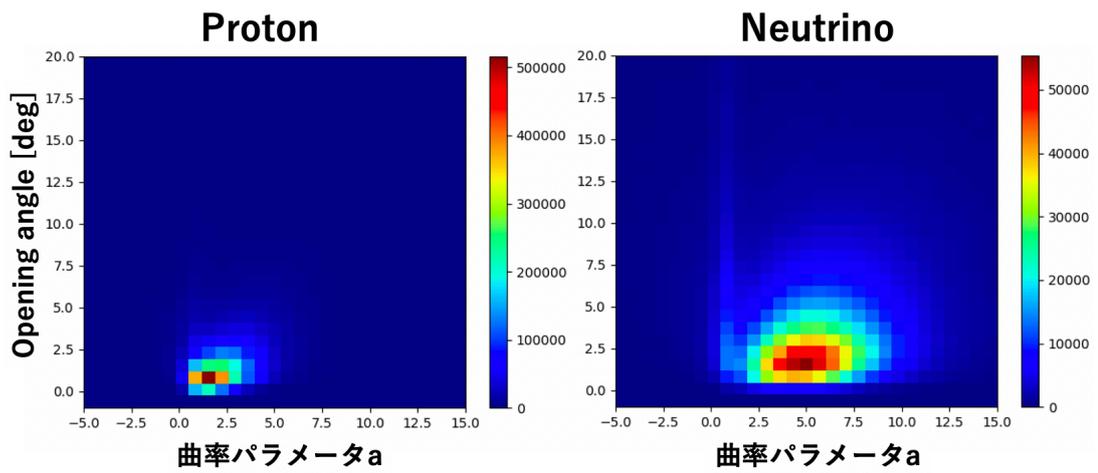
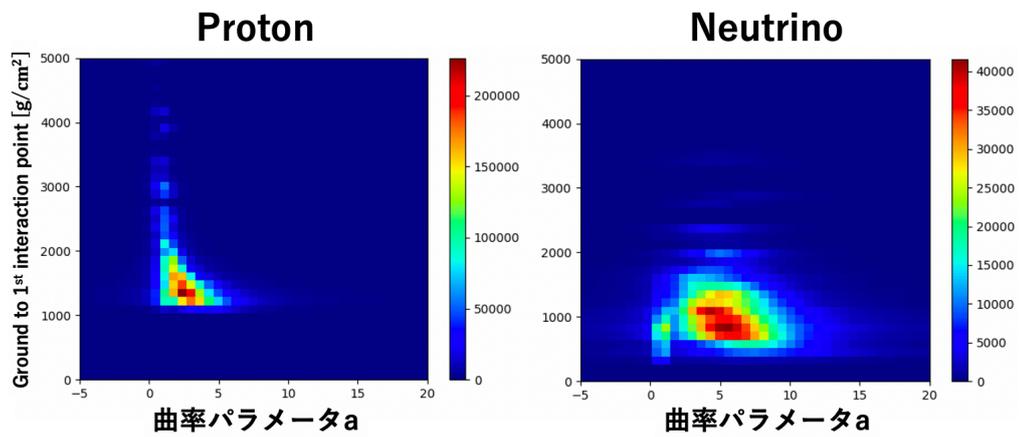


FIGURE A.4. 陽子とニュートリノのシャワー平面の曲率パラメータ a の分布

ニュートリノのシャワーに比べて、陽子のシャワーは a が小さく、シャワー面は平面的であることがわかる。これは反応高度に起因すると考えられる。陽子シャワーが大気上層で反応して観測されるのに対して、ニュートリノで再構成に成功するようなシャワーは地表付近で反応したシャワーである。このため、曲率半径が小さく、より曲がったシャワー面を持つ。

図A.5に角度決定精度と曲率パラメータとの関係を、図A.6に初期相互作用点から地面までの距離と曲率パラメータとの関係を示す。

FIGURE A.5. 陽子とニュートリノの opening angle と曲率パラメータ a の関係FIGURE A.6. 陽子とニュートリノの初期相互作用点と曲率パラメータ a の関係

Appendix B

シャワー上流と下流の粒子の特徴

シャワーのコア位置を境に上流側と下流側の粒子種分布、エネルギー分布、2次粒子の天頂角分布を示す。CORSIKA ファイルは、第7章で調査したのと同様のものを使用している。図 C.1 は、左図が全体の粒子数分布、中央のヒストグラムは粒子種を表しており、1~2 ビンに相当するのがガンマ線、2~3 ビンに相当するのが e^+ 、3~4 ビンに相当するのが e^- 、5~6 ビンに相当するのが μ^+ 、6~7 ビンに相当するのが μ^- 、8~9 ビンに相当するのが π^+ 、9~10 ビンに相当するのが π^- 、13~14 ビンに相当するのが中性子、14~15 ビンに相当するのが陽子である。右図は左図と同様の図で、この領域をシャワーの上流側の領域 1、2 と、下流側の領域 4、5 に分けて調査した。

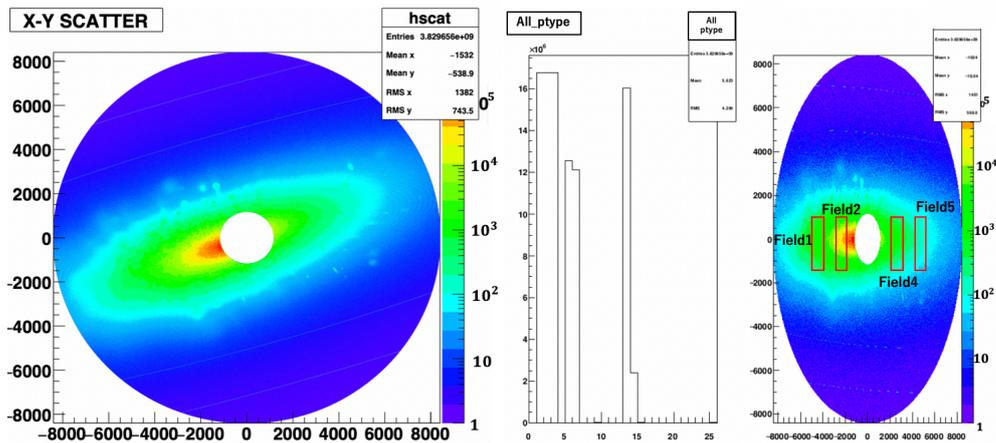


FIGURE B.1. Dethinning 直後の粒子数と粒子種分布。左図が Dethinning 直後の粒子種分布で、この分布の粒子種分布が中央図である。右図はこの領域の分け方を示しており、以下の解析で領域別に調査する。領域 1 と領域 2 がシャワーの上流側、領域 4 と領域 5 がシャワーの下流側である。

図 B.2 から図 B.5 に、シャワー上流側である領域 1 から順に、粒子種別のエネルギー分布を示す。続けて図 B.6 から図 B.9 に、粒子種別の天頂角分布を示す。

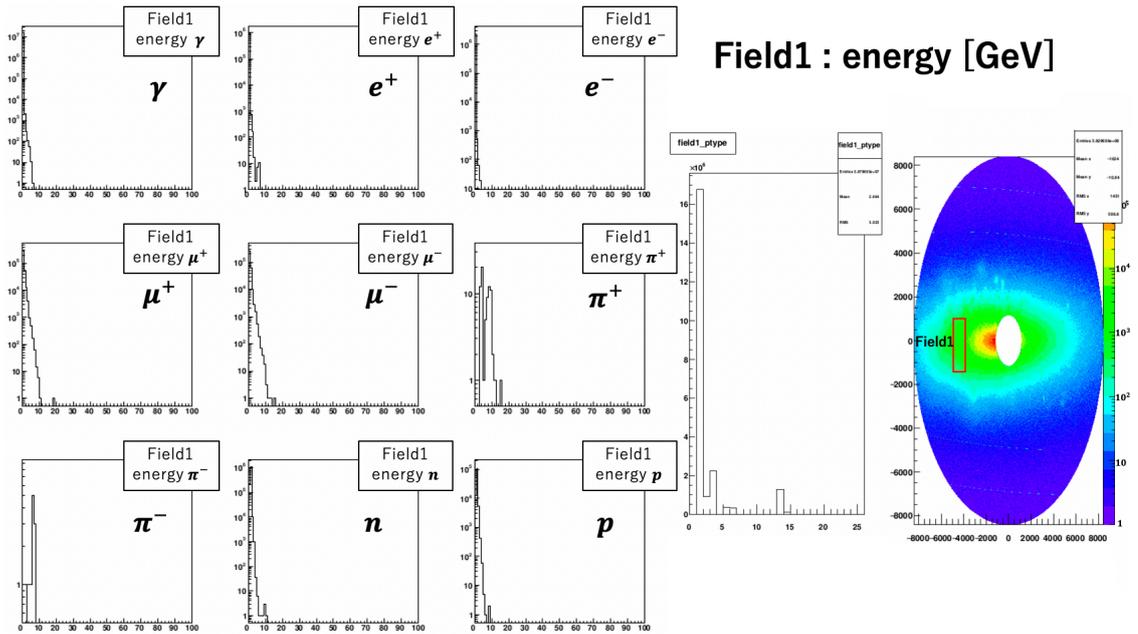


FIGURE B.2. シャワー上流領域 1 の粒子種別のエネルギー分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

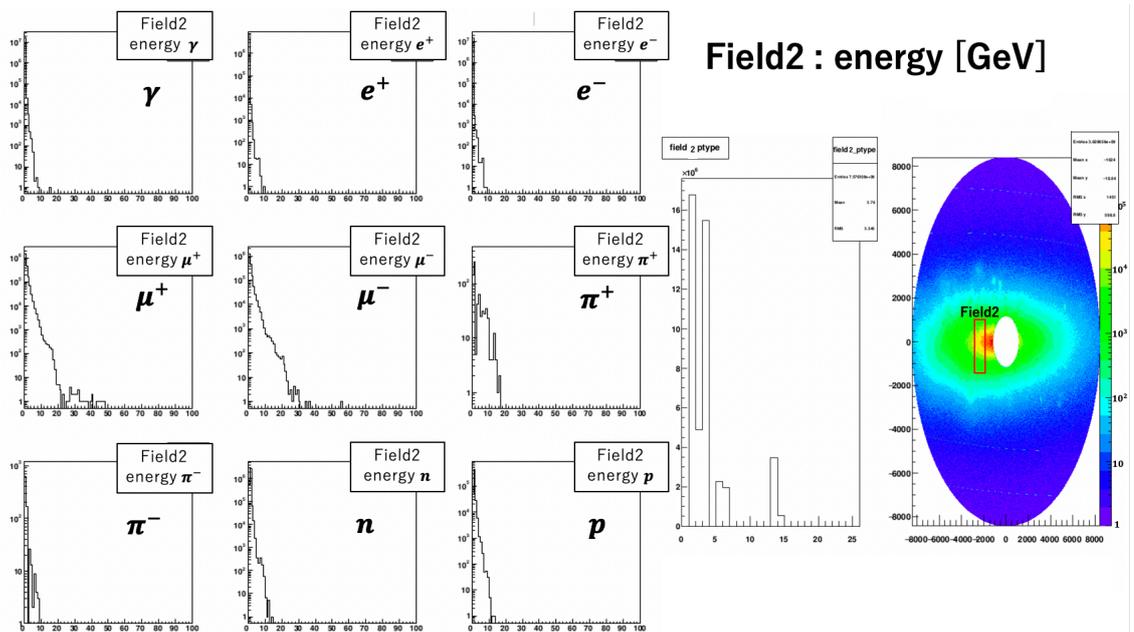


FIGURE B.3. シャワー上流領域 2 の粒子種別のエネルギー分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

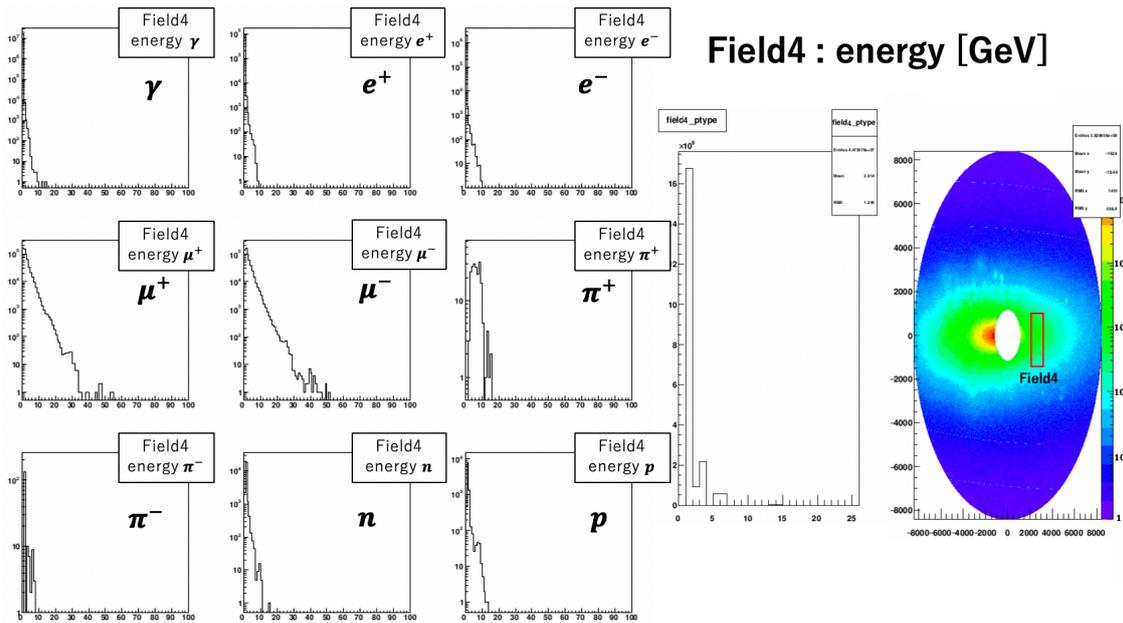


FIGURE B.4. シャワー下流領域 4 の粒子種別のエネルギー分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

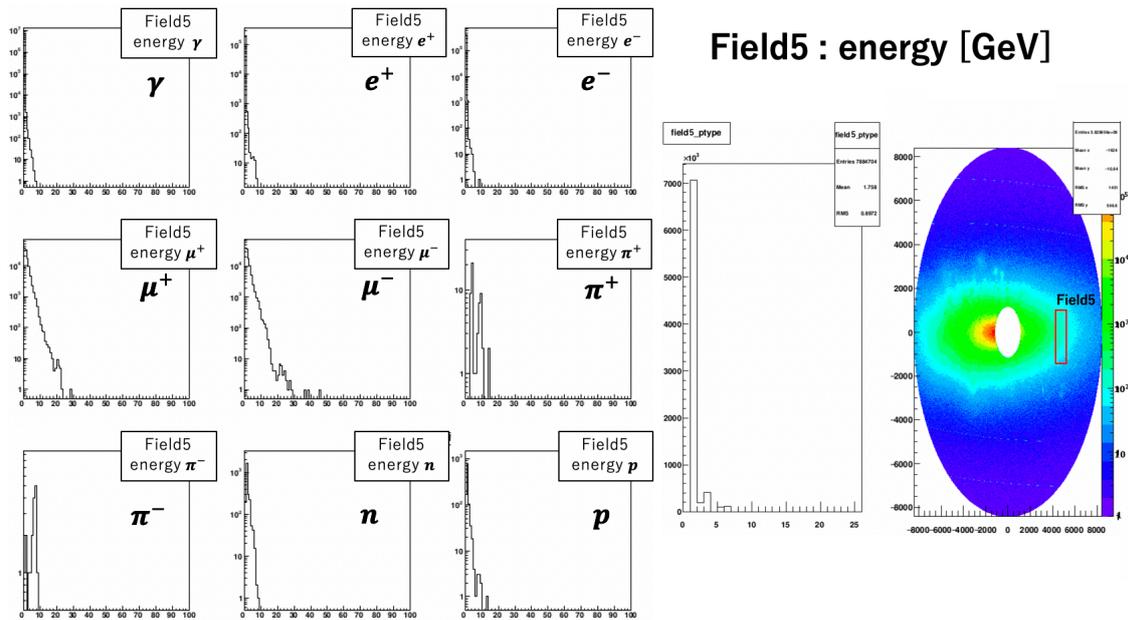


FIGURE B.5. シャワー下流領域 5 の粒子種別のエネルギー分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

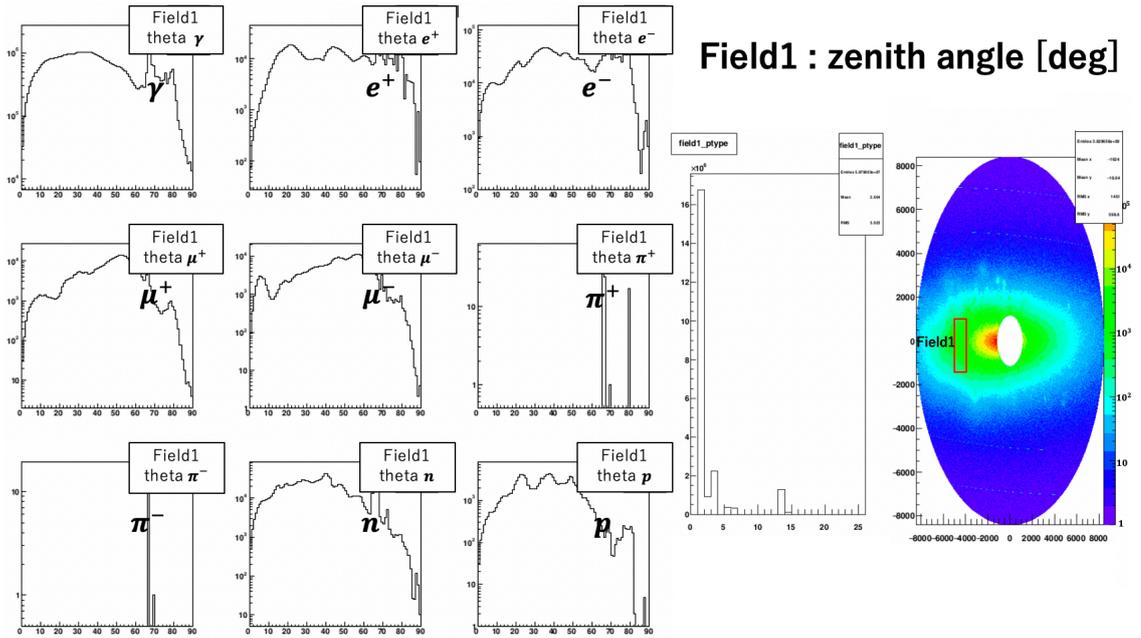


FIGURE B.6. シャワー上流領域 1 の粒子種別の天頂角分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

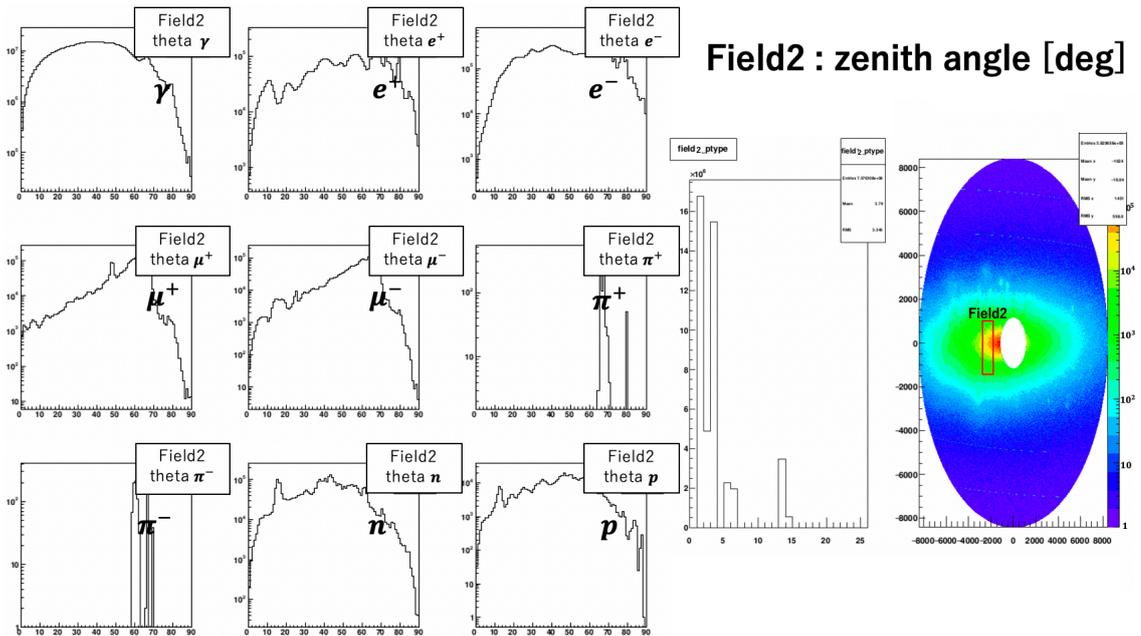


FIGURE B.7. シャワー上流領域 2 の粒子種別の天頂角分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

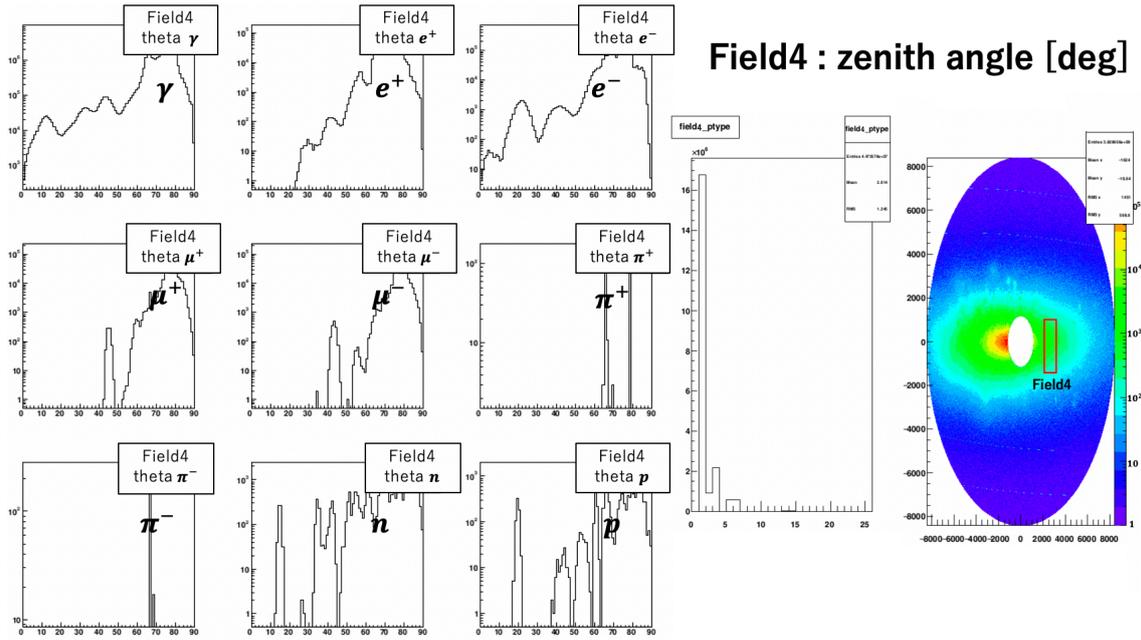


FIGURE B.8. シャワー下流領域 4 の粒子種別の天頂角分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

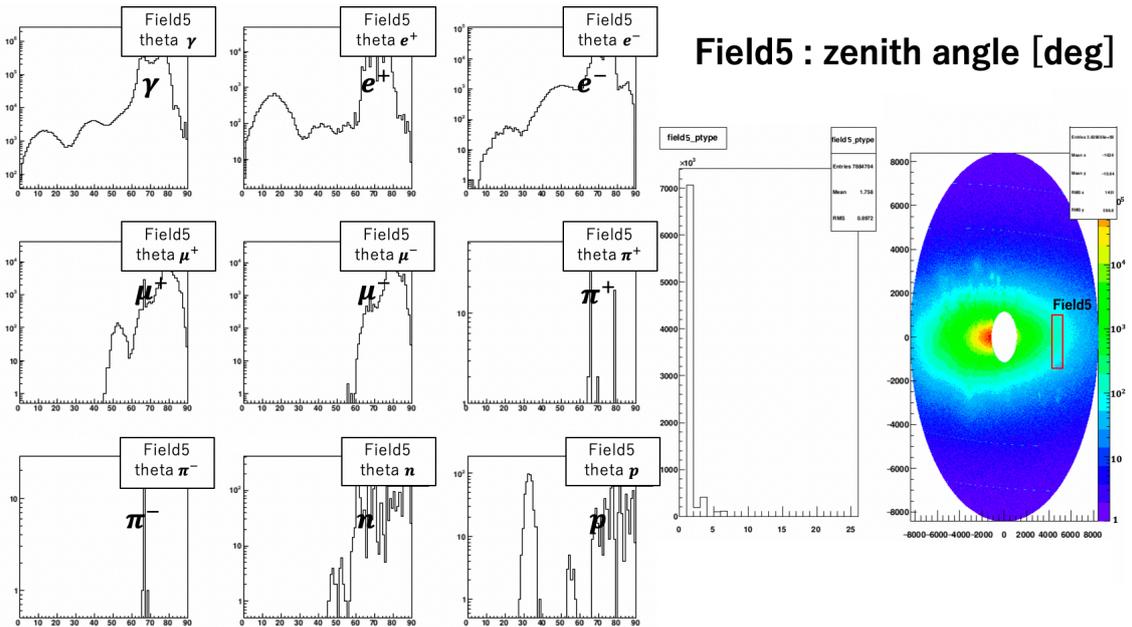


FIGURE B.9. シャワー下流領域 5 の粒子種別の天頂角分布。右図の領域の粒子種分布が中央図、左図がその粒子種別のエネルギー分布である。

Appendix C

TA SD 従来の再構成手法において χ^2 のセレクションによって除かれる SD 数

図 C.1 は、陽子とニュートリノのモンテカルロデータそれぞれに TA SD 従来の再構成手法を用いたとき、 χ^2 のセレクションによって除かれる SD 数を表したものである。データは天頂角 45 度以上のものを使用しており、横軸に χ^2 のセレクション前の SD 数、縦軸に χ^2 のセレクション後の SD 数を示している。白い直線は、 χ^2 のセレクション前後で SD 数が変化しなかった場合のプロットである。これを見ると、ニュートリノでは χ^2 のセレクションによって多くの SD が除かれているのに対して、陽子はほとんど除かれていないことがわかる。

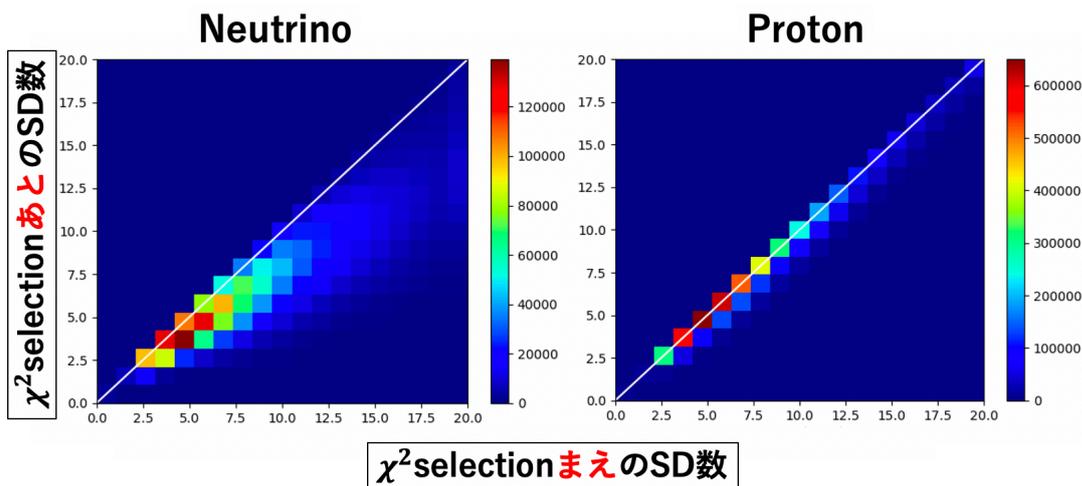


FIGURE C.1. TA SD 従来の再構成手法において χ^2 のセレクションによって除かれる SD 数。左図がニュートリノで右図が陽子を表す。横軸が χ^2 のセレクション前の SD 数、縦軸が χ^2 のセレクション後の SD 数を示しており、白の直線は、 χ^2 のセレクション前後で SD 数が変化しなかった場合のプロットである。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くのご助言、激励を頂いたみなさま、本当にありがとうございます。指導教員である、東京大学宇宙線研究所准教授埜隆志さんに、本当に感謝しています。私が宇宙線研究所に所属する前からスプリングスクールなどでお世話になり、非常にわかりやすい説明で宇宙線への興味を深めるきっかけをくださいました。埜さんのもとで修士論文を書けたこと、とても嬉しく思います。また、同研究室博士課程2年の藤末紘三さんは、研究部屋が同じで、ゼミや進捗報告会以外でも、何度も議論していただき、心から感謝しています。何を質問してもいつも一緒に考えてくださって、議論する時間は本当に楽しかったです。東京大学宇宙線研究所特任研究員、藤田慧太郎さん、大島仁さんにも、心から感謝します。解析の初歩から応用的な議論まで、ずっと見守ってくださって本当にありがとうございます。藤田さん、大島さんのおかげで研究の楽しさを実感したと言っても過言ではありません。楽しそうに研究される姿は私の憧れです。東京大学宇宙線研究所教授、荻尾彰一さん、グループミーティングでは毎回有意義な質問をたくさんいただき、研究を進める上で非常に役に立ちました。疑問を持ち、興味に従ってひとつずつ解決していく姿に、研究者としてあるべき姿を学びました。また、東京大学宇宙線研究所助教である竹田成宏さん、川田和正さん、東京大学宇宙線研究所教授佐川宏行さんには、毎週の進捗報告会での多くの議論に感謝します。毎週みなさんと議論できて本当に楽しかったです。竹田さんにはユタ出張で大変お世話になり、解析だけをしていた私に、検出器を触る楽しさを教えてくださいました。信州大学修士1年の日比亮佑さん、大阪市立大学修士2年岩崎葵さん、有村龍平さん、同大学学士4年中原美紅さんには、出張やグループミーティングで非常にお世話になりました。みなさんがいたから、研究も私生活もとても楽しく、充実した研究生活を送ることができました。また、TAグループ技術職員である岡崎奈緒さん、関野幸市さんにも感謝します。事務手続きをしてくださった木次敦子さん、井戸村貴子さん、白神良子さんにも大変お世話になりました。ありがとうございます。宇宙線研究所修士2年、川島輝能さんにはゼミで共に議論し、知見を深めたこと、とても感謝しています。

Dr. Grigory I. Rubtsov and Dr. Yana Zhezher, I am very grateful to both of you for providing the Monte Carlo dataset. Dr. Anatoli Fedynitch who is an Assistant Research Fellow of Academia Sinica, Institute of Physics, I am grateful to him for his advice on analysis. I also thank for Dr. John Matthews, Dr. Jihuyun Kim from University of Utah and other collaborators. Your kindness support and many discussions helped me a lot in advancing my research.

最後になりましたが、母、高橋いずみさん、父、高橋昌久さんに心から感謝します。研究生活を支えてくださって本当にありがとうございます。

私は、ここに書ききれなかった多くのコラボレーターのみなさま、そして友人たちにも支えられてきました。みなさまに、心から最大級の感謝を伝えます。私は修士の2年間、大好きな方々と大好きな研究をすることができて本当に幸せでした。最高の研究生活をありがとうございます。これからもよろしく願います。

参考文献

- [1] The Pierre Auger Collaboration. “Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV”. In: *SCIENCE* (6357 Sept. 2017), pp. 1266–1270. DOI: [10.1126/science.aan4338](https://doi.org/10.1126/science.aan4338).
- [2] The IceCube Collaboration. “Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert”. In: *Science* (2018). DOI: [10.1126/science.aat2890](https://doi.org/10.1126/science.aat2890).
- [3] The IceCube Collaboration. “Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068”. In: *Science* (2022). DOI: [10.1126/science.abg3395](https://doi.org/10.1126/science.abg3395).
- [4] 宇宙の観測 III - 高エネルギー天文学. Vol. 2. 日本評論社, 2019.
- [5] “High Frequency Rays of Cosmic Origin”. In: *SCIENCE* 116 (1925), pp. 823–825. URL: <https://www.nature.com/articles/116823a0.pdf>.
- [6] R. L. Workman and Others. “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* 2022 (2022), p. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [7] 理科年表. 丸善出版.
- [8] Pasquale Blasi Askhat Gazizov Svetlana Grigorieva Bohdan Hnatyk Roberto Aloisio Veniamin Berezinsky. “A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays”. In: *Astroparticle Physics* 2007 (0927-6505 2022), pp. 76–91. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2006.09.004](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.09.004).
- [9] Kenneth Greisen. “End to the Cosmic-Ray Spectrum?” In: *Phys. Rev. Lett.* 16 (17 1966), pp. 748–750. DOI: [10.1103/PhysRevLett.16.748](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.748). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>.
- [10] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. “Upper limit of the spectrum of cosmic rays”. In: *JETP Lett.* 4 (1966), pp. 78–80.
- [11] A.M. Taylor D. Hooper S. Sarkar. “The intergalactic propagation of ultra-high energy cosmic ray nuclei”. In: *Astroparticle Physics* (2007).
- [12] M. Takeda et al. “Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz’min Cutoff”. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (6 1998), pp. 1163–1166. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1163](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1163). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1163>.
- [13] AGASA collaboration. *AGASA Results*. URL: <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/results.html>.
- [14] A.M. Hillas. “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 22 (1984), pp. 425–444. DOI: [10.1146/annurev.aa.22.090184.002233](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.22.090184.002233).
- [15] 天文学辞典. 日本評論社.
- [16] Ryo Higuchi. “Search for UHECR sources considering the deflection by the galactic magnetic field”. PhD thesis. University of Tokyo, 2021.

- [17] K. Kawata et al. “Updated Results on the UHECR Hotspot Observed by the Telescope Array Experiment”. In: *Proceedings of ICRC2019* (2020). DOI: [10.22323/1.358.0310](https://doi.org/10.22323/1.358.0310).
- [18] Thomas K. Gaisser, Ralph Engel, and Elisa Resconi. *Particle physics*. 2nd ed. Cambridge University Press, 2016, 30–64. DOI: [10.1017/CB09781139192194.005](https://doi.org/10.1017/CB09781139192194.005).
- [19] *High energy astrophysics*. Vol. 3. Cambridge University., 1981.
- [20] Amy Connolly, Robert S. Thorne, and David Waters. “Calculation of high energy neutrino-nucleon cross sections and uncertainties using the Martin-Stirling-Thorne-Watt parton distribution functions and implications for future experiments”. In: *Phys. Rev. D* 83 (11 June 2011), p. 113009. DOI: [10.1103/PhysRevD.83.113009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.113009).
- [21] TA collaboration R.U Abbasi. “Search for Ultra-High-Energy Neutrin-
os with the Telescope Array Surface Detector”. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics* (2020).
- [22] P. Abreu et al. “Search for ultrahigh energy neutrinos in highly inclined events at the Pierre Auger Observatory”. In: *Phys. Rev. D* 84 (12 2011), p. 122005. DOI: [10.1103/PhysRevD.84.122005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.122005). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.122005>.
- [23] J. et al. Abraham. “Trigger and Aperture of the Surface Detector Array of the Pierre Auger Observatory”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 613 (2010), pp. 29–39. DOI: [10.1016/j.nima.2009.11.018](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.11.018). arXiv: [1111.6764](https://arxiv.org/abs/1111.6764) [astro-ph.IM].
- [24] R. A. FISHER. “THE USE OF MULTIPLE MEASUREMENTS IN TAX-
ONOMIC PROBLEMS”. In: *Annals of Eugenics* 7 (2 1936). URL: <https://doi.org/10.1111/j.1469-1809.1936.tb02137.x>.
- [25] Dmitri Ivanov. “ENERGY SPECTRUM MEASURED BY THE TELE-
SCOPE ARRAY SURFACE DETECTOR”. PhD thesis. Graduate School
—New Brunswick Rutgers, The State University of New Jersey, 2012.
- [26] “Surface detectors of the TAX4 experiment”. In: *Nuclear Instruments and
Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detec-
tors and Associated Equipment* 1019 (2021), p. 165726. DOI: [10.1016/j.nima.2021.165726](https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165726). URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165726>.
- [27] D. Heck et al. *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air show-
ers*. 1998.
- [28] Alfredo Ferrari et al. “FLUKA: A multi-particle transport code (Pro-
gram version 2005)”. In: (Oct. 2005). DOI: [10.2172/877507](https://doi.org/10.2172/877507).
- [29] S. Ostapchenko. “QGSJET-II: towards reliable description of very high
energy hadronic interactions”. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Sup-
plements* 151 (1 2006). DOI: [10.1016/j.nuclphysbps.2005.07.026](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2005.07.026).
- [30] B.T. Stokes et al. “Dethinning extensive air shower simulations”. In: *As-
troparticle Physics* 35.11 (2012), pp. 759–766. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2012.03.004](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.03.004).

- [31] et al. S. Yoshida N. Hayashida. "Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1EeV observed by AGASA". In: *J. Phys. G. Nucl. Partic.* 20 (4 1994), pp. 651–664.